الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
وزارة التعليم العالي و البحث العلمي
جامعة الشهيد حمه لخضر الوادي

رقم الترتيب:.....
الرقم التسلسلي: .....

كلية العلوم الدقيقة
قسم الفيزياء

مذكرة تخرج لنيل شهادة
ماستر أكاديمي في الفيزياء
تخصص: فيزياء تطبيقية إشعاع و طاقة

من إعداد الطلبة: عطالله أحمد بومدين
جورني محمد شوقي

ليزر الإلكترونات الحرة: نظرية وتطبيقات

نوقشت يوم: 2022/06/16
أمام اللجنة المكونة من :

أ. د. ضو جمال	أستاذ تعليم عالي	جامعة الشهيد حمه لخضر الوادي	رئيسا
د. بديدة نصيرة	أستاذ محاضر أ	جامعة الشهيد حمه لخضر الوادي	مؤطرا
د. رشيد احميم	أستاذ محاضر ب	جامعة الشهيد حمه لخضر الوادي	ممتحنا

السنةالجامعية 2022/2021

الفهرس

قائمة الأشكال **VI**

شكر وعرفان **IX**

إهداء **X**

إهداء **1**

المقدمة العامة **1**

1 أساسيات فيزياء الليزر **6**

1.1 تعريف الليزر $LASER$ 6

2.1 أساسيات عمل الليزر 7

1.2.1 الوسط الفعال 7

2.2.1 قلب الإسكان 7

3.2.1 التغذية العكسية 7

3.1 أنواع الليزرات 8

1.3.1 ليزرات الحالة الصلبة $(solid\ state\ laser)$ 8

2.3.1 ليزرات الحالة السائلة $(Dye - Laser)$ 8

3.3.1 ليزرات الحالة الغازية $(Gas - laser)$ 9

4.3.1 أنواع أخرى من الليزرات 9

4.1 تطبيقات الليزر 9
1.4.1 التطبيقات الصناعية 10
2.4.1 تطبيقات الأبحاث العلمية 10
3.4.1 التطبيقات الطبية 10
4.4.1 التطبيقات العسكرية 10
5.4.1 تطبيقات الحياة اليومية 10
5.1 تفاعل المادة مع الإشعاع الكهرومغناطيسي 11
1.5.1 نظام ذو سويتين 11
1.1.5.1 الامتصاص 11
2.1.5.1 الانبعاث التلقائي 12
3.1.5.1 الانبعاث المحفز 12
2.5.1 معاملات أينشتاين $(Einstein)$ 13
1.2.5.1 عملية الامتصاص 15
2.2.5.1 عملية الإنبعاث التلقائي 15
3.2.5.1 عملية الإنبعاث المحفز 16
6.1 قلب اسكان سويات الطاقة 18
7.1 المقطع العرضي للإنبعاث المحفز ومعامل الربح 20
1.7.1 عملية الإمتصاص 21
2.7.1 عملية الإنبعاث التلقائي 21
3.7.1 عملية الإنبعاث المحفز 21
8.1 تضخيم الضوء وشدته 25
9.1 نظام ثلاثي سويات 27
10.1 معادلات النسبة لوصف معادلات نظام رباعي السويات 30
1.10.1 عملية الإمتصاص 31
2.10.1 الإنبعاث التلقائي 32

3.10.1 الإنبعاث المحفز 32
4.10.1 التعبير عن عملية الإنبعاث المحفز 33
5.10.1 التعبير الناتج عن الخسارة ضمن المرنان 34
11.1 شرط العتبة 35
1.11.1 الإنبعاث التلقائي 36
2.11.1 الإنبعاث المحفز 36
3.11.1 الامتصاص 36
4.11.1 الخسارة ضمن المرنان 36
12.1 توليد النبضة العملاقة 39
1.12.1 مبادئ تقنية Q-switching 39
2.12.1 طرق تبديل Q-switching 39
1.2.12.1 مغلاق يستخدم ماص قابل للإشباع 43

2 الأشعة السينية $X - Rays$ 45
1.2 إكتشاف الأشعة السينية 46
2.2 مصادر الأشعة السينية 46
1.2.2 مصادر طبيعية 46
2.2.2 مصادر صناعية 46
3.2 المكونات الأساسية لأنبوب الأشعة السينية 47
1.3.2 الفتيلة :مصدر الإلكترونات 47
2.3.2 المصعد : مجمع الإلكترونات 47
3.3.2 الهدف 48
4.2 آلية انبعات الأشعة السينية من المادة 48
1.4.2 الأشعة السينية المميزة (ذات الطيف الخطي الحاد) 48
2.4.2 الأشعة السينية ذات الطيف المستمر 49

5.2 المرشحات 50
6.2 مصادر أخرى للأشعة السينية 51
7.2 أشعة السنكرترون 51
1.7.2 السينكروترون 51
2.7.2 لماذا نحتاج أشعة ـ X 53
3.7.2 علاقة الفلورة بالعدد الذري 54
8.2 قانون موسلي $(Mouzly)$ 55
1.8.2 اشعاع السنكرترون : الإكتشاف والتطور 56
9.2 المسرع الخطي 57
1.9.2 أساسيات المسرع الخطي 58
10.2 الإشعاع المموج 58
1.10.2 تذكير بالنسبية الخاصة 58
2.10.2 حركة الإلكترون في المموج 60
3.10.2 انزياح الضوء والحزمة النسبية 62
4.10.2 معاملات المموج 62
5.10.2 العبارة الكاملة للمموج 63
6.10.2 الفرق بين المذبذب والمموج 64
11.2 ليزر الإلكترونات الحرة بالأشعة -X 64
1.11.2 لماذا ليس من السهل إنشاء ليزر الأشعة السينية؟ 64
2.11.2 مسافة السير بين الإلكترون وإشعاع السنكرترون 65
3.11.2 متطلبات الترتيب لمجموعة الإلكترونات 66
4.11.2 آلية التجميع المصغر 67
5.11.2 زيادة الطاقة المنبعثة منحنى الربح الأسي 68
6.11.2 لماذا لا تتنافر الإلكترونات مع بعضها البعض 69

3 تطبيقات ليزر الإلكترونات الحرة في تشخيص البلازما 71

1.3 التشتت غير المرن ـ معامل البنية الديناميكي $S(\vec{k}.\omega)$ 71

2.3 تشتت كومتون 72

1.2.3 تشتت إلكترون حر ساكن 72

2.2.3 تشتت كومتون بإلكترون حر 74

3.2.3 تشتت كومتون للإلكترونات المتحركة 76

4.2.3 المعلومات التي نتحصل عليها من تشتت كمتون 77

3.3 تشتت البلازمون 79

1.3.3 دالة العزل الكهربائي، الناقلية، معامل الإنكسار 79

2.3.3 تأرجحات الكثافة ومعامل البنية الديناميكي 82

خلاصة عامة 85

قائمة الأشكال

1.1 مكونات ليزر الياقوت [1] 8

2.1 الإمتصاص 11

3.1 الانبعاث التلقائي 12

4.1 الانبعات المحفز 12

5.1 مختلف الإشعاعات في الذرات 14

6.1 توزيع الإلكترونات على سويات الطاقة عند التوازن الحراري 19

7.1 التبعثر النسبي لإسكان سويات الطاقة كدالة لدرجة الحرارة 20

8.1 مراحل شدة الليزر خلال دورة واحدة 25

9.1 منحنى الربح والخسارة بدلالة التردد 26

10.1 رسم تخطيطي لنظام ثلاث سويات 28

11.1 رسم تخطيطي لنظام ربع سويات 29

12.1 تسلسل زمني نموذجي لتوليد نبضة Q-switching 40

13.1 شكل تخطيطي لجهاز ليزر النبضة العملاقة مع خلية كير 41

14.1 رسم تدبدبي لنبضة عملاقة متولدة في ليزر مجهز بخلية كير 42

15.1 رسم تخطيطي لليزر الياقوتي باستخدام Q-switching للمنشور الدوار . . . 42

16.1 رسم تخطيطي ليزر Nd-YAG بإستخدام Q-switching ضوئي صوتي[7] 44

1.2 رسم تخطيطي لأنبوب أشعة سينية علاجية[14] 47

2.2 انتقال الإلكترون من المدار البعيد عن النواة ليملأ الفجوة التي تركها الإلكترون[17] 49

3.2 رسم تخطيطي يمثل انحراف الإلكترون المسرع عن مساره [17] 49
4.2 الكثافة النسبية للأشعة السينية (المميزة والمستمرة) المنبعثة من التنغستين والمولبيديوم و الكروم[18] 50
5.2 مسرع السنكروتروني يستخدم كمصدر للأشعة السينية 52
6.2 رسم تخطيطي يوضح الكثافة الحرجة التي تفصل بين الكثافة الزائدة و والظروف المنخفضة للكثافة 53
7.2 مردود الفلورة كدالة للعدد الذري Z للطبقات L , K والمدار M . . . 54
8.2 العلاقة بين التردد و العدد الذر 56
9.2 رسم تخطيطي يوضح زيادة شدة الضوء منذ اكتشاف شعاع السنكروترون . 57
10.2 رسم تخطيطي لمسرع خطي 57
11.2 الآثار المترتبة عن النسبية الخاصة 60
12.2 قيم الأعداد الموجية عند خضوعها لتقلص نسبوي 63
13.2 رسم تخطيطي يوضح الإختلاف بين المذبذب والمموج 65
14.2 رسم تخطيطي يوضح الانبعاث المترابط 67
15.2 رسم تخطيطي لآلية القوى المؤدية الى التجميع الدقيق 67
16.2 رسم توضيحي للربح غير الخطي 69
17.2 حزمة كثيفة داخل أسطوانة 69

1.3 مجموعة متنوعة من الميزات التي يمكن الوصول إليها من خلال التشتت غيرالمرن كدالة للطاقة المحولة من الأشعة السينية إلى النظامX بالأشعة السينية . . . 72
2.3 رسم توضيحي لتشتت كومتون 73
3.3 رسم توضيحي لطيف متشتت كومتون من إلكترونات متحركة 77
4.3 على اليسار: شكل البلازمون، على اليمين دالة العزل الكهربائي المرافقة . . 83

شكر وعرفان

بسم الله والصلاة والسلام على سيدنا محمد بن عبد الله، وعلى آله وصحبه ومن والاه واتبعه بإحسان إلى يوم الدين.

بداية نتقدم بجزيل الشكر إلى الطاقم الكامل لجامعة حمه لخضر الوادي من أساتذة وإداريين، خاصة كلية العلوم الدقيقة، كما نخص بالشكر الأستاذة المشرفة بديدة نصيرة، التي كانت لنا عونا في توجيهاتها وارشاداتها رغم الظروف.

كما نشكر الأستاذ ضيف الله مصباح والذي لم يبخل علينا بيد العون من توجيهاته وارشاداته.

ولا ننسى أعضاء لجنة المناقشة كل من الأستاذين أ. د. ضو جمال ود. رشيد احميم.

ويسرنا أن نوجه الشكر لكل من شجعنا وساندنا في هذا البحث من قريب أو بعيد، خاصة زملاءنا الطلبة: أنس، أحمد، حسن، عبد الحميد، عماد، وإلى كل الطالبات.

ونخص بالذكر للعرفان الأكبر للعائلة والأهل، من الوالدين والزوجة والأولاد.

أحمد بومدين

محمد شوقي

إهداء

بسم الله الواحد الأحد الفرد الصمد الذي لم يلد ولم يولد، والصلاة والسلام على سيدنا محمد وعلى آله الغر الميامين وعلى صحابته المطهرين.

أهدي هذا البحث المتواضع إلى والدي الكريمين، أطال الله في عمرهما، وأمدهما بالصحة والعافية والستر.

إلى زوجتي وأولادي وعائلتي، إلى زملائي الطلبة وأخص بالذكر كل من أحمد بومدين وأنس.

إهداء

الحمد لله رب العالمين والصلاة على أشرف الخلق أجمعين، أهدي هذا العمل إلى روح أبي الذي أراه إلى اليوم سندا لي في هذه الحياة.

إلى أمي الغالية أطال الله في عمرها، التي لم تبخل علي بدعاءها ومساندتي في محطات حياتي.

إلى زوجتي الغالية، وإلى أبناءي الأعزاء لؤي ورسيل، وإلى كل العائلة الكريمة، وإلى كل إخوتي وأصدقائي الطلبة والطالبات. وأخص بالذكر زميلي ورفيقي في العمل محمد شوقي وأنس.

المقدمة العامة

يتميز العصر الحالي بهيمنة العلوم الحديثة على كل مظاهر الحياة وعلى مصير وتقدم الأمم والشعوب، ويعتبر علم فيزياء البلازما مفتاح تكنولوجيا هذا العصر سواء في علم الإندماج النووي أو بلازما المواد أو بلازما الإلكترونيات أوالنانوتكنولوجيا وغيرها. من المعروف أن حالات المادة ثلاثة صلبة وسائلة وغازية [26] وعن طريق إحداث تغيير في درجة حرارة المادة يمكن إحداث تغيير في حالتها. عموماً المادة متعادلة كهربائيا على المستوى الماكروسكوبي، وهذه الصفة محققة حتى أثناء عملية تحول المادة من حالة الى أخرى. في حالة بلازما فان خاصية التعادل الكهربائي تختل ميكروسكوبيا، وتعتبر البلازما حالة رابعة للمادة وتحددها درجة التأين وتشكل 99% من المادة المرئية للكون [26] ، لذا فإن حالة البلازما تشكل أكثر حالات المادة شيوعاً في الكون حيث أن الشمس والنجوم تعتبر كتل كبيرة من البلازما الساخنة، وتشكل البلازما أغلب مادة بعض الكواكب مثل المشتري وزحل. إن حالة البلازما تطلق على المادة أثناء وجودها بدرجة عالية من التأين أي عندما تكون نسبة عالية من ذرات المادة موجودة بشكل أيونات موجبة مع إلكترونات سالبة منفصلة عنها.

إن الصفة التي تميز الحالات عن بعضها البعض هي شدة الترابط بين مكونات المادة حيث تكون قوية جداً في الحالة الصلبة ومتوسطة في الحالة السائلة وضعيفة في الحالة الغازية ومعدومة تقريبا في حالة البلازما.لقد حضيت الحالة الرابعة للمادة (البلازما) بإهتمام من قبل العديد من العلماء لعدة أسباب نذكر منها :

- أن البلازما هي موصل جيدا للتيار الكهربائي ومصدر للضوء.
- أن البلازما هي الحالة الأكثر سعة في عالم منظومتنا الشمسية وفهمها مهم في علم الفلك.

- تعد البلازما نظاماً ديناميكياً وجماعيا تهيمن عليه القوى الكهرومغناطيسية.
- تستخدم البلازما في التطبيقات الصناعية المتعددة وفي المجال الطبي والملاحة الجوية.
- تعالج مشاكل تقنية مهمة مثل المشاكل التي تجابه بناء مفاعلات الإندماج النووي. [23, 28]

للبلازما وسائط أهمها [23]:

وسيط الترابط Γ_{cd} وهو النسبة بين متوسط طاقة كولوم والطاقة الحرارية kT في البلازما ويقيس قوة الارتباط بين الجسيمات c و d ونكتب:

$$\Gamma_{cd} = \frac{(q_c q_d)}{4\pi\epsilon_0 d_{cd} kT'} \tag{1}$$

- كان إذا $\Gamma > 1$ ، فإن ترابط البلازما قوي (غير مثالية) .
- كان إذا $\Gamma < 1$ ، فإن ترابط البلازما ضعيف (مثالية) .

معامل الإنحلال θ_c نوع لكل c هو النسبة بين الطاقة الحرارية kT وطاقة فيرمي $E_{F,C}$

$$\theta_e = \frac{kT}{E_{F,C}} \tag{2}$$

$$E_{F,C} = \frac{\hbar^2 K_F^2}{2m_C} = \frac{\hbar^2}{2m_c}\left(\frac{6^2 n_c}{g_c}\right)^{2/3} \tag{3}$$

- إذا كان $\theta_e > 1$ فإن البلازما كلاسيكية (غير منحلة).
- إذا كان $\theta_e < 1$ فإن البلازما كمومية (منحلة).

معامل لاندو l وهو المسافة التي تتساوى عندها الطاقة الكامنة الكولومية مع الطاقة الحركية

أي

$$l = \frac{q_c q_d}{4\pi\epsilon_0 kT} \tag{4}$$

تردد البلازما ω_{pe} وهو وسيط يعبر عن التردد الإلكتروني الطبيعي للبلازما.

$$\omega_{pe} = \left(\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}\right)^{1/2} \tag{5}$$

بعد ديباي λ_D هو المسافة التي يحجب عندها الحقل الكهروستاتيكي للجسيم المشحون عن باقي الشحنات الأخرى في البلازما وهو يساوي

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e q^2}\right)^{1/2} \tag{6}$$

مع تطور أنظمة الليزر أصبح بالإمكان الحصول على بلازما مشابهة لتلك الموجودة على أي نجم أو كوكب حتى عند المركز، حيث يتم تشخيص هذه المادة في المخبر لغرض معرفة خصائصها وتحولاتها الطورية، ويلزم لمعرفة خصائص البلازما الكثيفة إشعاعا كهرومغناطيسيا ذو تردد عالي،وهو ليزر الإلكترونات الحرة، الذي يمكنه دخول وسط البلازما عندما يفوق تردد البلازما ويعتبر من أحدث أنظمة الليزر إكتشافا والذي يستعمل لهذا الغرض.

سنسلط الضوء في هذه المذكرة على ليزر الأشعة السينية للإلكترونات الحرة متبعين المنهجية التالية في إعداد وترتيب فصولها:

الفصل الأول: تطرقنا من خلاله إلى ماهية هذا الموضوع المثير بشكل علمي واضح ومبسط من خلال شرح طريقة عمل الليزر وخصائص إشعاعه وأنواعه المختلفة وبعض مجالات استخدامه وتطبيقاته وتأثير حقل الإشعاع على الذرة والعمليات المرافقة كالإمتصاص والإنبعاث التلقائي والمحفز وشروط توليد أشعة الليزر كقلب إسكان سويات الطاقة وشرط العتبة ودراسة معادلات المعدل وطرق توليد الليزر ذو النبضات القصيرة .

الفصل الثاني: يتضمن هذا الفصل دراسة الأشعة السينية من حيث اكتشافها ومصادرها وأنواعها وتطبيقاتها وآلية توليدها،بالإضافة إلى مسرعات الأجسام المشحونة كالمسرع الخطي والسنكروتروني وإكتشاف وتطور إشعاعه ومسافة السير بينها وبين الإلكترونات التي تشعها وسبب اختيار الأشعة السينية وصعوبة بناء ليزرها الضوئي وآلية حركة الإلكترونات الحرة وتفاعلها في موج الحقول المغناطيسية.

الفصل الثالث:يتناول هذا الفصل تطبيقات ليزرالإلكترونات الحرة وتفاعلها مع البلازما ومعرفة خصائص المادة بمعرفة بصمة التشتت من خلال دراسة تشتت كل من كومتون للإلكتروات المنفردة وبلازمون الإلكترونات المتحركة جماعيا في حالة مثارة وكذا معامل الانعكاس والناقلية الكهربائية ودالة العزل الكهربائي.

الفصل 1

أساسيات فيزياء الليزر

مقدمة

أحدث إكتشاف الليزر ثورة علمية ودخل منذ ظهوره في مجالات الحياة المختلفة حيث اجتاحت تطبيقاته حقل العلوم الأساسية كالفيزياء والكيمياء و القياسات العلمية ذات الدقة العالية ،كما غزى حقل الطب والصناعة والزراعة والاتصالات والبيئة وغيرها ولازالت البحوث تتسابق لتطويره لإيجاد مجالات جديدة لتطبيقه ،حيث أن قوة شعاعه ودقة اتجاهيته تجعلان منه مصدرا مثاليا للضوء و الطاقة يتفوق على جميع المصادر التقليدية المعروفة سابقا ، لذلك تناولنا في هذا الفصل ماهية هذا الموضوع المثير بشكل علمي واضح ومبسط من خلال شرح طريقة عمل الليزر وخصائص أشعته وأنواعه المختلفة وبعض مجالات استخدامه وتطبيقاته وتأثير حقل الاشعاع على الذرة والعمليات المرافقة كالامتصاص والانبعاث التلقائي و المحفز وشروط توليد أشعة الليزر كانعكاس سوية الطاقة وشرط العتبة ودراسة معادلات النسبة وطرق توليد النبضة العملاقة .

1.1 تعريف الليزر $LASER$

هو اختصار لكلمه $(Light\ Amplification\ by\ Stimulated\ Emission\ of\ Radiation)$
أي تضخيم الضوء بانبعاث الإشعاع المحفز، وهو اشعاع كهرومغناطيسي تكون فوتوناته متساوية في التردد و متطابقة في الطول الموجي حيث تتداخل تداخلا بناءا بين موجاتها لتتحول إلى نبضة

ضوئية ذات طاقة عالية وشديدة التماسك زمانيا ومكانيا ذات زاوية انفراج صغيرة جدا ، وهو ما لا يمكن تحقيقه باستخدام تقنيات أخرى غير تحفيز الإشعاع ، وقد وضع اينشتاين 1917 م الأسس النظرية للإنبعاث المحفز وتم تصميم أول جهاز ليزر في 1960 م من قبل العالم الألماني مايمان $(Maymen)$باستخدام بلورة الياقوت وعرف بليزر الياقوت $Ruby\ \ laser$ [1]

2.1 أساسيات عمل الليزر

لكي تعمل أجهزة الليزر يجب أن تتوفر ثلاثة شروط وهي :

1.2.1 الوسط الفعال

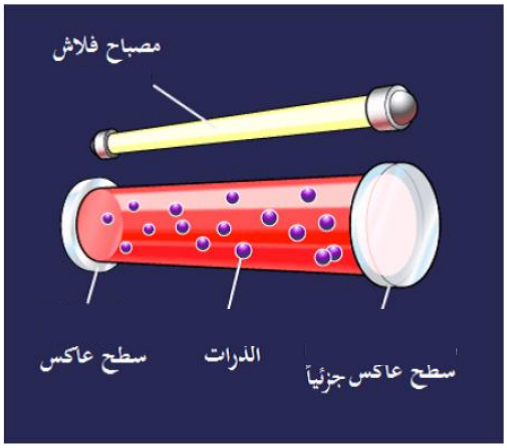
وهو نظام ذو عدد كبير من الذرات أو الجزيئات أو الأيونات لوسط مادي بحالته (الصلبة، السائلة ، الغازية)

2.2.1 قلب الإسكان

ويتحقق باستخدام طرق ضخ معينة تنفذ وفق مخططات خاصة تناسب مستويات الطاقة لذرات الوسط الفعال

3.2.1 التغذية العكسية

للحصول على عملية تضخيم الأشعة أي العمل كمكبر للحزمة الضوئية وكذلك الحصول على صفة الاتجاهية ويتم ذلك باستخدام تجويف رنيني ذي تصميم مناسب يدعى المرنان $(resonator)$. إن أول تصميم للمرنان في المدى المرئي هو مقياس التداخل لفابري بيرو ويتألف من مرآتين متساويتين متقابلتين بشكل متوازي يوضع الوسط الفعال بينهما وتكون احدى المرآتين شفافة جزئيا لكي ينفذ جزء من الإشعاع بشكل موازي لمحور المرآتين يمثل الليزر الشكل 1.1 مكونات ليزر الياقوت [2].



(١) مكونات ليزر الياقوت

شكل 1.1: مكونات ليزر الياقوت [1]

3.1 أنواع الليزرات

بشكل عام تعود تسمية الليزات على الأغلب وفق المادة المستخدمة كوسط فعال منها

1.3.1 ليزرات الحالة الصلبة $(solid\ \ state\ \ laser)$

يعتبر ليزر الجسم الصلب من أول الليزرات التي تم تصميمها منذ عام 1920 م حيث كان الوسط الفعال الليزري عبارة عن بلورة الياقوت الأحمر من أبرز أنواعها (ليزر الياقوت $(Ruby-laser)$، ليزر النيديميوم ـ ياك $(Neodymium-YAG-laser)$ ، النيديميوم ـ زجاج $(Neodymium-glass-laser)$.[3]

2.3.1 ليزرات الحالة السائلة $(Dye-Laser)$

بدأ تطور الليزرات الصباغية منذ عام 1922م حيث تمت عملية انجاز أول ليزر صبغي يعمل بشكل نبضي واستمر حتى عام 1972 م حيث تم تصنيع ليزرات صباغيه تعمل بشكل مستمر منها[3] .

(ليزر صبغة رودامين $(RhodaminG6)$ ، صبغة الكومارين $(Coumarin)$ ، صبغة البوليميثان)

3.3.1 ليزرات الحالة الغازية $(Gas - laser)$

تعتبرالليزرات الغازية من أكثر أنواع الليزرات أهمية للإستخدام في مجالات الأبحاث العلمية والصناعية والتطبيقات الطبية حيث تستعمل الغازات وأبخرة العناصر المختلفة التي يمكن اثارتها بواسطة تطبيق جهد كهربائي منها3 .

- ليزرات الغازات الحاملة : He, Ne ، He, Cd .
- ليزرات الغازات الأيونية : Ar^+, Kr^+.
- ليزرات الغازات الجزيئية : CO_2, KrF .

4.3.1 أنواع أخرى من الليزرات

[2]

- ليزرات المراكز الملونة $(Dye\ \ Center\ \ Laser)$.
- ليزرات الشلال الكمومي$(quantum\ \ cascade\ \ Laser)$.
- الليزرات النبضية$(Pulsed\ \ Laser)$.
- ليزرات الذرة المفردة $(single\ \ atom\ \ Laser)$
- ليزرات الإلكترونات الحرة $(Free\ \ electron\ \ Laser)$.

4.1 تطبيقات الليزر

الليزر له تطبيقات عديدة جدا في مختلف مجالات الحياة أهمها

1.4.1 التطبيقات الصناعية

أدخل الليزر في التطبيقات الصناعية منذ أول اكتشاف له 1960 م وبالأخص في القياسات البصرية و أجهزة القياس واستخدم في مجال التصنيع كالقطع و اللحام والصهر والتبخير وفي الحفر على الزجاج وفي صناعة الدوائر الكهربائية المتكاملة وغيرها [4].

2.4.1 تطبيقات الأبحاث العلمية

يستخدم الليزر كأداة في هذه الأبحاث ومن تطبيقاته في المجالات العلمية نذكر منها [4]:

- التحليل الطيفي
- تبريد الذرات
- دراسة تفاعل الإشعاع الكهرومغناطيسي مع المادة

3.4.1 التطبيقات الطبية

استخدم تطبيقات الليزر في الجراحةوفي مجال طب الأسنان وطب العيون والتشخيص و لحام الأوعية الدموية [4].

4.4.1 التطبيقات العسكرية

منذ اكتشاف الليزر كانت الأبحاث المتعلقة في تطويره للاستخدام في المجالات العسكرية و غالبا ما تكون هذه الأبحاث سرية ولا تكشف الإ بعد سنوات ومن هذه التطبيقات التصويب ، توجيه القذائف و تعقب الهدف ، التفجير عن بعد كما يستخدم في ابطال مفعول الأجهزة الإلكترونية [4].

5.4.1 تطبيقات الحياة اليومية

لليزر تطبيقات عديدة في الحياة اليومية و تقسم هذه التطبيقات على النحو التالي4

- تطبيقات الليزر في المنازل (الأقراص المضغوطة،الوسائط المستخدمة لتخزين المعلومات)
- تطبيقات الليزر في التجارة (قارئ البار كود)
- تطبيقات الليزر في الاتصالات(الألياف الزجاجية المستخدمة في الاتصالات)
- تطبيقات الليزر في التسلية(عروض الليزر في التسلية والمناسبات والأعياد ومعرض التصوير ثلاثي الأبعاد)

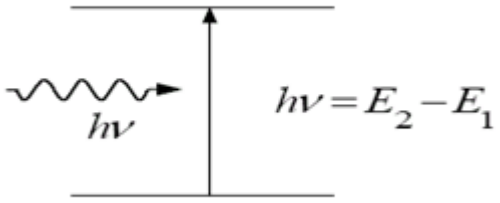
5.1 تفاعل المادة مع الإشعاع الكهرومغناطيسي

1.5.1 نظام ذو سويتين

تكون المادة في الحالة العادية في اتزان حراري مستقر حيث النظام في الحالة الأساسية ، وعندما يرد شعاع كهرومغناطيسي عليها بتردد مناسب يحدث تحفيز للإلكترونات فتتفاعل مع هذه الإشعاعات في ثلاثة آليات وهي الإمتصاص و الانبعاث التلقائي و الانبعاث المحفز [2].

1.1.5.1 الامتصاص

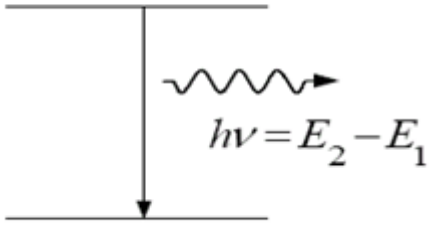
وهو عملية اكتساب طاقة من الاشعاع إلى المادة فتزداد طاقة الذرات أو الجزيئات فتصبح مثارة فتنتقل طاقتها من مستوي طاقة E_1 إلى مستوي طاقة أعلى E_2 الشكل (2.1) [2].



شكل 2.1: الإمتصاص

2.1.5.1 الانبعاث التلقائي

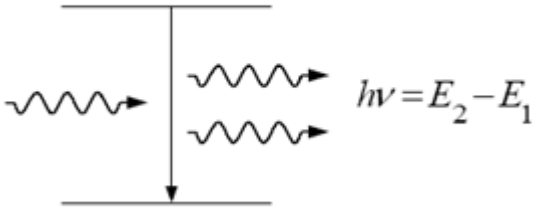
وهو عملية فقدان الطاقة من المادة بشكل تلقائي فتقل طاقة ذرات أو جزيئات المادة فتنتقل من مستوي طاقة E_2 إلى مستوي طاقة أدنىE_1 على شكل ضوء أو حرارة بدون تأثير خارجي (3.1) [2].



شكل 3.1: الانبعاث التلقائي

3.1.5.1 الانبعاث المحفز

وهو عملية فقدان الطاقة من المادة فتنتقل ذرات أو جزيئات المادة من مستوي الطاقة E_2 إلى مستوي الطاقة أدنىE_1 على شكل ضوء تحت تأثير خارجي وهو أساس عمل الليزر الشكل 4.1 [2].



شكل 4.1: الانبعات المحفز

2.5.1 معاملات أينشتاين $(Einstein)$

وهي كميات رياضية ومقياس لاحتمال امتصاص أو انبعاث الضوء بواسطة ذرة أو جزيء وترتبط معامل اينشتاين A بمعدل الانبعاث التلقائي للضوء ومعامل اينشتاين B بامتصاص الضوء وتحفيز انبعاثه حيث شرح اينشتاين التأثير المتبادل بين حقل خارجي والذرات وفق مبادئ النظرية الكوانتية لذلك لابد من التذكير بنظرية الإشعاع الحراري التي تصف علاقة كثافة الإشعاع $\rho(\nu)$ مع التردد ν ودرجة الحرارة T والتي تدعى علاقة رايلي $(Rayleigh)$ [3].

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi h\nu^2}{c^3} \tag{1}$$

حيث:

$\rho(\nu)$: طاقة كثافة الإشعاع وهي عبارة عن الطاقة في وحدة الحجم وفي وحدة التردد.

h: ثابت بلانك

c: سرعة الضوء في الفراغ.

لكن من أجل القيم الكبيرة لـ $(\frac{\nu}{T})$ لا تتوافق النتائج التجريبية مع العلاقة السابقة وإنما مع علاقة فين $(Wien)$ التالية

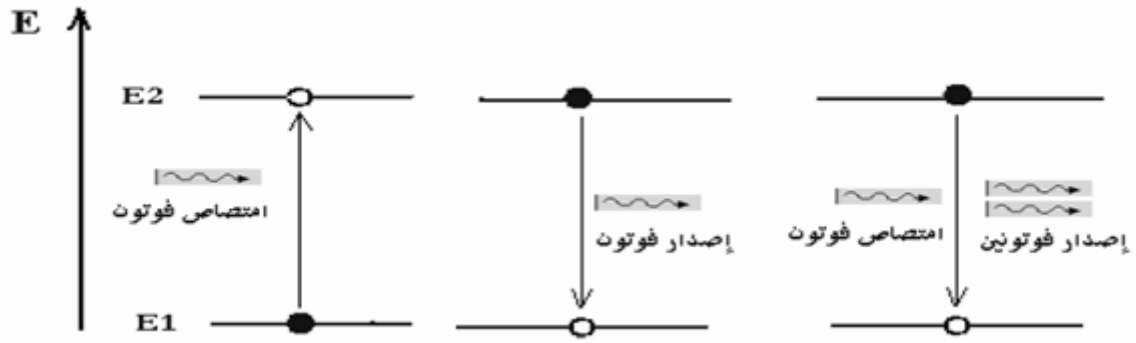
$$\rho(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \exp\left\{-\frac{h\nu}{kT}\right\} \tag{2}$$

أما علاقة الطاقة لكافة الترددات فقد أوجدها العالم بلانك $(Planck)$ من خلال ادخال مفهوم سويات الطاقة عند دراسة التأثير المتبادل بين الحقل الخارجي والذرة

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{\exp\{\frac{h\nu}{kT}\} - 1} \tag{3}$$

لكن بشكل أوسع من ذلك يبقى الاهتمام في آلية التأثير المتبادل بين الحقل الخارجي والذرات

والجزيئات في حالتي الامتصاص أو الإنبعاث عندما يوصف الحقل الخارجي بواسطة علاقة كثافة الطاقة ولدراسة آلية هذا التأثير المتبادل نكتفي بأخذ سويتين فقط بعين الاعتبار من مجموعة السويات العديدة للذرات ولتكن السوية الأولى ذات الطاقة E_1 والسوية الثانية ذات الطاقة E_2 مع العلم أنه ليس بالضرورة أن تكون السوية E_1 هي السوية الأساسية في الذرة . إن تفاعل الضوء مع الذرات يترافق بثلاث عمليات هي عملية الامتصاص وعملية الإنبعاث التلقائيوعملية الإنبعاث المحفز وهذه العمليات الثلاثة تترافق بإنتقالات تحدث في الذرة بين السويتين E_1 و E_2 عند أي درجة حرارة وهذا مايتعلق بعملية التوازن الحراري والشكل 5.1 يوضح مستويي الطاقة وتأثير كل عملية انتقال على الذرة وعلى الضوء



شكل 5.1: مختلف الإشعاعات في الذرات

ندرس تأثير كل عملية من العمليات الانتقاليةالثلاثة السابقة على معدل التغيرات في عدد الذرات N_2 في السوية المثارة E_2 وذلك في حالة التوازن الحراري فالعلاقة بين عدد الذرات في سويات الطاقة المختلفة عند التوازن الحراري يمكن وصفها بمعادلة ماكسويل بولتزمان التالية

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left\{-\frac{h\nu}{kT}\right\} \qquad (4)$$

حيث:

N_2: عدد الذرات في السوية المثارة E_2.

N_1: عدد الذرات في السوية E_1.

g_1 وg_2 درجة العدد للسوية الأساسية و المثارة والذي يمثل الطرق المختلفة لتوزع الذرات التي لها نفس الطاقة.

T: درجة الحرارة المطلقة.

ν: تردد الإشعاع، h ثابت بلانك.

1.2.5.1 عملية الامتصاص

ترتبط عملية الامتصاص بعدد الذرات N_1 في السوية الأساسية E_1 أي كلما زاد N_1 زادت عملية الامتصاص ويعتمد هذا الانتقال من السوية E_1إلى السوية E_2المثارة على المعامل B_{12} الذي يدعى معامل اينشتاين للامتصاص وهو يعبر عن احتمال حدوث عملية الامتصاص كما أن معدل التغير في عدد الذرات N_2 في السوية المثارة E_2 بالنسبة إلى الزمن يكون دائما موجبا لأن N_2 يزداد بسبب عملية الامتصاص حيث تحدث عملية الامتصاص إذا توفر فوتون ذو طاقة تساوي فرق الطاقة بين السويتين E_1 و E_2 أي أن $h\nu = E_2 - E_1$ للتعبير عن مدى تحقق هذه العلاقة في عملية الامتصاص يستخدم مفهوم طاقة كثافة الإشعاع $\rho(\nu)$ كدالة للتردد التي تعبر عن احتمال وجود فوتون عند التردد ν في وحدة الحجم ويمكن التعبير عن تأثير عملية الامتصاص على تغير إسكان السوية الأساسية E_1 بالمعادلة التالية [4]:

$$\frac{dN_1}{dt} = -B_{12}N_1\rho(\nu) \qquad (5)$$

2.2.5.1 عملية الإنبعاث التلقائي

تعتمد عملية الإنبعاث التلقائي على عدد الذرات N_2 في السوية المثارة فكلما زاد N_2 كلما ساهم ذلك في زيادة عملية الإنبعاث التلقائي حيث يتعلق هذا الانتقال بالمعامل A_{21} الذي يعبر عن احتمال حدوث الإنبعاث التلقائي ويدعى معامل اينشتاين للإصدار التلقائي. بمأن معدل التغير في عدد الذرات في السوية المثارة بالنسبة للزمن يكون دائما سالبا لأن العدد N_2 يتناقص مع الزمن ويمكن التعبير عن ذلك بالمعادلة [3]:

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{121}N_2 \tag{6}$$

إن هذا الإنبعاث الذي يزيد من عدد الفوتونات الصادرة يتناسب مع عدد الذرات السوية المثارة N_2 لكنه مستقل عن كثافة طاقة الإشعاع $\rho(\nu)$

من العلاقة السابقة يمكن أن نكتب

$$\frac{dN_2}{N_2} = -A_{21}t \tag{7}$$

بالتكامل نجد أن

$$N_2(t) = N_2(t_0)\exp^{-\frac{t}{\tau}} \tag{8}$$

3.2.5.1 عملية الإنبعاث المحفز

تعتمد عملية الإنبعاث المحفز على عدد الذرات في السوية E_2 أي كلما ازداد العدد N_2 كلما زادت عملية الإنبعاث المحفز ويعتمد هذا الانتقال على المعامل B_{21} الذي يعبر عن احتمال حدوث عملية الإنبعاث المحفز ويكون معدل التغيير في تعداد السوية E_2 بالنسبة إلى الزمن سالبا لأنه كلما ازداد معدل التغير تناقص العدد N_2 كما أن عملية الإنبعاث المحفز تحدث إذا توفر فوتون ذو طاقة تساوي فرق الطاقة بين السويتين E_2 و E_1 أي أن $h\nu = E_1 - E_2$، وبما أن عملية الإنبعاث المحفز تحدث فقط عند وجود تأثير حقل خارجي أي أنها ترتبط مع كثافة طاقة الإشعاع $\rho(\nu)$ كتابع للتردد بالمعادلة التالية [3]:

$$\frac{dN_2^*}{dt} = -B_{21}N_2\rho(\nu) \tag{9}$$

حيث يدعى B_{21} معامل اينشتاين للإصدار المحفز وهو يتعلق بخواص الذرة أي بالسويتين E_1 و E_2 ويدعى أيضا احتمال الإنبعاث المحفز . إن المعادلات الثلاثة السابقة (9) , (8) , (6) تمثل الحالات المختلفة التي يمكن من خلالها أن يتفاعل حقل أشعة خارجي مع الذرات من قانون انحفاظ الطاقة في حالة التوازن الحراري يجب أن يكون عدد الانتقالات من السوية E_1 إلى السوية E_2 مساوي لعدد الانتقالات من السوية E_2 إلى السوية E_1 يمكن أن نكتب

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{dN_2}{dt} + \frac{dN_2^*}{dt} \tag{10}$$

بالتعويض نحصل على

$$B_1 2 N_1 \rho(\nu) = (A_{21} + B_{21}\rho(\nu))N_2 \tag{11}$$

ومنه نجد

$$\rho(\nu) = \frac{A_{21}N_2}{B_{12}N_1 - B_{21}N_2} \tag{12}$$

$$\rho(\nu) = \frac{A_{21}}{\frac{N_1}{N_2}B_{12} - B_{21}} \tag{13}$$

نعوض عن المقدار $\frac{N_2}{N_1}$ بقيمته من قانون ما كسويل بولتزمان نجد أن

$$\rho(\nu) = \frac{A_{21}}{B_{21}}\left[\frac{1}{\frac{B_{12}}{B_{21}}\exp^{-\frac{h\nu}{kT}} - 1}\right] \tag{14}$$

وهذه العلاقة تمثل قانون أينشتاين في الإشعاع بمقارنتها مع قانون بلانك نجد

$$B_{12} = B_21 = B \tag{15}$$

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \tag{16}$$

من العلاقة (8) نستنتج أن احتمال إمتصاص ذرة لفوتون يساوي احتمال إصدار الذرة المثارة

بشكل محفز لفوتون بنفس الطاقة . من العلاقة (9) نستنتج احتمال انتقال إصدار محفز يتناسب طردا مع احتمال انتقال الإنبعاث التلقائي ويتناسب عكسا مع $\rho(\nu)$ أي أن عملية الإنبعاث المحفز تكون أقل احتمالا كلما كانت ν كبيرة جدا و هذا السبب بأن الليزرات في مجال الأمواج القصيرة (في مجال الفوق البنفسجية أو السينية) تلاقي صعوبات تقنية كبيرة عند تصنيعها.

6.1 قلب اسكان سويات الطاقة

تعتبر الطاقة شرطا أساسيا من شروط حدوث عملية الإنبعاث المحفز و اللازمة من أجل تضخيم الأشعة الكهرومغناطيسية وبالاعتماد على مبادىء الترموديناميك نعلم أنه إذا كان لدينا مجموعة إحصائية من الذرات في حالة توازن حراري مع الوسط المحيط عند درجة حرارة فإن هذه الذرات N_i سوف تتوزع على السويات ذات الطاقة E_i حسب توزيع بولتزمان التالية [3] :

$$N_i = const.e^{-(E_i/KT)} \qquad (17)$$

K ثابت بولتزمان ويساوي $(1.38x1023J/k)$.

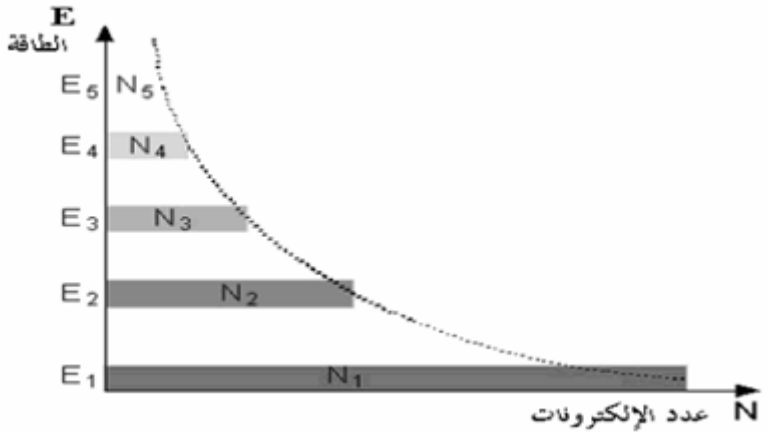
Ei سوية الطاقة i حيث $(i = 1, 2, 3.....)$.

T درجة الحرارة المطلقة .

const ثابت التناسب وهو يعبر بشكل عام عن تعدد أوتحلل السوية .

بشكل عام تكون كل الذرات عند درجة حرارة منخفضة في السوية الأساسية ومع ازدياد درجة الحرارة تثار هذه السوية الأساسية الى سوية الطاقة الأعلى ،ونحصل بذلك على توزيع جديد للذرات خاضع لقانون ماكسويل ـ بولتزمان $(Maxwell - Boltzmann)$ الإحصائي عند التوازن الحراري والشكل (6.1) يبين عدد السكان سويات الطاقة في كل سوية عند حالة التوازن الحراري,

والعملية التي نحصل بواسطتها على قلب اسكان سويات الطاقة تدعى عملية الضخ الضوئي .



شكل 6.1: توزيع الإلكترونات على سويات الطاقة عند التوازن الحراري

أما عند دراسة التوزيع النسبي N_2/N_1 للذرات على سويات الطاقة E_2 و E_1 فإننا نحصل على

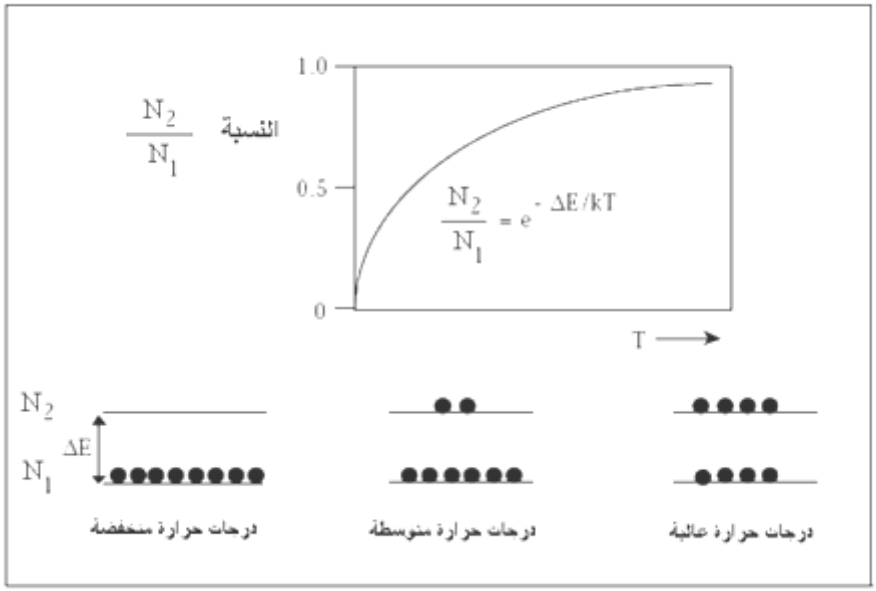
$$N_1 = const.e^{(-E_1/KT)} \tag{18}$$

$$N_2 = const.e^{(-E_2/KT)} \tag{19}$$

$$\rightarrow N_2/N_1 = e^{-((E_2-E_1))/KT} \tag{20}$$

من علاقة التوزيع النسبي نستنتج أن لا تتعلق بمقدار طاقة كل سوية على حدى وإنما تتعلق بفرق الطاقة بين السويتي يكون التوزيع النسبي كبيرا كلما كانت درجة الحرارة مرتفعة إذا كانت $(E2-E1)$ ثابتة ومحددة. يمكن أن يأخذ التوزيع النسبي القيم المحدودة $[0،1]$. يوضح الشكل (7.1) التوزيع النسبي N_2/N_1 وعلاقته بدرجة الحرارة

إن عملية الضخ هي الوسيلة اللازمة لنقل أكبر عدد ممكن من الذرات من الحالة الأساسية إلى الحالات المثارة والذي تنطلق منه عملية الانبعاث المحفز لتوليد أشعة الليزر ، كما تؤمن عملية الضخ استمرار حالة قلب اسكان سويات الطاقة وتتم عملية الضخ من خلال إعطاء طاقة خارجية



شكل 7.1: التبعثر النسبي لإسكان سويات الطاقة كدالة لدرجة الحرارة

من مصادر مختلفة إلى الذرات[3].

7.1 المقطع العرضي للإنبعاث المحفز ومعامل الربح

تِؤدي عملية الإمتصاص لفوتون من قبل ذرة إلى تغير حالتها من ذرة مستقرة إلى ذرة مثارة بطاقة تساوي طاقة الفوتون الذي إمتصته ، فإذا كانت I_0 شدة الاشعة الواردة على عدد كبير من الذرات فإن جزء منها I_A سوف يمتص من قبل الذرات وينعكس جزء I_R ويتشتت جزء I_S أما الجزء المتبقي I_Dينفذ من خلال المادة [3]أي أن :

$$I_0 = I_A + I_R + I_S + I_D \qquad (21)$$

إذا كانت شدة الاشعاع I_R صغيرة جدا بالمقارنة مع شدة الاشعاع I_A الممتصة والشدة النافذة I_D فإنه يمكن اهمالها وفي هذه الحالة يمكن التعبير عن العلاقة التي تربط بين شدة الأشعة الواردة والنافذة وعلاقتها بسماكة المادة ومعامل الامتصاص بواسطة قانون بيير- لامبيرت التالي:

$$I = I_0 e^{-\alpha} \tag{22}$$

I شدة الاشعة النافذ من المادة . I_0 شدة الأشعة الواردة على سطح المادة . x سماكة المادة . α معامل الامتصاص وهو يتعلق بطبيعة المادة وتكون أبعاده (cm^{-1}).

نلاحظ من العلاقة (11) حتى ينتج اشعاع ليزر يجب أن تكون شدة الإشعاع النافذة أكبر من شدة الإشعاعات الواردة بعد مرورها عبر المادة حيث عمليتي الانبعاث التلقائي و المحفز تزيد من شدة الإشعاعات بينما عملية الامتصاص تؤدي إلى تناقص شدة الاشعاع النافذ لذلك درس أينشتاين تفاعل الأشعاعات الكهرومغناطيسية مع المادة من خلال العمليات الثلاثة : الامتصاص ، الانبعاث التلقائي و المحفز حيث تكون مساهمة كل عملية [3] كما يلي:

1.7.1 عملية الإمتصاص

$$\Delta I_A = -N_1.\ Z.\rho(\nu).B_{12}.g(\nu).h\nu \tag{23}$$

2.7.1 عملية الإنبعاث التلقائي

$$\Delta I_{spont} = N_2.\ Z.A_{21}.g(\nu).h\nu \tag{24}$$

3.7.1 عملية الإنبعاث المحفز

$$\Delta I_{stimu} = N_2.\Delta Z.\rho(\nu).B_{21}.g(\nu).h\nu \tag{25}$$

وبالتالي فإن التغير الكلي في الشدة يكون

$$\Delta I_\nu = \Delta I_{stimu} + \Delta I_A + \Delta I_{spont} \tag{26}$$

$$\Delta I_\nu = N_2.\Delta Z.\rho(\nu).B_{21}.g(\nu).h\nu - N_1.\ Z.\rho(\nu).B_{12}.g(\nu).h\nu + N_2.\ Z.A_{21}.g(\nu).h\nu \tag{27}$$

$g(\nu)$ الشدة الطيفية حيث يتناسب عدد الانتقالات الكلي داخل كامل عرض الخط مع شدة الخط الطيفي ومنه نجد المعادلة التالية

$$\frac{\Delta I_\nu}{\Delta t} = \frac{dI_\nu}{dt} = N_2.\rho(\nu).B_{21}.g(\nu).h\nu - N_1.\rho(\nu).B_{12}.g(\nu).h\nu + N_2.A_{21}.g(\nu).h\nu \tag{28}$$

نعوض بقيمة $\rho(\nu) = I_\nu/c$ في (1.17) نجد العلاقة

$$\frac{\Delta I_\nu}{\Delta Z} = \frac{dI_V}{dZ} = \frac{h\nu}{C}(B_{21}N_2 - B_{12}N_1)g(\nu)I_\nu + h\nu A_{21}N_2 g(\nu) \tag{29}$$

نفرض وجود وسط مادي له انتقال مشع بين مستويين E_1 و E_2 حيث أن $E_2 > E1$ وأن هناك شعاع أحادي طول الموجة يمر خلال ذلك الوسط المادي باتجاه Z حيث

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h} \tag{30}$$

$$I_\nu = C\rho(\nu) \tag{31}$$

كما يمكن وصف أي شعاع ضوئي بالإشعاعية I_ν (الطاقة لوحدة الحجم لوحدة الزمن) .
حيث :
I_ν هي الإشعاعية $(J/m^2.S)$
c سرعة الضوء في الفراغ,
$\rho(\nu)$ كثافة الطاقة (J/m^3).
إن عملية الانبعاث التلقائي تحدث بوجود أو عدم وجود فوتونات ساقطة على المادة أي أنها لا تعتمد على (I) لذا يمكن اهمال الحد الثاني من المعادلة فتصبح (18)المعادلة كالتالي

$$\frac{\Delta I_\nu}{\Delta Z} = \frac{dI_V}{dZ} = \frac{h\nu}{C}(B_{21}N_2 - B_{12}N_1)g(\nu)I_\nu \tag{32}$$

نلاحظ أن قيمة التغير في شدة الإشعاع بالنسبة للمسافة Z تكون سالبة إذا كان $N_1 > N_2$ فلا نحصل على تضخيم وعندما تكون $N_2 > N_1$ نحصل على تكبير وهذا ما يعرف بالتوزيع المعكوس و باستخدام معادلة اينشتاين:

$$\frac{g_1}{g_2} = \frac{B_{21}}{B_{12}} \tag{33}$$

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \tag{34}$$

وببعض التعويض والتكامل نجد:

$$I_\nu(L) = I_\nu(0)e^\gamma(\nu)L \tag{35}$$

$$(I_\nu(L))/(I_\nu(0)) = e^\gamma(\nu)L = Gain \tag{36}$$

$$G = e^\gamma(\nu)L \tag{37}$$

عندما يكون معامل الربح كبيرا جدا فإن الشدة تزداد بسرعة إلى حد الإشباع.

لدينا وحدة المقدار $\frac{\lambda^2 A21}{8\pi}g(\nu)$ فهي وحدة مساحة تعرف بإسم مساحة المقطع العرضي للانبعاث المحفز σ_{SE}.

$(cross\ \ of\ \ section\ \ stimulated\ \ emission)$ وهي تعبر عن احتمالية حدوث الانبعاث المحفز فكلما زادت مساحة المقطع العرضي كلما زادت احتمالية الانبعاث المحفز ومنه :

$$\sigma_{SE} = (\lambda^2 A_{21})/8\pi g(\nu) \tag{38}$$

$$\gamma(\nu) = \sigma_{SE}\Delta N \tag{39}$$

حيث ΔN مقدار فارق التعداد بين المستويين E_2 و E_1 في حالة الليزر يجب أن يكون هذا المقدار موجبا.

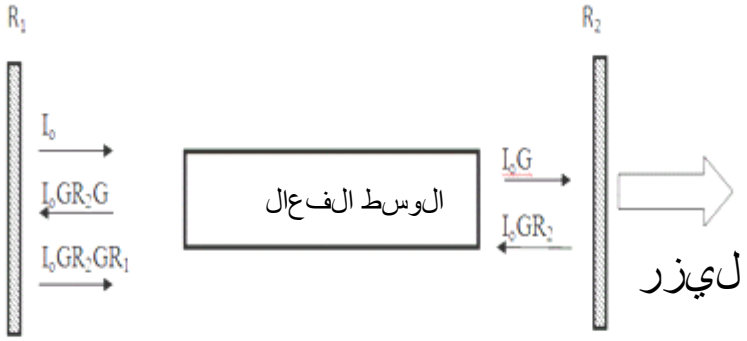
$$\Delta N = (N_2 - g_2/g_1 N_1) \tag{40}$$

الدالة G تعرف باسم التكبير (الربح) Gain .

$\gamma(\nu)$ تعرف بمعامل التكبير(الربح) coefficient. Gain

8.1 تضخيم الضوء وشدته

عندما تسقط فوتونات ذات شدة I_0 على الوسط الفعال كما في الشكل 8.1 فإنها سوف تتضخم بالمقدار G وتصبح شدة االإشعاعات بعد خروجها من الوسط I_0G وعند سقوط هذه الشعة على المرآة العاكسة التي عاملها R_2 فإن جزء من الأشعة سوف ينعكس بمقدار R_2 وتصبح شدة الإشعاعات I_0GR_2 حيث تعمل المرآة على اعادة الإشعاعات المضخمة إلى الوسط الفعال لتتضخم بالمقدار G مرة اخرى وتخرج منها بشدة مقدارها I_0GGR_2 ومن ثم لتسقط على المرآة العاكسة الأخرى التي عاملها R_1 وتكون شدة الأشعة المنعكسة في هده الحالة $I_0GGR_1R_2$ وهدا ما يحدث للأشعة عند دخولها للمضخم خلال دورة تضخيم واحدة حيث تكون محصلة التضخيم المكتسب ممثلا بالمقدار GG بينما الخسارة في الأشعة تكون ناتجة عن المقدار R_1R_2[2] .



شكل 8.1: مراحل شدة الليزر خلال دورة واحدة

والشرط الأساسي حتى يعمل المرنان كمضخم للأمواج الكهرومغناطيسية أن يكون الناتج النهائي بعد دورة واحدة أكبر من الشدة الأصلية I_0 أي أن:

$$I_0GR_2GR_1 \geq I_0 \qquad (41)$$

$$\Rightarrow R_1 R_2 G^2 \geq 1 \tag{42}$$

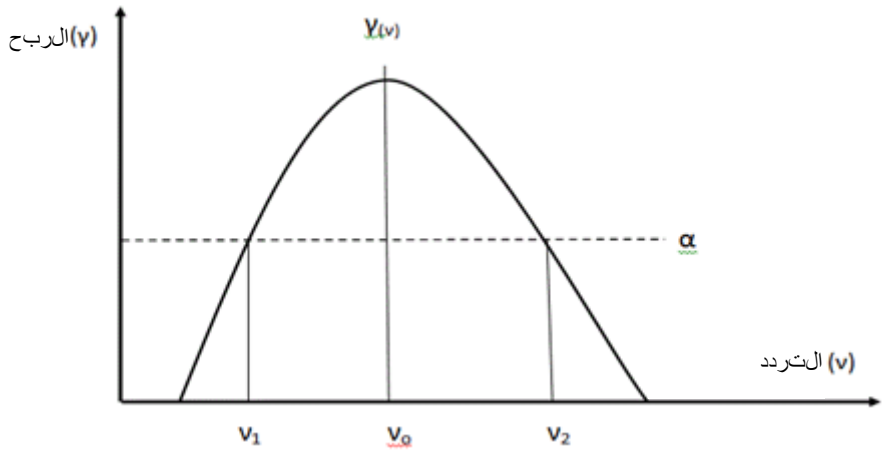
وكنا قد وجدنا سابقا أن نسبة التضخيم التي تعبر عن الربح الناتج عن عملية التضخيم تعطى بالعلاقة

$$G(\nu) = e^{\gamma_0(\nu)L} \tag{43}$$

بالتعويض في العلاقة (30) نجد

$$R_1 R_2 e^{2\gamma_0(\nu)L} \geq 1 \tag{44}$$

نلاحظ أن الخسارة لا تتعلق بالتردد لذلك يمكن تمثيلها على منحنى الربح التابع للتردد بخط مستقيم كما في الشكل 1.9.



شكل 1.9: منحنى الربح والخسارة بدلالة التردد

نلاحظ من هذا الشكل أنه ليست كل الترددات التي تقع تحت منحنى الربح يمكن أن تؤدي إلى توليد أشعة الليزر ولكن فقط تلك الترددات التي تحقق الشرط الذي ينص على أن محصلة الربح يجب أن تكون أكبر أو تساوي على الأقل الخسارة وهذا محقق فقط في مجال التردد $(\nu_1 - \nu_2)$ كما هو موضح في الشكل1.9 حيث يمكن التعبير عن معامل الربح أو معامل التضخيم

بالعلاقة التالية:

$$\gamma_0(\nu) = (\lambda^2 A_2 1)/8\pi\Delta N g(\nu) \quad (45)$$

وتكون أكبر قيمة للتضخيم عند التردد ν_0 أي أن :

$$\gamma_0(\nu_0) = (\lambda^2 A_{21})/8\pi\Delta N g(\nu_0) \quad (46)$$

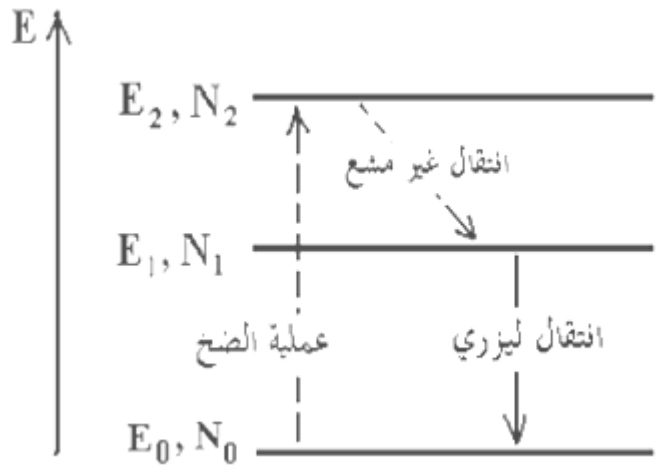
وبعد تعويض ونشر وتبسيط نجد:

$$\gamma_0(\nu) = \gamma_0(\nu_0)\frac{(\Delta\nu/2)^2}{(\nu-\nu_0)^2 + (\Delta\nu/2)^2} \quad (47)$$

وهذه العلاقة تعطي قيمة معامل الربح نتيجة عملية التضخيم عند أي تردد بدلالة معامل الربح عند التردد الأساسي ν_0 وفي حالة الفعل الليزري يكون دائما الربح عند التردد ν_0 أكبر من الخسارة α [2].

9.1 نظام ثلاثي سويات

نفترض ثلاث سويات للطاقة E_0 ،E_1 ، E_2 حيث تستطيع الإلكترونات بواسطة عملية الضخ الضوئي الانتقال من السوية E_0 إلى السوية E_2 بعد امتصاصها للطاقة ويجب أن يكون عمر الحالة المثارة لهذه السوية صغيرا جدا أي غالبا ما يكون من مرتبة $(10^{-8}sec)$ لذلك تبقى عند وجود ضخ ضوئي قوي شبه فارغة ، وعندما تصبح الإلكترونات في السوية E_2 سوف يكون لها امكانية فقدان طاقتها والعودة مباشر إلى E_0 فتحدث عملية الإنبعاث التلقائي أما الانتقال الغير مباشر من السوية E_2 إلى السوية E_1 التي تكون شبه مستقرة فتفقد طاقة $\Delta E = E_2 - E_1$ بشكل غير مشع أي شكل حرارة إلى الوسط الخارجي بما أن عمر السوية E_1 أكبر من عمر السوية E_2 يؤدي



شكل 1.10: رسم تخطيطي لنظام ثلاث سويات

ذلك إلى ازدياد عدد الإلكترونات في السوية E_1فيحدث انتقال من هذه الأخير إلى السوية E_0 بواسطة الإنبعاث المحفز وبالتالي يتحقق انتقال ليزري والحصول على أشعة الليزر ذات طول موجة يتوافق والفرق بين E_1 و E_0 [3]

ولكن لتحديد أي هذين الإنتقالين ذي الأفضلية على الآخر فإن ذلك يرتبط بطبيعة وخصائص الجملة الليزرية من جهة وبعمر السويات المثارة من جهة أخر ففي حالة ليزر الياقوت فإن زمن الانتقال من E_2 إلى E_0 مباشرة $t_{20} = 10^{-6}sec$ بينما زمن الانتقال من E_2 إلى E_1 من مرتبة $t_{21} = 10^{-8}sec$ لذلك سوف ينتقل(90%) من الذرات المثارة إلى السوية E_1 بينما (1%) ينتقل إلى السوية E_0 مباشرة كما أن عمر السوية المثارة E_1 كبير جدا

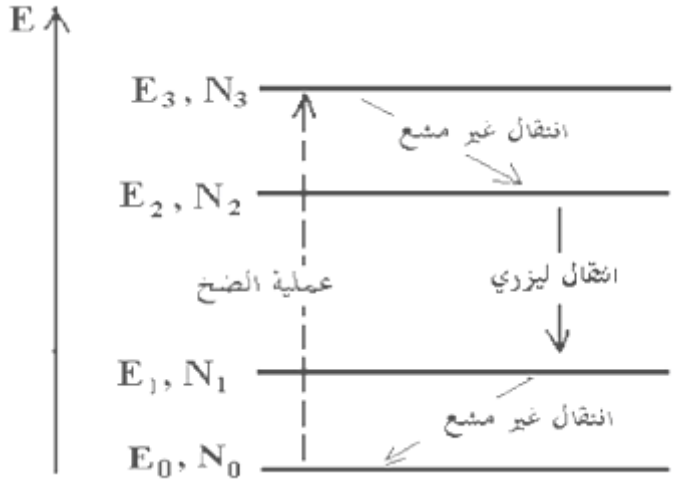
$$\tau_1 = 10^{-3}sec \tag{48}$$

مقارنة بالسوية المثارة E_2

$$\tau_2 = 10^{-8}sec \tag{49}$$

وهو سبب الحصول على كثافة الكترونية كبيرة في السوية E1 مقارنة بالسوية E2 بحيث إذا كانت طاقة الضخ كبيرة بما فيها الكفاية ليستقر عدد الذرات في السوية E1 بأكثر من(50%)

فنحصل بذلك على الانقلاب السكاني [3]. نعتبر أربع سويات الطاقة E_0 ، E_1 ، E_2 ، E_3 إذا اعتبرنا أن E_0 هي السوية الأساسية وأن السوية E_1 ذات طاقة أعلى بحيث تكون مشغولة بالإلكترونات عند درجة الحرارة . تنتقلT بواسطة عملية الضخ الإلكترونات من السوية E_0 الى السوية 3_E مباشرة لتعود بعد ذلك بواسطة انتقال غير مشع إلى السوية E_2 ، حيث يتشكل قلب في اسكان سويات الطاقة كما وجدنا في حالة نظام ثلاث سويات ومن ثم يحدث الانتقال الليزري من السوية العليا E_2 إلى السوية الليزرية E_1 لتعود الإلكترونات بشكل غير مشع إلى السوية الأساسية E_0 كما هو موضح في الشكل 11.1 [3].



شكل 11.1: رسم تخطيطي لنظام ربع سويات

يجب أن يكون عمر الحالة المثارة E_1 وE_3 صغير جدا تبقى هاتين السويتين شبه فارغ مما يسمح للسوية E_2 أن تكون دائما مشغولة بالإلكترونات لذلك تكمن أهمية الليزر رباعي السويات في أنه عند طاقة ضخ صغيرة يمكن الحصول على حالة القلب الإسكاني وبالتالي تضخيم الضوء وإمكانية عمل الليزر بشكل مستمر كما نلاحظ أن الإنتقالات من السوية المثارة الأعلى إلى الأدنى تتم الإنتقالات غير المشعة أو من خلال إنبعاث فوتونات ، فالإنتقالات غير المشعة تحدث نتيجة للتأثير المتبادل بين ذرات الوسط مثل التصادم بين الذرات أو من خلال اهتزازات ضمن الشبكة البلورية للوسط الليزري الفعال وتدعى هذه الإنتقالات في الذرات المثارة التي ترافق بإعطاء طاقة للوسط بشكل غير مشع بعملية الإسترخاء للسويات المثارة $(Relaxation)$ ويحدد نسبة الإسترخاء عدد الإنتقالات غير المشعة ، أما الإنتقالات المترافقة بإنبعاث فوتونات فتتم إما

عن طريق عملية الإنبعاث التلقائي أو المحفزفالإنبعاث التلقائي لا يتطلب عملية ضخ ضوئي بينما الإنبعاث المحفز تكون عملية الضخ ضرورية وفي هذه الحالة تؤخذ بعين الإعتبارالنسب التي تساهم بها كل عملية من العمليات السابقة ،حيث يعبر عن كل عملية تدخل في تأثير متبادل مع العمليات الأخرى بواسطة نسبة المساهمة الموافقة لهذه الحالة في عملية التأثير المتبادل الكلية. إذا كانت خصائص الوسط الليزرى الفعال معلومة فإننا نستطيع بالاعتماد على نموذج معادلات النسبة أن نستنتج المعادلات التي تعبر عن قلب اسكان سويات الطاقة n وكثافة الفوتونات ρ في وحدة الحجم [3].

10.1 معادلات النسبة لوصف معادلات نظام رباعي السويات

بواسطة الضخ الضوئي سوف تتوزع الإلكترونات في سويات الطاقة الأربعة المبينة في الشكل11.1 وذلك بأعداد مختلفة ومن خلال كثافة اسكان سويات الطاقة التي تشارك في الليزرة يمكن تحديد دالة الوسط الليزري الفعال مع الأخذ مع عين الإعتبارالتغير في عدد الإلكترونات ، لسوية ما يكون موجبا عند الاكتساب وسالبا عند عند مغادرة الإلكترونات للسوية.فإذا اعتبرنا n_{tot} هو عدد الإلكترونات الكلي الموجود في السويات ثابت يعطى بالعلاقة التالية[3] .

$$n_{tot} = N_0 + N_1 + N_2 + N_3 \tag{50}$$

$$\frac{dn_{tot}}{dt} = 0 \tag{51}$$

وبما أن عمر الحالة المثارة للسويتين E_1 ، E_3 صغيرة جدا لذلك نعتبر هذين السويتين شبه فارغتين أي أنه في حالة القلب الإسكاني نجد

$$n = N_2 - N_1 \approx N_2 \tag{52}$$

ومنه نستنتج أن

$$\frac{dn}{dt} = \frac{dN_2}{dt} \tag{53}$$

إن التغير في إسكان السويات بالنسبة n للزمن يعادل التغير في عدد الإلكترونات التي تشغل السوية الليزرية العليا N_2 مع العلم أن عدد الإلكترونات في هذه السوية E_2 يتغير وفق عدة عمليات مختلفة منها:

1.10.1 عملية الإمتصاص

يتناسب التغير في عدد الإلكترونات المثارة في السوية E_2 في وحدة الزمن طردا مع عدد الإلكترونات N_0 في السوية الأساسية E_0 وكذلك إحتمال الإنتقال من السوية E_0 إلى السوية E_3 ويمكن التعبير عن ذلك بالعلاقة التالية3.

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{pump} = \eta W_{03} N_0 = W_p N_0 \tag{54}$$

حيث W_{03}: إحتمال الإنتقال من السوية E_0 إلى السوية E_3 وهي تتعلق بطاقة الضخ الفعلية .

η :فعالية أو مردود عملية الضخ الذي يعبر عن إحتمال قيام السوية E_3 بعملية الاسترخاء التي تؤدي إلى انتقال الإلكترونات إلى السوية E_2 .

$W_P = \eta W_{03}$ نسبة الضخ بالنسبة لإلكترون واحد دون إشعاع وهي تعبر عن الإنتقالات الدورية التي تقوم بها الإلكترونات بين السويات الأربعة في وحدة الزمن .

2.10.1 الإنبعاث التلقائي

من العمليات التي تؤثر في السوية E_2 الانتقالات التي تؤدي إلى إنبعاث تلقائي للفوتونات وفي هذه الحالة يعبر عن تغير عدد الإلكترونات N_2 في السوية بالعلاقة E_2 [3] .

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{spont} = -\Gamma N_2 \tag{55}$$

3.10.1 الإنبعاث المحفز

يرافق الإنبعاث المحفز الانتقال من السوية E_2 إلى السوية E_1 حيث يتناسب في هذه الحالة التغير في عدد الإلكترونات للسوية E_2 طردا مع الفرق في عدد الإلكترونات N_2وN_1 في السويتين E_1 و E_2 وطردا مع كثافة فوتونات الحقل الليزري ρ ويعبر عن ثابت التناسب بواسطة مساحة المقطع الفعال σ من أجل إمتصاص أو إنبعاث فوتون .[3]أي أن

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{stimu} = -\sigma c\rho\left(N_2 - N_1\right) \tag{56}$$

حيث:

σ : مساحة السطح الفعال للتأثير المتبادل بين فوتون و ذرة من الوسط الفعال .

c :سرعة الضوء في الفراغ.

ρ : كثافة الفوتونات .

وبشكل عام يكون التغير بالنسبة للزمن لعدد الإلكترونات في السوية E_2 هو عبارة عن مجموع كافة التغيرات السابقة أي أن

$$\frac{dN_2}{dt} = -\sigma c\rho n - \Gamma N_2 + W_p N_0 \tag{57}$$

لدينا من العلاقة السابقة نجد

$$(N_0 = n_{tot} - n) \tag{58}$$

ومنه تصبح العلاقة (48)

$$\frac{dN_2}{dt} = -\sigma c \rho n - \Gamma n + W_p \left(n_{tot} - n\right) \tag{59}$$

تعبر هذه المعادلة عن تغير إسكان الطاقة بالنسبة للزمن أي أنها نصف إسكان السويتين E_1 و E_2 اللتين تمثلان السوية الليزرية العليا و السوية الليزرية السفلى في نظام رباعي السويات . من المهم أيضا في الليزر معرفة تغير كثافة الفوتونات الناتجة عن الانتقالات المحفزة بالنسبة للزمن وتأثير ذلك على الانتقالات التي تحدث من السويات المثارة إلى السويات الأساسية حيث أن عند كل عملية إمتصاص يختفي فوتون بينما ينتج لدينا فوتون إضافي عند كل عملية إنبعاث محفز ومن جهة أخرى فإن كثافة الفوتونات المتولدة لمرة واحدة لا تبقى ثابتة ضمن المرنان وإنما سوف تتناقص مع الزمن ويتناسب هذا التناقص مع زمن التخامد في كثافة الفوتونات τ_{ph} بسبب خسارة قيم منها ضمن المرنان وذلك لأن عدد من الفوتونات سيتم خسارتها بسبب عمليات الانعكاس أو الانعراج أوبطرق أخرى ضمن المرنان انطلاقا من ذلك يمكن أن نعبر عن التغير في كثافة الفوتونات ρ بالعلاقة التالية[3].

4.10.1 التعبير عن عملية الإنبعاث المحفز

$$\left(\frac{d\rho}{dt}\right)_{stimu} = \left(-\frac{dN_2}{dt}\right)_{stimu} = \sigma c \rho \left(N_2 - N_1\right) = \sigma c \rho n \tag{60}$$

$$\left(\frac{d\rho}{dt}\right)_{stimu} = \sigma c \rho n \tag{61}$$

5.10.1 التعبير الناتج عن الخسارة ضمن المرنان

والذي يعبر عنه بالعلاقة التالية

$$\left(\frac{d\rho}{dt}\right)_{LOSS} = -\frac{\rho}{\tau_{ph}} \tag{62}$$

حيث يعبر τ_{ph} عن زمن تخامد في كثافة الفوتونات الناتجة عن الخسارة ضمن المرنان ويحدد بالعلاقة

$$\rho = \rho_0 \left[exp\frac{t}{\tau_{ph}}\right]^{-1} \tag{63}$$

كما يمكن إهمال التغير الناتج عن عمليات الإنبعاث التلقائي لقيمته الصغيرة جدا مقارنة بالتغيرات الناتجة عن العوامل السابقة وبالتالي يكون التغير الكلي في كثافة الفوتونات بالنسبة للزمن هو

$$\frac{d\rho}{dt} = \sigma c n - \frac{\rho}{\tau_{ph}} \tag{64}$$

$$\frac{d\rho}{dt} = \rho\left(\sigma c n - \frac{1}{\tau_{ph}}\right) \tag{65}$$

نلاحظ من هذه العلاقة أنه يتحقق لدينا حالة انعكاس ومن ثم تزايد في كثافة الفوتونات الناتجة عن عملية الإنبعاث المحفز يجب أن يكون التغير موجبا أي أن $\frac{dp}{dt} > 0$ وهذا يعني أن الانعكاس يجب أن يكون أكبر قيمة محددة لـ n تدعى العتبة ويرمز لها بالرمز n_{ph} أي أن

$$\frac{d\rho}{dt} > 0 \Rightarrow n_{ph} > n = \frac{1}{\sigma c \tau_{ph}} \tag{66}$$

تمثل المعادلتان (50) و (53) معادلتي النسبة لليزر رباعي السويات حيث تعبر المعادلة (50) عن حالة الإنعكاس في سويات الطاقة بينما المعادلة (53) تعبر عن تغير كثافة الفوتونات الناتجة عن عملية الإنبعاث المحفز وتأثير الخسارة في الفوتونات التي تحدث ضمن المرنان[3] .

11.1 شرط العتبة

إن تحقق حالة الانعكاس في إسكان سويات الطاقة شرط لازم ولكن غير كافي للحصول على التضخيم في الإشعاعات وإذا اعتبرنا أنه لدينا وسط ليزري فعال تمتلك ذرات هذا الوسط سويتي طاقة E_1 وE_2 ويتأثر بمنبع ضخ ضوئي سوف يتغير عدد الإلكترونات في كل من السويتين السابقتين بحيث يصبح عددها في السوية المثارة كبيرا والتي تؤدي عند عودتها إلى السوية الأساسية إلى الحصول على عدد كبير من الفوتونات ذات كثافة عالية جدا حيث تتغير هذه الكثافة مع الزمن بسبب عمليات الإنبعاث المحفز و التلقائي والإمتصاص بالإظافة إلى الخسارة الناتجة عن المرنان ولدراسة شرط العتبة نستخدم مفهوم كثافة الفوتونات بدل كثافة الطاقة أي نستبدل كثافة الطاقة $\rho(\nu)d\nu$

بكثافة الفوتونات n عند التردد ν بحيث يكون [3].

$$n = \rho(\theta)\frac{d\nu}{h\nu} \tag{67}$$

بما أن كثافة الفوتونات عالية جدا في الليزر فإن $n \gg 1$ والتغير في كثافة الفوتونات ضمن الليزر بالنسبة للزمن تتعلق بالعوامل التالية:

1.11.1 الإنبعاث التلقائي

$$\frac{dN'}{dt} = A_{21}N_2 \tag{68}$$

N_2 عدد إلكترونات السوية المثارة E_2. A_{21} معامل الانتقال يعبر عن احتمال حدوث الانتقال التلقائي وبما أن الإنبعاث التلقائي يكون في جميع الاتجاهات متساوي فإنه يؤدي إلى تغير صغير جدا في كثافة الفوتونات ضمن انماط المرنان.

2.11.1 الإنبعاث المحفز

$$\frac{dN''}{dt} = B_{21}N_2\rho(\theta) \tag{69}$$

B_{21} معامل الانتقال الذي يعبر عن احتمال حدوث الانتقال المحفز . $\rho(\nu)$ كثافة الطاقة .

3.11.1 الامتصاص

تتناقص كثافة الفوتونات تناسبا طرديا مع عدد الإلكترونات N_1 في السوية E_1 .

$$\frac{dN'''}{dt} = B_{21}N_1\rho(\theta) \tag{70}$$

4.11.1 الخسارة ضمن المرنان

تتناسب هذه الخسارة طردا مع كثافة الفوتونات وعكسا مع الفترة الزمنية التي يبقى خلالها الفوتون ضمن الوسط الليزري الفعال t_0 أي أن .

$$\frac{dN^*}{dt} = -\frac{n}{t} \tag{71}$$

تنشأ الخسارة في المرنان بسبب عملية التشتت والإمتصاص وعاملي الإنعكاس المحددين لمرايا المرنان والإنعراج دورا هاما .وبالتالي فإن التغير الكلي في كثافة الفوتونات بالنسبة للزمن يمكن تمثيله بمعادلة تحتوي على التغيرات الناتجة عن العمليات السابقة أي أن :

$$\frac{dn}{dt} = B_{21}N_2\rho(\theta) - B_{21}N_1\rho(\theta) - \frac{n}{t_0}A_{21}N_2 \tag{72}$$

نجد $(\rho(\nu$ و التعويض بقيمة ($B_{21} = B_{12} = B$ (من العلاقة (55 وأخذ بعين الإعتبار.

$$\frac{dn}{dt} = \left[\frac{h\nu}{d\nu}B(N_2 - N_1) - \frac{1}{t_0}\right]n \tag{73}$$

وعندما تكون قيم كل من N_1 و N_2 ثابتة يمكن كتابة العلاقة السابقة كالتالي.

$$\frac{dn}{n} = \left[\frac{h\nu}{d\nu}B(N_2 - N_1) - \frac{1}{t_0}\right]dt \tag{74}$$

$$\Rightarrow n(t) = n(0)\, e^{\left[\frac{h\nu}{d\nu}B(N_2-N_1)-\frac{1}{t_0}\right]t} \tag{75}$$

فإذا كان الوسط الفعال في حالة التوازن الحراري حسب توزيع ماكسويل بولتزمان سوف يكون لدينا $(N_1 > N_2)$ بالتالي سوف تتناقص كثافة الفوتونات مع الزمن بشكل أسي أما عندما تكون $(N_2 > N_1)$ فهذا يعني أنه سيكون لدينا حالة انعكاس في اسكان سويات الطاقة وبالتالي

كثافة الفوتونات ستزداد بشكل أسي فنحصل على عملية تضخيم للضوء بسبب الانبعاث المحفز وحتى تستمر عملية التضخيم يجب أن تكون الخسارة في الإشعاع أقل من التضخيم لهذا يجب أن تؤخذ الخسارة بعين الإعتبار أي يحدث التضخيم عندما يكون التغير في كثافة الفوتونات موجبا أي :

$$\frac{dn}{dt} > 0 \Rightarrow \left[\frac{h\nu}{d\nu} B\left(N2 - N_1\right) - \frac{1}{t_0}\right] n \geq 0 \tag{76}$$

$$N_2 - N_1 \geq \frac{d\nu}{Bh\nu t_0} \tag{77}$$

وحيث أن:

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \Rightarrow \frac{1}{B} = \frac{8\pi h\nu^3}{A_{21}c^3} \tag{78}$$

بالتعويض نجد:

$$N_2 - N_1 \geq \frac{8\pi\nu^2}{A_{21}c^3 t_0} \tag{79}$$

وهذه العلاقة هي عبارة عن شرط عتبة الليزر وهي تبين القيم التي يجب اختيارها لمعاملات الليزر من أجل تحقيق شرط العتبة بسهولة ويتضمن هذا الشرط أن يكون التضخيم G أكبر من الخسارة α بحيث يكون الشرط $G.\alpha = 1$ دوما محقق .

12.1 توليد النبضة العملاقة

1.12.1 مبادئ تقنية Q-switching

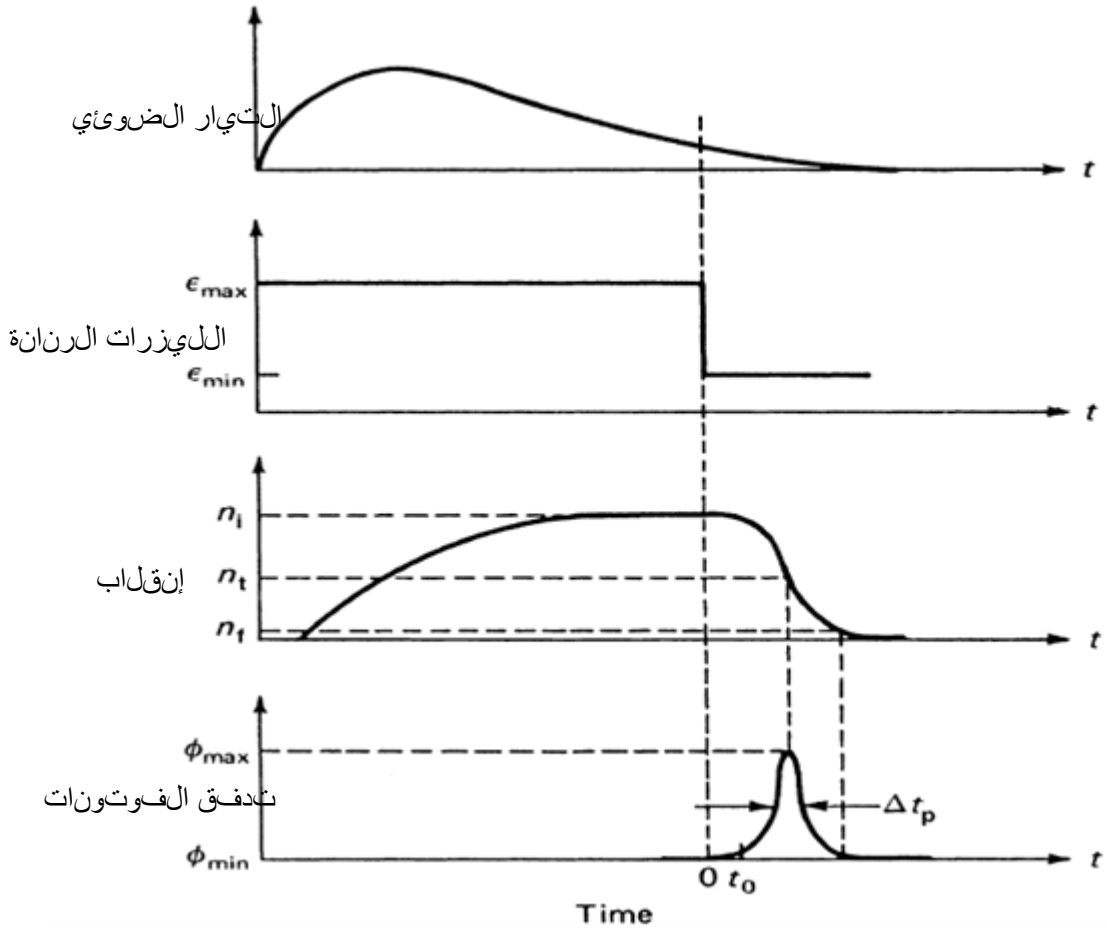
يعد النبضان غيرالمنظم في الليزر عامل ازعاج كبير في كثير من التطبيقات العملية ولتفادي هذه الإضطربات وفي نفس الوقت نزيد وبصورة كبيرة في الشدة القصوى وذلك بتنظيم السيطرة على عملية اعادة توليد الليزر وقد اقترحت هذه الطريقة في السيطرة أولا من الباحث(Hellwarth) وتم انجازها عن طريق ابعاد العاكسات عن البلورة الياقوتية ومن ثم ادخال مغلاق (chutter) سريع بين البلورة الياقوتية واحدى العاكسات [5] فإذا كان المغلاق مغلقا فإن الفعل الليزري لا يمكنه الحدوث ومن ثم فإن قلب الإسكان يمكن أن يصل إلى قيمة عالية جدا وعندما يفتح المغلاق بصورة مفاجئة فإن الليزر سيكون له ربح يزيد بكثير عن الخسارة وأن الطاقة المخزنة سوف تتحرر على شكل نبضة ضوئية ذات شدة عالية ولما كانت هذه الطريقة تتضمن تبديل عامل الجودة Q للمجاوبة من قيمة منخفضة إلى قيمة عالية فإنها تعرف بتبديل Q بشرط أن يستغرق فتح المغلاق زمنا قصيرا بالمقارنة بزمن تكون نبضة اليزر (تبديل سريع) فالإستطاعة الخارجة ستتكون من نبضة واحدة عملاقة ($giant\ pulse$) استطاعتها تتراوح بين بضع إلىMW عشرات MW إلا أنه في حالة التبديل البطيء يمكن حدوث عدة نبضات [6]يوضح الشكل12.1 تسلسل زمني نموذجي لتوليد نبضة Q-switching .

2.12.1 طرق تبديل Q-switching

من هده المنظومات الأكثر شيوعا نذكر :

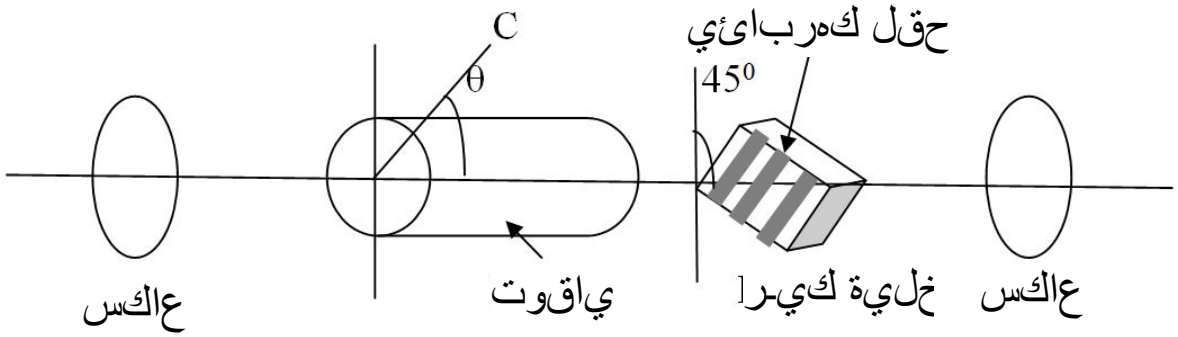
مغلاق كهرو بصري

لقد أنشا أول ليزر ياقوتي تم تشغيله مفتاحيا 1961م في مختبرات بحوث هوز Hoz [8] وقد استخدم الباحثان ماكلينغ وهيلوورث ($Mcclung\ and\ Hellwarth$) في تجاربهما الأولية مغلاق كهر وبصري الذي يعمل حين اغلاقه على تلاشي وبصورة كبيرة الربح الكائن في الليزر، كما استثمر مشروع التشغيل ظاهرة الإستقطاب الطبيعية المفضلة للانبعاث المحفز للياقوت والذي



شكل 12.1: تسلسل زمني نموذجي لتوليد نبضة Q-switching

يمكن مشاهدته عندما لا ينطبق المحور البصري للبلورة الياقوتية مع محور الإسطوانة ذاتها ويكون الربح أضخم في البلورة الياقوتية المتهيجة عندما يكون المتجه الكهربائي الساقط للأشعة عموديا على المحور البصري الشكل1.3 يوضح استخدام خلية كير $(Kerrcell)$ من النيتروبنزين توضع بين احدى العاكسات والقضيب الياقوتي بحيث يكون اتجاه تطبيق مجالها الكهربائي يصنع زاوية 450 مع مستوى الإحداثي C للبلورة الياقوتية فعندما يدور المجال الكهربائي لخلية كير بمقدار ربع طول موجته يدور استقطاب الضوء الليزري المار خلال الخلية مرتين بمقدار 900 عن المستوي المفضل للإستقطاب وفي هذا الوضع يكون الربح في المرور العكسي منخفض[5].

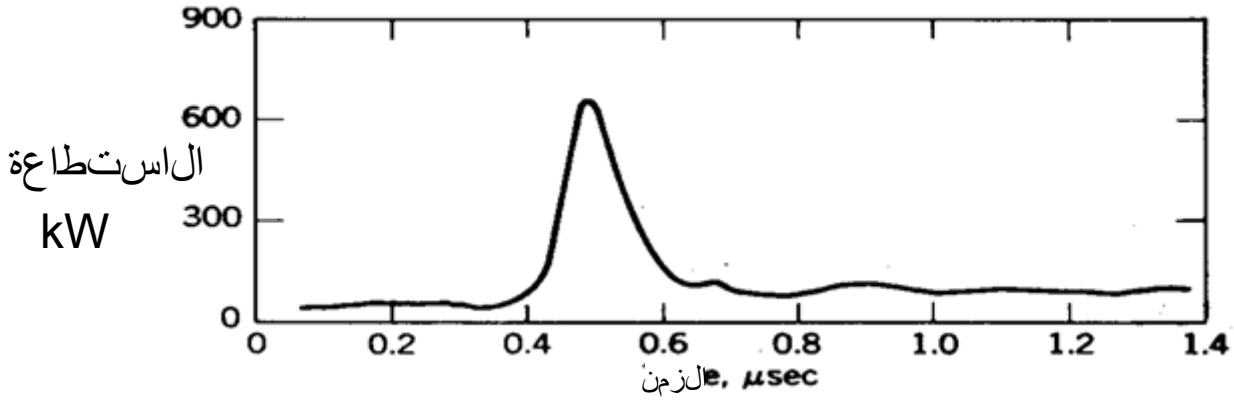


شكل 1.3: شكل تخطيطي لجهاز ليزر النبضة العملاقة مع خلية كير

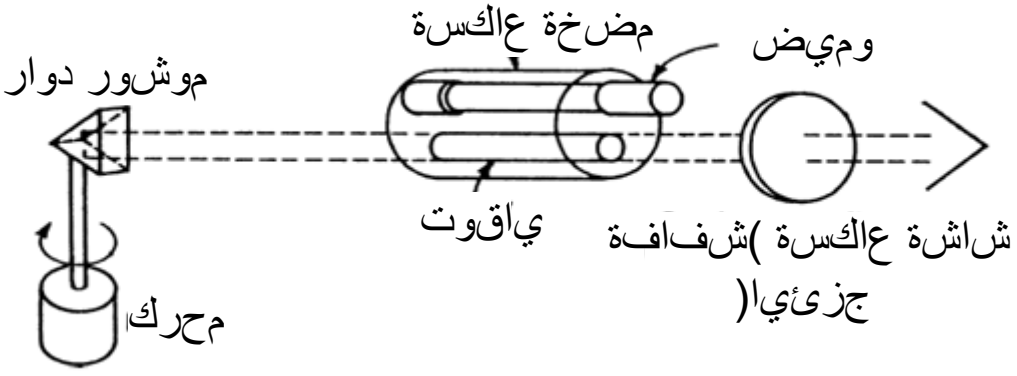
وعندما يراد انتاج نبضة عملاقة مفردة تنشط خلية كير ومن ثم يقدح مصباح الانارة الوميضي وبعد مرور حوالي $500\mu s$ تنطفئ خلية كير فجأة ويمكن اعادة الشكل النبضي والتوقيت النبضي الحاصل في هكذا حالة مرة ثانية بنفس الطريقة ويبين الشكل?? رسم تذبذبي نموذجي لمثل هذه النبضة حيث يحتاج تشغيل خلية كير الى مصدر جهد قدرها تقريبا $10kV$

مغلاق ميكانيكي

احدى الطرق المستخدمة في تبديل Q تتم بتدوير احدى المرآتين أو عن طريق استبدال احداهما بموشور عاكس كليا دوار حيث أن طريقة استخدام الموشور الدوار من أغلب الطرق الميكانيكية الملائمة لتوليد النبضة العملاقة الشكل1.5 لليزر الياقوتي باستخدام Q-switching للمنشور الدوار[5-7].



شكل 14.1: رسم تدبدبي لنبضة عملاقة متولدة في ليزر مجهز بخلية كير



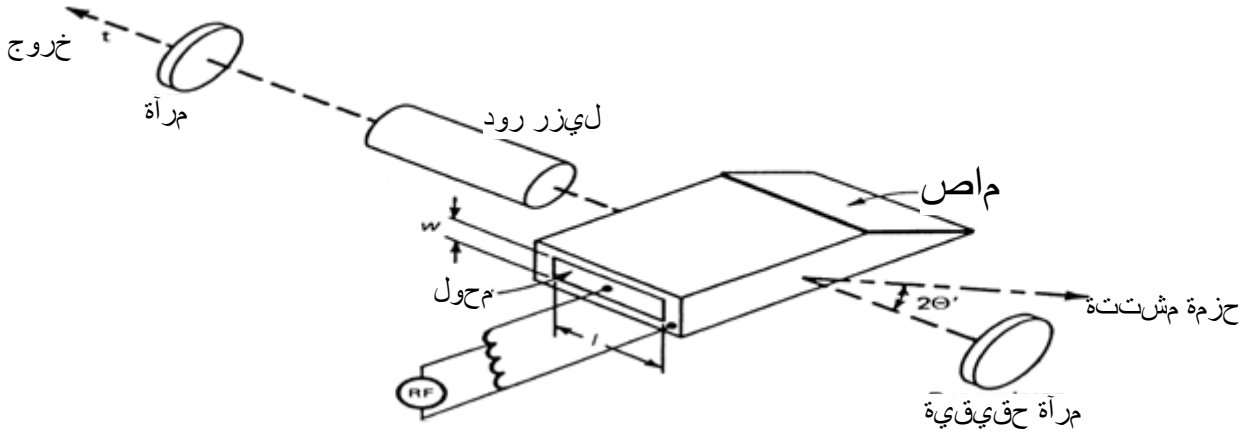
شكل 15.1: رسم تخطيطي لليزر الياقوتي باستخدام Q-switching للمنشور الدوار

1.2.12.1 مغلاق يستخدم ماص قابل للإشباع

يمثل أبسط طرق تبديل Q يتكون المغلاق في هذه الحالة من خلية سمكها تقريبا 1cm توضع بين البلورة واحدى المرآتين تحتوي على ماص قابل للإشباع مناسب يمتص طول موجة الليزر وعادة يكون على شكل محلول صبغة للإشباع مثل صبغة (صبغة BDN في حالة (Nd-YAG ولكي نتجنب الإنعكاسات تغطى السطوح النهائية للخلية أو توضع بحيث تميل بزاوية معينة عن احداثي الليزر بحيث يضبط تركيز وطول الخلية للإمتصاص بطريقة تجعل الخلية قادرة على إرسال 50% تقريبا من الأشعة عندما تكون الكثافة الإشعاعية منخفظة [5].

مغلاق الصوتية ـ الضوئية

وهي طريقة مهمة تعتمد على إنحراف الموجات الضوئية في مجال التموجات الفوق السمعية حيث يمكن انتاج مثل هذا المجال في خلية مائع بين مرايا الليزر بحيث تنتقل الموجات الفوق سمعية بإتجاه عمودي على مسار الضوء فينتج الإنحراف للحزمة الضوئية من التضاغط والتخلخل المتناوب الذي يعمل على تغيير كثافة ومعامل انكسار المائع حيث تكون احدى العاكسات موضوعة بصورة غير متوازية وهذ الشذوذ في صفة التوازي يؤدي إلى عدم حدوث التذبذبات الليزرية و عندما تصل شعبية المستوى العلوي قيمتها الملائمة من فوق الإشباع تثار الخلية الفوق السمعية بنبضة صدمية قصيرة الأمد ومع مرور الأشعة الآنية المنبعثة من القضيب الياقوتي خلال المجال الفوق السمعي تنكسر الحزمة وخلال فترة قصيرة تتوجه الأشعة بإتجاه عمودي للعاكس المحيد وفي هذه اللحظة يكون المسار الضوئي مفتوح فتتكون النبضة العملاقة الشكل16.1 يوضح ليزر Nd-YAG بإستخدام Q-switching ضوئي صوتي[6-9] .



شكل 16.1: رسم تخطيطي ليزر Nd-YAG بإستخدام Q-switching ضوئي صوتي[7]

الفصل 2

الأشعة السينية $X - Rays$

مقدمة

تتزايد الثروة الإنسانية المستمدة من العلم بتسارع كبير وذلك مع تقدم عمر البشرية وقد بدأت سنوات الإزدهار بتراكم الثروة العلمية حيث اكتشفت ظواهر وأسست نظريات لم تكن معروفة وأولى هذه الإكتشافات التي أعلنت صراحة عن ميزات استخدامها في مجال الطب الأشعة السينية $X - Rays$ ،وهي موجات كهرومغناطيسية تشبه موجات الضوء من حيث سرعتها المساوية لسرعة الضوء في الفراغ وانتشارها وفق خط مستقيم ،ليس لها شحنة لذا لا تتأثر بالمجالات الكهربائية والمغناطيسية يمكن الحصول عليها عند قذف هدف ما بإلكترونات داخل أنبوب الأشعة السينية، تنتشر بطول موجي قصير جدا أقصر من الطول الموجي العادي المرئي طولها يتراوح من 0.01 نانومتر إلى 10 نانومتر وترددها في نطاق 3×10^6 هرتز إلى 3×10^9 هرتز وطاقتها من 100 إلكترون فولط إلى 100 كيلو إلكترون فولط ويرجع الكثير من خصائصها المهمة إلى قصر طولها الموجي وكبر طاقتها حيث يمكن للأشعة السينية أن تخترق المواد بعمق كما أنه لا يمكن عكسها بسهولة أو بواسطة مرآة كما يحدث للضوء العادي [10].

1.2 إكتشاف الأشعة السينية

تم إكتشاف الأشعة السينية سنة 1895 م من طرف العالم الألماني رونتجن $(Roentgen)$ حيث كان مهتما بدراسة توليد أشعة المهبط فلاحظ بالصدفة حدوث انبعاث (وميض) من شاشة فلوسينة $(fluorecent)$ موضوعة على بعد عند حدوث تفريغ كهربائي في أنبوب أشعة المهبط منذ تلك اللحظة كرس كل طاقته لدراسة خصائص هذه الأشعة المجهولة سماها الأشعة السينية $X-Rays$ وقد قوبل هذا الإكتشاف بكثير من الإهتمام في الأوساط العلمية وما لبث استخدامها في التصوير في المجال الطبي وتوالت الأبحاث حتى تمكن العالم ماكس فون لاوي $(MaxVanLaue)$ سنة 1912م من الجزم بذلك عمليا كما استطاع العالمان $Knipping–Fridrich$ من اجراء تجربة ناجحة لتشتت الأشعة السينية على بلورة كبريتات النحاس[11] .

2.2 مصادر الأشعة السينية

تنحصر مصادر الأشعة السينية منذ إكتشافها إلى يومنا هذا في مجموعتين مصادر طبيعية ومصادر صناعية .

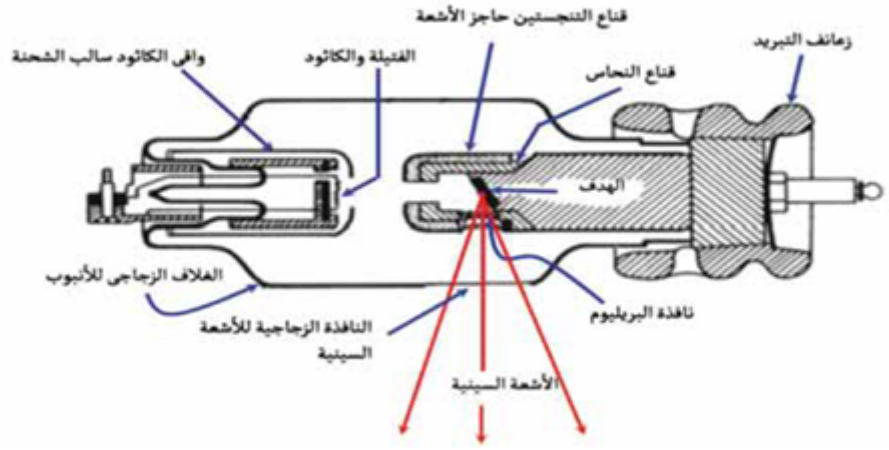
1.2.2 مصادر طبيعية

تتمثل المصادر الطبيعية في النجوم الملتهبة المنتشرة في أنحاء الكون والتي تم اكتشافها سنة 1962 م والمجرات والثقوب السوداء [12]

2.2.2 مصادر صناعية

ويتم انتاجها بواسطة أجهزة خاصة صنعها الإنسان لتتوافق مع الأغراض الحياتية المختلفة ومهما اختلف تصميم الأجهزة فإن مقومات الأشعة السينية ثلاثة : مصدر للإلكترونات ووسيلة لزيادة طاقتها الحركية بالإضافة لجسم مادي صلب تصطدم به الإلكترونات بعد تسريعها يسمى الهدف وهده المكونات موجودة داخل أنبوب مفرغ من الهواء تقريبا الشكل1.2 يوضح رسم تخطيطي

لأنبوب الشعة السينية [12-13].



شكل 1.2: رسم تخطيطي لأنبوب أشعة سينية علاجية[14]

3.2 المكونات الأساسية لأنبوب الأشعة السينية

1.3.2 الفتيلة :مصدر الإلكترونات

تختار مادة الفتيلة في أنابيب الأشعة السينية من بين الفلزات التي تمتع بدرجة إنصهارمرتفعة وتستخدم فتيلية مصنوعة من سلك رفيع من التنغستين في معظم أنابيب الأشعة السينية تبلغ درجة انصهارها $3422°C$. حيث ترتفع درجة حرارة السلك مع زيادة شدة التيار مما يؤدي إلى تحرير إلكترونات من سطح الفتيلة الساخنة بمعدل تزايد مع زيادة شدة التيار الكهربائي فتنطلق الإلكترونات بسرعة نحو المصعد تحت تأثير فرق جهد كبير حتى تصطدم بالهدف وكلما انحصر اصطدام الإلكترونات في بقعة صغيرة كان آداء الأشعة السينية أفضل [13].

2.3.2 المصعد : مجمع الإلكترونات

المصعد قضيب اسطواني من النحاس تحتوي نهايته المواجهة للقطب السالب (الكاتود) على شريحة مادة الهدف واصطدام الإلكترونات المسرعة به في بقعة صغيرة نسبيا يؤدي إلى ارتفاع درجة حرارة الهدف ولذلك للتخلص من الحرارة أثناء التشغيل تتم بواسطة التوصيل الحراري عبر قضيب المصعد خارج الأنبوب لتتم عملية التبريد بالزيت أو وسيلة أخرى مثل زعانف التبريد.

3.3.2 الهدف

الهدف شريحة معدنية توضع ضمن المصعد في مسار الإلكترونات المسرعة القادمة من الكاتود وتستخدم في العادة شريحة من التنغستين في التطبيقات المختلفة لإرتفاع درجة حرارة انصهارها كما تستخدم سبيكة الرينيوم والتنغستين بنسب معينة في بعض التطبيقات ذات الطاقة العالية والمولبيدانيوم (Mo) والروديوم (Rh) كمادة هدف في بعض التطبيقات ذات طاقة منخفضة .[15]

4.2 آلية انبعات الأشعة السينية من المادة

تعتبر الأشعة السينية ظاهرة كهروضوئية عكسية لأن الأشعة السينية تتولد نتيجة لتحول الإلكترونات المسرعة المنبعثة من الكاثود في جهاز انتاج الأشعة السينية والساقطة على الهدف المثبت على الأنود إلى فوتونات الأشعة السينية وتكون هذه الأشعة نوعين.

1.4.2 الأشعة السينية المميزة (ذات الطيف الخطي الحاد)

عند سقوط الإلكترونات المسرعة على ذرات الهدف فإن هذه الإلكترونات تقتلع أحد الإلكترونات القريبة من نواة الهدف وقد يغادر الذرة نهائيا فتحدث حالة التأين أو قد يرتفع إلى مدار أكثر طاقة وتحدث حالة التهيج وفي كلتا الحالتين تكون الذرة متهيجة فتحاول العودة إلى وضع الإستقرار عندما يتهاوى أحد الإلكترونات من المدرات العليا ليملئ الفراغ الذي تولد من مغادرة الإلكترون ونتيجة لفرق الطاقة بين المدار العلوي و الأدنى تنبعث طاقة بشكل فوتونات للأشعة السينية وهذه الأشعة صفة مميزة لدرات الهدف الشكل2.2 يوضح انتقال الإلكتنرون من المدار البعيد ليملأ الفجوة التي تركها الإلكترون المغادرحيث $h\nu = E_2 - E_1$ [16-11].

E_1 : طاقة الفوتون في السوية الأولى

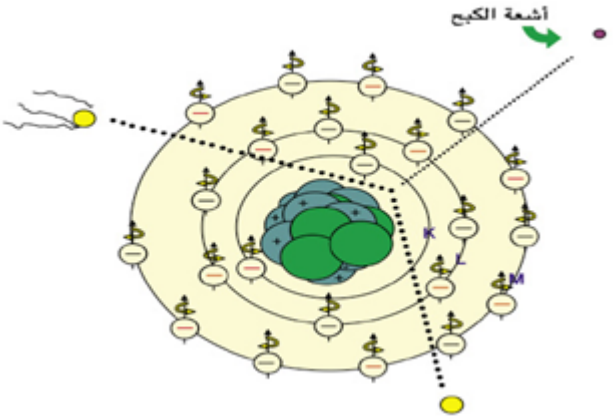
E_2 : طاقة الفوتون في السوية الثانية

ν: تردد الفوتون المنبعث

h: ثابت بلانك

شكل 2.2: انتقال الإلكترون من المدار البعيد عن النواة ليملأ الفجوة التي تركها الإلكترون[17]

2.4.2 الأشعة السينية ذات الطيف المستمر

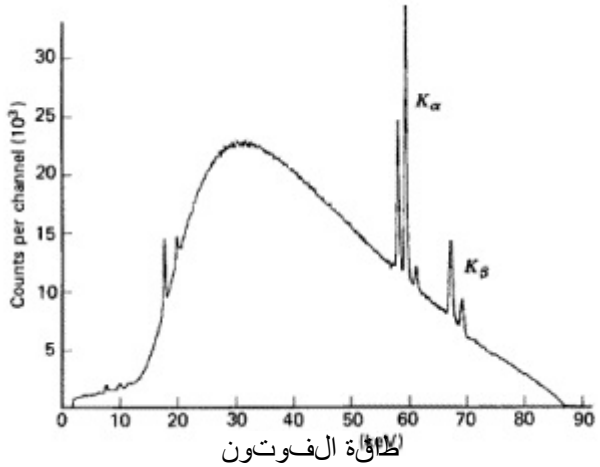


شكل 3.2: رسم تخطيطي يمثل انحراف الإلكترون المسرع عن مساره [17]

ينتج هذا الطيف عن تفاعل الإلكترونات المسرعة مع ذرات الهدف، أو مرور الإلكترونات السريعة في حقل نوى ذرات الهدف فإن المجال الكهربائي لذرات الهدف أوالمجال الموجب للنواة يؤثر بقوة على الإلكترونات المسرعة فتنحرف عن مسارها الأصلي وتتبطأ ونتيجة لهذا التباطئ فإن الإلكترونات تفقد جزءا من طاقتها ويظهر على شكل فوتونات للأشعة السينية تبدأ من الصفر إلى طاقة الإلكترونات الساقطة أي أن طاقة الأشعة السينية متصلة ومحصورة في مدى معين لهذا سميت بالأشعة السينية المستمرة وتزداد شدة الأشعة السينية المستمرة بزيادة العدد الذري

لمادة الهدف وتسمى هذه الأشعة أحيانا بأشعة الكبح أو التوقف الشكل2.2 يمثل رسم تخطيطي لإنحراف الإلكترون المسرع عن مساره [15-11] .

عندما تكون مادة الهدف ذات عدد ذري كبير مثل التنغسين فإن الأشعة السينية المميزة تمتلك طاقة تكون دائما في مدى الأشعة السينية المستمرة كما هو موضح في الشكل 4.2 ويرجع السبب في ذلك إلى الإلكترونات المسرعة التي تمتلك ذات الطاقة وقد تفاعلت بطريقتين مع ذرات مادة الهدف لإنتاج نوعي الأشعة السينية لذلك تزداد كثافة الأشعة عند أطوال موجية محددة للفوتونات المنبعثة تلك الطاقات تكافئ الفرق بين طاقات المدارات القريبة من أنوية ذرات مادة الهدف والتي تختلف من عنصر لآخر[16].



شكل 4.2: الكثافة النسبية للأشعة السينية (المميزة والمستمرة) المنبعثة من التنغستين والمولبيديوم و الكروم[18]

وتتطلب معظم تطبيقات الأشعة السينية طاقة محددة ولكن الأشعة المنبعثة تكون غالبا في مدى واسع عند الكثافة النسبية المنخفضة لذلك تستخدم مرشحات مختلفة لإنتقاء جزء محدد من طاقة الأشعة السينية الناتجة عن المصدر لتلائم التطبيق المنشود وذلك بالتخلص من الفوتونات المنخفضة الطاقة من الأشعة قبل استخدامها .

5.2 المرشحات

المرشح شريحة من مادة ماصة للأشعة السينية توضع في مسارها لكي تخفض كثافة الأشعة طويلة الموجة (منخفضة الطاقة) مثل الغلاف الزجاجي لأنبوب الأشعة السينية والزيت الذي يحيط

بالأنبوب وهذه المخفضات تمتص بعض الأشعة الناتجة فهي تضيق مدى طاقتها نحو الطاقة المرتفعة لذلك يطلق على هذه العملية (الترشيح الذاتي لأنبوب الشعة السينية) وقد لا تكفي عملية الترشيح الذاتي في كثير من التطبيقات لذا تستخدم مرشحات أخذت من مركبات مختلفة توضع في مسار الأشعة السينية والمرشح المناسب يجب أن تتوفر فيه ثلاثة شروط أساسية وهي أن يتفاعل مع الأشعة والا تكون حافة الإمتصاص (مستوى الطاقة الأقرب لنواة الذرة) قريبة من طاقة الفوتونات المرغوب فيها وأن يكون سمك مادة المرشح منتظما وخاليا من الفجواة مثل (الزركونيوم ، الفضة ، الإنديوم ، المولبيديوم، الرصاص ، القصدير .....) [19] كما تتطلب بعض التطبيقات مرشحات مكونة من مواد عدة بترتيب محدد مثل مرشح ثورايوس $(lhoraeus\ \ filter)$ المستخدم في مجال الطب ويتكون من (0,4 مم قصدير+ 25.0 مم نحاس + 1 مم ألمنيوم) [20].

6.2 مصادر أخرى للأشعة السينية

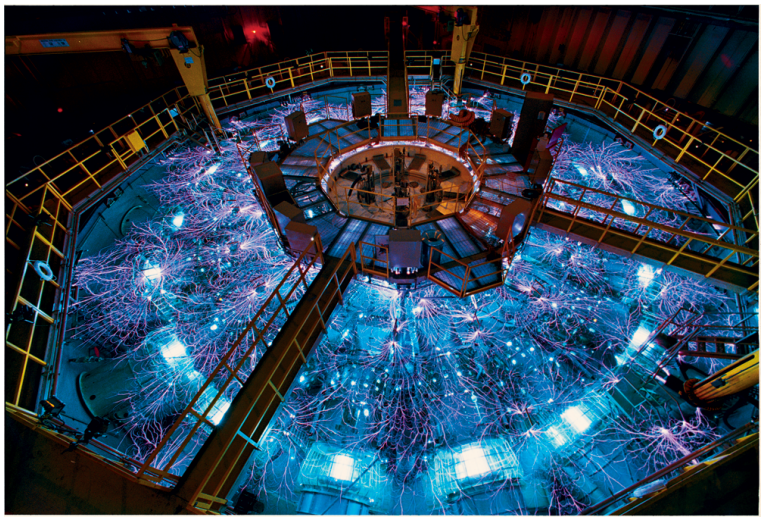
تنتج الأشعة السينية في الوقت الحاضر لعدد من التطبيقات الطبية والغير طبية وذلك بواسطة أجهزة الإنتاج التقليدية سواء كانت متنقلة أو ثابتة بالإظافة إلى مسرعات الأجسام المشحونة مثل المسرعات الخطية $(Accelerationlinear)$ ومسرعات البيتاترون $(Betatron)$ والسيكلوترون $(Cyclotron)$ والسينكروترون $(Synchrotron)$ ذات التجهيزات الضخمة والمعقدة من حيث التصميم ، يسرع الإلكترونات إلى طاقات عالية جدا لتصطدم بمادة الهدف التي تتمتع بعدد ذري كبير ودرجة انصهار غالية كالتنغستين ومن ثم تفقد الغلكترونات معظم طاقتها لتظهر في شكل أشعة سينية مستمرة ذات مدى أوسع وطاقة أعلى [21].ونذكلر منها:

7.2 أشعة السنكرترون

1.7.2 السينكروترون

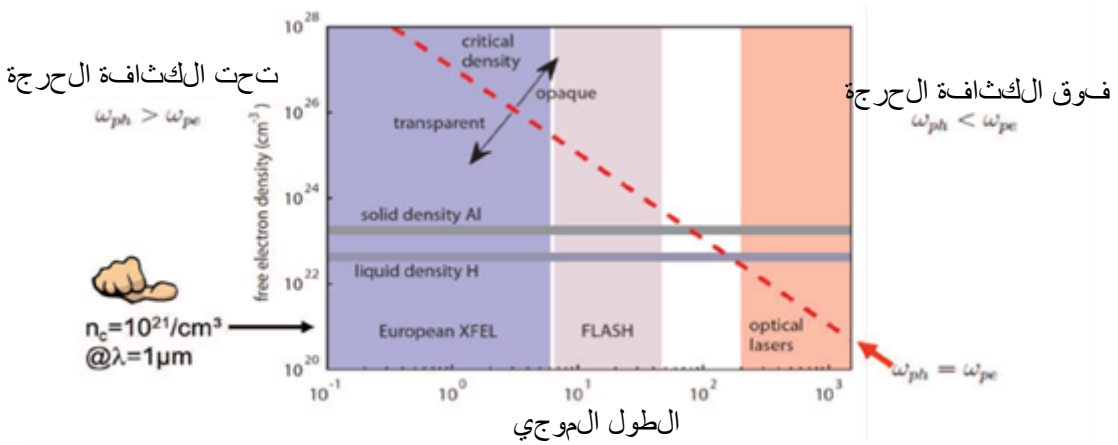
السينكروترون أجهزة ضخمة التعقيد عالية التقنية وباهضة التكلفة وهو نوع خاص من المسرعات الدائرية للجسيمات ، يتزامن المجال المغناطيسي الذي يسبب دوران الجسيمات في مسار دائري

والمجال الكهربائي الذي يسبب تسريع الجسيمات بدقة يوضح الشكل 5.2 أن الجسيمات (الإلكترونات أو البوزيترونات) تحقن داخل حجرة حلقية الشكل مفرغة من الهواء لدرجة عالية جدا يصل الضغط فيها إلى 10^{-9} تورشلي واستدارة الغرفة المجوفة غير كاملة ولكن تتكون من سلسلة أقواس متصلة فيما بينها بواسطة أقسام مستقيمة



شكل 5.2: مسرع السنكروتروني يستخدم كمصدر للأشعة السينية

تدخل الجسيمات الحلقة عن طريق مغناطيس الحقن ثم تتحرك حول الحلقة بسرعة تقترب من سرعة الضوء ويؤثر فيها سلسلة من المغانط التي تعمل على تقوس مسار الجسيمات المشحونة في مسار دائري عند التأثير بمجال مغناطيسي منتظم عمودي على مسار الحركة وأثناء ذلك تفقد تلك الجسيمات جزءا من طاقتها . وتعوض الطاقة التي فقدتها عند انتقالها خلال تجاويف راديوية التردد ، حيث تمنح الحقوالكهرومغناطيسية المتزامنة طاقة للجسيمات لإبقائها في حالة دوران حول الحلقة بسرعة تقارب سرعة الضوء . وتنبعث أنواع من الأشعة الحمراء والمرئية وفوق البنفسجية وأشعة X وعندما تمر الجسيمات المشحونة عبر مغانط الإنحناء أو خلال أجهزة الإدخال .وتسمح أجهزة الإدخال للأشعة بالدخول إلى محطات التجارب وهي حجرات ذات دروع حماية تستخدم لوضع تجهيزات تجارب معينة والحلقة نفسها واقعة خلف جدار خرساني يستخدم كدرع حماية وكذلك كل المحطات التجربية التي تحوي أجهزة وتجهيزات. وعندما تدور الجسيمات حول حلقة التخزين تصطدم بجزيئات الغاز المتبقية في الغرفة المفرغة لذلك تنخفض كثافة الأشعة السينية الناتجة بمرور الزمن حتى تصل إلى الحد الأدنى . ويستغرق عملية إعادة



شكل 6.2: رسم تخطيطي يوضح الكثافة الحرجة التي تفصل بين الكثافة الزائدة و والظروف المنخفضة للكثافة

ملء ساعة واحدة أو أقل.وتتميز الأشعة المنتجة بكونها في شكل رفيع جدا ومتوازية ودات كثافة عالية مما يؤهلها للإستخدام في مجالات غاية في الدقة و الأهمية[23]

2.7.2 لماذا نحتاج أشعة X ـ

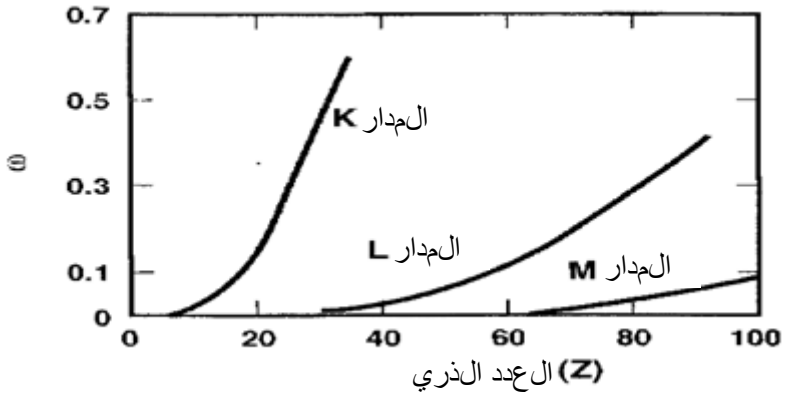
يمكن التعبيرعن معامل الإنكسار للمادة ذات الكثافة الإلكترونية n_e بإستخدام تردد الضوء ω وتردد البلازما ω_p ،حيث $\omega_P \alpha \sqrt{\omega}$ فإن قرينة الإنكسار لهذا الضوء .

$$n(\omega) = \sqrt{1 - \omega_P^2/\omega^2[1 + iv(\omega)/\omega]^{-1}} \approx \sqrt{1 - \omega_P^2/\omega^2} \qquad (1)$$

إذا كان تردد الضوء صغيرا بمقارنة تردد البلازما $\omega p > \omega$ فإن قرينة الإنكسار عدد تخيلي أي يحدث إنعكاس للضوء ولا يستطيع النفوذ إلى المادة $\omega_p/\omega > 1$.

إذا كان تردد الضوء كبير بمقارنة تردد البلازما $\omega p < \omega$ فإن الشحنات لا تتفاعل بالسرعة اللازمة وبالتالي تصبح قرينة الإنكسار عدد حقيقي وعندها يحدث إنكسار للضوء في المادة $\omega_p/\omega < 1$.

يوضح الشكل6.2 الكثافة الحرجة التي تفصل بين شروط الكثافة العالية والمنخفضة للمادة عند تأثير الليزر [26].



شكل 7.2: مردود الفلورة كدالة للعدد الذري Z للطبقات K , L والمدار M

لدراسة الأنظمة ذات الصلة بالفيزياء الفلكية ،والتي غالبا ما تكون عالية الكثافة على الأقل ومتأينة جزئيا ، نحتاج إلى إستخدام الأشعة السينية لإختراق المادة ومعرفة خصائصها.

3.7.2 علاقة الفلورة بالعدد الذري

يؤدي إصطدام الإلكترونات المتسارعة في حقول كولوم بالمادة المستهدفة ، إلى تأين الإلكترونات المقيدة أو من ثم توليد فجوات في الغلاف الذري أو في المدار الداخلي للذرة ليتم ملأ الفجوات الداخلية بواسطة فعل أوجي $(Auger)$ والاضمحلال الإشعاعي. فمقياس إعادة التشكيل أوجي مع العدد الذري Z هو معكوس تأين التأثير. يؤدي هذا إلى الإعتماد على Z العائد من الفلورة الشكل 7.2 الفلورة العائد للعدد الذري Z للفجوات K , L والمدار M[26] .

إن معدل التشكيل بفعل أوجي يتناسب طردا مع العدد الذري Z وهو مقلوب عملية التأين في الذرة، يؤدي هذا إلى تعلق بالعدد الذري Z لمردود الفلورة ذات التواتر الزاوي ω.

يعني هذا أن أنابيب الأشعة السينية في المواد ذات القطب الموجب المنخفض هي مولدات غير فعالة لحط من الإشعاعات المميزة بقواعد الإصطفاء (في تقريب ثنائي القطب الكهربائي وارتباط لف - مدار L-S):

$$\Delta L = \pm 1 \quad (2)$$

$$\Delta m = 0, \pm 1 \quad (3)$$

$$\Delta S = 0 \quad (4)$$

8.2 قانون موسلي$(Mouzly)$

هو قانون يصف خصائص الطيف الكهرومغناطيسي المنبعث أو الممتص من قبل الذرات، ووضع من قبل الفيزيائي الأنجليزي هنري موسلي سنة 1913م ، بإستخدام أسلوب انعراج الأشعة السينية وجد موسلي أن الموجات الصغيرة ذات الكثافة العالية في طيف تلك الأشعة عند انعراجها من ذرات المادة لها علاقة بالعدد الذري لتلك المادة ، حيث عند دراسته لعدد من العناصر وجد تشابها وانتظاما كبيرا في الخطوط الطيفية الناتجة ، ورسم الجذر التربيعي لتردد أحد الخطوط وليكن K_α كدالة للعدد الذري لمختلف العناصر فوجد النتيجة خط مستقيم . يوضح الشكل8.2 العلاقة بين التردد والعدد الذري، ولقد استخدم موسلي نظرية بور لتفسير نتائجه وقياسا على طيف ذرة الهيدروجين عبر موسلي عن الطاقة E للإنتقال من الحالة الإبتدائية إلى الحالة النهائية وهو ما يعرف بقانون موسلي بالعلاقة التالية[25]

$$E = 13.6eV(Z-\sigma)^2\left(\frac{1}{n^2_{final}} - \frac{1}{n^2_{initial}}\right) \quad (5)$$

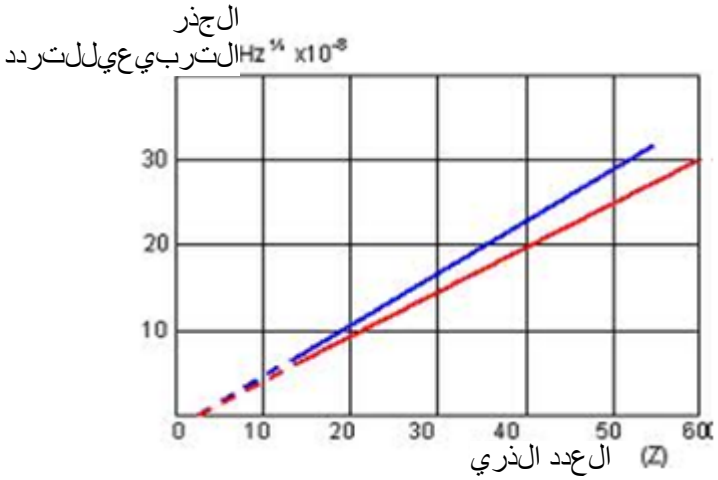
حيث:

Z: العدد الذري للذرة.

σ: ثابت يتبع قيمة الإلكترونات المدروسة ، من أجل الإنتقالات K يكون $\sigma = 1$ ومن أجل الإنتقالات L يكون $\sigma = 7.6$

n_{final}: العدد الكمي الرئيسي لمستوى الطاقة النهائي .

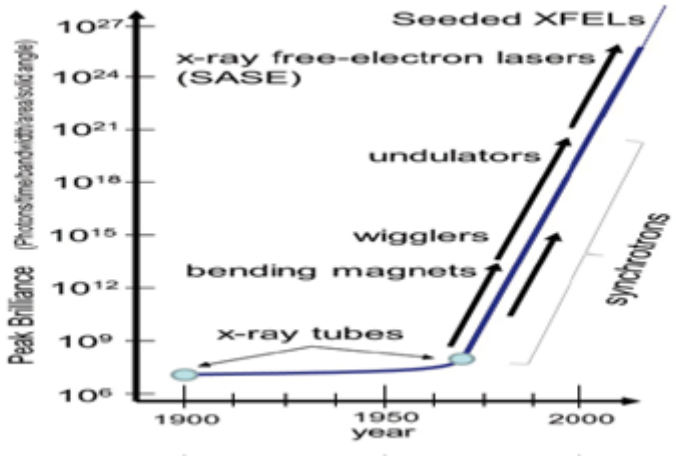
$n_{initial}$: العدد الكمي الرئيسي لمستوى الطاقة الإبتدائي .



شكل 8.2: العلاقة بين التردد و العدد الذر

1.8.2 اشعاع السنكرترون : الإكتشاف والتطور

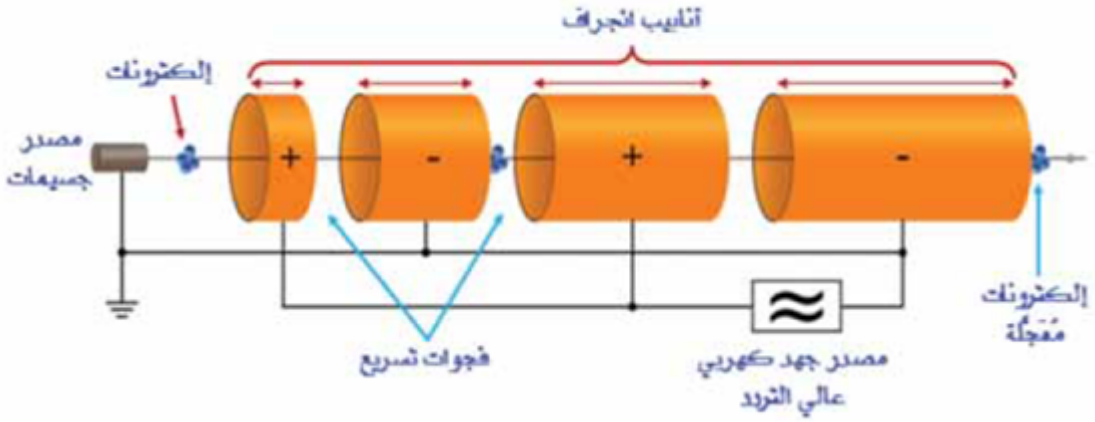
سمي إشعاع السنكروترون بعد إكتشافه من شركة جنرال الكتريك ، وأعلن عنه في ماي 1947م في رسالة بعنوان الإشعاع من الإلكترونات في السنكروترون وأكتشفوا أن هذا الإشعاع المنبعث من الإلكترونات النسبية المتسارعة ، عادة ما ينشأ التسارع في الفراغ من تمرير الإلكترونات عموديا على الحقل المغناطيسي $\vec{B}$ حيث يتعرض لقوة لورنتز $\vec{F} = e\vec{v} \times \vec{B}$. لجعل الإلكترونات تشع في نظام الأشعة السينية بطريقة موازية ، نحتاجها على مستوى عاليمن السرعة: النظام النسبي حيث $v \sim c$. تطور الإشعاع السنكروتروني منذ ذلك الحين من الإنحناء المغناطيسي إلى المتذبذبات والمموجات وأخيرا ليزر الإلكترونات الحرة .أدى إلى زيادة ملحوظة في سطوع الذروة، أنظر الشكل9.2 الذي يوضح زيادة شدة الضوء وذلك منذ اكتشاف شعاع السنكروترون[26].



شكل 9.2: رسم تخطيطي يوضح زيادة شدة الضوء منذ اكتشاف شعاع السنكروترون

9.2 المسرع الخطي

المسرع الخطي للجسيمات ($Linear \quad acceleration \quad linac$) من أقدم الوسائل لتسريع الجسيمات إلى سرعات عالية جدا تقترب من سرعة الضوء حيث تم اختراعه سنة 1928 م بواسطة رولف فيدروي ($Rolf \quad wideroe$) . المسرعات الخطية تختلف كثيرا في الطول لتصل عدة كيلومترات ، وتستخدم هاته المسرعات في تطبيقات عدة (الطبية ، الصناعية ، العلمية) وتصميمها يتم حسب الجسيمات التي سيتم تسريعها مثل (الإلكترونات ، البروتونات ، الأيونات) الشكل10.2 يمثل رسم تخطيطي لمسرع خطي [22].



شكل 10.2: رسم تخطيطي لمسرع خطي

1.9.2 أساسيات المسرع الخطي

هو مجموعة من أنابيب الطيران يطبق عليها جهد متناوب حيث،U يعمل أنبوب الطيراني كقفص فارادي، فإن الإلكترونات الموجودة داخل القفص لا تتعرض لأي قوة ،بينما يطبق الحقل الكهربائي E بين أنبوبي الطيران قوة كهربائية $F=-eE$ على الكترونات المراد تسريعها ويتم ضبط الترددات بحيث تتغير القطبية عندما تكون الإلكترونات داخل أنبوب الطيران ليتم توجيهها وتجميعها للحصول غلى حزمة الكترونية مستمرة تكتسب في كل خطوة n كل الالكترونات طاقة حركية،

$$E_{kin}=n\left(-eU\right)=\frac{1}{2}m\nu^{2}, \tag{6}$$

بافتراض أن الإلكترونات نسبية $E>>511keV$ ، فإن سرعتها تقارب سرعة الضوء c ، حيث تزداد كتلتها عند تسريعها . مثلا بالنسبة للمسرع الخطي نذكر الخصائص $(linac)$ هي $(l=0.1m\ 3GHZ\sim 109HZ\times 3\sim f=l/c)$.أي في نطاق ترددات الراديو، وفي ترددات الميكروويف تستخدم الرنانات بدلا من أنابيب الطيران [25].

10.2 الإشعاع المموج

1.10.2 تذكير بالنسبية الخاصة

يعر ف المعامل النسبي γ

$$\gamma=\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^{2}}{c^{2}}}} \tag{7}$$

بدلالة كتلة السكون للإلكترونات:

$$E_{rest} = m_0 c^2 = 511keV \tag{8}$$

$$\gamma = \frac{E_{kin}}{E_{rest}} + 1 \sim \frac{E_{kin}}{0.5meV} \tag{9}$$

هذا يعني أن الطاقة الواردة من الإلكترونات مقدارها $10GeV$ ينتج عنها معامل γ يساوي 2×10^4.

تحويلات لورينتز : يتحول الفضاء والزمن في بعد واحد كالتالي:

$$t' = \gamma\left(t - \frac{vx}{c^2}\right) \tag{10}$$

$$x' = \gamma(x - vt) \tag{11}$$

التمدد الزمني : يكون الزمن $\Delta' t$ بين حدثين المقاس بالنسبة للمعلم حيث عداد الزمن متحركا أطول من الزمن Δt بين هاتين المرتين المقاس بالنسبة لمعلم ساكن للعداد (المعلم الذاتي).

$$\Delta t' = \gamma \Delta t \tag{12}$$

التقلص الطولي: يكون الطول Δx لجسيم المقاس بالنسبة للمعلم الذي يتحرك فيه أقصر من طوله Δx في معلمه الذاتي (الساكن).

$$\Delta x' = \frac{\Delta x}{\gamma} \tag{13}$$

الكتلة النسبية : كتلة جسيم m عند الحركة تتعلق بالمعامل النسبي γ وكتلة السكونية m_0.

$$m = \gamma m_0 \tag{14}$$

كمية الحركة النسبية: تأخذ علامة الدفع الخطي النسبوي نفس عبارتها الكلاسيكية ولكن نستعمل الكتلة النسبوية m.

$$\vec{p} = m\vec{v} = \gamma m_0 \vec{v} \tag{15}$$

2.10.2 حركة الإلكترون في المموج

إن المموج هو عبارة عن تركيبة متناوبة من المغانط الدائمة بطول دوري $\lambda_u \sim 10^{-2} \rightarrow 10^{-1}m$.

كما هو مبين في الشكل 11.2، يرى بفعل لورنتزر طولا متقلصا للمموج $\lambda' = \frac{\lambda_u}{\gamma}$ ومن ثم فإن الإلكترون في معلمه الذاتي يهتز نتيجة قوة لورنتز بتردد:

$$f' = \frac{c}{\lambda'} = \frac{c\gamma}{\lambda_u} \tag{16}$$

ويكون أكبر γ مرة في حالة $v << c$

عند $c >> v$ يكون المعامل γ النسبي أسرع.

شكل 11.2: الآثار المترتبة عن النسبية الخاصة

يتم إزاحة الإشعاع نسبيا عن طريق فعل دوبلير$Doupler$ عند مشاهدته في المعلم الساكن في المخبر،فإذا كانت $\theta = 0$ (وهي الزاوية بين الملاحظة واتجاه حركة الإلكترون) ، سيكون الإنزياح غير النسبي دوبلر .

$$\lambda = \lambda^{'}(1 - \frac{v}{c}\cos\theta) \tag{17}$$

حيث λ' لطول الموجي في الإطار المتحرك و λ الطول الموجي المقاس في المخبر عند الراحة فتصبح صيغة التحول الغير النسبي .

$$\lambda = \lambda^{'}\gamma(1 - \frac{v}{c}\cos\theta) \tag{18}$$

فتصبح المعادلة:

$$f = \frac{f'}{\gamma\,(1 - \beta cos\theta)} = \frac{c}{\lambda_u\,(1 - \beta cos\theta)}, \tag{19}$$

وبإعتبار $(\theta = 0)$ نجد $\lambda/\lambda' = (2\gamma)^{-1}$ والعدد الموجي $k = 2\pi/\lambda$ حيث $K/K' = 2\gamma$. وبالتالي فإن التردد والطول الموجي في المخبر يكون بالشكل التالي:

$$f = \frac{2\gamma^2 c}{\lambda_u}, \qquad \lambda = \frac{c}{f} = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \tag{20}$$

تسمى المعادلة (11.2) معادلة المموج، لاحظ أن الطول الموجي المنبعث λ أقصر

$$\gamma^2$$

مرة من الطول الدوري

$$\lambda_u$$

من أجل $(\gamma\ 2X10^4)$ تصبح $(E=10GeV)$و $\lambda_u=10^{-2}m$ نجد:

$$\lambda=\frac{10^{-2}}{10^8}=10^{-10}m \tag{21}$$

أي أن الطول الموجي في مجال الأشعة السينية $(X-Ray)$.

3.10.2 انزياح الضوء والحزمة النسبية

يصدر الإلكترون أثناء حركته اشعاع في معلمه الذاتي كثنائي أقطاب مهتز. يتعلق النمط المنبعث بـ $\cos^2\theta'$ حيث θ'الزاوية بين اتجاه الحركة والتسارع .بالنسبة لأي انبعاث ثنائي أقطاب يحدث الحد الأقصى للإنبعاثات في المستوي العمودي على اتجاه التسارع .

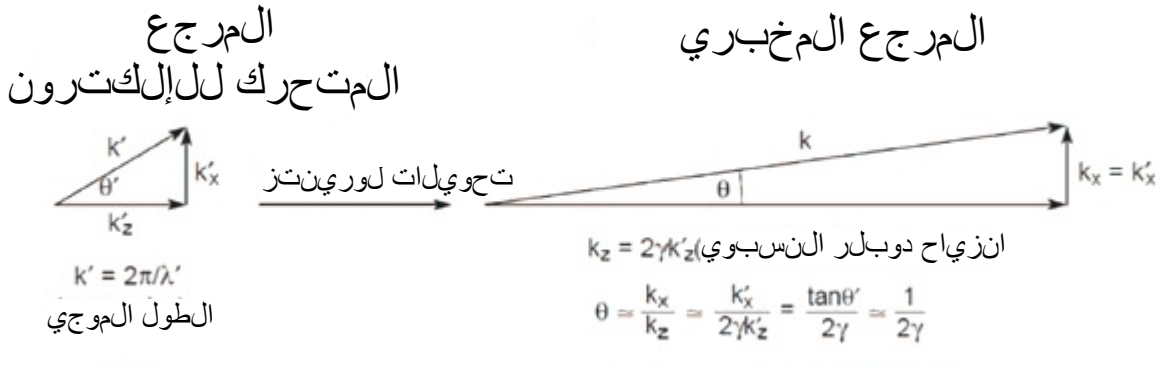
الزاوية التي ينقص فيها الإشعاع إلى 5.0 من قيمتها القصوى أي $\cos^2\theta'$ هي $\theta'=45°$ وبالتالي $\theta'=1$ الشكل 12.2 يوضح الشكل (13.2) أن الزاوية θ في معلم المخبر تتناسب مع $\theta\sim\tan\theta'/2\gamma$ وبالتالي في حالة الشرط نصف شدة الإنبعاث يتحقق $\theta\sim(2\gamma)^{-1}$ يترتب عن ذلك أن كل الإشعاع ينبعث وفق الاتجاه الأمامي (وفق اتجاه الحركة النسبوية). عند أقصى انبعاث نجد $\theta=(2\gamma)^{-1}$ ومن ثم فإن كل الإشعاعات تنبعث بقوة في الإتجاه الأمامي (نحو اتجاه الحركة النسبية).

من أجل $\gamma=10^4$ فإن الزاوية $\theta\sim10^{-4}rad$ ونظرا لتعلق تحويل دوبلر بالزاوية θ على تحول دوبلر ، فإن مشاهدة الزوايا الصغيرة من وسط الإنبعاث ينتج انزياحا نحو الأحمر.

4.10.2 معاملات المموج

حتى الآن تم حساب الطول الموجي المنبعث من مموج دون معرفة شدة الحقل المغناطيسي B_0 الذي تمكن نظمه باستعمال الوسيط K حيث:

$$k=\frac{eB_0\lambda_u}{2\pi m_0}=0.9337B_0(T)\lambda_u(cm) \tag{22}$$



شكل 12.2: قيم الأعداد الموجية عند خضوعها لتقلص نسبوي

K وحدة لها قيمة مقاربة للواحد من أجل الحقول $B_0 \simeq 1T$، (λ_μ من رتبة السنتيمتر) عندما يزداد k يتم تعزيز حركة تذبذب الإلكترون وبالتالي تنخفض سرعته على المحور بالمعامل الفعال $\gamma*$ حيث:

$$\gamma = \gamma^* \sqrt{1 + K^2/2} \quad ; \quad 1/\gamma^{*^2} = (1 + K^2/2) \tag{23}$$

من ثم فإن الحقول المغناطيسية الشديدة K (عبر فجوة للمموج قابلة للضبط) تعمل على ازاحة الطيف نحو الأحمر[25].

5.10.2 العبارة الكاملة للمموج

يمكننا كتابة المعادلة (11.2) لتشمل تأثير شدة الحقل المغناطيسي من خلال وسيط المموج K والزاوية θ بالنسبة لحزمة المموج.

$$\lambda = \lambda_u/(2\gamma^2)(1 + K^2/2 + \gamma^2\theta^2) \tag{24}$$

6.10.2 الفرق بين المذبذب والموج

كما هو موضح في الشكل13.2 هناك زاويتين مميزتين عندما تتحرك حزمة الكترونات عبر حقل مغناطيسي دوري، أقصى انحراف من زاوية المحور ϕ وزاوية انفراج الحزمة النسبوية $\theta = \frac{1}{2}$
يمكننا فصل حالتين :

المذبذب:

- مجال مغناطيسي قوي $k >> 1$.
- الإنحراف أوسع من مخروط الإنبعاث $\phi > \theta$.
- لا يوجد انبعاث مستمر للمخروط على المحور بل ومضات قصيرة جدا.
- نسبة عالية من التوافقيات الشديدة.
- انبعاث قوي بفعل القوى المسرعة الشديدة
- درجة منخفضة للتلائم.

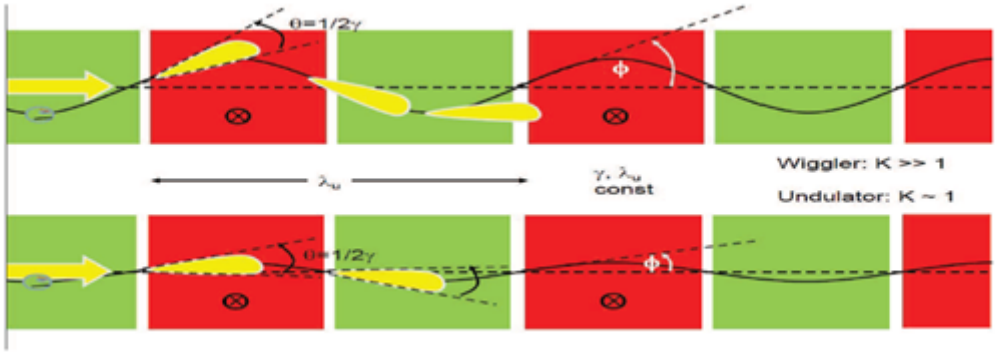
الموج:

- حقل مغناطيسي معتدل $(k \sim 1)$.
- الإنحراف أضيق من مخروط الإنبعاث $\phi < \theta$.
- الإنبعاث مستمر للمخروط بدون انقطاع .
- تردد أساسي قوي ، توفقيات ضعيفة .
- انبعاث متوسط بسبب قوى التسارع المعتدلة .
- درجة عالية من التلائم .

11.2 ليزر الإلكترونات الحرة بالأشعة -X

1.11.2 لماذا ليس من السهل إنشاء ليزر الأشعة السينية؟

يتحكم في إسكان المستويين الطاقويين E_1 و E_2 إحصاء بولتزمان،$Boltzmann$ $\sim exp(-\Delta E/k_BT)$
حيث: $\Delta E = E_2 - E_1$



شكل 13.2: رسم تخطيطي يوضح الإختلاف بين المذبذب والمموج

يكمن المشكل في أن نسبة معدل المصدر التلقائي إلى مصدر الانبعاث المستحث يتناسب مع E^3:

$$\frac{A_{21}}{B_{21}}\alpha\left(\Delta E\right)^3 \tag{25}$$

وبالتالي يصعب إنشاء الليزر بطاقة عالية للفوتونات بسبب المعدل العالي للاصدار التلقائي الذي يعيق عملية قلب الاسكان والانبعاث المستحث.

ومن الناحية الثانية يستخدم الليزر التقليدي تجويفا لإرسال ضوء الليزر عدة مرآت من خلال وسط الليزر ، لكن في نظام الأشعة السينية لا توجد مرايا عالية الإنعكاس ، لذا يجب أن يكون وسط الربح طويلا جدا بحيث يمكن تحقيق التضخيم بالكامل في ممر واحد ،وهو ما يسمى مضخم الربح العالي [25].

2.11.2 مسافة السير بين الإلكترون وإشعاع السنكرترون

تكون الإلكترونات أبطأ من اشعاع السنكرترون الذي تبعثه، لأنه يمكنه أن تصل سرعتها إلى سرعة الضوء و بسبب حركتها المتموجة لتصل إلى السرعة الفعالة على المحور $\pm v_x$. ينبغي أن نحسب فرق المسير بين سرعة الإلكترون v وسرعة الإشعاع السنكروتروني c بعد نصف نصف طول التموج $\lambda_u/2$ عندما يغير الحقل المغناطيسي إشارته.

$$\frac{\Delta\vartheta}{c} = \frac{c-v}{c} = 1 - \frac{v}{c} = (1-\beta) \tag{26}$$

ومنه فرق المسير

$$\frac{\lambda_u \Delta\vartheta}{2c} = \frac{\lambda_u}{2}(1-\beta) = \frac{\lambda_u (1-\beta)(1+\beta)}{2(1+\beta)} \tag{27}$$

لدينا

$$(1+\beta) \sim 2 \quad \gamma^{-2} = (1+\beta)(1-\beta) \tag{28}$$

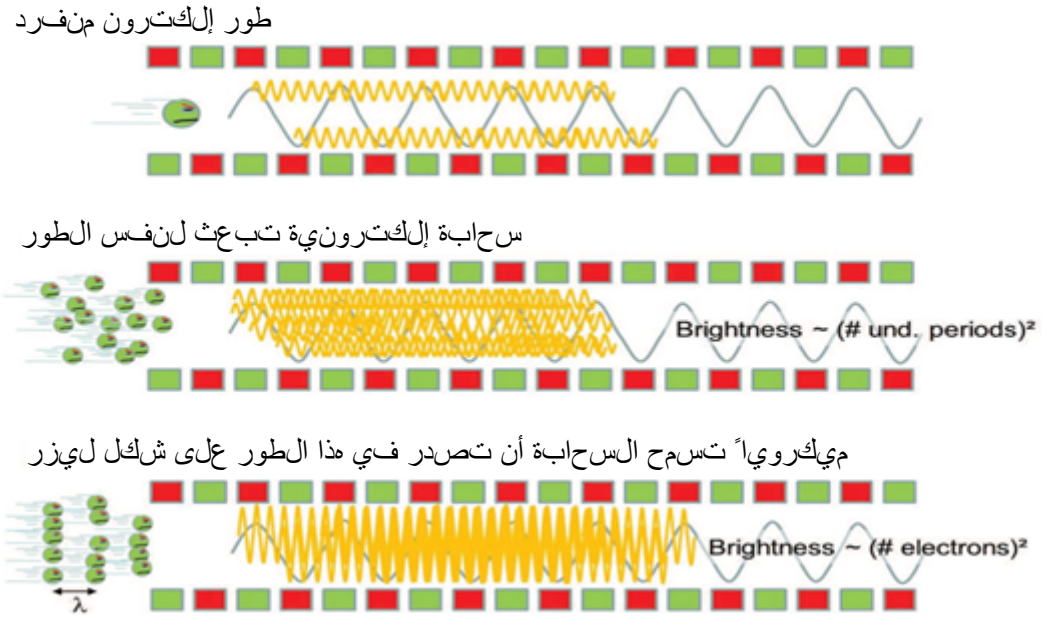
ومنه

$$\frac{\lambda_u \Delta\vartheta}{2c} = \frac{\lambda_u}{4\gamma^2} \tag{29}$$

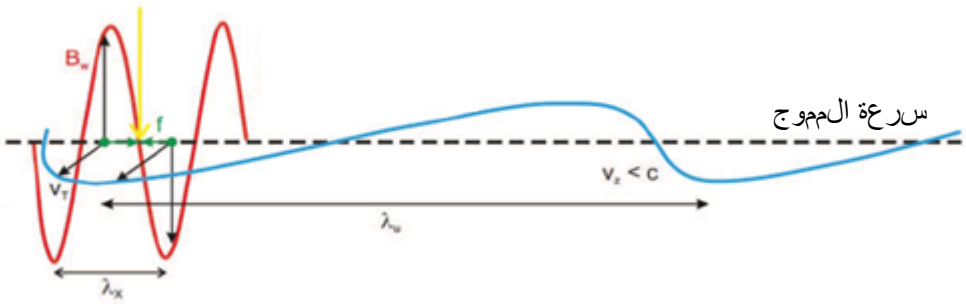
هدا يعني أن فرق المسير خلال نصفهدا يعني أن فرق المسير خلال نصف طول المموج يساوي نصف طول موجة الشعاع المنبعث [25].

3.11.2 متطلبات الترتيب لمجموعة الإلكترونات

يصدر كل الكترون عند كل نصف موجة، وعندما تكون مجموعة من الإلكترونات ليس لها ارتباط طوري مع بعضها البعض فيتولدتراكبا فوضويا للمجالات الكهرومغناطيسية و يمكن للحقول أن تتداخل بشكل بناء أو هدام ومع ذلك لو تم من خلال آلية ما ترتيب الإلكترونات المفصولة بطول موجة الأشعة السينية λ_x فإن انبعاثها سوف يتراكم بشكل متلائم حيث تشع جميع الإلكترونات بنفس الطور الشكل 14.2[25].



شكل 14.2: رسم تخطيطي يوضح الانبعاث المترابط



شكل 15.2: رسم تخطيطي لآلية القوى المؤدية الى التجميع الدقيق

يكون الإلكترون والإشعاع الذي يصدره دوما على توافق.

4.11.2 آلية التجميع المصغر

نتحدث هنا عن الآلية التي ترتب مجموعة من الإلكترونات ذات المواضع العشوائية حتى تصبح مجموعات مصغرة مفصولة بطول موجي للأشعة السينية. يتفاعل الحقل المغناطيسي B_ω مع السرعة العرضية v_t للإلكترونات، فتنشأ قوة لورينتز في الاتجاه Z.

إذا كانت مركبات v_t باتجاه القارئ فإن الحقل المغناطيسي B_ω يتجه نحو الأعلى كما يشير السهم الأخضر للقوة وفق الاتجاه الموجب للمحور z وبالتالي تتسارع الإلكترونات.

إذا اتجه الحقل B_ω نحو الأسفل تتباطئ الإلكترونات. لاحظ أن القوة معدومة عند النقاط

التي ينعدم عندها الحقل وبالتالي تفرغ الإلكترونات من المناطق حيث تدفعها بقوة نحو الجانب الآخر للتجمع عند عقد الحقول B_ω كما يشير السهم الأصفر.

5.11.2 زيادة الطاقة المنبعثة منحنى الربح الأسي

وهو ما يسمى $Self\ \ Amplfied\ \ Spontaneous\ \ Emission\ \ SASE$ ، يكون التفاعل بين الإلكترونات والفوتونات المنبعثة قوية جدا لأنها تتم في مسار واحد ، ويمكن تحقيق ذلك من خلال حزمة ذات كثافة عالية جدا من الإلكترونات فهو نظام ذو ربح عالي ويوفر شعاعا فوتونيا ذا لمعان شديد ا ودرجة عالية من التماسك . نعتبر n الكترون حيث $n = 10^9$. ونفترض لدينا N دور أي من رتبة $N = 10^2$ قطب. في حالة وجود مجموعة من الإلكترونات مشعة بشكل غير مترابط . فإن الشدة المنبعثة من الكترون واحد هي:

$$I = N^2 \tag{30}$$

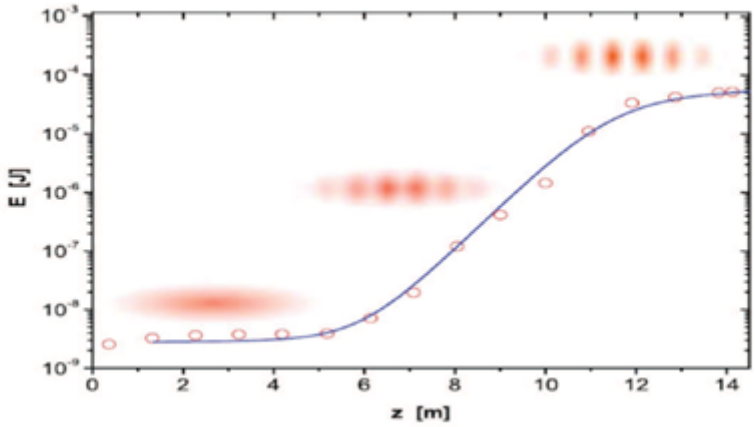
وإذا كان لدينا n الكترون فإن الشدة المنبعثة :

$$I = nI = nN^2 \tag{31}$$

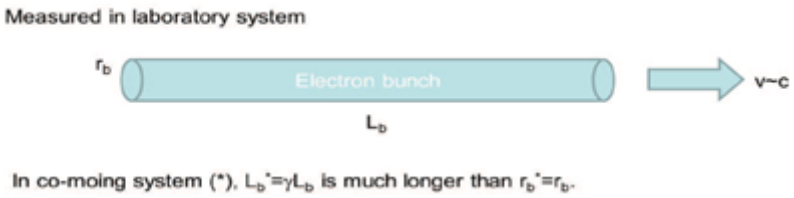
في حالة مجموعة مصغرة من الإلكترونات تكون الشدة:

$$I \sim (nN)^2 \tag{32}$$

نسبة شدة الإنبعاث التلقائي لنظام SASE مرتبط بعدد الإلكترونات $n \sim 10^9$ فيؤدي هذا إلى معامل ربح غير خطي عالي عندها يبدأ اشعاع السنكرترون التلقائي في تجميع مصغر



شكل 16.2: رسم توضيحي للربح غير الخطي



شكل 17.2: حزمة كثيفة داخل أسطوانة

للإلكترونات كما هو موضح في الشكل16.2)) [25].

6.11.2 لماذا لا تتنافر الإلكترونات مع بعضها البعض

السؤال الذي يجب الإجابة عليه ، لماذا حزمة كثيفة من الجسيمات لها نفس الشحنة مكون 10^9 الكترون لاتخضع لقانون كولوم للتنافر، كما هو موضح في الشكل17.2.

نعتبر مجموعة مصغرة في المعلم الذاتي يكون $L_b^* = \gamma L_(b)$ أطول بكثير من $r_b^* = r_b$.

لذلك يمكننا أن نفرض اسطوانة لا نهائية حيث الحقل الكهربائي فقط حاضر لأن الإلكترونات في سكون بالنسبة لمعلمها الذاتي وله قيمة قطرية فقط.

$$E_r^*(r) = \frac{-ne}{2\pi\varepsilon_0 L_b^*} \times \frac{1}{r_b^2}, \quad r \leq r_b \tag{33}$$

$$E_r^*(r) = \frac{-ne}{2\pi\varepsilon_0 L_b^*} \times \frac{1}{r}, \quad r \geq r_b \tag{34}$$

عند التحول إلى معلم المخبر نحصل على حقل كهربائي ومغناطيسي حيث:

$$E_r(r) = \gamma E_r^*(r) = \frac{-ne}{2\pi\varepsilon_0 L_b} \times \frac{r}{r_b^2} \tag{35}$$

$$B_\phi(r) = \frac{v}{c^2} E_r(r) \tag{36}$$

ويمكننا حساب القوة الناتجة من خلال المعادلة:

$$\vec{F} = -e\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \tag{37}$$

$$F_r(r) = \frac{ne}{2\pi\varepsilon_0 L_b} \times \frac{r}{r_b^2}\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) = \frac{ne}{2\pi\varepsilon_0 L_b} \times \frac{r}{r_b^2} \times \frac{1}{\gamma^2}, \quad r \leq r_b \tag{38}$$

وبالتالي فإن القوة الناتجة $F_r(r)$ تؤول إلى الصفر عندما تؤول γ إلى ما لا نهاية .بالنسبة للطاقات العالية النسبوية يتم تعويض قوى التنافر لكولوم بواسطة الجذب المغناطيسي للتيارات المتوازية[25].

الفصل 3

تطبيقات ليزر الإلكترونات الحرة في تشخيص البلازما

1.3 التشتت غير المرن ـ معامل البنية الديناميكي $S(\vec{k}.\omega)$

في حدث التشتت غير المرن يتحول الدفع الخطي $p = \hbar k$ والطاقة $E = \hbar\omega = (\hbar k)^2/(2m_e)$ إلى الإلكترونات الحرة، وهي مأخوذة من طاقة الفوتون. يوضح الشكل 1.3مجموعة من الميزات التي يمكن الوصول إليهامن خلال التشتت غير المرن ،إعتمادا على طاقة هذه الإثارات يمكننا من التمييز بين التشتت بالإلكترونات الحرة بصفةمنفردة(تشتت كمتون) وكذلك التشتت بالموجات الجماعية المثارة في نظام من الإلكترون الحرة (تشتت البلازمون)، و التشتت بالإلكترونات المقيدة بسبب أمواج الفوتونات (في المواد الصلبة البلورية) أو الأنماط الأيونية الصوتية (في البلازما) [27].

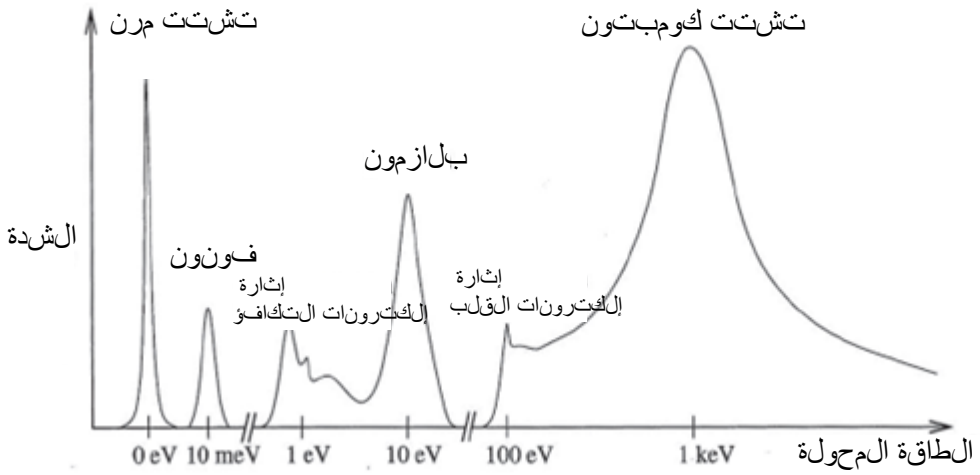
يمكننا التمييز بين حالتين ، اعتمادا على ما إذاكان الدفع الخطي للإشعاعات السينية الواردة تتفاعل مع :

- ـ الحركة الجماعية للعديد من الإلكترونات ،أو
- الحركة المنفردة لكل الكترون على حدى.

هذا يعتمد على النسبة بين طول دوباي λ_D والطول المميز λ^*، حيث $\lambda^* = \pi/k$.

يتم فحص الحركة المنفردة للإلكترونات لما $\lambda_D > \lambda^*$.

على سبيل المثال : مسبار الأشعة السينية بطول مميز $\lambda^* = 2\pi/k$ داخل كرة ديباي المحجوبة،



شكل 1.3: مجموعة متنوعة من الميزات التي يمكن الوصول إليها من خلال التشتت غيرالمرن كدالة للطاقة المحولة من الأشعة السينية إلى النظامX بالأشعة السينية

وهذا هو طابع تشتت بالإشعاعات السينية الصلبة و/ أو زوايا كبيرة للتشتت .

الحالة الحدية الثانية، يتم فحص الحركة الجماعية لموجات الإلكترونات في البلازما لما $\lambda^* > \lambda_D$.

على سبيل المثال الطول المميز لمسبار الإشعاعات السينية الذي تحجب عليه الشحنات الفردية بواسطة العديد من الشحنات الأخرى المشكلة.

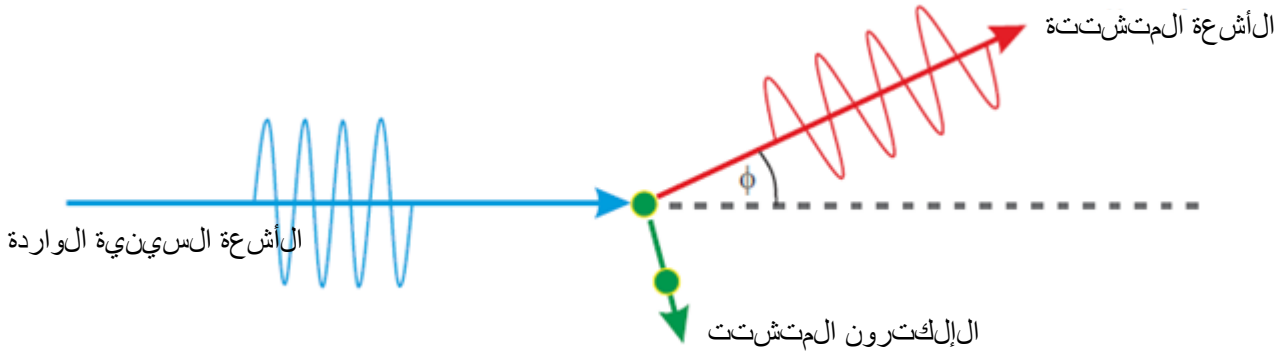
لدينا هنا إشعاعات سينية ناعمة و/أو زوايا في حالة تشتت صغيرة .

يتم تعريف نسبة الطولين على أنها معامل التشتت $\alpha = \lambda^*/\lambda_D$ وهي أكبر من الواحد النظام الجماعي [27].

2.3 تشتت كومتون

1.2.3 تشتت إلكترون حر ساكن

كان الجدل حول كون الضوء جسيما أوموجة قائما لعدة قرون ـ على سبيل المثال ، في القرن السابع عشر كريستيان هويغنز (موجة) مقابل إسحاق نيوتن (جسيم). أخيرا في عام 1900م درس ماكس بلانك التوازن الحراري للجدران التي تحيط بحقل إشعاع حراري .ووجد وصفا رياضيا عند إفتراض أن الطاقة التي يتم تبادلها مكممة أي $E = h\nu$، حيث ν تردد الإشعاع،



شكل 2.3: رسم توضيحي لتشتت كومتون

و h ثابت بلانك.

في عام 1905 م ،افترض أينشتاين أن الضوء يتصرف كتيار من الجسيمات ، لكل منها طاقة فوتون منفصلة ، بناء على كمات بلانك $E = h\nu = hc/\lambda = \hbar\omega$ حيث: ω هي تردد الضوء، λ الطول الموجي، c سرعة الضوء في الفراغ.

وسمح له ذلك بشرح ظاهرة الفعل الكهروضوئي (جائزة نوبل 1921م).

أخيرا ، في عام 1922 م ، شرح أرثر كمتون بنجاح طيف التشتت غير المرن عند إرفاق كل من الطاقة $\hbar\omega$ والدفع الخطي $\hbar\vec{k}$ إلى موجة مستوية من الإشعاعات السينية وهو ما يعرف في الوقت الحاضر بفعل كومتون(جائزة نوبل 1927م).الدفع الخطي والطاقة المحولة إلى النظام ،أو بعبارة أخرى إلى الإثارات [?].

كما هو موضح في الشكل 2.3:

.

ـ إن التشتت المرن متلائم : تتراكب كل السعات إذا كان تحول الدفع الخطي مساوي $\vec{G} = \hbar\vec{k}$ حيث $\vec{G}$ شعاع الشبكة العكسية للمادة الصلبة البلورية .الشعاع الخارج له نفس طاقة الشعاع القادم ، وهو مشتت بزوايا براغ θ_B حيث استعمل مبدأ إنحفاظ الطاقة والدفع الخطي خلال التصادم المرن بين فوتون الأشعة السينية والإلكترون الحر .

$$|\vec{G}| = G = 2k_{IN} sin\ \theta_B/2) \qquad (1)$$

من ناحية أخرى فإن التشتت الغير مرن متماسك . على وجه الخصوص ، عندما يكونالدفع الخطي المحول (أشعاعات سينية صلبة ، زوايا تشتت عالية)، نجد $ka >> 1$ حيث a البعد بين الإلكترونات .

ـ هنا مميزات مسابير التشتت أصغر من a، ونسمي هذا البعد التشتت غير الجماعي ، لأن هناك القليل من التداخل بين سعات التشتت من الإلكترونات المختلفة . يمكن الحصول على معامل البنية $S(\vec{k}.\omega)$ من تمثيل واحد لإلكترونات للنظام .

2.2.3 تشتت كومتون بإلكترون حر

نفترض وجود الكترون في حالة سكون وفوتون أشعاعات سينية .إن اشتقاق تشتت كومتون يبدأ بتلخيص لكميات هده الجسيمات قبل وبعد تصادمها :

	طاقة الإلكترون	طاقة الفوتون	قوة دفع الفوتون	قوة دفع الإلكترون
قبل	$E_e = m_0c^2$	$E_\nu = h\nu$	$p_\nu = h\nu/c$	$p_e = 0$
بعد	$E_e{}'$	$E_\upsilon' = h\nu'$	$p\nu' = h\nu'/c$	p_e'

- كلا الجسمين يحققان مبدأ حفظ الطاقةو الدفع الخطي قبل وبعد التصادم .

$$E_e + E_\nu = E_e^{'} + E_\nu^{'} \qquad (2)$$

$$\vec{p_\nu} = \vec{p_e} + \vec{p_\nu^{'}} \qquad (3)$$

- نبحث عن طاقة إلكترون E_e .

$$E_e^2 = h\nu - h\nu^{'} + m_0c^2 \qquad (4)$$

- من النسبية الخاصة نستخدم علاقة الطاقة والدفع الخطي:

$$E_e^2 = E_e'^2 - p_e'^2 c^2 \tag{5}$$

- نستخدم قانون جيب التمام للتعبير عن قوة دفع الإلكترونات (غير المعرفة) p'^e بدلالة الدفع الخطي للفوتونp_ν وزاوية التشتت بين الإشعاعات السينية قبل و بعدالتصادم ϕ مما ينتج:

$$p_e^2 = p_\nu^2 + p_\nu'^2 - 2p_\nu p'^\nu cos\ \phi \tag{6}$$

- ومن علاقة الدفع الخطي (3.3) تكتب العلاقة (4.3) للعبارة p_e و (2.3) العبارة لـ E_e أخيرا نعتبر (3.5) كالتالي:

$$(\nu - \nu')/(\nu') = 1/\nu' - 1/\nu = h/(m_0c^2)(1 - cos\phi) \tag{7}$$

$$\rightarrow c/\nu' - c/\nu = \lambda' - \lambda = h/(m_0c)(1 - \cos\phi) \tag{8}$$

التشتت الخلفي ($\phi = 180^0$) أقصى إنزياح نحو الأحمر

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2h(m_0c) = 2\times 2.42pm \tag{9}$$

بمأن هذا يمثل إنزياح في الطول الموجي فإن تشتت كومتون يكون أكثرإنزياح نحو الأحمر،في حالة الأطوال الموجية االقصيرة(أعلى طاقات للفوتون).

عند الطول الموجي XUV البالغ 10نانومتر يبلغ الإنزياح نحو الأحمر المقدار

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda' - \lambda}{\lambda} = \frac{2 \times 2.42 \times 10^{-12}}{10 \times 10^{-9}} = 0.005\% \qquad (10)$$

إن فوتون الإشعاعات السينية بطاقة جهد $12KeV$ $(\lambda = 1A^0)$ تشتت بفعل كومتون بمقدار 0.5% من طول الموجة الإبتدائي $(\Delta E = -60eV)$ وهو مقدار يمكن تمييزه .[24,21]

3.2.3 تشتت كومتون للإلكترونات المتحركة

من العلاقة (3 ـ 6) افترض أن الإلكترون الحر في حالة سكون . يمكن إثبات أن تأثير كومتون يمكن أن تعميمه ليشمل الإلكترونات المتحركة في البداية. في نظام ما يكون تأثير الإلكترونات والذرات والأيونات من خلال إدخال كثافة ممثلة للإلكترونات $n(\vec{p})$ للحصول على دفع خطي$\vec{p}$.

إن حفظ الطاقة للتشتت بالكترون متحرك بدفع خطي $\vec{p}$ وكتلته m ينتج طاقة متحولة مقدارها:

$$\hbar\omega = (\vec{p} + \hbar\vec{k})^2/2m - p^2/2m = (\hbar^2 k^2)/2m + \hbar(\vec{k}.\vec{p})/m \qquad (11)$$

الحد الأول من العلاقة(3 ـ 7) يدعى إنزياح طاقة كومتون وفقا لـ $\Delta\lambda$ العلاقة (3 .6) أما $\vec{k}\vec{p}/m = \vec{k}\vec{v}$ هو إنزياح دوبلر (v هي السرعة).

ينتج عن ذلك علاقة تشتت $\omega(k)$ إنزياح (الحد الأول)وعرض (الحد الثاني)

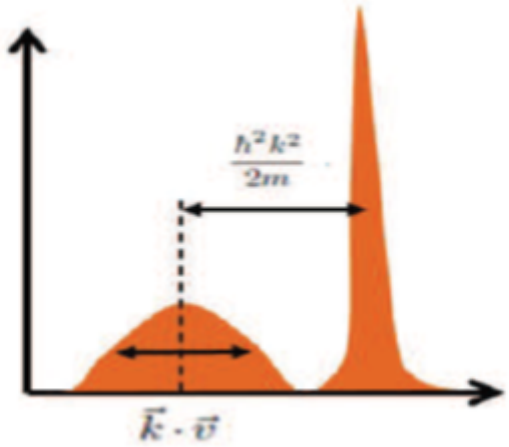
$$\omega(k) = (\hbar k^2)/2m + (\vec{k}.\vec{p})/m \qquad (12)$$

الإنزياح k^2 α والعرض k α.

من أجل $k \to 0$ (إما التشتت الأمامي أو الإشعاعات السينية اللينة جدا)نحصل على نتيجة

التشتت المرن .

عند مراقبة الإشعاعات السينية المشتتة بزاوية معينة فإن الدفع الخطي $\vec{k}$ المحول محدد بصمة جيدة وشكل الطيف المزاح نحو الأحمر المتمركز عند $\hbar^2k^2/2m$ معلومات تحوي عن عدد الإلكترونات التي دفعها الخطي $\vec{p}$ والتي تزيح الإشعاع السيني بفعل دوبلر نحو هذه المنطقة من فضاء الطور [28,27].



شكل 3.3: رسم توضيحي لطيف متشتت كومتون من إلكترونات متحركة

4.2.3 المعلومات التي نحصل عليها من تشتت كمتون

يبحث تشتت كومتون توزيع الدفع الخطي للإلكترونات المنفرد لكنه لن يقيس دائما نفس الخاصية للنظام .بمأن الفوتونات عبارة عن بوزونات ، ويمكن أن تكون كلها في الحالة الأساسية، فإن الإلكترونات ليست كذلك لانها فرميونات تخضع لإحصاء فيرمي ديراك .

$$f(E) = 1/(e^{\frac{E-\mu}{k_BT}} + 1) \tag{13}$$

حيث $f(E)$ هو إحتمال وجود فرميون بطاقة E متعلقة بدرجة حرارة النظام ، لما $T = 0$ هذه الدالة تساوي 1 من أجل $E < \mu$ و0 من أجل $E > \mu$ يسمى μ بطاقة فيرمي أو الكمون الكيميائي. (أنظر العلاقة (4.3))،عندما يتساوى المقدران $E = \mu$ يكون إحتمال وجود الكترون دائما

يساوي $f = \frac{1}{2}$ لجميع درجات الحرارة .

يمكن للإلكترونين فقط حجز نفس الحالة للدفع في الفضاء k إذا كانا يختلفان في حالة اللف، مع زيادة الكتلة تكون مواضع ذرات قريبة من بعضها وتبدأ المدارات الإلكترونية في التداخل، تكتسب الإلكترونات الحرة (أو شبه الحرة) كما هو الحال في توصيل معدني. طاقة ودفع خطي ليس بسبب درجة الحرارة لكن بسبب الكثافة العالية.

إذا تم تسخين نظام الفرميونات إلى درجة حرارة عالية (تصبح الدالة الأسية أكبر بكثير من الواحد لذلك يمكننا إهمال الواحد)والكثافة المنخفضة $(E \ll \mu)$ لذايهمل الكمون الكيميائي ، نتحصل علآ توزيع ماكسويل .

$$f(E) \approx \exp(\mu/(k_B T)) \exp(-E/(k_B T)) = (n\lambda^2)/2 \exp(-E/(k_B T)) \quad (14)$$

بالنسبة لنظام مميع و الساخن تتبع الإلكترونات توزيع درجة حرارة ماكسويل بولتزمان $\alpha \exp((-E)/(k_B T))$ ويقيس تشتت كومتون درجة حرارة الإلكترون عبر الطاقة الحركية

$$E_{kin} = \left\langle \frac{1}{2} m v^2 \right\rangle = 3/2 k_B T_e \quad (15)$$

في غاز فيرمي الإلكترونات االحرة (صالح جزئيا أيضا في المعادن البسيطة مثل الألمنيوم) تخضع الإلكترونات لمبدأ الإستبعاد لباولي. عندما يشغل عدد N من الإلكترونات حجما معينا V عند حرارة الصفر المطلق فإن الفرميونات لا تزال تتحرك بسرعة عالية . يتحرك أسرعها بسرعة تقابل طاقة حركية تسمى طاقة فيرمي E_F .

$$E_F = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{3\pi^2 N}{V} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (16)$$

وبالمثل نستنتج الدفع الخطي لفيرمي $p_F = \sqrt{2mE_F}$ وسرعة $v_F = p_F/m$ والمقدار $\hbar k_F$

هي عبارة سلمية لقياس دفع فيرمي حيث k_F هو نصف قطر كرة فيرمي ويسمى شعاع موجة فيرمي وتتراوح كثافة الكترونات التوصيل في المعادن $(10^{22}cm^{-3})$ إلى $(10^{23}cm^{-3})$ الذي ينتج طاقة فيرمي من رتبة 10 الكترون فولط [28,24].

3.3 تشتت البلازمون

1.3.3 دالة العزل الكهربائي، الناقلية، معامل الإنكسار

تصف الدالة العقدية المتعلقة بالتردد $\epsilon(\omega)$ الخصائص الكهربائية والضوئية للمادة بدلالة التردد أو (الطول الموجي أو طاقة الفوتون).

ثابت العزل أو سماحية المساحة الحرة ϵ_0. يوصف التغير النسبي لها كالتالي $\epsilon = \epsilon_0\epsilon_r$.

يقيس الجزء الحقيقي $Re(\epsilon)$ لمقاومة حقل طكهربائي في الوسط. من منظور آخر ، يصف مقدار إستقطاب المادة عندما يطبق عليها حقل كهربائي. (استقطاب حجمي، إنزياح الشحنة عن موضع توازن الكثافة تشكل ثنائيات أقطاب كهربائية صغيرة).

يمثل الجزء التخيلي $Im(\epsilon)$ الإمتصاص في المادة .

نناقش الآن العلاقة بين معامل الإنكسار ودالة العزل الكهربائي، ونعرف معامل الإنكسار $n(\omega)$ كالتالي:

$$\varepsilon(\omega) = \sqrt{n(\omega)} \tag{17}$$

$$n = n' + \iota k \tag{18}$$

في الوسط يكون شعاع الموجة لموجة مستوية هو $k = 2\pi/\lambda$, حيث $\lambda = hc/E$, و $c_{medium} = c_{Vacuum}/n$ ومنه $k_{medium} = nk_{Vacuum}$ وعليه نجد أن:

$$E(\omega,t) = E_0 \exp\Big(i((n^{'}+i\kappa)k_{vacuum}x-\omega t)\Big) \quad (19)$$

$$= E_0 \exp\Big(i(n^{'}k_{vacuum}x)\Big)\exp(-(\kappa k_{vacuum}x))exp(-i\omega t) \quad (20)$$

حيث يصبح الحد الثاني متخامد أسيا بشكل كبير $(i\times i=-1)$ ويصف الإمتصاص، لذلك فإن $Im(n(\omega))=k$ لوسط شفاف للإشعاع الكهرومغناطيسي ذو التردد ω .

معادلة حركة الإلكترون الحر كالتالي

$$m_e\frac{d^2\vec{r}}{dt^2}=C\vec{r}-\frac{m_e d\vec{r}}{\tau dt}-e\vec{E} \quad (21)$$

هذا هو نموذج لورنتز للهزاز التوافقي ،حيث $\tau=\gamma^{-1}$ وتمثل وقت الإسترخاء . إذا وضعنا $C=0$ (على سبيل المثال الإلكترون غير مرتبط بالنواة) ، وهذا ما يسمى نموذج درودة (Drude) (باول درودة 1900م):

$$m_e\frac{d\vec{\nu}}{dt}+m_e\gamma\vec{\nu}=-e\vec{E} \quad (22)$$

نعرف تيار الكثافة على أنه $\vec{j}=-Ne\vec{v}$ بالتعويض عن ν بـj في معادلة الحركة نجد

$$\frac{d\overrightarrow{j}}{dt}+\gamma\overrightarrow{j}=\frac{Ne^2}{m_e}\overrightarrow{E}, \quad (23)$$

نفترض أن الحقل الكهربائي المطبق وكثافة تيار النقل الكهربائي يتم إعطاءه بواسطة :

$$\overrightarrow{E}=\overrightarrow{E_0}exp\,(-\omega t)\,, \quad \overrightarrow{j}=j_0exp\,(-\omega t) \quad (24)$$

حيث يكون هدا الأخير تقريب محلي لعلاقة الحقل والتيار. بالتعويض في معادلة الحركة

نحصل على

$$\frac{d\left(\overrightarrow{j_0}exp\left(-\iota\omega t\right)\right)}{dt}+\overrightarrow{j_0}exp\left(-\iota\omega t\right)=\left(-\iota\omega t+\gamma\right)\overrightarrow{j_0}exp\left(-\iota\omega t\right)\\=\frac{Ne^2}{m_e}\overrightarrow{E_0}exp\left(-\iota\omega t\right) \tag{25}$$

بالضرب في $\exp(+i\omega t)$ نجد

$$\left(-\iota\omega t+\gamma\right)\overrightarrow{j_0}=\frac{Ne^2}{m_e}\overrightarrow{E_0},\quad \left(-\iota\omega t+\gamma\right)\overrightarrow{j}=\frac{Ne^2}{m_e}\overrightarrow{E} \tag{26}$$

من أجل الحقول الساكنة $(\omega=0)$ نحصل

$$\overrightarrow{j}=\frac{Ne^2}{m_e\gamma}\overrightarrow{E}\Rightarrow\sigma=\frac{Ne^2}{m_e\gamma}\left(static\quad conductivity\right), \tag{27}$$

في الحالة العامة الحقل المطبق المهتز:

$$\overrightarrow{j}=\frac{\sigma}{1-\frac{\iota\omega}{\gamma}}\overrightarrow{E}=\sigma\left(\omega\right)\overrightarrow{E}\Rightarrow\sigma\left(\omega\right)\left(dynamic\quad conductivity\right) \tag{28}$$

تتعلق الناقلية الديناميكية بدالة العزل الكهربائي بإستخدام معادلات ماكسويل :

$$\varepsilon\left(\omega\right)=1-\frac{4\pi}{\iota\omega}\sigma\left(\omega\right) \tag{29}$$

إعتبر سومرلد أن الإلكترونات القليلة المتحركة حول حد فيرمي هي المساهمة فقط (ليست كلها). مع الأخذ بعين الإعتبار الكتلة الفعالة للإلكترون m^* في نطاق هيكل المادة.

ننقاش الآن العلاقة بين الناقلية ودالة العزل الكهربائي: المركبات التخيلية في دالة العزل تعطي أجزاء حقيقية في σ ، وتسبب المقاومة الأومية الموصوفة (ضياع) . الجزء الحقيقي لدالة العزل يعطي مركبة تخيلية لـ σ وبإدخال قانون أوم $\vec{j}=\sigma\vec{E}$ تتولد تيارات تخيلية .

نذكر بالتشابه بين الممانعة R (مقاومة التيار المتناوب لسعة المكثفة والوشيعة $R_L=i\omega L$ و $R_c=1/i\omega C$ على التوالي، يسبب فرق الطور تحولا في التيارات المستحثة .

يربط قانون فرانز فيدمان $(Wiedemann-Franz)$ الناقلية الكهربائية بالتوصيل الحراري λ. حيث

$$\frac{\lambda}{\sigma} = LT \tag{30}$$

هذا القانون صالح من أجل درجة حرارة أقل بكثير من درجة حرارة ديباي المتعلقة بإهتزازات الفونونات. يسمى ثابت التناسبي L رقم لورنز

عند نهاية الكثافة المنخفضة و درجات الحرارة العالية (البلازما المميعة)،يتعلق حد سبيتزر $(Spitzerlimit)$ للناقلية كالتالي [29,27]:

$$\sigma \alpha T_e^{\frac{3}{2}} \tag{31}$$

2.3.3 تأرجحات الكثافة ومعامل البنية الديناميكي

ليكن $\rho(\vec{r})$ هو توزيع كثافة التوازن للإلكترونات. عند التوازن تنتج الحقول الكهربائية إستقطاباً (هذا التأثير تصفه دالة العزل الكهربائي) يصبح توزيع شحنة الإلكترون $\rho(\vec{r},t)$ وبهذا نكتب تأرجح الكثافة

$$\varrho_e\left(\overrightarrow{r},t\right) = \varrho_P\left(\overrightarrow{r},t\right) - \varrho_0\left(\overrightarrow{r}\right) \tag{32}$$

يمكن كتابة الشدة المقاسة كالتالي:

$$\begin{aligned} I\left(\omega,k\right) = \left\langle \left|Amplitude\right|\right\rangle^2 = & \int_V d^3\overrightarrow{r_1} \int_V d^3\overrightarrow{r_2} \int dt_1 \int dt_2 \left\langle \varrho_e\left(\overrightarrow{r_1},t_1\right) \varrho_e\left(\overrightarrow{r_2},t_2\right)\right\rangle \\ & \times \exp\left(-\iota\left(\overrightarrow{k_1}-\overrightarrow{k_2}\right)\left(\overrightarrow{r_1}-\overrightarrow{r_2}\right) - \iota\left(\omega_1-\omega_2\right)\left(t_1-t_2\right)\right) \\ & \equiv S_{ee}\left(k,\omega\right) \end{aligned}$$

هذا يعني أن تحويل فوريه لتأرجحات الكثافة يحدد معامل البنية الديناميكي للإلكترون

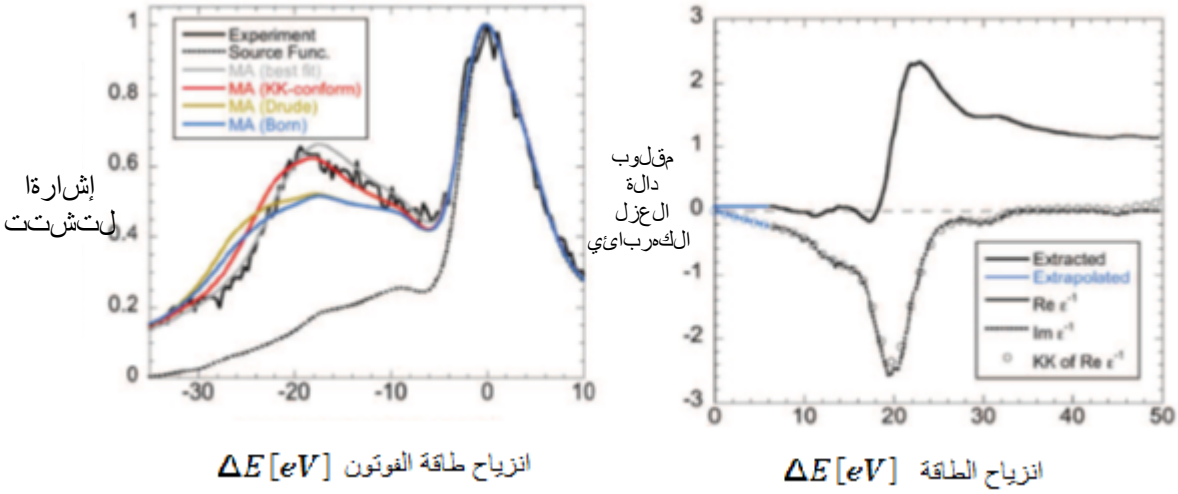
$S_{ee}(\vec{k},\omega)$ أو اختصاراً (DSF) . نظرا لأن تأرجحات الكثافة توصف بدلالة دالة العزل الكهربائي . الدالة $\epsilon(\omega)$ ، وبالتالي يظهر أن هذه الكميات مرتبطة ببعضها البعض.

لاحظ أن DSF للإلكترونات الحرة $S_{ee}(\left|\vec{k}\right|,\omega)$ تتميز بدرجة الحرارة للإلكترونات T_e وكثافتها n_e ، ويمكن إشتقاقها من نظرية التأرجح والتبديد، ونكتب:

$$S_{ee}\left(\overrightarrow{k},\omega\right)=-\frac{\varepsilon_0\hbar k^2}{\pi e^2 n_e}.\frac{Im\varepsilon^{-1}\left(k,\omega\right)}{1-exp\left(\frac{-\hbar\omega}{k_B T_e}\right)} \tag{33}$$

ومن ثم يمكن قياس DSF والحصول منه على الجزء التخيلي لمقلوب دالة العزل الكهربائي (العرضية) . تبين العبارة السابقة أن تأرجحات الكثافة في البلازما توصف من خلال معامل البنية الديناميكي يتعلق بضياع الطاقة، الذي يصفه الجزء التخيلي من دالة العزل.

يمكن حساب الجزء الحقيقي من مقلوب دالة العزل الطولي الكهربائي، من خلال علاقة كرامرز- كرونيش انظر الشكل 4.3



شكل 4.3: على اليسار: شكل البلازمون، على اليمين دالة العزل الكهربائي المرافقة

يوضح الشكل الأيسر المقطع الفعال بدلالة انزياح طاقة الفوتون. هناك تقريبات مختلفة لتواتر التصادم $\sigma(\omega)$ تقرب أكثر من النتيجة التجريبية.

يمينا يظهر الجزء الحقيقي والتخيلي لمقلوب دالة العزل الكهربائي بناءً على المعطيات المتحصل عليها عند حساب المقطع الفعال الكلي σ. لاحظ أن العلاقة بين الجزء الحقيقي والتخيلي لـ

$\epsilon^{-1}(\omega)$ توافق علاقة كرامرز كرونيش المعروفة [27,26].

خلاصة عامة

منذ اكتشاف الليزر الضوئي، تمكن العلماء من دراسة المادة وكانت النتيجة مبهرة من حيث معرفة خصائص المواد الكهربائية والضوئية.

تواصلت جهود الباحثين لغرض توليد ليزر ذو نبضات قصيرة (من رتبة الفيمتو ثانية) والذي أتاح عدة تطبيقات كانت تقبل وقت قصير غير ممكنة ونقصد هنا تصوير حركية الإلكترونات في الذرات والجزيئات، وتوج هذا النجاح بجائزة نوبل في الكيمياء للعالم المصري أحمد الزويل سنة 1999 [27].

بعد ذلك تضافرت جهود العلماء للحصول على ليزر جديد ونبضاته قصيرة لغرض تضخيص المواد عالية الكثافة، وكذا الحصول عليها من خلال تطبيق حزم كثيرة من الليزر من جعات مختلفة لعرض تحقيق الإندماج النووي.

غير أن هذه الجهود اصطمدت بعلاقة معاملي آنشتاين للإنبعاث التلقائي والإنبعاث المستحث حيث:

$$\frac{A}{B} \sim E^3 \tag{34}$$

والتي تعتبر حدا للحصول على ليزر ضوئي من الإشعاعات السينية ذات الطاقة العالية.

مع مرور الوقت وتسارع الأبحاث في هذا الإتجاه، أصبح النظام الليزري البديل هو ليزر الإلكترونات الحرة، الذي له مواصفات مؤهله لدراسة مواد عالية الكثافة، واستحداث مواد ذات كثافة عالية من خلال شدة هذا الليزر ($I \sim 10^{22} W/cm^2$) وطول موجي (من رتبة الأشعة السينية) [29,24].

عرضنا في هذه المذكرة فيزياء الليزر للإلكترونات الحرة انطلاقا من حد الليزر الضوئي مرورا بمسرعات الإلكترونات في وجود مموجات لحقول مغناطيسية على سرعات مقاربة لسرعة الضوء، مع اصدار اشعاعات سينية متلائمة وشديدة.

كتطبيق نطرقنا لأهم المقادير الفيزيائية المميزة للمادة عالية الكثافة (معامل البنة الحركي، مقلوب دالة العزل الكهربائي، قرينة الإنكسار، الناقلية، ...إلخ)

عند تفاعلها مع هذا النوع من الليزر، حيث من خلال مراجعة تشتت الفوتونات للإلكترونات الحرة والمقيدة لكومبتون، والطاقة المحولة إليها استخلصنا بصمة المادة، والمتمثلة في إثارتها بتشتت غير مرن بالأشعة السينية كدالة للطاقة المحولة من لأشعة السينية للمادة.

بعدما أصبح هذا النوع من الليزر حقيقة، عاد الباحثون لعمل الكثير من المعضلات التي تركوها سابقا مثل الحصول على الطاقة بفعل الإندماج النووي للأنوية الخفيفة، وتسريع الأيونات الثقيلة في المفاعلات والحصول على الزوج إلكترون - بوزيترون من خلال تطبيق هذا الليزر الشديد في الفراغ [27,26].

المراجع

[1] سعود بن حميد اللحياني ، الليزر وتطبيقاته، جامعة أم القرى، 2009.

[2] صالح يونس الدرويش ،أساسيات عمل الليزر، 2014.

[3] مالك أحمد يونس ، فيزياء الليزر وتطبيقاته ،منشورات جامعة البعث كلية العلوم ،مديرية الكتب والمطبوعات 2007م-2008م.

[4] عطا حمادي ،أساسيات الليزر وتطبيقاته ،تموز 2004م

[5] بيلا –آ-لينكيل ،جامعة سان فرناندو كاليفورنيا ،ترجمة فاروق عبودي قيصر، قسم الفيزياء ،جامعة الموصل 1984 م.

[6] محمد الكوس ،فيزياء الليزر وتطبيقاته، جامعة دمشق 2005م-2006م.

[7] Solid state laser engineering, Dr. Walter Koechner, Sixth Revised, SpringerScience+Business Media, U.S.A, 2006.

[8] GHerzbeg-spectra of diatomic molecules,van,nostrand,newyork 1950

[9] D.C.G Mitehll and M.W. Zemansky Resonance Radiation and exited Atom Cambridger,1934-1961

[10] J. H Hendry, et. al., Human exposure to high natural background radiation: what can it teach us about radiation risks?, J. Radiol. Prot., Vol. 29 (2009).

[11] E. L. Alpen, Radiation Biophysics, 2nd Edition, Chapter 16: Radiation-Exposure from Natural Background and Other Sources, Chapter 4:Interaction of Radiation with Matter, Elsevier Inc. (1998).

[12] http://en.wikipedia.org/wiki/composition$_o f_t hehuman_b odycompositionofthehuman$.15/

[13] http://www.biocourse.com/bcc/assets/000004056.ppt:levels of structural organization of human,15/03/2014.

[14] http://www.lenntch.com/periodic-chart-element/ionization-energy.htm:Chemical listed by ionization energy,15/03/2014.

[15] E. B. Douple, et.al., Long-term Radiation-Related Health Effects in aUnique Human Population: Lessons Learned from the Atomic BombSurvivors of Hiroshima and Nagasaki, Disaster Med Public Health Preparedness, Vol. 5, Mar. (2011) pages S122 - S133.

[16] http://www.upei.ca/ phys221/mbrookshaw/Ionising$_R adiation/ionising_r adiation.html$: $IonizingRadiation$, 15/03/2014.

[17] M. T. Burrows, et. al., The Chemical and Biological Changes Inducedby X-rays in Body Tissues, Radiology, Vol. 11, Nov. (1928) pages 370– 378.

[18] http://keiserstudents.tripod.com/sitebuildercontent/sitebuilderfiles/biologicaleffectsofio Biological(Molecular and Cellular) Effects of Radiation,15/03/2014.

[19] www.profstelmark.com/Registry$_R eview/RADIOBIOLOGY.ppt$: $Radiobiology$, 15/03/2014.

[20] http://www2.le.ac.uk/departments/genetics/vgec/schoolscolleges/topics/dna-genes-chromosomes : DNA, genes and chromosomes, 15/03/2014.

[21] http://www.csub.edu/ kszick$_m iranda$/201$cycle, MitosisandMeiosis$, 15/03/2014.

[22] H. Wang, et. al., Characteristics of DNA-binding proteins determine the-biological sensitivity to high-linear energy transfer radiation, NucleicAcids Research, Vol. 38, No. 10 (2010) pages 3245–3251.

[23] F. Cortés and N. Pastor, Ionizing radiation damage repair: a role fortopoisomerases?, Mutagenesis, Vol. 16, Jul. (2001) pages 365 - 368.

[24] https://tel.archives-ouvertes.fr,Harmoniques cohérentes du Laser à Electrons Libresgénérées à partir d'harmoniques produites dans les gazsur le prototype de l'accélérateur SCSS ,Guillaume Lambert,Submitted on 28 Mar 2008.

[25] Astro and Plasma PhysicsTwo Experimental LecturesUniversity of Rostock, SS 2018 Ulf Zastrau, European XFEL ulf.zastrau@xfel.eu 2017-2018

[26] A.E. Siegman, Lasers, University Science Books, MillValley, CA (1990).

[27] D.C. Brown, High Peak power Nd:Glass Laser Systems, Springer (1981).

[28] V. E. Fortov, Extreme States of Matter on Earth and in the Cosmos, Springer (2011).

[29] S. Eliezer , The Interaction of High-Power Lasers withPlasmas - Institute of Physics Publishing (2002)

[30] R. P. Drake, High Energy Density Physics - Springer (2018).

[31] J .Hastings, C. Pellegrini, A. Marinell, Physics of andScience with X-ray Free Electron Lasers (2020).

الملخص

تتضمن المذكرة شرح لمبدأ عمل الليزر للأشعة السينية بالإلكترونات الحرة مقارنتها بالليزر الضوئي. تناولنا بعض التطبيقات المتاحة عند تفاعل ليزر شديد مع المادة ورأينا مدى فعالية هذا النوع من الليزر في تشخيص المادة عالية الكثافة، والحصول عليها في المخبر.

تكمن التحديات المستقبلية بعد الحصول على ليزر الإلكترونات الحرة في تحقيق الإندماج النووي على الأرض وتسريع الأيونات الثقيلة وخلق الزوج إلكترون - بوزيترون.

الكلمات المفتاحية: ليزر، الإلكترونات الحرة، المسرعات، البلازما، الأشعة السينية.

Summary

The thesis treats the basic principles for operating X-ray free electron lasers and compassion with optical lasers. We discussed some applications related to intense laser-matter interaction, and we explained the efficiency of this type of lasers in diagnosing dense matter and creating it in the laboratory. There is a challenge in the future of this success to extract energy from nuclear fusion, accelerating heavy ions and creating electron-positron pair.

Key Words: Lasers, free electrons, accelerators, plasmas, X-rays.