الفصل الرابع

Chapter (4)

نمذجة عددية لانهيار السيلكا المنصهرة بنبضات متناهية القصر من أشعة الليزر

Numerical modeling of fused silica breakdown by ultra short pulses of laser radiation

(4-1) مقدمة (4-1)

Introduction

تعد ظاهرة الانهيار في المواد الصلبة بنبضات متناهية القصر من أشعة الليزر من أهم الظواهر التي تستخدم في كثير من التطبيقات .ومن أهم استخدامات هذه الظاهرة هو الضرر الناتج في المواد الصلبة عند استخدام مصادر لأشعة الليزر ذات شدة استضاءة عالية والتي تصاحب النبضات متناهية القصر. على الرغم من القياسات العملية العديدة التي أجريت تحت هذه الظروف والتي أمكن بها تعيين شدة الاستضاءة (الطاقة) اللازمة لإحداث الضرر إلا أن الدراسات النظرية المناظرة لهذه القياسات أثارت العديد من التساؤلات حول العمليات الفيزيائية المسؤولة عن هذا الضرر عند استخدام نبضات من أشعة الليزر في حدود القليل من البيكوثانية نزولاً إلى منطقة الفيمتوثانية.

لذلك اهتم هذا البحث بإعداد دراسة نظرية لتحديد العمليات الفيزيائية المصاحبة لظاهرة انهيار المواد الصلبة المؤدي إلى إحداث الضرر باستخدام نبضات من أشعة الليزر متناهية القصر . لعمل ذلك تم تطبيق

أولاً: نموذج عددي يعتمد على حل معادلة المعدل التي تصف معدل تغير كثافة الإلكترونات في الحجم البؤري نتيجة لكل من عملية التأين الفوتوني والتأين التدريجي

بالتصادم الإلكتروني، بجانب عمليات فقد الإلكترونات نتيجة للانسياب خارج حيز التفاعل وإعادة الاتحاد مع الثقوب تحت الشروط المعملية التي أجريت بواسطة ليو ومجموعته (Lui et al,2005). واتجهت الدراسة لتحديد عتبة شدة الاستضاءة اللازمة للانهيار المؤدي إلى إحداث الضرر في المواد العازلة ذات فجوات الطاقة العريضة. عند أخذ في الاعتبار حالتين لتغير شدة الاستضاءة في الحجم البؤري هما (i) التغير الزمني (ii) والتغير الزمني والبعدي وذلك بمعلومية كل من شكل الحجم البؤري وشرط الانهيار.

ثانياً: نموذج عددي يعتمد على حل معادلة فوكر– بلانك تحت نفس الشروط المعملية ، وذلك لتفسير نتائج القياسات المعملية وحساب دالة توزيع طاقة الإلكترونات بالأخذ في الاعتبار نفس العمليات الفيزيائية والشروط التي أشرنا إليها في النموذج الأول. يتم ذلك بحساب قيمة عتبة شدة الاستضاءة اللازمة للانهيار المؤدي إلى إحداث الضرر في المادة العازلة ومقارنة القيم المحسوبة والقيم المقاسة عملياً.

طبقت هذه النماذج لدراسة الضرر الناتج في السيلكا المنصهرة بواسطة أشعة الليزر ذات الطول الموجي 800 ns ونبضات متناهية القصر تتراوح ما بين (250 fs -2.5 ps) . وفقاً للشروط المعملية التي أعطيت بواسطة ليو ومجموعته ، وتم اختيار هذه المادة لتوفر القياسات المعملية التي أجريت عليها من حيث مساحات المقطع ومعدلات العمليات الفيزيائية التي أخذت في الاعتبار في هذه الدراسة . وفيما يلي نقدم عرضاً مفصلاً لهذه النماذج.

(4–2) دراسة انهيار السيلكا المنصهرة باستخدام معادلة المعدل

(4-2) Study of fused silica breakdown using the rate equation

يمثل الانهيار البصري بواسطة نبضات متناهية القصر من أشعة الليزر طريقة فعالة لترسيب طاقة أشعة الليزر في المادة، والتي تحدث بقدر قليل من الامتصاص عند القيم المنخفضة لشدة أشعة الليزر وتؤدي الطاقة الممتصة إلى تضرر المادة المشعة بواسطة أشعة الليزر . في هذا النموذج أخذ في الاعتبار أن الضرر الناتج في السيلكا المنصهرة ينتج عن ثلاث عمليات أساسية هي i) إثارة الإلكترونات في شريط التوصيل بواسطة التصادم أو التأين بالامتصاص متعدد الفوتونات . ii) تسخين شريط التوصيل أو الإلكترونات الحرة بواسطة

iii. نقل طاقة البلازما إلى الشبيكة (Keldysh ,1965; Stuart et al ,1996; Lenzner et al ,1998; Li et al ,1999) . ويحدث الامتصاص بطريقة لاخطية خلال عمليتين أساسيتين هما التأين الفوتوني والتأين التدريجي (Schaffer et al ,2001).

في هذه الدراسة تم تعيين شدة الاستضاءة اللازمة للانهيار البصري من الحل العددي لمعادلة المعدل التي تصف تغير كثافة الإلكترونات نتيجة لهذه العمليات اللاخطية بجانب عمليات فقد للإلكترونات . وتحدد شدة الاستضاءة اللازمة للانهيار بقيمة كثافة الإلكترونات التي يتم الحصول عليها في نهاية زمن النبضة لتحقيق شرط الانهيار وفقاً للقياسات المعملية. وفيما يلي سنوضح معادلة المعدل التي تصف التغير الزمني لكثافة الإلكترونات.

(4-2-1) معادلة المعدل (4-2-1) Rate equation

بناء على هذه العمليات فإن المعادلة التي تصف التكوين الزمني لكثافة الإلكترونات تعطى على الصورة.

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \eta(E)n + W_{PI}(E) - \eta_{diff} n - \eta_{rec} n^2 \qquad (4\text{-}1)$$

حيث يمثل الحدين الأول والثاني الكسب في كثافة الإلكترونات نتيجة لعملية التأين التدريجي والتأين بالامتصاص متعدد الفوتونات على الترتيب، بينما الحدين الأخيرين يرجعا إلى فقد الإلكترونات نتيجة لكل من عملية الانسياب خارج حيز التفاعل وعملية إعادة الاتحاد بين إلكترون وثقب . وبحل هذه المعادلة عددياً أمكن الحصول على التكوين الزمني لكثافة الإلكترونات وكذلك عتبة شدة الاستضاءة اللازمة لحدوث الضرر في المادة.

(4-2-1-ا) معدل التأين الفوتوني (4-2-1-a) Photo ionization rate

يرجع التأين الفوتوني إلى الإثارة المباشرة للإلكترونات بواسطة مجال الليزر وحيث أن فوتون مفرد في المنطقة المرئية ليس له طاقة كافية لإثارة إلكترون في المادة الشفافة من شريط التكافؤ إلى شريط التوصيل لذلك يحدث تأين لاخطي نتيجة للامتصاص المتلازم للعديد من الفوتونات بواسطة الإلكترون، ومعدل التأين يصف احتمالية الامتصاص متعدد الفوتونات (Schaffer et al ,2001) خلال هذا التأين يمتص عدد من الفوتونات بواسطة إلكترون يعتمد هذا العدد على جهد التأين للمادة ε_i وكذلك طاقة الفوتون $h\nu$. ويحدد أقل عدد للفوتونات الممتصة بالمقدار k بحيث يكون $kh\nu \geq \varepsilon_i$. يعتمد معدل التأين الفوتوني بشكل قوي على شدة استضاءة أشعة الليزر . في هذا النموذج تم أخذ في الاعتبار العلاقة الرياضية التي تعبر عن معامل معدل عملية الامتصاص متعدد الفوتونات والتي استخدمت بواسطة (Kennedy ,1995; Kennedy et al ,1997; Noack and Vogel ,1999) وسبق وضعها بواسطة كيلديش (Keldysh,1965) على الصورة

$$\left[\frac{d\rho}{dt}\right]_{mph} = \frac{2\omega}{9\pi}\left(\frac{m'\omega}{\hbar}\right)^{3/2}\left[\frac{e^2}{16nc\varepsilon_0 m'\varepsilon_i\omega^2}I\right]^K \times \exp(2KI)\Phi\left(\sqrt{2\left(k-\frac{\Delta E}{\hbar\omega}\right)}\right) \quad (4\text{-}2)$$

حيث $\phi(x)$ تمثل تكامل داوسون ، ρ كثافة الإلكترونات ، ω هو التردد الزاوي لأشعة الليزر ويساوي $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ ، λ الطول الموجي لأشعة الليزر ، ε_0 ثابت السماحية الكهربية للفراغ ، m' كتلة الاكيستون وتساوي $m' = \frac{m}{2}$ (حيث $m = 9.1\times10^{-31}\,Kg$ هي كتلة الإلكترون) ، n معامل انكسار الوسط ، c سرعة الضوء في الفراغ ، k عدد الفوتونات التي لها طاقة تساوي طاقة تأين السيلكا المنصهرة . $\varepsilon_i = 9eV$ هي طاقة الفجوة (Stuart et al ,1996).

(4-2-1-b) Cascade ionization rate (4-2-1- ب) معدل التأين التدريجي

تبدأ عملية التأين التدريجي عندما يتواجد بعض الإلكترونات الحرة التي تمتص طاقة من أشعة الليزر خلال العملية العكسية لبرمشتراهلنج والتي يتبعها تصادم إلكتروني . تنشأ

الإلكترونات الابتدائية من شوائب أو تأين يمتص خلاله عدد من فوتونات الليـــزر المتتـــابع وتتحرك إلى مستويات الطاقة العليا في شـــريط التوصـــيل (Schaffer et al ,2001) وخـــلال العملية العكسية لبرمشتراهلنج تمتص الإلكترونات فوتونات الليزر خلال تصادمات منفصـــلة مع إلكترونات أخرى أو أيونات .وعندما تحدث الإلكترونات تصادمات مفضلة كافية فإنها في النهاية سوف تكتسب طاقة كافية للتأين التصادمي لإلكترونات أخرى مما يؤدي إلى تحريـــر إلكترونات جديدة تعيد نفس العملية. تساهم عملية التأين التدريجي في زيادة كثافة الإلكترونات الحرة وعندما تتخطى الطاقة الممتصة بواسطة الإلكترونات طاقة الفجوة ε_i فإن ذلك يؤدي إلى زيادة إنتاج الإلكترونات الحرة ويعبر عن معدل التأين التدريجي لكل إلكترون بالمعادلة (Kennedy et al ,1997; Noack and Vogel ,1999).

$$\eta_{cas} = \frac{1}{\omega^2 \tau^2 + 1}\left[\frac{e^2 \tau_o}{c n m \varepsilon_0 \varepsilon_i} I - \frac{m\omega^2 \tau}{M}\right] \qquad (4\text{-}3)$$

حيث τ_o زمن التصادم المرن بين الإلكترونات والشبيكة ، M هي الكتلة . ويمثـــل الحـــد الأول من هذه المعادلة الزيادة في طاقة الإلكترونات من المجال الكهربي بينما الحد الثـــاني يمثل فقد طاقة الإلكترونات أثناء التصادم المرن مع الشبيكة (Raizer ,1966) .

(4-2-1-ج) معدل انسياب الإلكترونات (4-2-1-c) Electrons diffusion rate

عند تكون الإلكترونات الحرة في شريط التوصيل خلال التأين الفوتوني والتأين التدريجي يمكن أن تساهم عمليتين لخفض كثافة الإلكترونات وهما عملية الانسياب وعملية إعادة الاتحاد ويعطى معدل الانسياب بالعلاقة

$$\eta_{diff} = \frac{\tau_o \Delta E}{3m}\left[\left(\frac{2.4}{w_o}\right)^2 + \left(\frac{1}{z_R}\right)^2\right] \qquad (4\text{-}4)$$

$$z_R = \frac{r\pi w_o^2}{\lambda_o} \qquad (4\text{-}5)$$

حيث

حيث w_o نصف قطر الحزمة عند مركز حيز التفاعل. m هي الكتلة المختزلة للإلكترون . τ_o الزمن بين التصادمات ، λ_o هي الطول الموجي في الفراغ الحر. r هو معامل انكسار الوسط.ويعتمد هذا الحد بشكل كبير على حجم حيز التفاعل ولحجم بؤري صغير فإن ذلك يؤدي إلى فقد كبير للإلكترونات خلال عملية الانسياب . ونظراً لعدم وجود قيم دقيقة للمتغير τ_o لذلك تم تقديره ليساوي 1 fs بواسطة (Kennedy et al ,1995; Noack and Vogel ,1999).

(4-2-1-d) Recombination rate **(4−2−1− د) معدل إعادة الاتحاد**

لعدم توفر نتائج مقاسه لمعدل إعادة الاتحاد يؤخذ هذا المعدل على شكل قيمة عددية كما أعطيت بواسطة الباحث ديشيو(Docchio ,1998) لتساوي $\eta_{rec} = 4.76\times10^{-9}$ Cm^3/s

والذي استخدم أيضاً بواسطة آخرين (Noack and Vogel ,1999 ; Fan et al ,2002)

(4-2-2) Method of calculation **(4−2−2) طريقة الحساب**

يستلزم حل معادلة المعدل تحديد كل مما يأتي: شكل الحجم البؤري، شرط الانهيارو شدة الاستضاءة في الحجم البؤري.

(4-2-2-a) Determination of the focal volume **(4−2−2−ا) تعيين الحجم البؤري**

يعتمد الحجم البؤري على النظام البصري المستخدم لتجميع حزمة الليزر في المادة حيث أنه يعتمد على كل من حيز الحزمة (أقل نصف قطر لحزمة الليزر المجمعة $w_\circ$) والمسافة التي عندها تنخفض شدة الاستضاءة إلى نصف قيمتها z_R طول رايلي شكل (4-1) يوضح حدود طول رايلي، كما تحدد $w_\circ$ مقدار الفتحة العددية للنظام البصري NA وفقاً للعلاقة التالية

$$NA = w_\circ/(w_\circ^2 + Z_R^2)^{0.5} \qquad (4\text{-}6)$$

ملحق (1) يقدم شرحاً تفصيلياً لكيفية تعيين الحجم البؤري بتطبيق الضوء الهندسي . فعند تفاعل أشعة ليزر ذات شدة استضاءة عالية مجمعة بواسطة عدسة في وسط ما ، فإن الانهيار يتكون في المنطقة التي تكون فيها شدة استضاءة الحزمة المجمعة أعلى ما يمكن. وفقاً للشكل الجاوسي فإن أقرب شكل للحجم البؤري يكون أسطوانياً ، ويعطى قطر الأسطوانة d بالعلاقة

$$d = 2w_o = f\,\theta \qquad (4-7)$$

حيث f هي البعد البؤري للعدسة المجمعة ، θ هي زاوية التفريق .

أما طول الحجم البؤري $L = 2Z_R$ فيعطى بالعلاقة

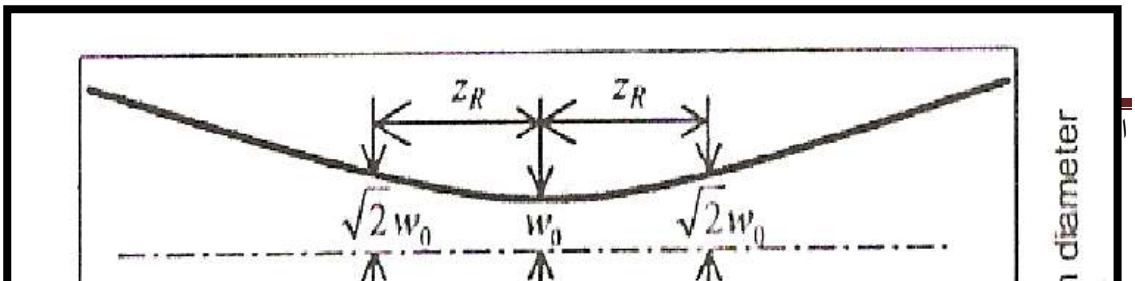
$$2Z_R = 2\sqrt{2}\,-1(f^2\,\theta)/D_0 \qquad (4-8)$$

حيث D_0 هو قطر حزمة أشعة الليزر التي تسقط على العدسة قبل التجميع .

وبمعلومية كل من $w_\circ$ و Z_R يمكن تعيين الحجم البؤري V من العلاقة

$$V = \pi(\sqrt{2}-1)(f^4\,\theta^3)/2D_0 \qquad (4-9)$$

عند تطبيق معادلات الضوء الهندسي يتم اختيار قيم لكل من البعد البؤري للعدسة و قطر الحزمة قبل التجميع بحيث لا ينتج عنها أي تأثير للزيغ الكروي Spherical aberration في الحجم البؤري .



شكل (4-1) رسم تخطيطي يوضح حدود مدى رايلي.

(4-2-2-b) Breakdown condition . **(4−2−2− ب) شرط الانهيار**

تم تحديد شرط الانهيار وفقاً للقياسات المعملية حيث أخذ على أنه الحصول على كثافة من الإلكترونات في نهاية زمن النبضة تساوي $1.45\times10^{19}\ cm^{-3}$.

(4−2−2−ج) تغير شدة الاستضاءة في الحجم البؤري

(4-2-2-c) **Variation of the intensity on the focal volume**

أخذ النموذج في الاعتبار (i) التغير الزمني لشدة الاستضاءة على شكل جاوسي على الصورة

$$I(t) = I_o \exp\left[\frac{-4\ln 2(t-\tau)^2}{4\tau^2}\right] \qquad (4\text{-}10)$$

حيث τ زمن النبضة I_0 القيمة العظمى لشدة استضاءة أشعة الليزر.

ولدراسة تغير شدة الاستضاءة على امتداد كل من محور وقطر الحجم البؤري الاسطواني الشكل استخدمت العلاقة

$$I(t,r,z)=I_{\max}\left(\exp(-4\ln 2\,(t-\tau\ )^2/4\tau^2)\ \right)$$
$$\times\exp\left(-2(r^2/4w_\circ^{\,2}+z^2/4Z_R^{\,2})\right) \qquad (4-11)$$

حيث r و z هما المسافات المقاسة قطرياً ومحورياً من مركز الأسطوانة على الترتيب، $w_\circ$ هو نصف قطر الأسطوانة والذي يقع عند المستوى البؤري للعدسة ، $2Z_R$ هو المسافة بين نقطتين تقع على جانبي المستوى البؤري (طول رايلي) .

(ii)عند تجميع حزمة من أشعة الليزر ذات النبضات متناهية القصر أقل من 300 fs ، وجد أن المسافة التي تشغلها هذه الحزمة في الحجم البؤري ، تقل كثيراً عن طول رايلي . وتعطى هذه المسافة بالعلاقة l_p = c τ . ونظراً لأن c ثابتة وτ صغيرة في حدود sec 10^{-15} لذلك نجد أن l_p تأخذ قيم صغيرة أيضاً وهذا ما أطلق عليه طول انتشار النبضة في الحجم البؤري.وقد فرض سن ولونجتن (Sun and Longtin, 2001) معامل لتحديد طول انتشار النبضة يعطى بالعلاقة.

$$N_z=\frac{l_p}{z_R}=\frac{c\tau}{z_R} \qquad (4\text{-}12)$$

حيث l_p تمثل طول انتشار نبضة الليزر ، بينما τ زمن النبضة ، c سرعة انتشارها، z_R هو طول رايلي الموضح في الشكل(4-1). وقد وجد أن N_z تكون أكبر بكثير من الواحد الصحيح في حالة نبضات في حدود النانوثانية ،عندها يكون طول انتشار النبضة أكبر بكثير من مدى رايلي، ويمكن في هذه الحالة إهمال التغير البعدي لنبضة الليزر في حيز التفاعل . أما في حالة النبضات متناهية القصر فنجد أن N_z تكون أقل بكثير من الواحد الصحيح أي أن النبضة لا تملأ الحجم البؤري ولكنها تنتشر في اتجاه المركز . حينئذٍ يحدث الانهيار عند مواضع مختلفة على امتداد المسافة المحورية تعتمد على طول زمن النبضة .

لذلك في حالة نبضات متناهية القصر كان من الضروري أخذ في الاعتبار التغير الزمني والبعدي لشدة الاستضاءة جاوسي الشكل على الصورة

$$I(t,z)=\frac{P_{\max}}{\pi w^2(z)}\exp\left[-4\ln 2\left(\frac{t-z/c}{2\tau}\right)^2\right] \qquad (4-13)$$

(4-2-2-d)Runge-Kutta method **(4–2–2– د) طريقة رونج– كوتا**

يتم تكامل معادلة معدل تغير كثافة الإلكترونات للحل العددي باستخدام طريقة رونج– كوتا Runge –Kutta (Gerald and Wheatley,1989) ذات الدرجة الرابعة .

تستخدم في هذه الطريقة الصورة العامة للمعادلة التفاضلية $y'=f(x,y)$ التي يتم تكاملها على خطوات صغيرة في المتغير x تقدر بـــالمقدار h لكي تعطي $y(x_0)=y_0$ وهذا يؤدي إلى تحديد قيمة $y(x_0+h)$. وأكثر الطرق استخداماً في هذه التقنية تلك التي تعتمد على العلاقة

$$y_{n+1}=y_n+(1/6)(k_1+2k_2+2k_3+k_4)$$

حيث

$$k_1=h\,f(x_n,y_n)$$

$$k_2=h\,f\left(x_n+\frac{1}{2}h,y_n+\frac{1}{2}k_1\right)$$

$$k_3=h\,f\left(x_n+\frac{1}{2}h,y_n+\frac{1}{2}k_2\right) \qquad (4-14)$$

$$k_4=h\,f\left(x_n+\frac{1}{2}h,y_n+k_3\right)$$

في هذه الطريقة يكون التقلص في الخطأ في حدود h^5 .

(4–3) دراسة انهيار السيلكا المنصهرة باستخدام معادلة فوكر– بلانك

(4-3) Study of the fused silica breakdown using Fokker-Plank equation

من وجهة نظر أخرى امكن تفسير التفاعل بين الفوتونات المستحثة بواسطة أشعة الليزر وحاملات الشحنة في السيلكا المنصهرة بوضع نموذج محاكاة يعتمد على الحل العددي لمعادلة فوكر – بلانك المتغيرة مع الزمن لحساب دالة توزيع طاقة الإلكترونات يهدف النموذج لدراسة مواصفات الضرر المتسبب في السيلكا المنصهرة المستحث بواسطة نبضات متناهية القصر من أشعة الليزر . هدفت هذه الدراسة لتفسير النتائج المعملية التي أجريت بواسطة ليو ومجموعته (Liu et al, 2005) وتحديد قيمة عتبة التعريض الإشعاعي اللازم للضرر في السيلكا المنصهرة، وكذلك توضيح الدور الذي تلعبه كل من عمليتي التأين التصادمي والتأين بالامتصاص متعدد الفوتونات في تكون الضرر المستحث بواسطة أشعة الليزر. واستندت هذه الدراسة على التحليل الآتي :

سرعة امتصاص طاقة النبضات متناهية القصر لأشعة الليزر التي تتراوح ما بين البيكوثانية والفيمتوثانية بواسطة الإلكترونات المثارة حديثاً عند انتقالها من الإلكترونات للشبيكة. تكتسب هذه الإلكترونات مقداراً كافياً من طاقة مجال الليزر تمكنها من تأين الذرات المجاورة خلال تصادم غير مرن، ينتج عن ذلك زيادة في كثافة الإلكترونات الحرة . وعند تشعيع المادة بواسطة أشعة الليزر يجب أخذ في الاعتبار بشكل عام التأثيرات الحرارية في تطبيقات نبضات الليزر متناهية القصر. في هذه الحالة لا يحدث مسار لانتقال الطاقة إلى الشبيكة ، وعليها يتم إهمال الإجهاد الحراري والميكانيكي الذي هو ضروري في حالة نبضات طويلة تزيد عن 50 ps (Stuart et al ,1996) .

(4-3-1) Fokker-Plank معادلة فوكر– بلانك equation

وبناء على ذلك فإنه من الممكن وصف تكون البلازما باستخدام دالة توزيع طاقة الإلكترونات المتغيرة مع الزمن، حيث أن معدل التأين التصادمي يعتمد بشكل كبير على طاقة الإلكترون. و تعطي هذه الدراسة صورة أكثر واقعية لما يحدث عند تفاعل أشعة الليزر ذات

النبضات متناهية القصر مع هدف صلب ويمكن في هذه الحالة الحصول على معدل امتصاص طاقة الليزر وذلك بالتكامل على دالة توزيع طاقة الإلكترون . وتؤدي قوة انتزاع الإلكترونات نتيجة لتأثير نبضات الليزر عالية الشدة إلى تغير ملحوظ في توزيع الطاقة عن التوزيع الماكسويلي. وبناء على ذلك فإن المواد ذات فجوة الطاقة التي تزيد عن طاقة فوتون مفرد لأشعة الليزر والتي ينتج عنها تسخين وتأين تصادمي بإلكترونات التوصيل يمكن وصفها بواسطة معادلة فوكر – بلانك والتي تعرف جيداً بإمكانيتها الفعالة لوصف الظاهرة الشلالية للإلكترونات المستحثة بواسطة نبضات متناهية القصر لأشعة الليزر وتكتب هذه المعادلة على الصورة (Stuart et al ,1996).

$$\frac{\partial f(\varepsilon,t)}{\partial t} = R_J(\varepsilon,t)\frac{\partial f(\varepsilon,t)}{\partial \varepsilon} + D(\varepsilon,t)\frac{\partial f(\varepsilon,t)}{\partial \varepsilon} + S(\varepsilon,t) \qquad (4\text{-}15)$$

حيث ε طاقة حركة الإلكترون . وتعطى كثافة الإلكترونات التي لها طاقة حركة تقع ما بين ε و $\varepsilon + d\varepsilon$ عند فترة زمنية t بالدالة $f(\varepsilon,t)d\varepsilon$. ويمثل الحد الأول في الطرف الأيمن من المعادلة تغير توزيع الإلكترونات نتيجة لتسخين جول وكذلك انسياب طاقة الإلكترون . حيث $R_J(\varepsilon,t)$ تسخين جول و $U_p\gamma(\varepsilon)$ تمثل انتقال طاقة الإلكترون للفونون، وتعطى على الصورة

$$V(\varepsilon,t) = R_J(\varepsilon,t) - U_p\gamma(\varepsilon) \qquad (4\text{-}16)$$

أما الحد R_J والذي يمثل تسخين جول فيمكن وصفه بالعلاقة

$$R_J(\varepsilon,t) = e^2E^2(t)\tau_m / 3(m^*\left[1+\omega^2\tau_m^2(\varepsilon)\right]) \qquad (4\text{-}17)$$

$$R_J(\varepsilon,t) = \sigma(\varepsilon)E^2(t)/3 \qquad (4\text{-}18)$$

حيث σ هي التوصيل الكهربي لإلكترون شريط التوصيل بكتلة m^* وتعطى بالعلاقة

$$\sigma\ (\varepsilon) = {e^2\tau_{m(\varepsilon)}}\Big/{3m^*[1 + w^2\tau_m^2(\varepsilon)]} \qquad (4\text{-}19)$$

وترمز $\tau_m(\varepsilon) = \frac{1}{\nu_m(\varepsilon)}$ إلى زمن تبادل العزم بين الإلكترون والشبيكة كدالة في طاقة الإلكترون أما الحد $D(\varepsilon,t)$ يمثل معامل انسياب الطاقة ويمكن الحصول عليه من العلاقة (Holway and Fradin ,1975)

$$D(\varepsilon,t) = \frac{2\sigma(\varepsilon)E^2(t)\varepsilon}{3} = 2\varepsilon R_J \qquad (4\text{-}20)$$

ويمثل الحد الأخير في المعادلة (4-15) بمصدر الإلكترونات الكلية والذي يعطى بالعلاقة

$$S = R_{pi}(\varepsilon,t) + R_{imp}(\varepsilon,t) \qquad (4\text{-}21)$$

حيث يمثل الحد الأول من الطرف الأيمن الإلكترونات الحرة المتولدة بواسطة الامتصاص متعدد الفوتونات ، وبوجه عام يفهم الانهيار المستحث بواسطة أشعة الليزر بدلالة شلال إلكتروني فيه تتذبذب إلكترونات شريط التوصيل بالتجاوب مع مجال الليزر حيث تنتقل إليه الطاقة بواسطة التشتت من الشبيكة (Holway and Fradin ,1975). إذا ما توصل الإلكترون لمقدار من الطاقة يساوي طاقة الفجوة ينتج عن ذلك زيادة في التأين التصادمي لإلكترون في شريط التكافؤ إلى شريط التوصيل . كما يوضح شكل (2-4) وتنجح الإلكترونات التي اكتسبت قيمة من الطاقة أعلى من جهد التأين ε_i (في هذه الحالة يساوي طاقة الفجوة للإلكترون) في التصادم مع الذرات المجاورة . وبناءً على ذلك فإن كل إلكترون يسقط بطاقة حركة $\varepsilon_\circ = 2\varepsilon + U_I$ ينتج عنه إلكترونين حرين بطاقة ε وأيون بطاقة جهد ε_i في المستوى النهائي. ويحدث التأين التصادمي بمعدل تم وضعه بواسطة علاقة التصادم لكلديتش (Keldysh ,1965) على الصورة $\nu_i(\varepsilon) = 1.5(\varepsilon/U_I - 1)^2$ وذلك لإلكترونات ذات طاقة تقل عن 100 eV في حالة الزجاج المنصهر(Arnold et al ,1992) بينما يمثل الحد الذي يصف التأين التصادمي بالعلاقة

$$R_{imp}(\varepsilon,t) = -\nu_i(\varepsilon) f(\varepsilon,t) + 4\nu_i(2\varepsilon+\varepsilon_i) f(2\varepsilon+\varepsilon_i,t) \qquad (4\text{-}22)$$

ويعبر الحد الأخير من الطرف الأيمن لهذه المعادلة عن الإلكترونات المتولدة بواسطة التصادم .أما الحد الأول فيمثل الإلكترونات التي لها طاقة تزيد عن طاقة الفجوة قبل التأين

التصادمي .وخلال عملية التأين التصادمي تنقل هذه الإلكترونات طاقتها لإلكترونات أخرى في شريط التكافؤ خلال تصادمات غير مرنة بين إلكترون وآخر.

أما الحد $R_{pi}(\varepsilon,t)$ والذي يمثل معدل التأين بالامتصاص متعدد الفوتونات يمكن كتابته على الصورة $W(I)F(\varepsilon)$ حيث $W(I)$ معدل الامتصاص متعدد الفوتونات $F(\varepsilon)$ هي دالة التوزيع للإلكترونات المتولدة من هذه العملية ، والذي يمكن تبسيطه على الصورة

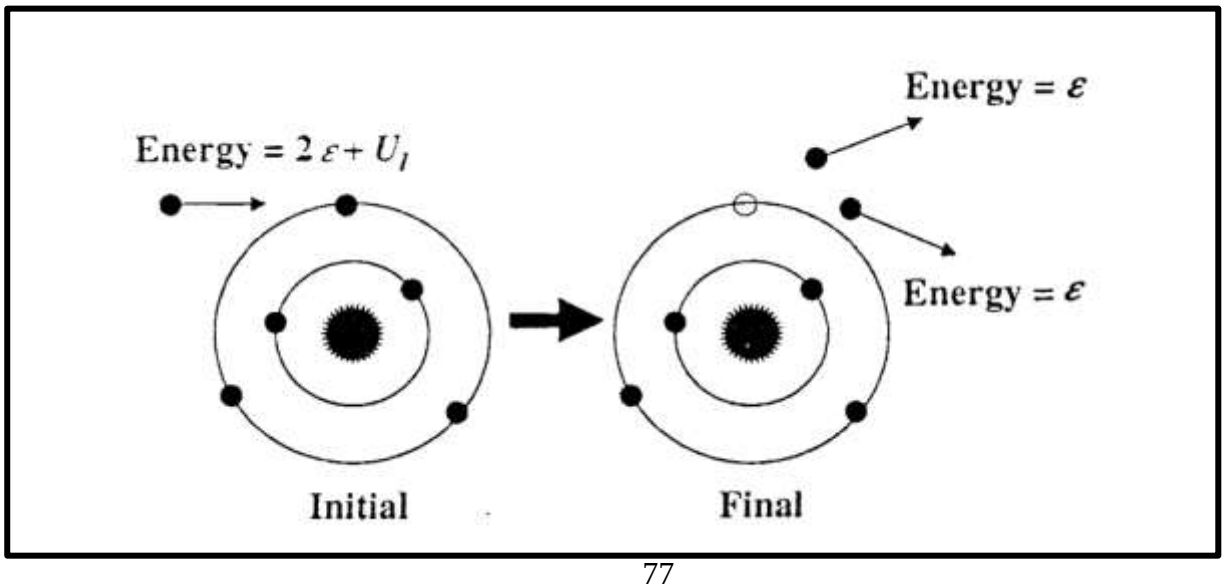
$$W(I) = A_K I^K \qquad (4\text{-}23)$$

حيث A_K ترمز إلى معامل معدل التأين بالامتصاص متعدد الفوتونات، وتعتمد طاقة الفوتون على الطول الموجي ويتم التأين الفوتوني عندما يصبح المقدار Khv أكبر من ε_i . حيث تمثل K اقل عدد من الفوتونات يلزم لتأين الذرة . ويعطى معدل التأين بالامتصاص متعدد الفوتونات بالعلاقة

$$W(I) = \sigma_K \left(\frac{I}{hv}\right)^K N \qquad (4\text{-}24)$$

حيث المقدار N هو كثافة ذرات المادة الصلبة (السيلكا المنصهرة) ، I هي شدة الاستضاءة معبراً عنها ب W/cm^2 .

ونظراً لعدم توفر قياسات لمعامل معدل التأين بالامتصاص متعدد الفوتونات A للسيلكا المنصهرة ، تم استخدام علاقة نظرية (Perry et al ,1998) وضعت بواسطة كيلدتش (Keldysh ,1965) لإيجاد معدل التأين بالامتصاص متعدد الفوتونات $W(I)$.



شكل (4-2) رسم تخطيطي يوضح عملية التأين التصادمي

(4-3-2) Method of calculation (2-3-4) طريقة الحساب

تم حل معادلة فوكر بلانك عددياً باستخدام طريقة الفرق المحدود تحت الشروط المعملية التي أجريت بواسطة ليو ومجموعته (Liu et al, 2005)، واستخدم الشكل الجاوسي لتوزيع شدة الاستضاءة في الحجم البؤري والذي يعتمد فقط على التغير الزمني على الصورة.

$$I(t) = I_{\circ} exp\left(-4(Ln2)\frac{t^2}{\tau^2}\right) \qquad (4\text{-}25)$$

حيث τ ترمز إلى زمن نبضة حزمة الليزر و I_o تمثل القيمة العظمى لشدة الاستضاءة لها.

كما تم إيجاد التفاضلية الأولى والثانية في معادلة بولتزمان باستخدام تقنية الفرق المحدود (ملحق2) . أما المعادلة بأكملها فقد استخدم لحلها التكامل خطوة بخطوة . وأعطى حل معادلة فوكر بلانك دالة توزيع طاقة الإلكترونات والتي منها أمكن حساب كثافة الإلكترونات من العلاقة

$$n = \int_0^{\infty} f(\varepsilon, t)d\varepsilon \qquad (4\text{-}26)$$

كما تم وضع القيمة الابتدائية لدالة توزيع طاقة الإلكترونات مساوية للصفر، وتطبيق شرطين حديين لحل معادلة فوكر بلانك وهما ، أن $n = 0$ عند $\varepsilon = 0$ ودالة توزيع طاقة الإلكترونات عندما$f(\varepsilon, t)$ تؤول إلى الصفر عندما تؤول الطاقة ε إلى مالانهاية ويؤخذ الشرط الأخير كاحتمالية عالية بأن الإلكترونات تظهر عند مستويات طاقة أعلى كثيراً من شريط التوصيل. لذلك فإن المحاكاة الحالية تمثل فقط في مدى من الطاقة يتراوح ما بين $\varepsilon = 0$ إلى $\varepsilon \cong 3\varepsilon_i$ حيث ε_i هي طاقة الفجوة وفي حالة السيلكا المنصهرة تساوي 9

eV . وذلك باعتبار أن توزيع كثافة الإلكترونات يمكن إهماله لطاقة إلكترونات ε تزيد عن $3\varepsilon_i$ (Stuart et al ,1996).

ويمكن تحديد عتبة شدة الاستضاءة اللازمة لإحداث الضرر بفرض قيمة لكثافة الإلكترونات اللازمة لتكوين ضرر دائم (كشرط للانهيار) . أخذت قيمة كثافة الإلكترونات اللازمة لتكوين الضرر وفقاً للقياسات المعملية التي أعطيت بواسطة ليو ومجموعته (Liu et al, 2005) $n_c = 1.45 \times 10^{19}\text{cm}^{-3}$ ، وعند زيادة هذه الكثافة عن القيمة الحرجة المحددة عملياً يحدث الضرر المستحث بأشعة الليزر .