Інститут технічної теплофізики НАН України
Проблеми теплофізики та теплоенергетики

Секція: Фундаментальні дослідження в теплофізиці і теплоенергетиці

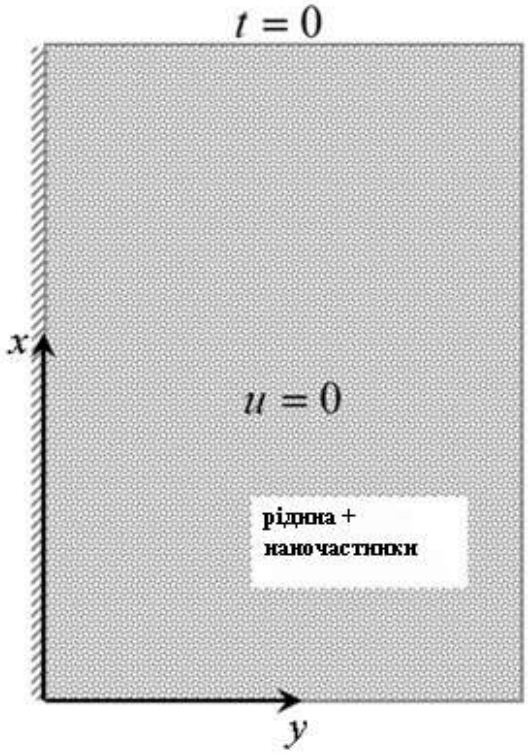
Нестаціонарний конвективний теплообмін у нанорідинах при миттєвому переході до плівкового кипіння

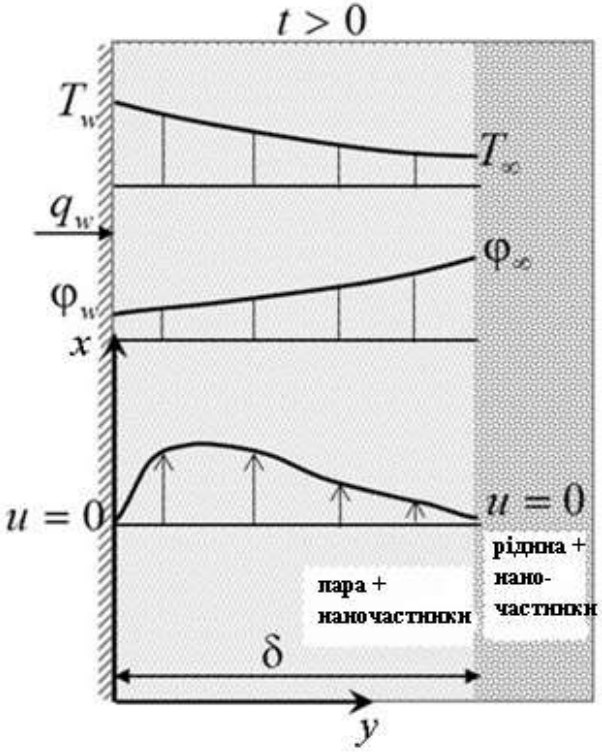
Дмитренко Н.П., Кондратьєва О.О., Волошина І.В.

Метою дослідження є вивчення впливу наявності наночастинок на динаміку миттєвого переходу до плівкового кипіння.

Результати рішення включатимуть нестаціонарний розподіл температури, числа Нуссельта, профілів швидкості та коефіцієнтів тертя

Обчислення проводиться на основі автомодельних рівнянь, отриманих за допомогою перетворень груп Лі.





Задача, що розглядається зосереджена на проблемі конвективної теплопередачі між шаром (тобто плівкою) пари з наночастинками та вертикальною пласкою стінкою, коли тепловий потік раптово подається на стінку. Щільність теплового потоку вища за критичний тепловий потік. В результаті на стінці утворюється пароізоляційна плівка з товщиною δ. Припускається, що парова плівка виникає миттєво.

Температура на межі розділу пара-рідина (тобто при $\tilde{y} = \delta$) дорівнює температурі насичення при даному тиску. Температура стінки вище температури нанорідини.

Задача буде вирішена за таких припущень: силами інерції в паровій плівці можна знехтувати порівняно із силами в'язкості та плавучості; переносом тепла і маси в паровій плівці в напрямку потоку (тобто вздовж $\tilde{x}$ - координати) можна нехтувати порівняно з тепло- і масообміном у напрямку $\tilde{y}$ - координати); ефекти поверхневого натягу на межі розділу пара-рідина незначні.

Потік нанорідини та тепловіддача в паровій плівці описується системою рівнянь:

$$\tilde{\rho}\frac{\partial \tilde{u}}{\partial \tilde{t}} = \frac{\partial}{\partial \tilde{y}}\left(\mu \frac{\partial \tilde{u}}{\partial \tilde{y}}\right) + g\tilde{\rho}_f$$

$$\tilde{\rho}\frac{\partial \tilde{h}}{\partial \tilde{t}} = \frac{\partial}{\partial \tilde{y}}\left(\tilde{k}\frac{\partial \hat{T}}{\partial \tilde{y}}\right) + \tilde{\rho}_p \tilde{c}_p\left(D_B \frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial \tilde{y}}\frac{\partial \tilde{T}}{\partial \tilde{y}} + \frac{D_T}{\tilde{T}}\frac{\partial \tilde{T}}{\partial y}\frac{\partial \tilde{T}}{\partial \tilde{y}}\right)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \tilde{t}} = \frac{\partial}{\partial \tilde{y}}\left(D_B \frac{\partial \varphi}{\partial \tilde{y}} + \frac{D_T}{\tilde{T}}\frac{\partial \tilde{T}}{\partial \tilde{y}}\right)$$

$$D_B = \frac{k_B \tilde{T}}{3\pi \tilde{\mu} \tilde{d}_p} \qquad D_T = \beta \frac{\tilde{\mu}}{\tilde{\rho}}\varphi \qquad \beta = (1-\varphi)\beta_\upsilon + \varphi\beta_p \qquad k = k_\upsilon\left[\frac{k_p + 2k_\upsilon + 2\varphi(k_\upsilon - k_f)}{k_p + 2k_\upsilon - \varphi(k_\upsilon - k_f)}\right]$$

$$\tilde{\rho}\tilde{c} = (1-\varphi)(\tilde{c}\tilde{\rho})_\upsilon + \varphi(\tilde{c}\tilde{\rho})_p \qquad \tilde{\rho} = (1-\varphi)\tilde{\rho}_\upsilon + \varphi\tilde{\rho}_p \qquad \tilde{h} = \tilde{c}\tilde{T} \qquad \mu = \frac{\tilde{\mu}_\upsilon}{(1-\varphi)^{2.5}}$$

На межі розділу пара-рідина будуть використовуватися два типи граничних умов.

перший випадок - початкові та граничні умови Бромлі (градієнт швидкості дорівнює нулю на межі поділу).

$$\tilde{t} = 0 \quad \tilde{u} = 0, \quad \tilde{T} = \tilde{T}_\infty, \qquad \varphi = \varphi_\infty$$

$$\tilde{t} > 0 \quad \begin{cases} \tilde{u} = 0, \qquad \tilde{T} = \tilde{T}_w, \quad \left(D_B \dfrac{d\varphi}{d\tilde{y}} \right)_{\tilde{y}=0} = -\left(\dfrac{D_T}{\tilde{T}_\infty} \dfrac{d\tilde{T}}{d\tilde{y}} \right)_{\tilde{y}=0} & при \quad \tilde{y} = 0 \\ \left(\dfrac{\partial \tilde{u}}{\partial \tilde{y}} \right)_{\tilde{y}=\delta} = 0, \quad \tilde{T} = \tilde{T}_\infty, \qquad \varphi = \varphi_\infty & при \quad \tilde{y} = \delta \end{cases}$$

другий випадок - початкові та граничні умови, запропоновані Еліоном для нерухомої рідини на межі пара-рідина

$$\tilde{t} = 0 \quad \tilde{u} = 0, \quad \tilde{T} = \tilde{T}_\infty, \qquad \varphi = \varphi_\infty$$

$$\tilde{t} > 0 \quad \begin{cases} \tilde{u} = 0, \qquad \tilde{T} = \tilde{T}_w, \quad \left(D_B \dfrac{d\varphi}{d\tilde{y}} \right)_{\tilde{y}=0} = -\left(\dfrac{D_T}{\tilde{T}_\infty} \dfrac{d\tilde{T}}{d\tilde{y}} \right)_{\tilde{y}=0} & при \quad \tilde{y} = 0 \\ \tilde{u} = 0, \qquad \tilde{T} = \tilde{T}_\infty, \qquad \varphi = \varphi_\infty & при \quad \tilde{y} = \delta \end{cases}$$

Запропонована модель є розширенням класичних моделей Бромлі і Елліона на нестаціонарні режими

Поява парової плівки як процесу, що залежить від часу, вважається миттєвим поетапним. Рівняння балансу маси можна представити у вигляді

$$\frac{\partial(\rho\delta)}{\partial\tilde{t}} = \frac{q_w}{L_v}$$

Рівняння з частинними похідними можна звести до автомодельної форми

$$K\Theta'' + \left[\frac{\eta}{2}R + \left(\frac{1}{\mathrm{Le}} + K'\right)\Phi'\right]\Theta' + \frac{A}{\mathrm{Le}}\Theta'^2 = 0 \qquad \Phi'' + \mathrm{Le}\,RC(1)\frac{\eta}{2}\Phi' + A\Theta'' = 0$$

$$\frac{\tilde{T} - \tilde{T}_\infty}{\tilde{T}_w - \tilde{T}_\infty} = \Theta(\eta), \qquad A = \frac{\tilde{T}_w - \tilde{T}_\infty}{\tilde{T}_\infty} D \qquad \eta = \tilde{y}\sqrt{\frac{\tilde{\rho}_\upsilon \tilde{c}_\upsilon}{k_\upsilon \tilde{t}}}$$

$$R = (1-\varphi) + \varphi\rho_{p\upsilon}, \; RC = (1-\varphi) + \varphi\frac{\tilde{\rho}_p \tilde{c}_p}{\tilde{\rho}_\upsilon \tilde{c}_\upsilon}, \; K = \frac{\kappa + 2 + 2\varphi(\kappa - 1)}{\kappa + 2 - \varphi(\kappa - 1)},$$

$$\rho_{p\upsilon} = \frac{\tilde{\rho}_p}{\tilde{\rho}_\upsilon}, \; \rho_{f\upsilon} = \frac{\tilde{\rho}_f}{\tilde{\rho}_\upsilon} \qquad \kappa = \frac{k_p}{k_\upsilon}, \; D = \frac{D_T}{D_B}, \; \mathrm{Le} = \frac{k_\upsilon}{D_B \tilde{c}_\upsilon \tilde{\rho}_\upsilon}\frac{\tilde{\rho}_\upsilon \tilde{c}_\upsilon}{\tilde{\rho}_p \tilde{c}_p}.$$

Систему рівнянь слід доповнити граничними умовами переписаними у вигляді

перший випадок - початкові та граничні умови Бромлі

$f = 0, \qquad \Theta = 1, \qquad D\Theta' = -\Phi'$ при η=0

$f' = 0, \qquad \Theta = 0, \qquad \Phi = \varphi_\infty$ при $\eta = \eta_\delta \qquad \eta_\delta = \tilde{\delta}\sqrt{\frac{\tilde{\rho}_\upsilon \tilde{c}_\upsilon}{k_\upsilon \tilde{t}}}$

другий випадок - початкові та граничні умови Еліона

$f = 0, \qquad \Theta = 1, \qquad D\Theta' = -\Phi'$ при η=0,

$f = 0, \qquad \Theta = 0, \qquad \Phi = \varphi_\infty$ при $\eta = \eta_\delta$

Результати моделювання представлені при різних значеннях безрозмірного часу

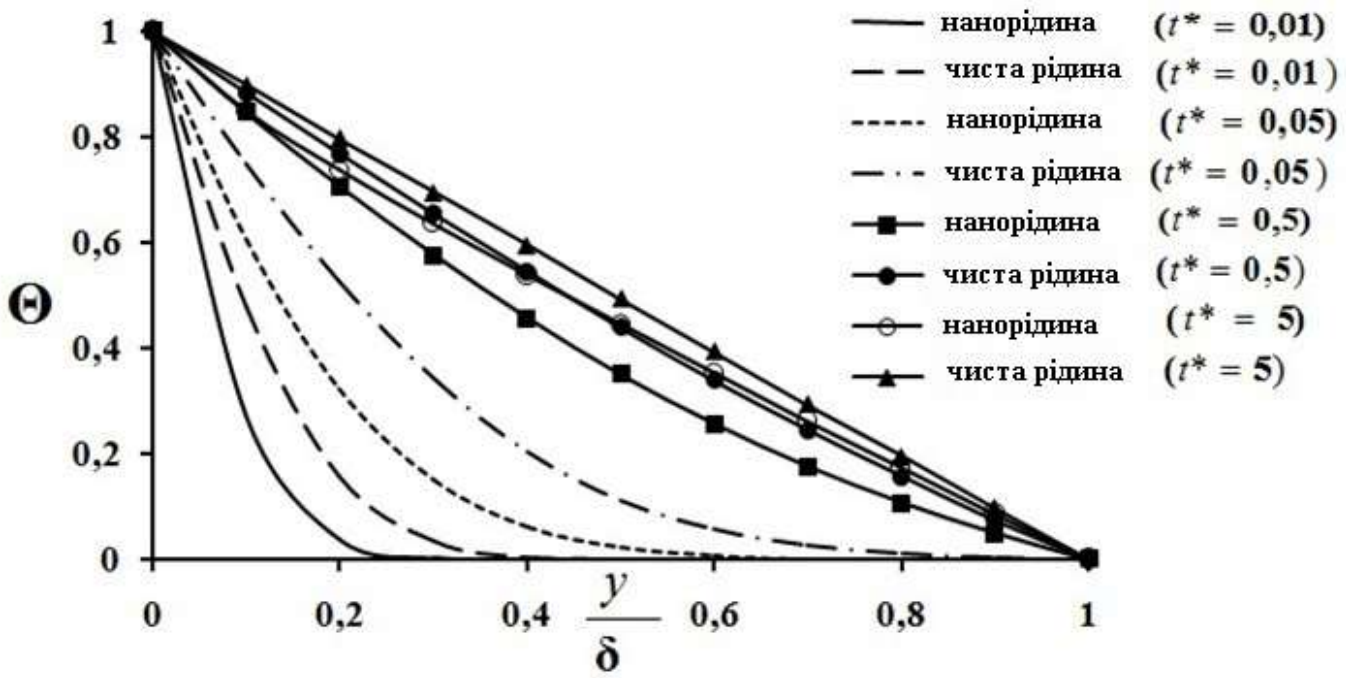
$$t^* = \frac{t}{\mathrm{Pr}}, \qquad t = \frac{\tilde{t}\,\tilde{\mu}_\upsilon}{\tilde{\delta}^2\tilde{\rho}_\upsilon} \qquad \mathrm{Pr} = \frac{\tilde{\mu}_\upsilon \tilde{c}_\upsilon}{k_\upsilon}$$

В граничному випадку при відсутності наночастинок система рівнянь

$$\frac{d^2\Theta}{d\eta^2} + \frac{\eta}{2}\frac{d\Theta}{d\eta} = 0 \qquad \Theta = 1 - \frac{\mathrm{erf}\,(\eta/2)}{\mathrm{erf}\,(\eta_\delta/2)} \qquad \eta = \tilde{y}\sqrt{\frac{\tilde{\rho}_\upsilon \tilde{c}_\upsilon}{k_\upsilon \tilde{t}}}$$

$\Theta = 1$ при $\eta = 0$

$\Theta = 0$ при $\eta = \eta_\delta$



Нестаціонарний розподіл температури в паровій плівці

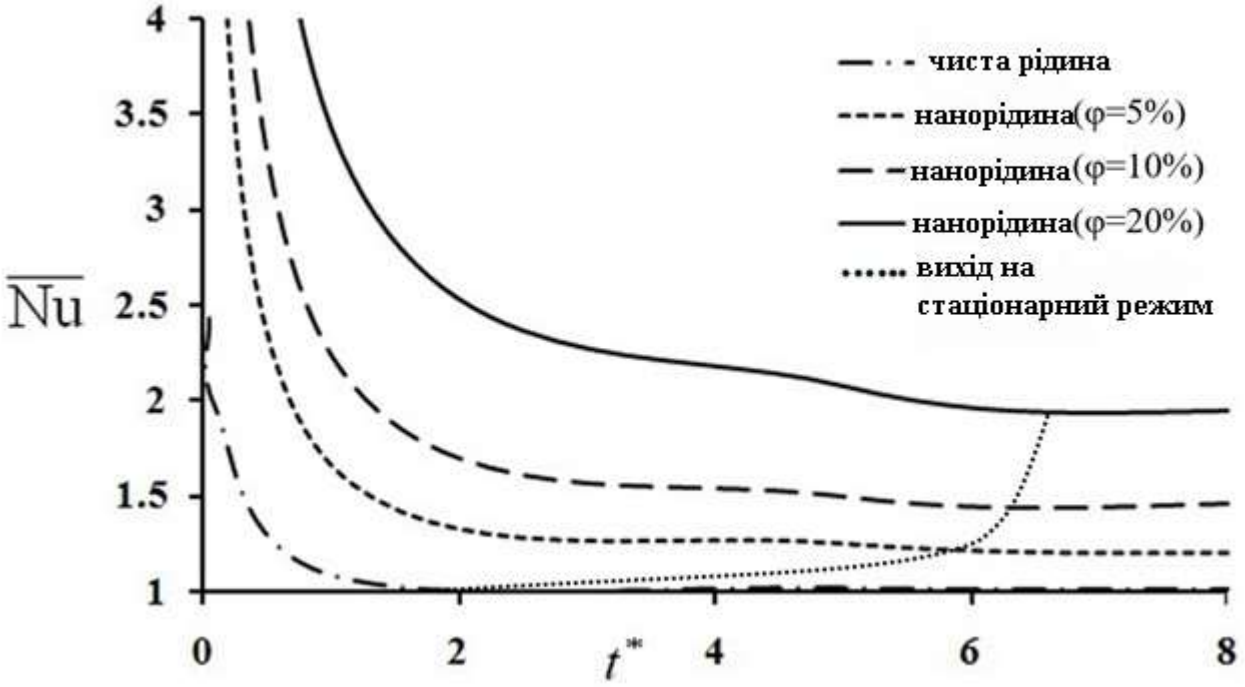
Число Нуссельта для нанорідини

$$\overline{\mathrm{Nu}} = \frac{\mathrm{Nu}}{\mathrm{Nu}_0} = \frac{K(\varphi(0))}{\sqrt{t^*}}\left(\frac{d\Theta}{d\eta}\right)_{\eta=0}$$

$$\mathrm{Nu}_0 = \frac{h\delta}{\alpha\rho c_p} = 1$$

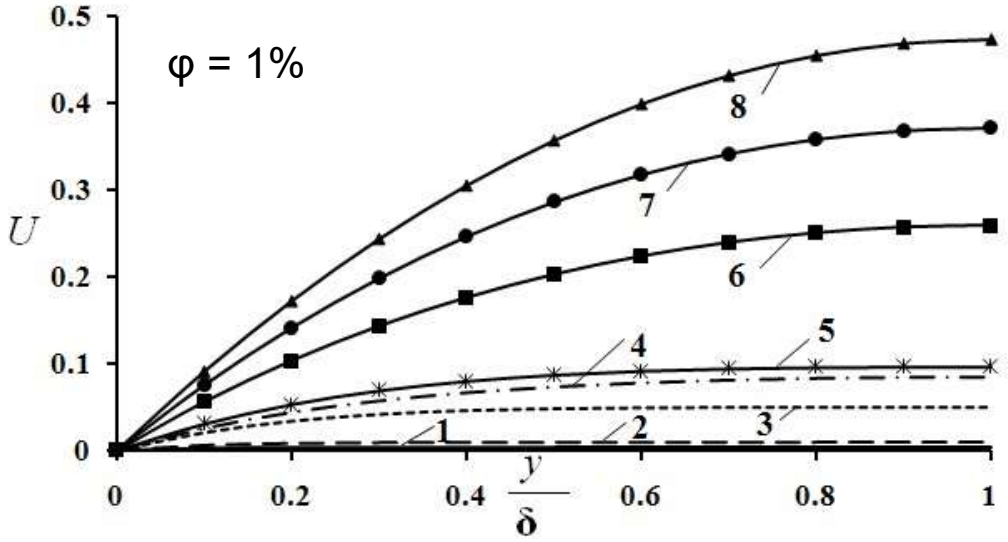
Nu_0-число Нуссельта для стаціонарного режиму

Число Нуссельта для чистої рідини



Число Нуссельта в залежності від *t.

Нестаціонарні профілі швидкості, що виникають в результаті розв'язання системи рівнянь з урахуванням граничних умов Бромлі



1 - нанорідина $(t = 0{,}05)$

2 – нанорідина $(t = 0{,}1)$

3 – чиста рідина $(t = 0{,}05)$

4 – нанорідина $(t = 1)$

5 – чиста рідина $(t = 0{,}1)$

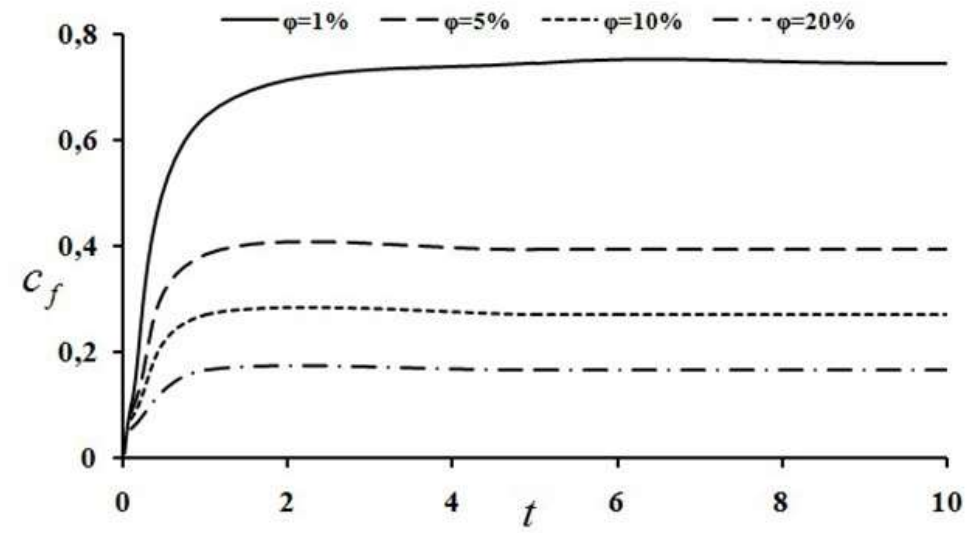
6 – нанорідина $(t = 5)$

7 – чиста рідина $(t = 1)$

8 – чиста рідина $(t = 5)$

$$t = \frac{\tilde{t}\,\tilde{\nu}}{\tilde{\delta}^2}$$

Залежність коефіцієнта тертя від безрозмірного часу .

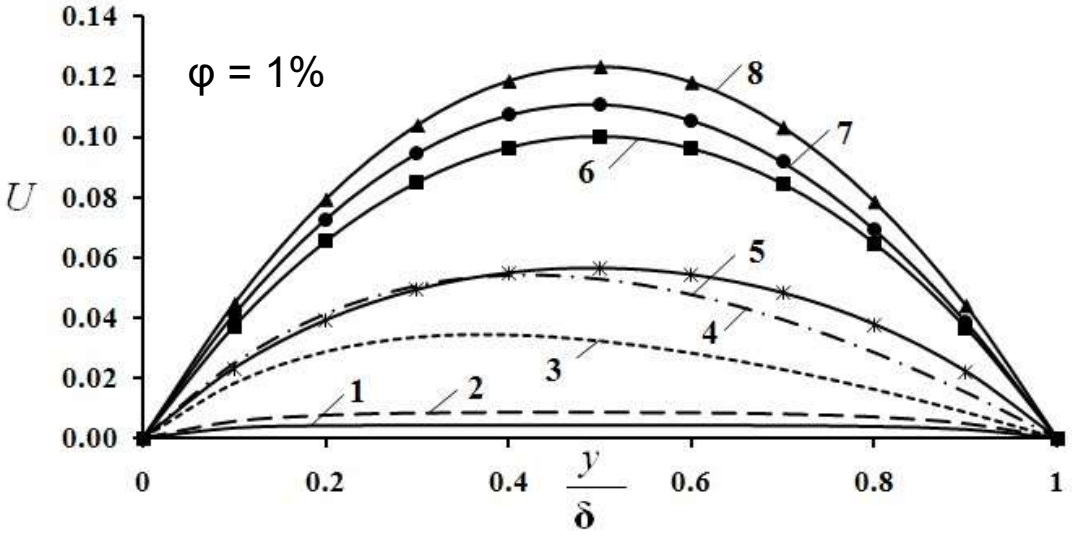


$$\tau_w = \mu_w \left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial \tilde{y}} \right)_{\tilde{y}=0} = g\delta\Delta\rho \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0}$$

Коефіцієнт тертя

$$c_f = \frac{\tau_w}{g\delta\Delta\rho} = \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0}$$

Нестаціонарні профілі швидкості за умови граничних умов Еліона



1 - нанорідина $(t = 0{,}05)$

2 – нанорідина $(t = 0{,}1)$

3 – чиста рідина $(t = 0{,}05)$

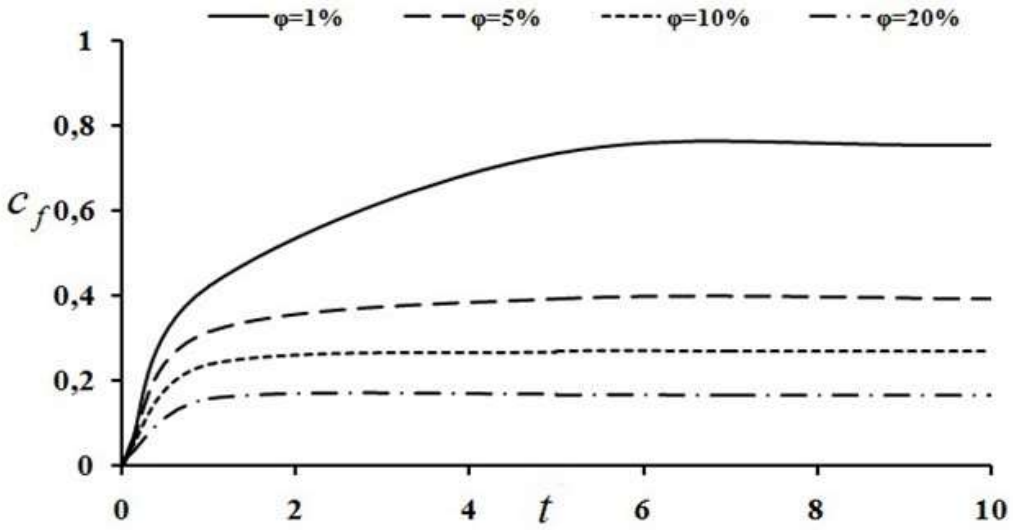
4 – нанорідина $(t = 1)$

5 – чиста рідина $(t = 0{,}1)$

6 – нанорідина $(t = 5)$

7 – чиста рідина $(t = 1)$

8 – чиста рідина $(t = 5)$



Залежність коефіцієнта тертя від безрозмірного часу .

Висновки

Використовуючи граничні умови Бромлі та Елліона на основі автомодельних рівнянь змодельована динаміка зміни в часі параметрів потоку та тепловіддачі нанорідини в умовах нестаціонарності з при миттєвому переході до кипіння плівки на вертикальній рівній поверхні. Аналіз розподілу температури показує, що криві, які відповідають паровій плівці з наночастинками, швидше досягають стаціонарного стану. Було також показано, що збільшення концентрації наночастинок у паровій плівці сприяє посиленню теплопередачі. Порівняння профілів швидкості для двох зазначених наборів граничних умов показує аналогічну динаміку. Збільшення концентрації наночастинок призводить до зменшення коефіцієнта тертя для обох типів граничних умов та до того, що час досягнення коефіцієнтом тертя свого стійкого значення зменшується.