

التأثيرات الطورية على النبضة المتناهية القصر وطرق تعويضها

الدكتور إبراهيم كامل بلال*

الدكتور عاطف صالح الجندي**

علي محمود الشندي***

(تاريخ الإيداع 29 / 4 / 2015. قَبِلَ للنشر في 27 / 7 / 2015)

□ ملخص □

تعاني النبضة تغيرات زمانية ومكانية عند انتشارها في المادة كتبدد سرعة المجموعة الموجب GVD الذي يزيد زمن النبضة ويبدد مركباتها، والذي ينتج عن التغير من المرتبة الثانية للطور بالنسبة للتردد. سنناقش كيف يمكن أن نقصر زمن النبضة بواسطة GVD سالب.

الكلمات المفتاحية : زمن النبضة، تبدد سرعة المجموعة الموجب، التعويض، تبدد سرعة المجموعة السالب.

* أستاذ - قسم الفيزياء - كلية العلوم - جامعة تشرين - اللاذقية - سورية.

** أستاذ - قسم الفيزياء - كلية العلوم - جامعة تشرين - اللاذقية - سورية.

*** طالب ماجستير - قسم الفيزياء - كلية العلوم - جامعة تشرين - اللاذقية - سورية.

Effect of Phase on the ultrashort pulse and how to compensate it

Dr. Ibrahim K. Belal*
Dr. Atef S. Eljoundi**
Ali M. Alshendy***

(Received 29 / 4 / 2015. Accepted 27 / 7 / 2015)

□ ABSTRACT □

Pulses suffer from changes in time and space when it propagates through matter, like the positive Group Velocity Dispersion (GVD) which increases the pulse duration and disperses its components, this appears as a result of the second derivative of phase with respect to frequency. We show in this article the possibility of a compensation way to shorten the pulse duration based on negative GVD.

Key words: Pulse duration, positive Group Velocity Dispersion, compensation, negative GVD.

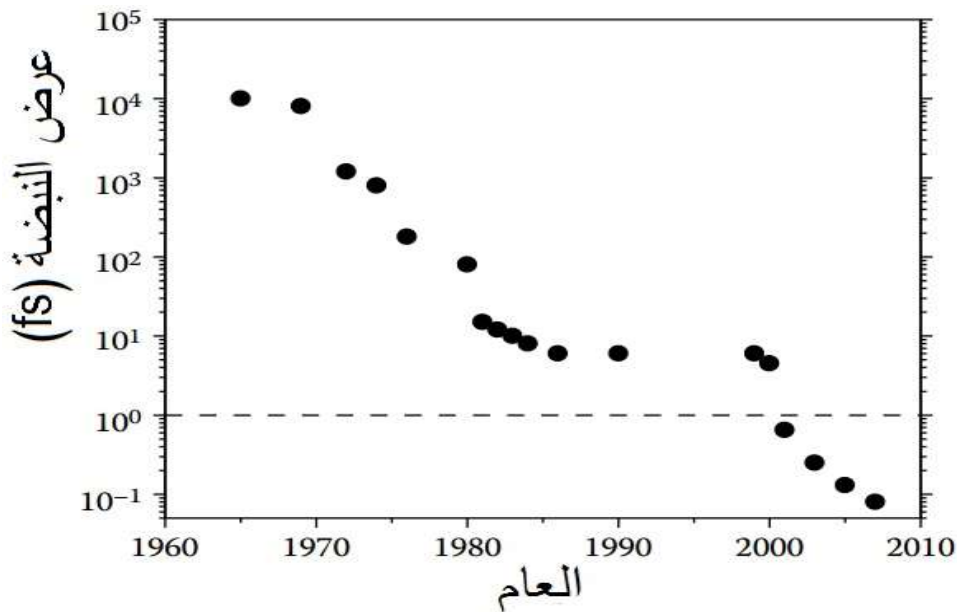
*Professor, Department of Physics, Faculty of Science, Tishreen University, Lattakia, Syria.

** Professor, Department of Physics, Faculty of Science, Tishreen University, Lattakia, Syria.

*** Postgraduate student, Department of Physics, Faculty of Science, Tishreen University, Lattakia, Syria

مقدمة:

ولدت أول الليزر المصممة نبضات زمنها أجزاء من ms في 1960 م، وتم بعد عام الحصول على نبضات زمنها 10ns بطريقة مفتاح الجودة Q-Switch وباستطاعة نبضة $P \approx MW$. وأمكن باستخدام طريقة غلق النسق Mode-Locking بدءاً من عام 1966م تقصير زمن النبضة أكثر من ذلك إذ تم بهذه الطريقة الحصول على نبضات أقل من 1ps في 1974م وباستطاعة نبضة $P \approx 1GW$. وأمكن الحصول بتضخيم إضافي وضغط للنبضة، على نبضة زمنها 6fs واستطاعة $P \approx 1TW$ ، عند $\lambda = 620nm$ في 1987م [1]. لكن تم بعد عام 1990م الحصول من ليزر Ti:sapphire المولف والمغلق النسق بعدسة كير Ker lens على نبضات زمنها أقل من 6fs عند $\lambda = 800nm$ [2]. وأمكن تصميم ليزرات مدمجة تعطي استطاعة TW تشغل مساحة طاولة مخبرية فقط وهذا ما يدعى T^3 (Table Top Terrawatt lasers). ولدت أول نبضة في مجال 2001م، وأمكن توليد نبضة 130as في عام 2006م من ليزر يعطي نبضة 5fs، وتم توليد نبضة 80as في عام 2008م من ليزر يعطي نبضة عرضها أقل من 4fs. يمكن دراسة ومراقبة حركة الإلكترونات في المادة بالنبضات الأتوية، حيث يتم اقتلاع الإلكترون وحركته ضمن المادة وإفلاته ليصبح الكترونا حرا بزمن من رتبة [3] as.



شكل (1) التقصير الحاصل لعرض النبضة مع مرور الأعوام

يجب أن نجعل للنبضة عرض طيفي $\Delta\omega$ كبير كي يكون زمنها متناه في القصر (وفقا لعلاقة هايزنبرغ)، وهذا ما يدعى الليزر الأبيض White laser أو [4] SUPERCONTINUM، ويتحقق هذا بالعمليات اللاخطية كالتضخيم الوسيطي OPA عند التمرير عبر ليف زجاجي خاص أو ليف مجوف مليء بالغاز [5] HFiber، ثم ضغطها زمنيا بمعوذات نبضة كمواشير أو شبكات انعراج أو تركيب من كليهما أو مرايا مسقسفة للتعويض عن التبدد الحاصل.

أهمية البحث وأهدافه :

كان بالإمكان دراسة الظاهرة اللاخطية في البلورات نظرياً في البلورات وأوساط أخرى (مثل مزيج من الغازات والأبخرة) . لكن ظهور الحاسب واختراع الليزر مكنا من تبيان هذه الظاهرة عملياً ومخبرياً . وأصبح بالإمكان تشكيل نبضات ليزرية وتوافقاتها المختلفة SH و TH و

سعيًا في هذا البحث إلى دراسة النبضات متناهية القصر بالغة الشدة وتبيان الوسطاء التي تحد من تضيق عرض النبضة (وبالتالي زمنها) . ثم توخينا تبيان دور كل من التبدد واللاخطية في الحصول على نبضات الواحدة ، والنظر في إمكانية الحصول على نبضات عرضها أقل من fs . نظراً لأهمية هذه النبضات في دراسة العديد من الظواهر الفيزيائية (كالمفعول الكهروضوئي) والفيزيولوجية الحيوية .

طرائق البحث ومواده :

يفيد هذا البحث في دراسة نظرية للظاهرة اللاخطية في البلورات . وينطلق البحث من دراسة مرجعية ، ثم طور البحث لدراسة التبدد وكيفية تعويضه ، لكي تتمكن من تصغير عرض النبضة إلى حدود الفيمتوثانية (fs) وهناك استشراف لتضيق عرض النبضة إلى مرتبة الأتوثانية (as)

تبدد النبضة الناتج عن GVD:

يعتمد انتشار نبضة الليزر في الأوساط المادية على طول الموجة λ والشدة I وعرض النبضة الطيفي وعوامل أخرى. ولأي نبضة زمن محدد فهي تمتد عبر عدد من الترددات $\Delta\omega$ ، التي ترتبط مع عرض النبضة Δt بعلاقة هايزنبرغ $\Delta t \Delta\omega \approx 1$ حيث Δt يعرف بعرض النبضة عند منتصف الشدة FWHM شكل (2)، وتعتمد قرينة الانكسار على التردد $n(\omega)$ ، فكل تردد في هذا الطيف $\Delta\omega$ سرعة طور $v_p = \frac{c}{n(\omega)}$ ، مختلفة عن التردد الآخر ، أي سيحدث تباعد بين مركبات النبضة وهذا يؤدي إلى التبدد Dispersion. نقول عن التبدد أنه نظامي عندما تزداد قرينة الانكسار بزيادة التردد، أي : $dn/d\omega > 0$ ، فالأحمر يسبق الأزرق لأن قرينة انكساره أصغر. أما التبدد الشاذ فيحدث عندما $dn/d\omega < 0$ الأزرق يسبق الأحمر.

تنتشر النبضة بسرعة كلية تدعى سرعة المجموعة $v_g = d\omega/dk$. لتوضيح ذلك نفرض أنه لدينا موجتان لهما ترددان متقاربان $\omega \mp \Delta\omega$ ، فحسب مبدأ التراكيب يكون:

$$\begin{aligned} & \cos[(\omega + \Delta\omega)t - (k + \Delta k)z] + \cos[(\omega - \Delta\omega)t - (k - \Delta k)z] \\ & = 2\cos[\omega t - kz] \cos[\Delta\omega(t - \frac{\Delta k}{\Delta\omega} z)] \end{aligned} \quad (1)$$

إن الحد $\cos[\omega t - kz]$ متغير بسرعة ، أما الحد $\cos[\Delta\omega(t - \frac{\Delta k}{\Delta\omega} z)]$ يعطي غلاف النبضة ، وإذا كان $\Delta\omega$ و Δk صغيرين بالمقارنة مع ω و k على الترتيب فإن حد النمو يتغير ببطء مع الزمان والمكان، وتكون سرعة المجموعة v_g :

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = \frac{c}{n + \omega \frac{dn}{d\omega}} \quad (2)$$

يعطى الحقل الكهربائي في حالة نبضة قصيرة بالشكل:

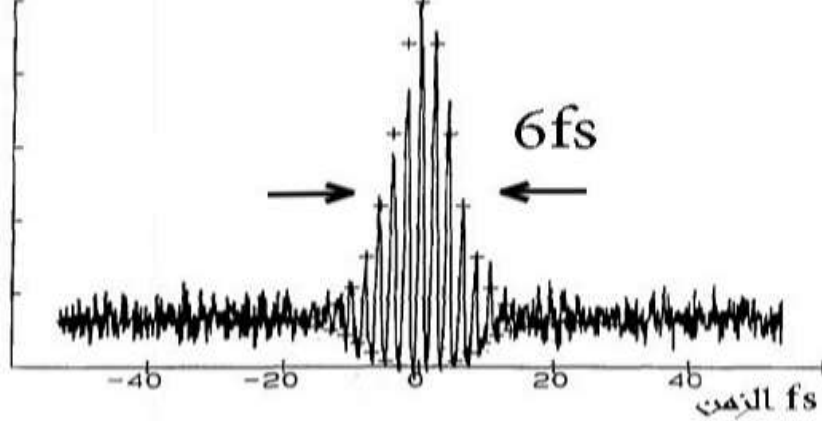
$$E(z, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega' \tilde{E}(\omega') e^{-i[\omega' t - k(\omega')z]} \quad (3)$$

وثابت الانتشار k يتبع التردد $\omega' = \omega + \Delta$ ووفقاً لمنشور تايلور فإن:

$$k(\omega + \Delta) - k(\omega) = \Delta \left(\frac{dk}{d\omega} \right)_{\omega} + \frac{1}{2} \Delta^2 \left(\frac{d^2k}{d\omega^2} \right)_{\omega} + \frac{1}{6} \Delta^3 \left(\frac{d^3k}{d\omega^3} \right)_{\omega} + \dots (4)$$

ونصل من هذا النشر إلى عبارة نمو حقل النبضة الذي له الشكل:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + \frac{dk}{d\omega} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{i}{2} \frac{d^2k}{d\omega^2} \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial t^2} - \frac{1}{6} \frac{d^3k}{d\omega^3} \frac{\partial^3 \varepsilon}{\partial t^3} + \dots = 0 \quad (5)$$



شكل(2) نبضة متناهية في القصر زمنها 6fs عند منتصف الشدة

سنحل هذه المعادلة التي تصف غلاف النبضة المتناهية في القصر في الحالتين التاليتين [6].

الغلاف متغير ببطء مع الزمن بالنسبة للتردد الحامل:

أي كما في حالة في النبضات التي زمنها طويل جداً بالمقارنة مع دور التردد الحامل ω ، فعندها يمكن إهمال

المراتب العليا في المعادلة (5) وكتابة حقل النبضة بالشكل:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = 0 \quad (6)$$

إن حل هذه المعادلة (6) هو تابع من الشكل $F(\tau) = F\left(t - \frac{z}{v_g}\right)$ ، حيث $\tau = t - \frac{z}{v_g}$ ، ويفرض أن

للنبضة شكل غاوسي من الشكل $\varepsilon(0, t) = \varepsilon_0 e^{-t^2/2\tau_p^2}$ نحصل على:

$$\varepsilon(0, t) = \varepsilon_0 e^{-(t-z/v_g)^2/2\tau_p^2} \quad (7)$$

أي لا تتغير النبضة الغوسية بعد انتشارها مسافة z وكذلك لا يتغير عرض النبضة τ_p المميز للنبضة الغوسية

أثناء انتشارها. نبين للمقارنة عدة أشكال للنبضة في الجدول (1) علماً أن الحد (Time Bandwidth Product) TBP

هو مبدأ الارتياح [7].

جدول (1) يبين عدة توابع نمو، الغاوسي والقطعي واللورنتزي والقطعي متناظر والمستطيلي

Field envelope	Intensity profile	τ_p (FWHM)	Spectral profile	$\Delta\omega_p$ (FWHM)	TBP
Gauss	$e^{-2(t/\tau_0)^2}$	$1.177\tau_0$	$e^{-(\omega\tau_0)^2/2}$	$2.355/\tau_0$	0.441
sech	$\text{sech}^2(t/\tau_s)$	$1.763\tau_s$	$\text{sech}^2(\pi\omega\tau_s/2)$	$1.122/\tau_s$	0.315
Lorentz	$[1 + (t/\tau_L)^2]^{-2}$	$1.287\tau_L$	$e^{-2 \omega \tau_L}$	$0.693/\tau_L$	0.142
asymm. sech	$[e^{t/\tau_a} + e^{-3t/\tau_a}]^{-2}$	$1.043\tau_a$	$\text{sech}(\pi\omega\tau_a/2)$	$1.677/\tau_a$	0.278
rectang.	1 for $ t/\tau_r \leq \frac{1}{2}$, 0 else	τ_r	$\text{sinc}^2(\omega\tau_r)$	$2.78/\tau_r$	0.443

غلاف النبضات المتناهية القصر:

عندما يكون التغير في الغلاف كبيراً بالنسبة للزمن كما في حالة النبضات المتناهية القصر التي عرضها $\sim 100 \text{ fs}$ ، يجب أن نبقى على الحدود من الرتب العليا في المعادلة (5) فإذا أبقينا على المشتق الثاني فقط نحصل على المعادلة:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + \frac{dk}{d\omega} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{i}{2} \frac{d^2 k}{d\omega^2} \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial t^2} + \dots = 0 \quad (8)$$

التي يمكن أن نعبر عنها بالشكل:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + \beta \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial t^2} + \dots = 0 \quad (9)$$

حيث يسمى β_2 بتبديد سرعة المجموعة (Group Velocity Dispersion (GVD)، ويحسب كما يلي:

كما نعبر عن β_2 بدلالة الطول الموجي $GVD = \beta_2 = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{\partial^2 n}{\partial \lambda^2}$ وهو يقاس بوحدة fs^2/cm . ونعرف أيضاً عامل التبديد $D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2}$ وهو يقاس بوحدة $\text{fs}/\text{cm} - \text{nm}$ ، يمكن حساب D و β_2 بقياس الشدة الطيفية وتابع الشدة للنبضة بعد انتشاره مسافة كافية. كما يمكن أن نحسب أيضاً تأخر تبديد المجموعة GDD من العلاقة $GDD = \beta_2 \cdot l = \frac{d^2 \phi}{d\omega^2} = \phi''$ (ويقدر بالوحدة fs^2).

إن الحدود الناتجة عن المشتق الثالث للطور $\phi'''(\omega)$ أو بشكله الآخر β_3 في المعادلة (5) لها تأثيرات عند النبضات الأقصر من 10fs سنبين كيف يمكن تعويضها أيضاً، وهنا في الجدول (2) قيم هذه العوامل لعدد من المواد كالزجاج والزفير المطعم بشوارد Ti عند $\lambda = 800 \text{ nm}$ [7].

جدول (2) تفيد هذه القيم في حساب عوامل التبديد لمعرفة التعويض اللازم لتقديمه لضغط النبضة زمنياً

المادة	n	$n' = \frac{dn}{d\lambda}$ [μm^{-1}]	$n'' = \frac{d^2 n}{d\lambda^2}$ [μm^{-2}]	$n''' = \frac{d^3 n}{d\lambda^3}$ [μm^{-3}]	ϕ'' [fs^2]	ϕ''' [fs^3]
Silica	1.4533	-0.0173	0.0398	-0.2387	361.03L	274.35L
SF10	1.7112	-0.0496	0.1755	-0.9971	1589.04L	1042.27L
LaK31	1.6874	-0.0294	0.0775	-0.4411	701.54L	420.87L
Ti ³⁺ :Al ₂ O ₃	1.7602	-0.0268	0.0641	-0.3773	580.35L	420.87L
Cr ³⁺ :LiSAF	1.4078	-0.0107	0.0151	-0.1511	136.54L	290.66L

إن حل المعادلة (9) يعطي الحقل الكهربائي الكلي، الذي يكتب بالشكل [6]:

$$E(z, t) = \frac{A}{\sqrt{1+(\beta_2 z)^2/\tau_p^2}} e^{-i[\omega t - k(\omega)z]} e^{-\tau^2/2\tau_p^2(z)} e^{\frac{i\beta_2 z \tau^2}{2\tau_p^2 \tau_p^2(z)}} \quad (11)$$

أو نكتبها بشكل يسهل التعامل معه لاحقاً بالشكل:

$$E(z, t) = E_0 e^{-i\omega t} e^{t^2/\tau_p^2} e^{iBt^2} \quad (12)$$

إن لمعظم المواد تبديد سرعة مجموعة موجب في مجال تحت الأحمر القريب. أي عند عبورها في وسط سيحدث للنبضة مط زمني، يمكن أن نعوض هذه التأثيرات بتقديم GVD سالب، وإن التركيب الضوئي الذي يعطي GVD سالب يسمى بمعوض النبضة. والطريقة الأشهر لتحقيق ذلك هي عبر التبديد الزاوي كما سنرى.

علاقة امتطاط النبضة زمنياً مع زمنها الأصلي و مسافة الانتشار z:

يظهر تأثير GVD الموجب بوضوح في النبضات المتناهية القصر لأن عرضه الطيفي $\Delta\omega$ كبير جداً ويكون في بعضها أعرض من الطيف المرئي ($\sim 500THz$)، أي أن الفرق بين أكبر وأصغر تردد في النبضة يكون في بعضها أكبر من الفرق بين تردد اللون البنفسجي والأحمر من الطيف المرئي. ونحصل من المعادلة (11) على زمن النبضة الغوسية بعد انتشارها مسافة z:

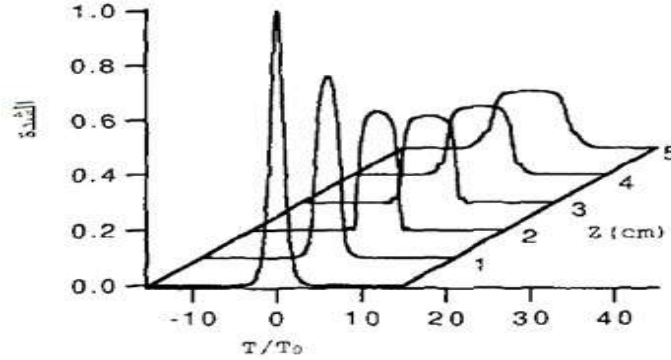
$$\tau_p(z) = \tau_p \sqrt{1 + (\beta_2 z)^2 / \tau_p^2} \quad (13)$$

فبعد انتشار نبضة في قضيب من الزفير Sapphire طولها الموجي 800nm (حيث $\beta_2 = 580fs^2/cm$) بحسب المعادلة (13) يعطى بالشكل:

$$\tau_p(z) = \tau_p \sqrt{1 + (580z)^2 / \tau_p^2} \quad (14)$$

حيث $\tau_p (fs)$ و $z (cm)$ ، فبعد انتشار نبضة زمنها $1000fs = 1ps$ في قضيب طوله $2cm$ سيبقى زمنها دون تغيير بعد عبور القضيب أي $\tau_p(z) \approx 1000fs$. لكن عند انتشار نبضة متناهية في القصر $\tau_p = 10fs$ سيصبح زمنها بعد العبور $\tau_p = 116fs$. يدل هذا على أهمية تعويض GVD في توليد النبضات المتناهية القصر. ومثال آخر عن هذا مبين في الشكل (3) [8].

كما أن GVD له دور حرج أيضاً في الاتصالات بالألياف الضوئية لأن مسافة الانتشار z كبيرة. حيث أن تمدد النبضات الناتج عن GVD يسبب تراكم نبضتين مؤدياً لتشويش هويتها المنفصلتين والمعلومات المفروض نقلها. ويكون في ألياف الاتصالات المعيارية $\beta_2 = 200fs^2/cm$ عند الطول الموجي $1500nm$ ، وحسب العلاقة (13) فإن نبضة زمنه $10ps$ سيصبح $32ps$ بعد انتشارها مسافة $15km$. أي يمكن إرسال $1/32p$ نبضة في الثانية الواحدة أي $30G$ نبضة في الثانية، وإذا كانت كل نبضة $1bit$ فمعدل نقل المعلومات الأعظمي $30Gbit/s$. وهو أقل بثلاث مرات عما هو في حال بدون GVD [6].



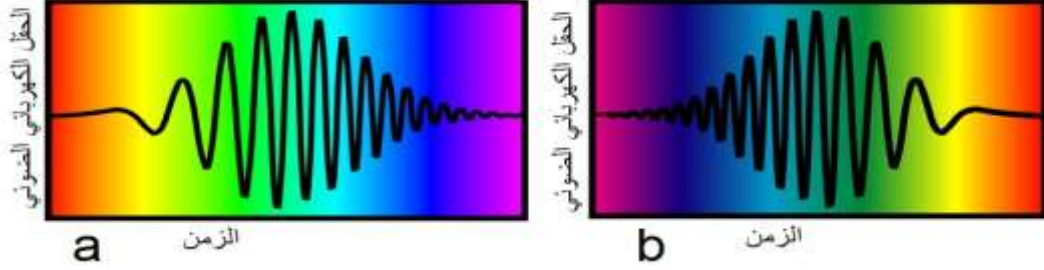
شكل (3) نبضة زمنها $100fs$ يحدث لها امتطاط زمني وانخفاض في الشدة مع الانتشار حيث $\beta_2 = 72fs^2cm^{-1}$

السقسقة Chirping:

إن تأثير تبعد النبضة الناتج GVD الموجب يعني أن الأحمر يسبق الأزرق، أي أن التردد سيزداد مع مرور الزمن، وبالمشابهة مع سقسقة (زقزقة) العصفور الذي يصدر أصواتاً متتالية ولكن يزيد من سرعة إصدار الصوت حتى نهاية التغريدة سميت هذه الحالة بالسقسقة chirp. وإن التواتر اللحظي هو مقدار تغير الطور بالنسبة للزمن ومن المعادلة (12) يكون لدينا:

$$\omega(t) = \frac{d\phi}{dt} = \omega + 2Bt \quad (15)$$

أي سيتغير التواتر الحامل مع الانتشار إذا كان $B > 0$ سيزداد التردد مع مرور الزمن وتدعى هذه الحالة بالسقسفة الموجبة شكل (4-a). أما عندما $B < 0$ سينقص التردد مع مرور الزمن وتدعى هذه الحالة بالسقسفة السالبة شكل (4-b) [9].



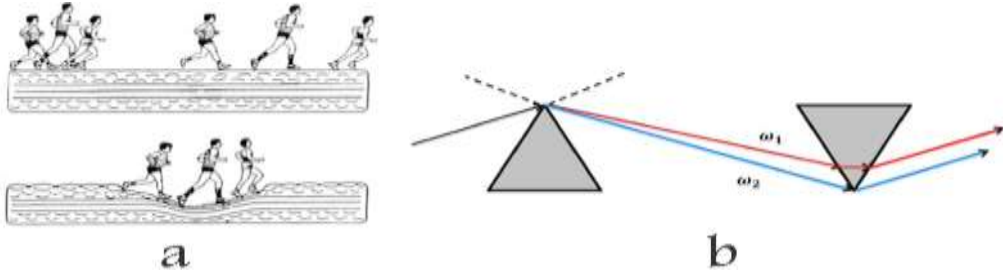
شكل (4) السقسفة الحاصلة للنبضة -a سقسفة موجبة و -b سقسفة سالبة

معوضات النبضة:

نستخلص مما سبق أهمية الحصول على GVD مضبوط لضغط النبضة زمنياً، أي تعويض التغيرات الناتجة عن المشتق الثاني للطور بالنسبة للتردد، وكما يجب تعويض التغيرات الناتجة عن المشتق الثالث للطور بالنسبة للتردد لتقصير عرض النبضة إلى أقل من 10fs. يمكن استخدام الموشور للحصول على GVD سالب فهو يبدد النبضة زاوياً ويزداد الانحراف بازدياد التواتر، أي يمكن أن نتحكم بمركبات النبضة المبددة زاوياً، فعندما نجعل التردد الأصغر يسلك مساراً ضوئياً أكبر سيتأخر عن التردد الأكبر وهذا معاكس تماماً لما يحدث في GVD الموجب، يشار هنا إلى أنه يمكن أيضاً تحقيق ذلك بشبكات الانعراج أو المرايا المسقسفة.

إن التعويض مشابه لسباق بين عدة أشخاص: فنفرض ثلاثة متسابقين الأول الأسرع والثالث فهو أقلهم سرعة، عند بداية السباق سيكون الثلاثة بالمكان نفسه، لكن بعد زمن فإن الشخص الأسرع يكون في المقدمة وسيوسع الفارق بينه وبين الثاني والثالث مع مرور الزمن. لكن لنفرض أننا أعقنا تقدم الأول (بتحميله ثقل أو تعريج طريقه) والثاني أعقنا تقدمه لكن بنسبة أقل، فرغم أنه عند بداية السباق سيكونون في المكان نفسه، لكن بعد مرور زمن تبقى المسافة الفاصلة بينهم ثابتة أي دائماً هم على الخط نفسه شكل (5-a). وهذا مشابه لما في الضوء، فالأحمر الأسرع من الأخضر والأزرق في المادة يجب أن نعيقه لإبقاء الترددات الثلاث مجتمعة كما في الشكل (5-b)، ويتم هذا بالتعويض كما ذكرنا أي نجعل الأحمر يعبر زجاج أكثر من الأزرق.

يمكن بطريقة ثانية الاستفادة من GVD السالب الناشئ من المادة لتعويض GVD الموجب، فيمكن الحصول بالقرب من الطول الموجي $1.33\mu\text{m}$ (تحت الأحمر) على GVD سالب وهذا يعطي نبضات متماسكة أسماها أمواج الواحدة [10] Solitons، تنتشر لآلاف الكيلومترات من دون تبدد لذلك فهي مفيدة في نقل المعلومات بين القارات.



شكل (5) -a محاكاة للتبدد. -b الأحمر ω_1 له مسار أكبر في الموشور أي مساره الضوئي أكبر من الأزرق ω_2

التبديدات الناتجة عن المشتق الثاني والثالث للطور بالنسبة للتردد:

تبين أنه يمكن الحصول على GVD سالب مضبوط باستخدام زوج من المواشير وبغياب أي نوع من أنواع تبديد المادة السالب، ويضاف موشور ثانٍ مطابق للموشور الأول لإعادة النبضة إلى شكلها السابق إي الحد من التبديد الزاوي. حيث منشور الطور بدلالة التردد:

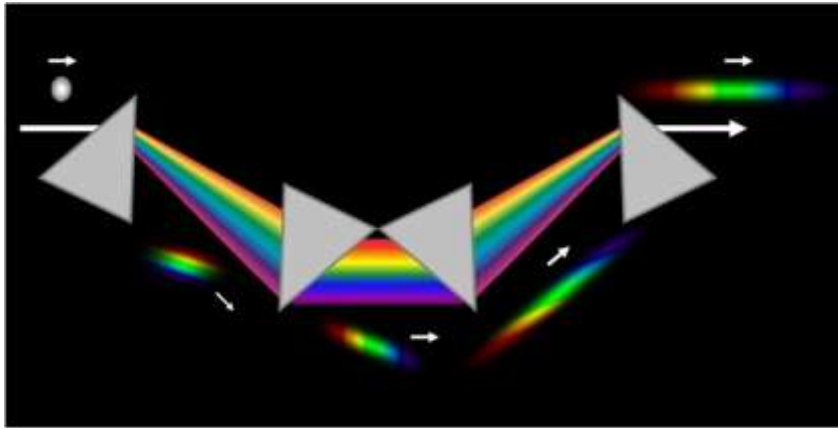
$$\phi(\omega) = k(\omega_0)l + k'(\omega - \omega_0)l + k'' \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2} l + k''' \frac{(\omega - \omega_0)^3}{6} l \dots \quad (16)$$

ويكون التبديد الكلي الناتج عن الموشور:

$$\phi''(\omega) \approx \frac{-4l\lambda_0^3}{2\pi c^2} \left(\frac{dn}{d\lambda_{\lambda_0}} \right)^2 + l_{prism} \frac{\lambda_0^3}{2\pi c^2} \left(\frac{\partial^2 n}{\partial \lambda^2} \right) \quad (17)$$

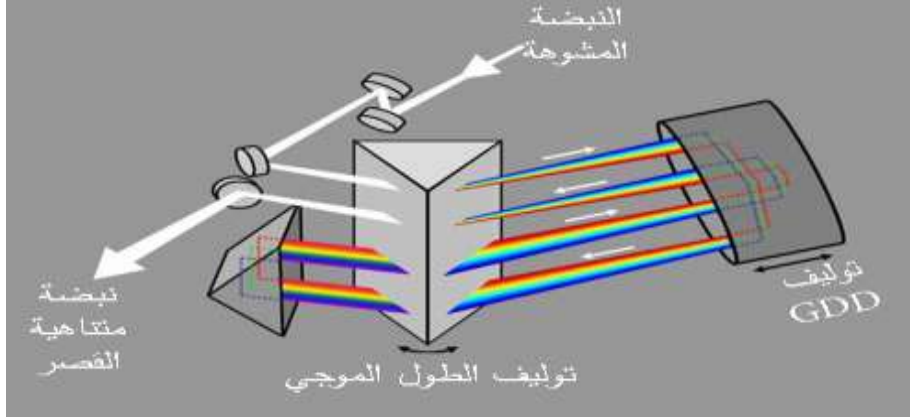
حيث l_{prism} هو المسافة التي قطعها الضوء ضمن المواشير. إن الحد السالب هو GVD السالب أي عند زيادة المسافة الفاصلة بين الموشورين l (انظر الشكل 6) سيزداد التبديد السالب ونزيد التبديد الموجب بتغيير l_{prism} ، فعندما يتحرك الموشور بشكل عمودي على مسار النبضة يزداد l_{prism} أي يزداد التبديد الموجب، ونحصل على توليف للتبديد. لكن لمعوض النبضة شروط اصطفاف صارمة وعندما لا يضبط تماماً فهو يبقى على كميات من التشوهات الزمانية والمكانية المتضمنة التبديد الزاوي وميلان مقدمة النبضة والسقسقة المكانية، لهذا نضيف زوج من المواشير مطابق للزوج الأول للحد من ميلان مقدمة النبضة والسقسقة المكانية.

إن اصطفاف المواشير يجب أن يحد من الخسائر المتعلقة بالانعكاس عن سطح بروستر ويتجنب الإزاحات العرضية للأشعة المبددة زمنياً ويسمح بضبط مستمر للتبديد عبر الصفر ويعطي حزمة منقولة متوازية مع الحزمة الواردة. علماً أن استخدام شبكات الانعراج والمرايا المسقسقة يؤدي الوظيفة نفسها.



شكل (6) تعويض نبضة، الترددات الأعلى لها مسار أقل في الزجاج

يمكن تبسيط هذا الشكل بطرق هندسية إلى معوض نبضة مكون من موشور واحد كما هو موضح في الشكل (7).



شكل (7) معوض نبضة مكون من موشر واحد

يمكن تعويض التبدلات الناتجة عن المشتق الثالث للطور بالنسبة للتردد باستخدام تركيب من المواشير وشبكات الانعراج [1]، والمواشير تحديداً تعوض عن التشوهات الطورية من المرتبة الثالثة $\phi'''(\omega)$ بينما تستخدم الشبكات لتعويض التشوهات من المرتبة الثانية $\phi''(\omega)$. ويبين سبب استخدام المواشير مبين في الجدول (3)، فالموشر يبدد الترددات العالية أكثر من الترددات المنخفضة، الأحمر في اليسار والأزرق في اليمين شكل (5-b)، بينما تبدد شبكة الانعراج الترددات بشكل معاكس سيكون الأزرق على اليسار والأحمر على اليمين .

جدول (3) قيم المشتق الثاني الثالث للطور بالنسبة للتردد

المشتق	موشر	شبكة انعراج	الزجاج
$\frac{d^2\phi}{d\omega^2}$ (fsec ²)	+648 - 32l _p	-3640l _g	+2900l _m
$\frac{d^3\phi}{d\omega^3}$ (fsec ³)	+277 - 49l _p	+3120l _g	+1620l _m

تختلف النبضات في مجال as عما هي عليه في مجال fs بطرق التوليد والطول الموجي وشروط التوليد، فتولد نبضات as بواسطة التوافقات من الرتب العليا HHG لليزر [11]fs أو من ليزر الإلكترون الحر FEL، وبطول موجي يقع في مجال XUV و الأشعة السينية الناعمة

الاستنتاجات والتوصيات :

أظهرنا في هذا البحث :

- أهمية الظاهرة اللاخطية الضوئية في البلورات .
- تمكنا من تعويض التبدد الموجب في الأوساط اللاخطية ومن ثم التقليل من دوره في الحد من تصغير عرض النبضة .
- تطوير الدراسة للحصول على أمواج واحدة في الألياف البصرية . مما يمكننا من إرسال النبضات الليزرية الواحدية لمسافة عشرات الآلاف من الكيلومترات . ولا يخفى على أحد أهمية ذلك في الاتصالات .
- استشراف كيفية إمكان توليد نبضات في مجال الأتوثانية (10⁻¹⁸s) .

- يمكن تطوير هذا العمل بمساعدة برامج حاسوبية معينة لتبيان ودراسة النبضات بالغة القصر عالية الشدة .
التي تعتبر من المواضيع العلمية المعاصرة نظرا لتطبيقاتها المتعددة .

المراجع :

- 1- R.L .Fork, C.H.B .Cruz, P.C. Becker," Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation", Opt.Lett., Vol.12, 483-485(1987).
- 2- U. Morgan et.al,"Sub-6-fspulses from a SESAM-assisted Kerr-lens modelocked Ti:sapphire laser: at the frontiers of ultrashort pulse generation", Opt. Lett., Vol. 24, 920 (1999) .
- 3- X. Feng et al, "Single Isolated Attosecond Pulses Generation with Double Optical Gating" springer,2010.
- 4- R. R. Alfano , WWW.laserfocusworld.com ,83 , May 2005 .
- 5- B. Schenkle, et.al , "Generation of 3.8-fs pulses from adaptive compression of a cascaded hollow fiber supercontinuum", Opt. Lett., 1507-1512 (2003)
- 6- 8- P. W. Milonni, J. Eberly , "Laser Physics", John Wily And Sons(2010)
- 7- J.C. Diels, W. Rudolph, "Ultrashort Laser Pulse Phenomena", 2ndedn. (Academic Press, San Diego, 2006).
- 8- H.Liu, A.Puri,"Effect of higher-order group-velocity dispersion on ultrashort pulses propagating in optical fibers", optics communications, Vol.99, p 375-379 (1993).
- 9 فيزياء الليزر وتطبيقاته. أ.د. إبراهيم كامل بلال ، أ.د. عاطف صالح الجندي، جامعة تشرين 2007.
- 10- L. Mollenauer, K. Smith," demonstration of Soliton transmission over more than 4000km in fiber with loss periodically compensated by Raman gain" , Opt. Lett., 13 , 675-677 (1988).
- 11- P.Hommelhoff, M. F. Kling, "Attosecond Nanophysics" Wiley-VCH ,2015.