

mgr inż. Piotr Gajewski  
mgr inż. Andrzej Kulicki  
mgr inż. Andrzej Wiśniewski  
doc. dr hab. Maciej Zgorzelski

Instytut Techniki Ciepłej

### KINETYCZNY JEDNOWYMIAROWY MODEL USTALONEGO PROCESU KONDENSACJI

#### 1. Wstęp

Zjawisko kondensacji należy do grupy procesów nierównowagowych ze zmianą fazy czynnika. Trudności teoretyczne opisu zjawiska wynikają z braku dostatecznych informacji o procesach zachodzących na granicy faz. W związku z tym wprowadza się pewne uproszczone modele tych procesów na gruncie kinetycznej teorii gazów. U podstaw tych modeli, w których bodźcem wymuszającym proces kondensacji jest różnica temperatur powierzchni cieczy i pary leży wyróżnienie strumienia cząsteczek pary padających na powierzchnię rozdziału faz od strony pary, strumienia cząsteczek odbitych od powierzchni i strumienia cząsteczek odparowanych z powierzchni oraz wprowadzenie globalnych współczynników kondensacji i odparowania, określających zależności między tymi strumieniami przy czym dla cząsteczek odbitych i odparowanych zakłada się a priori znajomość funkcji rozkładu (zwykle zakłada się, że cząsteczki odbite i odparowane znajdują się w równowadze z powierzchnią).

Najprostszym modelem tego typu, umożliwiającym wyznaczenie strumienia cząsteczek kondensujących jest model Hertza-Knudsen [1] zakładający superpozycję dwóch tylko strumieni, a mianowicie odparowanego z powierzchni cieczy, a będącego w równowadze z tą powierzchnią oraz strumienia padającego od strony pary, o którym zakłada się, że odpowiada stanowi równowagi pary daleko od powierzchni rozdziału. Takie ujęcie prowadzi do

zaniedbania oddziaływania międzycząsteczkowego w parze, a także nie uwzględnia prędkości makroskopowej (unoszenia), z jaką porusza się para w kierunku powierzchni.

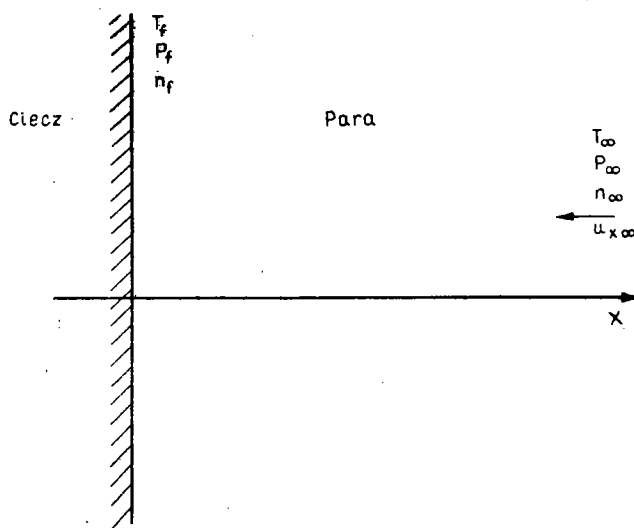
Pełniejszy opis zjawiska można uzyskać wprowadzając współczynnik poprawkowy uwzględniający prędkość unoszenia pary [1].

Współczynnik ten można wyznaczyć na drodze teoretycznej na podstawie metody 13 momentów przy założeniu (tak jak w modelu Hertza-Knudsen) stałej temperatury i gęstości w całym obszarze pary ([2]). Innym podejściem do tego zagadnienia jest bezpośrednio rozwiązywanie równania Boltzmanna (lub jego równania modelowego) przy analogicznych jak poprzednio warunkach brzegowych dotyczących powierzchni rozdziału faz i obszaru pary daleko od powierzchni rozdziału. Ujęcie to pozwala na wyznaczenie prócz strumienia kondensującego także rozkładów gęstości i temperatury w obszarze pary. Taki sposób postępowania przedstawiono w pracy [3], ograniczając się jednak do zlinearyzowanej postaci równania Boltzmanna, a także zlinearyzowanego równania modelowego BGK, co jest równoważne rozpatrywaniu procesów kondensacji jedynie dla małych bodźców temperaturowych.

Niżej prezentowana praca - rozpatrując pełne nieliniowe równanie BGK pozwala opisać proces kondensacji w szerokim zakresie bodźców temperaturowych. Przykładowe obliczenia przeprowadzono dla pary wodnej.

## 2. Sformułowanie problemu

Rozważać będziemy jednowymiarowy ustalony model kondensacji o następującym schemacie (rys.1). Na powierzchni rozdziału faz ciecz-gaz kondensują cząsteczki gazu poruszającego się w kierunku powierzchni cieczy z pewną prędkością makroskopową  $u_x$ . Zakładamy, że gaz jest doskonały bez wewnętrznych stopni swobody. Daleko od powierzchni cieczy w "nieskończoności" zakłada się stan równowagi dla gazu i odpowiadające temu stanowi parametry: temperaturę  $T_\infty$  i odpowiadające tej temperaturze ciśnienie nasycenia  $p_\infty = p_g(T_\infty)$ .



Rys. 1

Z przyjętego modelu gazu doskonałego wynika

$$p_{\infty} = k n_{\infty} T,$$

gdzie

$n_{\infty}$  - jest gęstością liczbową cząsteczek.

Gaz daleko od powierzchni cieczy porusza się z pewną nieznaną prędkością  $u_{x\infty}$ , która będzie w dalszym ciągu rozważań wyznaczana.

Stan równowagi gazu opisany jest przez makswellowską funkcję rozkładu

$$f_{\infty} = \frac{n_{\infty}}{(2\pi R T_{\infty})^{3/2}} e^{-[(c_x - u_{x\infty})^2 + c_y^2 + c_z^2]/2RT_{\infty}} \quad (1)$$

gdzie:

$c_x, c_y, c_z$  - są składowymi prędkości  $\vec{c}$  cząsteczki gazu,  
 $R$  - stała gazowa.

Wprowadzimy teraz współczynniki kondensacji i odparowania, opisujące zjawisko w sposób globalny.

Współczynnik kondensacji  $\alpha_c$  definiujemy następująco

$$\alpha_c = \frac{N_c}{N_i}, \quad (2)$$

gdzie:

$N_i$  - jest strumieniem cząsteczek padającym na powierzchnię cieczy od strony pary,

$N_c$  - strumieniem skondensowanym.

Jeżeli założymy, że cząsteczki odparowane są w równowadze termicznej z powierzchnią cieczy, a więc posiadają makswellowski rozkład  $f_e$

$$f_e = \frac{n_e}{(2\pi R T_f)^{3/2}} e^{-[c_x^2 + c_y^2 + c_z^2]/2RT_f} \quad (3)$$

o temperaturze powierzchni  $T_f$  i z pewną nieznaną gęstością  $n_e$ , to wprowadzić możemy współczynnik odparowania  $\alpha_e$ , określający stosunek strumienia odparowanego  $N_e$  do pewnego strumienia odniesienia, będącego strumieniem odparowanym  $N_{em}$  o rozkładzie makswellowskim  $f_f$

$$f_f = \frac{n_f}{(2\pi R T_f)^{3/2}} e^{-[c_x^2 + c_y^2 + c_z^2]/2RT_f} \quad (4)$$

z temperaturą  $T_f$  i gęstością nasycenia  $n_f$ , odpowiadającą temperaturze  $T_f$ . Uwzględniając (3) i (4) możemy napisać:

$$\left. \begin{aligned} N_e &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{+\infty} c_x f_e dc_x dc_y dc_z = n_e \sqrt{\frac{R T_f}{2\pi}} \\ N_{em} &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{+\infty} c_x f_f dc_x dc_y dc_z = n_f \sqrt{\frac{R T_f}{2\pi}} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

i

$$\alpha_e = \frac{N_e}{N_{em}} = \frac{n_e}{n_f}. \quad (5a)$$

Zakładamy dalej, że cząsteczki nieskondensowane, czyli cząsteczki odbite od powierzchni cieczy posiadają także maxwellowską funkcję rozkładu o postaci

$$f_r = \frac{n_r}{(2\pi R T_r)^{3/2}} e^{-[c_x^2 + c_y^2 + c_z^2]/2RT_r}, \quad (6)$$

gdzie:

$n_r$  - jest gęstością liczbową cząstek odbitych,

$T_r$  - temperaturą tych cząsteczek.

Przy takim założeniu strumień cząsteczek odbitych  $N_r$  wyrazi się wzorem analogicznym do wzoru (5)

$$N_r = n_r \sqrt{\frac{R T_r}{2\pi}}. \quad (7)$$

Na powierzchni rozdziału faz możemy napisać równanie bilansu masy wiążące ze sobą poszczególne strumienie

$$N_x = N_e + N_i + N_r,$$

gdzie

$N_x$  jest strumieniem "netto" kondensujących cząsteczek, korzystając z zależności  $N_r = -N_i (1 - \alpha_c)$  i  $N_e = \alpha_e N_{em}$  możemy napisać

$$N_x = N_{em} \alpha_e + \alpha_c N_i. \quad (8)$$

Równanie (8) pozwala także wyznaczyć gęstość cząsteczek odbitych  $n_r$ , mamy bowiem

$$\begin{aligned} n_r &= N_r \sqrt{\frac{2\pi}{R T_r}} = -N_i (1 - \alpha_c) \sqrt{\frac{2\pi}{R T_r}} = \\ &= -\frac{1 - \alpha_c}{\alpha_c} [N_x - \alpha_e N_{em}] \sqrt{\frac{2\pi}{R T_r}}. \end{aligned} \quad (9)$$

### 3. Równania podstawowe

Rozpatrzmy teraz ruch gazu w omówionym układzie stosując do opisu ruchu gazu równanie kinetyczne Boltzmanna.

Posłużmy się tutaj nie ścisłym równaniem Boltzmanna, ale jego równaniem modelowym, tzw. modelem BGK ([4]). W przypadku ustalonym i jednowymiarowym bez udziału sił masowych równanie modelowe BGK ma postać

$$c_x \frac{\partial f}{\partial x} = \nu(x) [F - f], \quad (10)$$

gdzie:

$$F = F(x, \vec{c}) = \frac{n(x)}{[2\pi R T(x)]^{3/2}} e^{-\frac{1}{2RT(x)} [(c_x - u_x(x))^2 + c_y^2 + c_z^2]}$$

jest tzw. lokalną funkcją Maxwella,

$f = f(x, \vec{c})$  - szukaną funkcją rozkładu,

$\nu(x)$  - częstotliwością zderzeń cząsteczek,

wielkości  $n$ ,  $T$  i  $u_x$  dają się wyznaczyć poprzez niewiadomą funkcję rozkładu  $f$  jako jej momenty.

I tak odpowiednio mamy:

$$n(x) = \iiint_{-\infty}^{+\infty} f \, dc_x \, dc_y \, dc_z,$$

$$u_x(x) = \frac{1}{n} \iiint_{-\infty}^{+\infty} c_x f \, dc_x \, dc_y \, dc_z, \quad (11)$$

$$\frac{3}{2} R T(x) = \frac{1}{n} \iiint_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{2} [(c_x - u_x)^2 + c_y^2 + c_z^2] f \, dc_x \, dc_y \, dc_z.$$

Częstotliwość zderzeń  $\nu$  możemy wyrazić poprzez lepkość  $\mu$  w następujący sposób ([5], [6])

$$\nu = \frac{n k T}{\mu}.$$

Przyjmując dalej zależność lepkości od temperatury w formie:

$$\mu = A T ; \quad \mu(T) = \mu_{\infty} \frac{T}{T_{\infty}},$$

gdzie

A jest pewną stałą ([7]),  
i zakładając dla lepkości w "nieskończoności" wyrażenie

$$\mu_{\infty} = \frac{5}{16} n_{\infty} m \lambda_{\infty} \sqrt{2\pi R T_{\infty}}$$

(m - masa cząsteczki),

będące pierwszym przybliżeniem rozwiązania Chapmana-Enskoga dla modelu sztywnych kul otrzymujemy wyrażenie dla  $\nu$

$$\nu(x) = \frac{16}{5} \frac{n(x) \sqrt{R T_{\infty}}}{n_{\infty} \lambda_{\infty} \sqrt{2\pi}}. \quad (12)$$

Rozpatrując podstawowe równanie (10) możemy zauważyć, że w równaniu nie występują pochodne względem  $c_x$ ,  $c_y$ ,  $c_z$  i co za tym idzie, wielkości te mogą być potraktowane jako parametry, co pozwala na zastosowanie do rozwiązywania równania (10) tzw. metody dyskretnych współrzędnych rozwiniętej przez A. B. Huanga ([8], [9]).

Uprościmy najpierw całe zagadnienie wprowadzając tzw. funkcje zredukowane. W tym celu całkujemy obie strony równania (10) względem  $c_y$ ,  $c_z$  od  $-\infty$  do  $+\infty$  i otrzymujemy następujące równanie

$$c_x \frac{\partial g}{\partial x} = \nu (G - g), \quad (13)$$

gdzie:

$$g = g(x, c_x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f \, dc_y \, dc_z ;$$

$$G = G(x, c_x) = \frac{n(x)}{\sqrt{2\pi R T(x)}} e^{-\frac{[c_x - u_x(x)]^2}{2RT(x)}}$$

Funkcje  $g$  i  $G$  nazywamy zredukowanymi funkcjami funkcji rozkładu  $f$  i  $F$ . Podobnie, mnożąc równanie (10) przez  $c_y^2 + c_z^2$  i całkując od  $-\infty$  do  $+\infty$  dostajemy równanie ze zredukowanymi funkcjami  $h$  i  $H$

$$c_x \frac{\partial h}{\partial x} = \nu(H - h), \quad (13a)$$

gdzie:

$$h = h(x, c_x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(c_y^2 + c_z^2) dc_y dc_z,$$

$$H = H(x, c_x) = \frac{2 n(x) \sqrt{R T(x)}}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{[c_x - u_x(x)]^2}{2RT(x)}}$$

Wobec czego

$$H = 2 RT G.$$

Wprowadzenie zredukowanych funkcji  $g, h, G, H$  pozwala sprowadzić zagadnienie rozwiązania jednego równania w czterowymiarowej przestrzeni fazowej  $(x, c_x, c_y, c_z)$  do rozwiązywania dwóch równań w dwuwymiarowej przestrzeni fazowej  $(x, c_x)$ , co znacznie zmniejsza trudności rachunkowe związane z ograniczoną pojemnością pamięci maszyn cyfrowych używanych do rozwiązania zagadnienia. Wielkości  $u$ ,  $T$ , i  $u_x$  wyraża się teraz poprzez funkcje zredukowane  $g$  i  $h$  w następujący sposób:

$$n(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} g dc_x,$$

$$u_x(x) = \frac{1}{n} \int_{-\infty}^{+\infty} c_x g dc_x, \quad (14)$$

$$\frac{3}{2} R T(x) = \frac{1}{n} \left[ \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} h dc_x + \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} (c_x - u_x)^2 g dc_x \right].$$



Wprowadzając teraz współrzędne bezwymiarowe i wielkości bezwymiarowe oraz korzystając z zależności (12), równania (13) i (13a) dają się przedstawić w następującej formie:

$$\bar{c}_x \frac{\partial \hat{g}}{\partial \bar{x}} = B \bar{n} (\hat{G} - \hat{g}),$$

$$\bar{c}_x \frac{\partial \hat{h}}{\partial \bar{x}} = B \bar{n} (\hat{H} - \hat{h}),$$
(15)

gdzie:

$$\bar{c}_x = \frac{c_x}{\sqrt{2 R T_\infty}}; \quad \bar{x} = \frac{x}{\lambda_\infty}; \quad \bar{u}_x = \frac{u_x}{\sqrt{2 R T_\infty}};$$

$$\bar{n} = \frac{n}{n_\infty}; \quad \bar{T} = \frac{T}{T_\infty}; \quad \hat{g} = g \frac{\sqrt{2 R T_\infty}}{n_\infty};$$

$$\hat{h} = h \frac{1}{\sqrt{2 R T_\infty} n_\infty}; \quad B = \frac{1,6}{\sqrt{\pi}};$$

$$\hat{G} = G \frac{\sqrt{2 R T_\infty}}{n_\infty} = \frac{\bar{n}}{\sqrt{\pi \bar{T}}} e^{-\frac{1}{\bar{T}} (\bar{c}_x - \bar{u}_x)^2};$$

$$\hat{H} = \hat{G} \bar{T} = \frac{\bar{n}}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\bar{T}} e^{-\frac{1}{\bar{T}} (\bar{c}_x - \bar{u}_x)^2}.$$

Równania (14) przybierają teraz postać:

$$\bar{n} = \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{g} d\bar{c}_x,$$

$$\bar{u}_x = \frac{1}{\bar{n}} \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{c}_x \hat{g} d\bar{c}_x,$$
(16)

$$\bar{T} = \frac{2}{3 \bar{n}} \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{h} d\bar{c}_x + \int_{-\infty}^{+\infty} (\bar{c}_x - \bar{u}_x)^2 \hat{g} d\bar{c}_x \right].$$

Zakładamy, że będziemy poszukiwać rozwiązania równań (15) w postaci:

$$\hat{g} = \psi e^{-\bar{c}_x^2},$$

$$\hat{h} = \psi e^{-\bar{c}_x^2}.$$
(17)

Postać (17) rozwiązania w niczym nie umniejsza ogólności rozwiązania i jest założona ze względu na wygodę rachunkową, o czym będzie mowa niżej. Przy założeniu rozwiązania w postaci (17) ostatecznie równania (15) przybiorą formę:

$$\bar{c}_x \frac{\partial \phi}{\partial \bar{x}} = B \bar{n} (\Phi - \psi),$$

$$\bar{c}_x \frac{\partial \psi}{\partial \bar{x}} = B \bar{n} (\Psi - \psi),$$
(18)

gdzie:

$$\Phi = \frac{\bar{n}}{\sqrt{\pi \bar{T}}} e^{-\frac{1}{\bar{T}} (\bar{c}_x - \bar{u}_x)^2 + \bar{c}_x^2},$$

$$\Psi = \frac{\bar{n}}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\bar{T}} e^{-\frac{1}{\bar{T}} (\bar{c}_x - \bar{u}_x)^2 + \bar{c}_x^2},$$

$$\Psi = \Phi \bar{T}.$$

Zależności (16) będą miały teraz postać:

$$\left. \begin{aligned} \bar{n} &= \int_{-\infty}^{+\infty} \psi e^{-\bar{c}_x^2} d\bar{c}_x, \\ \bar{u}_x &= \frac{1}{\bar{n}} \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{c}_x \psi e^{-\bar{c}_x^2} d\bar{c}_x, \\ \bar{T} &= \frac{2}{3 \bar{n}} \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} \psi e^{-\bar{c}_x^2} d\bar{c}_x + \int_{-\infty}^{+\infty} (\bar{c}_x - \bar{u}_x)^2 \psi e^{-\bar{c}_x^2} d\bar{c}_x \right]. \end{aligned} \right\} (19)$$

Omówimy teraz warunki brzegowe dla równań (18). Otóż, jak wynika z punktu 1 dla cząsteczek opuszczających powierzchnię cieczy ( $\bar{c}_x > 0$ ), funkcja rozkładu jest funkcją maxwellowską, składającą się z dwóch członów odpowiadających cząsteczkom odparowanym i cząsteczkom odbitym (nieskondensowanym), zatem mamy:

$$\left. \begin{aligned} \varphi^+(0, \bar{c}_x) &= \varphi_e^+ + \varphi_r^+ = \frac{\alpha_e \bar{n}_f}{\sqrt{\pi \bar{T}_f}} e^{-\frac{\bar{c}_x^2}{\bar{T}_f} + \bar{c}_x^2} + \\ &+ \frac{\bar{n}_r}{\sqrt{\pi \bar{T}_r}} e^{-\frac{\bar{c}_x^2}{\bar{T}_r} + \bar{c}_x^2}, \\ \psi^+(0, \bar{c}_x) &= \psi_e^+ + \psi_r^+ = \frac{\alpha_e \bar{n}_f}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\bar{T}_f} e^{-\frac{\bar{c}_x^2}{\bar{T}_f} + \bar{c}_x^2} + \\ &+ \frac{\bar{n}_r}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\bar{T}_r} e^{-\frac{\bar{c}_x^2}{\bar{T}_r} + \bar{c}_x^2}, \\ \Psi^+(0, \bar{c}_x) &= \varphi_e^+ \bar{T}_f + \varphi_r^+ \bar{T}_r, \\ \bar{c}_x &> 0. \end{aligned} \right\} (20)$$

Wielkość  $\bar{n}_r$  może być wyznaczona z zależności (9), która dla wielkości bezwymiarowych przybiera postać

$$\bar{n}_r = \frac{-2(1 - \alpha_c)}{\alpha_c} \left( \bar{N}_x + \frac{\alpha_e \bar{n}_f}{2} \sqrt{\frac{\bar{T}_f}{\pi}} \right) \sqrt{\frac{\pi}{\bar{T}_r}}$$

gdzie

$$\bar{N}_x = \frac{N_x}{n_\infty \sqrt{2 R T_\infty}} = \frac{u_x n}{n_\infty \sqrt{2 R T_\infty}} = \bar{n} \bar{u}_x.$$

Dla cząsteczek poruszających się z "nieskończoności" w kierunku powierzchni rozdziału faz, czyli dla  $\bar{x} = \infty$  i  $\bar{c}_x < 0$ , funkcja rozkładu ma postać maxwellowską, przy czym dla  $\bar{x} = \infty$ :  $\bar{n}(\infty) = 1$  i  $\bar{T}(\infty) = 1$

$$\varphi^-(\infty) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-\left(\bar{c}_x - \bar{u}_x\right)^2 + \bar{c}_x^2},$$

$$\psi^-(\infty) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-\left(\bar{c}_x - \bar{u}_x\right)^2 + \bar{c}_x^2}, \quad (21)$$

$$\varphi^-(\infty) = \psi^-(\infty).$$

#### 4. Metoda rozwiązania

Jak już powiedzieliśmy, zastosujemy do rozwiązania równań (18) metodę dyskretnych współrzędnych. Korzystając z tego, że zmienną  $\bar{c}_x$  możemy traktować w równaniu jako parametr - równania różniczkowo-całkowe (18) zastępujemy układem równań różniczkowych cząstkowych o postaci:

$$\bar{c}_{xj} \frac{\partial \varphi_j}{\partial \bar{x}} = B \bar{n} \left[ \Phi_j - \varphi_j \right],$$

$$\bar{c}_{xj} \frac{\partial \psi_j}{\partial \bar{x}} = B \bar{n} \left[ \Psi_j - \psi_j \right], \quad (22)$$

$$j = -s \dots -1, 1 \dots s.$$

W równaniach (22)  $\varphi_j, \psi_j, \Phi_j, \Psi_j$  są funkcjami  $\bar{x}$  dla danego parametru  $\bar{c}_{xj}$ . Rozwiązując układ (22) dla różnych wartości parametru  $\bar{c}_{xj}$ , możemy także określić wielkości  $\bar{n}, \bar{u}_x, \bar{T}$  dane przez zależności (19), jeżeli całki zastąpimy pewnymi kwadraturami. Postać (17) i wynikające z niej zależności (19) pozwalają na stosowanie dogodnej kwadratury Gaussa-Hermite'a [10], która ma następującą formę:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \omega(x) e^{-x^2} dx = \sum_{k=-s}^s a_k \omega(x_k),$$

gdzie:

$\omega(x)$  jest daną funkcją,

$a_k$  - współczynnikami rozwinięcia,

$x_k$  - współrzędną, dla której obliczamy wartość funkcji  $\omega$ .

Przy zastosowaniu kwadratury Gaussa-Hermite'a zależności (19) przyjmą postać:

$$\bar{n}(x) = \sum_{j=-s}^s a_j \psi_j(x),$$

$$\bar{u}_x(x) = \frac{1}{\bar{n}(x)} \sum_{j=-s}^s a_j \bar{c}_{xj} \psi_j(x), \quad (23)$$

$$T = \frac{2}{3 \pi \bar{n}(x)} \left\{ \sum_{j=-s}^s a_j \psi_j(x) + \sum_{j=-s}^s \left[ \bar{c}_{xj} - \bar{u}_x(x) \right]^2 \psi_j(x) \right\}.$$

Układ równań (22) rozwiązujemy zastępując pochodne różnicami skończonymi i stosując metodę Eulera, przy czym wprowadzamy odpowiednio funkcje

$$\varphi_j^+(\bar{x}, \bar{c}_{xj}), \quad \psi_j^+(\bar{x}, \bar{c}_{xj}) \quad \text{dla} \quad \bar{c}_{xj} > 0$$

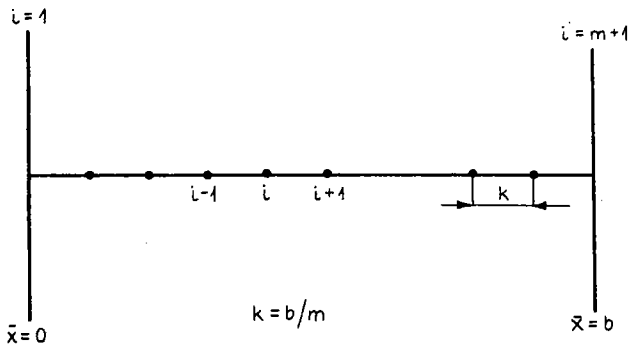
i

$$\varphi_j^-(\bar{x}, \bar{c}_{xj}), \quad \psi_j^-(\bar{x}, \bar{c}_{xj}) \quad \text{dla} \quad \bar{c}_{xj} < 0.$$

Schemat różnicowy przedstawia się następująco (rys.2):  
dla  $\bar{c}_{xj} > 0 \quad j = 1 \dots s$ :

$$\bar{c}_{xj} \frac{\varphi_{i+1,j}^+ - \varphi_{i,j}^+}{k} = B \bar{n}_i \left( \Phi_{i,j}^+ - \varphi_{i,j}^+ \right), \quad (24a)$$

$$\bar{c}_{xj} \frac{\psi_{i+1,j}^+ - \psi_{i,j}^+}{k} = B \bar{n}_i \left( \Psi_{i,j}^+ - \psi_{i,j}^+ \right),$$



Rys.2

dla  $\bar{c}_{xj} < 0 \quad j = -s \dots 1$ :

$$\left. \begin{aligned} \bar{c}_{xj} \frac{\bar{\varphi}_{i,j} - \bar{\varphi}_{i-1,j}}{k} &= B \bar{n}_i \left[ \bar{\Phi}_{i,j} - \bar{\varphi}_{i,j} \right], \\ \bar{c}_{xj} \frac{\bar{\psi}_{i,j} - \bar{\psi}_{i-1,j}}{k} &= B \bar{n}_i \left[ \bar{\Psi}_{i,j} - \bar{\psi}_{i,j} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (24b)$$

Wielkości  $\bar{\varphi}_{i,j}^{\pm}$ ,  $\bar{\psi}_{i,j}^{\pm}$ ,  $\bar{\Phi}_{i,j}^{\pm}$ ,  $\bar{\Psi}_{i,j}^{\pm}$  oznaczają wartości tych funkcji w punkcie  $i$ -tym dla  $j$ -tej wartości parametru  $\bar{c}_{xj}$ . Wielkość  $\bar{x} = b$ , dla której określamy warunki w "nieskończoności", jest tak dobrana, że dla wartości  $\bar{x}$  nieco mniejszych (o wielkości rzędu drogi swobodnej) parametry  $\bar{n}$ ,  $\bar{T}$  osiągają wartość  $\bar{n}_{\infty}$ ,  $\bar{T}_{\infty}$ , a funkcja rozkładu osiąga postać funkcji makswellowskiej z parametrami  $\bar{n}_{\infty}$ ,  $\bar{T}_{\infty}$ .

Ponieważ do równania (24) wchodzi niewiadome wielkości  $\bar{n}_i$ ,  $\bar{T}_i$ ,  $\bar{u}_{xi}$  (wartości w  $i$ -tym punkcie), zależne z kolei od wielkości  $\bar{\varphi}_{i,j}^{\pm}$ ,  $\bar{\psi}_{i,j}^{\pm}$  oraz równania (24) są nieliniowe ze względu na  $\bar{\varphi}_{i,j}^{\pm}$ ,  $\bar{\psi}_{i,j}^{\pm}$ , do ich rozwiązania posłużymy się schematem iteracyjnym.

Metoda postępowania jest następująca. Zakładamy pewne zerowe przybliżenie dla wielkości  $\bar{n}_i^{(0)}$ ,  $\bar{T}_i^{(0)}$ ,  $\bar{u}_{xi}^{(0)}$ , wstawiamy je do równań (24) i korzystając z warunków brzegowych (20) startując z punktu  $i = 1$  dla  $j = 1 \dots s$  rozwiązujemy

układ (24a) otrzymując wartości  $\varphi_{i,j}^{+(1)}$ ,  $\psi_{i,j}^{+(1)}$  w punktach  $i = 1 \dots m + 1$ .

Podobnie - korzystając z warunków brzegowych (21) i startując z punktu  $i = m + 1$ , dla  $j = -s \dots -1$ , rozwiązując (24b) otrzymujemy  $\varphi_{i,j}^{-(1)}$ ,  $\psi_{i,j}^{-(1)}$  w punktach  $i = 1 \dots m + 1$ .

Korzystając teraz z zależności (23) możemy wyznaczyć nowe wartości  $\bar{n}_i^{(1)}$ ,  $\bar{T}_i^{(1)}$ ,  $\bar{u}_{xi}^{(1)}$ , dla których powtarzamy cały schemat obliczeniowy, otrzymując kolejne przybliżenie.

Proces iteracyjny zostaje przerwany, kiedy błąd względny  $\beta$  dwóch kolejnych iteracji jest mniejszy od żądanej dokładności  $\varepsilon$

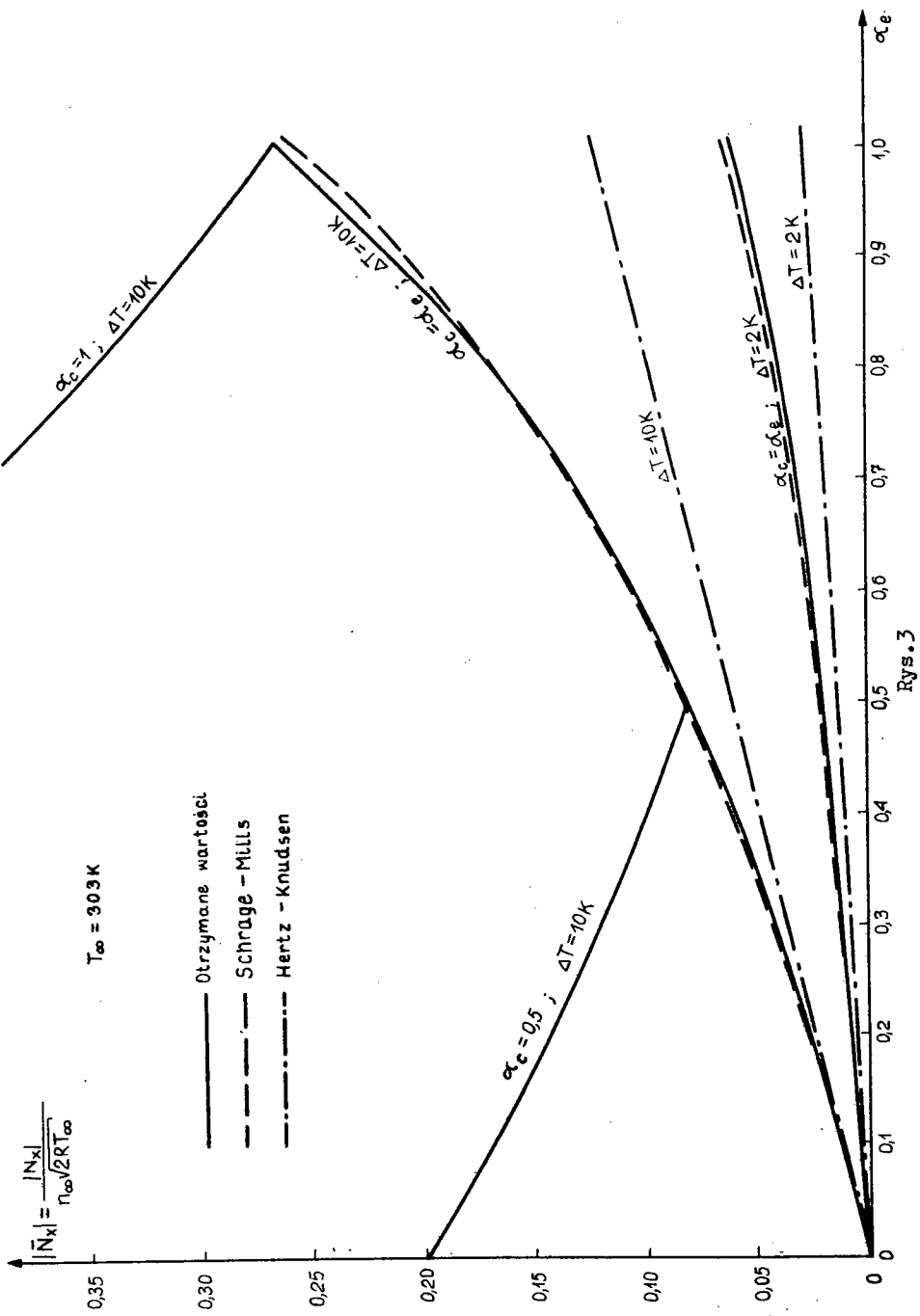
$$\beta = \frac{\left| \begin{array}{c} \varphi_{i,j}^{+(r+1)} - \varphi_{i,j}^{+(r)} \\ \varphi_{i,j}^{+(r)} \end{array} \right|}{\varphi_{i,j}^{+(r)}} \leq \varepsilon \text{ dla } \begin{cases} i = 1 \dots m + 1, \\ j = -s \dots -1, 1 \dots s. \end{cases}$$

Obliczenia numeryczne zostały przeprowadzone na maszynie cyfrowej Odra 1204 z następującymi parametrami:  $s = 5$ ,  $b = 10 \div 30$ ,  $k = 0,05$ ,  $\varepsilon = 10^{-3}$ .

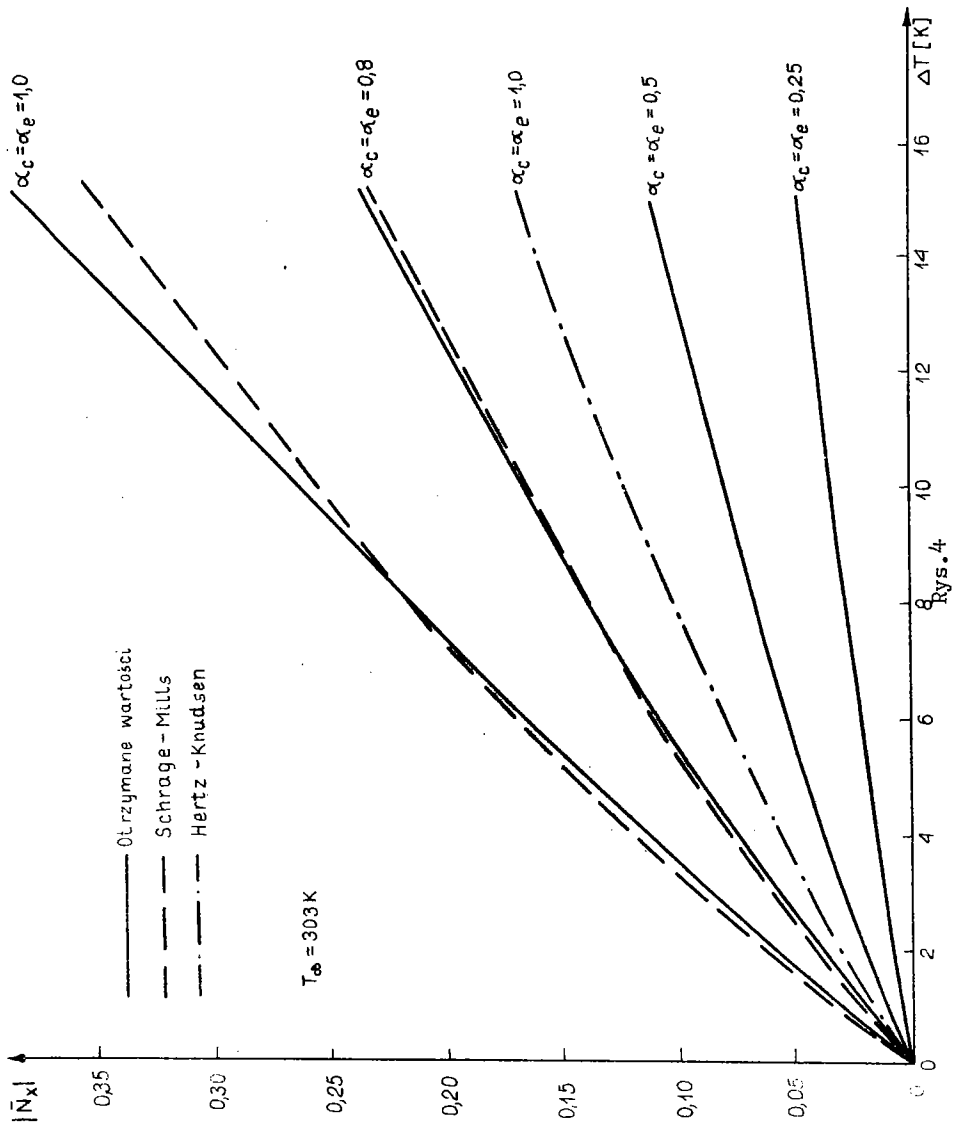
## 5. Omówienie otrzymanych wyników

W wyniku rozwiązania podstawowego układu równań (18) przy danym bodźcu  $\Delta T = T_\infty - T_f$  otrzymujemy rozkłady gęstości i temperatury wzdłuż osi  $x$  oraz strumień kondensujący w zależności od współczynników  $\alpha_c$  i  $\alpha_e$ . Obliczenia przeprowadzone były dla układu woda - para wodna przy  $T_\infty = 303$  K. Założono także, że cząsteczki pary odbite od powierzchni cieczy są w równowadze z powierzchnią cieczy, czyli  $T_r = T_f$ .

Wobec braku informacji dotyczących wzajemnej zależności współczynników od bodźca  $\Delta T$  i  $T_f$  (otrzymanie zależności tego typu wymagałoby bezpośredniego wnikięcia w mechanizm molekularnego oddziaływania cząsteczek pary z cieczą w obszarze granicy faz, co jest rzeczą do osobnego potraktowania), rozkłady temperatury i gęstości oraz strumienia kondensującego  $\bar{N}_x$  otrzymano przy założeniu, że  $\alpha_c = \alpha_e$  (z wyjątkiem dwóch





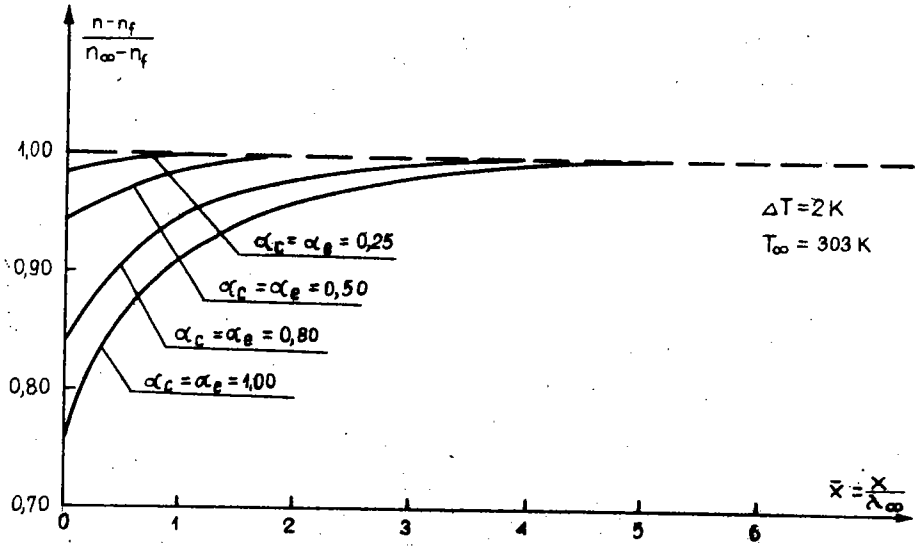


Rys. 4

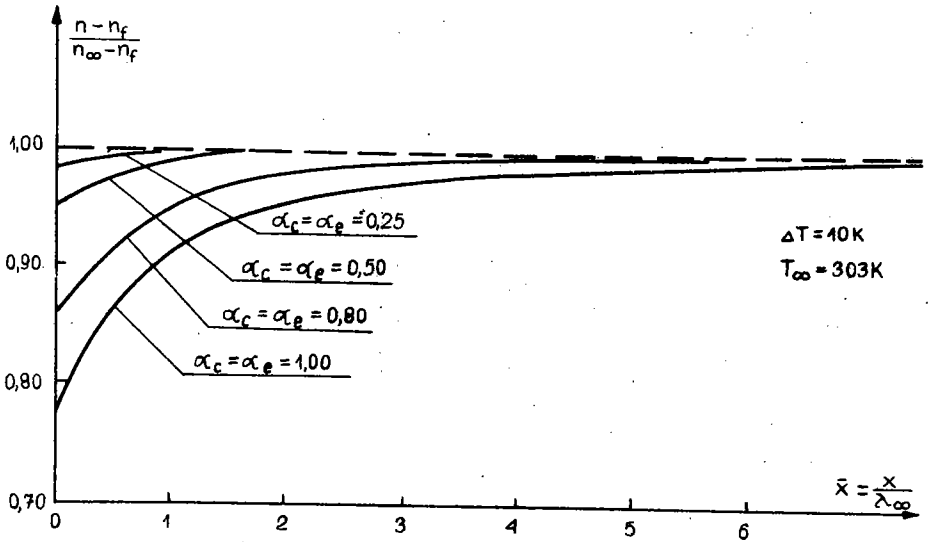
przykładowych krzywych  $\bar{N}_x(\Delta T)$ , dla których  $\alpha_c \neq \alpha_e$ ). Ten szczególny przypadek równości współczynników kondensacji i odparowania ma miejsce wtedy, gdy współczynniki  $\alpha_c$  i  $\alpha_e$  nie zależą od bodźca  $\Delta T$  i  $T_f$ . Wynika to z faktu rozważenia stanu równowagi układu ciecz - para nasycona, kiedy  $\Delta T = 0$  i cały układ jest opisany przez równowagową funkcję rozkładu Maxwella z temperaturą  $T = T_f = T_\infty$  i odpowiadającą tej temperaturze gęstością nasycenia  $n = n_f = n_\infty$ . W tym przypadku strumień kondensujący  $N_x = 0$  oraz  $N_{em} = N_1$ , wobec tego ze wzoru (8) wynika, że  $\alpha_c = \alpha_e$ . Ponieważ z założenia  $\alpha_c$  i  $\alpha_e$  nie zależą od  $\Delta T$  równość  $\alpha_c = \alpha_e$  obowiązuje i dla  $\Delta T \neq 0$ . Jeżeli  $\alpha_c = \alpha_c(\Delta T)$  i  $\alpha_e = \alpha_e(\Delta T)$ , to wtedy musi być  $(\alpha_c - \alpha_e) \rightarrow 0$ , gdy  $\Delta T \rightarrow 0$ .

Z powyższego wynika, że warunek  $\alpha_c = \alpha_e$  jest zawsze spełniony, gdy współczynniki  $\alpha_c$  i  $\alpha_e$  nie zależą od  $\Delta T$  i  $T_f$ , a w przypadku gdy zależność taka istnieje - przyjęcie równości  $\alpha_c = \alpha_e$  jest uzasadnione dla niezbyt dużych bodźców  $\Delta T$ .

Na rys.3 przedstawiono zależność bezwymiarowego strumienia  $\bar{N}_x$  od współczynników kondensacji i odparowania dla dwóch różnych bodźców  $\Delta T = 10$  K i  $\Delta T = 2$  K. Dla porównania naniesiono także zależności wynikające ze wzoru Hertza-Knudseny oraz wzoru Schragego-Millsa, opartego o metodę 13 momentów Grada. Jak z rysunku widać, zależność Hertza-Knudseny wyraźnie odbiega od otrzymanego rozwiązania dla nieliniowego modelu BGK, natomiast wzór Schragego-Millsa dobrze zgadza się z tą zależnością. Różnice między BGK nieliniowym i zależnością Schragego-Millsa występują dopiero przy większych bodźcach, co widać na rys.4 przedstawiającym zależność  $\bar{N}_x$  od bodźca  $\Delta T$  dla różnych współczynników kondensacji. Zwiększanie się różnic między tymi zależnościami wynika z faktu, że ostateczna postać wzoru Schragego-Millsa zawiera w sobie założenie o jednorodnym rozkładzie gęstości ( $\bar{n}(x) = 1$ ) i temperatury ( $\bar{T}(x) = 1$ ) w obszarze pary, co - jak wynika z rys. 5, 6, 7, 8, przedstawiających rozkłady bezwymiarowych gęstości i temperatur - nie ma miejsca. Zwiększenie bodźca  $\Delta T$  powoduje coraz większe odchylenie się od rozkładów jednorodnych, a w efekcie powiększanie różnicy między tymi zależnościami. Jednocześnie,



Rys. 5



Rys. 6

Wartości strumienia  $|\bar{N}_x|$  dla różnych metod obliczeniowych

T K	$\alpha_c = \alpha_e =$ $\alpha$	Model BGK nieliniowy	Schrage-Mills metoda 13 mo- mentów Grada	Muratowa, Łabuncew liniowa teoria	
				Pełne r. . Boltzmanna molekuły makswellowskie	Model BGK
2	1,0	0,0585	0,0636	0,0583	0,0584
	0,5	0,0199	0,0205	0,0218	0,0220
	0,25	0,00858	0,00871	0,00970	0,00972
10	1,0	0,267	0,260	0,376	0,378
	0,5	0,0826	0,0840	0,141	0,143
	0,25	0,0352	0,0356	0,0626	0,0629
15	1,0	0,393	0,360		
	0,5	0,117	0,116		
	0,25	0,0491	0,0494		

1. Hertz - Knudsen

$$\bar{N}_x = \alpha (\bar{n}_f \sqrt{\bar{T}_f} - 1) \frac{1}{2\sqrt{\pi}}$$

2. Schrage - Mills

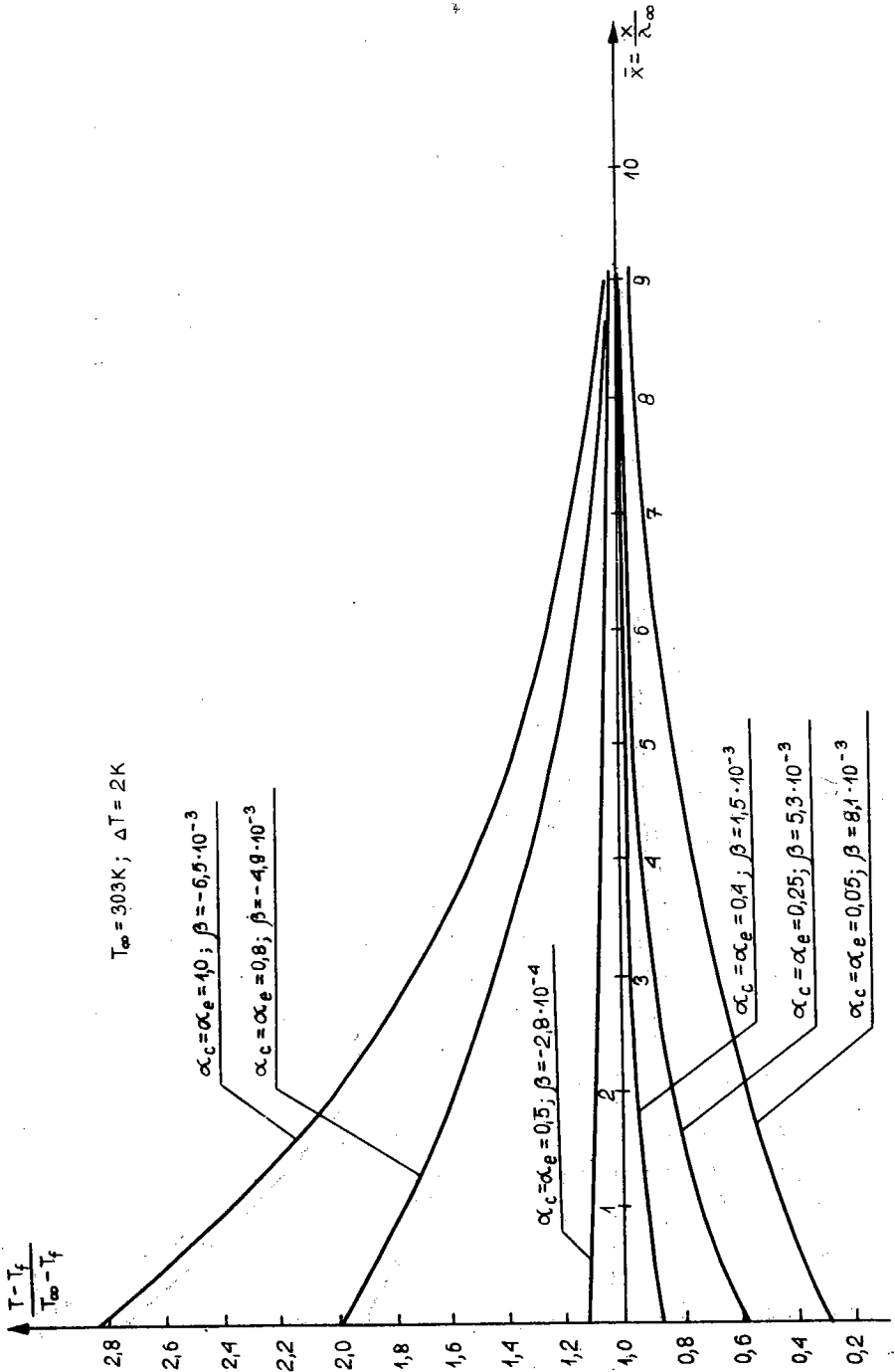
$$\bar{N}_x = \frac{\alpha}{1 - 0,523\alpha} (\bar{n}_f \sqrt{\bar{T}_f} - 1) \frac{1}{2\sqrt{\pi}}$$

3. Muratowa - Łabuncew (r. Boltzmann)

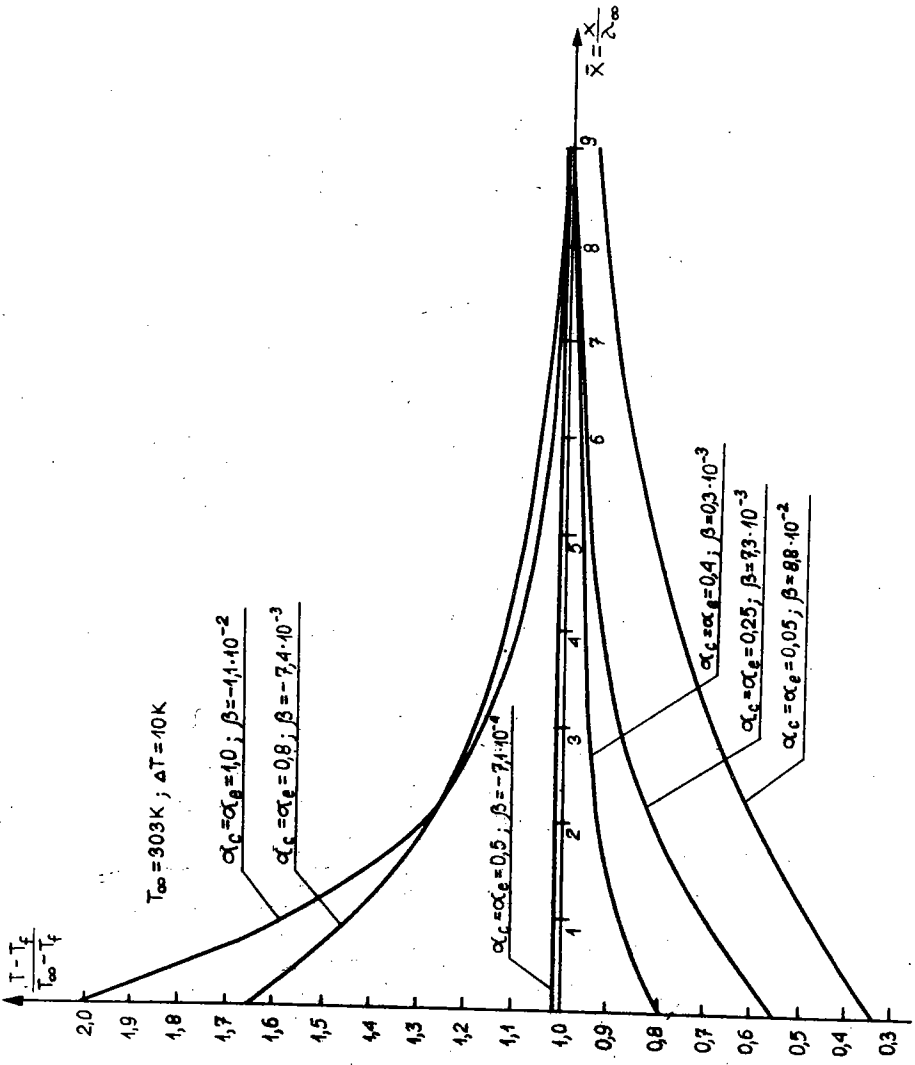
$$\bar{N}_x = \frac{\alpha}{1 - 0,399} \left( \frac{1}{\bar{n}_f \sqrt{\bar{T}_f}} - 1 \right) \sqrt{\bar{T}_f} \frac{1}{2\sqrt{\pi}}$$

4. Model BGK

$$\bar{N}_x = \frac{\alpha}{1 - 0,401} \left( \frac{1}{\bar{n}_f \sqrt{\bar{T}_f}} - 1 \right) \sqrt{\bar{T}_f} \frac{1}{2\sqrt{\pi}}$$



Rys. 7

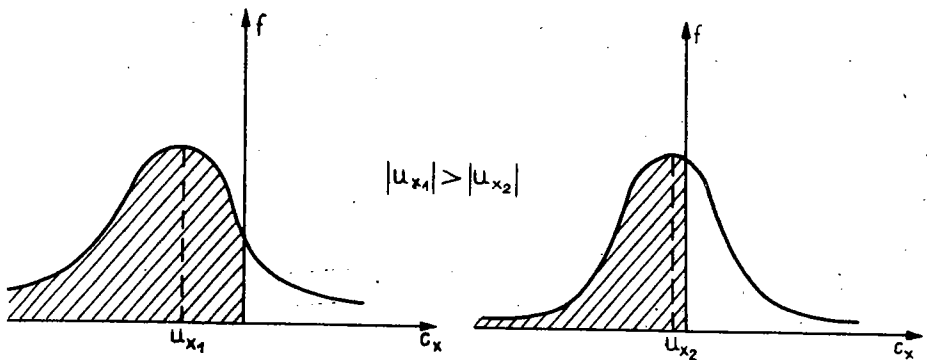


Rys. 8

dla malejących współczynników kondensacji polepsza się zgodność między BGK nieliniowym i wzorem Schragego-Millsa, ze względu na dążenie rozkładu gęstości do rozkładu jednorodnego (rys.5, 6).

Dodatkowe różnice między modelem BGK nieliniowym i wzorem Schragego-Millsa powoduje fakt, że w zależności Schragego-Millsa nie uwzględniony jest strumień ciepła przewodzonego w gazie. W tabelicy 1 zestawiono wartości liczbowe strumienia  $\bar{N}_x$  obliczone na podstawie modelu BGK nieliniowego, wzoru Schragego-Millsa oraz wzorów Muratowej i Iabuncewa, otrzymane w wyniku rozwiązania zlinearyzowanego równania Boltzmanna (z modelem cząsteczek maxwellowskich) oraz zlinearyzowanego modelu BGK przy pominięciu strumienia ciepła w gazie.

Na rysunkach 5, 6, przedstawiono rozkłady bezwymiarowej wielkości  $\frac{n - n_f}{n_f - n_\infty}$ . Jak widać dla malejących współczynników kondensacji rozkład gęstości dąży do rozkładu jednorodnego  $\bar{n}(x) = 1$ , co wiąże się z malejącym strumieniem  $\bar{N}_x$ . Oznacza to, że w układzie zanikają zjawiska transportu masy przy utrzymaniu transportu energii na drodze przewodzenia. Na rysunkach 7,8 przedstawiono rozkłady bezwymiarowej temperatury  $\frac{T - T_f}{T_f - T_\infty}$ . Z rysunków wynika możliwość wystąpienia przegrzania pary ( $T > T_\infty$ ). Wynika to z faktu pewnego rodzaju selektywnej kondensacji cząsteczek gazu. Na rysunku 9 przedstawio-



Rys.9

no schematycznie obraz funkcji rozkładu przy powierzchni, na której odbywa się kondensacja. Zakreskowane pole przedstawia

cząsteczki kondensujące ( $c_x < 0$ ), pozostała część cząsteczek ma temperaturę wyższą, niż globalna ilość cząsteczek, przy czym temperatura cząsteczek niekondensujących jest tym niższa, im bardziej średnia prędkość  $\bar{u}_x$  zbliża się do zera. Stopień przegrzania zależy od jednoczesnego wpływu temperatury cząsteczek niekondensujących i temperatury cząsteczek odparowujących. Przy zmniejszaniu się współczynników kondensacji zmniejsza się strumień  $\bar{N}_x$ , a także prędkość  $\bar{u}_x$ , co powoduje spadek przegrzania, aż do jego całkowitego zaniku.

Możliwość przegrzania pary dla małych odchyień od stanu równowagi faz na drodze fenomenologicznej objaśnili Bornhorst i Hatsopoulos [11]. W tym przypadku różnica  $T(0) - T_\infty$  wyraża się wzorem:

$$T(0) - T_\infty = \frac{K}{K + 1} \frac{h_{f,g}}{c_p} - \frac{L_K}{c_p \bar{N}_x} \left( \frac{1}{T_f} - \frac{1}{T_\infty} \right),$$

gdzie:

$K, L_K$  są pewnymi współczynnikami transportu,

$h_{f,g}$  - entalpią właściwą przemiany fazowej,

$c_p$  - ciepłem właściwym przy stałym ciśnieniu.

Jak z powyższej zależności widać, pierwszy człon proporcjonalny do  $h_{f,g}$  powoduje wzrost temperatury  $T(0)$  powyżej  $T_\infty$ , drugi człon związany z przewodzeniem powoduje obniżenie  $T(0)$  poniżej  $T_\infty$ . Ze wzoru wynika, że przy  $h_{f,g} \rightarrow 0$  nie otrzymujemy przegrzania. Podobny wniosek daje się otrzymać w rozpatrywanym przez nas modelu. Otóż w przedstawionym modelu molekularnym ciepło kondensacji jest zawarte w zależności  $p_s = p(T)$  ciśnienia nasycenia od temperatury, która wchodzi do warunków brzegowych dla  $x = 0$ .

Ogólnie mamy ([12])

$$p_s = \frac{k T}{v_f} \exp \left( - \frac{h_{f,g}}{R T} \right),$$

gdzie

$v_f$  - jest pewną swobodną objętością cieczy.



Jeżeli  $h_{f,g} \rightarrow 0$ , to

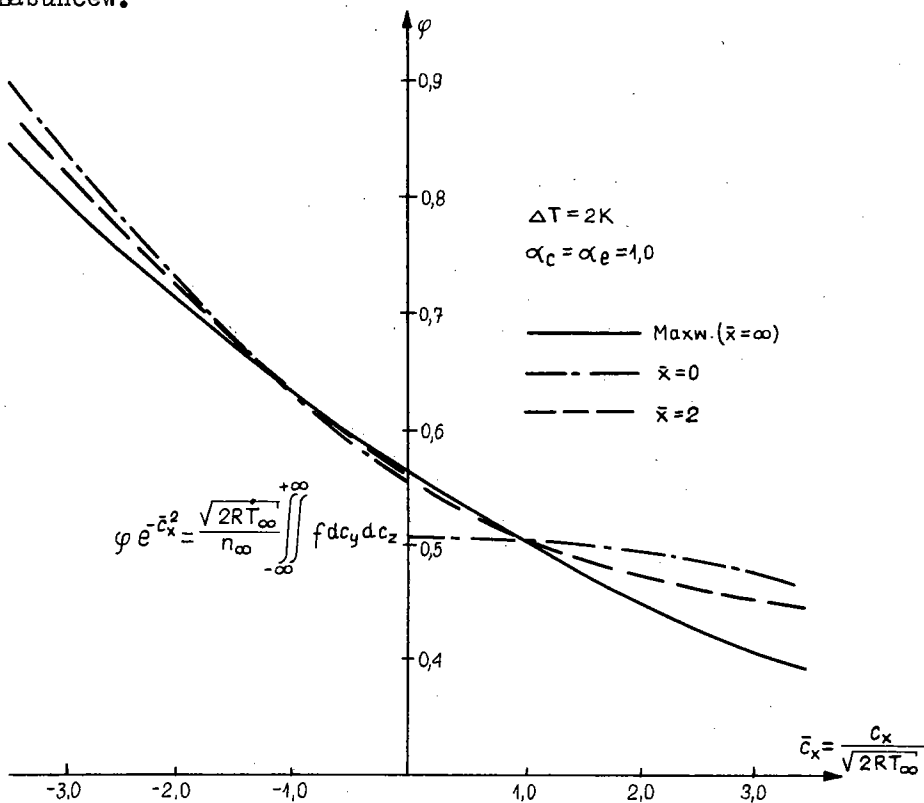
$$p_s \approx \frac{k T}{v_f} \quad \text{i} \quad \frac{p_f}{p_\infty} \approx \frac{T_f}{T_\infty}$$

oraz

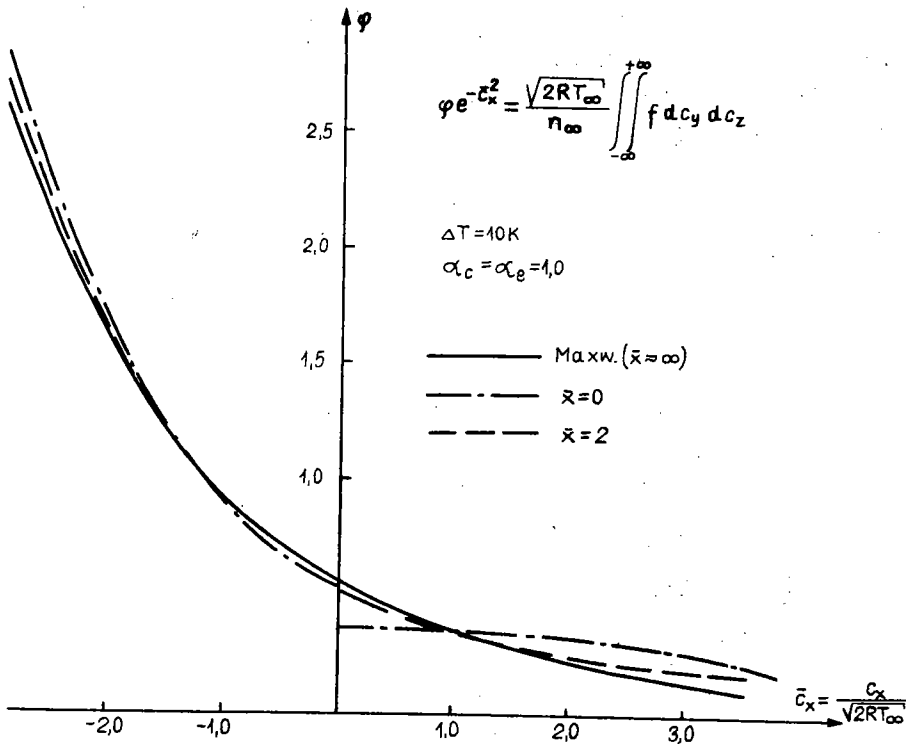
$$\bar{n}_f = \frac{n_f}{n_\infty} = \frac{p_f}{p_\infty} \frac{T}{T_f} \approx 1,$$

czyli otrzymujemy jednorodny rozkład gęstości i brak przepływu strumienia cząsteczek ( $\bar{N}_x = 0$  i  $\bar{u}_x = 0$ ), a zatem w tym przypadku przegrzanie nie wystąpi i energia wymieniana będzie wyłącznie na drodze przewodzenia.

Analogiczne rozkłady temperatur w przypadku zlinearyzowanego równania Boltzmana i modelu BGK otrzymali Muratowa i Łabuncew.



Na wykresach rozkładów temperatur podano także wielkość  $\beta$  będącą stosunkiem strumienia ciepła przechodzącego przez



Rys.11

powierzchnię rozdziału faz na skutek przewodzenia - do strumienia ciepła oddawanego na skutek kondensacji.

Wielkość  $\beta$  wyraża się wzorem:

$$\beta = \frac{N_a k T_\infty}{h_{f,g}} \frac{2 \bar{q}_x}{\bar{N}_x},$$

$$\bar{q}_x = \frac{Q_x}{2 p_\infty \sqrt{2 R T_\infty}};$$

$$Q_x = \frac{1}{2} m \int_{-\infty}^{+\infty} (c_x - u_x)^3 g dc_x + \int_{-\infty}^{+\infty} c_x h dc_x - u_x \int_{-\infty}^{+\infty} h dc_x,$$

gdzie:

$Q_x$  - jest strumieniem ciepła przewodzonego w gazie,

$N_a$  - liczbą Avogadro.

Jak widać, udział ciepła przewodzenia jest niewielki i staje się istotny dopiero przy b. małych współczynnikach kondensacji.

Na rysunkach 10, 11 przedstawiono zredukowaną funkcję rozkładu  $\varphi$  w zależności od odległości od powierzchni rozdziału faz. Z rysunków widać, że blisko powierzchni funkcja rozkładu jest zaburzona w stosunku do rozkładu Maxwella, panującego w w "nieskończoności" (ze względu na emisję cząsteček z powierzchni cieczy), ale szybko dąży do rozkładu Maxwella wraz ze zwiększaniem się odległości od powierzchni.

## 6. Wnioski

Z omówionych wyników widać, że uproszczona teoria Hertza-Knudsen, bazująca na swobodno-molekularnym przepływie dwóch strumieni (od powierzchni cieczy i z "nieskończoności") daje wyniki, jak zresztą należało oczekiwać, bardzo odbiegające od teorii uwzględniającej oddziaływanie międzycząstečkowe w fazie gazowej. Metoda 13 momentów Grada, dająca w wyniku wzór Schragego-Millsa okazuje się być zbieżna z teorią opartą na bezpośrednim rozwiązaniu równania Boltzmann w zakresie niezbyt dużych bodźców, przy czym pozostaje problem warunków brzegowych dla tej metody, które muszą być wyznaczone na podstawie równania Boltzmann z założoną funkcją rozkładu dla cząstek biegnących od powierzchni w stronę gazu. Zgodność metody rozwiązywania zlinearyzowanego równania Boltzmann i modelu BGK z modelem nieliniowym BGK obejmuje dosyć wąski zakres bodźców temperaturowych. Weryfikacja eksperymentalna wyników nieliniowego modelu BGK powinna opierać się o zależności przedstawione na rysunku 4 ze względu na to, że jedynym parametrem możliwym do sterowania w wygodny sposób jest różnica temperatur  $\Delta T$ . Rozkłady temperatur i gęstości wydają się być bardzo trudne do weryfikacji ze względu na bardzo małą grubość warstwy (kilka dróg swobodnych), w której zachodzi zjawisko.

WYKAZ WAŻNIEJSZYCH OZNACZEŃ

$\bar{c}$	- prędkość cząstki	
f	- funkcja rozkładu prędkości	
F	- lokalna maxwellowska funkcja rozkładu	(wg def. (10))
g	- zredukowana funkcja rozkładu f	(wg def. (13))
G	- zredukowana funkcja rozkładu F	(wg def. (13))
h	- zredukowana funkcja rozkładu f	(wg def. (13a))
H	- zredukowana funkcja rozkładu F	(wg def. (13a))
k	- stała Boltzmanna; odległość między kolejnymi punktami w zdyskretyzowanej przestrzeni geometrycznej (rys.2)	
m	- masa cząstki	
n	- gęstość liczbowa cząstek	
N	- strumień cząstek	
T	- temperatura.	
u	- prędkość makroskopowa	
$\alpha$	- współczynnik kondensacji, odparowania	
$\lambda$	- droga swobodna	
$\mu$	- lepkość dynamiczna	
$\nu$	- częstość zderzeń	
$\psi, \Phi$ $\psi, \Psi$	- funkcja zdef. r.(17) i (18)	

Indeksy (umieszczone u dołu symbolu)

c	- kondensacja
e	- odparowanie
em	- wielkość maxwellowska na powierzchni międzyfazowej
f	- powierzchnia międzyfazowa
i	- oddziaływanie z powierzchnią; wskaźnik w zdyskretyzowanej przestrzeni geometrycznej
j	- wskaźnik w zdyskretyzowanej przestrzeni prędkości
r	- odbicie
x	- składowa wzdłuż osi x
y	- składowa wzdłuż osi y
z	- składowa wzdłuż osi z
$\infty$	- nieskończoność

Wskaźniki (umieszczone u góry lub nad symbolem)

$\bar{a}$  - wartość bezwymiarowa wielkości  $a$

$\hat{a}$  - wartość bezwymiarowa wielkości  $a$  (wg (15))

+ - dot. parametrów dla  $c_x > 0$

- - dot. parametrów dla  $c_x < 0$

#### BIBLIOGRAFIA

- [ 1 ] Schrage R.W. A Theoretical study of interphase mass transfer. Colum. Univ. Press. N.Y. 1953.
- [ 2 ] Mills A.F. The Condensation of Steam at Low Pressures. Tech. Report Univ. of Calif. N° 6, Berkeley, 1969.
- [ 3 ] Muratowa T.M., Łabuncew D.A.: Tęplo fiz. Wys. Temp. N° 5, 1969.
- [ 4 ] Bhatnagar P.L., Gross E.P., Krook M.: Phys. Rev. 94, 511, 1954.
- [ 5 ] Chapman S., Cowling T.G.: The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases. Cambridge. Univ. Press., 1952.
- [ 6 ] Kogan M.N.: Dinamika razrieżonnogo gaza. Nauka. Moskwa 1967.
- [ 7 ] Tables of Thermodynamic and Transport Properties Pergamon Press. Oxford 1960.
- [ 8 ] Huang A.B.: Phys. Fluids 11, N° 6, 1968.
- [ 9 ] Huang A.B.: Rarefied Gas Dynamic. L. Trilling and H.V. Wachman, eds. Academic Press, Inc. N.Y. 1969.
- [ 10 ] Kryłow W.I.: Približennoje wycislieniye intiegralów. Nauka. Moskwa 1967.
- [ 11 ] Bornhorst W.I., Hatsopoulos G.N.: Jour. Applied Mech. Trans. ASME p. 840, 1967.
- [ 12 ] Hirschfelder J.O., Curtiss C.F., Bird R.B.: Molecular Theory of Gases and Liquids. J. Wiley. N.Y. 1954.

#### КИНЕТИЧЕСКАЯ ОДНОМЕРНАЯ МОДЕЛЬ УСТАНОВЛЕННОГО СТАЦИОНАРНОГО ПРОЦЕССА КОНДЕНСАЦИИ

#### К р а т к о е   с о д е р ж а н и е

В работе представлено решение задачи одномерной стационарной конденсации чистого пара на плоской поверхности жидкости, используя нелинейное модельное уравнение БГк. Это уравнение решено с помощью метода дискретных координат. Пар обсужда-

ется как идеальный газ без внутренних степеней свободы. В вычислениях принято водяной пар.

Получено распределения температур и плотности в зоне пара вместе с определением величины конденсированного потока пара для принятого температурного импульса в зависимости от коэффициентов конденсации и испарения, обсуждаемых как параметры.

## A KINETIC ONE-DIMENSIONAL MODEL OF AN STEADY-STATE CONDENSATION PROCESS

### S u m m a r y

The solution has been presented in this paper of the problem of one-dimensional steady condensation of pure vapour at a plane liquid surface. The medium is considered herein as a perfect gas with no internal degrees of freedom. A full non-linear BGK model equation has been used for description purposes. The BGK model equation has been solved with the application of the discrete co-ordinates method. Calculations have been done for water vapour. Temperature and density distribution within the vapour space have thus been obtained and the flux rate of condensation medium determined for a temperature jump given depending on the co-efficients of condensation and evaporation considered as parameters.

Rękopis dostarczone w listopadzie 1973 r.