

Introduction :

D'une manière générale, un état d'équilibre thermodynamique est caractérisé par l'absence de toute modification au cours du temps, par l'égalité des variables intensives en tout point du système et le minimum d'une fonction potentielle. Dans le cas des plasmas thermiques, il convient de définir deux états d'équilibre, l'équilibre thermique et l'équilibre chimique. Lorsque les deux équilibres sont réalisés, le plasma est dit en équilibre thermodynamique. L'équilibre chimique est atteint lorsque la concentration des espèces présentes au sein du plasma n'évolue plus au cours du temps. Chaque réaction chimique directe est compensée par la réaction chimique inverse.

I- Equilibre thermodynamique complet (ETC) :

Seuls les plasmas rencontrés en astrophysique, dans les étoiles notamment, peuvent être considérés à l'équilibre thermodynamique complet. Les échanges de matière et d'énergie avec le milieu environnant sont totalement négligeables devant les phénomènes internes à ces systèmes. Prenons par exemple le soleil : sur 10^{12} photons émis à l'intérieur du soleil, seul un ne sera pas réabsorbé et sortira du soleil pour aller dans l'espace.

En effet, un plasma est constitué d'un grand nombre de particules, matérielles ou non (les photons). Ces particules possèdent une certaine énergie cinétique et potentielle, elles bougent dans l'espace, et entrent en collision avec les particules voisines. S'il n'existe aucun échange de matière ni d'énergie avec le milieu extérieur, lorsque tous les processus élémentaires (ionisation, recombinaison, excitation, désexcitation, émission, absorption...) qui interviennent entre les particules élémentaires sont contrebalancés par les processus inverses, un état d'équilibre peut être atteint par la température. De plus, la distribution de vitesse des différentes particules obéit à la loi de Maxwell ; la densité de population des atomes excités est régie par la loi de Boltzmann ; les densités des atomes neutres, des ions et des électrons sont déterminées par la loi de Saha et le rayonnement par la loi de Planck. Cette notion d'équilibre thermodynamique implique l'absence de gradient de température et de gradient de concentration de particules ainsi que la réabsorption complète du rayonnement.

Tout mécanisme qui tend à faire perdre de l'énergie à une particule est instantanément compensé par le mécanisme inverse qui tend à lui faire gagner cette même énergie. On parle alors d'équilibre thermodynamique complet (ETC), où toutes les particules du plasma ont la même énergie moyenne, et où tous les processus collisionnels et radiatifs sont micro réversibles.

L'état microscopique du plasma peut être décrit au moyen des variables macroscopiques (température) en utilisant les lois statistiques. L'état microscopique est caractérisé par des fonctions de distribution qui définissent des températures différentes :

- une distribution maxwellienne des vitesses de chaque espèce du plasma, qui définit une température de translation (T^{tr}) ;
- une distribution de Boltzmann, donnant la population des niveaux excités d'un atome, qui définit une température d'excitation atomique (T_{exc}^{at}) ; Dans le cas des molécules, les températures d'excitation diatomique (T_{exc}^{diat}) ; de rotation (T_{rot}) et de vibration (T_{vib}) interviennent ;
- l'équilibre des réactions d'ionisation-recombinaison et de dissociation-recombinaison donné par les lois d'action de masse (respectivement la loi de Saha et la loi de Guldberg-Waage), où intervient la température de réaction (T_{reac}) ;
- une distribution spectrale du rayonnement émis suivant la loi de Planck qui définit une température de radiation (T_{rad}).

Le plasma est dit en équilibre thermodynamique complet (ETC) lorsque toutes les fonctions de distribution sont définies par une température unique T ; à l'ETC, toutes les températures énoncées sont identiques :

$$T^{tr} = T_{exc}^{at} = T_{exc}^{diat} = T_{rot} = T_{vib} = T_{reac} = T_{rad} \quad (II - 1)$$

II- Equilibre thermodynamique local (ETL) :

L'équilibre thermodynamique complet n'est en général pas applicable dans le cas des plasmas de laboratoire, ils présentent des gradients de température et de concentration importants entre l'axe et la périphérie du plasma. Des phénomènes de transport de masse et d'énergie non réversibles ont lieu au sein de ces plasmas. Cet écart à l'ETC est principalement dû à la perte d'énergie de la décharge sous forme de radiations qui ne sont pas réabsorbées ou très peu dans les limites du plasma de fait que le libre parcours moyen des photons est très grand devant les dimensions du plasma ; l'équilibre entre la matière et le rayonnement n'existe plus.

$$T^{tr} = T_{exc}^{at} = T_{exc}^{diat} = T_{rot} = T_{vib} = T_{reac} \neq T_{rad} \quad (II - 2)$$

Une approche consiste à diviser le plasma en plusieurs régions au sein desquelles un équilibre thermodynamique est atteint dont, le champ électrique extérieur fournit l'énergie nécessaire au maintien du plasma : c'est le concept d'équilibre thermodynamique local (ETL).

En effet dans les plasmas suffisamment denses, pour favoriser les phénomènes de collisions ($N_e \geq 10^{21} \text{ m}^{-3}$), en présence de champ électrique ou de forces extérieures modérés, la distribution des vitesses des électrons est presque toujours maxwellienne [5]. La distance moyenne parcourue par les électrons entre deux collisions est si faible que ne peuvent apparaître que de très petites perturbations dans la fonction de distribution dans le temps et l'espace. Les populations de toutes les espèces et de leurs niveaux excités restent bien décrites par les lois de Maxwell, de Boltzmann, de Saha et de Guldberg- Waage [6]. Par contre il n'y a pas micro-réversibilité des processus dus au rayonnement, ce qui implique que la loi de Planck n'est plus valable.

Lors de collisions entre deux espèces, les échanges d'énergie cinétique sont proportionnels au rapport des masses des deux espèces et à la fréquence de collision. Un état d'équilibre est rapidement atteint si les masses sont voisines :

les électrons qui ont une masse nettement inférieure à celle des particules lourdes, accélérés par le champ électrique, vont transférer avec plus ou moins de facilité leur énergie cinétique. Il en résulte un milieu où l'on considère une température de translation pour les électrons ($T_{e^-}^{tr}$) et une température de translation pour les espèces lourdes (T_l^{tr}). La relaxation vers un état d'équilibre s'effectue en deux étapes [7] :

- dans un premier temps, les électrons et les particules lourdes relaxent séparément vers deux distributions de Maxwell :

$$T_{e^-}^{tr} = \frac{\overline{m_e v_e^2}}{3k} \quad (II - 3)$$

$$T_l^{tr} = \frac{\overline{m_l v_l^2}}{3k} \quad (II - 4)$$

Où :

v_e et v_l : sont respectivement la vitesse de l'électron et celle de l'espèce lourde

- les deux systèmes relaxent ensuite vers un équilibre thermodynamique si aucune force n'est appliquée au milieu.

Lorsque le temps caractéristique du deuxième processus de relaxation est très inférieur à tous les autres temps caractéristiques du milieu, l'ETL est atteint dans le plasma.

Lorsque ceci n'est pas vérifié, le plasma est dit : hors équilibre thermique (non-ETL) [8] et il se caractérise généralement par deux températures qui sont les températures de translation des électrons et des espèces lourdes. Les températures internes (vibration, excitation électronique, rotation) prennent généralement des valeurs intermédiaires entre ces deux températures.

Le facteur :

$$\theta = \frac{T_{e^-}^{tr}}{T_l^{tr}} \quad (II - 5)$$

qui est le rapport entre les deux températures de translation, détermine alors le degré de déséquilibre thermique du plasma.

Si l'on définit alors la température comme correspondant à l'énergie cinétique moyenne des particules :

$$\frac{3}{2}kT = \frac{1}{2}mv^2 \quad (II - 6)$$

pour une distribution Maxwellienne des vitesses, on peut établir [9] que pour un gaz mono-atomique l'écart à l'équilibre entre la température des électrons T_{e^-} et celle des particules lourdes T_l est défini par la relation :

$$\frac{T_{e^-} - T_l}{T_{e^-}} = \frac{\pi M}{24m} \left(\frac{\lambda_e e E}{kT_{e^-}} \right)^2 \quad (II - 7)$$

Où :

λ_e : est le libre parcours moyen des électrons,
 E : est le champ électrique.

L'ETL n'est pas valide quand les processus comme les pertes radiatives ou la diffusion des particules deviennent importants ou lorsque le transfert d'énergie collisionnel entre les électrons et les particules lourdes est inefficace.

De nombreux phénomènes physiques et chimiques complexes vont éloigner le plasma de cet équilibre, il faut citer dans ce cas :

- Les équilibres chimique et thermique non réalisés,
- La distribution des vitesses éloignée de la distribution maxwellienne,
- Les phénomènes de transport qui nuisent à l'obtention d'un plasma homogène,
- Pour les arcs électriques, le champ électrique appliqué dans une direction tend à éloigner le plasma des conditions de l'équipartition de l'énergie,
- Le plasma optiquement non épais.

D'une manière générale, nous admettons donc que, dans les plasmas thermiques à la pression atmosphérique où la densité des électrons (n_e) est supérieure à (10^{16} e/cm^3), l'équilibre est réalisé.

III- Phénomènes élémentaires dans un plasma en équilibre thermique :

On ne peut pas décrire l'équilibre thermodynamique sans faire recours aux processus élémentaires qui se produisent dans un plasma thermique. En effet le plasma est le siège de divers processus élémentaires qui décrivent les interactions entre ses particules ; ces phénomènes sont à caractère collisionnel ou radiatif.

L'énergie apportée par une source extérieure (qui prend l'expression d'une différence de potentiel entre les électrodes) apparaît dans l'arc sous la forme du champ électrique axial et d'un courant qui circule. Les électrons présents sont alors accélérés par le champ et vont gagner de l'énergie cinétique. Ils vont ensuite dissiper cette énergie de plusieurs manières :

III-1- Processus collisionnels :

Nous allons tout d'abord préciser les différentes particules qui peuvent exister dans le plasma. Au sein de la décharge, les espèces présentes sont nombreuses et peuvent avoir des natures très variées. On distingue six principaux éléments :

- Les photons : notés ($h\nu$), ce sont des « paquets » d'énergie qui circulent dans la décharge ;
- Les électrons : notés (e), ils sont chargés négativement et possèdent des énergies cinétiques très élevées grâce au champ électrique ;
- Les atomes neutres à l'état fondamental : notés (A), plus lourds que les électrons, ils ont une vitesse initiale que l'on peut considérer comme nulle par rapport à celle des électrons ;
- Les atomes neutres à l'état excité : notés (A^*), en effet, les atomes ont une structure interne, ils peuvent ainsi avoir des états d'énergie différents, on parle alors d'atome à l'état excité. L'ordre de grandeur de la durée de vie de ces

niveaux est de : 10^{-8} s à 10^{-10} s . Parmi ces états, on peut en particulier noter l'existence d'états ayant des durées de vie très longues : les états métastables ;

- Les ions positifs : (A^+) , (A^{2+}) , (A_2^+) , ce sont respectivement les atomes simplement ionisés (perte d'un électron sur la couche externe), doublement ionisés (perte de deux électrons) et les ions moléculaires qui jouent un rôle important dans les plasmas composés de gaz rares ;

- Les ions négatifs : notés (A^-) , ce sont des ions qui ont gagné un ou plusieurs électrons. Dans le cas des gaz rares, ces ions ne figurent pas dans le bilan des espèces.

III-1-a/Trajectoires et collisions d'un électron dans un gaz :

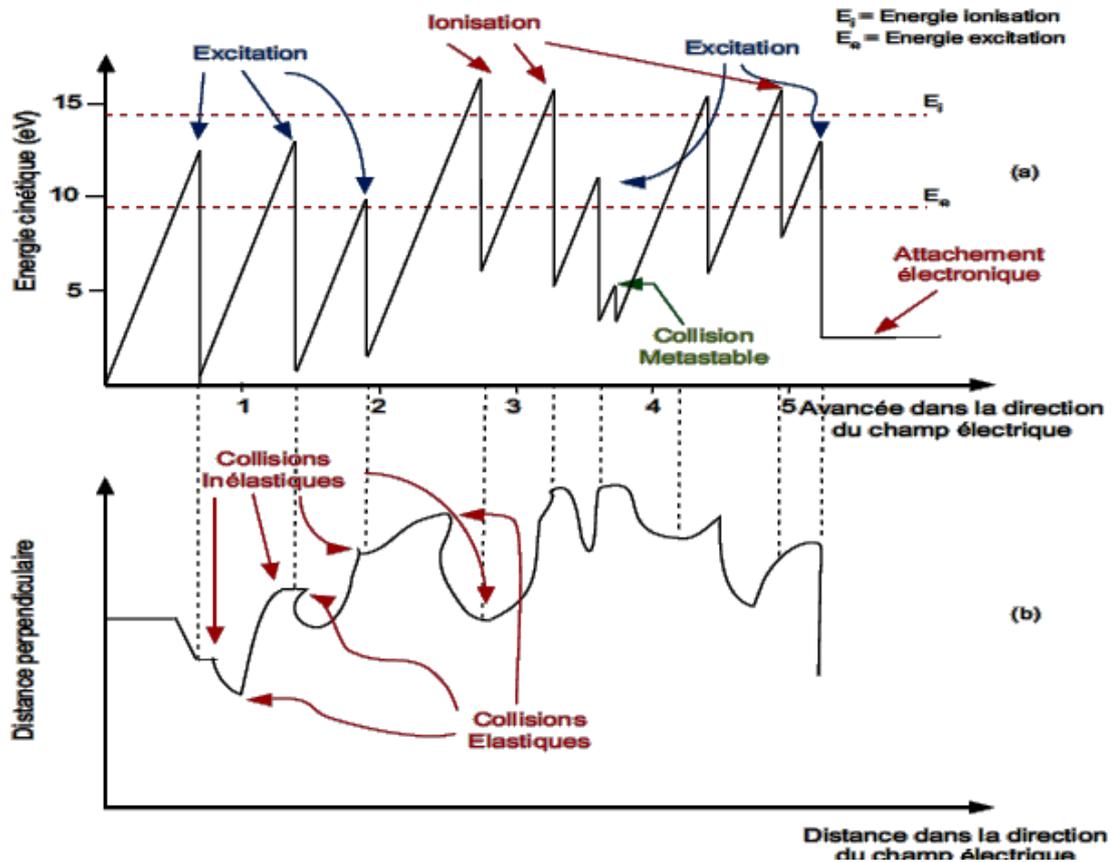
Les figures ci-dessous illustrent le mouvement d'un électron soumis à un champ électrique uniforme dans un milieu gazeux quelconque. La figure (II-1-a) représente l'énergie de l'électron en fonction de la distance parcourue dans la direction du champ et la figure (II-1-b) indique la trajectoire du même électron en fonction de la distance parcourue dans la direction du champ [10].

L'électron est, tout d'abord, accéléré par le champ électrique et son énergie cinétique augmente de façon linéaire. Lors de son trajet, cet électron subit ensuite un certain nombre de collisions élastiques dans lesquelles son énergie cinétique demeure pratiquement inchangée. La trajectoire de l'électron est alors déviée au cours du choc avec un angle aléatoire (collisions isotropes).

Lorsque son énergie cinétique (E_c) devient supérieure à celles des niveaux d'excitation de l'atome ou de la molécule neutre (E_e), la collision peut devenir inélastique. L'énergie cinétique de l'électron est alors transférée à la particule cible sous forme d'énergie interne et l'électron repart avec une énergie réduite ou voisine de zéro.

Si au moment d'un impact, l'énergie (E_c) de l'électron a pu devenir supérieure à celle du seuil d'ionisation de la particule neutre (E_i), la collision peut devenir ionisante et libérer un nouvel électron libre qui participera à l'augmentation du taux d'ionisation du gaz.

Lors d'une collision avec une particule lourde excitée, l'électron peut également augmenter son énergie cinétique en désexcitant la particule : on parle alors de collisions superélastiques.



Figure(II-1) : Mouvement d'un électron dans un champ électrique uniforme

L'électron peut également perdre sa mobilité en se recombinant avec un ion positif atomique ou moléculaire ou en s'attachant à une particule lourde électronégative pour former un ion négatif lent.

Enfin, sous l'effet d'un choc avec une particule lourde ou avec un électron libre, cet ion négatif peut à nouveau libérer l'électron qui lui est attaché. Ce dernier va ainsi retrouver sa mobilité et pouvoir interagir, par exemple, avec une onde électromagnétique hyperfréquence.

La probabilité d'occurrence de chaque type de collision dépend à la fois de la nature de la particule cible et de l'énergie cinétique de l'électron au moment du choc. Pour un même milieu gazeux, le paramètre dimensionnant sera donc le

champ réduit (E/N) où (N) est la densité des neutres. Par contre pour chaque gaz ou mélange de gaz, le comportement de la décharge dépendra essentiellement des sections efficaces de collision entre l'électron libre et les particules lourdes.

III-1-b/Les collisions :

Toutes les particules du gaz interagissent entre elles par des forces dépendant de leurs positions et éventuellement, de leurs vitesses. On admet que le gaz est assez dilué (c'est-à-dire que les collisions à deux corps sont dominantes et que la durée d'une collision est petite devant l'intervalle de temps entre deux collisions successives), de sorte que les trajectoires des particules soient rectilignes (comme dans le modèle des boules de billard). On dit qu'il y a collision entre deux particules si elles se rapprochent à des distances assez faibles pour que les énergies d'interaction deviennent comparables aux énergies cinétiques. Les particules concernées auront des trajectoires courbées aussi longtemps qu'elles resteront à courte distance les unes des autres. On distingue deux catégories principales de collisions :

- Les collisions élastiques, il y a juste échanges de quantité de mouvement et d'énergie cinétique.
- Les collisions inélastiques, il y a modification de l'énergie interne d'au moins une des particules et même création ou destruction des particules.

***Les collisions élastiques :**

Tout d'abord, les collisions élastiques ; dans lesquelles une portion de l'énergie cinétique est transférée vers les autres particules qui gagnent ainsi de la vitesse. Ces collisions peuvent se produire aussi bien entre deux électrons qu'entre un électron et un atome. Ce type de collision est donc source de chaleur et la cause majeur des transferts d'énergie entre les particules. Pour décrire cela, on a recours à une grandeur statistique : la section efficace. Nous allons définir cette grandeur : Supposons que l'on ait un faisceau parallèle de particules monocinétiques qui entre en collision avec une particule cible fixe. Soit $\phi(\mathbf{r})$ le flux de particules qu'emporte ce faisceau (N_1), est le nombre de particules incidentes de vitesse (\mathbf{v}).

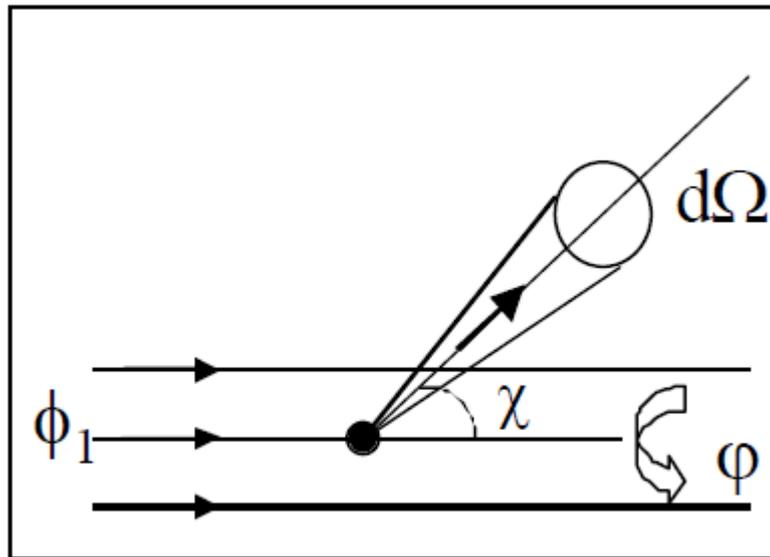


Figure (II-2) : Diffusion des particules incidentes par la cible, angle de déviation

Les particules incidentes sont diffusées dans diverses directions. La notion de section efficace différentielle va permettre de déterminer exactement leur distribution.

Soit dN_1/dt le nombre de particules diffusées par unité de temps à l'intérieur de l'angle solide $d\Omega$. Nous définissons alors la section efficace différentielle de collision élastique par le rapport du nombre de particules incidentes qui sont déviées dans l'angle solide $d\Omega$ par unité de temps sur le flux total de particules incidentes. Nous avons l'expression ci-dessous :

$$dN_1/dt = \phi(r)\sigma(\chi, \Gamma) d\Omega \quad (II - 8)$$

Une équation aux dimensions montre que la quantité (σ) a les dimensions d'une surface. De plus, on pourra considérer qu'elle ne dépend pas de l'azimut (Γ) mais uniquement de l'angle de déviation (χ) (grandeur cinématique, angle sous le quel sont déviées les particules après la collision), donc on aura finalement la définition suivante :

$$dN_1/dt = \phi(r)\sigma(\chi) 2\pi \sin \chi \quad (II - 9)$$

Qui exprime le nombre de particules dont l'angle de déviation est compris entre (χ) et $(\chi + d\chi)$.

$$\chi(\mathbf{b}) = \pi - 2\mathbf{b} \int_{r_m}^{\infty} \frac{1}{V(r)} \cdot \frac{dr}{r^2} \quad (II - 10)$$

Où

$$V(r) = \left(1 - \frac{b^2}{r^2} - \frac{\phi(r)}{\frac{1}{2} \mu_{ij} \cdot g_{ij}^2} \right)^{1/2} \quad (II - 11)$$

Avec (\mathbf{b}) le paramètre d'impact, (r_m) la distance minimale d'approche, $\phi(r)$ le potentiel, (\mathbf{v}) la vitesse relative des particules entrant en interaction et $\mu_{ij} g_{ij}^2 / 2$ l'énergie cinétique du mobile fictif. Toute la dynamique des collisions entre dans la description des coefficients de transport à travers les intégrales de collisions, plus particulièrement à travers l'évolution de l'angle (χ) qui dépend fortement du potentiel d'interaction entre les particules.

De plus la section efficace différentielle peut s'exprimer également à l'aide du Paramètre d'impact ; considérons toutes les particules du faisceau incident dont le paramètre d'impact est compris entre (\mathbf{b}) et $(\mathbf{b} d\mathbf{b})$; et qui sont diffusés dans un angle solide compris entre (χ) et $(\chi + d\chi)$. Le nombre de collisions de ce type par seconde est donné:

$$\mathbf{b} d\mathbf{b} = \sigma(\chi, \mathbf{v}) \sin \chi d\chi \quad (II - 13)$$

D'où finalement l'expression qui lie la section efficace différentielle au paramètre d'impact et à l'angle de déviation :

$$\sigma_{ij}^{diff}(\chi, \mathbf{v}) = \frac{b}{\sin \chi} \frac{\partial b}{\partial \chi} \quad (II - 14)$$

La grandeur ainsi calculée nous permet de définir une collision. Nous allons à présent nous intéresser à la description de l'ensemble des collisions élastiques

qui se produisent et pour cela nous allons introduire les notions de sections efficaces intégrées.

La section efficace différentielle est liée à la section efficace intégrée ; est la suivante :

$$Q_{ij} = \int_{4\pi} \sigma_{ij}^{diff}(\chi, \Gamma) d\Omega \quad (II - 15)$$

Dans la plupart des cas, il y a symétrie suivant l'axe azimutal, l'expression de la section efficace totale de collision élastique sera alors :

$$Q_{ij} = 2\pi \int_0^\pi \sigma_{ij}^{diff}(\chi) \sin \chi d\chi \quad (II - 16)$$

Cependant, la grandeur particulièrement la plus intéressante pour les collisions élastiques est la section efficace de transfert de quantité de mouvement. Elle est définie par :

$$Q_{ij}^m = \int_{4\pi} (1 - \cos \chi) \sigma_{ij}^{diff}(\chi) d\Omega \quad (II - 17)$$

La section efficace de transfert de quantité de mouvement joue un rôle fondamental dans le calcul des coefficients de transport.

*** Les collisions inélastiques :**

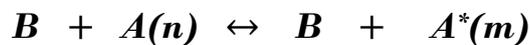
En dehors des collisions élastiques et par suite, l'établissement d'un équilibre thermique, le deuxième canal de dissipation de l'énergie est lié aux collisions inélastiques qui peuvent y avoir lieu suite à l'exé de vitesse des particules engendrant un apport d'énergie élevé entre particules et molécules en collision.

Au cours de ces collisions, les atomes d'un état initial sont excités vers un niveau d'énergie supérieur grâce à l'énergie fournie par les électrons. Si l'énergie apportée est suffisante, les atomes peuvent être ionisés. Les électrons perdent alors l'énergie équivalente à celle cédée. A l'opposée, les électrons peuvent gagner de l'énergie lors des collisions inélastiques de seconde espèce. En effet,

l'atome excité peut par suite de collision se désexciter vers un niveau inférieur. L'excédent d'énergie est alors transféré à l'électron qui a provoqué la collision.

- Excitation et désexcitation :

Sous l'effet d'un choc ou collision, une particule (A) neutre ou chargée peut absorber une énergie cédée par la particule (B) qui peut être un électron. Cette énergie va modifier l'état interne de la particule(A) et permettre à un électron de son cortège électronique de passer d'un niveau d'énergie (E_n) à un niveau supérieur d'énergie (E_m). On dit alors que cette particule a été excitée.



Avec : n : le niveau initial ; m : le niveau final ; B : la particule incidente ;
 A : la particule cible dans l'état d'énergie inférieur (E_n) qui n'est pas nécessairement l'état fondamental ; A^* : la particule excitée dans l'état d'énergie (E_m).

Inversement, un atome dans un niveau supérieur peut se désexciter spontanément vers le niveau fondamental, libérant un photon $h\nu = \Delta E$, une telle transition est connue sous le nom de l'émission spontanée.

Par ailleurs, ces processus ne sont pas toujours réalisables car il existe des niveaux métastables, dont ils durent le temps où les atomes restent piégés jusqu'à ce que, une collision électronique arrive les désexciter vers leurs niveaux fondamentaux ; ce phénomène correspond à l'émission induite. Les états métastables sont importants dans un plasma, parce qu'ils peuvent stocker l'énergie interne et la livrer à une autre espèce [11].

- Ionisation et dissociation :

Sous l'effet d'une collision, un atome ou une molécule peut libérer un électron (le plus éloigné du noyau) lorsqu'ils absorbent suffisamment d'énergie. Le phénomène observé : est l'ionisation, le processus inverse s'appelle la recombinaison.



La dissociation d'une molécule est un phénomène qui nécessite un apport d'énergie qui peut être cédé à la molécule par une autre particule lors d'une collision inélastique.



Avec $E(AB)$: est l'énergie de dissociation.

III-2- processus radiatifs :

Dans un plasma, de multiples phénomènes radiatifs se produisent à l'échelle, la conséquence directe de ces phénomènes est la présence d'un ensemble d'entités élémentaires transportant de l'énergie, appelé quanta ou photons interagissant avec la matière par des mécanismes d'absorption-émission.

Ces photons sont assujettis à des phénomènes complexes et participent de façon marquante à l'évolution de la décharge ; ce sont les interactions entre ces particules de nature électromagnétique avec les autres particules déjà présentes dans la décharge qui vont gouverner l'émission lumineuse. Car d'une part le rayonnement (collection des photons) émis par une certaine partie du plasma peut ne pas sortir directement hors du volume ; en effet, les photons peuvent subir des phénomènes d'absorption dans les couches extrêmes de la décharge. D'autre part, la présence d'une grande quantité de rayonnement peut modifier la composition physico-chimique du plasma lui-même. L'ensemble de ces mécanismes est appelé phénomène de transfert radiatif. Nous résumons la description de ces mécanismes sur la figure (II-3).

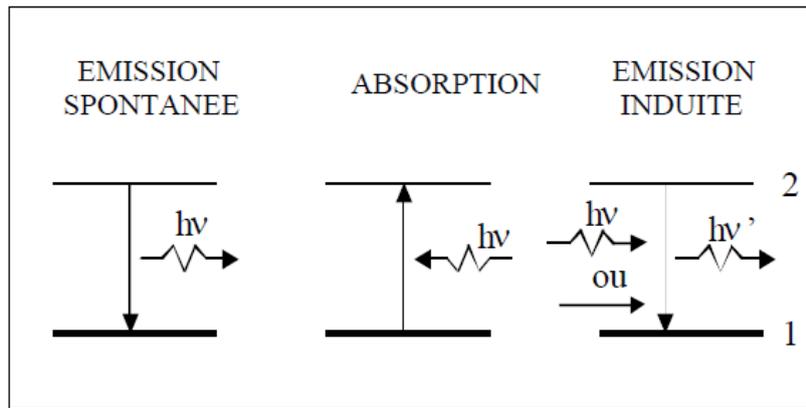


Figure (II-3) : L'émission spontanée, émission induite, absorption

Ces mécanismes dépendent des états d'excitation interne et d'ionisation de la matière. Les effets radiatifs agissant sur la population des états atomiques, ainsi le champ radiatif et les états internes de la matière doivent être déterminés simultanément ; les radiations sont décrites en termes d'énergie et flux d'énergie.

Principalement, le comportement des arcs est gouverné en grande partie par le rayonnement ; dépendant des propriétés du plasma, ce phénomène se caractérise par une puissance élevée ainsi qu'une forte auto-absorption dans les régions chaudes de l'arc. L'estimation du transfert radiatif passe par la compréhension des différents mécanismes existant au sein du plasma : recombinaison radiative, rayonnement de freinage, attachement, continuum moléculaire, transitions (raies atomiques), bandes moléculaires.

L'influence de différents paramètres physiques (structure des raies , types d'élargissements) et de différentes données macroscopiques (rayon du plasma, pression, mélange) sont à prendre en compte pour analyser au mieux leur influence sur le rayonnement total du plasma.

*** Mécanismes d'émission du rayonnement continu :**

Deux types de transition constituent le spectre continu et se différencient par l'état dans lequel se trouve l'électron. En effet, un électron non lié se situant dans le continuum au dessus du niveau d'ionisation peut perdre de l'énergie

entre un niveau de ce continuum et un niveau d'énergie quantifié : dans ce cas, la transition est dite libre-lié [12], les phénomènes correspondants étant l'attachement radiatif et la recombinaison radiative.

Mais l'électron dans le continuum peut également perdre de l'énergie par une transition entre deux niveaux du continuum : la transition est alors du type libre-libre dont les principaux phénomènes sont le rayonnement de freinage électrons-ion et électrons-atome.

Les mécanismes responsables de l'émission de rayonnement sont les suivants :

- Transition lié-lié :

Un élément excité sur un niveau d'énergie (E_m), d'un atome peut revenir spontanément vers un niveau d'énergie inférieur (E_n), en émettant un photon dont la fréquence est proportionnelle à la différence de l'énergie entre ces deux niveaux :

$$h\nu_{m,n} = E_m - E_n \quad (II - 18)$$

- Transition libre – lié :

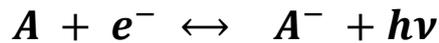
Un électron libre peut être capturé par un ion de charge Z_e en émettant un photon ($h\nu$) ; il forme ainsi un atome neutre ou un ion de charge $(Z-1)_e$; ce phénomène correspond à la recombinaison radiative, son processus inverse est la photo-ionisation.



Si la particule formée est dans son état fondamental, l'équation de la conservation de l'énergie s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{1}{2}m_e v_e^2 + E_{ion} = h\nu \quad (II - 19)$$

Certains atomes neutres peuvent capturer un électron et former un ion négatif. Le champ moyen du noyau positif de l'atome neutre s'étend au-delà de l'écran formé par le cortège électronique. Les gaz rares qui ont une couche externe saturé ont un écran particulièrement efficace et ne forme pas donc d'ion négatif sauf l'hélium. Par contre les halogènes (Cl, F, ...) auxquels il manque un électron pour avoir une couche externe saturée ont le plus fort champ attractif et forma ainsi des ions négatifs. Le phénomène de la capture d'électron est accompagné par l'émission d'un photon ou d'un rayonnement continue.

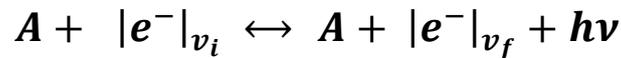


$$\frac{1}{2} m_e v_e^2 + E_a = h\nu \quad (II - 20)$$

E_a : Représente l'affinité électronique de l'atome A ; le processus inverse est la photo détachement.

- Transition libre – libre :

Un électron peut céder une partie de son énergie cinétique, lorsqu'il est freiné dans un champ d'un atome ou d'un ion (en restant libre). Ce processus est accompagné d'une émission d'un photon.



Avec :

$$h\nu = \frac{m}{2} (v_i^2 - v_f^2) \quad (II - 21)$$

m : la masse de l'électron ;

v_i : la vitesse initiale de l'électron ;

v_f : la vitesse finale .

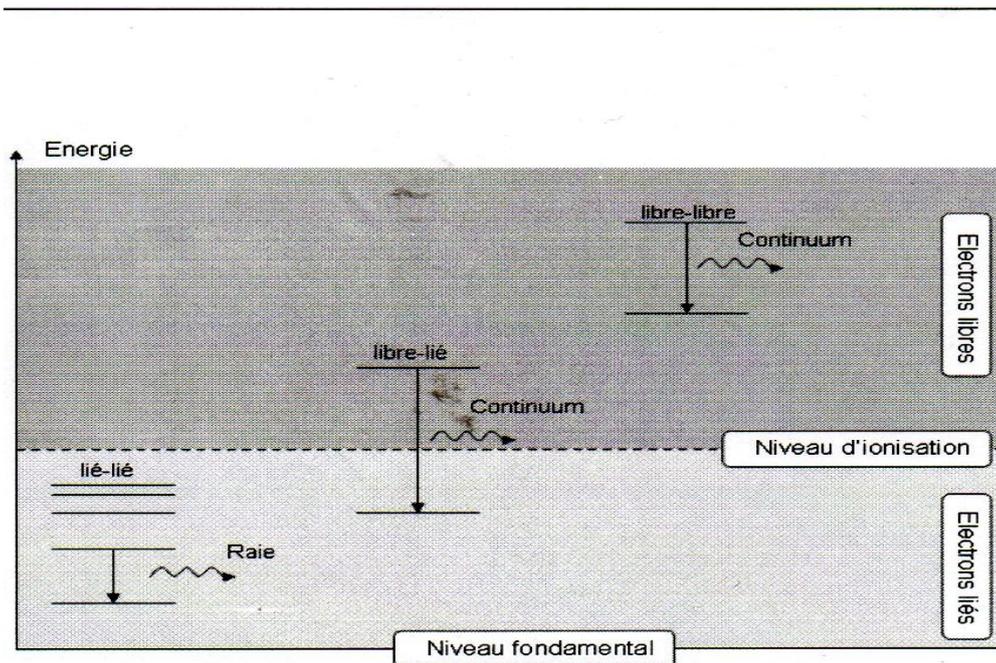


Figure (II-4) : Les différentes transitions radiatives d'un électron entre les niveaux atomiques

Finalement, si nous résumons ce paragraphe, on admet que le rayonnement total résulte de la superposition de plusieurs phénomènes et mécanismes radiatifs, leur importance relative dépend de la température, de la fréquence et de la nature des atomes émetteurs.

Les particules présentes dans l'arc, essentiellement les atomes, les ions et les électrons sont donc les principaux acteurs de la conversion d'énergie dans le plasma. Nous pouvons dire que toute l'énergie est fournie sous forme d'énergie cinétique par le champ électrique. Puis après une série de processus plus ou moins complexes, elle se retrouve soit sous forme de chaleur dans le gaz, soit sous forme de rayonnement.

Conclusion :

Les plasmas d'arc sont souvent décrits dans le cadre de l'équilibre thermodynamique local (ETL) ; l'hypothèse qui permet de simplifier très nettement les calculs et de déterminer plus simplement des grandeurs macroscopiques, sa prise en compte nécessite uniquement la connaissance de deux paramètres thermodynamiques que sont la température et la pression. Les propriétés thermodynamiques spécifiques sont déduites des relations classiques établies dans le cadre de la thermodynamique classique. Les lois d'équilibres sont relatives soit aux processus collisionnels soit aux phénomènes radiatifs.