الفصل الثاني

Chapter (2)

دراسة الآليات الفيزيائية المصاحبة لظاهرة الانهيار البصري المستحث بواسطة أشعة الليزر

Study Of The Physical Mechanisms Associated With The Optical Breakdown Induced by Laser radiation

2-1 المقـــــــــدمة 2.1 Introduction

كما رأينا في الباب السابق أنه عند تفاعل أشعة ليزر ذات عتبة شدة استضاءة عالية مع غاز ما تتكون كثافة عالية من الشحنات الموجبة والسالبة في حيز التفاعل عند بؤرة العدسة المجمعة الذي لا يتجاوز حجمه عن $10^{-4} cm^3$ ، ينتج عن ذلك تحول الغاز في هذا الحيز الضيق من الحالة العازلة إلى الحالة الموصلة تحت التأثير المباشر لأشعة الليزر. وتسمى شدة الاستضاءة لأشعة الليزر التي أدت إلى هذا التحول بعتبة الشدة اللازمة لانهيار الغاز، وقد وجد أن قيمتها تتوقف على كل من الطول الموجي و زمن نبضة أشعة الليزر، كما أنها تتوقف أيضاً على طبيعة الغاز وضغطه . و أوضحت التجارب المعملية التي أكدتها الدراسات النظرية أنه عند عتبة شدة الاستضاءة يحدث تحولاً للغاز يصاحبه تكون شرارة (انبعاث ضوئي ذا عتبة شدة استضاءة عالية) في حيز التفاعل بما يشبه كرة من النار (Grey Morgan ,1975) ، في هذه الحالة يقال أن الغاز قد وصل إلى مرحلة الانهيار . وقد تم تعريف شرط الانهيار الذي يحدد قيمة عتبة شدة الاستضاءة بواسطة العديد من الباحثين ، وفيما يلي سوف نقدم تعريفاً مبسطاً لشرط حالة الانهيار في الغازات .

2–2 شرط الانهيار في الغازات 2.2 Breakdown criterion

يحدث انهيار الغازات إما خلال عملية تفريغ كهربي بين أقطاب مسطحة متوازية تفصلها مسافة يتولد بينها مجال كهربي ساكن ، أوعند تشعيع الأوساط الغازية بمصادر عالية الشدة من أشعة ليزر مركزة في حيز ضيق جداً بواسطة عدسات مجمعة . وقد أمكن تعريف شرط الانهيار في الحالة الأولى باستخدام معادلة وضعت بواسطة تونزند (1938, Townsend) على الصورة .

$$I = \left(\frac{\omega}{\alpha}\right)(\exp \alpha \ d - 1) \qquad (2-1)$$

حيث I شدة التيار الناتج عن انهيار الوسط ، α و ω/α هما معاملا التأين الرئيسي والثانوي على الترتيب لتاونزند Townsend ، d هي المسافة الفاصلة بين القطبين الذي يؤثر عليها مجالاً كهربائياً استاتيكياً شدته E . ويعرف هذا الشرط كبداية للانهيار والتي عندها ينشأ تيار تأين ذو قيمة صغيرة في حدود أو أقل من 10^{-7} Amp ، والذي يواصل في الاستمرار حتى عند انقطاع تأثير مصدر الجهد الخارجي نتيجة للتأثير الذاتي الناتج عن كل من عمليتي التأين الابتدائي والثانوي . إذا في هذه الحالة أمكن تعريف حالة الانهيار بأنها الحصول على تيار صغير ذاتي يتراوح ما بين Amp ($10^{-7} - 10^{-9}$) . أما في حالة الإنهيار المستحث بواسطة أشعة الليزر فمن الصعب اعتبار هذا التعريف كشرط للانهيار وذلك لاختلاف الظواهر الفيزيائية المصاحبة لظاهرة الإنهيار في هذه الحالة.

في واقع الأمر لا يوجد تعريف محدد يمكن به تحديد شرط الانهيار المستحث بواسطة أشعة الليزر، وهذا يمكن أن يفسر المتناقضات التي نتجت عند مقارنة النتائج المعملية لقياس عتبة شدة استضاءة أشعة الليزراللازمة للإنهيار في الغازات المختلفة تحت الشروط المعملية المتشابهة من حيث الطول الموجي و زمن النبضة وغيرها . ومع ذلك تمكن كل من (Phelps ,1966) و (Young and Harsher , 1967) من تعريف حالة الإنهيار المستحث بواسطة أشعة الليزر على أنها الحصول على نسبة تأين لذرات الغاز المتعادلة تعادل $\delta = 10^{-3}$. واعتبر هذا التعريف ملائما فيزيائياً حيث أنه عند الضغط الجوي للغاز فإن كثافة ذرات الوسط تكون في حدود $2.1\times10^{19} cm^{-3}$. وفي هذه الحالة لكي يتحقق شرط الانهيار يتطلب الحصول على كثافة من الالكترونات مقدارها 10^{-3} من هذا المقدار أي

حوالي $2.1\times10^{16} cm^{-3}$. وقد أشارت القياسات المعملية أن هذه الكثافة تؤدي بشكل جيد للوصول إلى حالة التفريغ الكهربي في حيز التفاعل (أي تحول الغاز في هذا الحيز الصغير من الحالة العازلة إلى الحالة الموصلة) (Grey Morgan ,1975) .

ومن وجهة نظر أخرى يمكن القول بطريقة أكثر واقعية مثلاً أن الانهيار يحدث عند تكون كثافة عالية من الالكترونات بحيث تتساوى عندها مسافة Debby الواقية h (Debby shielding distance) و قطر حيز التفاعل (Spitzer ,1956) .

أي أن :

$$h = \left(\frac{K T_e}{4.0 \Pi n_P e^2}\right)^{1/2} = 7.0\left(\frac{T_e}{n_P}\right)^{1/2} \qquad (2-2)$$

$$n_P = 49.0\frac{T_e}{h^2}$$

حيث T_e هي درجة حرارة الالكترونات و n_p هي كثافتها في حالة تفريغ الغازات التقليدي. وباعتبار متوسط طاقة الالكترونات مساوية ثلث طاقة تأين الغاز (في حدود 5.0 eV) وهذه تناظر درجة حرارة $T_e = 4.0\times10^4$ K وبأخذ $h \cong 10^{-3}$ cm مساوية لقطر حيز التفاعل. وهذا يعطي قيمة كثافة الالكترونات التي تحقق شرط الانهيار في حدود $n \cong 10^{12}$ cm^{-3} وهذا بالطبع يؤخذ كحد أدنى لكثافة الالكترونات التي يتطلب الحصول عليها للوصول إلى حالة انهيار الغاز.

أما الحد الأعلى لهذه القيمة فيمكن القول مثلاً بأن الانهيار يحدث عندما تتكون كثافة عالية من الالكترونات تؤدي إلى انعكاس حزمة أشعة الليزر من حيز التفاعل . و يحدث ذلك عندما يتساوى التردد المصاحب لأشعة الليزر ω مع تردد الوسط المتأين المتكون في منطقة الانهيار ويمكن كتابة هذا الشرط على الصورة

$$\omega = \omega_p = 9.0\times10^3 \, n_p^{1/2}$$

$$n_P = \frac{\omega^2}{81.0\times10^6} \qquad (2-3)$$

وفي حالة استخدام ليزر الياقوت أو ليزر النيودميوم الزجاجي فإن كثافة الالكترونات اللازمة لتحقيق شرط الانهيار في هذه الحالة وجد أنها في حدود $n=10^{22}\ \mathrm{cm}^{-3}$ (Gamal, 1978) واعتبرت هذه الكثافة عالية جداً وخاصة في حالة الغازات .

بالإضافة إلى ما ذكر أعلاه وضع بعض الباحثين تعريفاً آخراً لشرط الإنهيار بأنه يناظر حالة تضخيم لأي كثافة ابتدائية للالكترونات في حيز التفاعل تصل إلى 10^{13} . وحيث أن حيز التفاعل عادة ما يكون في حدود مثلاً $10^{-5} cm^3$ وبفرض أنه يستلزم لحدوث الإنهيار وجود على الأقل إلكتروناً مفرداً في حيز التفاعل قبل تسليط حزمة الليزر ، لذلك فإن أصغر كثافة ابتدائية للالكترونات تكون في حدود $n_o \sim 10^5\ \mathrm{cm}^{-3}$.

وقد أجمعت هذه الدراسات على أن تأين الغاز في حيز التفاعل يتم خلال عمليتين رئيسيتين. هما : عملية الامتصاص متعدد الفوتونات (Multiphoton absorption) وعملية التأين التدريجي الناتج عن امتصاص طاقة أشعة الليزر بواسطة الالكترونات الحرة خلال التصادم المرن في وجود جزيئات الغاز والتي أطلق عليها عملية برمشتراهلنج العكسية (Inverse Bremsstrahlung Absorption) .
وفيما يلي سوف نقدم وصفا تفصيليا لهاتين العمليتين .

2– 3 آلية تفاعل أشعة الليزر مع الغاز خلال عملية الامتصاص متعدد الفوتونات

2.3 Interaction mechanism of laser radiation with a gas through multiphoton absorption process

لتبسيط الوصف الفيزيائي لما يحدث خلال عملية الامتصاص متعدد الفوتونات يمكن التصور بأن عملية امتصاص طاقة أشعة الليزر بواسطة الغاز تتم خلال الامتصاص المتتابع للفوتونات المصاحبة لأشعة الليزر بواسطة ذرات أو جزيئات الوسط ، (وسوف نتناول فيما يلي تجاوزاً بأن الغاز وسط ذري) لتصل طاقة هذه الذرات إلى طاقة تساوي إما طاقة أحد مستويات الإثارة المسموح في الذرة ، أو حتى تصل إلى طاقة التأين لتؤدي إلى تأينها . وقد وضع جراي مورغان وصفا مبسطا لآلية امتصاص فوتونات أشعة الليزر بواسطة الذرات حيث فرض أن امتصاص فوتون يؤدي إلى انتقال الذرة إلى مستوى إثارة تخيلي ، ويمكن

للذرة أن تمتص فوتون واحد أو أكثر بحيث تلائم طاقة الفوتون طاقة أحد مستويات الطاقة التخيلية و يتتابع امتصاص الفوتونات خلال هذه المستويات لتصل في النهاية إلى حالة التأين ، ويلزم لحدوث هذه العملية مصادر لأشعة الليزر عالية الشدة ذات إخراج محكم (Q- Switched) حيث تتميز هذه المصادر بفيض فوتوني ذو قيمة عالية مما يجعل آلية امتصاص الفوتونات بواسطة ذرات الوسط وانتقالها إلى مستويات طاقة إثارة مرتفعة أسرع من اضمحلال هذه المستويات وفقد الطاقة على شكل إشعاع كهرومغناطيسي . ويتوقف ذلك على زمن حياة هذه المستويات التخيلية الذي يمكن تحديده باستخدام مبدأ اللايقين لهايزنبرج (uncertainty principal) .

وقد وجد أن هذا الزمن لا يتخطى $1/\upsilon$ حيث (υ هي تردد أشعة الليزر) ويقل هذا الزمن مع زيادة طاقة المستوى التخيلي . ويمكن تحديد عدد الفوتونات اللازمة لتأين الغاز من العلاقة $K =< E_i / h\upsilon >$ ويمثل القوسان المثلثان العدد الصحيح التالي لخارج النسبة $E_i / h\upsilon$ ، وتتم عملية الامتصاص متعدد الفوتونات باحتمالية محددة تتوقف قيمتها على الفيض الفوتوني المصاحب لأشعة الليزر كما سنرى فيما يلي .

2-3-1 العلاقة بين الفيض الفوتوني المصاحب لأشعة الليزر واحتمالية تأين الغاز .

2.3.1 The Relation between photon flux Laser radiation and gas ionization .

في عام 1975 تمكن الباحث جراي مورجان (Grey Morgan ,1975) من التوصل إلى طريقة مبسطة لتعيين قيمة الفيض الفوتوني اللازم لتأين الغاز خلال عملية الامتصاص متعدد الفوتونات وذلك بإتباع الخطوات التالية :

بفرض أن هناك N من الذرات المتشابهة في حجم محدد تم تشعيعه بواسطة حزمة منتظمة بعدياً و ثابتة زمنياً من أشعة الليزر تحمل فوتونات لها طاقة $h\upsilon$ ، يتولد عنها فيض فوتوني بكثافة F photon /cm ^{2}. sec . عند أي لحظة زمنيـــــــــة t = 0 يحتوي حيز التفاعل على ذرات غير مثارة للغاز ، وباعتبار عدم تواجد الكترونات حرة . و عند التأثير بالفيض الفوتوني الثابت على الغاز فإن بعض الذرات يمكنها أن تمتص طاقة فوتونات حزمة أشعة الليزر. بفرض امتصاص نسبة صغيرة جداً من الفوتونات بواسطة الغاز ، إذن يمكن اعتبار أن الفيض الفوتوني له قيمة ثابتة لا تتغير عند أي لحظة

زمنية t . تحت هذه الظروف يمكن لذرة أن تمتص عدد كافي من الفوتونات يؤدي إلى تأينها. بينما ذرة أخرى يمكن أن تمتص فقط عدد أقل من الفوتونات يؤدي إلى تواجدها لحظياً في مستوى طاقة تخيلي عال ، بينما ذرة أخرى يمكنها أن تمتص فقط فوتون واحد أو أثنين أو حتى لا تمتص أياً من هذه الفوتونات .

وبالرمز لمستويات الطاقة المختلفة بالرمز r حيث r = 0 , 1 , 2 , 3 ……, k بأخذ في الاعتبار أن r = 0 يمثل المستوى الأرضي المستقر للذرة ، كماأن r = 1 , 2 , 3 …….. k– 1 تمثل مستويات الطاقة التخيلية المثارة ، بينما المستوى r = k يمثل مستوى التأين المستقر .

وبفرض أن f_r يمثل الجزء من الذرات في المستوى التخيلي r^{th} لذلك فإن كثافة الذرات المثارة في هذا المستوى هي Nf_r . وباعتبار أن كثافة الذرات في المستوى الأرضي Nf_0 تكون دائماً أكبر من كثافة الذرات في أي مستوى تخيلي ، أي أن f_0 دائماً تقترب قيمتها من الواحد الصحيح . كما أن قيم f_{r-1} وفقاً للفروض المذكورة تكون دائماً أكبر من قيم f_r . بناء على ذلك فإن أي ذرة في المستوى r تعاني من العمليات التالية :

i – يمكن للذرة أن تمتص فوتون لتنتقل إلى مستوى الإثارة التخيلي (r + 1) .

ii – كما يمكنها أن تستحث لكي تبعث فوتو $h\upsilon$ وتنتقل إلى المستوىالتخيلي الأدنى (r –1) .

iii – كذلك يمكن للذرة أن تفقد طاقتها لتنتقل إلى المستوى التخيلي (r – 1) خلال عملية الاضمحـــــلال الطبيعي بعد فترة زمنية $1/\upsilon$.

iv – يمكن أيضا للذرة أن تفقد طاقتها خلال عملية الاضمحلال الطبيعي لتنتقل إلى المستوى الأرضي بعد فترة زمنية تساوى $(1/r\upsilon)$.

ولتبسيط الحسابات تم إهمال احتمالية حدوث كل من العملية (ii) والعملية (iii) .

كما تم تعريف λ_r ليمثل معدل الاضمحلال من المستوى التخيلي r إلى المستوى الأرضي، أي أن $\lambda_r = r\upsilon$ وهي تمثل مقلوب زمن حياة المستوى التخيلي r قبل اضمحلال الذرة إلى المستوى الأرضي . وبوضع σ_r لتمثل مساحة مقطع امتصاص الفوتونات بواسطة الذرة لإثارتها من المستوى r إلى المستوى r – 1 ، حيث r تأخذ القيم

من k – 1 - 0 ، وعليها فإن عدد الانتقالات لوحدة الزمن من المستوى r إلى المستوى r+1 يمكن كتابته على الصورة

$$B_r = \mathrm{F}\ \sigma_{\mathrm{r}} \qquad (2-4)$$

وهذه الانتقالات إلى المستوى الأعلى تعادلها انتقالات إلى المستوى الأرضي نتيجة لعملية الاضمحلال والتي يمثلها المعامل λ_r . من هذا أمكن كتابة معادلات المعدل التالية التي تعبر عن الانتقالات الأعلى والأدنى بين مستويات الطاقة المختلفة للذرة

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{dNf_1}{dt} = \mathrm{NB_0 - Nf_1\lambda_1 - NB_1f_1 = NB_0 - Nf_1\lambda_1} \\
&\frac{df_2}{dt} = \mathrm{B_1f_1 - F_2\lambda_2 - B_2f_2 = B_1f_1 - f_2\lambda_2} \\
&\frac{df_r}{dt} = \mathrm{B_{r-1}f_{r-1} - \lambda_r f_r - B_r f_r = B_{r-1}f_{r-1} - f_r\lambda_r} \\
&\qquad\qquad rv >> \sigma_{\mathrm{r}}F \qquad \text{حيث} \\
&\frac{df_k}{dt} = \mathrm{B_{k-1}f_{k-1}}
\end{aligned}\right\} \qquad (2\text{-}5)$$

حيث أن $f_1, f_2, \ldots\ldots, f_{\mathrm{k}}$ كلهـــا تســـاوي صفر قبل اشعال حزمة الليزر عند الزمن t = 0 علما بأنه عند هذا الزمن تكون $f_1 > f_2 > f_3 \ldots\ldots > f_k$ عند زمن $t > 0$ و بالتأثير على المعادلة (2-5) بتحويل لابلاس العكسي (inverse laplace transform) $\overline{f_k}$ للعامل f_k نحصل على

$$\overline{f_k} = \frac{B_0}{P^2}\ \frac{\mathrm{B_1}}{\mathrm{P}+\lambda_1} \ldots\ldots \frac{\mathrm{B_{K-1}}}{\mathrm{P}+\lambda_{\mathrm{K-1}}} \qquad (2-6)$$

حيث $N\frac{df_k}{dt}$ هي معدل التأين لـــ N من الذرات بواسطة امتصاص فوتونات من المستوى $(k-1)^{th}$ ، $W=\frac{df_k}{dt}$ هي معدل التأين لكل ذرة بواسطة هذه العملية ، p = d/dt معامل لابلاس وبتعريف معكوس تحويل لابلاس W بواسطة $\overline{W}$ على الصورة

$$\overline{W}=\frac{B_0}{P}\ .....\ \frac{B_1}{P+\lambda_1}\ .....\ \frac{B_{k-1}}{P+\lambda_{k-1}}=\frac{B}{P\phi(P)} \qquad (2-7)$$

بوضع $B=B_0B_1.....B_{k-1}$ و $\phi(P)=(P+\lambda_1).....(P+\lambda_{K-1})$ حيث λ تأخذ قيم مختلفة ولا يساوي أحدها صفر ، يمكن كتابة القيمة $\overline{W}$ على النحو التالي

$$\overline{W}=B\{\frac{1}{P\phi(0)}+\sum_{r=1}^{k-1}\ \frac{1}{\lambda_r(P+\lambda_r)(\frac{d\phi}{dp})\lambda_r}\} \qquad (2-8)$$

والتي بأخذ عكس لابلاس لهذه المعادلة يعطي

$$\overline{W}=B\{\frac{1}{\phi(0)}\ \sum_{r=1}^{k-1}\ \frac{\exp(-\lambda_r t)}{(-\lambda_r)(\frac{d\phi}{dp})\lambda_r}\}$$

$$=B\{\frac{1}{(k-1)!v^{k-1}}-\frac{\exp(-vt)}{v^{k-1}(k-2)!}\ .....\ \frac{\exp[-(k-1)vt]}{v^{k-1}(k-1)!}\} \qquad (2-9)$$

وبفرض أن $\sigma_0=\sigma_1=\sigma_2=.....\sigma_{k-1}=\sigma$

وبذلك $B=\sigma^kF^k$

$$W=\frac{\sigma^k f^k}{v^{k-1}(k-1)}\{1-\exp(-vt)(k-2).....\exp[-(k-1)vt]\} \qquad (2-10)$$

في هذه المعادلة تأخذ الحدود الأسية التي بين القوسين مقاديراً صغيرة جداً يمكن إهمالها بالمقارنة بالواحد الصحيح ، وذلك عند استخدام أشعة ليزر لها أزمنة نبضة ذات قيم تتراوح

بين البيكوثانية و النانوثانية ، بناء على ذلك فإن معدل التأين لكل ذرة لكثافة فيض ثابتة زمنياً ومنتظمة بعدياً يعطى بالعلاقة

$$W = \frac{\sigma^k F^k}{\upsilon^{k-1}(k-1)!} = AF^K \qquad (2-11)$$

الصيغة $W = AF^K$ تبين مدى حساسية احتمالية التأين على الفيض الفوتوني، هذه القيمة الأسية للفيض الفوتوني التي تعتمد عليها قيمة W (حيث k عامة تأخذ قيم كبيرة تتراوح بين 20 - 10) توضح أهمية دقة قياس الفيض الفوتوني F . من الصعب تحديد قيمة F بدقة حيث تتغير F بعدياً وزمنياً في حيز التفاعل ، هذا التغير البعدي والزمني للفيض الفوتوني يؤدي إلى عدم التأكد من قيم F المقاسة عملياً ، وبالتالي ينتج عنه خطأ كبير في تحديد قيمة معدل التأين الفوتوني W . ونظرا لان القياسات العملية تعتمد ساسا على التغير في عتبة شدة الاستضاءة حيث $F = I/h\upsilon$ ، لذلك يمكن التعبير عن احتمالية التأين بدلالة عتبة شدة الاستضاءة لتكون على الصورة

$$W = AF^K = A'I^k \qquad (2-12)$$

$$A' = \frac{\sigma^k}{\upsilon^{k-1}(k-1)!(h\upsilon)^k}$$

من هذه العلاقة نجد أن احتمالية التأين تعتمد على عتبة شدة الاستضاءة اللازمة لتأين الغاز والوصول به إلى حالة الانهيار لذلك سوف نقدم شرحا وافياً لطريقة تعيين عتبة شدة الاستضاءة اللازمة لتأين الغاز بواسطة عملية الامتصاص متعدد الفوتونات .

2-3-2 تعيين عتبة شدة استضاءة أشعة الليزر اللازمة لتأين الغاز بالامتصاص متعدد الفوتونات

2.3.2 Determination of the laser threshold intensity required for gas ionization by multiphoton absorption

باعتبار أن عملية الامتصاص متعدد الفوتونات هي العملية الوحيدة التي تؤدي إلى تأين الغاز ، وبفرض أن الفيض الفوتوني F يشعع حجم Vcm^3 من غاز ما عند ضغط P Torr . وأن هذا الحجم يحتوي على كثافة من الذرات غير المثارة تساوي PN_0V ، حيث أن N_0 هو عدد لوشمدت (Loschmidts number) (يساوي 3.56×10^{16}) إذاً يمكن التعبير عن

معدل تأين ذرات الغاز بواسطة أشعة الليزر ذات نبضة مستطيلة الشكل والتي لها زمن T نتيجة لعملية الامتصاص متعدد الفوتونات تعطي بالعلاقة

$$\frac{dn}{dt} = ANF^K \qquad (2\text{-}12)$$

حيث $N = N_0 PV$ ، وعليها فإن عدد الالكترونات (أو الأيونات) الناتجة بواسطة هذه العملية يعطى بالعلاقة (وذلك بتكامل المعادلة السابقة) .

$$n = N_0 PVAF^K T \qquad (2\text{-}13)$$

من هذه المعادلة أمكن الحصول على الفيض الفوتوني اللازم لتحرير إلكترونا واحدا خلال زمن نبضة الليزر على الشكل

$$F = (\frac{n}{N_0 PVTA})^{-1/k} \qquad (2\text{-}14)$$

ويعطي الفيض الفوتوني اللازم للوصول إلى حالة انهيار الغاز في حيز التفاعل ، أي الفيض الفوتوني اللازم لتحرير كثافة من الالكترونات تساوي $\delta N_0 PV$ بالعلاقة:

$$F_{th} = \frac{\upsilon}{\sigma}[\frac{\delta N_0 PV(k-1)!}{N_0 PVT\nu}]^{1/K}$$

$$= \frac{\upsilon}{\sigma}[\frac{\delta(k-1)!}{T\nu}]^{1/k} \qquad (2\text{-}15)$$

وعند تعريف شرط الانهيار بأنه الحصول على كثافة محددة من الالكترونات الحرة n_c ، في هذه الحالة يمكن كتابة المعادلة التي تعبر عن كثافة الفيض الفوتوني اللازم للوصول إلى درجة انهيار الغاز على الصورة

$$F_{th} = \frac{\upsilon}{\sigma}[\frac{n_c(k-1)!}{N_0 PVT\nu}]^{1/K} \qquad (2\text{-}16)$$

ويمكن التعبير عن الفيض الفوتوني بعتبة شدة الاستضاءة اللازمة لانهيار الغاز في هذه الحالة تكتب المعادلة على الصورة

$$I_{th} = \frac{\nu}{h\upsilon}\frac{1}{\sigma}[\frac{n_c(k-1)!}{N_0 PVT\nu}]^{1/K}$$

$$I_{th} = \frac{1}{\sigma \mathrm{h}}[\frac{n_c(k-1)!}{N_0 PVT\nu}]^{1/K} \qquad (2\text{-}17)$$

توضح هذه المعادلة الاعتماد الضعيف لعتبة شدة الاستضاءة اللازمة لإنهيار الغاز على كل من ضغط الغاز $P^{-1/k}$ وكذلك زمن نبضة أشعة الليزر $T^{-1/k}$. وقد أخذت هذه العلاقة كدليل لحدوث تأين الغاز بواسطة عملية الامتصاص متعدد الفوتونات المؤدي كلية إلى حالة الانهيار ، لذلك فإن المشاهدات العملية لقياس تغير عتبة شدة استضاءة أشعة الليزر اللازمة لانهيار الوسط كدالة في ضغط الغاز والتي أوضحت عدم تغير عتبة الشدة مع الضغط عند قيم الضغط المنخفضة للغاز . أكدت أن عملية الامتصاص متعدد الفوتونات هي العملية المفردة المسئولة عن تأين الغاز تحت هذه الظروف المعملية .

2–4 آلية تأين الغاز بأشعة الليزر خلال عملية التأين التدريجي (العملية العكسية لبرمشتراهلنج)

2.4 Gas ionization mechanism by laser radiation through cascade ionization (The inverse Bremsstrahlung absorption)

تمت دراسة هذه العملية كامتداد للنظرية الكلاسيكية للانهيار بواسطة أشعة الميكروويف إلى منطقة الترددات البصرية بواسطة Gery Morgan في سنة (Grey Morgan ,1975) حيث تمكن من وضع طريقة معالجة واضحة ومبسطة لوصف مرحلة نمو الالكترونات خلال عملية التأين التدريجي المعتمدة أساسا على وجود على الأقل إلكترون مفرد في حيز التفاعل قبل اشعال أشعة الليزر، وقد فرض أن هذا الإلكترون يمكن الحصول عليه عن طريق عملية الامتصاص متعدد الفوتونات لذرات الوسط أو الشوائب ذات طاقات التأين المنخفضة . بناء على ذلك يمكن للالكترونات الحرة المتواجدة في حيز التفاعل خلال المراحل المبكرة

لنبضة أشعة الليزر أن تمتص طاقة من المجال الكهرومغناطيسي المصاحب لهذه الأشعة الليزر خلال تصادم مرن مع ذرات الغاز. وعند اكتسابها لمقدار كافي من الطاقة فأنها تؤدي إلى إما إثارة ، أو تأين الذرات خلال عمليات تصادم غير مرن . هذا بالتالي يؤدي إلى تحرير العديد من الالكترونات بواسطة التأين خلال التصادمات المباشرة للالكترونات مع ذرات الغاز ، بهذه الطريقة يتكون شلال من الالكترونات في حيز التفاعل . وبجانب هذه الزيادة في كثافة الالكترونات الحرة تعمل بعض العمليات المنافسة على فقد هذه الالكترونات من حيز التفاعل كعملية انسياب الالكترونات ، أو إعادة اتحادها مع الأيونات الموجبة أو ربما التصاقها بالذرات المتعادلة لتكوين أيونات سالبة .

بالإضافة إلى فقد الالكترونات يمكن أن تفقد أيضا طاقة الالكترونات وليس الالكترونات نفسها وذلك من خلال عملية الاضمحلال التلقائي للذرات المثارة مما يؤدي إلى انبعاث هذه الطاقة المفقودة على شكل أشعة طيفية من منطقة الانهيار في حيز التفاعل .

ويحدث الانهيار عندما تتخطى عملية التأين التدريجي معدل الفقد حيث تتزايد كثافة الالكترونات وتؤدي في النهاية إلى حالة انهيار الغاز.

بناءاً على ما تقدم أمكن استنتاج علاقة بسيطة لتعيين عتبة شدة الاستضاءة اللازمة للانهيار تحت التأثير المفرد لعملية التأين التدريجي ، وتغيرها مع كل تردد وطول زمن النبضة لأشعة الليزر وكذلك مع طبيعة الغاز من حيث جهد التأين والضغط .

2-4-1 تعيين عتبة شدة استضاءة أشعة الليزر اللازمة للانهيار تحت التأثيرالمفرد لعملية التأين التدريجي .

2.4.1 Determination of the laser Breakdown threshold intensity under the of cascade ionization process.

للتبسيط تم اعتبار أن الطاقة الممتصة بواسطة الالكترونات الحرة من المجال الكهربي لأشعة الليزر تستهلك كلية في تأين الغاز، أي أنه يتم إهمال جميع عمليات إثارة ذرات الغاز، وكذلك العمليات التي تؤدي إلى فقد طاقة الالكترونات خلال الانبعاث الإشعاعي . ووفقاً للعلاقة التي تربط بين عتبة شدة الاستضاءة وشدة المجال الكهربي

بالعلاقة $I = E^2 / 120\pi$ ، حيث I معبراً عنها بـــ Wcm^{-2} و E معبراً عنها بـــ Vcm^{-1}، وتحت هذه الظروف فإن تواجد إلكترون في مجال كهربي تحت تأثير قوة لحظية e E حيث e هي شحنة الإلكترون وتكسبه سرعه U (t) ، والتي يمكن ايجاد قيمتها باستخدام قانون نيوتن الثاني (Newton's second law) بالعلاقة

$$\frac{eE}{m} = \frac{dU(t)}{dt} \qquad (2\text{-}18)$$

حيث m هي كتلة الإلكترون ، بالتكامل نحصل على

$$U(t) = \int \frac{eE_0}{m} \cos\omega t d\omega = \frac{eE_0}{m\omega} \sin\omega t + cons\tan t\, U_1 \qquad (2\text{-}19)$$

حيث E_0 هي القيمة العظمى للمجال الكهربي ، ومن الشروط الأولية للمعادلة تصبح قيمة الثابت مساوية للصفر ويعبر المقدار eU(t) عن قيمة التيار الناتج عن حركة الإلكترون ، وعليها فإن التيار اللحظي يعطى بالعلاقة

$$J = \frac{e^2 E_0}{m\, w} \sin\omega \mathrm{t} \qquad (2\text{-}20)$$

وتمثل الطاقة الممتصة خلال دورة ذبذبة بالمقدار $\overline{E} \times \bar{\mathrm{J}}$. في هذه الحالة تكون قيمته مساوية للصفر حيث تكون كل من $\overline{E}$ و $\bar{\mathrm{J}}$ متعامدان ، وبالتالي فإن الإلكترون لا يكتسب أي مقدار من الطاقة بل يتذبذب فقط حول موضعه . ولكي يكتسب الإلكترون مقدار من الطاقة يجب أن يحدث تغيراً في الزاوية بين كل من $\bar{\mathrm{J}}$ و $\overline{E}$ لكي تصبح الزاوية بينهما أقل من $\frac{\pi}{2}$ ، وهذا يحدث خلال التصادم المرن بين الالكترونات وذرات الغاز والذي يؤدي إلى تشتت الالكترونات وبالتالي إلى تغيير الزاوية بين $\bar{\mathrm{J}}$ و $\overline{E}$. تحت هذه الظروف تكتسب الالكترونات طاقة من المجال الكهربي المصاحب لأشعة الليزر بمعدل هو eEU_0 حيث U_0 هي متوسط سرعة الالكترونات والتي تعطى بالعلاقة $U_0 = \mu E$ حيث μ هي (mobility) الحركية (Townsend and Gill ,1938,Brown ,1959) وتعطى بالعلاقة

$$\mu = \frac{e\nu_m}{m(\omega^2 + \nu_m{}^2)} \qquad (2\text{-}21)$$

حيث ν_m هو معدل تبادل العزم بين الالكترونات والذرات ، ω هو التردد الزاوي لأشعة الليزر . وبفرض أنه عند أي لحظة خلال زمن نبضة الليزر سوف يمتص عدد n(t) من الالكترونات الحرة طاقة بمعدل $\frac{dW}{dt}$ يعطى بالعلاقة

$$\frac{dW}{dt} = n(t)e^2E^2\nu_m / m(\omega^2 + \nu^2) \qquad (2\text{-}22)$$

فإنه يمكن استخدام هذه العلاقة لإيجاد تغير عتبة شدة أشعة الليزر اللازمة للانهيار I_{th} كدالة في التردد الزاوي ω و زمن نبضة الليزر T ، وكذلك ضغط الغاز P وشدة المجال الكهربي E_i ، وذلك بمساواة كل من معدل امتصاص الطاقة من مجال الليزر ومعدل الطاقة المستنفذة في عملية التأين (Grey Morgan, 1975,1978) ، بفرض إهمال جميع عمليات فقد الالكترونات أو طاقتها من حيز التفاعل . في هذه الحالة تكون قيمة عتبة الشدة هي أدنى قيمة لعتبة شدة الاستضاءة اللازمة للانهيار I_{th} . فإذا كانت ν_i هي معدل التأين بالتصادم الالكتروني عند تشعيع الغاز بأشعة ليزر ذات عتبة شدة استضاءة ثابتة ، فإن كثافة الالكترونات الحرة المتولدة في فترة زمنية d t تعطى بالعلاقة

$$dn = n\nu_i dt \qquad (2\text{-}23)$$

ومن هذه المعادلة نجد أن

$$dn/dt = n\nu_i \qquad (2\text{-}23)'$$

ومعدل استنفاذ الطاقة في عملية التأين يكون على الصورة

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = E_i \frac{dn}{dt} \qquad (2\text{-}24)$$

بالتعويض عن $\frac{dn}{dt}$ في المعادلة (2-24)

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = nE_i\nu_i$$

عند مساواة $\frac{d\varepsilon}{dt}$ و $\frac{dW}{dt}$ لإيجاد عتبة شدة الاستضاءة ينتج

$$\frac{dW}{dt} = nE_i\nu_i$$

(2-25)

$$\nu_i = n\ (t)/n_0E^2/E_ie^2\nu_m/(\omega^2+\nu_m{}^2)$$

ومن هذه المعادلة فأن

$$\nu_i \propto E^2$$

$$\nu_i \propto I$$

حيث

$$E^2 = E_im(\omega^2+\nu_m{}^2)\ln(n(T)/n_0)/Te^2\nu_m \qquad (2\text{-}26)$$

حيث أن n_0 تمثل كثافة الالكترونات عند زمن t = 0.

عند ضغوط الغاز المنخفضة عادة ما تكون قيمة ν_m صغيرة بالنسبة لقيمة التردد الزاوي ω ، أما عند القيم العالية لضغط الغاز فإن ν_m لا يمكن إهمالها . وفي بعض الغازات نجد أن ν_m تتناسب مع ضغط الغاز P وغالباً ما تكون غير معتمدة على طاقة الإلكترون . لذلك فتؤخذ ν_m على الصورة $\nu_m \sim gp$ (Brown ,1959)، حيث g مقدار ثابت . بأخذ هذه التقريبات في الاعتبار وبوضع $n(T)/n_0 = 10^{13}$ كشرط لحالة الانهيار والتعبير عن عتبة شدة الاستضاءة بدلالة المجال الكهربي المصاحب لأشعة الليزر $I = E^2/120\pi$ فإن المعادلـــــــة (2-24) تعطي عتبة شدة الاستضاءة اللازمة لانهيار الغاز على النحو التالي

$$I_{th} = mE_i(\omega^2+\nu_m{}^2)/4\pi e^2T\nu_m \qquad (2\text{-}27)$$

عند الضغوط المنخفضة يمكن اهمال $\nu_m{}^2$ بجانب ω^2 وبوضع ν_m كدالة في ضغط الغاز يمكن الحصول على قيمة عتبة شدة الاستضاءة من العلاقة

$$I_{th} = mE_i\omega^2 / 4\pi e^2 TgP$$

$$I_{th} \propto \omega^2 / TP$$

وعند الضغوط المرتفعة للغازات حيث $\nu_m^2 >> \omega^2$ وعليها يمكن اهمال ν_m^2 مقارنة بـــ ω^2 في البسط ومنها نحصل على عتبة شدة الاستضاءة اللازمة للانهيار والتي لا تعتمد على الطول الموجي المصاحب لأشعة الليزر وإنما تتناسب طردياً مع ضغط الغاز وعكسياً مع طول زمن نبضة الليزر .

$$I_{th} = mE_i gp / 4\pi e^2 T$$

$$I_{th} \propto p / T \qquad (2\text{-}28)$$

من الواضح أن معدل التأين للغاز يتناسب تناسباً طردياً مع عتبة شدة استضاءة أشعة الليزر . وحيث أن عملية التأين هي العملية الأساسية التي تؤدي إلى ظاهرة الانهيار فيما يلي نوضح العلاقة بين عتبة شدة استضاءة أشعة الليزر ومعدل تأين الغاز والعوامل التي يتوقف عليها معدل التأين .

2-4-2 العلاقة بين معدل التأين وعتبة شدة استضاءة أشعة الليزر

2.4.2 Relation between the ionization rate and the laser intensity

يمكن تعريف المجال الكهربي المصاحب لأشعة الليزر بدلالة مجال كهربي فعال ساكن (كهروستاتيكي) E_e يمكنه أن ينتج مقدارا للطاقة المتنقلة من الالكترونات الحرة للذرات مساويا لنفس المقدار الذي ينتجه المجال الكهربي المتذبذب أي أن

$$E_e = E_i[\nu_m^2 /(\nu_m^2 + \omega^2)]^{1/2} \qquad (2\text{-}29)$$

ويتحقق هذا الشرط فقط عندما تكون ν_m غير معتمدة على طاقة الإلكترون . إذن يمكن استخدام هذا المجال الكهربي الفعال للحصول على قيم لمعدل التأين عند استخدام مجالات لها تردد يقع في المنطقة المرئية ، وذلك عن طريق قياسات تتم للمعاملات في حالة المجال الكهربي الساكن ، حيث أنه من السهل أن تتم القياسات في حالات مجالات كهربية ثابتة عنها

في حالة مجالات كهربية متغيرة (متذبذبة) ، لهذا فإنه تحت شروط المجالات الساكنة يعطي معدل التأين بالعلاقة

$$v = \alpha W_{-} \qquad (2\text{-}30)$$

حيث α هي معامل التأين الأول لتاونزند ، W_{-} هي سرعة انحراف الإلكترون .
ولقيم من المجال الكهربي الساكن مقدارها Ee / N لكل ذرة ، حيث N تعطى بالعلاقة الآتية

$$N = N_0 p = 3.56 \times 10^{16} p$$

فإنه وفقاً لمورجان ومجموعته (Grey Morgan et al ,1971)

$$\alpha / N = E_e / N$$

$$W_{-}\alpha \quad E_e / N =$$

وبالتعويض عن قيمة E_e من العلاقة (2-29) نجد أن

$$v / N = [377q /(\omega^2 + v_m{}^2)](v_m / N)^2 \, I(t) \qquad (2\text{-}31)$$

والثابت q هو ثابت تناسب يعتمد على معامل التأين الأول لتاوزند(α) و سرعة انحراف الالكترونات في الغاز W_{-} . وكذلك على معدل اثارة الغاز و يرجع اعتماده على معدل الاثارة لأنه عند انهيار الغاز بواسطة أشعة الليزر يمكن للذرات المثارة أن تتأين بسرعة بواسطة عملية الامتصاص متعدد الفوتونات . في هذه الحالة فإن عملية التأين تتم في مرحلتين المرحلة الأولى ، تكوين مستويات الإثارة والمرحلة الثانية تأين هذه المستويات عن طريق عملية الامتصاص متعدد الفوتونات أوالتأين بواسطة عملية تصادم غير مرن مع الكترونات لها طاقة تساوي الفرق بين طاقة التأين وطاقة المستوى المثار.

فيما سبق تم تعيين عتبة شدة الاستضاءة اللازمة لانهيار الغاز دون الأخذ في الاعتبار أي من عمليات الفقد . حيث أنه عند الضغوط المنخفضة فإن عملية انسياب الالكترونات من حيز التفاعل تنافس عملية إنتاج الالكترونات خلال عمليات التأين . إذاً عند تساوي كل من معدل الانسياب مع معدل إنتاج الالكترونات فإنه في هذه الحالة نصل إلى حالة الاستقرار ، ولكن إذا زادت عتبة شدة الاستضاءة بقدر بسيط فإن ذلك يؤدي إلى زيادة معدل التأين ويتبع ذلك

النمو الأسي لكثافة الالكترونات والتي تؤدي بدورها إلى حالة الانهيار . فيما يلي سوف نوضح تحديد عتبة شدة استضاءة أشعة الليزر اللازمة لانهيار الغاز عندما تؤثر عملية انسياب الالكترونات خارج حيز التفاعل .

2-4-3 تعيين عتبة شدة استضاءة أشعة الليزر اللازمة لانهيار الغاز في وجود عملية انسياب الالكترونات خارج حيز التفاعل

2.4.3 Determination of laser Brakdown threshold intensity in the presence of electron diffusion out of the interaction region

بفرض أن معدل التأين التصادمي هو $\nu_i = e^2E^2\nu_m / m\omega^2E_i$ ، ولحدوث انهيار فإنه يجب أن تتخطى هذا المعدل معدل انسياب الالكترونات خارج حيز التفاعل وبفرض أن هذا الحيز يأخذ شكلا اسطوانيا الشكل له طول L وقطر d (وهذا هو أنسب تقريب لحزمة ليزر المجمعة جاوسية الشكل في بؤرة العدسة) . وأن معدل فقد الالكترونات خلال عملية الانسياب يساوي $16D_e / d^2$ حيث D_e هو معامل الانسياب . فإن هذا الشرط يتحقق بالمعادلة

$$\nu_i^{-1} = m\omega^2E_i / e^2E^2\nu_m$$

عند مساواة هذين المعدلين نحصل على:

$$I_{th} \geq m\omega^2E_iD_e / 30\pi d^2\nu_m e^2 \qquad (2\text{-}32)$$

بالتعويض عن $D_e = \frac{1}{3}\frac{\lambda_0\overline{V}}{p}$ حيث $\overline{V}$ هي متوسط سرعة الالكترونات و λ_0 هي متوسط المسار الحر لها عند ضغط غاز (1 torr) إذاً.

$$I_{th} \geq m\omega^2E_i\lambda_0\overline{V} / 70gd^2p^2 \qquad (2\text{-}33)$$

وهذه المعادلة تعطي قيمة عتبة شدة الاستضاءة اللازمة لانهيار الغاز عندما $I_{th} \propto \frac{\omega}{p^2}$

تلعب عمليةانسياب الالكترونات دوراً هاماً في ظاهرة الانهيار. من هذه المعادلة يتضح أن يتضح أن I تتناسب عكسياً مع مربع p ضغط الغاز .

وبأخذ في الاعتبار هذه العمليات الفيزيائية التي تحكم ظاهرة انهيار الغاز تم وضع النماذج العددية لتفسير القياسات المعملية التي أجريت لدراسة ظاهرة انهيار الغازات بواسطة مصادر مختلفة من أشعة الليزر كما سنوضح في الفصل التالي .