$$\frac{\mathrm{Pe}}{\gamma^2}\epsilon^3 + \epsilon^2 - \mathrm{Pe}(1 + 4\mu_n^2/\gamma^2)\epsilon - 4\mu_n^2 = 0,$$

в котором μ_n – собственные значения задачи.

Оценить влияние параметров Pe, γ^2 на корни этого уравнения и решение всей задачи при переменных значениях μ_n, зависящих от граничных условий, в общем случае затруднительно. Поэтому, в первую очередь, остановимся на ряде частных случаев исследуемого процесса, когда корни последнего уравнения удается выразить в простом виде. Все эти частные случаи позволяют упростить уравнение (5.17).

Теплообмен при локальном тепловом равновесии внутри пористого материала. При умеренном внешнем тепловом воздействии температуры проницаемой матрицы и теплоносителя не отличаются заметно и тогда имеет место локальное тепловое равновесие внутри пористой структуры: $T = t$. В дальнейшем будут определены условия, при которых это предположение выполняется.

При допущении $\vartheta = \theta$ система (5.14), (5.15) для плоского канала преобразуется к одному уравнению

$$\frac{\partial^2\vartheta}{\partial\xi^2} + \frac{\partial^2\vartheta}{\partial\zeta^2} - \mathrm{Pe}\frac{\partial\vartheta}{\partial\xi} = 0. \tag{5.20}$$

Уравнения (5.18), (5.19) для определения функции $\varphi(\zeta)$ остаются без изменения, а (5.17) упрощается:

$$\psi'' - \mathrm{Pe}\psi' - 4\mu^2\psi = 0. \tag{5.21}$$

Число граничных условий сокращается до четырех – выпадает условие (5.5).

При граничных условиях 3-го рода (5.6)...(5.9) решение уравнения (5.20) для плоского канала имеет вид

$$\vartheta = \theta = 2\sum_1^\infty \frac{A_n\mu_n}{\sin\mu_n}\cos(2\mu_n\zeta)\exp(-B_n\xi). \tag{5.22}$$

Здесь использованы обозначения

$$A_n = \frac{1}{\mu_n}\left(\frac{\sin^2\mu_n}{\mu_n + \sin\mu_n\cos\mu_n}\right); \tag{5.23}$$

$$B_n = [(\mathrm{Pe}/2)^2 + 4\mu_n^2]^{1/2} - \mathrm{Pe}/2, \tag{5.24}$$

где μ_n – собственные значения, удовлетворяющие общеизвестному характеристическому уравнению

$$\mu\,\mathrm{tg}\,\mu = \mathrm{Bi}/2. \tag{5.25}$$

При постоянной температуре стенки канала $T_w = t_\infty$ ($\mathrm{Bi} \to \infty$) имеем $\mu_n = (2n-1)\pi/2$, $n = 1, 2, 3, \ldots$, $A_n = 1/\mu_n^2$.

Модифицированный локальный полный критерий Nu_k, определяющий интенсивность теплопередачи $k = (1/\alpha + 1/k_\infty)^{-1}$ между теплоносителем внутри проницаемого заполнителя и внешним потоком, рассчитывается из выражения

$$\mathrm{Nu}_k = \frac{k\delta}{\lambda} = -\frac{1}{\bar\vartheta}\frac{\partial\theta}{\partial\zeta}\Big|_{\zeta=\frac{1}{2}} = \frac{4}{\bar\vartheta}\sum_1^\infty A_n\mu_n^2\exp(-B_n\xi). \tag{5.26}$$