

# ANALYSE CINÉTIQUE DE LA CONDENSATION– EVAPORATION DANS UN SYSTÈME BINAIRE VAPEUR–GAZ

T. M. MOURATOVA

Institut Energétique de Krgigeanowski, Moscou

(Reçu le 29 Septembre 1972)

**Résumé**—Dans ce travail on donne la résolution de deux problèmes: celui de la recondensation entre deux surfaces planes en présence d'un gaz non condensé et celui des effets de bord dans un mélange binaire vapeur–gaz pour la condensation ou l'évaporation. L'analyse s'appuie sur les méthodes de la théorie cinétique, le point de départ étant un modèle le plus possible simple dit unirelaxationnel. Dans la première partie on étudie les propriétés du modèle et les possibilités de l'employer pour le mélange thermodynamiquement classique. On y a établi ensuite le système des équations de moments qui décrit les processus de transport dans un mélange. Dans la seconde partie les solutions des problèmes en question sont données. Pour la recondensation les expressions décrivant le flux de matière et les champs de concentration ont été obtenues dans tout intervalle des nombres de Knudsen,  $0 < Kn < \infty$ . Pour le second problème dit de glissement de température le flux de matière, le saut de température, le "saut" de densité partielle de vapeur ont été déterminés en fonction de la concentration, du rapport des masses moléculaires et du coefficient de condensation. Les résultats obtenus complètent les données plus particulières des autres recherches.

## NOTATIONS

$a_{ji}, a_{ji}^{\pm}$ , paramètres des fonctions approxi-  
mantes;  
 $A_i, B_i, D_i$ , coefficients (formule (17));  
 $\bar{c}$ , vitesse moléculaire relative;  
 $d$ , distance;  
 $d_i$ , diamètre de la molécule sphérique;  
 $D_{12}$ , coefficient de diffusion;  
 $f$ , fonction de distribution;  
 $f^{(0)}$ , fonction de distribution en équilibre  
local;  
 $g$ , déséquilibre de la fonction de dis-  
tribution;  
 $k$ , constante de Boltzmann;  
 $Kn$ , nombre de Knudsen;  
 $l$ , libre parcours moyen de molécule;  
 $m$ , masse moléculaire;  
 $n_i$ , densité numérique partielle,  
 $\int f_i d\bar{v}_i$ ;  
 $n$ , densité numérique totale  
 $\sum_i n_i$ ;  
 $p$ , pression;

$P_{kl, i}$ , tenseur des contraintes partiel  
 $m_i \int c_{ki} c_{li} f_i d\bar{v}_i$ ;  
 $P_{kl}$ , tenseur des contraintes total  
 $\sum_i P_{kl, i}$ ;  
 $p_{xx}$ , flux sans dimensions de la quantité  
de mouvement normal à la surface;  
 $\bar{Q}$ , flux thermique  
 $\sum_i \int \bar{c}_i \frac{m_i c_i^2}{2} f_i d\bar{v}_i$ ;  
 $q$ , flux thermique sans dimensions;  
 $r_s$ , coordonnée (= x, y, z);  
 $t$ , temps;  
 $T$ , température du mélange  
 $\frac{2}{3kn} \sum_i \int \frac{m_i c_i^2}{2} f_i d\bar{v}_i$ ;  
 $\bar{u}_i$ , vitesse macroscopique d'un con-  
stituant  
 $\frac{1}{n_i} \int \bar{v}_i f_i d\bar{v}_i$ ;

$\bar{u}$ , vitesse macroscopique du mélange

$$\frac{1}{\rho} \sum_i \rho_i \bar{u}_i;$$

$\bar{v}$ , vitesse moléculaire absolue;

$\bar{w}_i$ , vitesse de diffusion,  $\bar{u}_i - \bar{u}$ ;

$x, y, z$ , coordonnées Cartésiennes.

### Lettres grecques

$\beta$ , coefficient de condensation;

$\gamma$ , concentration sans dimensions;

$\delta_{kb}$ , tenseur unité;

$\delta_i$ , masse volumique partielle sans dimensions;

$A$ , distance sans dimensions;

$\eta$ , viscosité;

$\theta$ , température réduite; saut de température;

$t_1$ , flux de masse de vapeur sans dimensions;

$\lambda$ , conductivité thermique;

$\mu$ , rapport des masses moléculaires

$$\frac{m_2}{m_1};$$

$v$ , densité réduite; "saut" de densité;

$\xi$ , coordonnée sans dimensions;

$\rho_i$ , masse volumique partielle,  $m_i n_i$ ;

$\rho$ , masse volumique totale  $\sum_i \rho_i$ ;

$\sigma$ , "saut" de pression;

$\tau$ , temps de relaxation;

$\phi$ , attribut moléculaire.

### Indices

$A, B$ , interface;

$i (= 1, 2)$ , numéro du constituant;

$k, l, m, s, \eta, \zeta$ , coordonnée (et indice de sommation);

$*$ , valeur pour référence;

$0$ , interface du côté du mélange ( $x = + 0$ );

$\infty$ , infini amont;

$e$ , extrapolé.

DANS les travaux antérieurs [1-4] deux problèmes de la condensation-évaporation ont été considérés pour le cas d'une substance pure: celui de recondensation et celui de glissement de température sur la surface pénétrable. On s'intéresse de même aux particularités de ces phénomènes en présence d'un constituant non condensé. C'est par exemple dans les nouvelles méthodes de la technologie chimique ou de la production de l'énergie électrique où l'on en a besoin. Pour les deux problèmes en question on se trouve dans le domaine de la théorie cinétique, des équations cinétiques étant le point de départ. Ce n'est que sur cette voie qu'on peut examiner tout l'intervalle des nombres de Knudsen en ce qui concerne le premier cas et faire la conjugaison correcte du domaine continu avec la limite par intermédiaire de la couche transitoire de Knudsen dans le second cas. Dans les travaux pas nombreux où l'on traite de ces deux problèmes on fait des admissions simplifiantes assez fortes ce qui conduit à la description incomplète et imprécise ou bien on se borne aux questions particulières. Dans le travail présent le but est obtenir les solutions des problèmes sur la base qui serait à la fois simple et rationnelle et décrire les processus avec la complétude indispensable. On propose utiliser comme une base l'équation cinétique unirelaxationnelle dont les propriétés s'analysent tout d'abord.

### I. DESCRIPTION DES PROCESSUS DE TRANSPORT DANS UN MÉLANGE BINAIRE SUR LA BASE DU MODELE CINÉTIQUE

#### 1. Modèle d'un mélange à un seul temps de relaxation

La résolution analytique des équations de Boltzmann pour un mélange à nombreux constituants tombe sur les difficultés pratiquement invincibles. Ces dernières années quelques méthodes ont été développées sur la simulation statistique des mélanges gazeux. Tous les modèles proposés ainsi que l'équation complète de Boltzmann décrivent les processus de relaxation dans les mélanges qui se caractérisent par re-

laxation vers l'équilibre de toute sorte des particules par suite de leurs autocollisions et leurs intercollisions avec les divers temps de relaxation et les divers paramètres thermodynamiques dans les sous-systèmes de chaque sorte. Cette évolution présente un cas le plus général qui correspond dans la pratique aux situations physiques assez spéciales (plasma, ondes de choc, mélange des flux gazeux à grande vitesse etc.). Dans ce travail on se place dans le cas trivial du point de vue thermodynamique ce qui permet d'avoir recours à la simulation plus grossière, à l'aide d'un modèle à un seul temps de relaxation dit unirelaxationnel.

Les équations cinétiques unirelaxationnelles qui décrivent l'évolution des fonctions de distribution des constituants d'un mélange binaire se mettent sous la forme:

$$\frac{df_i}{dt} = \frac{1}{\tau}(f_i^{(0)} - f_i), \quad i = 1, 2, \quad (1)$$

où

$$f_i^{(0)} = n_i \left( \frac{m_i}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left\{ -\frac{m_i}{2kT} (\vec{v}_i - \vec{u})^2 \right\}. \quad (2)$$

Le temps de relaxation  $\tau$  est un seul et même pour le mélange comme un tout et ses deux constituants. Or il est influencé par la concentration; dans les cas extrêmes  $n_2 = 0$  ou  $n_1 = 0$  il se traduit en valeurs  $\tau_1$  et  $\tau_2$  pour les substances pures.

Il est raisonnable d'imposer aux équations de simulation les exigences suivantes: (1) les membres collisionnels des équations conduisent le système à l'équilibre avec température et vitesse moyenne communes; (2) le nombre des particules de chaque sorte ainsi que leur nombre total, la quantité de mouvement sommaire des molécules et leur énergie totale soient invariants de collisions; (3) les paramètres hydrodynamiques sous l'approximation de Navier-Stokes à savoir le flux de masse dû à la diffusion, le flux de chaleur et le tenseur des pressions obéissent aux relations correctes de la théorie cinétique.

La première exigence s'accorde avec la structure postulée des équations.

Afin de vérifier la conservation des invariants de collisions on n'a qu'à écrire les équations de transport

$$\int \phi_i \frac{df_i}{dt} d\vec{v}_i = \int \phi_i \frac{1}{\tau} (f_i^{(0)} - f_i) d\vec{v}_i \quad (3)$$

pour les attributs moléculaires suivants:

$$\phi_i = m_i; \quad m_i v_{si}; \quad \frac{1}{2} m_i v_i^2 \quad (s = x, y, z)$$

et à prendre en compte lors de la sommation sur  $i$  les définitions des paramètres hydrodynamiques (voir notations).

En déchiffrant le premier membre de l'équation (1) (pour plus de simplicité nous éliminons l'effet des forces extérieures)

$$\frac{df_i}{dt} \equiv \frac{\partial f_i}{\partial t} + v_{si} \frac{\partial f_i}{\partial r_s} \quad (4)$$

et en prenant en première approximation pour  $f_i$  les distributions Maxwelliennes locales (2) nous obtiendrons les équations de conservation en approximation d'Euler:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial n_i u_s}{\partial r_s} = 0$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_s}{\partial r_s} = 0$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_s \frac{\partial u_i}{\partial r_s} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r_s} \quad (5)$$

$$\frac{3}{2} kn \left( \frac{\partial T}{\partial t} + u_s \frac{\partial T}{\partial r_s} \right) = -p \frac{\partial u_s}{\partial r_s}$$

( $s$  étant ici l'indice de sommation).

Dans cette approche il n'y a pas de diffusion, ni de flux de chaleur, ni des composantes déviatrices du tenseur des pressions.

Pour obtenir les équations de conservation en approximation ultérieure et trouver des moments dissipatifs il est nécessaire de tenir compte du déséquilibre. Dans ce but nous suivrons un procédé d'itération très simple qui a été utilisé avec succès dans un système unaire [5, 6] et d'après lequel on prend dans une

première itération les fonctions de distribution sous la forme Maxwellienne et les équations de moments sous la forme eulérienne.

Si l'état du gaz ne diffère que d'assez peu de l'équilibre on peut écrire:

$$f_i - f_i^{(0)} \equiv g_i \ll f_i^{(0)}.$$

Ceci admis on peut négliger la fonction  $g_i$  par rapport à  $f_i^{(0)}$  dans le premier membre de l'équation (1), d'où il vient

$$f_i = f_i^{(0)} + g_i = f_i^{(0)} - \tau \frac{df_i^{(0)}}{dt}. \quad (6)$$

En déchiffrant la dérivée totale selon (4) on aura

$$g_i = -\tau \left( \frac{\partial}{\partial t} + v_{si} \frac{\partial}{\partial r_s} \right) f_i^{(0)}$$

ou, vu des valeurs des dérivées partielles ( $\partial f_i^{(0)}/\partial n_i$ ), ( $\partial f_i^{(0)}/\partial T$ ), ( $\partial f_i^{(0)}/\partial u_s$ ),  $g_i$  prend la forme suivante:

$$g_i = -\tau f_i^{(0)} \left\{ \frac{1}{n_i} \left( \frac{\partial}{\partial t} + v_{si} \frac{\partial}{\partial r_s} \right) n_i + \frac{1}{T} \left[ \frac{m_i}{2kT} (\bar{v}_i - \bar{u})^2 - \frac{3}{2} \right] \left( \frac{\partial}{\partial t} + v_{si} \frac{\partial}{\partial r_s} \right) T + \frac{m_i}{kT} (v_{ii} - u_i) \left( \frac{\partial}{\partial t} + v_{si} \frac{\partial}{\partial r_s} \right) u_i \right\}. \quad (7)$$

Nous avons à rechercher les vitesses de diffusion des constituants du mélange. D'après la définition

$$w_{ki} = \frac{1}{n_i} \int c_{ki} f_i \mathbf{d}\bar{v}_i \quad (k = x, y, z).$$

Compte tenu de (5)-(7) on obtient après intégration

$$w_{ki} = -\tau \frac{1}{n_i} \left\{ \frac{1}{2} \frac{2kT}{m_i} \frac{\partial n_i}{\partial r_k} + \frac{1}{2} \frac{n_i}{T} \frac{2kT}{m_i} \frac{\partial T}{\partial r_k} - \frac{n_i}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r_k} \right\}. \quad (8)$$

La diffusion mutuelle s'effectue donc à vitesse

$$\bar{w}_1 - \bar{w}_2 = -\tau \left\{ kT \left( \frac{1}{m_1 n_1} + \frac{1}{m_2 n_2} \right) \frac{\partial n_1}{\partial \bar{r}} + k \left( \frac{1}{m_1} - \frac{1}{m_2} \right) \frac{\partial T}{\partial \bar{r}} \right\}. \quad (9)$$

On peut voir que la diffusion se produit à cause du gradient de concentration ( $\partial n_1/\partial \bar{r}$ ) et de température ( $\partial T/\partial \bar{r}$ ). Le modèle discuté permet donc de faire apparaître toutes les composantes habituelles de diffusion excepté celle due au gradient de pression.

On peut exprimer à partir de (9) le coefficient de diffusion. Par définition celui-ci se rapporte au profil uniforme de température, c'est-à-dire

$$\bar{w}_1 - \bar{w}_2 = -D_{12} \left( \frac{1}{n_1} \frac{\partial n_1}{\partial \bar{r}} - \frac{1}{n_2} \frac{\partial n_2}{\partial \bar{r}} \right) = -D_{12} \frac{n}{n_1 n_2} \frac{\partial n_1}{\partial \bar{r}}. \quad (10)$$

En comparant (9) et (10) on trouve

$$D_{12} = \tau \frac{kT}{n} \frac{m_1 n_1 + m_2 n_2}{m_1 m_2}.$$

Dans la même approximation la théorie d'Enskog donne par exemple pour les molécules en sphères rigides élastiques de diamètres  $d_1$  et  $d_2$  [7]:

$$D_{12} = \frac{3}{8} \frac{1}{n d_{12}^2} \left\{ \frac{kT(m_1 + m_2)}{2\pi m_1 m_2} \right\}^{1/2},$$

$$d_{12} = \frac{1}{2}(d_1 + d_2).$$

Il est évident que si l'on considère le processus de diffusion se produisant indépendamment l'identité de deux coefficients, l'un déduit de ce modèle et l'autre prédit par l'équation de Boltzmann, peut être assurée au moyen d'une définition convenable du temps de relaxation  $\tau$ . Celui-ci doit dépendre alors des concentrations, des propriétés individuelles des constituants et de la loi de leur interaction. Pour

les processus de transport se déroulant parallèlement une normalisation pareille est bien restreinte.

Trouvons maintenant le flux de chaleur en approximation essayée. Par définition

$$Q_k = \frac{1}{2}m_1 \int c_{k1} c_1^2 f_1 d\vec{c}_1 + \frac{1}{2}m_2 \int c_{k2} c_2^2 f_2 d\vec{c}_2.$$

Compte tenu de l'expression (8) on trouve moyennant les quadratures

$$Q_k = \frac{5}{2}kT(n_1 w_{k1} + n_2 w_{k2}) -$$

$$\frac{5}{2} \tau k^2 T \left( \frac{n_1}{m_1} + \frac{n_2}{m_2} \right) \frac{\partial T}{\partial r_k}$$

ou

$$\bar{Q} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial \bar{r}} + \frac{5}{2} kT (n_1 \bar{w}_1 + n_2 \bar{w}_2), \quad (11)$$

où

$$\lambda = \frac{5}{2} \tau k^2 T \left( \frac{n_1}{m_1} + \frac{n_2}{m_2} \right)$$

est la conductivité thermique.

On peut constater que le flux de chaleur apparaît comme d'habitude si l'on a le gradient de température et le flux de particules à vitesses  $\bar{w}_1$  et  $\bar{w}_2$  par rapport à vitesse moyenne. Ces deux composantes se déduisent également de l'équation complète de Boltzmann. Le modèle ne met pas en évidence l'effet du gradient de température sur la diffusion: or il est en général faible de façon qu'on le néglige d'habitude dans la pratique.

La conductivité thermique du mélange  $\lambda$  se ramène à la conductivité thermique d'un des constituants lorsque l'autre devient nul:

$$\text{pour } n_2 = 0 \quad \lambda_1 = \frac{5}{2} \tau_1 k^2 T n \frac{1}{m_1},$$

$$\text{pour } n_1 = 0 \quad \lambda_2 = \frac{5}{2} \tau_2 k^2 T n \frac{1}{m_2}.$$

Ces dernières valeurs individuelles coïncident avec celles qui se découlent du modèle de Krook pour le gaz simple ou, au nombre de Prandtl  $Pr = \frac{2}{3}$  près, avec celles qu'on prend comme

exactes dans le cadre de l'équation de Boltzmann en approximation de Navier-Stokes.

Enfin il nous faut examiner les propriétés du tenseur des contraintes en approximation (6).

Par détermination

$$P_{ki} = m_1 \int c_{k1} c_{i1} f_1 d\vec{c}_1 + m_2 \int c_{k2} c_{i2} f_2 d\vec{c}_2.$$

Il est commode de calculer séparément les composantes normales et déviatrices. En prenant en compte les équations d'Euler (5) on trouve

$$P_{n\zeta} = p - \tau kT(n_1 + n_2) \left( \frac{\partial u_\eta}{\partial r_\zeta} + \frac{\partial u_\zeta}{\partial r_\eta} \right), \quad (12)$$

$$P_{mm} = p - \tau kT(n_1 + n_2)$$

$$\times \left( \frac{4}{3} \frac{\partial u_\eta}{\partial r_\zeta} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_\zeta}{\partial r_\eta} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_\xi}{\partial r_\xi} \right) \quad (13)$$

et donc

$$P_{ki} = p \delta_{ki} - \eta \left( \frac{\partial u_k}{\partial r_i} + \frac{\partial u_i}{\partial r_k} - \frac{2}{3} \delta_{ki} \frac{\partial u_m}{\partial r_m} \right), \quad (14)$$

où  $\eta = \tau kT(n_1 + n_2) = \tau kTn = \tau p$  est la viscosité du mélange.

L'expression (14) est identique avec la formule classique.

Les valeurs extrêmes de la viscosité pour  $n_1 = 0$  ou  $n_2 = 0$  correspondent à celles de chaque constituant  $\eta_i = \tau_i p$  qui sont bien les mêmes qu'en approximation de Navier-Stokes.

Les nombres de Prandtl de chaque constituant et du mélange en globe ainsi que le nombre de Schmidt construit avec le coefficient d'autodiffusion sont égaux chacun à l'unité dans cette représentation.

Il est évident que le modèle unirelaxationnel ne permet pas de simuler exactement les coefficients de transport si l'on considère les processus de transport s'effectuant simultanément. Toutefois, chacun de ces coefficients peut être défini exactement grâce à la liberté du choix de  $\tau$ . D'autre part les structures des flux de masse et de chaleur, le tenseur des pressions étant reproduits correctement par le modèle celui-ci semble être valable pour l'interprétation hydrodynamique des processus de transport indépendants. En vue de décrire ci-dessous les processus

linéaires de condensation et d'évaporation pour les conditions telles qu'ils sont régis par des lois de diffusion on espère de ne pas intervenir l'interdépendance des coefficients cinétiques.

En résumé, l'équation de simulation répond aux exigences principales suivantes: (1) elle décrit correctement une tendance vers l'équilibre d'un système binaire gazeux (classique dans le sens thermodynamique) (2) elle assure la conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie (3) elle conduit aux relations hydrodynamiques qualitativement correctes. Cet ensemble de propriétés semble plaider en faveur du modèle envisagé comme une base de l'analyse préliminaire des processus relaxationnels dans un mélange binaire.

## 2. Système des équations de moments pour un mélange

On va étudier ci-après (dans la deuxième partie) deux problèmes stationnaires, unidimensionnels et linéaires: celui de la recondensation entre deux plans parallèles infinis et celui des conditions aux limites pour la condensation ou l'évaporation—tous les deux en présence du gaz non condensé. Dans le premier cas il convient de décrire le processus dans tout le domaine spatial donné et dans tout l'intervalle des régimes de  $Kn \rightarrow 0$  à  $Kn \rightarrow \infty$ . Dans le second cas nous limiterons nos considérations aux petits nombres de Knudsen, à quelle condition la description continue classique est valable partout à l'exception d'une mince couche de Knudsen au voisinage de l'interface. Donc la solution de ce dernier problème doit comporter la description cinétique de la couche de Knudsen et la conjugaison de celle-ci avec le domaine continu.

Pour résolution des équations cinétiques nous allons utiliser la méthode des moments. Dans nos cas stationnaires et unidimensionnels les équations (1) prennent la forme:

$$v_{xi} \frac{df_i}{dx} = -\frac{1}{\tau} (f_i - f_i^{(0)}) \quad (15)$$

et les équations de transport (3) seront respectivement

$$\frac{d}{dx} \int \phi_i v_{xi} f_i d\vec{v}_i = -\frac{1}{\tau} \int \phi_i (f_i - f_i^{(0)}) d\vec{v}_i \quad (16)$$

Afin d'obtenir un système fermé des équations de transport il n'est suffisant que d'approximer les fonctions de distribution par quelques moments en nombre fini et composer des équations de transport pour des attributs moléculaires  $\phi_i$  en nombre égal, mais qui seraient, dans une certaine mesure, arbitraires.

La question concernant des formes approximantes pour les fonctions de distribution dans un problème de glissement a été discutée de façon détaillée dans les travaux précédents [3, 4]. On a fait voir notamment que la précision satisfaisante des solutions peut être assurée si l'on admet la fonction de distribution sous la forme qui reproduit la structure de la fonction de Navier-Stokes, mais avec les coefficients discontinus. Les approximations identiques sont employées avec succès dans les problèmes de type de Couette auquel on peut rapporter celui de recondensation. L'identité des modèles mathématiques est l'expression de la ressemblance des situations physiques: dans les deux cas la fonction de distribution doit raccorder avec les limites moléculaire libre et continue conformément au passage entre les limites de la couche de Knudsen d'un côté et aux variations du nombre de Knudsen de l'autre. L'idée du raccordement étant employée au système binaire, il convient de se baser sur la deuxième approximation d'Enskog-Chapman pour les fonctions de distribution [7]:

$$f_i = f_i^{(0)} \left\{ 1 - A_i c_{ki} \frac{\partial \ln T}{\partial r_k} n D_i c_{ki} \left[ \frac{\partial}{\partial r_k} \left( \frac{n_i}{n} \right) + \frac{n_1 n_2 (m_2 - m_1)}{n \rho} \frac{\partial \ln p}{\partial r_k} \right] - B_i (c_{ki} c_{li} - \frac{1}{2} \delta_{kl} c_i^2) \frac{\partial u_k}{\partial r_l} \right\} \quad (17)$$

Pour les coefficients  $A_i$ ,  $D_i$ ,  $B_i$  développés d'une façon connue en série à polynômes de Sonyné, en arrêtant les développements comme pour les molécules maxwelliennes et toujours

sous réserve d'un caractère linéaire et unidimensionnel de nos processus, nous trouverons la forme généralisée de (17):

$$f_i = f_i^{(0)} \{1 + a_{1i} c_{xi} + a_{3i} c_{xi}^2\}. \quad (18)$$

Ayant choisi des certains paramètres  $n_i$  et  $T_*$  dans le domaine envisagé comme repères nous pouvons décrire l'évolution des densités partielles  $n_i$  et de la température  $T$  ( $u_x = \text{const}$  à cause de linéarité) par les relations suivantes:

$$\begin{aligned} n_i(x) &= n_{*i} [1 + v_i(x)], & v_i &\ll 1, \\ T(x) &= T_* [1 + \theta(x)], & \theta &\ll 1, \end{aligned} \quad (19)$$

avec lesquelles la formule (18) se met sous la forme

$$f_i = f_{*i} \{1 + a_{0i} + a_{1i} v_{xi} + a_{2i} v_i^2 + a_{3i} v_{xi} v_i^2\}, \quad (20)$$

où

$$f_{*i} = n_{*i} \left( \frac{m_i}{2\pi k T_*} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left\{ - \frac{m_i}{2k T_*} v_i^2 \right\}. \quad (21)$$

Afin d'examiner la classe des processus envisagés nous avons à prendre, comme cela a été signalé plus haut, des fonctions discontinues par rapport à  $v_{xi}$ , c'est-à-dire  $f_i = f_i^+$  pour  $v_{xi} > 0$  et  $f_i = f_i^-$  pour  $v_{xi} < 0$ . Donc en partant de (20) on aura

$$f_i = f_i^{\pm} = f_{*i} \{1 + a_{0i}^{\pm} + a_{1i}^{\pm} v_{xi} + a_{2i}^{\pm} v_i^2 + a_{3i}^{\pm} v_{xi} v_i^2\}. \quad (22)$$

Ici tous les  $a_{ji}^{\pm}$  sont petits de façon qu'on peut négliger leurs produits et leurs puissances supérieures ou égales à deux.

Pour trouver 16 coefficients  $a_{ji}^{\pm}$  il est nécessaire de composer et de résoudre un système de 16 équations de transport dont chaque huit se rapportera à l'une des fonctions  $f_i$ . L'information y comportée surpasse la possibilité de l'interpréter sur la voie analytique. D'autre part la solution numérique ne répond pas à notre intention principale. Dans le cadre de ce travail il est préférable de simplifier la

description à partir de l'approximation plus courte

$$f_i = f_{*i} \{1 + a_{0i}^{\pm} + a_{1i}^{\pm} v_{xi}\}. \quad (23)$$

Ainsi prenons seulement 8 fonctions moléculaires  $\phi_i$  comme étant les plus simples:

$$m_i, \quad m_i v_{xi}, \quad \frac{1}{2} m_i v_i^2, \quad m_i v_{xi}^3. \quad (24)$$

Le temps de relaxation dans l'équation (15) peut être représenté comme le rapport du libre parcours moyen des molécules  $l$  (les divers libres parcours moyens sont du même ordre de grandeur) à une vitesse moyenne des molécules  $c$ ,  $\tau = (l/c)$ . Pour définissabilité et plus de simplicité soit  $c$  une vitesse la plus probable des molécules 1 à température  $T_*$ ,  $c_{*1} = (2kT_*/m_1)^{\frac{1}{2}}$ . Introduisons de plus la coordonnée sans dimensions  $\xi = (x/l)$ . On aura alors:

$$v_{x1} \frac{df_1}{d\xi} = \left( \frac{2kT_*}{m_1} \right)^{\frac{1}{2}} (f_1^{(0)} - f_1), \quad (15')$$

$$v_{x2} \frac{df_2}{d\xi} = \left( \frac{2kT_*}{m_1} \right)^{\frac{1}{2}} (f_2^{(0)} - f_2). \quad (15'')$$

Il n'est pas difficile d'exécuter toutes les intégrations dans les moments partiels  $\int \phi_i f_i d\vec{v}_i$  et  $\int \phi_i f_i^{(0)} d\vec{v}_i$  ainsi que d'exprimer toutes les caractéristiques hydrodynamiques du mélange conformément à leur définitions, ce qui donne la densité totale

$$n = n_1 + n_2 = \sum_i \int f_i d\vec{v}_i =$$

$$\begin{aligned} & n_{*1} \left\{ 1 + \frac{1}{2} a_{01}^{(+)} + \frac{1}{2\sqrt{\pi}} a_{11}^{(-)} \right\} + \\ & n_{*2} \left\{ 1 + \frac{1}{2} a_{02}^{(+)} + \frac{1}{2\sqrt{\pi}} a_{12}^{(-)} \right\}, \end{aligned} \quad (25)$$

la température

$$T = \frac{2}{3kn} \sum_i \int \frac{m_i c_i^2}{2} f_i d\vec{v}_i =$$

$$T_* \left\{ 1 + \gamma_1 \frac{1}{6\sqrt{\pi}} a_{11}^{(-)} + \gamma_2 \frac{1}{6\sqrt{\pi}} a_{12}^{(-)} \right\}, \quad (26)$$

où les notations s'expliquent comme suit:

$$\gamma_1 \equiv \frac{n_{*1}}{n_*}, \quad \gamma_2 \equiv \frac{n_{*2}}{n_*}, \quad n_* \equiv n_{*1} + n_{*2},$$

$$a_{ji}^{(\pm)} = a_{ji}^+ \pm a_{ji}^-.$$

Il est commode de convenir d'avance à propos du rôle de chaque constituant. Soit le constituant 1 un gaz condensé (vapeur), le constituant 2 un gaz non condensé.

Dans les problèmes linéaires en question la vitesse de vapeur est

$$u_{x1} = \left(\frac{2kT_*}{m_1}\right)^{\frac{1}{2}} t_1 = \text{const}, \quad t_1 \ll 1. \quad (27)$$

La vitesse moyenne de gaz est nulle à cause de l'impénétrabilité de l'interface par une substance non condensée:  $u_{x2} = 0$ .

La vitesse moyenne de mélange sera donc:

$$u_x = \frac{1}{\rho} (\rho_1 u_{x1} + \rho_2 u_{x2}) = \left(\frac{2kT_*}{m_1}\right)^{\frac{1}{2}} \delta_1 t_1,$$

où

$$\delta_1 \equiv \frac{\rho_{*1}}{\rho_*}.$$

Les paramètres invariables du problème sont en raison de conservation:

le flux total de quantité de mouvement normal à l'interface

$$P_{xx} = \sum_i m_i \int v_{xi}^2 f_i d\vec{v}_i$$

et le flux total de chaleur

$$Q_x = \sum_i \frac{m_i}{2} \int c_{xi} c_i^2 f_i d\vec{v}_i.$$

Après un calcul suivant l'algorithme exposé on obtient le système:

$$\frac{1}{2\sqrt{\pi}} a_{01}^{(-)} + \frac{1}{4} a_{11}^{(+)} = t_1$$

$$\frac{d}{d\xi} \left\{ \frac{1}{4} a_{01}^{(+)} + \frac{1}{2\sqrt{\pi}} a_{11}^{(-)} \right\} = -\delta_2 t_1$$

$$\frac{d}{d\xi} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi}} a_{01}^{(-)} + \frac{5}{8} a_{11}^{(+)} \right\}$$

$$= -\frac{1}{4\sqrt{\pi}} (1 - \gamma_1) a_{11}^{(-)} + \frac{1}{4\sqrt{\pi}} (1 - \gamma_1) a_{12}^{(-)}$$

$$\frac{\xi}{d\xi} \left\{ \frac{3}{8} a_{01}^{(+)} + \frac{1}{\sqrt{\pi}} a_{11}^{(-)} \right\}$$

$$= -\frac{1}{2\sqrt{\pi}} a_{01}^{(-)} - \frac{3}{8} a_{11}^{(+)} + \frac{3}{2} \delta_1 t_1$$

$$\frac{1}{2\sqrt{\pi}} a_{02}^{(-)} + \frac{1}{4} a_{12}^{(+)} = 0$$

$$\frac{d}{d\xi} \left\{ \frac{1}{4} a_{02}^{(+)} + \frac{1}{2\sqrt{\pi}} a_{12}^{(-)} \right\} = \mu \delta_1 t_1$$

$$\frac{d}{d\xi} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi}} a_{02}^{(-)} + \frac{5}{8} a_{12}^{(+)} \right\}$$

$$= \frac{1}{4\sqrt{\pi}} \sqrt{\mu \gamma_1} a_{11}^{(-)} - \frac{1}{4\sqrt{\pi}} \sqrt{\mu \gamma_1} a_{12}^{(-)}$$

$$\frac{d}{d\xi} \left\{ \frac{3}{8} a_{02}^{(+)} + \frac{1}{\sqrt{\pi}} a_{12}^{(-)} \right\}$$

$$= -\frac{1}{2\sqrt{\pi}} \sqrt{\mu a_{02}^{(-)}} - \frac{3}{8} \sqrt{\mu a_{12}^{(+)}} +$$

$$\frac{3}{2} \mu \delta_1 t_1. \quad (28)$$

En plus des notations déjà introduites on a posé ici

$$\delta_2 = \frac{\rho_{*2}}{\rho_*}; \quad \rho_* \equiv m_1 n_{1*} + m_2 n_{2*}; \quad \mu \equiv \frac{m_2}{m_1}.$$

Les sommes des équations deuxième et sixième, troisième et septième expriment respectivement les conditions de conservation de quantité de mouvement totale et d'énergie totale du mélange:

$$\left( 1 + \frac{1}{2} a_{01}^{(+)} + \frac{1}{\sqrt{\pi}} a_{11}^{(-)} \right) +$$

$$\frac{\gamma_2}{\gamma_1} \left( 1 + \frac{1}{2} a_{02}^{(+)} + \frac{1}{\sqrt{\pi}} a_{12}^{(-)} \right) = p_{xx} \quad (29)$$

$$\left(\frac{2}{5\sqrt{\pi}} a_{01}^{(-)} + \frac{1}{4} a_{11}^{(+)}\right) + \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \frac{1}{\sqrt{\mu}} \left(\frac{2}{5\sqrt{\pi}} a_{02}^{(-)} + \frac{1}{4} a_{12}^{(+)}\right) = q + \delta_1 \frac{1}{\gamma_1} \iota_1$$

où

$$p_{xx} = \frac{P_{xx}}{kn_* T_*} = \frac{P_{xx}}{p_*}; \quad q = \frac{Q_x}{\frac{5}{2} p_* (2kT_*/m_1)^{\frac{1}{2}}}$$

Le système (28) décrit les processus de transport dans un mélange binaire vapeur-gaz. Il n'est pas difficile d'en chercher la solution qui définit les paramètres des fonctions de distribution à constantes d'intégration près:

$$\begin{aligned} a_{01}^{(-)} &= [1 - \gamma_1(1 - \mu)]^{\frac{1}{2}} \frac{1 - \gamma_1}{\gamma_1} \\ &\quad \times (A_1 e^{-A\xi} - A_2 e^{A\xi}) + B \\ a_{01}^{(+)} &= \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1 - \gamma_1}{\gamma_1} (A_1 e^{-A\xi} + A_2 e^{A\xi}) \\ &\quad - \frac{2}{\sqrt{\pi}} B\xi - 4\delta_2 \iota_1 \xi - \frac{2}{\sqrt{\pi}} C + D \\ a_{11}^{(-)} &= -\frac{1 - \gamma_1}{\gamma_1} (A_1 e^{-A\xi} + A_2 e^{A\xi}) + B\xi + C \\ a_{11}^{(+)} &= -\frac{2}{\sqrt{\pi}} [1 - \gamma_1(1 - \mu)]^{\frac{1}{2}} \frac{1 - \gamma_1}{\gamma_1} \\ &\quad \times (A_1 e^{-A\xi} - A_2 e^{A\xi}) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} B + 4\iota_1 \\ a_{02}^{(-)} &= -\sqrt{\mu} [1 - \gamma_1(1 - \mu)]^{\frac{1}{2}} \\ &\quad \times (A_1 e^{-A\xi} - A_2 e^{A\xi}) + \frac{1}{\sqrt{\mu}} B \\ a_{02}^{(+)} &= -\frac{2}{\sqrt{\pi}} \mu (A_1 e^{-A\xi} + A_2 e^{A\xi}) \\ &\quad - \frac{2}{\sqrt{\pi}} B\xi + 4\mu\delta_1 \iota_1 \xi - \frac{2}{\sqrt{\pi}} C + E \\ a_{12}^{(-)} &= \mu (A_1 e^{-A\xi} + A_2 e^{A\xi}) + B\xi + C \\ a_{12}^{(+)} &= -\frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\mu} [1 - \gamma_1(1 - \mu)]^{\frac{1}{2}} \\ &\quad \times (A_1 e^{-A\xi} - A_2 e^{A\xi}) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\sqrt{\mu}} B \\ \Lambda &= [1 - \gamma_1(1 - \mu)]^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (31)$$

## II. DEUX PROBLÈMES CINÉTIQUES SUR LE TRANSFER INTERPHASE

### 3. Recondensation linéaire en présence d'un gaz non condensé

Dans le système de coordonnées  $x, y, z$  entre deux surfaces planes  $A$  et  $B$ ,  $x_A = -d$  et  $x_B = d$ , se trouve un mélange de vapeur 1 et de gaz non condensé 2; les interfaces sont constituées par la substance 1 en forme condensée. Si les températures des interfaces ne sont pas égales, par exemple  $T_A > T_B$ , la recondensation inéquilibrée y aura lieu: l'évaporation de la substance 1 de la surface  $A$ , son mouvement de  $A$  à  $B$  et sa condensation sur la surface  $B$ . Aucun mouvement macroscopique le long des surfaces n'a pas lieu. Nous allons examiner le processus de recondensation en le supposant être stationnaire et peu inéquilibré c'est-à-dire sous convention  $T_A = \text{const}$ ,  $T_B = \text{const}$ ,  $T_A - T_B \ll T$ . Pour la simplicité soient les masses des molécules égales l'une à l'autre:  $m_1 = m_2$ , donc  $\mu = 1$ . Dans ce cas les solutions (31) du système (28) prennent la forme:

$$\begin{aligned} a_{01}^{(-)} &= \frac{1 - \gamma_1}{\gamma_1} (A_1 e^{-\xi} - A_2 e^{\xi}) + B \\ a_{01}^{(+)} &= \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1 - \gamma_1}{\gamma_1} (A_1 e^{-\xi} + A_2 e^{\xi}) \\ &\quad - \frac{2}{\sqrt{\pi}} B\xi - 4(1 - \gamma_1)\iota_1 \xi - \frac{2}{\sqrt{\pi}} C + D \\ a_{11}^{(-)} &= -\frac{1 - \gamma_1}{\gamma_1} (A_1 e^{-\xi} + A_2 e^{\xi}) + B\xi + C \\ a_{11}^{(+)} &= -\frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1 - \gamma_1}{\gamma_1} (A_1 e^{-\xi} - A_2 e^{\xi}) \\ &\quad - \frac{2}{\sqrt{\pi}} B + 4\iota_1 \\ a_{02}^{(-)} &= -(A_1 e^{-\xi} - A_2 e^{\xi}) + B \\ a_{02}^{(+)} &= -\frac{2}{\sqrt{\pi}} (A_1 e^{-\xi} + A_2 e^{\xi}) \\ &\quad - \frac{2}{\sqrt{\pi}} B\xi + 4\iota_1 \gamma_1 \xi - \frac{2}{\sqrt{\pi}} C + E \end{aligned}$$

$$a_{12}^{(-)} = (A_1 e^{-\xi} + A_2 e^{\xi}) + B \xi + C$$

$$a_{12}^{(+)} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (A_1 e^{-\xi} - A_2 e^{\xi}) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} B. \quad (32)$$

Il ne nous reste qu'à formuler les conditions aux limites.

D'abord convenons d'utiliser pour référence les quantités moyennes suivantes:

$$T_* = \frac{1}{2}(T_A + T_B), \quad n_{*1} = \frac{1}{2}(n_{A1} + n_{B1}),$$

$$n_{*2} = \frac{1}{2d} \int_{-d}^d n_2 dx,$$

où  $n_{A1}$  et  $n_{B1}$  sont les densités partielles de vapeurs en équilibre (autrement dit, saturée) aux températures  $T_A$  et  $T_B$ .

Introduisons les notations suivantes:

$$\theta_* \equiv \frac{T_A - T_*}{T_*} = -\frac{T_B - T_*}{T_*} = \frac{1}{2} \frac{T_A - T_B}{T_*},$$

$$v_{*1} \equiv \frac{n_{A1} - n_{*1}}{n_{*1}} = -\frac{n_{B1} - n_{*1}}{n_{*1}} = \frac{1}{2} \frac{n_{A1} - n_{B1}}{n_{*1}}.$$

Alors

$$T_A = T_*(1 + \theta_*), \quad T_B = T_*(1 - \theta_*),$$

$$n_{A1} = n_{*1}(1 + v_{*1}), \quad n_{B1} = n_{*1}(1 - v_{*1}). \quad (33)$$

Pour  $x_A = -d(\xi_A = -d/l \equiv -\Delta)$  la fonction de distribution des molécules vapeur dont les vitesses selon  $x$  sont positives,  $v_{x1} > 0$ , correspond à la forme donnée (23):

$$f_1^+(-\Delta) = \frac{n_{*1}}{(\sqrt{\pi}c_{*1})^3} \exp\left(-\frac{v_1^2}{c_{*1}^2}\right) \times [1 + a_{01}^+(-\Delta) + a_{11}^+(-\Delta)v_{x1}]. \quad (34)$$

D'autre part il est facile de montrer que pour la réflexion diffuse des molécules et à condition de leur accommodation énergétique complète la distribution des molécules d'indice "+" se décrit par la fonction

$$f_{A1} = \frac{n_{A1}}{(\sqrt{\pi}c_{A1})^3} \exp\left(-\frac{v_1^2}{c_{A1}^2}\right) \left(1 - 2\sqrt{\pi} \frac{1-\beta}{\beta} \iota_1\right),$$

où  $\beta$  est le coefficient de condensation, l'intensité d'évaporation étant supposée de ne pas dépendre des pressions partielles des constituants.

Compte tenu de (33) la dernière expression se transforme en

$$f_{A1} = \frac{n_{*1}}{(\sqrt{\pi}c_{*1})^3} \exp\left(-\frac{v_1^2}{c_{*1}^2}\right) \times \left[1 + \left(v_{*1} - \frac{3}{2}\theta_* - 2\sqrt{\pi} \frac{1-\beta}{\beta} \iota_1\right) + \theta_* v_1^2\right]. \quad (35)$$

On s'aperçoit qu'aucunes valeurs  $a_{ji}^{\pm}(-\Delta)$  ne peuvent assurer l'identité des fonctions (34) et (35). Or on ne peut raccorder la fonction (34) avec les conditions aux limites que par moyen l'identification des certains moments des fonctions (34) et (35). Il est logique de se reporter à l'identité des flux de masse et d'énergie:

$$\int_{v_{x1} > 0} v_{x1} f_1^+(-\Delta) d\vec{v}_1 = \int_{v_{x1} > 0} v_{x1} f_{A1} d\vec{v}_1$$

et

$$\int_{v_{x1} > 0} v_{x1} v_1^2 f_1^+(-\Delta) d\vec{v}_1 = \int_{v_{x1} > 0} v_{x1} v_1^2 f_{A1} d\vec{v}_1. \quad (36)$$

Après l'intégration on trouve

$$a_{01}^+(-\Delta) = v_{*1} - \frac{7}{2}\theta_* - 2\sqrt{\pi} \frac{1-\beta}{\beta} \iota_1$$

$$a_{11}^+(-\Delta) = \frac{8}{\sqrt{\pi}} \theta_*. \quad (37)$$

Par analogie, sur la surface  $B$  on a

$$a_{01}^- (\Delta) = -v_{*1} + \frac{7}{2}\theta_* + 2\sqrt{\pi} \frac{1-\beta}{\beta} \iota_1$$

$$a_{11}^- (\Delta) = \frac{8}{\sqrt{\pi}} \theta_*. \quad (38)$$

Les conditions aux limites pour le constituant non condensé 2 se formulent comme précédemment en supposant l'accommodation énergétique complète et la réflexion diffuse de sorte que les

particules réfléchies dont le spectre est par convention

$$f_2^+(-\Delta) = \frac{n_{*2}}{(\sqrt{\pi c_{*2}})^3} \exp\left(-\frac{v_2^2}{c_{*2}^2}\right) \times [1 + a_{02}^+(-\Delta) + a_{12}^+(-\Delta)v_{x2}] \quad (39)$$

l'ont sous la forme Maxwellienne

$$f_{A2} = \frac{n_{A2}}{(\sqrt{\pi c_{A2}})^3} \exp\left(-\frac{v_2^2}{c_{A2}^2}\right),$$

où  $n_{A2}$  est la densité inconnue des molécules gazeuses réfléchies.

Il convient de compléter les conditions (33) par les relations

$$n_{A2} = n_{*2}(1 + v_{*2}), \quad n_{B2} = n_{*2}(1 - v_{*2}) \quad (33')$$

avec une constante inconnue  $v_{*2} \ll 1$ , ce qui permet d'écrire

$$f_{A2} = \frac{n_{*2}}{(\sqrt{\pi c_{*2}})^3} \exp\left(-\frac{v_2^2}{c_{*2}^2}\right) \times [1 + v_{*2} - \frac{3}{2}\theta_* + \theta_*v_2^2]. \quad (40)$$

Les conditions d'identité des flux “+” et “-” sur les surfaces  $A$  et  $B$  donnent

$$a_{02}^+(-\Delta) = v_{*2} - \frac{7}{2}\theta_* \quad (41)$$

$$a_{12}^+(-\Delta) = \frac{8}{\sqrt{\pi}}\theta_*$$

$$a_{02}^- (\Delta) = -v_{*2} + \frac{7}{2}\theta_* \quad (42)$$

$$a_{12}^- (\Delta) = \frac{8}{\sqrt{\pi}}\theta_*$$

Le complet des conditions aux limites (37), (38), (41) et (42) permet de trouver les constantes d'intégration de notre système (32). Il est commode de les représenter en fonction de  $i_1$  comme il suit:

$$A_1 = -A_2 = A = \frac{2\gamma_1 i_1}{\frac{2 + \sqrt{\pi}}{2\sqrt{\pi}} e^{\Delta} + \frac{2 - \sqrt{\pi}}{2\sqrt{\pi}} e^{-\Delta}}$$

$$B = \frac{2\gamma_1 i_1 - \frac{8}{\sqrt{\pi}}\theta_*}{\frac{1}{2}\Delta + \frac{1}{\sqrt{\pi}}} \quad (43)$$

$$C = D = E = 0.$$

Le flux de masse  $i_1$  s'exprime implicitement par la relation

$$2 \frac{\frac{2 + \sqrt{\pi}}{2\sqrt{\pi}} e^{\Delta} - \frac{2 - \sqrt{\pi}}{2\sqrt{\pi}} e^{-\Delta}}{\frac{2 + \sqrt{\pi}}{2\sqrt{\pi}} e^{\Delta} + \frac{2 - \sqrt{\pi}}{2\sqrt{\pi}} e^{-\Delta}} (1 - \gamma_1) i_1 +$$

$$\frac{\frac{1}{\sqrt{\pi}}\Delta + \frac{1}{2} \left(2\gamma_1 i_1 - \frac{8}{\sqrt{\pi}}\theta_*\right) + \frac{1}{2}\Delta + \frac{1}{\sqrt{\pi}}}$$

$$2(1 - \gamma_1)\Delta i_1 = v_{*1} - \frac{7}{2}\theta_* - 2\sqrt{\pi} \frac{1 - \beta}{\beta} i_1. \quad (44)$$

Or on a trouvé les fonctions de distribution et donc tous les paramètres macroscopiques qui dépendent comme cela se voit du nombre de Knudsen  $Kn \sim (1/\Delta)$ . On a

les densités partielles

$$n_1 = n_{*1} \left\{ 1 + \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \frac{1 - \gamma_1}{\gamma_1} A (e^{-\xi} - e^{\xi}) - \right.$$

$$\left. \frac{1}{2\sqrt{\pi}} B \xi - 2(1 - \gamma_1) i_1 \xi \right\},$$

$$n_2 = n_{*2} \left\{ 1 - \frac{1}{2\sqrt{\pi}} A (e^{-\xi} - e^{\xi}) - \right.$$

$$\left. \frac{1}{2\sqrt{\pi}} B \xi + 2\gamma_1 i_1 \xi \right\}, \quad (45)$$

la température

$$T = T_* \left\{ 1 + \frac{1}{6\sqrt{\pi}} B \xi \right\}. \quad (46)$$

Le profil de température est bien dégénéré parce que les termes exponentiels y sont absents.

Cela ne pourrait être autrement sous la simplification  $\mu = 1$  et "l'abréviation" volontaire des fonctions approximantes. Dans le cas plus général  $\mu \neq 1$  la température serait

$$T = T_s \left\{ 1 - \frac{1}{6\sqrt{\pi}} (1 - \gamma_1)(1 - \mu) \times \right. \\ \left. (A_1 e^{-A\xi} + A_2 e^{A\xi}) + \frac{1}{6\sqrt{\pi}} B\xi + \frac{1}{6\sqrt{\pi}} C \right\}$$

(bien sûr, ici  $A_j, B, C$  ne seraient pas les mêmes que dans (43)).

Il y a deux cas extrêmes d'un intérêt particulier, à savoir ceux des régimes continu et moléculaire libre.

(1)  $Kn \rightarrow 0$

Le champ de température devient uniforme:  $T = T_s$ .

Le flux moléculaire de chaleur est nul,  $q = 0$ , ce qui est de même pour la recondensation linéaire dans un milieu continu sans le gaz diluant [2]. La composante due à la diffusion est nulle par suite de la simplification  $\mu = 1$ .

Dans les champs des densités partielles ne se réservent que les termes linéaires dont les gradients sont égaux en module l'un à l'autre:

$$\frac{dn_1}{d\xi} = - \frac{dn_2}{d\xi}.$$

Le flux de masse de vapeur se définit d'une façon habituelle pour un milieu continu:

$$i_1 = - \frac{1}{2} \frac{1}{1 - \gamma_1} \frac{1}{n_1} \frac{dn_1}{d\xi}.$$

Cette expression se transforme immédiatement en relation dimensionnelle bien connue

$$n_1 w_{x1} = - D_{12} \frac{dn_1}{dx},$$

si l'on met le coefficient de diffusion sous forme  $D_{12} \cong \frac{1}{2} cl$  selon la théorie de libre parcours moyen.

(2)  $Kn \rightarrow \infty$

Pour  $A \rightarrow 0$  on trouve

$$i_1 = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \frac{\beta}{2 - \beta} \frac{\Delta p}{p} \left( 1 - \frac{1}{2} \frac{\Delta T}{\Delta p} \frac{p}{T} \right),$$

où

$$\Delta p = p_{A1} - p_{B1}, \quad \Delta T = T_A - T_B,$$

ce qui signifie que le flux de masse recondensée dans le régime moléculaire libre ne dépend plus, lui, du teneur en gaz et d'après les données sous [2] il est bien égal à celui de vapeur pure en absence du gaz non condensé.

#### 4. Condensation-évaporation en présence d'un gaz non condensé compte tenu du glissement de température

Dans le système de coordonnées  $x, y, z$  on envisage la condensation ou l'évaporation stationnaire se produisant sur la surface  $x = 0$ , qui sépare le mélange d'une vapeur 1 et d'un gaz 2 (le demi-espace  $x > 0$ ) de la phase condensée 1. On fixe la température  $T_A$  de l'interface et les paramètres à l'infini:  $T_\infty, p_\infty, \gamma_{x1} = (n_{o1}/n_\infty) = (p_{o1}/p_\infty)$ . On admet que la pression totale du mélange est partout la même. Le mouvement macroscopique s'effectue seulement selon  $x$ . Les relations de linéarité (12), (27) sont toujours valables. Le nombre de Knudsen est petit, ce qui permet d'envisager le milieu comme continu dans tout le domaine spatial à l'exception de la couche de Knudsen.

On a déjà obtenu plus haut la solution (31) décrivant notamment le raccordement du domaine hydrodynamique avec l'interface. Il ne nous reste qu'à rechercher les constantes d'intégration. Formulons les conditions aux limites.

Prenons ici les paramètres à  $x = 0$  pour référence. On va les affecter plus bas de l'indice inférieure 0:

$$T_s = T(0) = T_0, \quad n_{*1} = n_1(0) = n_{o1}, \\ n_{*2} = n_2(0) = n_{o2}.$$

Introduisons les abréviations suivantes:

$$\theta_0 \equiv \frac{T_A - T_0}{T_0}, \quad v_{o1} \equiv \frac{n_{A1} - n_{o1}}{n_{o1}},$$

$$v_{o2} \equiv \frac{n_{A2} - n_{o2}}{n_{o2}}.$$

Comme précédemment  $n_{A1}$  est la densité partielle de vapeur saturée en équilibre à température de l'interface,  $n_{A2}$  la densité inconnue dans le spectre des molécules gazeuses réfléchies.

En ces termes on aura :

$$T_A = T_0(1 + \theta_0), \quad n_{A1} = n_{01}(1 + v_{01}), \\ n_{A2} = n_{02}(1 + v_{02}).$$

Les conditions aux limites pour  $x = 0$  sont bien identiques avec celles du problème de recondensation pour  $x = -d$  ((37), (41)), on n'a donc qu'à les traduire dans les notations nouvelles pour écrire le suivant :

$$a_{01}^+(0) = v_{01} - \frac{7}{2}\theta_0 - 2\sqrt{\pi}\frac{1-\beta}{\beta}I_1 \\ a_{11}^+(0) = \frac{8}{\sqrt{\pi}}\theta_0 \\ a_{02}^+(0) = v_{02} - \frac{7}{2}\theta_0 \\ a_{12}^+(0) = \frac{8}{\sqrt{\pi}}\theta_0. \quad (47)$$

Compte tenu du choix d'échelle il faut y joindre les conditions complémentaires évidentes :

pour  $x = 0$  :

$$T(\xi) = T_0, \quad n_1(\xi) = n_{01}, \quad n_2(\xi) = n_{02}. \quad (48)$$

De plus il faut prendre en compte une corrélation entre paramètres température, densité, pression à la surface. Afin d'établir la formule à ce sujet il est nécessaire d'écrire les expressions pour les champs de densité globale, de température et de pression ayant posé d'avance  $A_2 = 0$  conformément à la configuration du système semi-infini et  $B = 0$  en raison de l'absence de la composante linéaire dans le champ de pression

$$n = n_0 \left\{ 1 + \frac{1}{2\sqrt{\pi}}(1 - \gamma_1)(1 - \mu) A e^{-A\xi} - \frac{1}{2\sqrt{\pi}} C + \frac{1}{2}\gamma_1 D + \frac{1}{2}(1 - \gamma_1) E \right\} \quad (49)$$

$$T = T_0 \left\{ 1 - \frac{1}{6\sqrt{\pi}}(1 - \gamma_1)(1 - \mu) A e^{-A\xi} + \frac{1}{6\sqrt{\pi}} C \right\} \quad (50)$$

$$p = p_0 \{ 1 + \theta(\xi) + v(\xi) \} = \\ p_0 \left\{ 1 + \frac{1}{3\sqrt{\pi}}(1 - \gamma_1)(1 - \mu) A e^{-A\xi} - \frac{1}{3\sqrt{\pi}} C + \frac{1}{2}\gamma_1 D + \frac{1}{2}(1 - \gamma_1) E \right\} \quad (51)$$

(en termes actuels

$$\gamma_1 \equiv \gamma_{01} = \frac{n_1(0)}{n(0)}$$

est la teneur en vapeur pour  $x = 0$ ).

En passant maintenant aux paramètres à température  $T_A$  l'expression (51) devient

$$p = \frac{1}{\gamma_{01}} p_{A1} \left\{ 1 + \frac{1}{3\sqrt{\pi}}(1 - \gamma_1)(1 - \mu) A e^{-A\xi} - \frac{1}{3\sqrt{\pi}} C + \frac{1}{2}\gamma_1 D + \frac{1}{2}(1 - \gamma_1) E + \theta_0 + v_{01} \right\},$$

où  $p_{A1} = kn_{A1}T_A$  est la pression de saturation à température  $T_A$ .

D'où l'on obtient par "redressement" de l'exponentielle la valeur de pression  $p_{0e}$  extrapolée de la région de Navier-Stokes à l'interface :

$$p_{0e} = \frac{1}{\gamma_{01}} p_{A1} \left\{ 1 - \left[ \frac{1}{3\sqrt{\pi}} C - \frac{1}{2}\gamma_1 D - \frac{1}{2}(1 - \gamma_1) E + \theta_0 + v_{01} \right] \right\}.$$

Mais

$$p_{0e} = p_\infty = \frac{p_{\infty 1}}{\gamma_{\infty 1}}$$

Alors

$$\theta_0 + v_{01} = \sigma - \left[ \frac{1}{3\sqrt{\pi}} C - \frac{1}{2}\gamma_1 D - \frac{1}{2}(1 - \gamma_1) E \right], \quad (52)$$

où

$$\sigma \equiv \frac{p_{A1} - p_{\infty 1} \frac{\gamma_{01}}{\gamma_{\infty 1}}}{p_{A1}} \quad (53)$$

Le système (31) avec les conditions aux zéro (47), (48) et (52) permet de trouver

$$\begin{aligned} A &= \frac{2}{F(\gamma_1, \mu)} i_1 \\ C &= (1 - \gamma_1)(1 - \mu)A \\ D &= -\frac{1}{\sqrt{\pi}} \left[ \frac{1 - \gamma_1}{\gamma_1} - (1 - \gamma_1)(1 - \mu) \right] A \\ E &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} [\mu + (1 - \gamma_1)(1 - \mu)] A \end{aligned} \quad (54)$$

$$i_1 = \left[ 2 \frac{G(\gamma_1, \mu)}{F(\gamma_1, \mu)} + 2\sqrt{\pi} \frac{1 - \beta}{\beta} \right]^{-1} \sigma \quad (55)$$

$$\theta_0 = 2 \frac{H(\gamma_1, \mu)}{F(\gamma_1, \mu)} i_1 = 2 \frac{H(\gamma_1, \mu)}{F(\gamma_1, \mu)} \times \left[ 2 \frac{G(\gamma_1, \mu)}{F(\gamma_1, \mu)} + 2\sqrt{\pi} \frac{1 - \beta}{\beta} \right]^{-1} \sigma \quad (56)$$

$$\begin{aligned} v_{01} &= 2 \left[ \frac{G(\gamma_1, \mu) - H(\gamma_1, \mu) - \frac{1}{3\sqrt{\pi}} (1 - \gamma_1)(1 - \mu)}{F(\gamma_1, \mu)} \right. \\ &\quad \left. + 2\sqrt{\pi} \frac{1 - \beta}{\beta} \right] i_1 \\ &= \left[ 1 - \frac{H(\gamma_1, \mu) - \frac{1}{3\sqrt{\pi}} (1 - \gamma_1)(1 - \mu)}{G(\gamma_1, \mu) + \sqrt{\pi} \frac{1 - \beta}{\beta} F(\gamma_1, \mu)} \right] \sigma \end{aligned} \quad (57)$$

où

$$\begin{aligned} F(\gamma_1, \mu) &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} [1 - \gamma_1(1 - \mu)]^{\frac{1}{2}} \left( \frac{1 - \gamma_1}{\gamma_1} + \sqrt{\mu} \right) \\ &\quad + \frac{1}{2} \left( \frac{1 - \gamma_1}{\gamma_1} + \mu \right) \\ G(\gamma_1, \mu) &= \frac{1 - \gamma_1}{\gamma_1} \left\{ \frac{1}{2} [1 - \gamma_1(1 - \mu)]^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &- \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \left[ \frac{1 - \gamma_1}{\gamma_1} + (1 - \gamma_1)(1 - \mu) \right] \\ &+ \frac{9\sqrt{\pi}}{16} \left\{ \sqrt{\mu} \left[ \frac{1}{\sqrt{\pi}} [1 - \gamma_1(1 - \mu)]^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{2}\sqrt{\mu} \right] \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2}(1 - \gamma_1)(1 - \mu) \right\} + \frac{1}{3\sqrt{\pi}} (1 - \gamma_1)(1 - \mu) \\ H(\gamma_1, \mu) &= \frac{\sqrt{\pi}}{8} \left\{ \sqrt{\mu} \left[ \frac{1}{\sqrt{\pi}} [1 - \gamma_1(1 - \mu)]^{\frac{1}{2}} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{1}{2}\sqrt{\mu} \right] + \frac{1}{2}(1 - \gamma_1)(1 - \mu) \right\}. \end{aligned} \quad (58)$$

Ainsi, la solution est définie entièrement. On va la commenter brièvement.

Le flux de vapeur  $i_1$  selon (55) se définit comme fonction du rapport des masses moléculaires  $\mu$ , du coefficient de condensation  $\beta$ , de la teneur en vapeur au dessus de l'interface  $\gamma_1$ , des pressions partielles de vapeur au zéro et à l'infini. "Le potentiel de transfert"  $\sigma$  se représente une quantité qu'on peut traiter du "saut" de pression partielle de vapeur

$$\sigma = \frac{p_{A1} - p_{\infty} \gamma_{01}}{p_{A1}} = \frac{p_{A1} - p_{0e} \gamma_{01}}{p_{A1}}$$

où la pression de saturation  $p_{A1}$  est confrontée avec la pression totale du mélange à l'infini (ou extrapolée vers zéro) multipliée par  $\gamma_{01}$ . Dans le cas général cette quantité diffère de la chute "naturelle"

$$\sigma_{01} = \frac{p_{A1} - p_0 \gamma_{01}}{p_{A1}}$$

le champ de pression étant distordu par les effets de la couche de Knudsen.

Nous ne sommes pas parvenus à mettre en évidence l'effet du flux de chaleur moléculaire sur le transfert de masse. C'est évidemment le prix de la perte d'information qu'on doit payer pour la simplicité d'avoir les approximations coupées. Cependant la solution obtenue reste valable dans un domaine très étendu parce que c'est le mécanisme de diffusion qui domine dans les conditions des densités ordinaires.

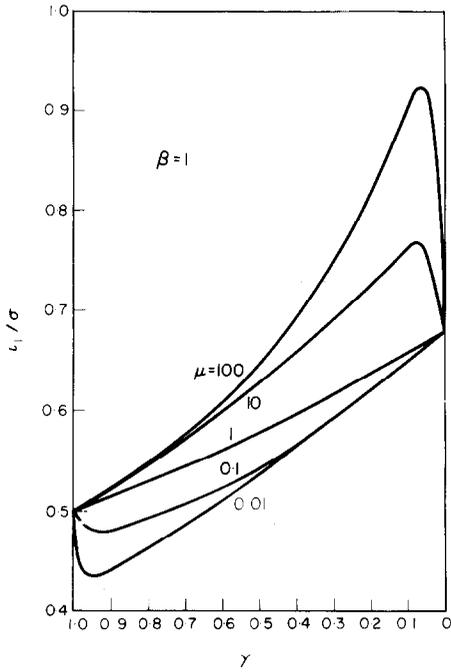


FIG. 1.

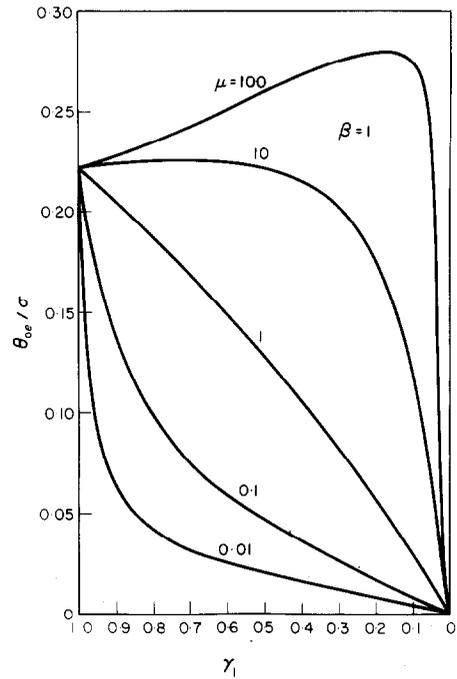


FIG. 3.

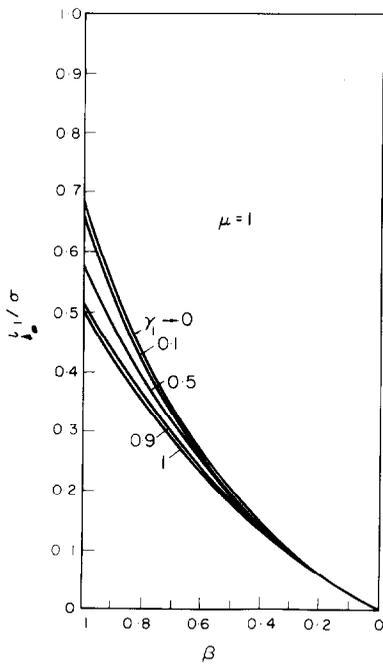


FIG. 2.

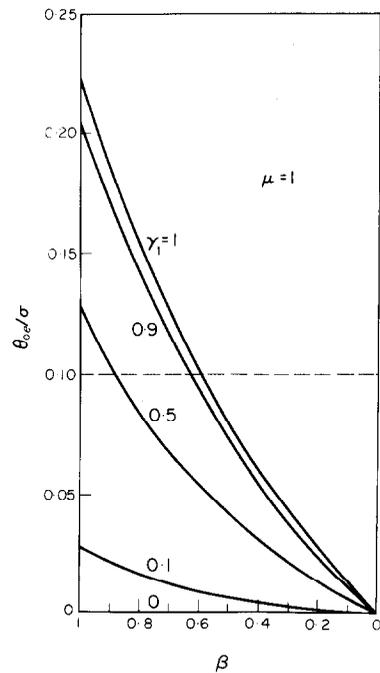


FIG. 4.

L'influence de  $\mu$ ,  $\beta$  et  $\gamma_1$  sur le flux de masse est montrée sur les Figs. 1 et 2 pour

$$\sigma = \frac{p_{A1} - p_{\infty}\gamma_{01}}{p_{A1}} = \text{idem,}$$

ce qui permet suivre le rôle de la pression totale. En effet, si l'on met une certaine pression  $p'_x$  correspondre à la vapeur pure ( $\gamma_{01} = 1$ ) alors pour n'importe quelle concentration  $0 < \gamma_{01} < 1$  (il faut souligner que cet intervalle est ouvert inférieurement) la convention  $\sigma = \text{idem}$  entraîne  $p_{\infty}/p'_{\infty} = 1/\gamma_{01}$ , d'où notre assertion.

Pour des problèmes de glissement les conditions aux limites à la paroi (la paroi pénétrable n'est que le cas plus général) sont données par les sauts des paramètres, notamment on a besoin du saut de température. Celui-ci se définit par extrapolation vers l'interface de la partie uniforme du profil de température:

$$\theta_{0e} = \theta_0 - \frac{1}{6\sqrt{\pi}} C.$$

Les Figs. 3 et 4 démontrent l'effet de  $\gamma_1$  et  $\mu$  sur le saut de température. On remarque que pour  $\beta = 0$  ainsi que pour  $\gamma_1 \rightarrow 0$   $\theta_{0e} = 0$  comme cela doit être dans la phase purement gazeuse. Il est important de signaler que la dilution de la vapeur par peu des légères molécules gazeuses conduit immédiatement à la décroissance sensible du saut. Au contraire, en introduisant dans le gaz pur absolument "collant", c'est-à-dire sans glissement de température, un nombre équivalent des molécules aptes à être condensées on provoque sur le moment l'apparition du saut. Ces effets caractérisent avec évidence la spécificité du glissement de température sur la surface pénétrable. Dans ce cas le saut de température peut avoir lieu sans qu'aucune raison conventionnelle n'existe pour le provoquer ( $Kn \rightarrow 0$ ,  $\partial T/\partial \xi = 0$ ).

L'examen des densités partielles

$$n_1 = n_{01} \left\{ 1 + \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \frac{1 - \gamma_1}{\gamma_1} A e^{-A\xi} - 2\delta_2 t_1 \xi - \frac{1}{2\sqrt{\pi}} C + \frac{1}{2} D \right\},$$

$$n_2 = n_{02} \left\{ 1 - \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \mu A e^{-A\xi} + 2\mu\delta_1 t_1 \xi - \frac{1}{2\sqrt{\pi}} C + \frac{1}{2} E \right\}$$

montre que leurs gradients deviennent égaux l'un à l'autre, au signe près, sur une borne intérieure de la couche de Knudsen avec la région de Navier-Stokes qui est en même temps la région de pression constante:

$$\frac{1}{n_0} \frac{dn_1}{d\xi} \Big|_{\xi = -\sigma} = -2\delta_2 \gamma_1 t_1,$$

$$\frac{1}{n_0} \frac{dn_2}{d\xi} \Big|_{\xi = -\sigma} = 2\delta_2 \gamma_1 t_1.$$

Du point de vue macroscopique ces relations ne sont rien d'autre que le flux de Stefan

$$j_{x1} = - \frac{D_{12}}{RT} \left( \frac{p}{p_2} \right)_0 \left( \frac{\partial p_1}{\partial x} \right)_{0e}, \tag{59}$$

se déduisant de (59) si l'on met le coefficient de diffusion sous la forme déjà consignée  $D_{12} = \frac{1}{2}lc$ .

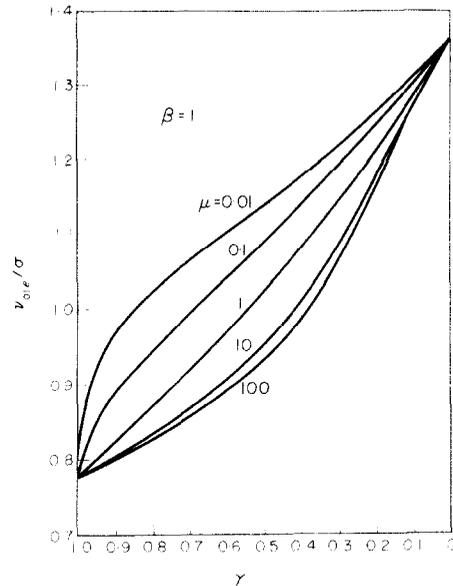


FIG. 5.

On obtient de (57) une valeur relative de la densité extrapolée à l'interface

$$v_{01,e} = - \frac{n_{01,e} - n_{A1}}{n_{A1}}$$

C'est une quantité fictive qui doit servir d'une des conditions aux limites dans les problèmes de glissement. Par analogie nous pouvons appeler cette quantité "le saut" de la densité partielle de vapeur. Elle diffère de la valeur effective de densité par un terme constant dans le champ de  $n_1$ :

$$v_{01,e} = v_{01} + \frac{1}{2\sqrt{\pi}} C - \frac{1}{2} D.$$

La Fig. 5 illustre la variation du "saut"  $v_{01,e}$  influencé par  $\mu$  et  $\gamma_1$ .

Pour le cas particulier  $\mu = 1$  les relations générales (54)–(57) prennent la forme plus simple:

$$i_1 = \left[ \frac{9\sqrt{\pi}}{8} \gamma_1 + 2 \frac{1 + \sqrt{\pi}}{2 + \sqrt{\pi}} (1 - \gamma_1) + 2\sqrt{\pi} \frac{1 - \beta}{\beta} \right]^{-1} \sigma_{01}, \quad (60)$$

$$\theta_0 = \frac{\sqrt{\pi}}{4} \gamma_1 i_1, \quad (61)$$

$$v_{01} = \sigma_{01} - \theta_0. \quad (62)$$

D'où il s'ensuit les relations limites pour le cas  $\gamma_1 = 1$  de vapeur sans le diluant:

$$i_1 = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \frac{\beta}{1 - 0,438\beta} \sigma_{01}$$

$$\theta_{0e} = 0,443 i_1 \quad (63)$$

$$v_{01,e} = \sigma_{01} - 0,443 i_1.$$

En vue d'un caractère préliminaire de notre analyse on peut considérer comme satisfaisant l'accord de ces derniers résultats avec ceux obtenus indépendamment dans [2].

Les résultats de cette section ont été utilisés pour évaluer quantitativement la signification des effets cinétiques pour la condensation dans un mélange modérément dense. Les conditions cinétiques (55)–(57) y ont joué le rôle des conditions aux limites sur l'interface. Comme on pouvait s'y attendre, les processus en question ne sont susceptibles aux effets cinétiques que dans le cas d'une très insignifiante impureté gazeuse sous réserve de leur susceptibilité déjà disponible dans un milieu pur (vapeur de métal, raréfaction assez sensible).

#### REMERCIEMENTS

Mes remerciements sincères à D. A. Labountsov qui dirigeait ce travail.

#### BIBLIOGRAPHIE

1. R. I. KOUTCHEROV, L. E. RIKENGLAS et T. S. TSOULAÏA, Théorie cinétique de la recondensation pour une petite différence des températures (Russe), *J. Techn. Phys.* **32**, 1392–1398 (1962).
2. D. A. LABOUNTSOV, Analyse des processus d'évaporation et de condensation (Russe), *Teplophys. Visok. Temp.* **5**, 647–654 (1967).
3. T. M. MOURATOVA et D. A. LABOUNTSOV, Analyse cinétique des processus d'évaporation et de condensation (Russe), *Teplophys. Visok. Temp.* **7**, 959–967 (1969).
4. D. A. LABOUNTSOV et T. M. MOURATOVA, Sur le compte du mouvement pour l'évaporation et la condensation (Russe), *Teplophys. Visok. Temp.* **7**, 1146–1150 (1969).
5. E. IKENBERRY et C. TRUESDILL, On the pressure and the flux of energy in a gas according to Maxwell's kinetic theory, *J. Rat. Mech. Analysis* **5**, 1–128 (1956).
6. K. HUANG, *Statistical Mechanics*. John Wiley, New York (1963).
7. S. CHAPMAN et T. G. COWLING, *The Mathematical Theory of Nonuniform Gases*. University Press, Cambridge (1964).

#### CONDENSATION-ÉVAPORATION KINETICS IN BINARY VAPOUR-GASEOUS MIXTURE

**Abstract**—In the present paper solution of two problems is presented on recondensation in a plane layer with noncondensing gas and on condensation–evaporation at the boundary of a semi-infinite vapour–gas mixture volume. The solution is based on kinetic theory methods involving very simple model kinetic equations. In part 1 the properties of the model are investigated as well as the possibility of its application

to the analysis of transfer processes in a classical binary mixture. A set of moment equations is composed for description of such processes. Part 2 contains the solution of the above problems. In the problem of recondensation, expressions are obtained describing a mass flow and concentration fields in the whole range of Knudsen numbers  $0 < Kn < \infty$ . In the problem of temperature slip, a mass flow, temperature discontinuity and partial density "jump" are given as the functions of concentration, ratios of molecular mass components and condensation coefficient. The results obtained are extensions and specifications of more special works by different authors.

## DIE KINETIK DER KONDENSATION UND VERDAMPFUNG VON DAMPF-GAS-MISCHUNGEN IN DER GRENZSCHICHT

**Zusammenfassung**—In der vorliegenden Arbeit wird die Lösung von zwei Problemen angegeben: Die Rückkondensation in einer ebenen Schicht aus nichtkondensierbarem Gas und die gleichzeitige Kondensation und Verdampfung in der Grenzschicht eines halbumendlichen Volumens einer Dampfmischung. Die Lösung beruht auf der kinetischen Theorie und schliesst ein sehr einfaches Modell der kinetischen Gleichungen ein. Im ersten Teil wird sowohl die Eigenschaft des Modells untersucht, als auch die Möglichkeit der Anwendung bei der analytischen Untersuchung von Transportvorgängen in klassischen binären Mischungen geprüft. Ein System von Impulsgleichungen wird gebildet, um solche Prozesse zu beschreiben. Der zweite Teil enthält die Lösung der obengenannten Probleme.

Für den Fall der Rekondensation erhält man Ausdrücke, die einen Massenstrom und Konzentrationsfelder für den ganzen Bereich der Knudsenzahl  $0 < Kn < \infty$  beschreiben. Für den Fall des Temperatursturms wird der Massenstrom, die Temperaturdiskontinuität und der Sprung der Partialdichte gegeben als Funktionen der Konzentration, des Verhältnisses der molekularen Massen der Komponenten und des Kondensationskoeffizienten. Die erhaltenen Ergebnisse sind Erweiterungen und Verfeinerungen spezieller Arbeiten verschiedener Autoren.

## КИНЕТИКА КОНДЕНСАЦИИ-ИСПАРЕНИЯ В БИНАРНОЙ ПАРОВАЗОВОЙ СМЕСИ

**Аннотация**—В данной работе содержится решение двух задач—о переконденсации в плоском слое при наличии неконденсирующегося газа и о конденсации—испарении на границе полубесконечного объема парогазовой смеси. Решение базируется на методах кинетической теории, причем используется простейшее модельное кинетическое уравнение. В части I исследуются свойства модели и возможность ее применения к анализу процессов переноса в классической бинарной смеси. Здесь же построена система моментных уравнений для описания такого рода процессов. В части II содержится решение вышеуказанных задач. В задаче о переконденсации получены выражения, описывающие поток вещества и поля концентраций во всем диапазоне чисел Кнудсена,  $0 < Kn < \infty$ . В задаче о температурном скольжении определены поток вещества, скачок температуры и «скачок» парциальной плотности пара как функции концентрации, отношения молекулярных масс компонент и коэффициента конденсации. Совокупность полученных результатов расширяет и уточняет данные более частных исследований других авторов.