العمليات الأولية في البلازما

1.4- مقدمة

إنّ التصادمات بين مختلف المركبات في البلازما (جسيمات معتدلة، وأيونات، والكترونات، وفوتونات) تضمن نقل الطاقة فيما بينها، مما يسمح بالوصول إلى حالة التوازن الترموديناميكي. حين تتحقق هذه الحالة، فإنّ حركية العمليات الأولية (المرنة، وغير المرنة، والتفاعلية) يمكن وصفها بإدخال معاملات (coefficients) متوسطة تعبر عن كفاءة الآلية المدروسة.

تقتصر هذه الدراسة على العمليات الأولية لجسيمين، مع افتراض أنّ الوسط المتأين متخلخل (منخفض الضغط) بما يكفي لإهمال التصادمات من المرتبة الأعلى (بسبب قلة احتمال وقوعها).

في هذا التقديم للمسألة بجسيمين سوف نسمي الجسيمين 1 و 2 من دون ذكر طبيعتهما K أو حالة الإثارة الداخلية i. وبالتالي فالنتائج التي سنحصل عليها ستكون صالحة للتطبيق لأنواع ثلاثة من العمليات الأولية (المذكورة في الفصل الثاني).

- المرنة (2.2): المسؤولة عن انتشار الجسيمات في الفراغ من دون تغير في طبيعتها.
- غير المرنة (2.3): التي تؤدي إلى تغير الحالة الداخلية i، وذلك بنقل طاقي من دون أن تتغير طبيعة المركبة K.
- التفاعلية (2.4): والتي تغير طبيعة المركبة K.

بغية تعيين التغيرات الزمنية لكثافة الجسيمات المشاركة في العمليات الأولية المدروسة، نبحث عن العدد d^3N وهو عدد التصادمات التي تحدث أثناء

الزمن dt ضمن حجم التصادم dV. هذا العدد d^3N كان قد حسب في الفصل الثاني (الفقرة 2.4.1) وذلك بدراسة تصالب تيارين وحيدي السرعة، ومنه (2.89):

$$d^3N = n_1\, n_2\, g\, dt\, dV\, \sigma(g,\theta,\varphi)\, d\Omega \qquad (4.1)$$

حيث إنّ عدد الجسيمات المسجلة (detected) بعد الصدم في الحجم dV ضمن الزاوية الصلبة $d\Omega$ مساوٍ لعدد التصادمات التي يمكن ملاحظتها فعلياً في $d\Omega$ (الشكل 2.5).

هذه النتيجة المثالية (منفاث ذري atomic jet) ليست صحيحة بدقة كلية في البلازما لأنه ليس للجسيمات كلها السرعة نفسها. ومنه يجب أن ندخل تابع التوزع لسرع الجسيمات والتمييز بين مختلف قيم السرعة الممكنة [48,1]. ضمن هذه الشروط تكتب كثافة الجسيمات ذات السرعات الواقعة بين $\vec{w}$ و $\vec{w}+d\vec{w}$ بالعلاقة (3.24):

$$d^3n = f(\vec{r},\vec{w},t)\, d^3w \qquad (4.2)$$

من بين الجسيمات d^3N المسجلة ضمن الزاوية الصلبة $d\Omega$، يمكن إحصاء d^9N من الجسيمات التي تقع أصناف سرعاتها ما بين $\vec{w}_1$، $\vec{w}_1+d\vec{w}_1$ و $\vec{w}_2$، $\vec{w}_2+d\vec{w}_2$ على الترتيب أي (4.1):

$$d^9N = d^3n_1\, d^3n_2\, g\, dt\, dV\, \sigma(g,\theta,\varphi)\, d\Omega \qquad (4.3)$$

العدد الكلي للجسيمات الآتية من الحجم dV والمرتبط بهذه السرعات يمكن الحصول عليه بمكاملة الزاوية الصلبة على كل الفراغ:

$$d^8N = \int_\Omega f_1(\vec{r},\vec{w}_1,t)\, d^3w_1\, f_2(\vec{r},\vec{w}_2,t)\, d^3w_2 \times g\, dt\, dV\, \sigma(g,\theta,\varphi)\, d\Omega \qquad (4.4)$$

بفرض أنّ:

$$d^7n = \frac{d^8N}{dV} \qquad (4.5)$$

نجد معدّل التصادم من أجل صنوف السرعة المعتبرة (4.4):

$$\frac{d^7n}{dt} = \int_\Omega f_1(\vec{r},\vec{w}_1,t) f_2(\vec{r},\vec{w}_2,t)\, g\, \sigma(g,\theta,\varphi)\, d^3w_1\, d^3w_2\, d\Omega \qquad (4.6)$$

يستنتج معدل التصادم الكلي بأخذ التكامل السابق على جميع صنوف السرع أي:

$$\frac{dn}{dt}=\int_{\Omega} d\Omega \int_{\vec{w}_1} .. \int_{\vec{w}_2} .. g\sigma(g,\theta,\varphi)\times f_1(\vec{r},\vec{w}_1,t) f_2(\vec{r},\vec{w}_2,t) d^3w_1 d^3w_2 \qquad (4.7)$$

يتعلق تغير كثافة الجسيمات أثناء الزمن بسرعتها النسبية g، وبالمقطع الفعال التفاضلي $\sigma\ (g,\theta,\varphi)$ للصدم وبتابع توزع السرعات. يجب أن تقارن هذه النتيجة مع حساب حد التصادم في معادلة بولتزمان، وتؤدي مكاملة العلاقة (3.30) على $d^3\,w_1$ (أي على كل سرع الجسيم 1) إلى النتيجة (4.7) باستخدام تعريف الكثافة (3.23).

2.4- معدَّل الصدم

1.2.4- معامل الصدم وتواتره

يمكن أن يُكتب المعدَّل الكلي للصدم (4.7) أيضاً، باستخدام الكثافتين العدديتين n_1 و n_2 للجسيمات الابتدائية التي تدخل في التصادم. ونحصل على:

$$\frac{dn}{dt}=k_c\, n_1\, n_2 \qquad (4.8)$$

بافتراض أنَّ:

$$k_c=\frac{1}{n_1 n_2}\int_{\Omega} d\Omega \int_{\vec{w}_1} .. \int_{\vec{w}_2} .. g\sigma(g,\theta,\varphi) \times f_1(\vec{r},\vec{w}_1,t) f_2(\vec{r},\vec{w}_2,t) d^3w_1 d^3w_2 \qquad (4.9)$$

حيث إنَّ k_c هو معامل الصدم.

تُبسط العبارة (4.9) حين تكون توابع توزع السرعات متعلقة فقط بقيم السرعات $\vec{w}_1$ و $\vec{w}_2$ [48, 28, 24, 1]. المكاملة الزاوية لـ (4.9) تصبح أسهل، لأنَّ المقطع الفعال التفاضلي هو وحده الذي يتعلق بـ θ و φ. نجد بإدخال التعريف (2.121) أن:

$$k_c=\frac{1}{n_1 n_2}\int_{\vec{w}_1} .. \int_{\vec{w}_2} .. g\sigma_o(g) f_1(w_1) f_2(w_2) d^3w_1 d^3w_2 \qquad (4.10)$$

حيث $\sigma_o(g)$ هو المقطع الفعال الكلي.

ضمن هذه الشروط الخاصة (تابع توزع السرعات مستقل عن الموضع والزمن)، تكون الكثافة العددية (3.23) ثابتة ومساوية لقيمتها المتوسطة (3.44):

$$n = \bar{n} = \iiint f(w)\, d^3w \qquad (4.11)$$

التابع:

$$d^6P_{S12} = \frac{1}{\bar{n}_1 \bar{n}_2} f_1(w_1)\; f_2(w_2)\; d^3w_1\, d^3w_2 \qquad (4.12)$$

يمثل إذاً احتمال (3.48) وجود جسيمين ضمن مجالي السرع $\vec{w}_1, \vec{w}_1 + d\vec{w}_1$ و $\vec{w}_2, \vec{w}_2 + d\vec{w}_2$ وباستخدام تعريف القيمة المتوسطة (3.49) نجد أنّ:

$$< g\, \sigma_o(g) > = \int_{\vec{w}_1} .. \int_{\vec{w}_2} ..\; g\, \sigma_o(g)\, d^6P_{S12} \qquad (4.13)$$

ويكتب معامل الصدم (4.10):

$$k_c = < g\, \sigma_o(g) > \qquad (4.14)$$

ليصبح المعدل الكلي للصدم (4.8) ضمن هذه الشروط:

$$\frac{dn}{dt} = k_c\, \bar{n}_1 \bar{n}_2 \qquad (4.15)$$

حين يكون تابع توزع السرع ماكسويلياً، يُعبَّر عن معامل الصدم بعلاقة بسيطة نسبياً. بتوسيط (3.70) في علاقة معامل الصدم (4.10)، نجد (4.11):

$$k_c = \frac{(m_1 m_2)^{3/2}}{(2\pi kT)^3} \int_{\vec{w}_1} .. \int_{\vec{w}_2} .. g\sigma_o(g) \times \exp\left[-\left(\frac{m_1 w_1^2 + m_2 w_2^2}{2kT} \right) \right] d^3w_1 d^3w_2 \qquad (4.16)$$

بكتابة السرع بدلالة سرعة مركز الكتلة $\vec{w}_c$ وسرعة الحركة النسبية $\vec{w}_r$، نستنتج من (2.15) و (2.16):

$$k_c = \frac{(m_1 m_2)^{3/2}}{(2\pi kT)^3} \int_{\vec{w}_c} .. \int_{\vec{w}_r} .. g\sigma_o(g) \times \exp\left[-\left(\frac{M w_c^2 + \mu w_r^2}{2kT} \right) \right] d^3w_c d^3w_r \qquad (4.17)$$

حيث M و μ هما، على الترتيب، الكتلة الكلية (2.23) والكتلة المختزلة (2.24) للجسيمات الداخلة في التصادم.

نكتب (2.37):

$$g = |\vec{w}_r| \tag{4.18}$$

ونجد ((2.106)-(2.108)):

$$\begin{aligned} k_c = &\frac{(m_1 m_2)^{3/2}}{(2\pi kT)^3}\int_0^\infty \exp\left(-\frac{Mw_c^2}{2kT}\right)4\pi w_c^2 dw_c \\ &\times\int_0^\infty g\sigma_o(g)\exp\left(-\frac{\mu g^2}{2kT}\right)4\pi g^2 dg \end{aligned} \tag{4.19}$$

بمكاملة الحد المتعلق بمركز الكتلة، نحصل على [35,11]:

$$\int_0^\infty \exp\left(-\frac{Mw_c^2}{2kT}\right)4\pi w_c^2 dw_c = \left(\frac{2\pi kT}{M}\right)^{3/2} \tag{4.20}$$

ونعرّف الطاقة الحركية النسبية المختزلة:

$$E^* = \frac{\mu g^2}{2kT} \tag{4.21}$$

ويصبح التكامل المتعلق بالحركة النسبية:

$$\begin{aligned} &\int_0^\infty g\sigma_o(g)\exp\left(-\frac{\mu g^2}{2kT}\right)4\pi g^2 dg \\ &= 8\pi\left(\frac{kT}{\mu}\right)^2\int_0^\infty E^*\sigma_o(E^*)\exp(-E^*)dE^* \end{aligned} \tag{4.22}$$

ومنه (4.19) [49,23]:

$$k_c = \left(\frac{8kT}{\pi\mu}\right)^{1/2}\int_0^\infty E^*\sigma_o(E^*)\exp(-E^*)dE^* \tag{4.23}$$

نلاحظ أنه في حالة التصادمات غير المرنة الماصة للطاقة (2.115) لا يكون لمعامل التصادم (4.23) أي معنى فيزيائي إلاّ إذا كانت الطاقة الحركية المختزلة E^* أكبر من عتبة الطاقة اللازمة لتغيير حالة الجسيمات (2.118). وبغية الأخذ بالحسبان هذه الحالة نكتب بشكل عام:

$$k_c = \left(\frac{8kT}{\pi\mu}\right)^{1/2} \int_{E_S^*}^{\infty} E^* \sigma_o(E^*) \exp(-E^*) dE^* \qquad (4.24)$$

حيث E_S^* يمكن أن تكون معدومة أو موجبة بحسب نوع الصدم المدروس.

وبالانطلاق من علاقة معامل الصدم (4.14) نلاحظ أنّ هذا الأخير له أبعاد الحجم في واحدة الزمن. يمكن أن نعرف مقداراً متوسطاً آخر، له أبعاد مقلوب الزمن، بضرب k_c بالكثافة العددية للجسيمات (مثلاً n_2) ومنه:

$$\nu_c = k_c n_2 \qquad (4.25)$$

ويمكن التعبير عن معدل التصادمات الكلية (4.8) باستخدام تواتر الصدم ν_c:

$$\frac{dn}{dt} = \nu_c n_1 \qquad (4.26)$$

2.2.4- التفسير الفيزيائي

إن الحسابات السابقة قد أجريت دون الأخذ بالحسبان طبيعة الصدم (مرن، غير مرن، تفاعلي). باستخدام رموز المعادلات نفسها (2.2) - (2.4)، يمكن أن يُكتب المعدل الكلي للصدم (4.8) ابتداءً من كثافتي الصنفين الابتدائيين n_P و n_Q أي:

$$\frac{dn}{dt} = k_c n_P n_Q \qquad (4.27)$$

في حالة التصادمات المرنة (2.2) تمثل العلاقة (4.27) تغيرات الصنفين P و Q بدلالة الزمن، حيث:

$$\frac{dn_P}{dt} = \frac{dn_Q}{dt} = k_c n_P n_Q \qquad (4.28)$$

وهذه العمليات هي المسؤولة عن ظواهر الانتثار المرن.

وحين تكون عمليات الصدم غير مرنة (2.3)، ينتثر الصنفان P(i) و Q(j) بعد تغير في حالة الإثارة الداخلية $(i \to k ; j \to l)$:

$$\frac{dn_{P(k)}}{dt} = \frac{dn_{Q(l)}}{dt} = k_c n_{P(i)} n_{Q(j)} \qquad (4.29)$$

وعندما تكون التصادمات مرنة أو غير مرنة، يسمى k_e معامل الانتثار.

وحين تكون التصادمات تفاعلية فإنّ أصنافاً جديدة تنتج، وتكون هذه الأصناف مختلفة عن الأصناف الابتدائية، أي:

$$\frac{dn_x}{dt}=\frac{dn_y}{dt}=k_c n_p n_Q \qquad (4.30)$$

حيث k_c يدعى معامل التفاعل ويجب ضمه إلى المعاملين k_d و k_i اللذين جرى تعريفهما في الفقرة 3.4.3 ((3.248) و (3.249)). ويربط قانون فعل الكتلة بين معاملي التفاعل المباشر والعكسي (3.253) بشروط التوازن الترموديناميكي.

كما توضح العلاقتان (4.14) و (4.25)، تعلق المعاملين k_c و v_c بالمقطع الفعال التفاضلي $\sigma(g,\theta,\varphi)$ للصدم ويجب أن تحسب في كل حالة خاصة على حدة. وهناك أمثلة تطبيقية معطاة في الفقرات اللاحقة لهذا الفصل (4.3 و 4.4)، وقد كُرِّس الجزء الأخير لتصنيف العمليات الأولية.

3.4- العمليات الأولية المرنة

1.3.4- تصادم الكرات الصلبة

لنأخذ تصادم كرتين صلبتين لا يمكن خرقهما (الشكل 4.1). في هذه الحالة الخاصة، تكون المسافة الأصغرية للاقتراب r_m هي ببساطة مجموع نصفي القطرين R_1 و R_2 لهاتين الكرتين، أي:

$$r_m = R_1 + R_2 \qquad (4.31)$$

نلاحظ (الشكل 4.1)، أن التصادم لا يمكن أن يحصل إلاّ إذا كان وسيط الصدم p أصغر من r_m. يمكن استنتاج المعاملين k_c و v_c من النتائج السابقة، وملاحظة أنه في حالة التصادم من نوع تصادم "كرات البليارد" تكون الطاقة الكامنة للتأثير المتبادل بين الكرات الصلبة معدومة:

$$U(r)=0 \qquad (4.32)$$

بتعويض هذا الشرط في عبارة زاوية الانحراف (2.57) نحصل على:

$$\theta=\pi-2\int_{r_m}^{\infty}\frac{pdr/r^2}{\left(1-p^2/r^2\right)^{1/2}} \qquad (4.33)$$

بفرض أنّ:

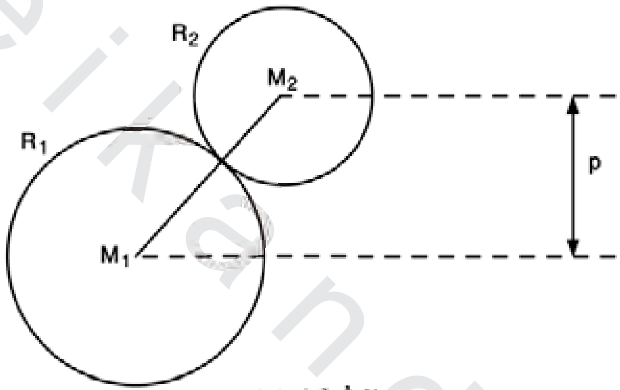
$$x = \frac{p}{r} \tag{4.34}$$

يجب أن تحسب:

$$\theta = \pi - 2\int_0^\infty \frac{dx}{\left(1-x^2\right)^{1/2}} \tag{4.35}$$

ومنه:

$$\theta = \pi - 2\arcsin\left(\frac{p}{r_m}\right) \tag{4.36}$$



الشكل 4.1

نلاحظ أنه حين يكون وسيط الصدم p معدوماً (صدم جبهي) تكون زاوية الانحراف مساوية π.

نحصل على المقطع الفعّال التفاضلي بكتابة العلاقة بين $\sigma(g,\theta)$ ووسيط الصدم p (2.100) في الحالة الخاصة للصدم المرن (2.101):

$$\sigma(g,\theta)\sin\theta\, d\theta = p\, dp \tag{4.37}$$

وباستنتاج وسيط الصدم ابتداءً من العلاقة (4.36)، نجد:

$$p\, dp = -\frac{r_m^2}{4}\sin\theta\, d\theta \tag{4.38}$$

الإشارة السالبة تعني أنّ $d\theta$ تكون سالبة حين يكون dp موجباً، أي أن زاوية الانحراف تتناقص حين يزداد وسيط الصدم وهي نتيجة فيزيائية منطقية. ونستنتج من العبارتين (4.37) و (4.38) أنّ:

$$\sigma^{SS}(g,\theta)=\frac{r_m^2}{4} \qquad (4.39)$$

أي أنّ المقطع الفعال التفاضلي لتصادم الكرات الصلبة (solid spheres) يكون ثابتاً (مستقلاً عن السرعة النسبية وزاوية الانحراف).

ويكتب المقطع الفعال الكلي حسب التعريف (2.121):

$$\sigma_0^{SS}=\frac{r_m^2}{4}\int_0^{\pi}\int_0^{2\pi}\sin\theta d\theta d\varphi \qquad (4.40)$$

أي أنّ:

$$\sigma_0^{SS}=\pi r_m^2 \qquad (4.41)$$

نلاحظ أنّ σ_0^{ss} يساوي السطح المتوسط لكرة الحماية ذات نصف القطر r_m التي تحيط بكل جسيم (الشكل 4.1). يمكن استنتاج معامل الصدم من العلاقتين (4.14) و (4.23) بملاحظة أنّ σ_0^{ss} ثابت:

$$\begin{aligned} k_{co}^{SS} &= \sigma_o^{SS} < g >_o \\ &= \sigma_o^{SS}\left(\frac{8kT}{\pi\mu}\right)^{1/2}\int_0^{\infty}E^*\exp(-E^*)dE^* \end{aligned} \qquad (4.42)$$

بملاحظة أن $< g >_o$ هي القيمة المتوسطة للسرعة النسبية المحسوبة من تابع توزع ماكسويل-بولتزمان. نجد أنّ [35,11]:

$$k_{co}^{SS}=\sigma_o^{SS}\left(\frac{8kT}{\pi\mu}\right)^{1/2} \qquad (4.43)$$

ونحصل على تواتر الصدم المرن للكرات الصلبة، انطلاقاً من التعريف (4.25):

$$\nu_{co}^{SS}=k_o^{SS}\,\overline{n}_2 \qquad (4.44)$$

حيث أخذت القيمة المتوسطة لـ $\overline{n}_2$ ، وأخذ تابع التوزع ماكسويلياً (4.15).

2.3.4- نقل الاندفاع

رأينا في الفصل الثاني (الفقرة 2.2.2)، أنّ الصدم بين جسيمين يمكن وصفه بوساطة متحرك وهمي كتلته μ (الكتلة المختزلة)، والذي ينحرف بفضل مركز

انتثار ثابت C (الشكل 2.4). هذا الوصف يعني أننا نعتبر أن الصدم المرن يتم بين جسيم وارد 1 وجسيم هدف ثابت 2. وبالتالي ينحرف الجسيم 1 بزاوية θ ، معطياً وفق اتجاه وروده $\overline{xC}$ (الشكل 2.4)، اندفاعاً قدره δp_x للجسيم 2 والذي يكون ساكناً في اللحظة الابتدائية، أي:

$$\delta p_x = \mu g - \mu g \cos\theta \tag{4.45}$$

ومنه فإنّ الاندفاع الكلي المعطى من قبل حزمة من الجسيمات 1 لمجموعة جسيمات هدف ساكنة 2 تساوي العبارة (4.45) مضروبة بعدد الجسيمات التي تنحرف بزاوية θ ، لأنّ كل الجسيمات المنتشرة في هذا الاتجاه تعطي اندفاعاً قدره δp_x (الشكل 2.6):

$$d^3N\delta p_x = d^3N\mu g(1-\cos\theta) \tag{4.46}$$

بفرض أنّ التصادمات متناحية (الفقرة 2.4.1)، فإنّ المقطع الفعّال $\sigma(g,\theta)$ لا يتعلق إلاّ بالزاوية θ ويمكن أن نعبر عن d^3N ابتداءً من (4.1) بالمكاملة على الزاوية φ ، أي:

$$d^3N = n_1\, n_2\, g\, dt\, dV\, \sigma(g,\theta)\, 2\pi\, \sin\theta\, d\theta \tag{4.47}$$

ومنه:

$$d^3N\, \delta p_x = n_1\, n_2\, g\, dt\, dV\, \sigma(g,\theta)\, 2\pi\, \sin\theta\, d\theta\, \mu g(1-\cos\theta) \tag{4.48}$$

وعليه يُعطى الاندفاع المنقول في واحدة الحجم وفق الاتجاه x من قبل الجسيمات المنحرفة بزاوية θ بالعلاقة:

$$d^2n\, \delta p_x = \mu g\, dt\, n_1\, n_2\, g\, \sigma(g,\theta)\, 2\pi(1-\cos\theta)\sin\theta\, d\theta \tag{4.49}$$

وندعو:

$$d^2n = \frac{d^3N}{dV} \tag{4.50}$$

كثافة الجسيمات المنحرفة بالاتجاه θ.

بغية تعيين الاندفاع الكلي المنقول بواحدة الحجم وفق الاتجاه x، يجب مكاملة العبارة (4.49) على الزاوية θ :

$$\int d^2n\, \delta p_x = \mu g\, dt\, n_1\, n_2\, g\, 2\pi \int_0^{\pi} \sigma(g,\theta)\, (1-\cos\theta)\, \sin\theta\, d\theta \tag{4.51}$$

بتقسيم (4.51) على $\mu g\,dt$ نحصل على معدَّل نقل الاندفاع، أي العدد الكلي للجسيمات المنتثرة في واحدة الحجم dn وفق الزاوية θ أثناء الزمن dt، أي:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{dt}\int d^2 n \frac{\delta p_x}{\mu g} \qquad (4.52)$$

ومنه:

$$\frac{dn}{dt} = n_1 n_2 g\, 2\pi \int_0^{\pi} \sigma(g,\theta)\,(1-\cos\theta)\,\sin\theta\, d\theta \qquad (4.53)$$

يُلاحظ أنّ (4.53) ذات شكل مطابق للمعدل الكلي للصدم المعرف بـ (4.8).
بفرض أنّ [50,48, 1]:

$$\sigma_1 = 2\pi \int_0^{\pi} \sigma(g,\theta)\,(1-\cos\theta)\,\sin\theta\, d\theta \qquad (4.54)$$

حيث σ_1 هو المقطع الفعال لنقل الاندفاع. وبما أنّ التصادمات مرنة، فإنّ الجسيمات المنتثرة (المسجلة وفق الزاوية θ) هي من طبيعة الجسيمات الواردة نفسها (الحركة النسبية: الشكلان 2.6 و 2.7). وبالقيام بمحاكمة منطقية مماثلة كتلك التي أجريت في الفقرة (4.1) (لتصادمات جسيمات موزعة بحسب السرع (4.2)) يمكن إيجاد معدّل الصدم الفعلي (4.53) بدلالة القيمة المتوسطة $< g\sigma_1 >$ مأخوذة على توابع توزع كل صنف من أصناف الجسيمات (العبارتان (4.12) و (4.13))، وحين تكون توابع التوزع هذه لا تتعلق إلاّ بالسرع (4.11)، نستنتج (4.53) من أجل الجسيمات المسجلة من النوع 1 $(n = n_1)$:

$$\frac{dn_1}{dt} = \bar{n}_1 \bar{n}_2 < g\sigma_1 > \qquad (4.55)$$

ويمكن تعريف معامل نقل الاندفاع على النحو:

$$k_{cl} = < g\sigma_1 > \qquad (4.56)$$

وتواتر نقل الاندفاع:

$$\nu_{cl} = k_{cl}\; \bar{n}_2 \qquad (4.57)$$

والذي يمكن مقارنته بالعبارتين العامتين (4.14) و (4.25). باستخدام التعريفين (4.56) و (4.57)، يكون لدينا أيضاً (4.55):

$$\frac{dn_1}{dt} = k_{cl}\, \overline{n}_1\, \overline{n}_2 = \nu_{cl}\, \overline{n}_1 \qquad (4.58)$$

في الحالة الخاصة لتصادم الكرات الصلبة تأخذ العلاقتان (4.56) و (4.57) شكلاً بسيطاً عملياً لأنّ المقطع الفعال التفاضلي $\sigma^{SS}(g,\theta)$ يكون ثابتاً (4.39)، ونحصل على (4.54):

$$\sigma_1^{SS} = 2\pi \frac{r_m^2}{4} \int_0^{\pi} (1-\cos\theta)\sin\theta d\theta \qquad (4.59)$$

ومنه:

$$\sigma_1^{SS} = \sigma_o^{SS} = \pi\, r_m^2 \qquad (4.60)$$

ويكون من ((4.43) و (4.44)):

$$k_{cl}^{SS} = k_o^{SS}, \quad \nu_{cl}^{SS} = \nu_o^{SS} \qquad (4.61)$$

حيث أخذت قيمة السرعة النسبية المتوسطة $< g >_o$ بدلاً عن $< g >$.

تكون معاملات تصادم الكرات الصلبة مماثلة لتلك المعاملات الناتجة عن حساب نقل الاندفاع.

3.3.4- التصادم بين الجسيمات المشحونة

باعتبار أن التصادم بين جسيمين مشحونين ناتج عن التأثير المتبادل الكولوني. لذا تكتب طاقتهما الكامنة على الشكل:

$$U(r) = \frac{Z_1\, Z_2\, q^2}{4\pi\, \varepsilon_o\, r} \qquad (4.62)$$

حيث Z_1 و Z_2 هما بالترتيب عدد الشحنات الخاصة بكل منهما.

وتصبح زاوية الانحراف (2.57) على النحو التالي:

$$\theta = \pi - 2\int_{r_m}^{\infty} \frac{p dr / r^2}{\left(1 - p^2/r^2 - r_c/r\right)^{1/2}} \qquad (4.63)$$

وأنّ (2.53):

$$r_c = \frac{Z_1\, Z_2\, q^2}{2\pi\, \varepsilon_o\, \mu\, g_o^2} \qquad (4.64)$$

حيث g_0 هي السرعة النسبية الابتدائية للجسيمين المتباعدين فيما بينهما.

بإجراء تغيير على المتحول (4.34)، نحصل على:

$$\theta=\pi-2\int_0^{x_m}\frac{dx}{\left(1-x^2-\frac{r_c}{p}x\right)^{1/2}} \tag{4.65}$$

والتي تكتب أيضاً:

$$\theta=\pi-2\int_0^{x_m}\frac{dx}{(1-ax)^{1/2}(1-bx)^{1/2}} \tag{4.66}$$

حيث:

$$a=\frac{r_c}{2p}+\left(\frac{r_c^2}{4p^2}+1\right)^{1/2}$$
$$b=\frac{r_c}{2p}-\left(\frac{r_c^2}{4p^2}+1\right)^{1/2} \tag{4.67}$$

بفرض أنّ:

$$y=(1-ax)^{1/2} \tag{4.68}$$

نجد أنّ:

$$\theta=\pi-\frac{4}{a^{1/2}}\int_{(1-ax_m)^{1/2}}^{1}\frac{dy}{\left(c+by^2\right)^{1/2}} \tag{4.69}$$

حيث:

$$c=b-a \tag{4.70}$$

نحصل على مسافة الاقتراب المختزلة الأصغرية x_m باستخدام التعريف (4.34) في العبارة (2.52)، أي:

$$1-x_m^2-\frac{r_c}{p}x_m=0 \tag{4.71}$$

يعطى الحل الإيجابي بالعلاقة (لأن الحل السلبي ليس له معنى فيزيائي):

$$x_m=-\frac{r_c}{p}+\left(\frac{r_c^2}{4p^2}+1\right)^{1/2} \tag{4.72}$$

ونستنتج من (4.67)، (4.70) و (4.72) ما يلي:

$$c = 2\left(\frac{r_c^2}{4p^2}+1\right)^{1/2} > 0$$
$$b = -x_m < 0 \qquad (4.73)$$
$$1 - a x_m = 0$$

وتصبح زاوية الانحراف θ (4.69) [35,11] على الشكل:

$$\theta = \pi - 4\arcsin\left(-\frac{b}{c}\right)^{1/2} \qquad (4.74)$$

وبالتعبير عن b و c ((4.67) و (4.73)) نجد:

$$p^2 = \frac{r_c^2}{4}\frac{\left(1-\sin^2\frac{\theta}{2}\right)}{\sin^2\frac{\theta}{2}} \qquad (4.75)$$

ومنه:

$$p\ dp = -\frac{r_c^2}{8}\frac{\cos\frac{\theta}{2}}{\sin^3\frac{\theta}{2}}d\theta \qquad (4.76)$$

وباستخدام العلاقة (4.37) نحصل على علاقة رذرفورد Rutherford (4.64) :[11,1]

$$\sigma^{Z_1Z_2}(g,\theta) = \left(\frac{Z_1 Z_2 q^2}{8\pi\varepsilon_o \mu g_o^2}\right)^2 \frac{1}{\sin^4\frac{\theta}{2}} \qquad (4.77)$$

وإذا أخذنا بالحسبان قانون تغير المقطع الفعال التفاضلي (4.77) كتابع لزاوية الانحراف θ ، فإنه من غير الممكن حساب المقطع الفعال الكلي المعرف بالعلاقة (2.121) (لوجود تباعد عند القيمة 0 = θ) [48,1]. إنّ سبب التباعد عند قيم صغيرة للزوايا هو نتيجة للتصادمات على مسافة كبيرة والتي من أجلها لا يبقى كمون كولون في البلازما قابلاً للتطبيق بسبب فعل التحجيب (الفصل الأول). لتحاشي حالة التباعد هذه، يمكن إدخال مسافة قطع في التكامل

الخاص بحساب الزاوية θ (2.57). مما يعني، وبعد الأخذ بالحسبان تعريف المسافة المختزلة (4.34)، أننا بتحديد تكامل العبارة (4.65) على المجال $[x_l, x_m]$، حيث x_l هي المسافة المختزلة للقطع. في البلازما غير المترابطة أو ضعيفة الترابط تتخامد التأثيرات المتبادلة (التفاعلات) من أجل مسافات أكبر من طول ديباي λ_D (1.71) وهذه عموماً هي من مرتبة مسافة القطع المختارة. ويمكن أيضاً تجنب هذه التقريبات باستبدال كمون كولون بكمون ديباي - هيوكل (1.64) مما يسمح بأخذ وجود البلازما بالحسبان من وجهة نظر فيزيائية [48].

ويجب الانتباه أيضاً إلى أن كمون كولون لم يعد يسمح بحساب معامل التصادم k_c (4.23) بسبب شكل المقطع الفعال التفاضلي (4.77). باستخدام التعريف (4.21) للطاقة الحركية النسبية المختزلة، تكتب العبارة (4.77) على النحو:

$$\sigma^{Z_1 Z_2}(g,\theta) = \left(\frac{Z_1 Z_2 q^2}{16\pi\varepsilon_0 kT}\right)^2 \frac{1}{E^{*2}} \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \qquad (4.78)$$

ويلاحظ أيضاً أنّ تكامل معامل الصدم k_c (4.23) يتباعد بسبب مقام $\sigma^{Z_1 Z_2}(g,\theta)$، الذي يتغير كمقلوب مربع E^*. في هذه الحالة أيضاً، يمكن تلافي هذه الصعوبة بإدخال مسافة قطع أو باعتماد كمون ديباي-هيوكل.

4.4- العمليات الأولية غير المرنة

إنّ نقل الطاقة في حالة التصادمات غير المرنة والتفاعلية (والذي هو عبارة عن تحول للطاقة الحركية إلى طاقة داخلية) غير ممكن إلاّ ابتداءً من عتبة معينة ((2.118) و (4.24)) تبعاً لفرق الطاقة بين السويات الكوانتية المعتبرة [48,11,10,1]. إنّ حالات الإثارة هذه ((2.1) و (3.124)) قد تكون في الأصل إلكترونية (3.151)، أو اهتزازية (3.155)، أو دورانية (3.167)، كما ورد ذلك في الفقرة 3.4.1. إنّ الطاقات اللازمة للانتقال بين سويتين متتاليتين من الطاقة هي أقل من مرتبة الجزء من مئة من الإلكترون فولت من أجل

الدوران ومن مرتبة جزء من عشرة من الإلكترون فولت من أجل حالة الاهتزاز وأكبر من الإلكترون فولت من أجل حالات الإثارة الإلكترونية (الفقرة 2.4.2).

تؤدي التصادمات بين الإلكترونات والجسيمات المعتدلة في البلازما دوراً كبيراً حيث تكون الإلكترونات، قد اكتسبت طاقة حركية متوسطة عالية من الحقل الكهربائي الخارجي المطبق. وتكتب هذه الآليات غير المرنة على الشكل (2.3):

$$e^- + P(i) \rightarrow e^- + P(j) + \Delta E_{ij} \qquad (4.79)$$

حيث تمثل i و j حالات الطاقة الداخلية (j > i)، ويعرف فرق الطاقة بين هاتين السويتين بالعلاقة:

$$\Delta E_{ij} = E_j - E_i = E_s^{exc} \qquad (4.80)$$

حيث ترمز E_s^{exc} إلى طاقة الإثارة اللازمة لتحقيق الانتقال المعتبر.

ويبرهن من أجل عمليات الإثارة هذه، أنّ المقطع الفعال الكلي يكتب [48,51]:

$$\sigma_o^{exc} = \alpha_{ij} \frac{u_{ij} - 1}{u_{ij}^2} \ln (1.25\beta_{ij} u_{ij}) \qquad (4.81)$$

بفرض أنّ:

$$u_{ij} = \frac{\frac{1}{2}\mu g_o^2}{E_S^{exc}} \qquad (4.82)$$

حيث α_{ij} و β_{ij} هي وسيطان يتعلقان بالانتقال j,i المعتبر. حيث تكون قيم هذين الوسيطين قريبة من الواحد [48]:

$$\begin{aligned} 0.8 \le \alpha_{ij} \le 1.2 \\ 1.0 \le \beta_{ij} \le 1.5 \end{aligned} \qquad (4.83)$$

وإنّ تأين ذرة معتدلة بفعل التصادم الإلكتروني هو عبارة عن نقل طاقة يسمح لإلكترون هذه الذرة بالانتقال من حالة إثارة مكممة إلى الحالة المستمرة (continuum) (نزع إلكترون) [11,10,1]. الطاقة الحركية اللازمة

في هذه الحالة هي من مرتبة بضعة إلكترون-فولت. وتكتب هذه العملية على الشكل:

$$e^- + P(i) \rightarrow e^- + e^- + P^+(l) + \Delta E_{il} \qquad (4.84)$$

حيث ترمز *i* إلى حالة إثارة ما للذرة و *l* هي السوية الأساسية للأيون المتشكل، ويعرف فرق الطاقة بين الحالة المستمرة والسوية i بالعلاقة:

$$\Delta E_{il} = E_S^{ion} \qquad (4.85)$$

حيث E_S^{ion} هي عتبة الطاقة اللازمة للتأين ابتداءً من السوية i المعتبرة.

ويتبع المقطع الفعال الكلي للتأين إلى القانون نصف التجريبي [51,48]:

$$\sigma_o^{ion} = \alpha_{il} \frac{u_{il} - 1}{u_{il}^2} \ln(1.25\, \beta_{il}\, u_{il}) \qquad (4.86)$$

حيث:

$$u_{il} = \frac{\frac{1}{2} \mu\, g_o^2}{E_S^{ion}} \qquad (4.87)$$

وأن α_{il} و β_{il} هما وسيطان يتعلقان بسوية الإثارة الابتدائية للإلكترون المنزوع من الذرة بفعل التصادم، ويكتب معامل β_{il} على الشكل:

$$\beta_{il} = 1 + \frac{Z_{eff} - 1}{Z_{eff} + 2} \qquad (4.88)$$

حيث Z_{eff} هو عدد الشحنات الفعّالة في النواة، التي تؤثر في الإلكترون ذي حالة الإثارة i (حيث يتبادل كل إلكترون التأثير الكولوني مع النواة، وبالتالي فإنّ شحنة النواة تكون محجوبة جزئياً من قبل أكثر الإلكترونات ارتباطاً مما يحيط بها).

بجمع النتائج السابقة ((4.81) و (4.86)) نلاحظ أنّ المقطع الفعال الكلي للإثارة أو للتأين بفعل التصادم بين إلكترون وجسيم معتدل يمكن أن يكتب بشكل عام:

$$\frac{\sigma_o^{e-o}}{\alpha_k} = \frac{u_k - 1}{u_k^2} \ln(1.25\, \beta_k\, u_k) \qquad (4.89)$$

حيث ترمز k لـ ij أو il بحسب ما تكون الحالة إثارة أو تأيناً على الترتيب، وتدل e-o على أنّ التصادم هو بين إلكترون وجسيم معتدل. والوسيطان α_k و β_k هما المعاملان (4.83) و (4.88) المعرفان سابقاً.

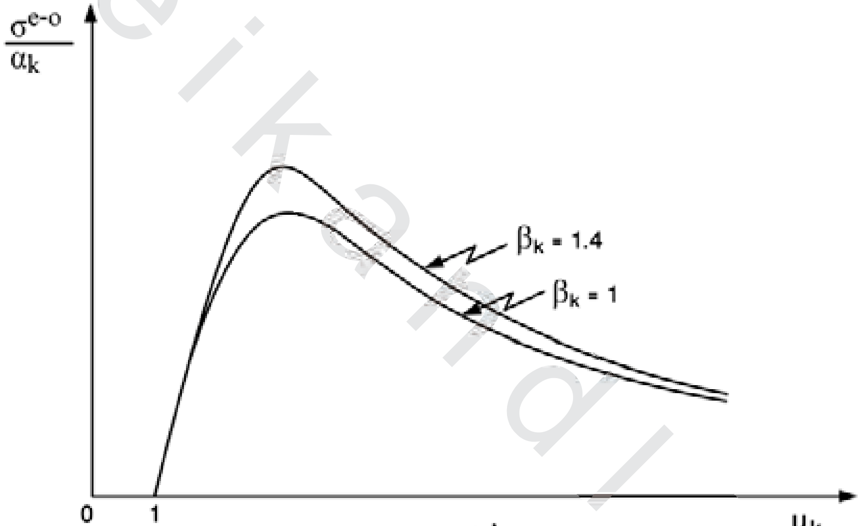
وتمثل المقاطع الفعالة هذه، عتبة تعرف بالعلاقة (2.118):

$$\frac{1}{2}\mu\, g_o^2 \geq \left| E_k \right| \qquad (4.90)$$

ترمز E_k لـ E_s^{exc} (4.80) أو لـ E_s^{ion} (4.85).

بأخذ ما سبق بالحسبان ومن (4.82) و (4.87) نستنتج:

$$u_k \geq 1 \qquad (4.91)$$



الشكل 4.2

نلاحظ أنّ σ_o^{e-o}/α_k له قيمة أعظمية (الشكل (4.2))، ثم يتناقص من أجل قيم كبيرة لـ u_k، وبحسب القانون المعطى بـ (4.89):

$$\frac{\sigma_o^{e-o}}{\alpha_k} \simeq \frac{\ln u_k}{u_k} \qquad (4.92)$$

والذي يظهر توافقاً جيداً مع النتائج التجريبية [51].

نحصل على معاملات التصادم من أجل الإثارة والتأين انطلاقاً من العلاقة (4.24) بكتابة المقطع الفعال كتابع للطاقة الحركية النسبية المختزلة E^* (4.21)، ومنه (4.89):

$$\sigma_o^{e-o} = \alpha_k \frac{(E^* / E_k^* - 1)}{(E^* / E_k^*)^2} \ln\left(1.25\, \beta_k \frac{E^*}{E_k^*}\right) \qquad (4.93)$$

وأنَّ:

$$E_k^* = \frac{E_k}{kT} \qquad (4.94)$$

و ((4.87)، (4.82)):

$$u_k = \frac{E^*}{E_k^*} \qquad (4.95)$$

وبملاحظة أنّ عتبة الطاقة المختزلة معطاة بـ E_k^* نجد (4.24):

$$\begin{aligned} k_e^{e-o} &= \alpha_k \left(\frac{8kT}{\pi\mu}\right)^{1/2} E_k^* \int_{E_k^*}^{\infty} \frac{(E^* / E_k^* - 1)}{(E^* / E_k^*)} \\ &\times \left(1.25\beta_k \frac{E^*}{E_k^*}\right) \exp(-E^*) dE^* \end{aligned} \qquad (4.96)$$

بفرض أنّ:

$$u = \frac{E^*}{E_k^*} - 1 \qquad (4.97)$$

نحصل على:

$$\begin{aligned} k_e^{e-o} &= \alpha_k \left(\frac{8kT}{\pi\mu}\right)^{1/2} E_k^{*2} \exp(-E_k^*) \\ &\times \int_0^{\infty} \left(\frac{u}{u+1}\right) \exp\left[-E_k^* u\right] \ln\left[1.25\beta_k (u+1)\right] du \end{aligned} \qquad (4.98)$$

ويحسب التكامل عددياً [48].

ويمكن حساب المعامل k_e^{e-o} بشكل بيِّن باستخدام قيم الوسيطين α_k و β_k الموافقة لانتقال طاقة العتبة المختزلة E_k^* المعتبرة.

يمكن أيضاً استنتاج تواتري الإثارة ν_e^{exc} والتأين ν_e^{ion} بالتصادم الإلكتروني مع الجسيمات المعتدلة من التعريف (4.25) بفرض:

$$\nu_e^{exc} = k_e^{exc}\, n_o \qquad (4.99)$$

$$\nu_c^{ion} = k_c^{ion}\, n_o \qquad (4.100)$$

حيث k_c^{exc} و k_c^{ion} يرمزان بالترتيب إلى معاملي التصادم بين الإلكترونات والجسيمات المعتدلة (4.98) من أجل حالتي الإثارة والتأين، حيث n_o هي كثافة الذرات المعتدلة.

5.4- تصنيف العمليات الأولية

1.5.4- مقدمة

يمكن أن تدخل الجسيمات الموجودة في البلازما فيما بينها بتصادمات مرنة (2.2)، وغير مرنة (2.3)، وتفاعلية (2.4)، يشترك في هذه الآليات جسيمان أو ثلاثة (حيث إنّ احتمالات حدوث تصادمات بين جسيمات متعددة من مرتبة أعلى ضعيفة جداً تحت الضغوط المعتبرة بشكل عام). يقدم التصنيف المعطى لاحقاً توصيفاً للعمليات الأولية الممكنة بين الفوتونات، والإلكترونات، والأيونات (الموجبة والسالبة)، والجسيمات المعتدلة (الذرات والجزيئات).

الرموز المستخدمة في التفاعلات هي التالية:

- $h\nu$ من أجل الفوتونات ($N\nu$ هو عدد الفوتونات من أجل العمليات متعددة الفوتونات).
- e^- من أجل الإلكترونات.
- $Z+$ أو $Z-$ من أجل الأيونات (Z هو عدد الشحنات الموجبة أو السالبة).
- P، Q، X، ... من أجل الذرات.
- P_2، Q_2، PQ، ... من أجل الجزيئات.
- i, i', j , j' ... من أجل حالات الإثارة الإلكترونية ($i' > i$، $j' > j$).
- v, v' ... من أجل حالات الإثارة الاهتزازية.
- K ، K' من أجل الطاقة الحركية للإلكترون ($K' > K$).

تعطى بعض التفاعلات من دون أن تُحدد حالات الإثارة الداخلية i , j: وسنقبل أنّ الآليات المعطاة تكون بشكل عام ممكنة من أجل مختلف القيم لـ i و j.

من الواضح أنه ليس لكل التفاعلات احتمال الحدوث نفسه. وبالتالي فإنّ خياراً دقيقاً يسمح بالأخذ بالحسبان التفاعلات السائدة فقط، ولاسيما في حالات:

- الضغط المنخفض: حيث يمكن إهمال التصادمات بين ثلاثة جسيمات.
- الغازات ضعيفة التأين: حيث تكون التصادمات بين الجسيمات المشحونة قليلة الحدوث.
- الوسط الرقيق ضوئياً (شفاف للأشعة): وفيه تكون التصادمات بين الفوتونات والجسيمات قليلة الفعالية.
- باستثناء التأثير المتبادل أو التفاعل بين الليزر والغاز المتأين يمكن إهمال العمليات متعددة الفوتونات.

على أي حال، يكون الخيار محدداً بالشروط الفيزيائية الخاصة بتوليد البلازما المعتبرة (الضغط، المزيج وطبيعة الغاز، التغذية الكهربائية الخارجية، نظام عمل المفاعل، ...). بينما تتحدد الآليات السائدة بعد تحليل مفصل للوسطاء المميزة للبلازما المدروسة ولمعاملات النقل (الفصل الخامس) ولمعاملات الصدم، التي يمكن أن تتغير قيمها ضمن عدة مراتب بحسب العمليات المعتبرة [52,49].

على الرغم من أن القائمة التي تلي، ليست شاملة إلاّ أنها تعيد تجميع التصادمات الأساسية المحصاة داخل البلازما (أي ضمن حجم البلازما، الآليات التي تجري على السطح غير مطروقة). الظواهر التلقائية (إصدار فوتونات وتأين ذاتي) قد ذكرت أيضاً لأنها نتيجة حالات مثارة سابقاً بالتصادم. تسمح الأرقام المذكورة بجوار بعض أسماء هذه التفاعلات بمعرفة التفاعل العكسي إذا كان مذكوراً.

2.5.4- التصادمات الفوتونية

الإثارة الفوتونية

- امتصاص فوتون (4.158):

$$h\nu_{ii'} + P(i) \rightarrow P(i') \qquad (4.101)$$

- امتصاص عدة فوتونات (4.159):

$$N_{\nu} h\nu + P\,(i) \rightarrow P\,(i') \qquad (4.102)$$

- امتصاص فوتونين (4.160):

$$h\nu_1 + h\nu_2 + P\,(i) \rightarrow P\,(i') \qquad (4.103)$$

إنّ احتمال حدوث عمليات متعددة الفوتونات ((4.102) و (4.103)) أقل بكثير من احتمال الامتصاص المتجاوب لفوتون واحد (4.101). تلاحظ العمليات متعددة الفوتونات بشكل أساسي في التفاعل ما بين ليزر وغاز متأين وهذا الفعل يكون لا خطياً، حيث إنّ الفوتونات الممتصة يمكن أن يكون لها كلها الطاقة نفسها (4.102) أو طاقات مختلفة (4.103).

إزالة الإثارة الفوتونية

- الإصدار المُحرَّض بفوتون:

$$h\nu_{ii'} + P\,(i') \rightarrow 2\,h\nu_{ii'} + P\,(i) \qquad (4.104)$$

- إصدار عدة فوتونات محرَّضة بفوتون واحد:

$$h\nu + P\,(i') \rightarrow (N_{\nu} + 1)\,h\nu + P\,(i) \qquad (4.105)$$

- إصدار عدة فوتونات محرَّضة بـ N'_{ν} فوتون:

$$N'_{\nu}\,h\nu + P\,(i') \rightarrow (N_{\nu} + N'_{\nu})\,h\nu + P\,(i) \qquad (4.106)$$

إنّ احتمال حدوث الإصدار الفوتوني المحرَّض بالفوتونات ضعيف جداً مقارنةً مع باقي التفاعلات.

التأين الفوتوني:

- التأين بفوتون واحد (4.130):

$$h\nu + P^{(Z-1)+} \rightarrow e^- + P^{Z+} \qquad (4.107)$$

- التأين بعدة فوتونات (4.131):

$$N_{\nu} h\nu + P^{(Z-1)+} \rightarrow e^- + P^{Z+} \qquad (4.108)$$

إنَّ التأين بالامتصاص الفوتوني يسمح بالانتقال من الحالة المعتدلة إلى حالة متأينة مرة واحدة ($Z = 1$). نلاحظ أيضاً أنه في حالة التأين ابتداءً من حالة متأينة (أي Z عدد صحيح أكبر تماماً من الواحد)، ينتقل الأيون من الحالة $(Z-1)+$ إلى حالة متأينة مرة إضافية بفضل الامتصاص الفوتوني.

تحصل الظواهر متعددة الفوتونات بشكل أساسي بالتفاعل بين الليزر والغاز المتأين.

فك الالتصاق الفوتوني (4.126):

$$h\nu + P^{-} \rightarrow e^{-} + P \qquad (4.109)$$

3.5.4- التصادمات الإلكترونية

الإثارة

- الإثارة الإلكترونية (4.112)

$$e^{-} + P(i) \rightarrow e^{-} + P(i') \qquad (4.110)$$

- الإثارة الإلكترونية المحرضة (4.113)

$$e^{-} + P(i) + h\nu \rightarrow e^{-} + P(i') \qquad (4.111)$$

الإثارة المحرضة تسمى أيضاً الإثارة بوساطة فوتون (أو بوساطة إشعاع).

إزالة الإثارة

- إزالة الإثارة الإلكترونية (4.110):

$$e^{-} + P(i') \rightarrow e^{-} + P(i) \qquad (4.112)$$

- إزالة الإثارة الإلكترونية الإشعاعية (4.111):

$$e^{-} + P(i') \rightarrow e^{-} + P(i) + h\nu \qquad (4.113)$$

- إزالة الإثارة الإلكترونية الإشعاعية المُحرَّضة:

$$e^{-} + P(i') + h\nu \rightarrow e^{-} + P(i) + 2h\nu \qquad (4.114)$$

وتدعى إزالة الإثارة الإلكترونية أيضاً بالتصادم فائق المرونة (super-elastic) وذلك لأن الإلكترون يكتسب طاقة حركية أثناء عملية الصدم (إذ إن الطاقة الداخلية للذرة تنتقل للإلكترون بشكل طاقة حركية).

الإصدار الكبحي (Bremsstrahlung)

- الإصدار الكبحي المباشر (4.120):

$$e^{-}(K') + P^{Z+} \rightarrow e^{-}(K) + P^{Z+} + h\nu \qquad (4.115)$$

- الإصدار الكبحي المباشر المحرَّض:

$$e^{-}(K') + P^{Z+} + h\nu \rightarrow e^{-}(K) + P^{Z+} + 2h\nu \qquad (4.116)$$

- الإصدار الكبحي المباشر متعدد الفوتونات (4.121):

$$e^- (K') + P^{Z+} \rightarrow e^- (K) + P^{Z+} + N_v h\nu \qquad (4.117)$$

- الإصدار الكبحي المباشر متعدد الفوتونات المحرَّض من قبل فوتون واحد:

$$e^- (K') + P^{Z+} + h\nu \rightarrow e^- (K) + P^{Z+} + (N_v + 1) h\nu \qquad (4.118)$$

- الإصدار الكبحي المباشر متعدد الفوتونات المحرَّض من قبل N'_v فوتون:

$$e^- (K') + P^{Z+} + N'_v h\nu \rightarrow e^- (K) + P^{Z+} + (N_v + N'_v) h\nu \qquad (4.119)$$

- الإصدار الكبحي العكسي (4.115):

$$e^- (K) + P^{Z+} + h\nu \rightarrow e^- (K') + P^{Z+} \qquad (4.120)$$

- الإصدار الكبحي العكسي متعدد الفوتونات (4.117):

$$e^- (K) + P^{Z+} + N_v h\nu \rightarrow e^- (K') + P^{Z+} \qquad (4.121)$$

إنّ الإصدار الكبحي هو عبارة عن إطلاق أو امتصاص فوتونات ناتجة عن تبطيء حركة الإلكترونات (الإصدار الكبحي المباشر) أو تسريعها (الإصدار الكبحي العكسي) أثناء عملية التصادم. وإن الفوتونات الملاحظة تظهر توزعاً مستمراً بالتواتر. هذه الأفعال تحصل نتيجة صدم الإلكترونات لذراتٍ معتدلة $(Z = 0)$ أو لأيونات $(Z > 0)$. يُشترط لحصول التفاعلات (4.115) - (4.121) تحقق الشرط الطاقي $K' > K$. وتلاحظ الأفعال متعددة الفوتونات، والأيونات متعددة الشحنات عادة في البلازما الحارة [32].

التفكك

$$e^- + P_2 \rightarrow e^- + 2P \qquad (4.122)$$

ويمكن أن تكون الذرتان الناتجتان عن عملية التفكك في حالات إثارة مختلفة.

التأين

- التأين الإلكتروني

$$e^- + P^{(Z-1)+} \rightarrow e^- + P^{Z+} \qquad (4.123)$$

- التأين التفككي

$$e^- + PQ \rightarrow 2e^- + P^+ + Q \qquad (4.124)$$

- التأين التفككي مع تشكل أزواج

$$e^- + PQ \rightarrow e^- + P^+ + Q^- \qquad (4.125)$$

إن التأين الإلكتروني هو نتيجة تصادم من نوع إلكترون- جسيم معتدل (-Z 1=0) أو إلكترون - أيون (حيث إنّ هذه الأيونات يمكن أن تحمل عدداً لا على التعيين من الشحنات $Z - 1 > 0$). تكون الإلكترونات بعد الصدم ذات طاقات مختلفة عما كانت عليه قبل الصدم وهي محققة للتوازن العام للطاقة (2.112).

الالتصاق

- الالتصاق الإشعاعي (4.109)

$$e^- + P \rightarrow P^- + h\nu \qquad (4.126)$$

- الالتصاق التفككي (4.149)

$$e^- + P_2 \rightarrow P + P^- \qquad (4.127)$$

- الالتصاق بالصدم الثلاثي (4.148)

$$e^- + P + Q \rightarrow P^- + Q \qquad (4.127)$$

إنّ الأيونات السالبة يمكن أن تؤدي دوراً مهماً (يخلق شحنات ثابتة في الفراغ) في الغازات المتأينة الكهرسلبية [53,49].

إزالة الالتصاق

$$e^- + P^- \rightarrow 2\, e^- + P \qquad (4.129)$$

إعادة الاتحاد

- إعادة اتحاد إشعاعي (4.107)

$$e^- + P^{Z+} \rightarrow P^{(Z-1)+} + h\nu \qquad (4.130)$$

- إعادة اتحاد إشعاعي متعدد الفوتونات (4.108)

$$e^- + P^{Z+} \rightarrow P^{(Z-1)+} + N_\nu h\nu \qquad (4.131)$$

- إعادة اتحاد إشعاعي محرَّض

$$e^- + P^{Z+} + h\nu \rightarrow P^{(Z-1)+} + 2\, h\nu \qquad (4.132)$$

- إعادة اتحاد إشعاعي متعدد الفوتونات محرَّض من قبل فوتون واحد

$$e^- + P^{Z+} + h\nu \rightarrow P^{(Z-1)+} + (N_\nu + 1)\, h\nu \qquad (4.133)$$

- إعادة اتحاد إشعاعي متعدد الفوتونات محرَّض من قبل N'_ν فوتون

$$e^- + P^{Z+} + N'_\nu h\nu \rightarrow P^{(Z-1)+} + (N_\nu + N'_\nu)\, h\nu \qquad (4.134)$$

- إعادة اتحاد تفككي

$$e^- + P_2^+ \rightarrow 2\,P \tag{4.135}$$

- إعادة اتحاد ثنائي الإلكترون ((4.141), (4.166))

$$e^- + P^{Z+}\,(i) \rightarrow P^{(Z-1)+}\,(i', j') \tag{4.136}$$

- إعادة اتحاد لثلاثة جسيمات ((4.123)، (4.167)):

$$\begin{aligned} e^- + e^- + P^{Z+} &\rightarrow e^- + P^{(Z-1)+} \\ e^- + P^{+} + Q &\rightarrow P + Q \end{aligned} \tag{4.137}$$

إن إعادة الاتحاد تنتج بالتصادم بين إلكترون (أو إلكترونين) وأيون (تصادم ثلاثة جسيمات) قد يكون في حالته البدائية ذا شحنة متعددة. (تلاحظ الأيونات متعددة الشحنة بشكل أساسي في البلازما الحارة). أمّا إعادة الاتحاد ثنائية الإلكترون (4.136) فهي عبارة عن أسر إلكترون إلى حالة مثارة للأيون (j')، وهذه العملية في إعادة الاتحاد تكون مترافقة بالإثارة ($i' > i$) لإلكترون آخر (قريب من النواة) في الأيون الابتدائي. تكون حالة الإثارة ثنائية الإلكترون غير مستقرة بشكل كبير، ويمكن أن تؤدي إلى إصدار فوتون ((4.139)، (4.157)) أو طرد إلكترون خارجي (تأين ذاتي) (4.141)، (4.166)، وأما الإلكترون الثاني (الواقع على سوية أقل إثارة) فيعود إلى حالته الابتدائية (i) في كلتا الحالتين [51,32]. يمكن لإعادة الاتحاد ثنائية الإلكترون أن تؤدي دوراً مهماً في البلازما الحارة [54].

4.5.4- التصادمات الأيونية

الإثارة

$$P^{+} + Q\,(i) \rightarrow P^{+} + Q\,(i') \tag{4.138}$$

إزالة الإثارة

$$P^{(Z-1)+}\,(i', j') \rightarrow P^{(Z-1)+}\,(i, j) + h\nu \tag{4.139}$$

تنتج إزالة الإثارة ثنائية الإلكترون عن إعادة ترتيب داخلي لإلكترونين واقعين ابتدائياً على حالتين مثارتين i' , j' (4.136).

التفكك

$$P^{+} + Q_2 \rightarrow P^{+} + 2Q \qquad (4.140)$$

التأين

- التأين الذاتي ثنائي الإلكترون ((4.136)، (4.166)):

$$P^{(Z-1)+}(i',j') \rightarrow P^{Z+}(i) + e^{-} \qquad (4.141)$$

- التأين بالصدم الأيوني:

$$P^{+} + Q \rightarrow P^{+} + Q^{+} + e^{-} \qquad (4.142)$$

ينتج التأين الذاتي حين يكون هناك إلكترونان مثاران في الأيون الابتدائي (4.136)، ويكون مجموع طاقات الإثارة أكبر من عتبة طاقة التأين.

ويؤدي التأين الذاتي دوراً مهماً في البلازما الحارة [32].

تبادل الشحنة

- تبادل الشحنة مع إثارة:

$$P^{+} + Q \rightarrow P(i') + Q^{+} \qquad (4.143)$$

- تبادل الشحنة بين أيون موجب وذرة معتدلة:

$$P^{Z+} + Q \rightarrow P^{(Z-1)+} + Q^{+} \qquad (4.144)$$

- تبادل الشحنة بين أيون سالب وذرة معتدلة:

$$P^{-} + Q \rightarrow P + Q^{-} \qquad (4.145)$$

- تبادل الشحنة بين أيونين:

$$P^{Z+} + Q^{+} \rightarrow P^{(Z-1)+} + Q^{++} \qquad (4.146)$$

- تبادل الشحنة التفاعلي:

$$\begin{aligned} P_2^{+} + Q_2 &\rightarrow P_2Q + Q^{+} \\ P^{-} + QX &\rightarrow PQ + X^{-} \end{aligned} \qquad (4.147)$$

لا يكون تبادل الشحنة بين الأيونات متعددة الشحنات $(Z > 1)$ محتملاً إلاّ في البلازما الحارة شديدة التأين [55]. ويكون تبادل الشحنة مع إثارة (4.143) متبوعاً بشكل عام بإصدار فوتون (4.158).

فك الالتصاق

- فك الالتصاق التصادمي (4.128)

$$P^- + Q \rightarrow P + Q + e^- \quad (4.148)$$

- فك الالتصاق التجميعي (4.127):

$$P^- + P \rightarrow P_2 + e^- \quad (4.149)$$

إعادة الاتحاد

- إعادة الاتحاد أيون - أيون:

$$P^+ + Q^- \rightarrow P + Q \quad (4.150)$$

- إعادة الاتحاد بثلاثة جسيمات:

$$P^+ + Q^- + X \rightarrow P + Q + X \quad (4.151)$$

يمكن أيضاً اعتبار إعادة الاتحاد أيون - أيون (4.150) كتبادل شحنة مع حدوث تعادل ((4.143)، (4.147)).

5.5.4- التصادمات الذرية والجزيئية

الإثارة

$$P(i) + Q \rightarrow P(i') + Q \quad (4.152)$$

إنّ الإثارة الإلكترونية بين جسيمين معتدل - معتدل تحتاج لدرجة حرارة عالية بسبب عتبات الإثارة (الفقرة 2.4.2). وتعد العملية العكسية (4.161) ذات احتمال أكبر بكثير.

تبادل الإثارة

- تبادل الإثارة التصادمي:

$$P(i') + Q(j) \rightarrow P(i) + Q(j') \quad (4.153)$$

- تبادل الإثارة التفككي:

$$P(i') + Q_2 \rightarrow P(i) + Q + Q(j') \quad (4.154)$$

- تبادل الإثارة التفاعلي:

$$P(i') + Q_2 \rightarrow PQ(j') + Q \quad (4.155)$$

- التنضيد الاهتزازي:

$$P_2(v) + P_2(v') \rightarrow P_2(v+1) + P_2(v'-1) \quad (4.156)$$

إزالة الإثارة

- إزالة الإثارة ثنائية الإلكترون:

$$P(i', j') \rightarrow P(i, j) + h\nu \quad (4.157)$$

- إزالة الإثارة التلقائية (4.101)

$$P(i') \rightarrow P(i) + h\nu_{ii'} \quad (4.158)$$

- إزالة الإثارة متعدد الفوتونات (4.102)

$$P(i') \rightarrow P(i) + N_\nu h\nu \quad (4.159)$$

- إزالة الإثارة التلقائية ذات الفوتونين (4.103)

$$P(i') \rightarrow P(i) + h\nu_1 + h\nu_2 \quad (4.160)$$

- إزالة الإثارة بالتصادم (4.152)

$$P(i') + Q \rightarrow P(i) + Q \quad (4.161)$$

مقارنةً بباقي الآليات تكون إزالة الإثارة متعددة الفوتونات ((4.159)، (4.160)) ذات احتمال ضعيف.

إعادة الاتحاد

- إعادة الاتحاد بثلاثة جسيمات (4.164):

$$P + Q + X \rightarrow PQ + X \quad (4.162)$$

- إعادة الترتيب التصادمي:

$$P + QX \rightarrow PQ + X \quad (4.163)$$

التفكك

- التفكك بالتصادم (4.162):

$$PQ + X \rightarrow P + Q + X \quad (4.164)$$

- تفكك بينينغ Penning

$$P(i') + Q_2 \rightarrow P(i) + 2Q \quad (4.165)$$

التأين

- التأين الذاتي ثنائي الإلكترون ((4.136)، (4.141)):

$$P(i', j') \rightarrow P^+(i) + e^- \quad (4.166)$$

- التأين بالتصادم (4.137):

$$P + Q \rightarrow P^+ + Q + e^- \quad (4.167)$$

- تأين بينينغ:

$$P(i') + Q \rightarrow P(i) + Q^{+} + e^{-} \qquad (4.168)$$

- تأين بينينغ التفككي:

$$P(i') + Q_2 \rightarrow P(i) + Q + Q^{+} + e^{-} \qquad (4.169)$$

ينتج التأين الذاتي (4.166) من عدم استقرار حالة الإثارة ثنائية الإلكترون (4.136). هذه الظاهرة تُساعد كثيراً على التأين في البلازما الحارة [32].