الفصل الثاني

Chapter (2)

نظرة شاملة عن العمليات الفيزيائية المصاحبة لانهيار المواد الصلبة بأشعة الليزر

An over view on the physical processes associated the breakdown of solids by laser radiation

(2-1) Introduction (2−1) مقدمة

اتضح من الفصل السابق أن ظاهرة الانهيار المتسبب في ضرر المواد الصلبة تحدث نتيجة لعمليات فيزيائية تؤدي إلى الزيادة السريعة في كثافة الإلكترونات الحرة والتي تصل بالمادة في النهاية إلى حالة التأين .وقد أشارت القياسات المعملية وأكدتها الدراسات النظرية (Du et al,1994 ; Stuart et al,1995 & 1996; Tien et al,1999; Oh et al.2006) إلى أن هذه العمليات هي عملية التأين الفوتوني وعملية التأين التدريجي بالتصادم الإلكتروني. وعند استخدام نبضات ذات فترة زمنية تسمح بفقد الإلكترونات خلال انسيابها خارج حيز التفاعل أو إعادة اتحادها بالثقوب،فوجد أن عمليات الفقد هذه تلعب دورا هاما في ظاهرة الانهيار . وفيما يلي نقدم وصفا تفصيليا لهذه العمليات الفيزيائية.

(2-2)Photo ionization process (2−2)عملية التأين الفوتوني

كما ذكرنا في الفصل الأول أن عملية التأين الفوتوني تنتج عن امتصاص متتالي لفوتونات أشعة الليزر بواسطة ذرات أو جزيئات الوسط ، وعرفت بعملية الامتصاص متعدد الفوتونات. وبدأت دراسة احتمالية حدوث هذه العملية بواسطة جولد وبيب Gold and Bebb) (1965, حيث استخدمت دوال موجية تقريبية وعناصر مصفوفات لوصف هذه الاحتمالية .وتم تطوير هذه الدراسة باستخدام طرق أكثر دقة بالنسبة للدوال الموجية للعناصر الشبيه بالهيدروجين والغازات الخاملة بواسطة نفس الباحثين (Bebb and Gold ,1966) .وفي محاولة أخرى لتعيين احتمالية حدوث هذه العملية استخدم كيلدش (Keldysh ,1965) طريقة شبة كلاسيكية تعتمد أساساً على نظرية الاضطراب. كما استخدم جري مورجن (Grey Morgan,1975) طريقة مبسطة لحساب احتمالية حدوث عملية الامتصاص متعدد الفوتونات بفرض تواجد الذرة أو الجزيء في مستويات طاقة تخيلية عند امتصاصه لفوتونات أشعة الليزر.واعتمدت هذه الطريقة على حل المعادلات التي تمثل معدل تغير إسكان مستويات الطاقة التخيلية بالإضافة إلى المستوى الأرضي ومستوى التأين، وتوصل في النهاية إلى صورة رياضية لاحتمالية التأين كتلك التي وضعها كل من بيب وجولد وكذلك كيلدتش .

فيما يلي نقدم شرحاً تفصيلياً لمعالجة احتمالية التأين وفقاً لكل من كيلدتش وجري مورجن.

(2-2-1) معدل التأين الفوتوني لكلديتش

(2-2-1) Keldysh's Photo ionization rate

استنتج كيلدش (Keldysh,1965) تعبيراً تقريبياً لتقدير احتمالية التأين بواسطة الامتصاص متعدد الفوتونات في كل من الأوساط الغازية والأوساط الكثيفة ، وفي الحالة الأخيرة يتم التأين بانتقال إلكترون من شريط التكافؤ إلى شريط التوصيل (أو الإثارة) لينتج زوج من إلكترون حر وثقب . و استخدمت العلاقات التي طبقت للتأين بالامتصاص متعدد الفوتونات في كل من الأوساط السائلة والصلبة .

ولنمذجة تأين هذه الأوساط بواسطة موجات كهرومغناطيسية قوية فرض كيلدتش المعامل γ ليساوي النسبة بين التردد البصري المصاحب لأشعة الليزر ω والتردد النفقي ω_t على الصورة

$$\gamma = \omega / \omega_t = \omega \, (m' \Delta)^{1/2} \, / e E \qquad (2-1)$$

حيث m' تمثل كتلة الاكسيتون وتعطى بالعلاقة

$$1/m' = 1/m_e + 1/m_h \qquad (2-2)$$

حيث m_e و m_h هما كتلتا الإلكترون والثقب على الترتيب ، Δ هي الطاقة المنقولة خلال شريط الفجوة band gap والتي تكافئ طاقة التأين ε_i في هذه العلاقة .

وبواسطة المعامل γ تمكن كيلدتش (Keldysh ,1965) من الحصول على علاقات تقريبية تميز كلا من الترددات المنخفضة $(\gamma << 1)$ والترددات العالية $(\gamma >> 1)$ التي يحدث فيها التأين الفوتوني خلال تأين نفقي أوتأين بالامتصاص متعدد الفوتونات على الترتيب . في هذه الحالة أمكن تعريف قيمة فعالة لجهد التأين بواسطة المجال الكهربي خلال عملية التأين متعدد الفوتونات تعطى بالعلاقة

$$\Delta' = \Delta + e^2 E^2 / 4m'\omega^2 = \Delta[1 + (1/4\gamma^2)] \qquad (2-3)$$

ويحدد عدد الفوتونات اللازمة للتأين بالمقدار

$$K = \langle 1 + \Delta'/\hbar\omega \rangle \qquad (2-4)$$

حيث تمثل الأقواس المثلثية العدد الصحيح والأكبر من القيمة العددية للمقدار ، $\hbar = h/2\pi$ حيث h هو ثابت بلانك . وقد تمكن كيلدتش من الحصول على علاقة تعبر عن احتمالية التأين بالامتصاص متعدد الفوتونات في الأوساط الصلبة على الصورة

$$W = (2/9\pi)\,\omega\,(m'\omega/\hbar)^{3/2}\,\exp[2K(1-1/4\gamma^2)]$$
$$\Phi(z)(1/16\gamma^2)^k \qquad (2\text{ - }5)$$

$$z = [2K - 2\Delta'/\hbar\omega]^{1/2} \qquad (2-6)$$

وتمثل الدالة $\Phi(z)$ تكامل داوسون (Abramowitz and Stegun, 1964) وتعطى بالعلاقة

$$\Phi(z) = \exp(-z^2)\int_0^z \exp(y^2)\,dy$$
$$= \exp(-z^2)\sum_{n=0,\infty}[z^{2n+1}/n!(2n+1)] \qquad (2-7)$$

وتُظهر المعادلة (2-3) اعتماداً مركباً على المجال البصري E وعليها يمكن تبسيط ذلك باستخدام شرط الحدود للمقدار γ عندما يكون أكبر بكثير من الواحد $(\gamma >> 1)$ لنحصل على ما يلي.

$$1 \pm 1/4\gamma^2 \approx 1, \qquad (2-8)$$
$$\Delta' \approx \Delta, \qquad (2-9)$$
$$K \cong \langle 1 + \Delta/\hbar\omega \rangle \qquad (2-10)$$
$$Z \approx [2K - 2\Delta/\hbar\omega]^{1/2} \qquad (2-11)$$

وقد تمكن الباحث من ايجاد العلاقة السابقة بدلالة شدة استضاءة أشعة الليزر لتكون على الصورة

$$1/\gamma^2 = I_0[e^2/m'\Delta\omega^2 c\varepsilon_0 n_0] \qquad (2-12)$$

حيث c سرعة الضوء، ε_0 سماحية الوسط ، n_0 معامل الانكسار، I_0 شدة الاستضاءة العظمى ويعبر عن معدل التأين بالامتصاص متعدد الفوتونات بدلالة شدة الاستضاءة بالعلاقة

$$W = A(BI_o)^K \qquad (2-13)$$

حيث تعطى الثوابت A وB على الصورة

$$A = (2/9\pi)\omega(m'\omega/\hbar)^{3/2}\exp[2K]\Phi(z)(1/16)^K \qquad (2-14)$$

$$B = [e^2/m'\Delta\omega^2 c\varepsilon_0 n_0] \qquad (2-15)$$

في المعادلات السابقة تم استخدام الوحدات K M S للتعبير عن الكميات أما المقدار B فيعبر عنه بالوحدات (m^2/W) أي مقلوب شدة الاستضاءة . و المقدار A فيعبر عنه بوحدات

$\sec^{-1} m^{-3}$. وحيث أن الاحتمالية W تمثل عدد التأينات لكل وحدة حجم لكل وحدة زمن إذن فهي تكافئ معدل التغير الزمني لكثافة الشحنات الحرة N نتيجة لعملية الامتصاص متعدد الفوتونات والتي تعطى بالمعادلة

$$W = (\partial N / \partial t)_m = \eta' N_b = b \qquad (2-16)$$

ومنها يمكن حساب معدل التأين خلال عملية الامتصاص متعدد الفوتونات من العلاقة

$$\eta' = W / N_b = A(B I_0)^K / N_b \qquad (2-17)$$

هذه العلاقة توضح أن معدل التأين يعتمد على شدة استضاءة أشعة الليزر I_0 مرفوعة للقوة K أي يعتمد على طاقة فوتونات أشعة الليزر (أي الطول الموجي) متضمنة في الثابت K .وهذا يوضح الترابط بين الامتصاص متعدد الفوتونات و خصائص أشعة الليزر .

(2-2-2) معدل التأين الفوتوني لجري مورجن

(2-2-2) Grey Morgan's Photo ionization rate

مما سبق وجد أن احتمالية تأين الوسط بالامتصاص متعدد الفوتونات تعطى على الصورة

$$W = AI^K \,, or \,, W = AF^K (h\nu)^K \qquad (2-18)$$

حيث I و F هما شدة استضاءة وكثافة الفيض الفوتوني المصاحبة لأشعة الليزر على الترتيب، A هي معامل التأين بالامتصاص متعدد الفوتونات لكل ذرة لكل وحدة زمن وتعطى بالعلاقة

$$A = \frac{\sigma^K}{\nu^{K-1} (K-1)! (h\nu)^K} \qquad (2-19)$$

حيث σ هي مساحة مقطع امتصاص الفوتونات بواسطة الـــذرة أو (الجـــزيء) ، ν التردد المصاحب لأشعة الليزر ، K درجة اللاخطية (عدد الفوتونات اللازم لتـــأين ذرات أو جزيئات الوسط).

وتحت ظروف معينة لكل من خصائص أشعة الليزر وطبيعة الوسط يمكن أن تؤدي هـــذه العملية بمفردها إلى الانهيار. فيما يلي نوضح باختصار العوامل التي تتوقـــف عليهـــا شـــدة استضاءة أشعة الليزر اللازمة للوصول إلى حالة انهيار الوسط عن طريق هذه العملية .

إذا اعتبرنا حجماً صغيراً من الوسط V (حجم حيز التفاعل عند بؤرة العدسة المجمعة لأشعة الليزر) يحتوي على كثافة N_0 من الذرات غير المثارة. و شعع هذا الحجم بواسطة حزمة من أشعة الليزر ذات شدة استضاءة ثابتة ومنتظمة التوزيع البعدي والزمني في حيز التفاعل فإن عدد الإلكترونات التي يتم تحريرها بواسطة عملية الامتصاص متعدد الفوتونات خـــلال فترة زمنية قدرها t (Grey Morgan,1975) تعطى بالعلاقة

$$N(t) = \frac{N_0 t \sigma^K I^K}{\nu^{K-1}(K-1)!(h\nu)^K} \qquad (2\text{–}20)$$

وإذا ما أخذ شرط الانهيار بأنه تأين جزء يساوي δمن الذرات المتعادلة المتواجدة فـــي حيز التفاعل V. إذن فإن عتبة شدة الاستضاءة اللازمة لانهيار الوسط يمكن أن يعبر عنهـــا بالعلاقة (Grey Morgan ,1975)

$$I_{th} = h\nu\left(\frac{\nu}{\sigma}\right)\left[\frac{\delta N_0 (K-1)!}{n_s PV\tau\nu}\right]^{1/K}$$
$$= h\nu\left(\frac{\nu}{\sigma}\right)\left[\frac{\delta (K-1)!}{\tau\nu}\right]^{1/k} \qquad (2\text{–}21)$$

من وجهة نظر أخرى يمكن أن يعبر عن حالة الانهيار بأنها الحصول على كثافة محددة من الإلكترونات n_c في فترة زمنية τ ،عندئذٍ تعطى عتبة شدة الاستضاءة اللازمة لانهيار الوسط (Grey Morgan ,1975) بالعلاقة

$$I_{th} = h\nu\left(\frac{\nu}{\sigma}\right)\left[\frac{n_e\,(K-1)!}{N_0\,\tau\,\nu}\right]^{1/K} \qquad (2\text{–}22)$$

يتضح من العلاقه السابقة أن شدة الاستضاءة اللازمة لانهيار الوسط تعتمد بشكل ضعيف على الضغط ($P^{-1/K}$) وطول زمن نبضة الليزر ($\tau^{-1/K}$). وقد أخذ هذا التغيير الضعيف لشدة استضاءة أشعة الليزر اللازمة لانهيار الوسط الغازي مع الضغط كدليلاً عملياً للسيادة التامة لعملية الامتصاص متعدد الفوتونات كعملية مسؤولة عن انهيار الوسط وخاصة عند القيم المنخفضة للضغط ، حيث تكون احتمالية التصادم مهملة.

(2–3) عملية التأين التدريجي (2-3) Cascade ionization process

عند تشعيع حجم معين من غازٍ ما بواسطة حزمة ذات شدة استضاءة عالية من أشعة الليزر محكمة المخرج،و بفرض أن هناك على الأقل نسبة ضئيلة من الإلكترونات متواجدة في حيز التفاعل عند زمن t = 0 ،فإن هذه الإلكترونات يمكنها أن تمتص طاقة فوتونات أشعة الليزر في تصادم مرن مع ذرات أو (جزيئات) الوسط خلال العملية العكسية لبرامشتراهلنج . وبتكرار هذه العملية تكتسب الإلكترونات مقدار من الطاقة ، يمكنها حينئذ أن تعاني من تصادمات غير مرنة تفقد خلالها طاقتها مؤدية إلى إما إثارة أو تأين الوسط وينتج عن العملية الأخيرة إلكترونين بطاقة منخفضة .يمكنهما تكرار هذه العملية ليصلا في النهاية بالوسط إلى حالة الانهيار. ونتيجة لذلك يتولد شلال إلكتروني ذو كثافة عالية في حيز التفاعل عند بؤرة العدسة المجمعة .و يتطلب لذلك شدة استضاءة محددة لأشعة الليزر المستخدمة ،تعتمد قيمتها على الطول الموجي و زمن النبضة وكذلك طبيعة الوسط .

فيما يلي سوف نوضح طريقة تحديد شدة استضاءة أشعة الليزر اللازمة لتأين الوسط خلال عملية التأين التدريجي (الشلالي) .

(2-3-1) Threshold laser intensity عتبة شدة الاستضاءة اللازمة للانهيار (2–3–1)

تم تحديد عتبة شدة استضاءة أشعة الليزر اللازمة للانهيار بواسطة جري مـــورجن (Grey Morgan ,1975) وذلك باستخدام مدخلاً مبسطاً يعتمد على الفيزياء الكلاسيكية على النحو التالي. افترض الباحث أن الإلكترون يتذبذب في المجال الكهرومغناطيسي ذو التغير الجيبي المصاحب لحزمة أشعة الليزر. في هذه الحالة تكتسب الإلكترونات طاقة من المجال الكهربي خلال تصادم مرن مع ذرات أو (جزيئات) الوسط بمعدل e E U حيث E هي سعة اهتـــزازة المجال الكهربي المصاحب لأشعة الليزر . U هي متوسط ســـرعة الإلكترونـــات تعطـــى بالعلاقة

$$U = \mu \; E$$

$$U = \frac{e\, E \nu_m}{m(\omega^2 + \nu_m{}^2)} \qquad (2–23)$$

حيث μ هي الحركية المتغيرة ، ν_m هي معدل تبادل العزم بالتصادم بين الإلكترونـــات الحرة وذرات أو (جزيئات) الوسط ، ω هي التردد الزاوي المصاحب لأشعة الليزر . نتيجة لذلك فإنه عند أي لحظة زمنية t فإن الإلكترونات الحرة n(t) تمـــتص مقـــداراً مـــن الطاقة بمعدل

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = n(t)\, \frac{e\, E^2 \nu_m}{m(\omega^2 + \nu_m{}^2)} \qquad (2-24)$$

فإذا كانت ν_i معدل التأين بالتصادم لشدة استضاءة ثابتة فإن معدل تغير نمو الإلكترونـــات الحرة عند أي لحظة زمنية t هو

$$\frac{dn}{dt} = \nu_i\, n(t) \qquad (2-25)$$

ومعدل استهلاك طاقة الإلكترونات لتأين الغاز عند طاقة تأين ε_i هي

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \varepsilon_i \frac{dn}{dt} \qquad (2-26)$$

بفرض إهمال جميع العمليات التي تؤدي إلى فقد الإلكترونات أو طاقاتها، يكون معدل امتصاص الطاقة بواسطة الإلكترونات من المجال المصاحب لأشعة الليزر يساوي معدل استهلاك هذه الطاقة اللازمة لتأين الوسط . و بمساواة معدلي امتصاص واستهلاك الطاقة والتكامل نحصل على المعادلة التي تعطي عتبة شدة الاستضاءة اللازمة للانهيار على الصورة

$$E_{th}{}^2 = \frac{m\varepsilon_i}{\tau e^2} \frac{(\omega^2 + \nu_m{}^2)}{\nu_m} \ln\left[\frac{n(t)}{n_0}\right] \qquad (2-27)$$

حيث n_0 هي كثافة الإلكترونات عند زمن t = 0 وباستخدام نظرية بوينتج Poynting Theorem التي تربط شدة استضاءة الأشعة بالمجال الكهربي المصاحب للموجات الكهرومغناطيسية والتي تعطى بالعلاقة

(2–28)

$$E^2 = 120\pi I \quad (E \text{ in } V/cm \text{ and } I \text{ in } W/cm^2)$$

وبفرض أن شرط الانهيار يحدد بالمقدار $\frac{n(t)}{n_0} = 10^{13}$ أمكن الحصول على عتبة شدة استضاءة أشعة الليزر اللازمة لانهيار الوسط خلال عملية التأين التدريجي كما يلي

$$I_{th} = \frac{m\varepsilon_i}{4\pi\tau e^2} \frac{(\omega^2 + \nu_m^2)}{\nu_m} \qquad (2-29)$$

ويمكن الحصول على عتبة شدة الاستضاءة اللازمة لانهيار الوسط بمعلومية معامل التأين التصادمي ν_i للوسط . لذلك فيما يلي يتم توضيح العلاقة بين معامل التأين التصادمي وشدة استضاءة أشعة الليزر .

(2-3-2) Cascade ionization rate (2−3−2) معدل التأين التدريجي

تمكن شن (Shen ,1984) من الحصول على معدل للتأين التدريجي بتطبيق نموذج كلاسيكي يعتمد أساساً على التفاعل بين الإلكترون الحر والمجال الكهربي . في هذه الحالة يمتص الإلكترون طاقة من المجال خلال تصادم مرن مع ذرات أو جزيئات الوسط (عملية الامتصاص العكسية لبرامشتراهلنج) ويعطى معدل اكتساب الطاقة بالنسبة للإلكترون بالمعادلة

$$\frac{d\varepsilon}{dt}=\frac{e^2E^2}{m\omega^2}\,\nu_m\left[\omega^2/\left(\omega^2+\nu_m^2\right)\right] \qquad (2-30)$$

حيث E هي متوسط الجذر التربيعي لشدة المجال الكهربي ، ω هي التردد المصاحب للمجال الكهربي ، ν_m معدل تبادل العزم بين الإلكترون و ذرات أو جزيئات الوسط يعطى بالعلاقة

$$\nu_m=n_a\,\upsilon_e\,\sigma_m \qquad (2-31)$$

n_a هي كثافة ذرات (جزيئات) الوسط ، υ_e هي سرعة الإلكترون و σ_m مساحة مقطع تبادل العزم بين الإلكترون والذرة (الجزيء). ويتم خلال التصادم المرن فقد مقدار من طاقة الإلكترون لذرات الوسط يعطى بالعلاقة

$$d\varepsilon/dt=-2(m/M)\,\varepsilon_{av}\,\nu_m\,[\omega^2/(\omega^2+\nu_m^2)] \qquad (2-32)$$

حيث ε_{av} هي متوسط طاقة الإلكترون وM هي كتلة الذرة (الجزيء) . وبدمج المعادلتين (2-30) و (2-32) فإن محصلة معدل تغير طاقة الإلكترون تعطى بالعلاقة

$$d\varepsilon/dt=[(e^2E^2/m)-(2m\varepsilon_{av}\omega^2/M)]\nu_m/[\omega^2+\nu_m^2] \qquad (2-33)$$

وإذا كان متوسط الزمن الحر بين التصادمات هو

$$\tau_m = 1/\nu_m \qquad (2–34)$$

(حيث τ_m يطلق عليه زمن تبادل العزم خلال التصادم المـــرن) ، إذن بـــالتعويض مـــن المعادلة (2-34) في المعادلة (2-32) نحصل على

$$d\varepsilon/dt = [(e^2 E^2/m) - (2m\varepsilon_{av}\omega^2/M)]\tau/[\omega^2\tau^2 + 1] \quad (2-35)$$

يتفق الحد الأول من الطرف الأيمن لهذه العلاقة مع العلاقة (2-24) التي وضعت بواسطة جري مورجن (Grey Morgan ,1975) لتعطي معدل اكتســـاب الطاقـــة بواســـطة n(t) مـــن الإلكترونات (عند اهمال فقد الطاقة خلال التصادم) .

و فرض أن أي إلكترون له طاقة حركه تساوي طاقة تأين الوسط ε_i يمكنه أن يؤين ذرة أو جزيء خلال فترة زمنية قصيرة مما يؤدي إلى الحصول على إلكترون حر جديد . و بقسمة طرفي المعادلة (2-35) على ε_i نحصل على معدل التأين التدريجي على الصورة

$$\eta = [(e^2 E^2/m) - (2m\varepsilon_{av}\omega^2/M)]\tau/[\omega^2\tau^2 + 1]\varepsilon_i \qquad (2-36)$$

معبراً عنه بوحدات K M S وحيث أن شدة الاستضاءة العظمى $I_0 (W/m^2)$ ترتبط بقيمة
متوسط الجذر التربيعي لشدة المجال الكهربي E (V/cm) بالعلاقة

$$E^2 = I_0/c n_0 \varepsilon_0 \qquad (2-37)$$

حيث ε_0 سماحية العزل في الفراغ ، c سرعة الضوء في الفراغ ، n_0 معامل انكسار الوسط عند التردد ω . في هذه الحالة يعطى معدل التأين التدريجي η على الصورة

$$\eta = [(e^2 I_0 / mcn_0 \varepsilon_0) - (2m\varepsilon_{av}\omega^2 / M)]\tau / [\omega^2 \tau^2 + 1]\ \varepsilon_i \quad (2-38)$$

يتضح من هذه المعادلة أن معدل التأين التدريجي η يعتمد على شدة استضاءة أشعة الليزر كما يعتمد أيضاً على التردد المصاحب لها ω^2 وهذه من أهم خصائص أشعة الليزر .

(2-4) الكثافة الابتدائيـــة للشـــحنات الحـــرة (2-4) Initial Free Carrier Density

تعتمد كثافة الإلكترونات عند أي لحظة زمنية t على الكثافة الابتدائية للشحنات الحـــرة N_0 لذلك يمكن أن تنشأ هذه الكثافة عن تأين جزيئات الوسط أو تأين الشوائب أو حتى تـــأين الشحنات المقيدة في بئر جهد ضحل (قليل العمق) . وفي جميع هذه الحـــالات يـــتم التـــأين بالامتصاص البصري لفوتون واحد أو أكثر عن طريق الإثارة الحرارية . وتشـــير الآليـــة الأخيرة في الأوساط الكثيفة بحالة تصادم الجزيء بالجزيء كما هو الحال فـــي الســـوائل أو تفاعل الجزيئات مع شبيكة الاهتزازات (الفونونات) ويحدث ذلك في المواد الصـــلبة أو فـــي بعض السوائل (Sacchi , 1991) . من هذا المنطلق قام الباحث كينـــدي(Kennedy ,1995) بتعريف هذه الكثافة بالمعادلة التالية

$$N_0 = N_{0t} + N_{0m} \quad (2-39)$$

حيث N_{0t} و N_{0m} يمثلان الكثافة الابتدائية التي نتجت عن الإثارة الحرارية والتأين بالامتصاص متعدد الفوتونات .

باعتبار أن الكثافة الابتدائية تنتج عن عملية امتصاص متعـــدد الفوتونـــات فـــإن كثافـــة الإلكترونات الحرة خلال فترة زمنية Δt أثناء التفاعل بنبضات أشعة الليـــزر ذات شـــدة استضاءة I_0 تكون على الصورة

$$N = \Delta t\, A (B I_0)^K \quad (2-40)$$

بفرض أن الكثافة الابتدائية التي نتجت عند المراحل الأولى لزمن النبضة (وتقدر اختيارياً بأنها $\Delta t=\frac{\tau_p}{10}$) . بالإضافة إلى ذلك فإنه باعتبار أن τ_p تمثل العرض الكامل عند منتصف الشدة العظمى FWHM للنبضة لذلك عند المراحل الأولى تكون الشدة تقريباً مساوية لنصف قيمة الشدة العظمى I_0 وعليها تصبح المعادلة على الصورة

$$N_{0m}=(0.1\tau_p)\,A(B\,I_0/2)^K \qquad (2-41)$$

ومن وجهة نظر أخرى فإن الكثافة الابتدائية التي نتجت بالإثارة الحرارية يمكن تقديرها بفرض أن الجزيئات تتبع توزيع ماكسويل بولتزمان الحراري مع درجة الحرارة . وبناء على ذلك فإن الإلكترونات المقيدة تناظر المستوى الأرضي في التوزيع بينما الإلكترونات المؤينة تناظر المستوى المثار حيث ε_{ion} هي طاقة الانتقال بين المستويات. وتعرف احتمالية توزيع ماكسويل بولتزمان الإحصائي بالمعادلة

$$P=\exp(-\varepsilon_i/k_B\,T) \qquad (2-42)$$

وهذه المعادلة تعبر عن وجود جسيم معين في حالة مثارة تحت تأثير الإثارة الحرارية . حيث k_B هو ثابت بولتزمان . وباعتبار P بأنها حاصل ضرب احتمالية توزيع ماكسويل و كثافة الإلكترونات المقيدة التي لها طاقة ربط (تأين) ε_i حصل الباحث كينيدي (Kennedy ,1995) على العلاقة

$$N_{0t}=P\,N_b \qquad (2-43)$$

وإذا كان هناك أكثر من مصدر للإلكترونات الابتدائية (الوسط ، الشوائب ، الآبار مضمحلة الجهد Traps) ،يجب أن يأخذ في الاعتبار مجموع مساهمات كل مصدر من مصادر الشحنات الابتدائية المحتملة .

وقد تمكن هذا النموذج من حل المعادلة لحساب عتبة شدة استضاءة أشعة الليزر اللازمة لانهيار الأوساط الصلبة .

(2-5) شرط الانهيار (2-5) Breakdown Condition

تم تعريف شرط الانهيار بواسطة عدد من الباحثين، فقد عرف بأنه الحصول على 43 جيلاً من الإلكترونات خلال عملية التأين التدريجية بواسطة زيلدفتش و رايزر (Zel ' Dovich and Raizer ,1965) . كما عرف بأنه التأين الكلي لذرات أو جزيئات الوسط في حيز التفاعل بواسطة فيلبس (Phelps ,1966) ، بينما تم تعريفه بواسطة ديمشيلز (Demichelis ,1969) بأنه تضخيم لكثافة ابتدائية من الإلكترونات بمعدل يزيد عن أو يساوي 10^{13} إلكترون خلال زمن نبضة الليزر ، كما وضع جري مورجان(Grey Morgan ,1975) تعريفاً آخر لشرط الانهيار بأنه الحصول على نسبة من التأين تقدر بالمعامل δ وجد أنها في حدود 0.1% من ذرات أو (جزيئات) الوسط في حيز التفاعل خلال زمن النبضة بحيث تكون كافية لامتصاص وتشتت حزمة أشعة الليزر .

كما تم تعريف نقطة بداية انهيار الوسط باستخدام أشعة الليزر بظهور شرارة مرئية في حيز التفاعل عند بؤرة العدسة المجمعة للأشعة . وقد وجد عملياً أن ظهور هذه الشرارة يحدث بطريقة لا نظامية كلما اقتربت شدة الاستضاءة من قيمة عتبة الشدة اللازمة لانهيار الوسط (Cohn et al , 1975 ; Santiago and Robinson ,1980) و لذلك وجد أنه من الأفضل تحديد قيمة شدة الاستضاءة بقيمة الشدة التي عندها تظهر الشرارة المرئية باحتمالية تزيد عن أو تساوي 50% . كما أن إشعال الشرارة المرئية ذاتها وجد أنه يتأثر بشكل كاف بمقدار الطاقة المصاحبة لأشعة الليزر، لذلك فإن تغير هذه الطاقة بمقدار أو مقدارين يؤدي إلى تغير احتمالية حدوث الشرارة من قيمة أقل من 0.05 لقيمة أكبر من 0.9 (Rosen and Weyl , 1987) . ومن وجهة نظر أخرى لتعريف شرط الانهيار قام الباحثان روزن و ويل (Rosen and Weyl ,1987) بوضع تعريف لشرط الانهيار وذلك بتحديد نقطة بداية الانهيار على أنها التغير في الطاقة المصاحبة لحزمة أشعة الليزر عند منطقة الانهيار. في

هذه الحالة تم اعتبار هذا الشرط على أنه الحصول على معدل امتصاص للطاقة يساوي أو يزيد عن 5%.

وقد حدد سبيتزر (Spitzer ;1965) قيمة معينة من كثافة الإلكترونات كشرط لحدوث الانهيار والنهاية الصغرى لهذه القيمة وأخذت النهاية الصغرى لهذه القيمة بأنها الحصول على كثافة عالية من الإلكترونات، عندها يكون طول ديباي الحاجب لأشعة الليزر η_D مساوياً لقطر حيز التفاعل عند بؤرة العدسة المجمعة لأشعة الليزر أي أن

$$\eta_D = \{K\ T / (4\ \pi n\ e^2)\} \qquad (2\text{-}44)$$

حيث n و T هما كثافة ودرجة حرارة الإلكترونات المتكونة عند منطقة الانهيار على الترتيب. وقد أخذت هذه القيمة كحد أدنى لشرط الانهيار(Gamal ,1978). أما لحساب عتبة شدة الاستضاءة اللازمة للانهيار للحصول على كثافة عالية من الإلكترونات فإن شرط الانهيار أخذ على أنه الحصول على قيمة من كثافة الإلكترونات تؤدي إلى انعكاس حزمة أشعة الليزر عند منطقة الانهيار. و يحدث ذلك عندما يتساوى تردد أشعة الليزر مع تردد البلازما في منطقة الانهيار أي أنه عندما تكون $(\omega_p \cong 10^4 n^{1/2})$، (Gamal ,1978) .

وعلى الرغم من كل هذه التعاريف لشرط الانهيار التي تم ذكرها فإنه مازال هناك تفاوتاً في الحكم على حالة الانهيار لتحديد عتبة شدة الاستضاءة اللازمة لانهيار الأوساط المستحث بواسطة أشعة الليزر .

(2-6) عمليات فقد الإلكترونات (2-6) Electrons loss process

تشتمل عمليات فقد الإلكترونات كلاً من عملية إعادة الاتحاد أو الاحتباس و انسياب الإلكترونات خارج حيز التفاعل . بفرض أن زمن حياة الإلكترون الشبه حر يكون أطول من زمن التفاعل وذلك لأزمنة نبضة ذات عرض $(\tau_p = 10^{-8}\ \text{sec})$ خصوصاً عندما يمتص الإلكترون طاقة من مجال بصري ذي شدة استضاءة عالية فإنه يمكن إهمال عملية إعادة

الاتحاد خلال ظاهرة الانهيار ، وبشكل عام فإن عدم توفر قياسات معملية لمعامل إعادة الاتحاد لبعض المواد العازلة أدى إلى أخذ هذا المعامل بقيمة عددية وفقاً لنوع الوسط.

ففي المواد الصلبة من المعروف جيداً أن الإلكترون يمكن أن يحبس في بئر الجهد الموضعي أو في المستويات المنحلة وتكون طاقات ربط هذه المستويات صغيرة جداً ($\cong 1.5 \pm 0.5\, eV$) بحيث أنه يمكن إعادة تأينها بالتصادم التدريجي مع الإلكترونات الحرة أو خلال امتصاص فوتون مفرد .

وقد فرض كيندي (Kennedy ,1995) في النموذج العددي ذي الدرجة الأولى أن الانحلال وعدم الانحلال لا يؤثر بشكل ملحوظ على عملية الانهيار في حالة اقتراب قيم المجالات الكهربائية من تلك القيم اللازمة للانهيار .

وباستخدام هذه الفروض السابق ذكرها فإن معدل الفقد يكون أساساً هو معدل فقد الإلكترونات خلال عملية الانسياب خارج حيز التفاعل والذي أعطي على الصورة

(Kroll and Watson , 1972; Smith and Meyerand ,1976)

$$g = D/\Lambda^2 = 1/\tau_d \qquad (2-45)$$

حيث τ_d هو متوسط الزمن الذي يمكث فيه الإلكترون في حيز التفاعل ، D هو معامل انسياب الإلكترون و Λ هو طول الانسياب . ويعطى معامل الانسياب بالعلاقة

(Zel' dovich and Raizer ,1965)

$$D = 2\varepsilon_{av}/3mv \qquad (2-46)$$

ولحيز تفاعل إسطواني الشكل ذا قطر d وطول l فإن طول الانسياب يعطى بالعلاقة

(Smith and Meyerand, 1976)

$$1/\Lambda^2 = (4.81d)^2 + (1/l)^2 \qquad (2-47)$$

وبناء على هذه العمليات الفيزيائية قام العديد من الباحثين بوضع نماذج نظرية بالأخذ في الاعتبار هذه العمليات كما سنوضح بعضاً منها في الفصل التالي.