

CALCUL DES PARAMETRES DE TRANSPORT ELECTRONIQUE D'UN GAZ FAIBLEMENT IONISE

Z. Harrache, K. Yanallah, A. Belasri et A. Boutaous

Laboratoire de Physique des Plasmas,

Matériaux Conducteurs et leurs Applications U.S.T.O

(Département de Physique) EL M'NAOUR B.P. 1505 Oran (ALGERIA).

Résumé:

Ce travail est basé sur une résolution numérique de l'équation de Boltzmann pour les électrons d'un gaz faiblement ionisé, dans le cas stationnaire, et pour un champ électrique uniforme. A partir d'un jeu de sections efficaces, et en tenant compte de tous les processus de collision possibles: collision super-élastique, collision électron-électron, collision électron-ion, on détermine les fonctions de distribution électronique dans le cas d'un gaz pur ou d'un mélange gazeux. La connaissance de ces fonctions de distribution permet de calculer les coefficients de transport électronique, et les taux de toutes les réactions considérées dans le gaz.

Mots clés:

Gaz faiblement ionisé, Energie, Coefficient de transport, Modélisation numérique.

I. Introduction :

Quelques-unes des valeurs les plus exactes des sections efficaces de diffusion pour une énergie basse d'un électron des atomes et des molécules sont déduites des expériences de l'électron swarm; étude du mouvement d'un nuage d'électrons à travers un gaz neutre sous l'influence d'un champ électrique. Les paramètres mesurés dans l'expérience de swarm incluent les coefficients de transport tel que la vitesse de dérive, le coefficient de diffusion et les taux des réactions pour les processus présents dans le gaz tel que l'ionisation, l'attachement et l'excitation. Dans ces expériences, la diffusion est multi-collisionnelle et la détermination des sections efficaces de diffusion à partir des données expérimentales est nécessairement statistique. Le lien entre les sections efficaces microscopiques et les paramètres macroscopiques mesurés dans l'expérience de

swarm est fourni par l'équation de Boltzmann.

A partir des sections efficaces des processus appropriés, on peut déterminer le comportement statistique d'un ensemble de particules et donc dériver des prédictions théoriques pour les coefficients de transport. Réciproquement, à partir des paramètres du transport mesurés, on peut itérativement raffiner un ensemble de sections efficaces supposées pour accomplir l'accord entre les paramètres donnés et ceux qui sont dérivés de la solution de l'équation de Boltzmann [1].

La détermination expérimentale des paramètres de transport peut être faite avec haute précision. Robertson [2], Milloy et Crompton [3]. Le calcul des paramètres de transport par l'analyse de Boltzmann pour un ensemble donné des sections efficaces de diffusion peut être en principe effectué avec précision comparable, bien que cela exige une solution plus exacte de l'équation de Boltzmann qu'a été accomplir traditionnellement. La simplicité computationnelle a dictée plusieurs approximations, le plus particulièrement que la dépendance de la vitesse de la fonction de distribution d'un électron est isotropique ou presque donc, et que la dépendance angulaire est donc représentée par seulement les premiers deux termes d'une expansion infinie dans les polynômes du Legendre. Pour les termes des processus atomiques ou moléculaires, la supposition qui est sous l'isotropie de la fonction de distribution est que les sections efficaces des processus inélastiques sont beaucoup plus petites que celles des processus élastiques [4]. Cette condition est bien rencontrée à basse énergie, par exemple, pour les atomes du gaz rare, pour lesquels, l'excitation électronique exige plusieurs électron volts et les processus inélastiques de rotation et de vibration sont absents.

A cause de la complexité des calculs, on peut avoir plusieurs termes dans l'expansion du Legendre. L'extension à trois termes est examinée par Ferrari [5], Wilhelm et Winkler [6], et plus récemment par Makabe et Mori [7]. Comme attendu, les résultats de ces chercheurs montrent que dans le cas où le rapport des sections efficaces inélastiques sur les sections efficaces élastiques est grand, l'approximation de deuxième terme commence à s'effondrer, et elle reste incertaine si l'addition d'un plus de composants du Legendre est suffisante. Lin, Robson et Mason [8] proposent une méthode générale de calcul des coefficients du transport à partir de l'équation de Boltzmann dans laquelle plusieurs termes de l'expansion du Legendre sont employés. Dans cette approche, c'est les moments de la fonction de distribution qui sont calculés plutôt que la fonction de distribution elle-même.

La section II présente les différentes approximations utilisées dans la résolution de l'équation de Boltzmann ainsi que la méthode de résolution numérique de l'équation de Boltzmann utilisée dans le programme numérique BOLSIG développée par W. L. Morgan, J. P. Bœuf et L. C. Pitchford [9, 10, 11] pour le calcul des paramètres de transport électronique. Les résultats obtenus à l'aide de ce programme numérique pour l'hélium et le mélange néon-xénon sont discutés et analysés dans la partie III.

II. Modèle physique:

Nous présentons ici, dans la partie II.1, les différentes hypothèses et relations physiques que utilise le code numérique BOLSIG pour le calcul de la fonction de distribution. Nous précisons ensuite, dans la section II.2, la méthode de résolution numérique utilisée par ce code pour le calcul des principaux paramètres de transport électronique pour un gaz faiblement ionisé.

II.1. Equation de Boltzmann:

La forme générale de l'équation de Boltzmann, qu'on peut trouver dans n'importe quel texte de la mécanique statistique est [12,13]:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_r + \frac{\vec{F}}{m} \cdot \vec{\nabla}_v \right) \cdot f(\vec{r}, \vec{v}, t) = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{collisions}}$$

où $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ est soi-disant la fonction de distribution (réellement la fonction du densité de probabilité) pour les électrons à l'instant t et à la position $\vec{r}$ avec la vitesse $\vec{v}$. Le LHS est la dérivé hydrodynamique habituelle (usual hydrodynamic derivative) et la forme de LHS dépend sur les détails des processus considérés. Dans le travail discuté ici, les simplifications suivantes peuvent être intervenir,

$$i) \quad f = f(\vec{v}, t)$$

$$ii) \quad \vec{F} = q \cdot \vec{E}$$

$$iii) \quad f(\vec{v}) = f_0(v) + \frac{\vec{v}}{v} \cdot \vec{f}_1(v)$$

où q est la charge électrique ($-e$ pour un électron) et $\vec{E}$ est le champ électrique constant appliqué. Cette dernière supposition est le développement au premier ordre en harmonique sphérique de la fonction de distribution utilisée premièrement par Lorentz [14] dans l'étude du circulation des électrons à travers un conducteur. Le raisonnement derrière cette procédure du développement implique l'hypothèse que le champ électrique est suffisamment faible et que la vitesse orientée des électrons causée par le champ (vitesse de dérive) est beaucoup petite de leurs vitesse aléatoire (vitesse thermique).

Avec ces suppositions et en introduisant seulement les processus de transfert de vitesse, inélastiques et super-élastiques présents, on peut mettre l'équation de Boltzmann sous la forme:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} = & - \frac{\partial J_f}{\partial \varepsilon} - \frac{\partial J_{el}}{\partial \varepsilon} \\ & + \sum_{s,j} N_s \left(\frac{2}{m} \right)^{1/2} \left[\left(\varepsilon + \varepsilon_{sj} \right)^{1/2} \sigma_{sj}(\varepsilon + \varepsilon_{sj}) n(\varepsilon + \varepsilon_{sj}) - \varepsilon^{1/2} \sigma_{sj}(\varepsilon) n(\varepsilon) \right] \\ & - \sum_{s,j} N_s \left(\frac{2}{m} \right)^{1/2} \left[\frac{(\varepsilon + \varepsilon_{sj})}{\varepsilon^{1/2}} \sigma_{sj}(\varepsilon + \varepsilon_{sj}) n(\varepsilon) - \frac{\varepsilon}{(\varepsilon - \varepsilon_{sj})^{1/2}} \sigma_{sj}(\varepsilon) n(\varepsilon + \varepsilon_{sj}) \right] \end{aligned} \quad (1)$$

où

$$\begin{aligned} J_f = & - \frac{2 N e^2 (E/N)^2 \varepsilon}{3 m \left(\frac{2 \varepsilon}{m} \right)^{1/2} \sum_s \delta_s \sigma_s(\varepsilon)} \left(\frac{n}{2 \varepsilon} - \frac{\partial n}{\partial \varepsilon} \right) \\ J_{el} = & - N \left(\frac{2 \varepsilon}{m} \right)^{1/2} \sum_s \delta_s \frac{2 m}{M_s} \sigma_s(\varepsilon) \left[n \left(\frac{kT}{2} - \varepsilon \right) - kT \frac{\partial n}{\partial \varepsilon} \right] \end{aligned}$$

A cause de la complexité des calculs, on peut avoir plusieurs termes dans l'expansion du Legendre. L'extension à trois termes est examinée par Ferrari [5], Wilhelm et Winkler [6], et plus récemment par Makabe et Mori [7]. Comme attendu, les résultats de ces chercheurs montrent que dans le cas où le rapport des sections efficaces inélastiques sur les sections efficaces élastiques est grand, l'approximation de deuxième terme commence à s'effondrer, et elle reste incertaine si l'addition d'un plus de composants du Legendre est suffisante. Lin, Robson et Mason [8] proposent une méthode générale de calcul des coefficients du transport à partir de l'équation de Boltzmann dans laquelle plusieurs termes de l'expansion du Legendre sont employés. Dans cette approche, c'est les moments de la fonction de distribution qui sont calculés plutôt que la fonction de distribution elle-même.

La section II présente les différentes approximations utilisées dans la résolution de l'équation de Boltzmann ainsi que la méthode de résolution numérique de l'équation de Boltzmann utilisée dans le programme numérique BOLSIG développée par W. L. Morgan, J. P. Bœuf et L. C. Pitchford [9, 10, 11] pour le calcul des paramètres de transport électronique. Les résultats obtenus à l'aide de ce programme numérique pour l'hélium et le mélange néon-xénon sont discutés et analysés dans la partie III.

II. Modèle physique:

Nous présentons ici, dans la partie II.1, les différentes hypothèses et relations physiques que utilise le code numérique BOLSIG pour le calcul de la fonction de distribution. Nous précisons ensuite, dans la section II.2, la méthode de résolution numérique utilisée par ce code pour le calcul des principaux paramètres de transport électronique pour un gaz faiblement ionisé.

II.1. Equation de Boltzmann:

La forme générale de l'équation de Boltzmann, qu'on peut trouver dans n'importe quel texte de la mécanique statistique est [12,13]:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_r + \frac{\vec{F}}{m} \cdot \vec{\nabla}_v \right) \cdot f(\vec{r}, \vec{v}, t) = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{collisions}}$$

où $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ est soi-disant la fonction de distribution (réellement la fonction du densité de probabilité) pour les électrons à l'instant t et à la position $\vec{r}$ avec la vitesse $\vec{v}$. Le LHS est la dérivé hydrodynamique habituelle (usual hydrodynamic derivative) et la forme de LHS dépend sur les détails des processus considérés. Dans le travail discuté ici, les simplifications suivantes peuvent être intervenir,

$$i) \quad f = f(\vec{v}, t)$$

$$ii) \quad \vec{F} = q \cdot \vec{E}$$

$$iii) \quad f(\vec{v}) = f_0(v) + \frac{\vec{v}}{v} \cdot \vec{f}_1(v)$$

où q est la charge électrique ($-e$ pour un électron) et $\vec{E}$ est le champ électrique constant appliqué. Cette dernière supposition est le développement au premier ordre en harmonique sphérique de la fonction de distribution utilisée premièrement par Lorentz [14] dans l'étude du circulation des électrons à travers un conducteur. Le raisonnement derrière cette procédure du développement implique l'hypothèse que le champ électrique est suffisamment faible et que la vitesse orientée des électrons causée par le champ (vitesse de dérive) est beaucoup petite de leurs vitesse aléatoire (vitesse thermique).

Avec ces suppositions et en introduisant seulement les processus de transfert de vitesse, inélastiques et super-élastiques présents, on peut mettre l'équation de Boltzmann sous la forme:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} = & - \frac{\partial J_f}{\partial \varepsilon} - \frac{\partial J_{el}}{\partial \varepsilon} \\ & + \sum_{s,j} N_s \left(\frac{2}{m} \right)^{1/2} \left[\left(\varepsilon + \varepsilon_{sj} \right)^{1/2} \sigma_{sj}(\varepsilon + \varepsilon_{sj}) n(\varepsilon + \varepsilon_{sj}) - \varepsilon^{1/2} \sigma_{sj}(\varepsilon) n(\varepsilon) \right] \\ & - \sum_{s,j} N_s \left(\frac{2}{m} \right)^{1/2} \left[\frac{(\varepsilon + \varepsilon_{sj})}{\varepsilon^{1/2}} \sigma_{sj}(\varepsilon + \varepsilon_{sj}) n(\varepsilon) - \frac{\varepsilon}{(\varepsilon - \varepsilon_{sj})^{1/2}} \sigma_{sj}(\varepsilon) n(\varepsilon + \varepsilon_{sj}) \right] \end{aligned} \quad (1)$$

où

$$\begin{aligned} J_f = & - \frac{2 N e^2 (E/N)^2 \varepsilon}{3 m \left(\frac{2 \varepsilon}{m} \right)^{1/2} \sum_s \delta_s \sigma_s(\varepsilon)} \left(\frac{n}{2 \varepsilon} - \frac{\partial n}{\partial \varepsilon} \right) \\ J_{el} = & - N \left(\frac{2 \varepsilon}{m} \right)^{1/2} \sum_s \delta_s \frac{2 m}{M_s} \sigma_s(\varepsilon) \left[n \left(\frac{kT}{2} - \varepsilon \right) - kT \frac{\partial n}{\partial \varepsilon} \right] \end{aligned}$$

N: le nombre de la densité totale du gaz qui égale à $\sum_s \left(N_s^0 + \sum_j N_s^j \right)$ avec l'indice s

indique la nature de l'espèce (la particule) et l'indice j indique l'état de la particule.

σ_s : section efficace de transfert de vitesse.

$\sigma_{sj}, \varepsilon_{sj}$: section efficace d'excitation et la perte d'énergie respectivement.

$$\delta_s = \frac{N_s}{N}$$

Comme elle est représentée, l'équation (1) est en fait indépendante de la densité électronique et, dans l'état stationnaire,

$$\frac{\partial n(\varepsilon)}{\partial t} = n_e \varepsilon^{1/2} \frac{\partial f_0(\varepsilon)}{\partial t} = 0,$$

indépendante de N dans le sens que les paramètres clefs devient E/N et la composition fractionnaire des espèces lourdes.

Quand les processus tel que l'ionisation et l'attachement sont inclus dans le calcul, le nombre du densité d'électrons libres n'est pas conservé et la fonction de distribution peut atteindre l'état stationnaire et par conséquent le LHS de l'équation (1) est donc différent du zéro. L'équation (1) est utilisée par Rock Wood [15] et par Eliot et Green [16].

En résolvant cette équation numériquement, on peut déterminer $n(\varepsilon)$ à l'équilibre ($t \rightarrow \infty$) et on utilise la

relation $n(\varepsilon) = n_e f_0(\varepsilon) \varepsilon^{1/2}$, on détermine $f_0(\varepsilon)$ pour chaque valeur de ε avec

$$n_e = \int_0^\infty n(\varepsilon) d\varepsilon: \text{La connaissance de } f_0(\varepsilon)$$

permet de calculer les coefficients de transport électronique tel que:

$$\bar{\varepsilon} = \int_0^\infty f_0(\varepsilon) \varepsilon^{3/2} d\varepsilon \quad (\text{eV}) \quad (2)$$

L'énergie moyenne électronique.

$$v_d = -\frac{1}{3} \left(\frac{2e}{m} \right)^{1/2} \left(\frac{E}{N} \right) \int_0^\infty \frac{1}{\sigma_s} \frac{df_0}{d\varepsilon} \varepsilon d\varepsilon \quad (\text{cm/s}) \quad (3)$$

La vitesse de dérive.

$$k_{sj} = \left(\frac{2e}{m} \right)^{1/2} \int_0^\infty \sigma_{sj}(\varepsilon) f_0(\varepsilon) \varepsilon d\varepsilon \quad (\text{cm}^3/\text{s}) \quad (4)$$

Le taux de réaction.

Les coefficients sont calculés numériquement et les σ_{sj} sont connues pour chaque gaz.

II.2. Solution numérique:

Pour résoudre numériquement l'équation de Boltzmann qui tient compte des processus d'attachement, d'ionisation et des collisions électron-électron, on peut mettre l'équation (1) sous la forme [15, 16]:

$$\frac{\partial \vec{n}}{\partial t} = \vec{A} \cdot \vec{n} + \vec{B}(t) \cdot \vec{n} + \vec{C}[n(t)] \cdot \vec{n} + \vec{Q}(t) \quad (5)$$

$$\text{telque: } \vec{n}(t) = \begin{bmatrix} n_1(t) \\ n_2(t) \\ \vdots \\ n_N(t) \end{bmatrix} \quad \text{et } n(\varepsilon_i, t) = n_i(\varepsilon_i)$$

Ou' $\vec{A}$ est la matrice (constante) des coefficients pour le champ, les processus élastiques, inélastiques et super élastiques, $\vec{B}$ est la matrice des coefficients pour le processus dépendant de temps (tel que la recombinaison), $\vec{C}$ représente la matrice des coefficients pour les processus dépendants de $\vec{n}$ (tel que les collisions électron-électron), et $\vec{Q}$ représente la source externe d'électrons (tel qu'un faisceau d'électrons).

Les éléments matriciels sont définis dans la notation de Rock Wood [15]:

$$(\vec{A} \cdot \vec{n})_k = a_{k-1} n_{k-1} + b_{k+1} n_{k+1} - (a_k + b_k) n_k, \quad \text{ou'}$$

$$a_k = \frac{\bar{v}_k}{2\Delta\varepsilon} K T_g \left(1 + \frac{2\varepsilon_k^*}{\Delta\varepsilon} \right), \quad b_k = \frac{\varepsilon_k^* \bar{v}_k}{\Delta\varepsilon} + \frac{K T_g \bar{v}_{k-1} - \varepsilon_{k-1}^*}{(\Delta\varepsilon)^2}$$

$$\bar{v}_k = \frac{2m_e}{M} \left(\frac{2\varepsilon_k}{m_e} \right) \left(\frac{2\varepsilon_k}{m_e} \right)^{1/2} N \sigma(\varepsilon_k), \quad \varepsilon_k^* = \varepsilon_k + \frac{1}{2} \Delta\varepsilon, \quad \sigma(\varepsilon_k)$$

est la section efficace du transfert de vitesse.

$$(\tilde{C} n)_k = a'_{k-1} n_{k-1} + b'_{k+1} n_{k+1} - (a'_k + b'_k) n_k ,$$

$$\text{ou } a'_k = \sum_l A_{k,l} n_l , \quad b'_k = \sum_k A_{k,l} n_k , \text{ et}$$

$$A_{k,l} = [A_{k,l} A_{l-1, k+1} (\varepsilon_{l-1} \varepsilon_{k+1})^{1/2} (\varepsilon_l \varepsilon_k)^{-1/2}]^{1/2}$$

$$A_{k,l} = \alpha \left(\varepsilon_{k+1}^{-1/2} + \varepsilon_k^{-1/2} \right) (\varepsilon_l u_k - 3/4) \quad k > l$$

$$= \alpha (\varepsilon_{k+1} + \varepsilon_k) u_k \varepsilon_l^{-1/2} \quad k < l-1$$

$$= \alpha \left[\left(\varepsilon_{k+1}^{-1/2} + \varepsilon_k^{-1/2} \right) (\varepsilon_l u_k - 3/2) + \varepsilon_k u_k \varepsilon_l^{-1/2} \right] \quad k = l$$

$$= 0 \quad k = M \quad \text{ou } l = 1$$

$$u_k = \frac{1}{\Delta \varepsilon} + \frac{0.25}{\varepsilon_k + 0.5 \Delta \varepsilon} ,$$

$$\alpha = \frac{2}{3} \pi e^4 \left(\frac{2}{m_e} \right)^{1/2} \ln \left(\frac{(kT/4\pi n_0 e^2)^{1/2}}{2e^2/m_e v^2} \right) \quad \text{et}$$

$$Q(t) = \frac{n(\varepsilon, \Delta t)}{\Delta t} .$$

Comme il est indiqué dans les références 15 et 16, l'équation (5) peut être résolue en utilisant une combinaison des méthodes implicites et explicites. L'algorithme de cette solution est développé ainsi:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{n(t+\delta t) - n(t)}{\delta t} = \tilde{A} \cdot \tilde{n}(t+\delta t) + \tilde{B}(t) \cdot \tilde{n}(t) + \tilde{C}[n(t)] \cdot \tilde{n}(t+\delta t) + \tilde{Q}(t)$$

$$\tilde{n}(t+\delta t) = \delta t \tilde{A} \cdot \tilde{n}(t+\delta t) + \delta t \tilde{B}(t) \cdot \tilde{n}(t) + \delta t \tilde{C}[n(t)] \cdot \tilde{n}(t+\delta t) + \delta t \tilde{Q}(t) + \tilde{n}(t) \\ = (1 - \delta t \tilde{A})^{-1} \cdot \delta t \tilde{C}[n(t)] \cdot \tilde{n}(t+\delta t) + (1 - \delta t \tilde{A})^{-1} \cdot \{ [1 + \delta t \tilde{B}(t)] \tilde{n}(t) + \delta t \tilde{Q}(t) \}$$

Puisque δt est petit, le facteur comportant $\tilde{C}$ est approximativement, $[1 - \delta t \tilde{C}]^{-1}$ et par conséquent:

$$\tilde{n}(t+\delta t) = [1 - \delta t \tilde{C}[n(t)]]^{-1} \cdot (1 - \delta t \tilde{A})^{-1} \cdot \{ [1 + \delta t \tilde{B}(t)] \tilde{n}(t) + \delta t \tilde{Q}(t) \} \quad (6)$$

En utilisant l'équation (6) pour calculer $n(\varepsilon, t \rightarrow \infty)$ qui est la densité des électrons à l'équilibre à partir de $n(\varepsilon, t=0)$ qui est la densité des électrons avant l'application du

champ électrique et suivant des itération de pas δt avec un pas d'énergie de $\Delta \varepsilon = 1 \text{ eV}$.

III. Résultats :

La modélisation d'une décharge électrique dans les gaz rares (He, Ne, Xe) nécessite principalement la connaissance de la section efficace de collision électron-molécule relative à chacun de ces gaz.

III.1 Coefficients de transport dans l'hélium pur :

L'hélium est parmi les gaz rares, celui dont les sections efficaces sont les plus nombreuses parmi toutes les compilations effectuées dans la littérature. En ce qui concerne l'hélium He, le problème principal qui nous posé reste le choix et la cohérence des sections efficaces. En effet, à un jeu fixé de sections efficaces, correspondant, pour un gaz particulier et via la résolution numérique de l'équation de Boltzmann, un jeu de paramètres de transport (vitesse de dérive, coefficient de diffusion, etc ...), lesquels sont en plus ou moins bon accord avec les valeurs expérimentales. Cela est possible grâce au développement de nouvelles techniques de calcul et les meilleurs connaissances que nous avons des processus fondamentaux présents dans le gaz. Les résultats obtenus à l'aide de programme numérique BOLSIG sont en accord avec les résultats de la littérature [10, 13, 17].

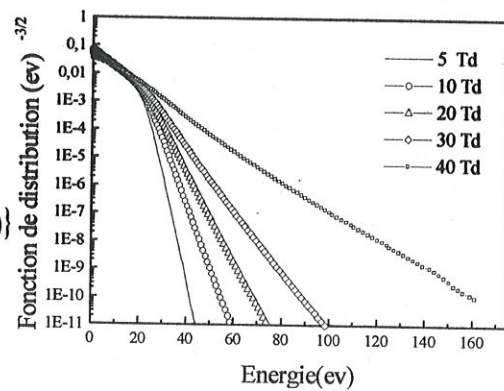


Figure 1: Variation de la fonction de distribution en fonction de l'énergie électronique dans l'hélium pur.

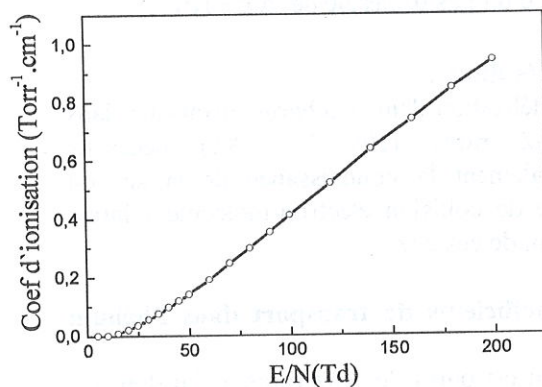


Figure 2: Variation de coefficient d'ionisation en fonction de champ réduit E/N dans l'hélium pur.

Les fonctions de distribution ainsi obtenues par résolution de l'équation de Boltzmann relative aux électrons permettent le calcul des fréquences moyennes ou des taux de toutes les réactions faisant intervenir les électrons. Sur la figure 1, la fonction de distribution électronique est inversement proportionnelle de l'énergie électronique pour une valeur donnée de champ électrique réduit appliqué E/N conformément à la théorie.

On conclure que la fonction de distribution s'élargit de plus en plus quand on augmente la valeur de champ réduit appliqué E/N (Td).

Le coefficient d'ionisation α de l'hélium est représenté sur la figure 2. Ce coefficient est proportionnel à la valeur de champ appliqué. L'accord entre nos valeurs et celles de Dupouy [17] est très bon pour les valeurs intermédiaires de champ appliqué E/N (Td). Pour les faibles valeurs de champ, les mesures de coefficient d'ionisation sont difficiles à effectuées. (de très faibles valeurs du courant mesuré entraînent en effet de fortes variations du coefficient d'ionisation pouvant éteindre quelques décades), ce qui est confirmé par le nombre très restreint de publications concernant ces déterminations expérimentales de α dans l'hélium au-dessous de 10 Td (1 Td = 10^{-17} V.cm²), alors que les données foisonnent pour les valeurs intermédiaires de champ réduit.

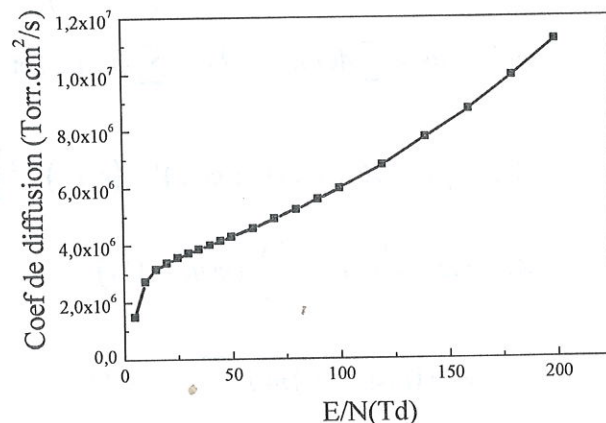


Figure 3: Variation de coefficient de diffusion en fonction de E/N dans l'hélium pur.

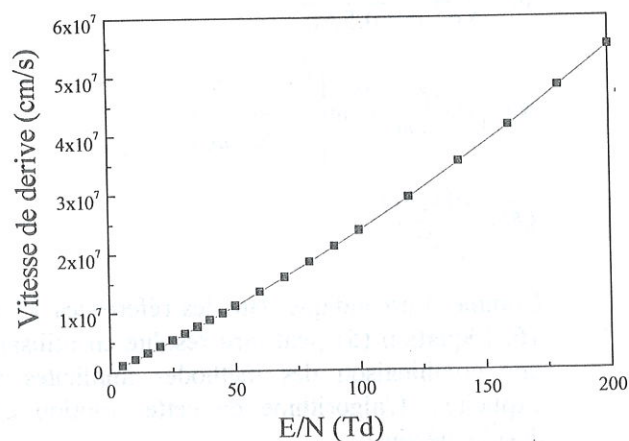


Figure 4: Variation de la vitesse de dérive électronique en fonction de E/N dans l'hélium pur.

La figure 3 montre la variation du coefficient de diffusion dans l'hélium en fonction du champ réduit E/N (Td). Ce coefficient est proportionnel à la valeur de champ réduit appliqué. Cette proportionnalité est bien vérifiée pour les valeurs intermédiaires de champ réduit.

La figure 4 illustre les variations de la vitesse de dérive en fonction du champ réduit E/N. Nous remarquons la croissance de cette vitesse de dérive avec le champ réduit. Les valeurs de la vitesse représentées sur la figure 4 et qui sont calculées à partir de la relation (3) sont comparables avec celles de Dupouy [17].

III.2. Coefficients de transport dans le mélange néon-xénon:

Dans cette partie, on a calculé les coefficients de transport électronique (coefficient d'ionisation, coefficient de diffusion, vitesse de dérive) dans le néon pur (Ne) et les mélanges néon-xénon (Ne-Xe). Le calcul des paramètres de transport dans les mélanges Ne-Xe s'effectue de la même manière que pour le néon pur. La méthode de calcul exposée brièvement dans la partie II étant applicable au cas des mélanges.

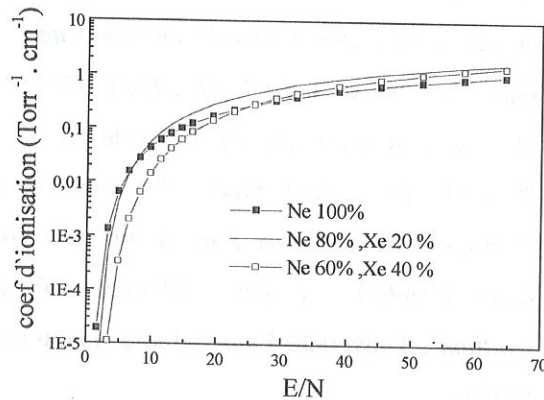


Figure 5: Variation de coefficient d'ionisation en fonction de E/N dans le mélange Ne-Xe.

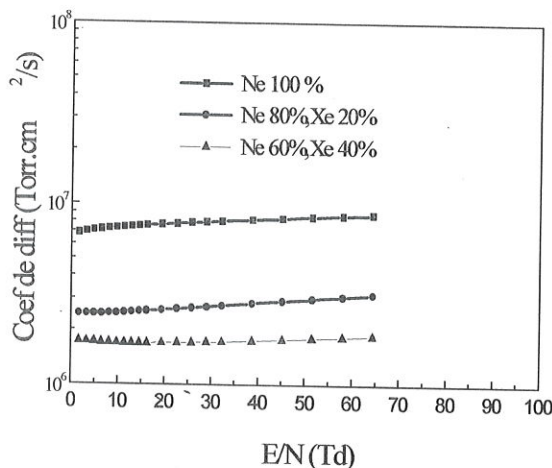


Figure 6: Variation de coefficient de diffusion en fonction de E/N dans le mélange Ne-Xe.

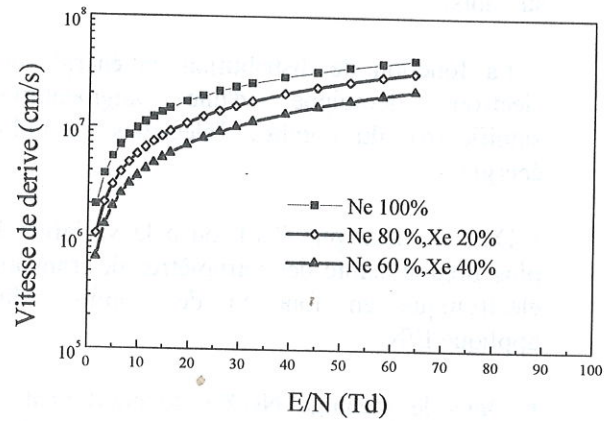


Figure 7: Variation de la vitesse de dérive en fonction de E/N dans le mélange NeXe.

Sur les figures 5, 6 sont respectivement représentées le coefficient d'ionisation et le coefficient de diffusion pour les mélanges néon-xénon (Ne-Xe) étudiés. La figure 5 montre que lorsque le champ électrique appliqué E/N augmente, le coefficient d'ionisation total (du mélange) diminue avec la croissance de la concentration de xénon. Dans la figure 6, le coefficient de diffusion se comporte de manière analogue pour les trois cas étudiés. On constate que ce coefficient diminue lorsqu'on augmente la concentration de xénon. Donc, le coefficient de diffusion total (du mélange) va tendre à celui de xénon pur.

La vitesse de dérive électronique dans le mélange Ne-Xe est représentée sur la figure 7. Elle décroît avec l'augmentation de la concentration de xénon.

IV. Conclusion:

Dans ce travail, nous avons utilisés une méthode numérique de résolution de l'équation de Boltzmann relative aux électrons pour le calcul des coefficients de transport électronique. Nous avons ensuite testés cette méthode dans la condition où on applique un champ électrique faible et constant sur les gaz: He, Ne, Xe et les mélanges Ne-Xe, ce qui nous a permis d'obtenir les résultats de divers paramètres de transport électronique dans le cas d'un gaz pur ou d'un mélange gazeux. Les résultats obtenus sont cohérents et en accord avec les résultats de la littérature. Les résultats

exposés dans ce travail montrent les points suivants:

- La fonction de distribution en énergie des électrons témoigne d'une augmentation significative du nombre d'électrons de faible énergie.
- Dans le néon pur (Ne), on a la variation la plus prédominante des paramètres de transport électronique en fonction de champ réduit appliqué E/N .
- Dans le mélange Ne-Xe, le coefficient de diffusion et la vitesse de dérive se rapprochent de plus en plus de coefficient de diffusion et de la vitesse de dérive de xénon pur par l'augmentation de la concentration de xénon dans le mélange.

References:

- [1] L. C. Pitchford, S. V. Oneil, and J. R. Rumble, Jr. *, "Extended Boltzmann analysis of electron swarm experiments", *Phys. Rev. A* **23**, 294 (1981).
- [2] A.E. Robertson, *Aust. J. Phys.* **30**, 39 (1977).
- [3] H. B. Milloy and R. W. Crompton, *Aust. J. Phys.* **30**, 51 (1977).
- [4] T. Holstein, *Phys. Rev.* **70**, 367 (1946).
- [5] L. Ferrari, *Physica (Utrecht)* **85C**, 161 (1977).
- [6] J. Wilhelm and R. Winkler, *Ann. Phys. (Leipzig)* **23**, 28 (1969).
- [7] T. Makabe and T. Mori, *J. Phys. (Paris) Colloq.* **40**, 43 (1979).
- [8] S. L. Lin, R. E. Robson, and E. A. Mason, *J. Chem. Phys.* **77**, 3483 (1979).
- [9] Code Bolsig, the siglo series of discharge modeling, software, 1996 by Kinema Software.
- [10] W. L. Morgan et B. Penetrante, *Computer Phys. Communications* **58**, 127 (1990).
- [11] The Siglo Data base, CPAT and Kinema Software, <http://www.csn.net/siglo>, (1995).
- [12] K. Huang, *Statistical Mechanics* (Wiley, New York, 1963).
- [13] Jean-Loup, Abraham Bers, "*Physique des Plasmas (tome 1 et 2)*", Université Paris-Sud, Orsay (1994).
- [14] H. A. Lorentz, *Theory of Electrons* (B. G. Teubner, Leipzig, 1916).
- [15] S. D. Rockwood, *Phys. Rev. A* **8**, 2348 (1973).
- [16] C. J. Elliot and A. E. Greene, "*Electron energy distributions in e-beam generated Xe and Ar plasmas*", *J. A. P.* **47**, 2946 (1976).
- [17] D. Dupou, Thèse de 3^e Cycle N^o 3238, "*Calcul des Principaux Paramètres de Transport Relatifs aux Ions et aux Electrons dans L'Hélium et Les Mélanges Hélium-Cadium*", Université Paul Sabatier (Toulouse) (1985).