Tạp chí CƠ HỌC 1979 số 3 - 4 (trang 38-48)

LÝ THUYẾT VỀ CÁC HỖN HỢP ĐỒNG THỂ VI MÔ

NGUYỄN VĂN ĐIỆP, TRƯƠNG MINH CHÁNH

Trong nhiều lĩnh vực công nghiệp và kỹ thuật (công nghiệp thực phẩm, công nghiệp hóa học, năng lượng,...) phần lớn các chuyển động của các môi trường thực đều có thể coi là các dòng chảy của một hỗn hợp nhiều thành phần, nhiều pha. Bởi vậy việc nghiên cứu bằng thực nghiệm và lý thuyết các vấn đề liên quan tới dòng hỗn hợp là cần thiết và được nhiều người quan tâm.

Bài báo này nhằm mục đích xây dựng một mô hình hỗn hợp đồng thể vi mô lồng đủ tổng quát để mô tả các vấn đề chuyển nhiệt và chất, chuyển động trong các ống dẫn,... theo quan điểm lý thuyết khuếch tán suy rộng [1, 2, 3] có tính tới ảnh hưởng của chuyển động vi mô [6, 7].

§1. CÁC ĐỊNH LUẬT CƠ BẢN

Xét một hỗn hợp đồng thể gồm n chất hợp thành lồng thấm lẫn nhau. Gọi ρ_α và $\overline{U}_\alpha$ là mật độ và vận tốc của thành phần thứ α ($\alpha = 1, 2, \ldots, n$). Ngoài các vận tốc $\overline{U}_\alpha$ trong lý thuyết khuếch tán suy rộng [1-3] ta còn sử dụng vận tốc đặc trưng trung bình $\overline{U}_a$ cho toàn hỗn hợp. Việc lựa chọn $\overline{U}_a$ tùy thuộc vào điều kiện của bài toán đang xét. Để tổng quát $\overline{U}_a$ được lấy trung bình theo $\overline{U}_\alpha$ như sau:

$$\overline{U}_a = \sum_\alpha a_\alpha \overline{U}_\alpha, \qquad \sum_\alpha a_\alpha = 1. \tag{1.1}$$

trong đó a_α không phụ thuộc vào $\overline{U}_\alpha$ và có thể lấy tùy ý sao cho thỏa mãn điều kiện (1.1).

Trong công thức trên và sau này, ký hiệu $\sum\limits_\alpha$ chỉ việc lấy tổng theo tập giá trị của α.

Trong lý thuyết khuếch tán suy rộng, động học của chuyển động tương đối được đặc trưng bởi dòng khuếch tán khối lượng $\overline{J}^a_\alpha$ xác định theo công thức:

$$\overline{J}^a_\alpha = \rho_\alpha (\overline{U}_\alpha - \overline{U}_a), \qquad \sum_\alpha \frac{a_\alpha}{\rho_\alpha} \overline{J}^a_\alpha = 0 \tag{1.2}$$

Giả định quy luật bảo toàn năng lượng cho toàn bộ hỗn hợp vi mô ở lạng tích phân trong đó có xét tới năng lượng do các chuyển động vi mô sinh ra ở dạng:

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_V \sum_\alpha \rho_\alpha\left\{\varepsilon+\frac{1}{2}\overline{U}_\alpha\cdot\overline{U}_\alpha+\frac{1}{2}\overline{I}:(\overline{v}\cdot\overline{v}^*)\right\}dv+\int_A \overline{n}\cdot\sum_\alpha \rho_\alpha\left\{\varepsilon+\right.$$

$$\left.+\frac{1}{2}\overline{U}_\alpha\cdot\overline{U}_\alpha+\frac{1}{2}\overline{I}:(\overline{v}\cdot\overline{v}^*)\right\}\overline{U}_\alpha da-\int_V\sum_\alpha \rho_\alpha\left\{\overline{f}_\alpha\cdot\overline{U}_\alpha+\overline{l}:\overline{v}+r\right\}dv-$$

$$-\int_A \overline{n}\cdot\left\{\overline{t}_a\cdot\overline{U}_a+\overline{\lambda}:\overline{v}+\sum_\sigma \overline{R}^a_\sigma\cdot\frac{\overline{J}^a_\sigma}{\rho_\sigma}+\overline{q}\right\}da=0 \quad (1.3)$$

$$(\alpha=1,2,\dots,n;\ \sigma=1,2,\dots,n-1)$$

Trong phương trình (1.3) đại lượng ε là mật độ nội năng của toàn hỗn hợp; $\overline{f}_\alpha$ và $\overline{t}_a$ tương ứng là lực khối thông thường của môi trường hợp thành thứ α và ten xơ ứng suất mặt hạng hai cho toàn hỗn hợp chỉ sinh công trên dịch chuyển trung bình: $\overline{l}$ và $\overline{\lambda}$ tương ứng là ten xơ lực khối vi mô hạng hai và ten xơ ứng suất mặt hạng ba; $\overline{R}^a_\sigma$ là lực mặt chỉ sinh công trên dịch chuyển tương đối và được gọi là ten xơ ứng suất khuếch tán. $\overline{I}=\overline{I}^*$ là ten xơ quán tính vi mô hạng hai đối xứng; $\overline{v}$ là ten xơ hạng hai đặc trưng cho sự biến dạng vi mô của hỗn hợp; r và $\overline{q}$ tương ứng là mật độ nguồn nhiệt và mật độ dòng nhiệt.

Sử dụng tính bất biến của phương trình năng lượng đối với chuyển động của người quan sát ta sẽ tìm được các phương trình cơ bản sau [8]:

Phương trình bảo toàn khối lượng cho toàn hỗn hợp ở dạng:

$$\frac{d^{(a)}\rho}{dt}+\rho\overline{\nabla}\cdot\overline{U}_a=-\sum_\alpha\overline{\nabla}\cdot\overline{J}^a_\alpha \quad (1.4)$$

Phương trình xác định nồng độ khối của thành phần thứ α:

$$\rho\frac{d^{(a)}c_\alpha}{dt}=-\overline{\nabla}\cdot\overline{J}^a_\alpha+c_\alpha\sum_\beta\overline{\nabla}\cdot\overline{J}^a_\beta+\sum_\delta \nu_{\alpha\delta}M_\alpha W_\delta, \quad (1.5)$$

$$\sum_\alpha \nu_{\alpha\delta}M_\alpha=0;\ (\beta=1,2,\dots,n;\ \delta=1,2,\dots,n)$$

Phương trình cân bằng động lượng của hỗn hợp:

$$\rho\frac{d^{(a)}\overline{U}_a}{dt}=\rho\overline{f}+\overline{\nabla}\cdot\overline{t}_a-\sum_\alpha\left\{\frac{\mathcal{D}^{(a)}\overline{J}^a_\alpha}{\mathcal{D}t}+\overline{\nabla}\cdot\frac{\overline{J}^a_\alpha\overline{J}^a_\alpha}{\rho_\alpha}\right\} \quad (1.6)$$

Phương trình xác định dòng khuếch tán:

$$\frac{\mathcal{D}^{(a)}\overline{J}^a_\sigma}{\mathcal{D}t}+\overline{\nabla}\cdot\frac{\overline{J}^a_\sigma\overline{J}^a_\sigma}{\rho_\sigma}=\overline{Q}^a_\sigma+\overline{\nabla}\cdot\overline{R}^a_\sigma \quad (1.7)$$

Phương trình bảo toàn mô men quán tính vi mô:

$$\rho \frac{d^{(a)}\overline{I}}{dt} + \sum_{\alpha} \overline{J}^{a}_{\alpha} . \overline{\nabla} \overline{I} - 2\rho (\overline{I} . \overline{v})^{c} = 0 \tag{1.8}$$

Phương trình mô men:

$$\rho(\dot{\overline{\sigma}} - \overline{l}) = \overline{\nabla} . \overline{\lambda} + \overline{t}_{a} - \overline{S} \tag{1.9}$$

Trong các phương trình trên đại lượng $v_{\alpha\delta}$ được gọi là hệ số hợp tỉ lượng của thành phần thứ α trong phản ứng thứ δ. Đại lượng W_{δ} là vận tốc của phản ứng thứ δ; đại lượng $\overline{Q}^{a}_{\sigma}$ được gọi là lực khuếch tán khối; $\overline{S} = \overline{S}^{*}$ là ten xơ ứng suất vi mô khối hạng hai đối xứng. Các đạo hàm theo thời gian được xác định như sau:

$$\frac{d^{(a)}}{dt}(\ldots) = \frac{\partial}{\partial t}(\ldots) + \overline{U}_{a} . \overline{\nabla}(\ldots)$$

$$\frac{\mathcal{D}^{(a)}}{\mathcal{D}t} \overline{J}^{a}_{\alpha} = \frac{d^{(a)}\overline{J}^{a}_{\alpha}}{dt} + \overline{J}^{a}_{\alpha} . \overline{\nabla} \overline{U}_{a} + \overline{J}^{a}_{\alpha} \overline{\nabla} . \overline{U}_{a} \tag{1.10}$$

đại lượng $\overline{f} = \sum_{\alpha} c_{\alpha} \overline{f}_{\alpha}$ là lực khối trung bình của toàn hỗn hợp. Đại lượng $\dot{\overline{\sigma}}$ được xác định theo công thức:

$$\dot{\overline{\sigma}} = \sum_{\alpha} c_{\alpha} \overline{I} . \left\{ \frac{d^{(\alpha)}\overline{v}}{dt} + \overline{v} . \dot{\overline{v}} \right\} \tag{1.11}$$

Nhờ các định luật (1.4) — (1.9) ta có thể viết phương trình bảo toàn năng lượng ở dạng:

$$\rho \frac{d^{(a)}\varepsilon}{dt} + \sum_{\alpha} \overline{J}^{a}_{\alpha} . \overline{\nabla}\varepsilon = \rho r + \overline{\nabla} . \overline{q} + \frac{1}{2} \sum_{\alpha} \sum_{\delta} v_{\alpha\delta} M_{\alpha} W_{\delta} \frac{\overline{J}^{a}_{\alpha} . \overline{J}^{a}_{\alpha}}{\rho^{2}_{\alpha}} +$$

$$+ \sum_{\sigma} \overline{J}^{a}_{\sigma} . \left\{ \left(\overline{f}_{\sigma} - \frac{\rho_{n} a_{\sigma}}{a_{n} \rho_{\sigma}} \overline{f}_{n} \right) - \left(1 - \frac{\rho_{n} a_{\sigma}}{a_{n} \rho_{\sigma}} \right) \frac{d^{(a)}\overline{U}_{a}}{dt} - \frac{\overline{Q}^{a}_{\sigma}}{\rho_{\sigma}} + \right. \tag{1.12}$$

$$\left. + \frac{a_{\sigma}}{a_{n} \rho_{\sigma}} \left(\frac{\mathcal{D}^{(a)} \overline{J}^{a}_{n}}{\mathcal{D}t} + \overline{\nabla} . \frac{\overline{J}^{a}_{n} \overline{J}^{a}_{n}}{\rho_{n}} \right) \right\} + \overline{t}_{a} : \overline{\nabla} \overline{U}_{a} + \sum_{\sigma} \overline{R}^{a}_{\sigma} : \overline{\nabla} \frac{\overline{J}^{a}_{\sigma}}{\rho_{\sigma}} +$$

$$+ (\overline{S} - \overline{t}_{a}) : \overline{v} + \overline{\lambda} : \overline{\nabla} \overline{v}$$

Nếu giả định rằng hỗn hợp đồng thể vi mô có hàm nội năng chỉ phụ thuộc vào mật độ entropi η chung cho toàn hỗn hợp, vào thể tích riêng $v = \rho^{-1}$, ten xơ quán tính vi mô $\overline{I}$ và nồng độ khối $\overline{C}_{\alpha}$ riêng của mỗi thành phần α ở dạng:

$$\varepsilon = \varepsilon (v, \eta, c_{\alpha}, \overline{I}) \tag{1.13}$$

thì với giả định khả vi liên tục của ε và tính bất biến của đạo hàm $\frac{d^{(a)}\varepsilon}{dt}$ đối ới chuyển động của người quan sát ta sẽ nhận được phương trình xác định ntropi ở dạng:

$$\rho \frac{d^{(a)}\eta}{dt} + \sum_{\alpha} \overline{J}^{a}_{\alpha} \cdot \overline{\nabla}\eta = \rho \frac{r}{T} + \nabla \cdot \frac{\overline{q}^{*}}{T} + \rho r. \qquad (1.14)$$

ong đó $0 \leqslant \rho r = T^{-1}\Big\{ \sum_{\delta} W_{\delta} A_{\delta} + \sum_{\sigma} \overline{F}^{a}_{\sigma} \cdot \overline{J}^{a}_{\sigma} + \overline{t}_{a} : \overline{\nabla}\,\overline{U}_{a} + \sum_{\sigma} \overline{R}^{a}_{\sigma} : \overline{\nabla} \frac{\overline{J}^{a}_{\sigma}}{\rho_{\sigma}} +$

$$+ (\overline{S}' - \overline{t}'_{a}) : \overline{v} + \overline{\lambda} : \overline{\nabla}\,\overline{v} + \frac{1}{T}\, \overline{q}^{*} \cdot \overline{\nabla} T \Big\} \qquad (1.15)$$

sản phẩm entropi của hỗn hợp ($\sigma = 1, 2, ..., n-1$). Trong các công thức 14) và (1.15) ta đã sử dụng (1.12) và (1.13) và đặt:

$$ = \sum_{\alpha} \nu_{\alpha\delta} M_{\alpha} \left(\frac{\overline{J}^{a}_{\alpha} \cdot \overline{J}^{a}_{\alpha}}{2\rho_{\alpha}^{2}} - \mu_{\alpha} \right), \quad \overline{t}_{a} = -p\overline{g} - \overline{\tau} + \overline{t}'_{a}$$

$$\overline{S} = -p\overline{g} + \overline{S}', \quad \overline{\tau} = 2\rho(\overline{\Pi} \cdot \overline{I})^{c},$$

$$\overline{R}^{a}_{\sigma} = \rho_{\sigma} \Big\{ -\overline{F}^{a}_{\sigma} + \left(\overline{f}_{\sigma} - \frac{\rho_{n} a_{\sigma}}{a_{n}\rho_{\sigma}} \overline{f}_{n} \right) + \left(1 - \frac{\rho_{n} a_{\sigma}}{a_{n}\rho_{\sigma}} \right) \Big[-\frac{\overline{\nabla} p}{\rho} - \frac{d^{(a)}\overline{U}_{a}}{dt} +$$

$$+ \sum_{\alpha} c_{\alpha} (\overline{\nabla}\mu_{\alpha}) \Big] - \left(\overline{\nabla}\mu_{\sigma} - \frac{\rho_{n} a_{\sigma}}{a_{n}\rho_{\sigma}} \overline{\nabla}\mu_{n} \right) + \frac{a_{\sigma}}{a_{n}\rho_{\sigma}} \left(\frac{\mathcal{D}^{(a)}\overline{J}^{a}_{n}}{\mathcal{D}t} + \overline{\nabla} \cdot \frac{\overline{J}^{a}_{n}\overline{J}^{a}_{n}}{\rho_{n}} \right) \Big\} \qquad (1.16)$$

$$\overline{q}^{*} = \overline{q} + \sum_{\alpha} \overline{J}^{a}_{\alpha} \left(\frac{p}{\rho} + \mu_{\alpha} - \sum_{\beta} c_{\beta}\mu_{\beta} \right)$$

$$0 < T = \left.\frac{\partial \varepsilon}{\partial \eta}\right|_{v,\, c_{\alpha},\, \overline{I}}, \qquad p = -\left.\frac{\partial \varepsilon}{\partial v}\right|_{\eta,\, c_{\alpha},\, \overline{I}},$$

$$\mu_{\alpha} = \left.\frac{\partial \varepsilon}{\partial c_{\alpha}}\right|_{v,\, \eta,\, \overline{I},\, c_{\beta}\, (\beta \neq \alpha)}, \qquad \overline{\Pi} = \left.\frac{\partial \varepsilon}{\partial \overline{I}}\right|_{v,\, \eta,\, c_{\alpha}} = \overline{\Pi}^{*}.$$

: đại lượng T, p thường được gọi là nhiệt độ nhiệt động học và áp suất nhiệt ng học, còn μ_{α} ($\alpha = 1, 2, ..., n$) là thế hóa học của thành phần thứ α. Đại lượng a gọi là tenxơ áp suất vi mô hạng hai đối xứng; $\overline{g}$ là tenxơ đơn vị hạng hai.

Từ các công thức (1.13) và (1.16) có thể coi nội năng là thế nhiệt động : suy rộng của môi trường vi mô. Sử dụng phép biến đổi Legandre ta dễ ıg tìm được các thế nhiệt động học khác của hỗn hợp. Lưu ý rằng đối với ı hợp đồng thể vi mô ta có hai đại lượng đồng thời đặc trưng cho quán tính môi trường đó là mật độ của hỗn hợp ρ và tenxơ mômen quán tính vi $\overline{I}$ do đó khi sử dụng phép biến đổi Legandre ta nhận được các thế nhiệt ıg học suy rộng sau:

Thế nhiệt động học Gibbs suy rộng:

$$G(p, T, \overline{\Pi}, c_{\alpha}) = \varepsilon + \frac{p}{\rho} - \overline{\Pi} : \overline{I} - T\eta$$

hàm năng lượng tự do suy rộng:

$$f(v, T, \overline{I}, c_\alpha) = \varepsilon - T\eta$$

hàm nhiệt (entalpi) suy rộng:

$$h(p, \eta, \overline{\Pi}, c_\alpha) = \varepsilon + \frac{p}{\rho} - \overline{\Pi} : \overline{I}$$

các thế khác nhận được bằng cách tương tự. Các đạo hàm tương ứng của chúng có thể trình bày ở dạng:

$$\overline{\nabla} G = -\eta\overline{\nabla} T + \frac{1}{\rho}\overline{\nabla} p - \overline{\nabla}\overline{\Pi} : \overline{I} + \sum_\alpha \mu_\alpha \overline{\nabla} c_\alpha$$

$$\overline{\nabla} f = -\eta\overline{\nabla} T - p\nabla v + \overline{\nabla}\overline{I} : \overline{\Pi} + \sum_\alpha \mu_\alpha \overline{\nabla} c_\alpha \qquad (1.17)$$

$$\overline{\nabla} h = T\overline{\nabla}\eta + \frac{1}{\rho}\overline{\nabla} p - \overline{\nabla}\overline{\Pi} : \overline{I} + \sum_\alpha \mu_\alpha \overline{\nabla} c_\alpha$$

Khi nhiệt độ T, áp suất p và $\overline{\Pi}$ đều không đổi, nếu hàm G là hàm đồng nhất bậc một theo các khối lượng của các thành phần thì ta có [9, 10]:

$$G = \sum_\alpha c_\alpha \mu_\alpha, \quad \mu_\alpha = \mu_\alpha(p, T, \overline{\Pi}, c_\beta) \qquad (1.18)$$

và ta nhận được tương quan Gibbs suy rộng ở dạng:

$$\sum_\alpha c_\alpha(\overline{\nabla}\mu_\alpha) = v\overline{\nabla} p - \eta\overline{\nabla} T - \overline{\nabla}\overline{\Pi} : \overline{I} \qquad (1.19)$$

từ đó suy ra:

$$\left.\frac{\partial \mu_\alpha}{\partial p}\right|_{T, \overline{\Pi}, c_\alpha} = v_\alpha, \quad \left.\frac{\partial \mu_\alpha}{\partial T}\right|_{p, \Pi, c_\alpha} = -\eta, \quad \left.\frac{\partial \mu_\alpha}{\partial \overline{\Pi}}\right|_{p, T, c_\alpha} = -\overline{I} \qquad (1.20)$$

Sử dụng giả định các thế nhiệt động học là các hàm đồng nhất bậc một theo khối lượng và sử dụng các công thức (1.18) — (1.20) ta có thể viết lại biểu thức đối với sản phẩm entropi ở dạng (1.14) và (1.15) với $\overline{q}^*$ và $\overline{Q}^a_\sigma$ được xác định theo công thức sau:

$$\overline{q}^* = \overline{q} + \sum_\alpha \overline{J}^a_\alpha \left(\mu_\alpha - \frac{1}{\rho} p - G\right)$$

$$\begin{aligned}\overline{Q}^a_\sigma = \rho_\sigma \Bigg\{ & -\overline{F}^a_\sigma - \left(v_\sigma - \frac{\rho_n a_\sigma}{a_n \rho_\sigma} v_n\right)\overline{\nabla} p - \left(1 - \frac{\rho_n a_\sigma}{a_n \rho_\sigma}\right)\frac{d^{(a)}\overline{U}_a}{dt} + \\ & + \left(\overline{f}_\sigma - \frac{\rho_n a_\sigma}{a_n \rho_\sigma}\overline{f}_n\right) - \left(\overline{\nabla}\mu_\sigma - \frac{\rho_n a_\sigma}{a_n \rho_\sigma}\overline{\nabla}\mu_n\right)_{p, T, \overline{\Pi}} + \\ & + \frac{a_\sigma}{a_n \rho_\sigma}\left(\frac{\mathscr{D}^{(a)}\overline{J}^a_n}{\mathscr{D}t} + \overline{\nabla} \cdot \frac{\overline{J}^a_n \overline{J}^a_n}{\rho_n}\right)\Bigg\}\end{aligned} \qquad (1.21)$$

§2. PHƯƠNG TRÌNH CẤU TRÚC TUYẾN TÍNH

Để tiện cho việc xét các điều kiện hạn chế nhiệt động học và xét các lớp ồn hợp đơn giản ta cần phải phân tích các ten xơ ra thành tổng các ten xơ ực giao lẫn nhau và có tính ten xơ khác nhau. Đối với ten xơ hạng hai và ten xơ hạng ba $\overset{3}{\overline{T}}$ bất kỳ ta có [5, 8]:

$$\overset{2}{\overline{T}} = T_0\overline{g} + \overline{T}_1 . \overline{E} + \overline{T}_2$$

$$\overset{3}{\overline{T}} = T_0\overline{E} + (\overline{g}\,\overline{T}_{11})^A + \overline{T}_{12}\,\overline{g} + \left[(\overline{g}\,\overline{T}_{13})^C - \frac{1}{3}\overline{T}_{13}\overline{g}\right] + \overline{T}_{21} . \overline{E} + (\overline{E} . \overline{T}_{22})^C + \overline{T}_3 \qquad (2.1)$$

ong đó T_0 là đại lượng vô hướng; $\overline{T}_1$, $\overline{T}_{1i}$ $(i=1, 2, 3)$ là véc tơ: $\overline{T}_2$, $\overline{T}_{2j}$ $(j=1, 2)$ các ten xơ lệch đối xứng hạng hai; còn $\overline{T}_3$ là ten xơ lệch đối xứng hạng ba, là ten xơ Levi-Trivit phản xứng hạng ba. Các đại lượng trên có thể xác định ıa ten xơ đã cho theo công thức:

$$T_0 = \frac{1}{3}\,\mathrm{sp}\overset{2}{\overline{T}}, \quad \overline{T}_1 = \frac{1}{2}\overline{E} : \overset{2}{\overline{T}} = \frac{1}{2}\overset{2}{\overline{T}} : \overline{E};$$

$$T_0 = \frac{1}{6}\overset{3}{\overline{T}} : \overline{E}, \quad \overline{T}_{11} = \frac{1}{2}\left(\overset{(12)}{\mathrm{sp}}\,\overset{3}{\overline{T}} - \overset{(13)}{\mathrm{sp}}\,\overset{3}{\overline{T}}\right), \qquad (2.2)$$

$$\overline{T}_{12} = \frac{1}{3}\overset{(23)}{\mathrm{sp}}\,\overset{3}{\overline{T}}, \quad \overline{T}_{13} = \frac{1}{10}\left[3\overset{(12)}{\mathrm{sp}}\,\overset{3}{\overline{T}} + 3\overset{(13)}{\mathrm{sp}}\,\overset{3}{\overline{T}} - 2\overset{(23)}{\mathrm{sp}}\,\overset{3}{\overline{T}}\right],$$

$$\overline{T}_{21} = \frac{1}{2}\left[\left(\overset{3}{\overline{T}} : \overline{E}\right)^C - 2T_0\overline{g}\right], \quad \overline{T}_{22} = \frac{2}{3}\left(\overline{E} : \overset{3}{\overline{T}}{}^C\right)^C.$$

ıc biểu thức (2.1) và (2.2) có thể ứng dụng cho tất cả các ten xơ có trong biểu ức sản phẩm entropi (1.15). Đặc biệt đối với ten xơ $\overline{\gamma} = \overline{\nabla}\,\overline{v}$ ta có:

$$\gamma_0 = \frac{1}{3}\overline{\nabla} . \overline{v}_1, \quad \overline{\gamma}_{11} = -2\overline{\Omega}_v, \quad \overline{\gamma}_{12} = \overline{\nabla} v_0$$

$$\overline{\gamma}_{13} = \frac{3}{5}\overline{\nabla} . \overline{v}_2, \quad \overline{\gamma}_{21} = \overline{D}_v, \quad \overline{\gamma}_{22} = \frac{2}{3}\left(\overline{E} : \overline{\nabla}\,\overline{v}_2\right)^C \qquad (2.3)$$

ɔng đó $\overline{\Omega}_v$ và $\overline{D}_v$ tương ứng là véc tơ và ten xơ lệch đối xứng của ten xơ $\overline{v}_1$, thêm vào đó từ (2.2) ta có $\overline{\Omega}_v = -\frac{1}{2}\overline{\nabla} \times \overline{v}_1$. Các ký hiệu c và A ở phía ên chỉ các đại lượng được đánh dấu là các ten xơ đối xứng và phản xứng eo hai chỉ số đầu hoặc cuối tùy theo vị trí của ký hiệu một cách tương ứng; hiệu toán tử $\overset{(\alpha\beta)}{\mathrm{sp}}\,\overline{T}$ là vết của ten xơ T lấy theo chỉ số đứng ở vị trí α và β.

Nhờ phép biểu diễn (2.1) và (2.2) ta có thể viết sản phẩm entropi ở dạng:

$$0 \leqslant \rho T\Gamma = \sum_{\delta} W_{\delta} A_{\delta} + \sum_{\sigma} \overline{F}^{a}_{\sigma} \cdot \overline{J}^{a}_{\sigma} + t_{o} \overline{\nabla} \cdot \overline{U}_{a} + \frac{1}{T} \overline{q}^{*} \cdot \overline{\nabla} T + (3s_{o} - 3t_{o}) v_{o} +$$

$$+ \sum_{\sigma} R^{a}_{o\sigma} \overline{\nabla} \cdot \frac{\overline{J}^{a}_{\sigma}}{\rho_{\sigma}} + 2\lambda_{o} \overline{\nabla} \cdot \overline{v}_{1} - 2\overline{\lambda}_{11} \cdot \overline{\Omega}_{v} + 3\overline{\lambda}_{12} \cdot \overline{\nabla} v_{o} + \overline{\lambda}_{13} \cdot (\overline{\nabla} \cdot \overline{v}_{2}) +$$

$$+ 2\overline{\lambda}_{21} : \overline{D}_{v} + \frac{3}{2} \overline{\lambda}_{22} : \overline{\gamma}_{22} + \overline{\lambda}_{3} \vdots \overline{\gamma}_{3} - \overline{2t}_{1} \cdot (\overline{v}_{1} - \overline{\Omega}_{u}) + 2 \sum_{\sigma} \overline{R}^{a}_{1\sigma} \cdot \overline{\Omega}_{J\sigma} +$$

$$\overline{t}_{2} : \overline{D}_{u} + \sum_{\sigma} \overline{R}^{a}_{2\sigma} : \overline{D}_{J\sigma} + (\overline{S}_{2} - \overline{t}_{2}) : \overline{v}_{2} \qquad (2.4)$$

trong đó $\overline{\Omega}_{J\sigma}$ và $\overline{D}_{J\sigma}$ là các vécto và tenxơ lệch đối xứng của $\overline{\nabla} \dfrac{\overline{J}^{a}_{\sigma}}{\rho_{\sigma}}$ thêm vào đó $\overline{\Omega}_{J\sigma} = \dfrac{1}{2} \overline{\nabla} \dfrac{\overline{J}^{a}_{\sigma}}{\rho_{\sigma}}$; còn $\overline{\Omega}_{u}$ và $\overline{D}_{u}$ tương ứng là các véctơ và tenxơ lệch đối xứng của $\overline{\nabla} \overline{U}_{a}$, thêm vào đó $\overline{\Omega}_{u} = \dfrac{1}{2} \overline{\nabla} \overline{U}_{a}$. Rõ ràng biểu thức sản phẩm entropi viết ở dạng (2.4) có dạng tổng của các tích giữa các « lực nhiệt động lực học suy rộng » đặc trưng cho các tương tác bên trong của môi trường và các « dòng nhiệt động lực học suy rộng » đặc trưng cho tính không đồng nhất của các hiệu ứng bên ngoài. Trong biểu thức (2.4) ta có thể chọn các « lực nhiệt » là các lực thuộc tập

$$X = \Big\{ W_{\sigma}, t_{o}, s_{o} - t_{o}, R^{a}_{0\sigma}, \lambda_{o}, \overline{F}^{a}_{\sigma}, \overline{q}^{*}, \overline{\lambda}_{11}, \overline{\lambda}_{12}, \overline{\lambda}_{13},$$
$$\overline{t}_{1}, \overline{R}^{a}_{1\sigma}, \overline{t}_{2}, \overline{R}^{a}_{2\sigma}, \overline{s}_{2} - \overline{t}_{2}, \overline{\lambda}_{21}, \overline{\lambda}_{22}, \overline{\lambda}_{3} \Big\}$$

Trong số các lực trên chỉ có các lực W_{σ} và $\overline{q}^{*}$ và các dòng tương ứng là các hàm chẵn theo thời gian còn các lực và các dòng tương ứng khác đều là các hàm lẻ theo thời gian. Các lực:

$$W_{\sigma}, t_{o}, s_{o} - t_{o}, R^{a}_{0\sigma}, \overline{F}^{a}_{\sigma}, \overline{q}^{*}, \overline{\lambda}_{11}, \overline{\lambda}_{12}, \overline{\lambda}_{13}, \overline{t}_{2}, \overline{R}^{a}_{2\sigma}, \overline{s}_{2} - \overline{t}_{2}, \overline{\lambda}_{3}$$

và các dòng tương ứng là các tenxơ cực còn các lực và các dòng còn lại đều là các tenxơ trục.

Trong mục này ta chỉ hạn chế xét lý thuyết tuyến tính, phù hợp với giả định đó ta có các phương trình cấu trúc tuyến tính ở dạng tổng quát sau:

$$X = \sum_{\delta} L^{1}_{\delta} A_{\delta} + L^{2} \overline{\nabla} \cdot \overline{U} + L^{3} v_{o} + \sum_{\sigma} L^{4}_{\sigma} \overline{\nabla} \cdot \frac{\overline{J}^{a}_{\sigma}}{\rho_{\sigma}} + L^{5} \overline{\nabla} \cdot \overline{v}_{1} +$$

$$+ \sum_{\sigma} L^{6}_{\sigma} \cdot \overline{J}^{a}_{\sigma} + L^{7} \cdot \overline{\nabla} T + L^{8} \cdot \overline{\Omega}_{v} + L^{9} \cdot \overline{\nabla} v_{o} + L^{10} \cdot (\overline{\nabla} \cdot \overline{v}_{2}) +$$

$$+ L^{11} \cdot (\overline{v}_1 - \overline{\Omega}_u) + \sum_\sigma L^{12}_\sigma \cdot \overline{\Omega}_{J\sigma} + L^{13} : \overline{D}_u + L^{14} : \overline{v}_2 + L^{15} : \overline{D}_v +$$

$$+ \sum_\sigma L^{16}_\sigma : \overline{D}_{J\sigma} + L^{17} : \overline{\gamma}_{22} + L^{18} : \overline{\gamma}_3 \qquad (2.5)$$

; đó L^k ($k=1,2,\ldots, 18$) là các tenxơ hệ số có hạng và tính trục cực khác nhau.

Nếu hỗn hợp đẳng hướng vĩ mô thì các phương trình cấu trúc dạng (2.5) ıng đơn giản hơn nhiều nhờ sử dụng bảng các tenxơ đẳng hướng sau [11].

a) đối với các tenxơ cực:

$$L_{2k+1} = 0, \quad L_2 = l_1 \overline{g}, \quad L_4^{ijks} = l_1 g^{ij} g^{ks} + l_2 g^{ik} g^{js} + l_3 g^{is} g^{jk}$$

$$\begin{aligned} L_6^{ijksmn} = {} & l_1 g^{ij} g^{ks} g^{mn} + l_2 g^{ij} g^{kn} g^{sm} + l_3 g^{ij} g^{km} g^{sn} + l_4 g^{is} g^{kj} g^{mn} \\ & + l_5 g^{is} g^{jm} g^{kn} + l_6 g^{is} g^{jn} g^{km} + l_7 g^{ks} g^{in} g^{jm} + l_8 g^{ks} g^{im} g^{jn} \\ & + l_9 g^{ik} g^{jm} g^{sn} + l_{10} g^{ik} g^{js} g^{mn} + l_{11} g^{ik} g^{sm} g^{jn} + l_{12} g^{im} g^{kn} g^{js} \\ & + l_{13} g^{im} g^{kj} g^{sn} + l_{14} g^{in} g^{kj} g^{sm} + l_{15} g^{sj} g^{ni} g^{km} \end{aligned} \qquad (2.6)$$

b) đối với các tenxơ trục:

$$L_{2k} = 0, \quad L_1 = 0, \quad L_3 = l_1 \overline{E},$$

$$\begin{aligned} L_5^{ijkmn} = {} & l_1 E^{ijk} g^{mn} + l_2 E^{ijm} g^{kn} + l_3 E^{ijn} g^{km} + \\ & + l_4 E^{imk} g^{jn} + l_5 E^{ink} g^{jm} + l_6 E^{imn} g^{kj} \end{aligned} \qquad (2.7)$$

ıhiên trong trường hợp tuyến tính ta có thể sử dụng ngay nguyên lý và các tương quan đối xứng Onsager [9] để xây dựng các phương trình ·úc. Khi đó (2.5) có dạng:

$$= \sum_\varkappa l^1_{\delta\varkappa} A_\varkappa + l^2_\delta \overline{\nabla} \cdot \overline{u}_a + 3 l^3_\delta v_0 + \sum_\sigma l^4_{\delta\sigma} \overline{\nabla} \cdot \frac{\overline{J}^a_\sigma}{\rho_\sigma}$$

$$= - \sum_\delta l^2_\delta A_\delta + l^5 \overline{\nabla} \cdot \overline{u}_a + 3 l^6 v_0 + \sum_\sigma l^7_\sigma \overline{\nabla} \cdot \frac{\overline{J}^a_\sigma}{\rho_\sigma}$$

$$_0 = - \sum_\delta l^3_\delta A_\delta + l^6 \overline{\nabla} \cdot \overline{u}_a + 3 l^8 v_0 + \sum_\sigma l^9_\sigma \overline{\nabla} \cdot \frac{\overline{J}^a_\sigma}{\rho_\sigma}$$

$$= - \sum_\delta l^4_{\sigma\delta} A_\delta + l^7_\sigma \overline{\nabla} \cdot \overline{u}_a + 3 l^9_\sigma v_0 + \sum_\mu l^{10}_{\sigma\mu} \overline{\nabla} \cdot \frac{\overline{J}^a_\mu}{\rho_\mu}$$

$$= l^{11} \overline{\nabla} \cdot \overline{v}_1$$

$$= \sum_\mu l^{12}_{\sigma\mu} \overline{J}^a_\mu + l^{13}_\sigma \frac{1}{T} \overline{\nabla} T + 2 l^{14}_\sigma \overline{\Omega}_v + 3 l^{15}_\sigma \overline{\nabla} v_0 + l^{16}_\sigma \overline{\nabla} \cdot \overline{v}_2$$

$$= - \sum_\sigma l^{13}_\sigma \overline{J}^a_\sigma + l^{17} \frac{1}{T} \overline{\nabla} T - 2 l^{18} \overrightarrow{\Omega}_v + 3 l^{19} \overline{\nabla} v_0 + l^{20} \overline{\nabla} \cdot \overline{v}_2$$

$$= - \sum_\sigma l^{14}_\sigma \overline{J}^a_\sigma - l^{18} \frac{1}{T} \overline{\nabla} T - 2 l^{21} \overline{\Omega}_v - 3 l^{22} \overline{\nabla} v_0 - l^{23} \overline{\nabla} \cdot \overline{v}_2$$

$$
\begin{aligned}
\overline{\lambda}_{12} &= \sum_{\sigma} l_{\sigma}^{15}\, \overline{J}_{\sigma}^{a} - l^{19}\frac{1}{T}\overline{\nabla}T + 2l^{22}\overline{\Omega}_{v} + 3l^{24}\overline{\nabla}v_{o} + l^{25}\overline{\nabla}\;v_{2}\\
\overline{\lambda}_{13} &= \sum_{\sigma} l_{\sigma}^{16}\, \overline{J}_{\sigma}^{a} - l^{20}\frac{1}{T}\overline{\nabla}T + 2l^{23}\overline{\Omega}_{v} + 3l^{25}\overline{\nabla}v_{o} + l^{26}\overline{\nabla}\cdot\overline{v}_{2}\\
\overline{t}_{1} &= -2l^{27}(\overline{v}_{1} - \overline{\Omega}_{u}) - 2\sum_{\sigma} l_{\sigma}^{28}\,\overline{\Omega}_{J\sigma}\\
\overline{R}_{1\sigma}^{a} &= 2l_{\sigma}^{28}(\overline{v}_{1} - \overline{\Omega}_{u}) + 2\sum_{\mu} l_{\sigma\mu}^{29}\,\overline{\Omega}_{J\mu} \qquad (2.8)\\
\overline{t}_{2} &= l^{30}\,\overline{D}_{u} + \sum_{\sigma} l_{\sigma}^{31}\,\overline{D}_{J\sigma} + l^{32}\,\overline{v}_{2}\\
\overline{R}_{2\sigma}^{a} &= l_{\sigma}^{31}\,\overline{D}_{u} + \sum_{\mu} l_{\sigma\mu}^{33}\,\overline{D}_{J\mu} + l_{\sigma}^{34}\,\overline{v}_{2}\\
\overline{S}_{2} - \overline{t}_{2} &= l^{32}\,\overline{D}_{u} + \sum_{\sigma} l_{\sigma}^{34}\,\overline{D}_{J\sigma} + l^{35}\,\overline{v}_{2}\\
\overline{\lambda}_{21} &= 2l^{36}\overline{D}_{v} + \frac{3}{2}\,l^{37}\,\overline{\gamma}_{22}\\
\overline{\lambda}_{22} &= 2l^{37}\overline{D}_{v} + \frac{3}{2}\,l^{38}\,\overline{\gamma}_{22}\\
\overline{\lambda}_{3} &= l^{39}\overline{\gamma}_{3}
\end{aligned}
$$

$$(\sigma, \mu = 1, 2, \ldots, n-1;\quad \delta, \varkappa = 1, 2, \ldots, r).$$

Tính không âm của sản phẩm entropi và tương quan Onsager còn cho thêm các điều kiện sau:

$$
\begin{aligned}
& l_{\delta\varkappa}^{1} = l_{\varkappa\delta}^{1},\ \ l_{\delta\sigma}^{4} = l_{\sigma\delta}^{4},\ \ l_{\sigma\mu}^{10} = l_{\mu\sigma}^{10},\ \ l_{\sigma\mu}^{12} = l_{\mu\sigma}^{12},\ \ l_{\sigma\mu}^{29} = l_{\mu\sigma}^{29},\ \ l_{\sigma\mu}^{33} = l_{\sigma\mu}^{33};\\
& l_{\delta\delta}^{1} \geqslant 0,\ \ l^{5} \geqslant 0,\ \ l^{8} \geqslant 0,\ \ l_{\sigma\sigma}^{10} \geqslant 0,\ \ l^{11} \geqslant 0,\ \ l_{\sigma\sigma}^{12} \geqslant 0,\ \ l^{17} \geqslant 0,\ \ l^{21} \geqslant 0,\\
& l^{24} \geqslant 0,\ \ l^{26} \geqslant 0,\ \ l^{27} \geqslant 0,\ \ l_{\sigma\sigma}^{29} \geqslant 0,\ \ l^{30} \geqslant 0,\ \ l_{\sigma\sigma}^{33} \geqslant 0,\ \ l^{35} \geqslant 0,\ \ l^{36} \geqslant 0,\\
& l^{38} \geqslant 0,\ \ l^{39} \geqslant 0:\\
& l_{\delta\delta}^{1}\, l_{\varkappa\varkappa}^{1} \geqslant \left(l_{\delta\varkappa}^{1}\right)^{2},\ \ l^{5}l^{8} \geqslant (l^{6})^{2}, \qquad (2.9)\\
& l^{5}\, l_{\sigma\sigma}^{10} \geqslant \left(l_{\sigma}^{7}\right)^{2},\ \ l^{8}\, l_{\sigma\sigma}^{10} \geqslant \left(l_{\sigma}^{9}\right)^{2},\ \ l_{\sigma\sigma}^{10}\, l_{\mu\mu}^{10} \geqslant \left(l_{\sigma\mu}^{10}\right)^{2},\ \ l_{\sigma\sigma}^{12}\, l_{\mu\mu}^{12} \geqslant \left(l_{\sigma\mu}^{12}\right)^{2},\\
& l_{\sigma\sigma}^{12}\, l^{21} \geqslant \left(l_{\sigma}^{14}\right)^{2},\ \ l_{\sigma\sigma}^{12}\, l^{24} \geqslant \left(l_{\sigma}^{15}\right)^{2},\ \ l_{\sigma\sigma}^{12}\, l^{26} \geqslant \left(l_{\sigma}^{16}\right)^{2},\ \ l^{21}l^{24} \geqslant (l^{22})^{2}.\\
& l^{21}\, l^{26} \geqslant (l^{23})^{2},\ \ l^{24}\, l^{26} \geqslant (l^{25})^{2},\ \ l^{27}\, l_{\sigma\sigma}^{29} \geqslant \left(l_{\sigma}^{28}\right)^{2},\ \ l_{\sigma\sigma}^{29}\, l_{\mu\mu}^{29} \geqslant \left(l_{\sigma\mu}^{29}\right)^{2},\\
& l^{30}\, l_{\sigma\sigma}^{33} \geqslant \left(l_{\sigma}^{31}\right)^{2},\ \ l_{\sigma\sigma}^{33}\, l_{\mu\mu}^{33} \geqslant \left(l_{\sigma\mu}^{33}\right)^{2},\ \ l^{30}l^{35} \geqslant (l^{32})^{2},\ \ l_{\sigma\sigma}^{33}\, l^{35} \geqslant \left(l_{\sigma}^{34}\right)^{2},\\
& l^{36}\, l^{38} \geqslant (l^{37})^{2}.
\end{aligned}
$$

§3. PHƯƠNG TRÌNH CẤU TRÚC PHI TUYẾN

Sau đây ta xây dựng các phương trình cấu trúc phi tuyến tới bậc hai ieo $\bar{J}^a \equiv \bar{J}^a_1$ cho hỗn hợp lỏng vi mô hai thành phần ($n = 1,2$) trong đó không) phản ứng hóa học, bỏ qua ảnh hưởng của các lực khuếch tán mặt ($\bar{R}^a_\sigma = 0$, $= 1,2$) và đẳng nhiệt ($T = \text{const}$). Phù hợp với các giả định trên ta khai triển .c hệ số L^k ($k = 1,2,\ldots, 18$) trong (2.5) ở dạng:

$$L^k = L^k_0 + L^k_1 \cdot \bar{J}^a \tag{3.1}$$

ong đó L^k_0 và L^k_1 không phụ thuộc vào các dòng nhiệt

Sử dụng phương pháp xây dựng các phương trình cấu trúc phi tuyến của I. Xêđôv [1, 10] ta dễ dàng xây dựng các phương trình cấu trúc phi tuyến o hỗn hợp lỏng vi mô hai thành phần. Nếu hỗn hợp là đẳng hướng vĩ mô i đó sử dụng các bảng tenxơ đẳng hướng vĩ mô (2.6) và (2.7) ta có:

$$= l^5 \nabla \cdot \bar{u}_a + 3l^6 v_o + k_1 \bar{J}^a \cdot \bar{J}^a + 2k_2 \bar{J}^a \cdot \bar{\Omega}_v + 3k_3 \bar{J}^a \cdot \nabla v_o + k_4 \bar{J}^a \cdot (\nabla \cdot \bar{v}_2)$$

$$- t_o = l^6 \nabla \cdot \bar{u}_a + 3l^8 v_o + k_5 \bar{J}^a \cdot \bar{J}^a + 2k_6 \bar{J}^a \cdot \bar{\Omega}_v + k_7 \bar{J}^a \cdot \nabla v_o + k_8 \bar{J}^a \cdot (\nabla \cdot \bar{v}_2)$$

$$= l^{11} \nabla \cdot \bar{v}_1 - k_9 \bar{J}^a \cdot (\bar{v}_1 - \bar{\Omega}_u)$$

$$= l_1^{12} \bar{J}^a + 2l_1^{14} \bar{\Omega}_v + 3l_1^{15} \nabla v_o + l_1^{16} \nabla \cdot \bar{v}_2 - k_1 \bar{J}^a \nabla \cdot \bar{u}_a - 3k_5 \bar{J}^a v_o +$$
$$+ k_{10} \bar{J}^a \times (\bar{v}_1 - \bar{\Omega}_u) + k_{11} \bar{J}^a \cdot \bar{D}_u + k_{12} \bar{J}^a \cdot \bar{v}_2$$

$$= - l_1^{14} \bar{J}^a - 2l^{21} \bar{\Omega}_v - 3l^{22} \nabla v_o - l^{23} \nabla \cdot \bar{v}_2 + k_2 \bar{J}^a \nabla \cdot \bar{u}_a +$$
$$+ 3k_6 \bar{J}^a v_o + k_{13} \bar{J}^a \times (\bar{v}_1 - \bar{\Omega}_u) + k_{14} \bar{J}^a \cdot \bar{D}_u + k_{15} \bar{J}^a \cdot \bar{v}_2$$

$$= l_1^{15} \bar{J}^a + 2l^{22} \bar{\Omega}_v + 3l^{24} \nabla v_o + l^{25} \nabla \cdot \bar{v}_2 - k_3 \bar{J}^a \nabla \cdot \bar{u}_a - k_7 \bar{J}^a v_o +$$
$$+ 2k_{16} \bar{J}^a \times (\bar{v}_1 - \bar{\Omega}_u) + k_{17} \bar{J}^a \cdot \bar{D}_u + k_{18} \bar{J}^a \cdot \bar{v}_2$$

$$= l_1^{16} \bar{J}^a + 2l^{23} \bar{\Omega}_v + 3l^{25} \nabla v_o + l^{26} \nabla \cdot \bar{v}_2 - k_4 \bar{J}^a \nabla \cdot \bar{u}_a - 3k_8 \bar{J}^a v_o -$$
$$- 2k_{19} \bar{J}^a \times (\bar{v}_1 - \bar{\Omega}_u) - k_{20} \bar{J}^a \cdot \bar{D}_u - k_{21} \bar{J}^a \cdot \bar{v}_2 \tag{3-2}$$

$$\bar{t}_1 = - 2l^{27} (\bar{v}_1 - \bar{\Omega}_u) - k_9 \bar{J}^a \nabla \cdot \bar{v}_1 - k_{13} \bar{J}^a \times \bar{\Omega}_v - 3k_{16} \bar{J}^a \times \nabla v_o +$$
$$+ k_{19} \bar{J}^a \times (\nabla \cdot \bar{v}_2) + k_{22} \bar{J}^a \cdot \bar{D}_v + 3k_{23} \bar{J}^a \cdot \bar{\gamma}_{22}.$$

$$\bar{t}_2 = l^{30} \bar{D}_u + l^{32} \bar{v}_2 - k_{11} \left(\bar{J}^a \bar{J}^a - \frac{1}{3} \bar{J}^a \cdot \bar{J}^a g\right) +$$
$$+ 2k_{14} \left(\bar{J}^a \bar{\Omega}_v - \frac{1}{3} \bar{J}^a \cdot \bar{\Omega}_v g\right)^c - 3k_{17} \left(\bar{J}^a \nabla v_o - \frac{1}{3} \bar{J}^a \cdot \nabla v_o g\right)^c +$$
$$+ k_{20} \left[\bar{J}^a \nabla \cdot \bar{v}_2 - \frac{1}{3} \bar{J}^a \cdot (\nabla \cdot \bar{v}_2) g\right]^c + k_{24} \bar{J}^a \quad \bar{\gamma}_3$$

$$\bar{S}_2 - \bar{t}_2 = l^{32} \bar{D}_u + l^{35} \bar{v}_2 - k_{12} \left(\bar{J}^a \bar{J}^a - \frac{1}{3} \bar{J}^a \cdot \bar{J}^a g\right) +$$

$$+ 2k_{15}\left(\overline{J}^a\overline{\Omega}_v - \frac{1}{3}\overline{J}^a . \overline{\Omega}_v\overline{g}\right) - 3k_{18}\left(\overline{J}^a\overline{\nabla}v_0 - \frac{1}{3}\overline{J}^a . \overline{\nabla}v_0\overline{g}\right)^c +$$

$$+ k_{21}\left[\overline{J}^a\overline{\nabla} . \overline{v}_2 - \frac{1}{3}\overline{J}^a . (\overline{\nabla} . \overline{v}_2)\overline{g}\right]^c + k_{25}\overline{J}^a . \overline{\gamma}_3$$

$$\overline{\lambda}_{21} = 2l^{36}\dot{\overline{D}}_v + \frac{3}{2}l^{37}\overline{\gamma}_{22} + k_{22}\left[\overline{J}^a(\overline{v}_1 - \overline{\Omega}_u) - \frac{1}{3}\overline{J}^a . (\overline{v}_1 - \overline{\Omega}_u)\overline{g}\right]^c$$

$$\overline{\lambda}_{22} = 2l^{37}\overline{D}_v + \frac{3}{2}l^{38}\overline{\gamma}_{22} + 4k_{23}\left[\overline{J}^a(\overline{v}_1 - \overline{\Omega}_u) - \frac{1}{3}\overline{J}^a . (\overline{v}_1 - \overline{\Omega}_u)\overline{g}\right]^c$$

$$\overline{\lambda}_3 = l^{39}\overline{\gamma}_3 - k_{24}\left[\overline{D}_u . \overline{J}^a - \frac{2}{5}(\overline{D}_u . \overline{J}^a)\overline{g}\right]^{c_*} -$$

$$- k_{25}\left[\overline{v}_2 . \overline{J}^a - \frac{2}{5}\overline{v}_2 . \overline{J}^a\overline{g}\right]^{c_*}$$

trong đó ký hiệu c_* dùng để đánh dấu các đại lượng tenxơ đối xứng theo mọi cặp chỉ số. Các hệ số loại (l) và (k) nói chung phụ thuộc vào ρ, $c = c_1$ và $\overline{I}$ thêm vào đó các hệ số loại (l) cần phải thỏa mãn các điều kiện ở (2.9).

Địa chỉ
Đại học Tổng hợp

Nhận ngày 17-2-1979

TÀI LIỆU THAM KHẢO

1. НГУЕН ВАН ДЬЕП. «Некогорые вопросы теории взаимопроникающих сред», Докт. Диссертация, М., 1976.
2. НГУЕН ВАН ДЬЕП. Докл. АН СССР, 1977, 237, N°6, 1307—1310.
3. НГУЕН ВАН ДЬЕП. Мех. Жидк. Газ, 1978, 3, 45—50.
4. ГОЛЬДЕНБЛАТ И. И. Нелинейные проблемы теории упругости, «Наука» М., 1969.
5. СУЯЗОВ В. М. Магнит, Гидродинамика, 1972, 2, 3—19.
6. **Eringen A. C., Suhubi E. S.** ~~Int.~~ J. Engng Sci., 1964, Vol. 2, 189—203.
7. **Eringen A. C., Suhubi E. S.** Int, J. Engng Sci, 1964, Vol. 2, 389—404.
8. **Trương Minh Chánh.** Tuyển tập các công trình nghiên cứu cơ học, Viện khoa học Việt Nam, Phòng nghiên cứu cơ học, Hà nội, 1978, 36—48.
9. **De Groot S. R., Mazur P.** Non-equilibrium Thermodynamics, 1962.
10. **Xedov L. I.** Cơ học môi trường liên tục, tập 1, nhà xuất bản Đại học và trung học chuyên nghiệp, Hà nội, 1977.
11. **Jaunzemis W.** Continuum mechanics, New York—London, 1967.

SUMMARY

THE THEORY ON HOMOGENEOUS MICRO-FLUID MIXTURES

This paper deals with the construction x of a generalized—diffusive theory of simple micro-fluid mixtures composed of a reactive constituents in the relative motion to one another and treated as a single simple micro—fluid. The basic laws of balance are given by postulating the balance law of energy together with invariant requirement under superposed rigid body motions of the mixture as a whole. The linear or non-linear constitutive equations and full thermodynamic restrictions are given.