



Théorie cinétique des plasmas : l'opérateur de collisions inélastiques dans le cas d'excitations et de désexcitations électroniques

Nelly Peyraud

► To cite this version:

Nelly Peyraud. Théorie cinétique des plasmas : l'opérateur de collisions inélastiques dans le cas d'excitations et de désexcitations électroniques. *Journal de Physique*, 1967, 28 (2), pp.147-151. 10.1051/jphys:01967002802014700 . jpa-00206499

HAL Id: jpa-00206499

<https://hal.science/jpa-00206499>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÉORIE CINÉTIQUE DES PLASMAS : L'OPÉRATEUR DE COLLISIONS INÉLASTIQUES DANS LE CAS D'EXCITATIONS ET DE DÉSEXCITATIONS ÉLECTRONIQUES

Par NELLY PEYRAUD,

Laboratoire de Physique des Plasmas, Faculté des Sciences, 91-Orsay.

Résumé. — Dans le but d'étudier l'évolution de la distribution électronique des vitesses dans un plasma, on explicite l'opérateur de collisions inélastiques et superélastiques intervenant au second membre de l'équation de Boltzmann ; dans le cas particulier de collisions électrons-particules lourdes, cet opérateur est linéaire. On étudie les propriétés mathématiques de cet opérateur : problème de fonctions propres et valeurs propres ; on trouve qu'il admet les fonctions sphériques comme fonctions propres et on calcule les valeurs propres correspondantes.

Abstract. — In order to study the evolution of the distribution of electron velocities in a plasma, we express the inelastic and superelastic collision operator figuring in the second member of the Boltzmann equation ; in the special case of collisions between electrons and heavy particles, this operator is linear. We study the mathematical properties of this operator : problem of eigenfunctions and eigenvalues ; we show that the eigenfunctions are spherical harmonics, and the eigenvalues are calculated.

Introduction. — La théorie cinétique a pour but la détermination des diverses fonctions de distribution des vitesses lorsque les forces extérieures sont connues. La fonction de distribution des vitesses f d'un type de particules du plasma est solution de l'équation de Boltzmann :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{w} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\mathbf{X}}{m} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{w}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{interactions}} \quad (1)$$

$\mathbf{X}$ = force extérieure ;

$f = f(\mathbf{w}, \mathbf{r}, t)$.

Le terme $(\partial f / \partial t)_{\text{interactions}}$ représente la somme des termes agissant sur f , dus aux divers types d'interactions de la particule étudiée avec les autres composantes du gaz.

La résolution de l'équation de Boltzmann nécessite donc : d'une part la connaissance de tous les termes contenus dans $(\partial f / \partial t)_{\text{interactions}}$ et d'autre part l'utilisation de méthodes mathématiques adaptées au cas envisagé.

Ces problèmes ont déjà fait l'objet d'un grand nombre de travaux :

L'opérateur de collisions élastiques sous sa forme la plus générale s'étant révélé inutilisable — l'équation de Boltzmann est intégral-différentielle non linéaire — on s'est efforcé de simplifier le problème ; en particulier, on peut étudier la distribution électronique d'un gaz faiblement ionisé ; les deux cas $m_1/m_2 = 0$ et $m_1/m_2 \ll 1$ (Lorentzien et Lorentzien imparfait) ont été étudiés [1] ; dans ces deux cas, l'opérateur linéaire de collisions élastiques électrons-neutres s'explique sur l'espace des fonctions isotropes de la vitesse. On en

déduit alors des renseignements intéressants [2] concernant la conductivité et la température électroniques.

En fait, ces premiers calculs ne concernant que la fonction de distribution électronique, une étude plus complète [3] du plasma nécessitait la connaissance de l'évolution de la composante ionique ; cette étude est analogue à la précédente à la différence que m_1/m_2 est voisin de l'unité (chocs ions-molécules).

Si l'on approfondit encore le problème général des plasmas, on s'aperçoit que les seules collisions élastiques sont souvent bien loin d'être dominantes [4] [5] et on doit tenir compte des collisions inélastiques [4] [5]. Jusqu'à présent, peu de théories ont été élaborées sur ce sujet et notre but est d'expliquer l'opérateur de collisions inélastiques et superélastiques pour une fonction de distribution électronique anisotrope quelconque dans le cas d'une collision de type électron-particule infiniment lourde ($m_1/m_2 = 0$), c'est-à-dire pour les excitations et désexcitations des particules lourdes.

Un autre but de ce travail est de rendre ces opérateurs utilisables ; on étudiera donc leurs propriétés exactement de la même façon que pour les collisions élastiques [2] [3] (recherche des fonctions propres et valeurs propres de l'opérateur rendu linéaire par l'approximation $m_1/m_2 = 0$).

I. Expression des opérateurs de collisions inélastiques et superélastiques. Cas de l'excitation et de la désexcitation par choc électronique. — On considère la réaction suivante :

électron + neutre $\rightleftharpoons$ électron + neutre excité.

On appellera n_0 la densité de neutres dans l'état fondamental noté 0 et n_k la densité de neutres excités dans l'état d'excitation k ; $\frac{1}{2} m w_k^2$ représente l'énergie d'excitation du niveau 0 au niveau k .

On se place dans le cas où la masse m de l'électron est bien inférieure à la masse M des neutres.

Le second membre de l'équation (1) s'écrit :

$$(\partial f / \partial t)_{\text{interactions}} = (\partial f / \partial t)_{\text{excitation}}_{0 \rightarrow k} + (\partial f / \partial t)_{\text{désexcitation}}_{k \rightarrow 0} \quad (2)$$

f est la fonction de distribution électronique; on montre [2] que dans le cas où $m \ll M$, l'équation (2) s'écrit :

$$(\partial f / \partial t)_{\text{interactions}} = (J_i + J_s) f \quad (3)$$

J_i et J_s étant les opérateurs linéaires de collisions inélastiques et superélastiques; ils sont tels que [2] :

$$(\partial f / \partial t)_{\text{excit.}}_{0 \rightarrow k} = J_i f = n_0 w \int f(\mathbf{w}'', t) q_{k \rightarrow 0}(w, \chi) d\Omega - n_0 w Q_{0 \rightarrow k}(w) f(\mathbf{w}, t) \quad (4)$$

$$(\partial f / \partial t)_{\text{désexc.}}_{k \rightarrow 0} = J_s f = n_k w \int f(\mathbf{w}', t) q_{0 \rightarrow k}(w, \chi) d\Omega - n_k w Q_{k \rightarrow 0}(w) f(\mathbf{w}, t). \quad (5)$$

La signification physique des quatre termes de (4) et (5) peut être rendue plus claire par le schéma de la figure 1.

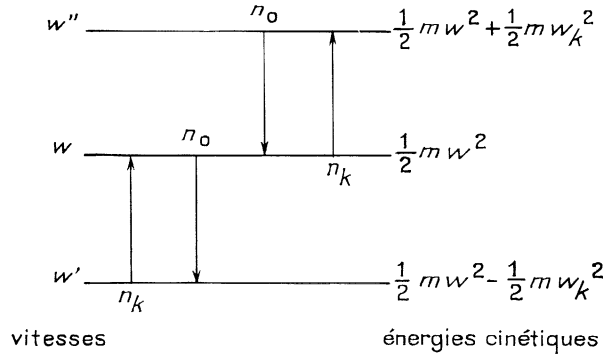


FIG. 1. — Les quatre types de collisions intervenant dans les formules (4) et (5).

Les flèches dirigées vers le bas représentent les collisions inélastiques; les flèches dirigées vers le haut les collisions superélastiques; n_0 à l'origine des premières indique que J_i est proportionnel à n_0 ; n_k à l'origine des secondes indique que J_s est proportionnel à n_k . On rappelle les notations :

$q_{0 \rightarrow k}$ section efficace différentielle inélastique.

$Q_{0 \rightarrow k}$ section efficace totale inélastique.

$q_{k \rightarrow 0}$ section efficace différentielle superélastique.

$Q_{k \rightarrow 0}$ section efficace totale superélastique.

$$d\Omega = \sin \chi \, d\chi \, d\epsilon.$$

Dans la formule (4), $\mathbf{w}''$ représente la vitesse initiale de l'électron, $\mathbf{w}$ la vitesse finale après une collision

inélastique; dans la formule (5), $\mathbf{w}'$ représente la vitesse initiale de l'électron, $\mathbf{w}$ la vitesse finale après une collision superélastique (fig. 1).

On peut aussi préciser la géométrie de la collision à l'aide de la figure 2 (par exemple dans le cas d'une collision inélastique d'un électron de vitesse initiale $\mathbf{w}''$ excitant une molécule neutre de vitesse initiale $\mathbf{W}''$).

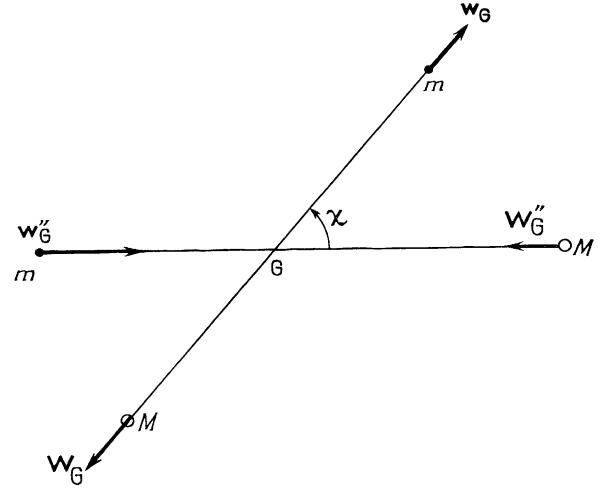


FIG. 2. — Collision inélastique électron-molécule dans le système du centre de gravité.

La figure 2 est faite dans le système du centre de gravité G et les indices G correspondent aux notations dans ce système. Les vitesses notées sans indice représentent les valeurs dans le système du laboratoire.

La conservation de l'énergie totale s'écrit :

$$\frac{1}{2} \frac{mM}{m+M} g'^2 = \frac{1}{2} \frac{mM}{m+M} g^2 + \frac{1}{2} m w_k^2 \quad (6)$$

avec :

$$g = |\mathbf{w} - \mathbf{W}|$$

$$g' = |\mathbf{w}' - \mathbf{W}'|.$$

L'équation (6) se simplifie lorsque $M \gg m$ et s'écrit :

$$w'^2 = w^2 + w_k^2 \quad (7)$$

de même :

$$w^2 = w'^2 - w_k^2. \quad (8)$$

On admet les relations suivantes dites de micro-réversibilité :

$$w^2 q_{k \rightarrow 0}(w, \chi) d\Omega = w'^2 q_{0 \rightarrow k}(w', \chi) d\Omega \quad (9)$$

$$w^2 q_{0 \rightarrow k}(w, \chi) d\Omega = w'^2 q_{k \rightarrow 0}(w', \chi) d\Omega. \quad (10)$$

On peut donc mettre $J_i f$ et $J_s f$ sous la forme :

$$J_i f = n_0 \frac{w'^2}{w} \int f(\mathbf{w}'', t) q_{k \rightarrow 0}(w'', \chi) d\Omega - n_0 w Q_{0 \rightarrow k}(w) f(\mathbf{w}, t) \quad (11)$$

$$J_s f = n_k \frac{w^2}{w} \int f(\mathbf{w}', t) q_{0 \rightarrow k}(w', \chi) d\Omega - n_k w Q_{k \rightarrow 0}(w) f(\mathbf{w}, t). \quad (12)$$

II. Étude mathématique de l'opérateur. Action sur les harmoniques sphériques de f . — Les raisonnements qui suivent seront effectués pour J_i ; ils sont valables pour J_s en changeant les notations.

II.1. J_i COMMUTE AVEC TOUS LES OPÉRATEURS ROTATION S . — Soit $R\mathbf{v}$ le vecteur déduit de $\mathbf{v}$ par une rotation; on définit sur l'espace des fonctions un opérateur rotation S par :

$$Sf(R\mathbf{v}) = f(\mathbf{v}). \quad (13)$$

En se servant de $J_i f$, (11), on obtient :

$$J_i[Sf(\mathbf{w})] = n_0 \frac{w'^2}{w} \int Sf(\mathbf{w}'') q_{0 \rightarrow k}(w'', \chi) d\Omega \\ - n_0 w Q_{0 \rightarrow k}(w) Sf(\mathbf{w}). \quad (14)$$

En posant $\mathbf{w} = R\mathbf{v}$ et $\mathbf{w}'' = R\mathbf{v}''$

$$J_i[Sf(\mathbf{w})] = n_0 \frac{w'^2}{w} \int Sf(R\mathbf{v}'') q_{0 \rightarrow k}(w'', \chi) d\Omega \\ - n_0 w Q_{0 \rightarrow k}(w) Sf(R\mathbf{v}) \quad (15)$$

donc par définition de S :

$$J_i[Sf(\mathbf{w})] = J_i f(\mathbf{v}). \quad (16)$$

On a aussi par définition de S (formule (13)) :

$$S[J_i f(\mathbf{w})] = S[J_i f(R\mathbf{v})] = J_i f(\mathbf{v}) \quad (17)$$

donc :

$$J_i Sf(\mathbf{w}) = S J_i f(\mathbf{w}). \quad (18)$$

II.2. J_i EST HERMITIQUE SUR UNE SPHÈRE. — On va montrer que :

$$\langle J_i f, \Phi \rangle = \int [J_i f(\mathbf{w})] \Phi(\mathbf{w}) d\omega \equiv \langle J_i \Phi, f \rangle \quad (19)$$

avec $\omega = (\theta, \varphi)$; $d\omega = \sin \theta d\theta d\varphi$.

Il est évident que la deuxième partie de

$$J_i(-n_0 w Q_{0 \rightarrow k}(w))$$

est hermitique pour la norme définie par intégration sur tout l'espace ($dw = dw d\omega$; $\mathbf{w} = (w, \theta, \varphi)$).

Soit PJ_i la première partie de J_i ; d'après (11) :

$$PJ_i f = n_0 \frac{w'^2}{w} \int f(\mathbf{w}'') q_{0 \rightarrow k}(w'', \chi) d\Omega \quad (20)$$

$$\langle PJ_i f, \Phi \rangle = n_0 \frac{w'^2}{w} \int f(\mathbf{w}'') q_{0 \rightarrow k}(w'', \chi) d\Omega \Phi(\mathbf{w}) d\omega \quad (21)$$

$$\langle PJ_i f, \Phi \rangle = n_0 \frac{w'^2}{w} \int f(\theta'', \varphi'', w'') q_{0 \rightarrow k}(w'', \chi) d\Omega \Phi(\theta, \varphi, w) d\omega. \quad (22)$$

— En fait, d'après la définition de S (13) :

$$J_i f(\mathbf{w}) = S[J_i f(R\mathbf{w})]. \quad (23)$$

— Si on peut montrer que $J_i f(R\mathbf{w})$ est indépendant de θ et φ et ne dépend que du module w , d'après l'égalité (23), on aurait :

$$J_i f(\mathbf{w}) = J_i f(R\mathbf{w}) \quad (24)$$

pour w donné.

— Le calcul de $J_i f(\mathbf{w})$ compliqué dans le cas général ($\mathbf{w}$ quelconque) pourrait alors être simplifié en choisissant une direction particulière de $\mathbf{w}$.

— A titre indicatif, on calcule $PJ_i f(\mathbf{w}_z)$, c'est-à-dire $PJ_i f(R\mathbf{w})$ lorsque $R\mathbf{w} = \mathbf{w}_z$.

Dans ce cas :

$$\chi = \theta'' \\ \varepsilon = \varphi'' \\ d\Omega = \sin \theta'' d\theta'' d\varphi''.$$

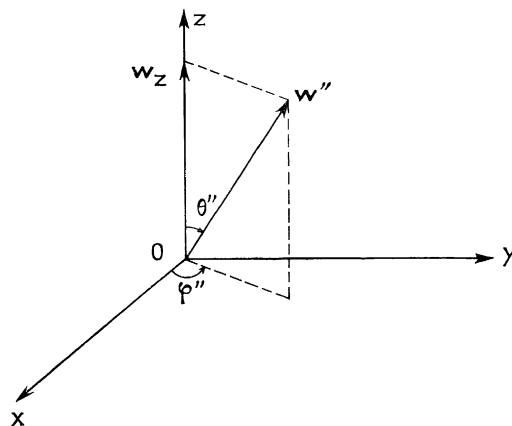


FIG. 3.

Géométrie de la collision inélastique lorsque $\mathbf{w} = \mathbf{w}_z$.

$$PJ_i f(\mathbf{w}_z) \\ = n_0 \frac{w'^2}{w} \int f(\theta'', \varphi'', w'') q_{0 \rightarrow k}(w'', \theta'') \sin \theta'' d\theta'' d\varphi''. \quad (25)$$

On voit que pour w donné (et par suite w''), $PJ_i f(\mathbf{w})$ est indépendant de la direction de $\mathbf{w}$.

Par suite :

$$PJ_i f(\mathbf{w}) = PJ_i f(R\mathbf{w}) \quad (26)$$

et en particulier :

$$PJ_i f(\mathbf{w}) = PJ_i f(\mathbf{w}_z). \quad (27)$$

Dans (25), l'angle θ'' figurant dans $q_{0 \rightarrow k}(w'', \theta'')$ représente l'angle de $\mathbf{w}$ avec $\mathbf{w}''$ (dans ce cas $\mathbf{w}_z$ avec $\mathbf{w}''$). En prenant $PJ_i f(R\mathbf{w}_z) = PJ_i f(\mathbf{w})$, il faut naturellement rendre à cet angle sa signification physique primitive χ ; cela conduit à la formule (28) :

$$PJ_i f(\mathbf{w}) = n_0 \frac{w''^2}{w} \int f(\theta'', \varphi'', w'') q_{0 \rightarrow k}(w'', \chi) \sin \theta'' d\theta'' d\varphi'' \quad (28)$$

d'après (28) :

$$\langle PJ_i f(\mathbf{w}), \Phi \rangle = n_0 \frac{w''^2}{w} \int f(\theta'', \varphi'', w'') q_{0 \rightarrow k}(w'', \chi) \sin \theta'' d\theta'' d\varphi'' \cdot \Phi(\theta, \varphi, w) \sin \theta d\theta d\varphi \quad (29)$$

et puisque le nom de la variable d'intégration n'importe pas :

$$\begin{aligned} \langle PJ_i f(\mathbf{w}), \Phi \rangle &= n_0 \frac{w''^2}{w} \int f(\theta, \varphi, w'') q_{0 \rightarrow k}(w'', \chi) \sin \theta d\theta d\varphi \Phi(\theta'', \varphi'', w) \sin \theta'' d\theta'' d\varphi'' \\ &= n_0 \frac{w''^2}{w} \int f(\theta, \varphi, w'') q_{0 \rightarrow k}(w'', \chi) d\omega \Phi(\theta'', \varphi'', w) d\Omega \end{aligned} \quad (30)$$

$$\langle PJ_i f, \Phi \rangle \equiv \langle PJ_i \Phi, f \rangle. \quad (31)$$

Par suite, PJ_i est hermitique pour la norme définie par intégration sur une sphère de rayon 1 centrée à l'origine.

II.3. ACTION DE J_i SUR LES FONCTIONS SPHÉRIQUES.
— II.3.1. *Les fonctions sphériques sont fonctions propres de J_i .* — Il résulte des deux propriétés II.1 et II.2 que les fonctions sphériques $y_{lm}(\theta, \varphi)$ sont fonctions propres de J_i [6], c'est-à-dire :

$$J_i y_{lm}(\theta, \varphi) = -\mu_m(w) y_{lm}(\theta, \varphi) \quad (32)$$

$$\text{avec : } y_{lm}(\theta, \varphi) = P_l(\cos \theta) e^{im\varphi}. \quad (33)$$

— $\mu_{lm}(w)$ est la valeur propre correspondante; elle dépend de w ; il est important de remarquer que l'espace des fonctions propres de J_i est composé de fonctions indépendantes de w (formule (33)).

En fait, on a l'habitude d'appeler fonction sphérique la fonction $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ définie par [2] :

$$Y_{lm}(\theta, \varphi) = w^l y_{lm}(\theta, \varphi) = w^l P_l(\cos \theta) e^{im\varphi}. \quad (34)$$

Si on fait agir J_i sur Y_{lm} , on obtient (formule (11)) :

$$\begin{aligned} J_i Y_{lm} &= J_i(w^l y_{lm}) \\ &= n_0 \frac{w''^2}{w} \int w''^l y_{lm}(\theta'', \varphi'') q_{0 \rightarrow k}(w'', \chi) d\Omega \\ &\quad - n_0 w Q_{0 \rightarrow k}(w) w^l y_{lm}(\theta, \varphi) \end{aligned} \quad (35)$$

$$J_i Y_{lm} = w''^l (PJ_i) y_{lm} - n_0 w Q_{0 \rightarrow k}(w) Y_{lm} \quad (36)$$

d'après (32) :

$$(PJ_i) y_{lm} = -(\mu_{lm}(w)) y_{lm}. \quad (37)$$

En appelant $-P\mu_{lm}$ la partie de $-\mu_{lm}$ correspondant à l'opérateur PJ_i ; en tenant compte de (37), l'équation (36) s'écrit :

$$J_i Y_{lm} = w''^l (-P\mu_{lm}(w)) y_{lm} - n_0 w Q_{0 \rightarrow k}(w) Y_{lm} \quad (38)$$

$$\begin{aligned} J_i Y_{lm} &= - \left[\left(\frac{w''}{w} \right)^l P\mu_{lm}(w) + n_0 w Q_{0 \rightarrow k}(w) \right] Y_{lm} \\ &= -\nu_{lm}(w) Y_{lm} \end{aligned} \quad (39)$$

avec :

$$\nu_{lm}(w) = \left(\frac{w''}{w} \right)^l P\mu_{lm}(w) + n_0 w Q_{0 \rightarrow k}(w). \quad (40)$$

D'après la formule (39), Y_{lm} est fonction propre de J avec la valeur propre $-\nu_{lm}$.

II.3.2. *Calcul des valeurs propres de J_i .*

a) $\nu_{lm}(w)$ ne dépend que de l'indice l .

Si f est fonction propre de J_i avec la valeur propre $-\lambda$:

$$J_i f = -\lambda f. \quad (41)$$

Or comme J_i et S commutent, d'après (18) et (41) :

$$J_i(Sf) = SJ_i f = S(-\lambda f) = -\lambda Sf. \quad (42)$$

Donc si Y_{lm} est fonction propre de J_i avec la valeur propre $-\nu_{lm}$, toute somme du type $\sum_r a_r S_r Y_{lm}(\theta, \varphi)$ est fonction propre de J_i avec la valeur propre $-\nu_{lm}$; or une telle somme décrit la fonction sphérique d'indice général l [6] : $Y_{lm'}$, quel que soit $m' \leq l$.

Donc :

$$\begin{aligned} J_i [\sum a_r S_r Y_{lm}] \\ = -v_{lm} [\sum a_r S_r Y_{lm}] = J_i Y_{lm'} = -v_{lm'} Y_{lm'} \\ = -v_{lm} Y_{lm'} \end{aligned} \quad (43)$$

par suite :

$$v_{lm}(w) = v_{lm'}(w) = v_l(w). \quad (44)$$

b) Valeur de $v_l(w)$.

On peut calculer $J_i Y_{lm}(\theta, \varphi)$ dans le cas où $m = 0$ et $\theta = 0$.

$$\begin{aligned} J_i Y_{l0}(\theta, \varphi) &= -v_l(w) w^l \\ &= n_0 \frac{w'^{l+2}}{w} \int w'^l P_l(\cos \chi) q_{0 \rightarrow k}(w'', \chi) d\Omega \\ &\quad - n_0 w Q_{0 \rightarrow k}(w) w^l \end{aligned} \quad (45)$$

d'où :

$$\begin{aligned} v_l(w) &= -n_0 \left(\frac{w''}{w} \right)^{l+2} w \int P_l(\cos \chi) q_{0 \rightarrow k}(w'', \chi) d\Omega \\ &\quad + n_0 w Q_{0 \rightarrow k}(w). \end{aligned} \quad (46)$$

On remarquera que l'on retrouve le cas des collisions élastiques pour $w'' = w$.

II. 4. ACTION DE J_i SUR UNE FONCTION QUELCONQUE.

Toute fonction $f(\mathbf{w})$ se développe en harmoniques sphériques; si on applique J_i à la fonction $\alpha_{lm}(w) Y_{lm}(\theta, \varphi)$, on obtient :

$$J_i [\alpha_{lm}(w) Y_{lm}(\theta, \varphi)] = Y_{lm}(\theta, \varphi) \left[n_0 \left(\frac{w''}{w} \right)^{l+2} w \alpha_{lm}(w'') \int P_l(\cos \chi) q_{0 \rightarrow k}(w'', \chi) d\Omega - n_0 w Q_{0 \rightarrow k}(w) \alpha_{lm}(w) \right]. \quad (47)$$

On montrerait exactement de la même façon que :

$$J_s [\alpha_{lm}(w) Y_{lm}(\theta, \varphi)] = Y_{lm}(\theta, \varphi) \left[n_k w \left(\frac{w'}{w} \right)^{l+2} \alpha_{lm}(w') \int P_l(\cos \chi) q_{k \rightarrow 0}(w', \chi) d\Omega - n_k w Q_{k \rightarrow 0}(w) \alpha_{lm}(w) \right]. \quad (48)$$

On remarque que $J_i(\alpha_{lm} Y_{lm})$ diffère de

$$-v_l \alpha_{lm}(w) Y_{lm}$$

par le terme $\alpha_{lm}(w'')$ dû à la non-hermiticité de J_i pour la norme définie par intégration sur tout l'espace des vitesses.

Conclusion. — Les difficultés introduites par les premiers termes de (47) et (48) (termes de gain) montrent qu'il sera souvent délicat de déterminer l'influence des collisions inélastiques et superélastiques. L'équation de Boltzmann (1) devient non locale dans l'espace des vitesses.

En général, la section efficace de collisions inélastiques est faible devant la section efficace de collisions

élastiques [2]. Pour les anisotropies d'ordre 1 (étude de la conductivité), on montre [2] qu'en général l'influence des collisions inélastiques est négligeable devant celle des collisions élastiques.

L'étude de la partie isotrope est en revanche compliquée par le terme de gain qui n'est plus négligeable devant le terme de collisions élastiques (multiplié dans ce cas par m/M).

Les formules (47) et (48) peuvent être d'une application difficile; il n'en reste pas moins qu'elles constituent un formalisme complet pour l'étude générale de l'action de l'opérateur de Boltzmann sur les diverses anisotropies de la fonction de distribution électronique.

Manuscrit reçu le 13 juillet 1966.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] BAYET (M.), DELCROIX (J.-L.) et DENISSE (J.-F.), *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 795; 1955, **16**, 274; 1956, **17**, 923.
- [2] DELCROIX (J.-L.), *Physique des plasmas*, tome 2, Dunod, 1966.
- [3] NAZE (J.), Thèse, Paris, 1961.
- [4] HOLSTEIN (T.), *Phys. Rev.*, 1946, **70**, 367.
- [5] DREICER (H.), *Phys. Rev.*, 1960, **117**, 343.
- [6] PISOT (C.), *Cours de Mathématiques*, Paris, 1961.