

APLICAÇÃO DA GITT NO ESTUDO DA CONVECÇÃO LAMINAR EM DUTOS CIRCULARES COM PERFIL DE VELOCIDADE NO MODELO LEI DE POTÊNCIA

F. A. DE LIMA, fabioarsp@gmail.com¹
D. L. DE A. VELOSO, dhiego_vel@hotmail.com²
G. E. ASSAD, gustavo.elia.assad@gmail.com³
P. G. GONÇALVES, pedrogranville@gmail.com⁴
F. A. BELO, franciscoantonibelo@gmail.com⁵
C. A. C. DOS SANTOS, carloscabral santos@yahoo.com.br⁶

^{1,2,3,4,5,6} Universidade Federal da Paraíba, Cidade Universitária - João Pessoa - PB - Brasil - CEP: 58051-900

Resumo: Este trabalho descreve uma solução para a transferência de calor por convecção na região de entrada térmica de um tubo circular, para o escoamento laminar de fluidos Newtonianos ou Não-Newtonianos dinamicamente desenvolvidos e termicamente em desenvolvimento. A equação da energia é resolvida utilizando a Técnica da Transformada Integral Generalizada (GITT). O campo de temperatura, o número de Nusselt local e o número de Nusselt médio são avaliados para vários valores do número de Biot e do índice lei de potência, onde também foi investigado o comprimento de desenvolvimento térmico. Os resultados serão apresentados em forma de tabelas e gráficos, comparando com valores existentes na literatura especializada observando-se a concordância entre os mesmos.

Palavras-chave: Fluidos Não-Newtonianos, GITT, Nusselt, Biot.

1. INTRODUÇÃO

A mecânica dos fluidos sempre despertou curiosidades entre os físicos e os matemáticos, devido a sua variedade de aplicações e complexidade ao mesmo tempo. Baseado nas equações de Euler para um fluido ideal surgiu a teoria da hidrodinâmica, no entanto, em muitos casos havia contradições entre os resultados teóricos e experimentais, em especial, em casos relacionados a previsão do arrasto.

Devido essas contradições, os engenheiros da época criaram a ciência da hidráulica, baseando-se em um grande número de dados experimentais, diferenciando-se assim da teoria clássica da hidrodinâmica, Silva, 2016.

No início do século passado, muitos fenômenos que a teoria da hidrodinâmica tinha dificuldades em descrever puderam ser mais bem esclarecidos graças à mecânica dos fluidos. Percebeu-se, que muitos experimentos falhavam devido a não consideração das teorias das forças viscosas. Devido a complexidade imposta pelas equações de Navier-Stokes, que regem o movimento de um fluido, descrever um escoamento só era realmente possível desconsiderando a influência de termos viscosos. Assim, o motivo de se obterem bons resultados utilizando essas equações, é que os dois fluidos de maior importância tecnológica, água e ar, possuem viscosidade muito baixa.

Os efeitos viscosos passaram a ser considerados apenas a partir de 1904, quando Ludwig Prandtl verificou que era possível analisá-los durante o escoamento. Prandtl mostrou através de diversos experimentos teóricos e práticos que o escoamento de um corpo pode ser dividido em duas regiões: uma camada fina ao redor do corpo denominada de camada limite, local onde as forças viscosas são importantes e devem ser consideradas e, uma região externa ao corpo, onde as forças viscosas podem ser desprezadas. Partindo deste princípio, Prandtl pôde deduzir as chamadas equações da camada limite, capazes de demonstrar bem efeitos viscosos de maneira mais simples que as equações de Navier-Stokes.

O problema físico consiste em analisar o escoamento de fluidos newtonianos ou não-newtonianos. De acordo com Ghiaasiaan, 2011, os fluidos que obedecem à equação de proporcionalidade, ou seja, ocorre uma relação linear entre o valor da tensão de cisalhamento aplicada e a taxa de deformação resultante, são denominados fluidos newtonianos, incluindo-se a água e os gases de maneira geral. Os fluidos que não possuem relação linear são denominados fluidos não-newtonianos, como por exemplo: petróleo e detergente. A figura 1, apresenta este tipo de problema considerando um duto circular.

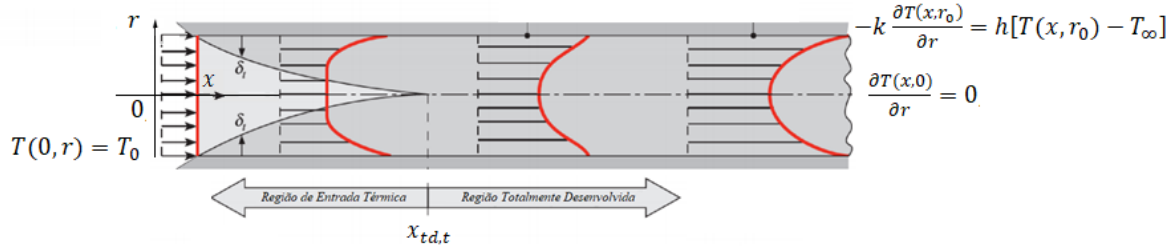


Figura 1: Ilustração do problema físico, Çengel, 2012.

2. MODELAGEM MATEMÁTICA

Considerando que o regime de escoamento é laminar e permanente, e que o fluido é incompressível com propriedades termofísicas constantes, pode-se escrever a equação da energia, as condições de contorno e de entrada para o sistema de coordenadas cilíndricas respectivamente por:

Equação da Energia:

$$\rho c_p u(r) \frac{\partial T(x,r)}{\partial x} = k \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T(x,r)}{\partial r} \right) \right]; \quad 0 < r < r_0, \quad x > 0 \quad (1a)$$

Condições de contorno:

$$\frac{\partial T(x,r)}{\partial r} = 0, \quad r = 0, \quad x > 0 \quad (1b)$$

$$k \frac{\partial T(x,r)}{\partial r} + h[T(x,r) - T_\infty] = 0, \quad r = r_0, \quad x > 0 \quad (1c)$$

Condição de entrada:

$$T(x,r) = T_0, \quad x = 0 \quad (1d)$$

Onde ρ , c_p e k representam respectivamente para o fluido a massa específica, o calor específico a pressão constante e a condutividade térmica. O perfil de velocidade do escoamento laminar completamente desenvolvido é representado por $u(r)$. No presente trabalho o perfil de velocidade é completamente desenvolvido na entrada térmica (Kakaç, 1995 e Lipkis, 1954), os efeitos da dissipação viscosa não serão considerados; impermeabilidade e não-deslizamento nas paredes; as forças de corpo serão desprezadas; sem geração de energia interna e a difusão axial do fluido ao longo do escoamento também será desprezada. Serão observadas a influência do número de Biot e do índice lei de potência sobre o campo de temperatura e os números de Nusselt local e médio.

2.1 Adimensionalização do problema

Com o objetivo de resolver uma família de problemas que sejam definidas pelo modelo proposto serão utilizados os parâmetros e grupos adimensionais propostos por Ghiaasiaan, 2011:

$$R = \frac{r}{r_0}; \quad \xi = \frac{2x}{D_h Re_D Pr}; \quad \theta(\xi, R) = \frac{T(x,r) - T_\infty}{T_0 - T_\infty}; \quad U(R) = \frac{u(r)}{u_m} \quad (2a-d)$$

Onde T_∞ e T_0 representam respectivamente a temperatura do ambiente e a temperatura de entrada do fluido, Bi , Re_d e Pr são números adimensionais, chamados respectivamente de número de Biot, número de Reynolds e número de Prandtl, cujas definições são dadas por:

$$Bi = \frac{hr_0}{k}; \quad Re_D = \frac{u_m D_h}{\nu}; \quad Pr = \frac{\nu}{\alpha} \quad (2e-g)$$

Com u_m representando a velocidade média do escoamento, r_0 é o raio do tubo circular, $D_h = 2r_0$ é o diâmetro hidráulico do tubo, ν , a viscosidade cinemática do fluido e $\alpha = \frac{k}{\rho c_p}$ a difusividade térmica do fluido. Apesar do trabalho não objetivar a análise da camada limite hidrodinâmica sabe-se que se o número de Prandtl é maior que 1 a camada limite térmica ocorre antes da camada limite hidrodinâmica, se menor, ocorre depois. O coeficiente, número ou módulo de Reynolds (abreviado como Re_d) é um número adimensional usado em mecânica dos fluidos para o cálculo do regime de escoamento de determinado fluido sobre uma superfície. A significância fundamental do número de Reynolds é que o mesmo permite avaliar o tipo do escoamento (a estabilidade do fluxo) e pode indicar se flui de

forma laminar ou turbulenta (Abramowits, 1953 e Brown, 1960). Para o caso de um fluxo de água num tubo cilíndrico, admitem-se os valores de 2.000 e 2.400 como limites. Desta forma, para valores menores que 2.000 o fluxo será laminar, e para valores maiores que 2.400 o fluxo será turbulento e, para valores entre eles o fluxo será transitório, Silva, 2016.

O número de Biot (Bi) é um parâmetro adimensional que fornece um índice da razão entre o coeficiente de transferência convectiva de calor na superfície do sólido e a condutância específica do sólido, a razão das resistências dentro de um corpo e na sua superfície. Para $Biot \rightarrow \infty$ temos a condição de contorno do primeiro tipo (temperatura especificada na parede), para $Biot \rightarrow 0$ a condição é do segundo tipo (fluxo especificado na parede) e para $0 < Biot < \infty$ a condição é do terceiro tipo (considera-se troca de calor entre o fluido e meio).

Fazendo uso dos parâmetros e grupos adimensionais definidos acima, após algumas manipulações matemáticas, a equação da energia, condições de contorno e de entrada vão assumir as seguintes formas adimensionais:

Equação da energia adimensionalizada:

$$U(R) \frac{\partial \theta(\xi, R)}{\partial \xi} = \frac{2}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[R \frac{\partial \theta(\xi, R)}{\partial R} \right]; 0 < R < 1, \xi > 0 \quad (3a)$$

Condições de contorno adimensionalizadas:

$$\left. \frac{\partial \theta(\xi, R)}{\partial R} \right|_{R=0} = 0, R = 0; \xi > 0 \quad (3b)$$

$$\frac{\partial \theta(\xi, R)}{\partial R} + Bi \theta(\xi, R) = 0 \quad R = 1, \xi > 0 \quad (3c)$$

Condição de entrada adimensionalizada:

$$\theta(\xi, R) = 1; \xi = 0, 0 \leq R \leq 1 \quad (3d)$$

O perfil de velocidade adimensional utilizado é:

$$U(R) = \frac{(1+3n)}{1+n} \left(1 - R^{\frac{n+1}{n}} \right) \quad (4)$$

Onde: Para $n=1$: Fluido Newtoniano; $n<1$: Fluido Não-Newtoniano Pseudoplástico; $n>1$: Fluido Não-Newtoniano Dilatante.

2.2. Metodologia – Técnica da Transformada Integral Generalizada para solução do problema

O problema auxiliar escolhido para a determinação do campo de temperatura foi:

$$\frac{d}{dR} \left(R \frac{d\psi_i(\mu_i, R)}{dR} \right) + \mu_i^2 R U(R) \psi_i(\mu_i, R) = 0, 0 < R < 1 \quad (5a)$$

$$\frac{\partial \psi_i(\mu_i, R)}{\partial R} = 0, R = 0, \mu_i > 0 \quad (5b)$$

$$\frac{\partial \psi_i(\mu_i, R)}{\partial R} + Bi \psi_i(\mu_i, R) = 0, R = 1, \mu_i > 0 \quad (5c)$$

Para se tratar analiticamente problemas de difusão de calor e/ ou massa, geralmente é necessária a solução de um problema correspondente de autovalor, denominado problema auxiliar, Cotta, 1993. Mikhailov, 1984, desenvolveu o método da contagem de sinal, este método permite calcular os autovalores, as autofunções e as normas, sem perda de informações na aplicação da metodologia.

2.3. Determinação do par de fórmulas Transformada-Inversa

O par transformada-inversa definido para o problema estudado foi:

$$\bar{\theta}_i(\xi) = \frac{1}{N_i^{1/2}} \int_0^1 R U(R) \psi_i(\mu_i, R) \theta(\xi, R) dR, \quad \text{Transformada} \quad (6a)$$

$$\theta(\xi, R) = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{N_i^{1/2}} \psi_i(\mu_i, R) \bar{\theta}_i(\xi), \quad \text{Inversa} \quad (6b)$$

Aplicando a definição de transformada, dada pela equação (6a), e usando o problema auxiliar definido por (5a), pode-se transformar a equação da energia adimensionalizada (3a) no seguinte sistema de EDOs.

$$\frac{1}{2} \frac{d\bar{\theta}_i(\xi)}{d\xi} + \mu_i^2 \bar{\theta}_i(\xi) = 0 \quad (7)$$

Este sistema possui solução analítica clássica, dada por (8):

$$\bar{\theta}_i(\xi) = \bar{f}_i e^{-2\mu_i^2 \xi} \quad (8)$$

Tal que $\bar{f}_i = \frac{B_i \psi_i(\mu_i, 1)}{N_i^{1/2} \mu_i^2}$

O campo de temperatura para a região de entrada térmica assume a forma:

$$\theta_i(\xi, R) = \sum_{i=0}^{\infty} \frac{\psi_i(\mu_i, R) \cdot \bar{f}_i \cdot e^{-2\mu_i^2 \xi}}{N_i^{1/2}} \quad (9)$$

A temperatura média adimensional pode ser calculada através da expressão:

$$\theta(\xi)_{\text{médio}} = \frac{\int_0^1 RU(R) \theta(\xi, R) dR}{\int_0^1 RU(R) dR} \quad (10a)$$

Após manipulações matemáticas pode-se mostrar que:

$$\theta(\xi)_{\text{médio}} = 2 \cdot \sum_{i=0}^{\infty} \bar{f}_i^2 \cdot e^{-2\mu_i^2 \xi} \quad (10b)$$

Os números de Nusselt Local e médio de acordo com Nusselt, 1910 e Sellars, 1956, são dados respectivamente por:

$$Nu(\xi) = - \frac{2}{\theta(\xi)_{\text{médio}} - \theta_{\text{parede}}(\xi)} \left. \frac{d\theta(\xi, R)}{dR} \right|_{R=1} \quad (11)$$

$$Nu_{\text{médio}}(\xi) = \frac{1}{\xi} \int_{\xi}^{\xi} Nu(\xi') d\xi' \quad (12)$$

Integrando a equação da energia pode-se mostrar que para o caso em que a temperatura é especificada na parede:

$$Nu_{\text{médio}}(\xi) = - \frac{1}{2\xi} \ln[\theta(\xi)_{\text{médio}}] \quad (13)$$

3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

3.1 Validação dos Resultados

Para fins de validação dos resultados obtidos no presente trabalho, comparamos os resultados com a literatura especializada (Brown, 1960; Shah, 1975; Shih, 1978; Gottifredi, 1983 e Johnston 1994), a tabela 1 apresenta os valores obtidos para a relação $1,0 - \Theta(\xi)_{\text{médio}}$.

Tabela 1. Comparação dos valores de $1,0 - \Theta(\xi)_{\text{médio}}$ para o fluido newtoniano com temperatura constante na parede e excluindo a condução axial.

$\xi = \frac{2x}{D_h Re_D Pr}$	Brown (1960)	Shah (1975)	Shih (1978)	Gottifredi (1983)	Johnston (1994)	Presente Trabalho
0,001	0,038715	0,03825	0,038251	0,038247	0,03825	0,03825
0,002	0,059736	0,05968	0,059683	0,059659	0,05968	0,05968
0,005	0,106572	-	0,10658	0,106451	0,10657	0,10657
0,01	0,163781	0,16378	0,163814	0,163482	0,16378	0,16378

$\xi = \frac{2x}{D_h Re_D Pr}$	Brown (1960)	Shah (1975)	Shih (1978)	Gottifredi (1983)	Johnston (1994)	Presente Trabalho
0,02	0,248894	0,24889	0,249035	0,248405	0,24889	0,24889
0,05	0,421213	-	0,422248	0,42135	0,42121	0,42121
0,1	0,604701	0,6047	0,610085	0,605891	0,6047	0,6047
0,2	0,81029	0,81029	0,840523	0,81031	0,81029	0,81029

Ao analisarmos a tabela 1, no caso de um fluido newtoniano, é possível notar que os valores apresentam boa concordância com os publicados por Brown, 1960; Shah, 1975; Shih, 1978; Gottifredi, 1983 e Johnston, 1994. Nas tabelas 2, 3 e 4 é possível verificar os valores de Nusselt Médio e Nusselt Local para diferentes posições axiais, índices lei de potência iguais a: 0,2, 0,6 e 1,0 e número de Biot infinito.

Tabela 2 – Comparação do número de Nusselt Médio e do número de Nusselt local para diferentes distâncias axiais, considerando $n=1$ e $Bi = \infty$.

$\xi = \frac{2x}{D_h Re_D Pr}$	Nusselt Médio			Nusselt Local		
	Shah (1975)	Johnston (1994)	Presente Trabalho	Shah (1975)	Johnston (1994)	Presente Trabalho
0,001	19,501	19,49998	19,50024	12,824	12,82477	12,82738
0,002	15,384	15,38399	15,38404	10,13	10,13042	10,13271
0,003	13,398	13,39798	13,39798	8,8404	8,84051	8,84258
0,01	8,9432	8,94322	8,94321	6,0015	6,00155	6,00301
0,02	7,1552	7,15521	7,1552	4,9161	4,91608	4,91729
0,03	6,3211	6,32108	6,32107	4,4406	4,4406	4,4417
0,1	4,6406	4,64057	4,64056	3,71	3,71	3,71091
0,2	4,1556	4,15565	4,15564	3,658	3,65808	3,65898
0,3	3,9895	3,98948	3,98947	3,6568	3,65683	3,65773

Tabela 3: Comparação do número de Nusselt Médio e do número de Nusselt local para diferentes distâncias axiais, considerando $n=0,2$ e $Bi = \infty$.

$\xi = \frac{2x}{D_h Re_D Pr}$	Temperatura Média		Nusselt Local		Nusselt Médio	
	Johnston (1994)	Presente Trabalho	Johnston (1994)	Presente Trabalho	Johnston (1994)	Presente Trabalho
0,001	0,95278	0,95277	15,80691	15,80936	24,18758	24,18909
0,002	0,92673	0,92673	12,43572	12,43822	19,02287	19,0234
0,003	0,90556	0,90556	10,82536	10,8277	16,53387	16,53415
0,01	0,80309	0,80309	7,29647	7,29821	10,96443	10,96447
0,02	0,70499	0,70499	5,96000	5,96145	8,73935	8,73935
0,03	0,6298	0,6298	5,38189	5,38311	7,70598	7,70598
0,1	0,32274	0,32274	4,54516	4,54627	5,65452	5,65451
0,2	0,13094	0,13095	4,50028	4,50139	5,08244	5,08243
0,3	0,05324	0,05324	4,49957	4,50068	4,88821	4,88819

Tabela 4: Comparação do número de Nusselt Médio e do número de Nusselt local para diferentes distâncias axiais, considerando $n=0,6$ e $Bi = \infty$.

$\xi = \frac{2x}{D_h Re_D Pr}$	Temperatura Média		Nusselt Local		Nusselt Médio	
	Johnston (1994)	Presente Trabalho	Johnston (1994)	Presente Trabalho	Johnston (1994)	Presente Trabalho
0,001	0,95987	0,95987	13,45447	13,4571	20,47644	20,47688
0,002	0,93745	0,93745	10,62249	10,62485	16,14723	16,14734

$\xi = \frac{2x}{D_h Re_D Pr}$	Temperatura Média		Nusselt Local		Nusselt Médio	
	Johnston (1994)	Presente Trabalho	Johnston (1994)	Presente Trabalho	Johnston (1994)	Presente Trabalho
0,01	0,82898	0,82898	6,28887	6,2904	9,37777	9,37776
0,02	0,74078	0,74078	5,15346	5,15473	7,50139	7,50138
0,03	0,67191	0,67191	4,65813	4,65927	6,62727	6,62726
0,1	0,37725	0,37725	3,91058	3,91155	4,87425	4,87424
0,2	0,17386	0,17386	3,86164	3,8626	4,37377	4,37376
0,3	0,08032	0,08033	3,8606	3,86155	4,2028	4,20279

Na tabela 5, apresentamos a variação do número de Nusselt Local, para diferentes posições axiais, onde passamos a considerar Biot=0, ou seja, paredes adiabáticas.

Tabela 5 – Comparação do número de Nusselt Local para diferentes distâncias axiais, considerando $n=0,2$, $0,6$ e 1 e $Bi = 0$.

$\xi = \frac{2x}{D_h Re_D Pr}$	Nusselt Local Biot = 0 $n=0,2$		Nusselt Local Biot = 0 $n=0,6$		Nusselt Local Biot = 0 $n=1$		
	Johnston (1994)	Presente Trabalho	Johnston (1994)	Presente Trabalho	Shah (1975)	Johnston (1994)	Presente Trabalho
0,001	19,63494	19,6273	16,60956	16,60238	15,813	15,8132	15,80572
0,002	15,53565	15,53082	13,16701	13,16227	12,538	12,53838	12,5334
0,003	13,57365	13,56976	11,51653	11,51263	10,967	10,96745	10,96336
0,01	9,25521	9,25246	7,87133	7,86856	7,4937	7,4937	7,49083
0,02	7,59914	7,59643	6,46346	6,46079	6,1481	6,14815	6,14542
0,03	6,86746	6,86466	5,83655	5,83384	5,5469	5,54689	5,54414
0,1	5,66167	5,65849	4,77348	4,77053	4,5129	4,51389	4,51095
0,2	5,52541	5,52219	4,638	4,63505	4,3748	4,37479	4,37186
0,3	5,51772	5,51449	4,62879	4,62585	4,3637	4,36449	4,36157

3.2 Efeito do Índice Lei de Potência (n)

Com o objetivo de analisar a influência do índice lei de potência sobre o campo de temperatura, número de Nusselt Médio e número de Nusselt local são apresentadas as figuras 2 e 3a, b e c. Para as figuras apresentadas tomaremos Biot = ∞ e $n = 0,25$, $n = 1$ e $n=4$.

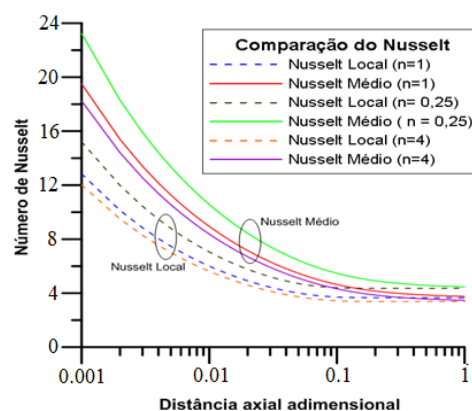


Figura 2: Comparação dos Números de Nusselt Local e Médio em função da distância axial adimensional, para diferentes valores do índice lei de potência e $Bi = \infty$.

Percebe-se através das curvas da figura 2 que o número de Nusselt local atinge valores menores quando o valor do índice de lei de potência é maior, esse comportamento também pode ser observado para o Nusselt médio. Nota-se que durante o desenvolvimento o Nusselt local e médio para o mesmo índice de potência convergem para o mesmo valor.

Nas figuras 3 de a até c é possível observar a partir do eixo axial, que o desenvolvimento do campo de temperatura se dá em função do tipo de fluido em escoamento, para um fluido pseudoplástico ($n=0,25$), tem-se total desenvolvimento do campo de temperatura na distância axial adimensional de 0,313, para fluido Newtoniano, $n=1$, o desenvolvimento completo ocorre numa distância de 0,368 e para dilatante ($n=4$) em 0,398, todos os casos levam em consideração $Bi \rightarrow \infty$. Percebe-se, portanto que, quanto menor o valor do índice lei de potência menor será o comprimento axial de desenvolvimento térmico.

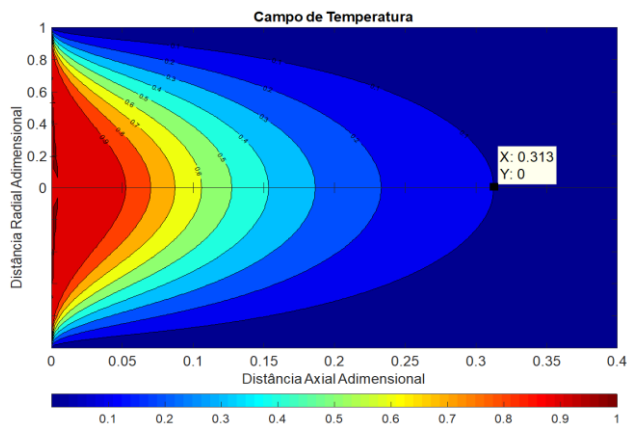


Figura 3a: Campo de Temperatura para $n=0,25$ e $Bi = \infty$.

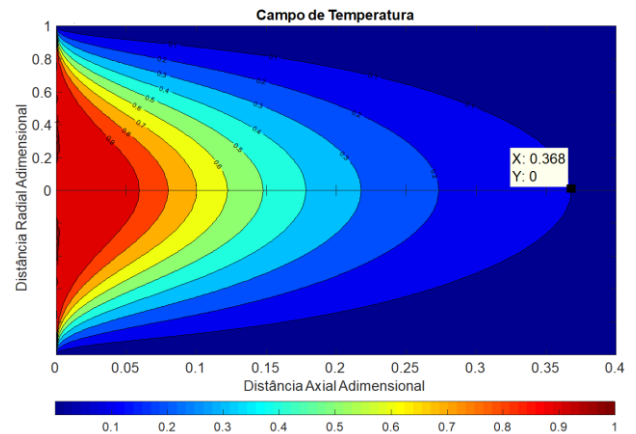


Figura 3b: Campo de Temperatura para $n=1,0$ e $Bi = \infty$.

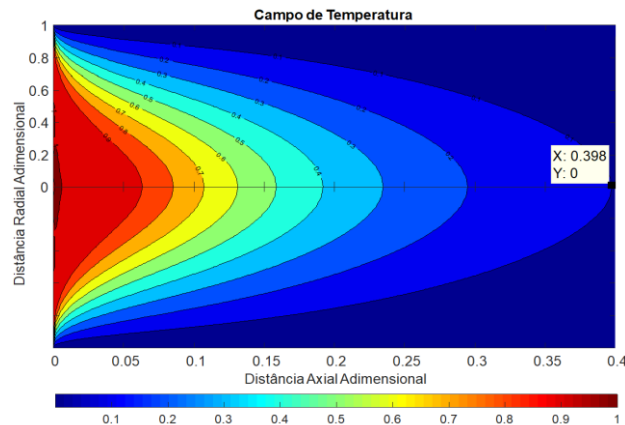


Figura 3c: Campo de Temperatura para $n=4,0$ e $Bi = \infty$.

3.3 Efeito do número de Biot

Nas figuras de 4 a 9 observa-se a influência do número de Biot sobre o campo de temperatura e sobre os números de Nusselt médio e local, para $n=0,25$, $n=1$ e $n=4$. Nota-se que quanto maior o número de Biot, menor será o comprimento de entrada térmica. Outro fato importante a ser notado, é que para $Bi > 100$ não existem grandes mudanças no desenvolvimento do campo de temperatura em relação ao caso em que $Bi = \infty$. Verifica-se também que o número de Nusselt local converge para valores menores a medida que o número de Biot aumenta.

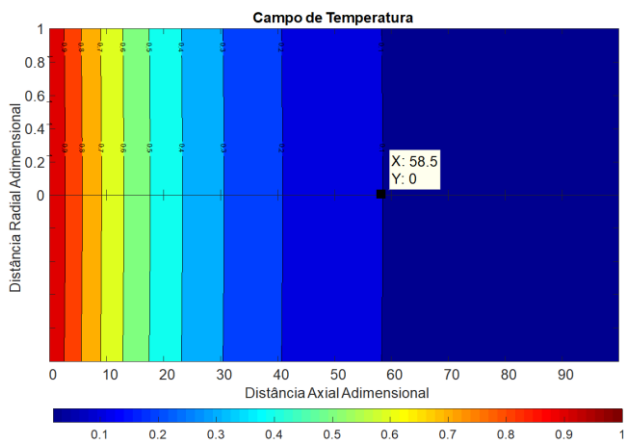


Figura 4a: $n=0,25$ e Biot 0

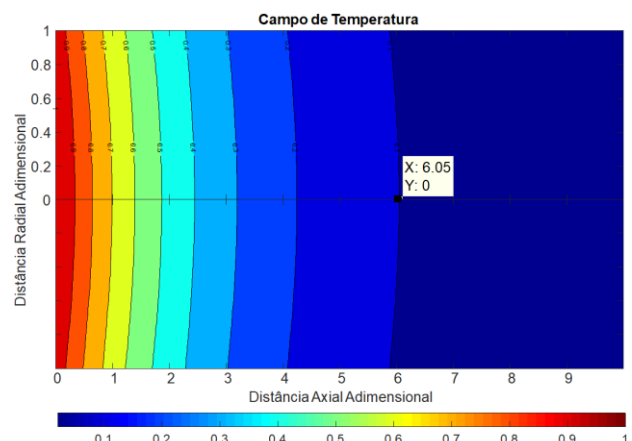


Figura 5a: $n=0,25$ e Biot 0,1

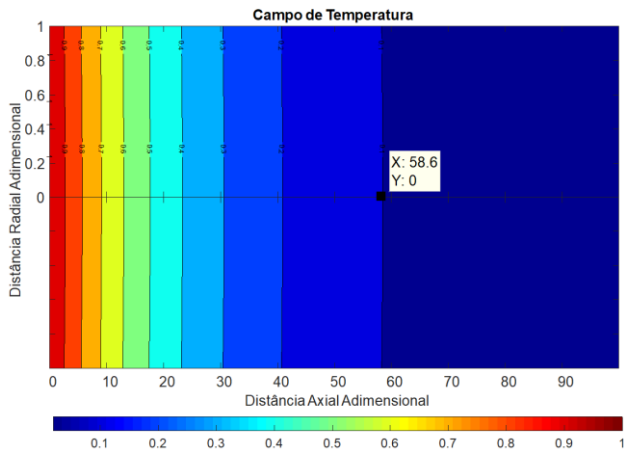


Figura 4b: $n=1$ e Biot 0

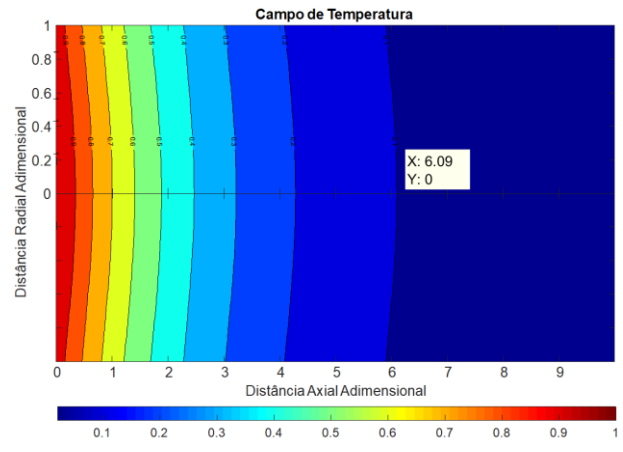


Figura 5b: $n=1$ e Biot 0,1

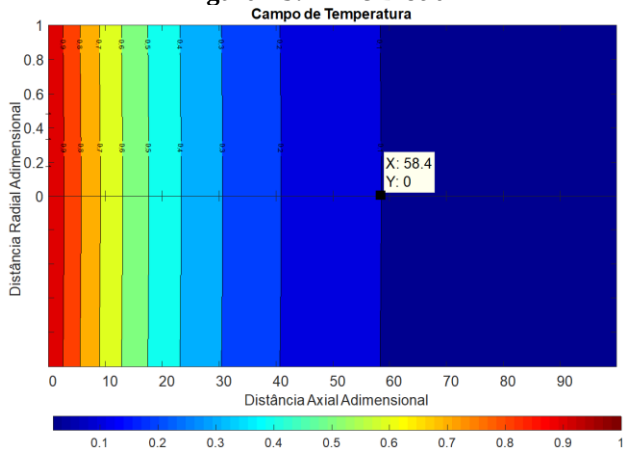


Figura 4c: $n=4$ e Biot 0

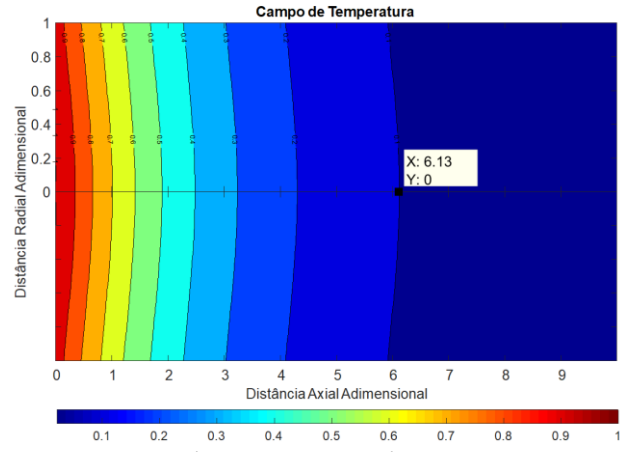


Figura 5c: $n=4$ e Biot 0,1

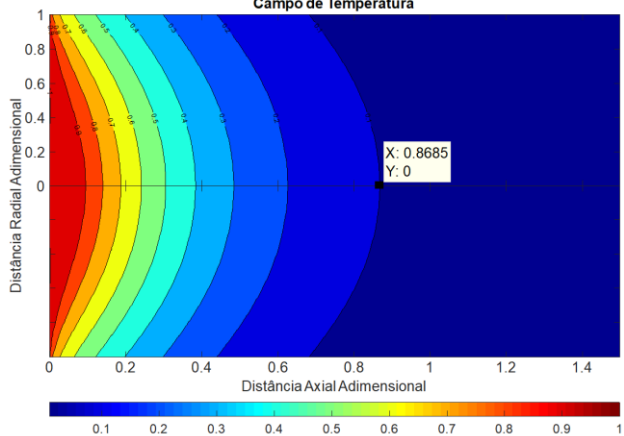


Figura 6a : $n=0,25$ e Biot 1

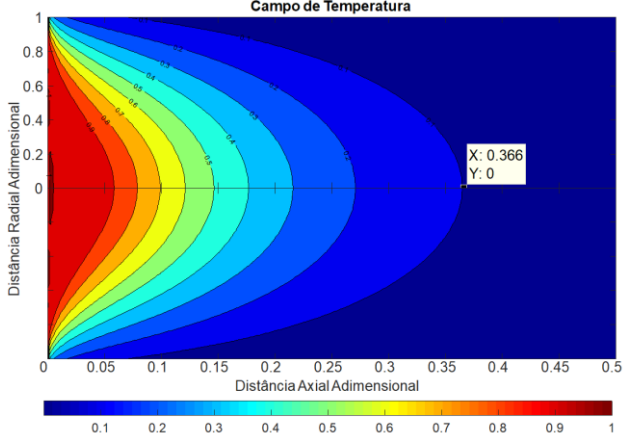


Figura 7a: $n=0,25$ e Biot 10

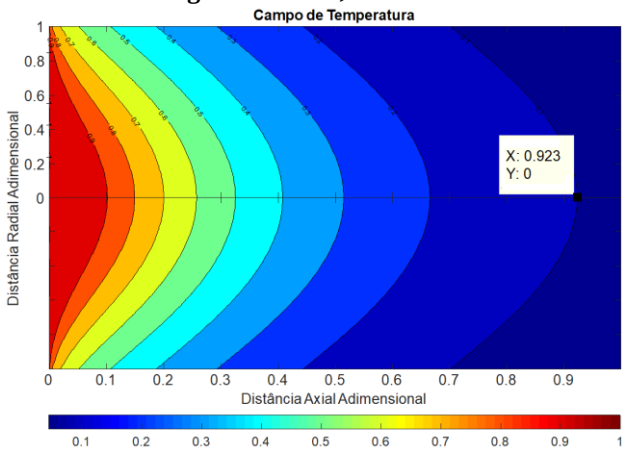


Figura 6b: $n=1$ e Biot 1

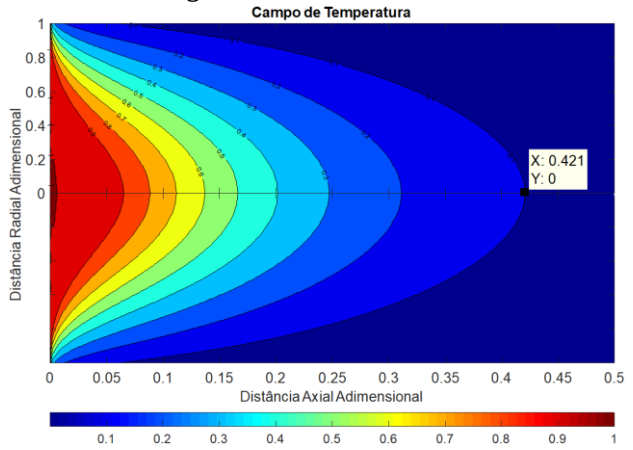


Figura 7b: $n=1$ e Biot 10

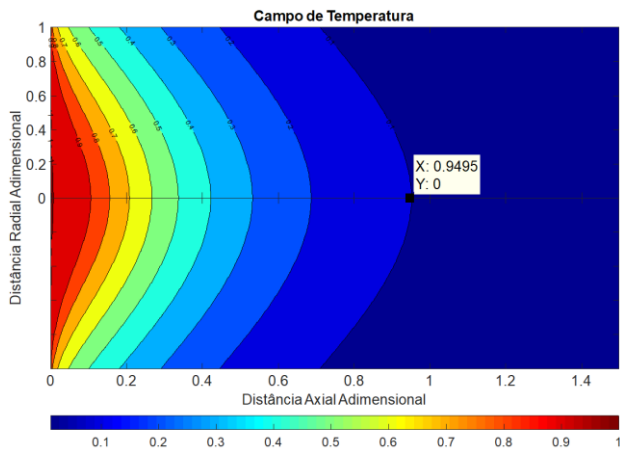


Figura 6c: $n=4$ e Biot 1

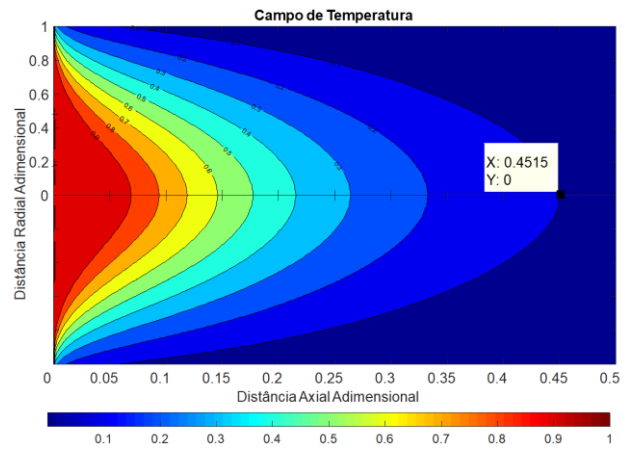


Figura 7c: $n=4$ e Biot 10

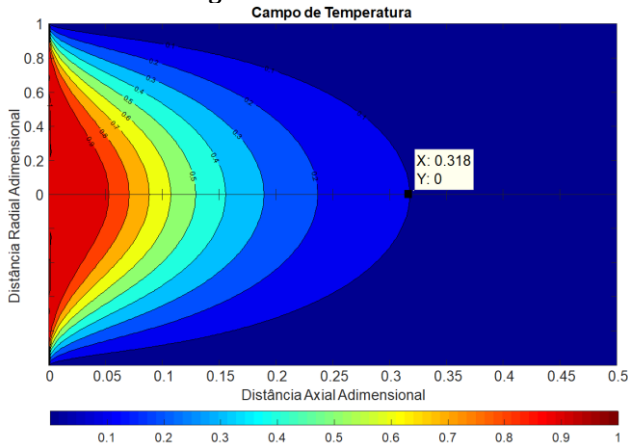


Figura 8a: $n=0,25$ e Biot 100

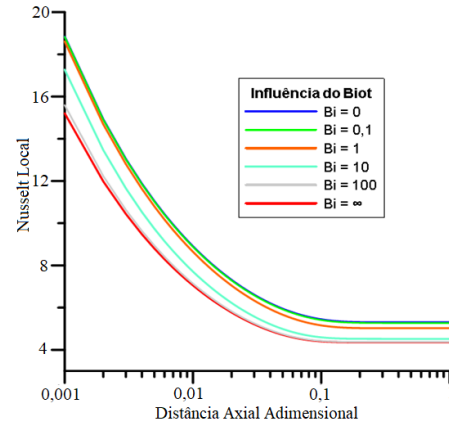


Figura 9a: Nusselt Local em função da distância axial adimensional para diferentes valores de Biot e $n = 0,25$

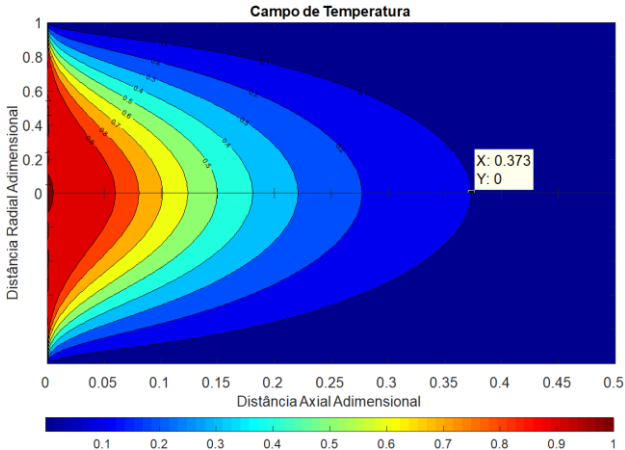


Figura 8b: $n=1$ e Biot 100

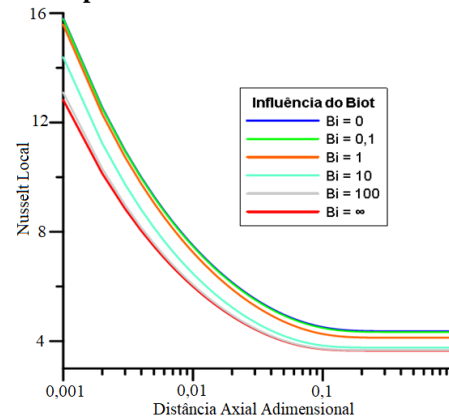


Figura 9b: Nusselt Local em função da distância axial adimensional para diferentes valores de Biot e $n = 1$

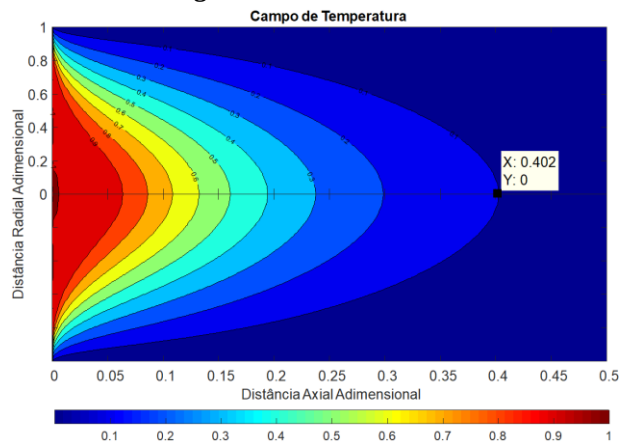


Figura 8c: $n=4$ e Biot 100

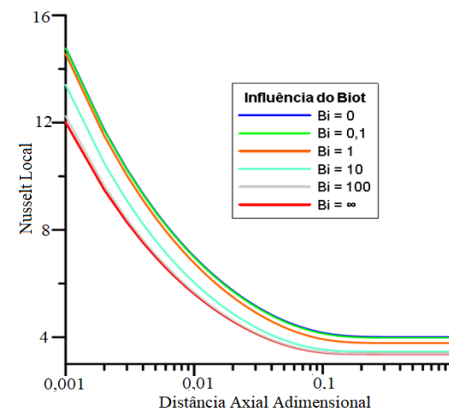


Figura 9c: Nusselt Local em função da distância axial adimensional para diferentes valores de Biot e $n = 4$

4. CONCLUSÕES

Conclui-se a partir da análise dos resultados que a aplicação da GITT se mostra eficaz na resolução do problema proposto, onde, a partir da comparação dos resultados de números de Nusselt local e médio obtidos com os valores consagrados pela literatura houve excelente convergência. Os gráficos de campo de temperatura mostram que para qualquer valor do número de Biot, quanto menor o valor do índice de lei de potência, menor o comprimento axial de desenvolvimento térmico. Por fim, verifica-se que, o comprimento de entrada térmica é maior para menores valores do número de Biot.

5. AGRADECIMENTOS

Ao IFPB, a UFPB, ao PPGEM/UFPB.

6. REFERÊNCIAS

- Abramowitz, M., 1953, "On the Solution of Differential Equation Occurring in the Problem of Heat Convection Laminar Flow Through a Tube", J. Math. And Physics, Vol.32, pp. 184-187.
- Brown, G.M., 1960, "Heat or Mass Transfer in a Fluid in Laminar Flow in a Circular or Flat Conduit", A.I.Ch.E. Journal, Vol. 6, pp. 179-183.
- Çengel, Y.; Ghajar, 2012, A. Transferência de Calor. 4ª ed. Porto Alegre - RS: Mc Graw Hill.
- Cotta, R., 1993, Integral Transform in Computational Heat and Fluid Flows, 1ª Edição ed. Flórida: CRC Press, Inc.
- Ghiaasiaan, S. M., 2011, Convective Heat and Mass Transfer. 1ª ed. Los Angeles: Cambridge University Press.
- Gottifredi, J.C., Quiroga, O.D. and Floree, A.F., 1983, Heat transfer to Newtonian and non-Newtonian fluids flowing in a laminar regime, Int. J. Heat Mass Transfer 26 (8), 1215-1220.
- Kakaç, S. and Yener, Y., 1995, Convective Heat Transfer, CRC Press, Inc., Florida, EUA.
- Lipkis, R.P., 1954, Heat Transfer to an Incompressible Fluid in Laminar Motion, M.Sc. Thesis, University of California, Los Angeles.
- Johnston, P.R., 1994, A Solution Method for the Graetz Problem for Non-Newtonian Fluids with Dirichlet and Neumann Boundary Conditions, Mathl. Comput. Modelling Vol. 19, No. 2, pp. 1-19.
- Mikhailov, M. D.; and Vulchanov, N. L. 1983; "Computational procedure for Sturm-Liouville problems", Journal of computational Physics, v. 5, 323-336.
- Nusselt, W., 1910, "Die Abhängigkeit der Wärmeübergangszahl von der Rohrlänge", Z. Ver. Deut. Ing., Vol. 54, pp. 1154-1158.
- Shah, R.K., 1975, Thermal entry length solutions for the circular tube and parallel plates. Proc. Natl. Heat Mass Transfer Conf., 3rd, Indian Inst. Technol., Bombay, Vol. I, Pap. No. HMT-11-75.
- Sellers, J.R., Tribus, M. And Klein, J.S., 1956, "Heat Transfer to Laminar Flow in a Round Tube or Flat Conduit – The Graetz Problem Extended", Trans. ASME, Vol. 78, pp. 441-448.
- Silva, J. F., 2016, Método não invasivo de determinação da camada limite térmica em escoamento em duto e sua aplicação em controle de processo. Tese de Doutorado, UFPB, João Pessoa.
- Shih, Y.P. and Tsou J.D., 1978, Extended Levy's solutions for heat transfer to power-law fluids in laminar flow in a pipe, Chem. Eng. J. 15, 55-62.

APPLICATION OF GITT IN THE STUDY OF LAMINAR CONVECTION IN CIRCULAR DUCTS WITH SPEED PROFILE IN THE MODEL LAW OF POWER

F. A. DE LIMA, fabioarsp@gmail.com¹

D. L. DE A. VELOSO, dhiego_vel@hotmail.com²

G. E. ASSAD, gustavo.elia.assad@gmail.com³

P. G. GONÇALVES, pedrogranville@gmail.com⁴

F. A. BELO, franciscoantonibelo@gmail.com⁵

C. A. C. DOS SANTOS, carloscabralasantos@yahoo.com.br⁶

^{1,2,3,4,5} Federal University of Paraíba, Cidade Universitária - João Pessoa - PB - Brasil - CEP: 58051-900

Abstract: This work describes a solution for heat transfer by convection in the thermal input region of a circular tube, for the laminar flow of Newtonian or Non-Newtonian fluids dynamically developed and thermally in development. The energy equation is solved using the Generalized Integral Transformation Technique (GITT). The temperature field, the local Nusselt number and the average Nusselt number are evaluated for several values of the Biot number and the power law index, where the thermal development length was also investigated. The results will be presented in the form of tables and graphs, comparing with existing values in the specialized literature observing the agreement among them.

Keywords: Non-Newtonian Fluids, GITT, Nusselt, Biot.