



A. L. De Bortoli, H. A. Vielmo e A. Krenzinger

Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica
 Universidade Federal do Rio Grande do Sul
 Rua Sarmento Leite, 425, 90050-170 - Porto Alegre - RS - Brasil

RESUMO

É simulada numericamente a operação de um coletor solar com acumulação de calor. São resolvidos em forma acoplada os problemas hidrodinâmico e térmico nos seus canais e o problema térmico em sua massa armazenadora de calor. Aplica-se o método dos volumes finitos, com uma metodologia para escoamentos a qualquer velocidade na simulação do escoamento nos canais. A complexidade geométrica do problema é tratada empregando um sistema de coordenadas generalizadas e a técnica de multiblocos. São resolvidos e analisados 2 casos onde o coletor-acumulador opera aquecendo o ambiente interno do prédio.

INTRODUÇÃO

O prédio do Laboratório de Energia Solar da UFRGS, ao mesmo tempo em que abriga as atividades de seus pesquisadores, também constitui-se ele mesmo num protótipo de testes e desenvolvimento de soluções visando o conforto térmico de ambientes. Porto Alegre localiza-se a 30° de latitude sul, com invernos rigorosos para os padrões brasileiros e verões quentes e úmidos. Sendo assim, este prédio é alongado no sentido leste-oeste, expondo uma grande fachada ao norte onde recebe radiação solar de modo direto e indireto. Sua fachada sul não possui janelas e, da mesma forma que as fachadas leste e oeste, possui paredes duplas. As áreas relativamente pequenas das fachadas leste e oeste minimizam o ganho de radiação solar nas manhãs e tardes de verão. A cobertura possui isolamento térmico, ventilação e cor clara.

O coletor solar acumulador, objeto deste trabalho, está colocado na fachada norte do prédio, conforme mostrado na figura 1. Este coletor emprega o ar como fluido de trabalho, que é aquecido e canalizado para o interior do prédio durante o inverno. No verão o ar quente é dirigido ao seu exterior por uma chaminé, causando um ingresso de ar proveniente de um ambiente externo sombreado, através de túneis sob a fachada sul do prédio. A massa armazenadora de calor é construída em concreto ciclópico com a forma aproximada de um triângulo, como mostra a figura 1 (Vielmo, 1981). Também nesta figura pode-se observar os canais formados entre a massa armazenadora e a cobertura de vidro do coletor, contrapiso e painel traseiro. Neste painel, isolado termicamente, encontram-se os "dampers" de entrada e saída do ar no coletor.

MODELO FÍSICO

No presente trabalho a condição simulada é a de calefação ao longo do inverno. Desta forma o ar a ser aquecido é insuflado com uma velocidade de $0,03 \text{ m/s}$, temperatura de 18°C , de forma permanente, por baixo com um ângulo de 20° em relação à horizontal, dividindo-se entre os canais que circundam a massa armazenadora. Nesta primeira abordagem é resolvido portanto o regime permanente deste sistema, embora a massa armazenadora somente cumpra a sua função quando o regime é transiente. É prescrito um escoamento forçado na entrada dos canais, mas mesmo assim os termos de empuxo estão presentes nas equações governantes, possibilitando simulações futuras de casos onde somente existe convecção natural.

Considerando que a altura máxima do coletor é $1,7 \text{ m}$ enquanto seu comprimento é de $15,3 \text{ m}$, com extremidades isoladas, e que o escoamento não possui nenhuma componente perpendicular ao plano do corte mostrado na figura 1, tanto o problema térmico como o de escoamento são tratados em forma bidimensional. O ganho de radiação solar pelo coletor é aproximado a partir da observação direta do coletor em operação, prescrevendo-se as temperaturas na superfície absorvedora e na cobertura.

As propriedades físicas, com exceção da densidade do ar nos canais, são consideradas constantes.

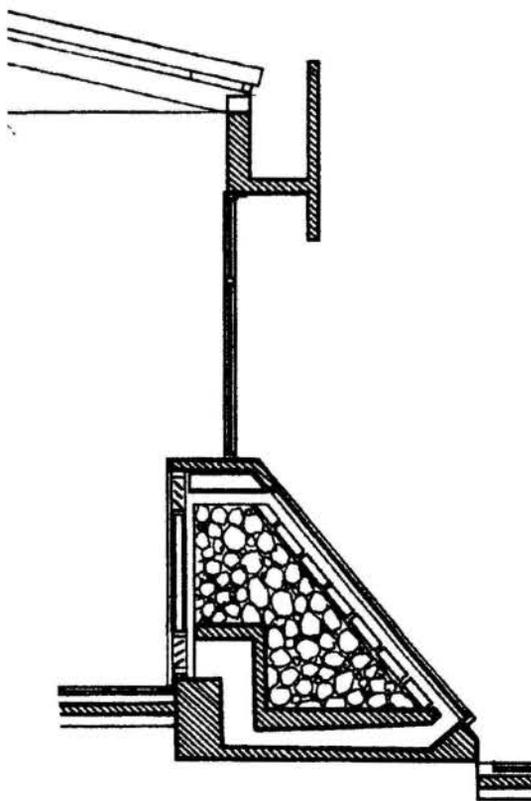


Figura 1 - Fachada norte do prédio com o coletor solar acumulador de calor

EQUAÇÕES GOVERNANTES

As equações governantes para os problemas térmico e de escoamento nos canais, e térmico no sólido, podem ser escritas de forma genérica, para uma variável escalar ϕ como

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u\phi) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v\phi) = p^\phi + \Gamma^\phi \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \Gamma^\phi \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + S^\phi \tag{1}$$

Para a equação da conservação da massa $\phi = 1$; $\Gamma^\phi = 0$ e $S^\phi = 0$. Para a equação da conservação da quantidade de movimento $\phi = u, v$; $\Gamma^\phi = \mu$; p^ϕ abriga o termo de pressão e S^ϕ representa o empuxo e demais termos viscosos. Para a equação da energia $\phi = T$; $\Gamma^\phi = k/c_p$ e S^ϕ abriga os termos de dissipação viscosa e demais termos fontes.

METODOLOGIA NUMÉRICA

Os métodos de solução das equações governantes são voltados para escoamentos compressíveis (Anderson et al., 1984) e incompressíveis. Considere-se um escoamento onde devem ser resolvidas as equações da conservação da massa, da quantidade de movimento e da energia. As incógnitas são pressão, temperatura, massa específica e as componentes do vetor velocidade. Se for empregada uma metodologia segregada do processo de solução é necessário que cada incógnita tenha a sua equação evolutiva.

Se a massa específica não varia significativamente com a pressão, o desafio é determinar um campo de pressões que, quando inserido nas equações do movimento, origine um campo de velocidades que satisfaça a equação de conservação da massa. A equação da energia é utilizada para o cálculo da temperatura e as equações da quantidade de movimento para o cálculo das componentes do vetor velocidade.

Torna-se necessário tratar o acoplamento pressão-velocidades uma vez que o sistema é resolvido segregadamente. Então substitui-se as velocidades como uma função da pressão na equação da conservação da massa, obtendo a equação para a pressão. Esta formulação é denominada de formulação incompressível (Patankar, 1981). A classe de problemas mais frequente que usa esta formulação é a dos problemas de transferência de calor com escoamentos a baixa velocidade.

A Eq. (1) é transformada para o sistema generalizado de coordenadas a fim de conferir maior flexibilidade e generalidade ao modelo numérico (Maliska, 1995). A transformação é feita do plano físico (x,y,t) para o plano transformado (ξ,η,t) . A equação transformada obtida pode ser escrita como (Maliska e Silva, 1989)

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi}(\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial \xi}(\rho U\phi) + \frac{\partial}{\partial \eta}(\rho V\phi) + \frac{p^\phi}{J} = \frac{S^\phi}{J} + \frac{\partial}{\partial \xi} \left\{ \Gamma^\phi J \left(\alpha \frac{\partial \phi}{\partial \xi} - \beta \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial \eta} \left\{ \Gamma^\phi J \left(\gamma \frac{\partial \phi}{\partial \eta} - \beta \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right) \right\} \tag{2}$$

onde (α, β, γ) são as métricas da transformação de coordenadas.

As componentes contravariantes do vetor velocidade U, V são escritas, como por exemplo (veja a figura 2)

$$\begin{aligned} U &= u\gamma_\eta - vx_\eta \\ V &= vx_\xi - uy_\xi \end{aligned} \tag{3}$$

Na Eq. (2) u e v são as componentes cartesianas do vetor velocidade. Mais detalhes sobre a transformação de coordenadas são encontrados em De Bortoli (1990).

Integra-se a Eq. (2) no volume e no tempo baseado no arranjo co-localizado com variáveis $\{u, v\}$ armazenadas nos centros do volume de controle, conforme mostra a figura 2.

$$\begin{aligned} & \frac{M_p \phi_p - M_p^o \phi_p^o}{\Delta t} + M_e \phi_e - M_w \phi_w + M_n \phi_n - M_s \phi_s = \\ & \left(D_1 \frac{\partial \phi}{\partial \xi} + D_2 \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \right)_e - \left(D_1 \frac{\partial \phi}{\partial \xi} + D_2 \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \right)_w + \\ & \left(D_3 \frac{\partial \phi}{\partial \eta} + D_4 \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right)_n - \left(D_3 \frac{\partial \phi}{\partial \eta} + D_4 \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right)_s - \\ & L[p^\phi] \frac{\Delta V}{J} + L[S^\phi] \frac{\Delta V}{J} \end{aligned}$$

onde

$$\begin{aligned} M_p &= \left(\rho \frac{\Delta V}{J} \right)_p \\ M_e &= (\rho U \Delta \eta)_e \\ D_1 &= \Gamma^\phi \alpha J \Delta \eta \\ D_3 &= \Gamma^\phi \gamma J \Delta \xi \end{aligned}$$

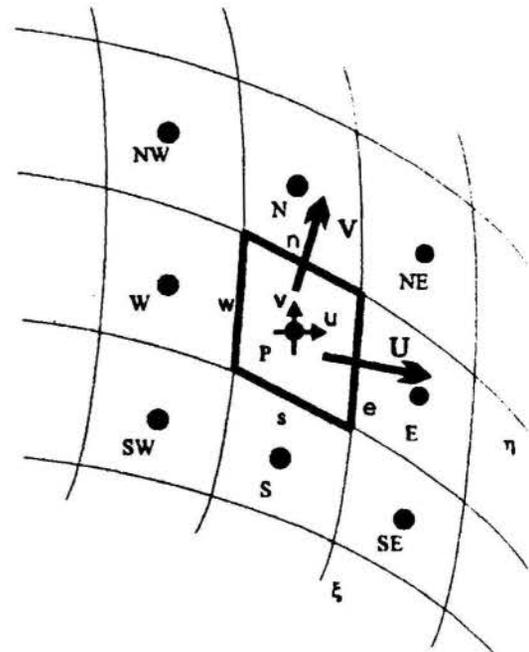


Figura 2 - Arranjo co-localizado das variáveis na malha

e $\{e, w, n, s\}$ representam as faces do volume de controle. Os outros coeficientes são escritos de forma semelhante. O termo $L[p^\phi]$ é a aproximação de p^ϕ , e o superescrito "o" indica que as variáveis são

avaliadas no instante t , enquanto que as outras variáveis são avaliadas no instante $(t + \Delta t)$ caracterizando uma formulação implícita.

Os valores de ϕ nas faces do volume de controle podem ser obtidos através do esquema "WUDS" (Raithby and Torrence, 1974), como por exemplo para a face leste do volume de controle

$$\phi_e = (1/2 + \alpha_e)\phi_p + (1/2 - \alpha_e)\phi_E \quad (4)$$

Nesta expressão observa-se que o primeiro termo contém a informação da propriedade do ponto imediatamente anterior a face e o segundo termo para o ponto imediatamente posterior a face do volume de controle.

Como trabalha-se com as equações de Navier-Stokes, os valores assumidos para α e β são dados por (Raithby and Torrence, 1974)

$$\alpha = \frac{1}{2} - \frac{e^{Pe/2} - 1}{e^{Pe} - 1} \cong \frac{Pe^2}{10 + Pe^2},$$

$$\beta = Pe - \frac{e^{Pe/2}}{e^{Pe} - 1} \cong \frac{1 + 0,005Pe^2}{1 + 0,05Pe^2}$$

onde Pe é o número de Peclet.

A substituição da Eq. (4) e similares na Eq. (2) resulta na forma discretizada usada para resolver as velocidades e a temperatura

$$a_p \phi_p = \sum a_{nb} \phi_{NB} + b^\phi \quad (5)$$

onde

$$a_p = \frac{M_p}{\Delta t} + a_e + a_w + a_n + a_s$$

$$a_w = (1/2 + \alpha_w)M_w + \left(D_1 \frac{\beta}{4\Delta\xi}\right)_w + \left(D_4 \frac{1}{4\Delta\xi}\right)_n - \left(D_4 \frac{1}{4\Delta\xi}\right)_s$$

$$a_{ne} = \left(\frac{D_2}{4\Delta\eta}\right)_e + \left(\frac{D_4}{4\Delta\xi}\right)_n$$

$$b^\phi = -\frac{\Delta V}{J} L[p^\phi] + \frac{\Delta V}{J} L[S^\phi] + \frac{M_p^o \phi_p^o}{\Delta t}$$

e de forma semelhante para as outros coeficientes.

O termo fonte b^ϕ pode ser escrito como

$$b^\phi = -L[p^\phi] \frac{\Delta V}{J} + L[S^\phi] \frac{\Delta V}{J} + \frac{M_p^o \phi_p^o}{\Delta t} \quad (6)$$

O termo fonte p^ϕ , como por exemplo na direção x ,

$$p^u = \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial \xi} \xi_x + \frac{\partial p}{\partial \eta} \eta_x$$

é aproximado numericamente por

$$L[p^u]_p = \frac{P_E - P_W}{2\Delta\xi} y_{\eta_p} + \frac{P_N - P_S}{2\Delta\eta} y_{\xi_p} \quad (7)$$

O cálculo das componentes do vetor velocidade nas faces do volume de controle se constitui numa particularidade importante para o procedimento em volumes finitos, baseado na formulação incompressível com o arranjo co-localizado de variáveis na malha. Deve-se avaliar os fluxos nas faces do volume de controle para executar o balanço de massa. No entanto, as velocidades encontram-se armazenadas nos centros do volume de controle. Uma aproximação simples para as velocidades nas faces do volume de controle, como a diferença central, causa oscilações do campo de pressões e/ou o procedimento não converge para regime permanente (Patankar, 1981) (Peric et al., 1988) (Marchi et al., 1989). Para resolver este problema usa-se o procedimento indicado a seguir.

Considere, por exemplo, o cálculo da componente cartesiana e contravariante do vetor velocidade na face leste do volume de controle. Inicia-se pelo cálculo da componente cartesiana para o ponto P, dada por

$$u_p = \frac{1}{a_p} \left[\sum (a_{nb} u_{NB})_p + \frac{M_p^o u_p^o}{\Delta t} \right] + \frac{\Delta V}{a_p} L[p^u]_p \quad (8)$$

Determina-se a componente cartesiana do vetor velocidade na face do volume de controle adicionando-se a Eq. (8) e similar para o ponto E, com exceção do termo de pressão, onde é aplicado o gradiente de pressões mais próximo ou fisicamente consistente, conforme Eq. (9).

$$u_e = \frac{1}{a_p + a_E} \left[\sum (a_{nb} u_{NB})_p + \sum (a_{nb} u_{NB})_E + \frac{M_p^o u_p^o}{\Delta t} + \frac{M_E^o u_E^o}{\Delta t} \right] - \frac{2\Delta V_e}{a_p + a_E} L[p^u]_e \quad (9)$$

onde

$$L[p^u]_e = \frac{P_E - P_P}{\Delta\xi} y_{\eta_e} + \frac{P_N + P_{NE} - P_S - P_{SE}}{4\Delta\eta} y_{\xi_e}$$

Para obter uma formulação que seja adequada tanto para escoamentos a alta velocidade como para escoamentos a baixa velocidade faz-se necessário que tanto a massa específica como as velocidades sejam mantidas ativas no processo de linearização da equação de conservação da massa (Van Doormaal, 1985) (Maliska e Silva, 1989). A estratégia usada nestes trabalhos é continuar usando a equação de conservação da massa para determinar a pressão, introduzindo também a variação da massa específica com a pressão nesta equação. Desta forma parte-se da equação de conservação da massa na forma discretizada

$$\frac{M_p - M_p^o}{\Delta t} + M_e - M_w + M_n - M_s = 0 \quad (10)$$

onde

$$M_n = (\rho V \Delta\xi)_n$$

$$M_s = (\rho V \Delta\xi)_s$$

e de forma semelhante para os outros coeficientes.

A linearização do fluxo de massa que aparece na equação de conservação da massa é feita de forma a manter a massa específica e

as velocidades ativas (Van Doormaal, 1985), obtendo-se, por exemplo, para a face leste do volume de controle (figura 2)

$$M_e = (\rho^* U + \rho U^* - \rho^* U^*) \quad (11)$$

Para avaliar as variáveis escrevem-se as mesmas em função de uma correção sobre o valor estimado como

$$\phi = \phi^* + \phi'$$

onde os escalares com asterisco são valores conhecidos e obtidos com o campo de pressões estimado.

A massa específica é aproximada na face leste do volume de controle usando a seguinte função de interpolação (Maliska e Silva, 1989)

$$\rho_e = (1/2 + \gamma_e) \rho_P + (1/2 - \gamma_e) \rho_E \quad (12)$$

Para obter a equação para a pressão, as componentes do vetor velocidade e a massa específica devem ser escritas em função da pressão. Partindo-se da equação da quantidade de movimento pode-se escrever

$$a_P u_P = \sum a_{nb} u_{NB} - L \left[p^u \right] \frac{\Delta V}{J} + b^u \quad (13)$$

que, para o valor estimado, assume a forma

$$a_P u_P^* = \sum a_{nb} u_{NB}^* - L \left[p^{u*} \right] \frac{\Delta V}{J} + b^u \quad (14)$$

Subtraindo-se a Eq. (14) da Eq. (13), obtém-se

$$u_P = u_P^* - d_P^u L \left[p^{u'} \right] \Delta \xi \quad (15)$$

Na obtenção da Eq. (15) o método de acoplamento pressão-velocidade SIMPLEX (Van Doormaal and Raithby, 1984) foi empregado. Este método, proveniente do SIMPLE e do SIMPLER (Patankar, 1981), é necessário para que haja o acoplamento das equações governantes do problema do escoamento na forma discretizada. As equações de Navier-Stokes são acopladas e o acoplamento aqui mencionado refere-se à solução numérica das equações, já que o procedimento de cálculo não é feito de forma direta. Como extensão do que foi exposto, pode-se escrever a componente da velocidade corrigida para a face leste do volume de controle como

$$u_e = u_e^* - d_e^u L \left[p^{u'} \right] \Delta \xi \quad (16)$$

A equação de estado, utilizada para o cálculo da massa específica, é escrita como

$$p = \rho RT \quad (17)$$

onde R é a constante dos gases. A massa específica é colocada em função de uma correção do campo de pressão pela equação

$$\rho = \rho^* + C_P^p p' \quad (18)$$

Partindo-se da definição da velocidade contravariante, Eq. (3), pode-se escrever a componente da velocidade contravariante corrigida, por exemplo, para a face leste do volume de controle,

$$U_e = U_e^* - d_e^u \left[L \left[p^{u'} \right] y_\eta - L \left[p^{v'} \right] x_\eta \right] \Delta \xi \quad (19)$$

Substituindo-se as Eqs. (18) e (19) na Eq. (10), e as formas semelhantes para as outras faces do volume de controle, obtém-se a equação para a pressão

$$a_P p'_P = a_e p'_E + a_w p'_W + a_n p'_N + a_s p'_S + a_{ne} p'_{NE} + a_{nw} p'_{NW} + a_{se} p'_{SE} + a_{sw} p'_{SW} + b^{p'}$$

onde

$$a_P = m_P^p C_P^p + m_e^u d_e^u \alpha_e - m_w^u d_w^u \alpha_w + m_n^v d_n^v \alpha_n - m_s^v d_s^v \alpha_s$$

$$a_e = m_e^p C_E^p - m_e^u d_e^u \alpha_e + m_n^v d_n^v \beta^v \frac{\Delta \eta}{4 \Delta \xi} + m_s^v d_s^v \beta^v \frac{\Delta \eta}{4 \Delta \xi}$$

$$a_{ne} = m_e^u d_e^u \beta_e^u \frac{\Delta \xi}{4 \Delta \eta} + m_n^v d_n^v \beta_n^v \frac{\Delta \eta}{4 \Delta \xi}$$

$$b^{p'} = \left(\rho^o \frac{\Delta V}{J \Delta t} \right)_P - m_P^p \rho_P^* - m_e^p \rho_E^* - m_w^p \rho_W^* - m_n^p \rho_N^* - m_s^p \rho_S^*$$

e de forma semelhante para os outros coeficientes (De Bortoli, 1990).

CONDIÇÕES DE CONTORNO

A maneira mais consistente sob o ponto de vista físico no equacionamento das interfaces entre os blocos é a realização de balanços de energia. No entanto, volumes fictícios são utilizados com o objetivo de facilitar a aplicação das condições de contorno e estabelecer apenas uma equação para representar todos os volumes do domínio.

Um balanço de calor na interface entre o sólido que compõe a massa armazenadora de calor e os canais que o circundam pode ser escrito da seguinte forma,

$$-k_s \frac{\partial T_s}{\partial n} \Big|_i + \tau \alpha G_i = -k_f \frac{\partial T_f}{\partial n} \Big|_i \quad (20)$$

onde, por exemplo

$$\frac{\partial T}{\partial n} \Big|_\eta = -\frac{J}{\sqrt{\gamma}} \beta \frac{\partial T}{\partial \xi} + J \sqrt{\gamma} \frac{\partial T}{\partial \eta}$$

e $\tau \alpha G_i$ é a radiação solar líquida ganha pela superfície absorvedora do coletor solar (Duffie e Beckman, 1980). Esta equação fornece as temperaturas interfaciais sólido-canais. Naturalmente quando não se tratar da superfície absorvedora o ganho de radiação solar é nulo.

A aplicação desta condição de contorno entre o canal e o sólido tem apresentado dificuldades de convergência. Por este motivo a transferência do valor das variáveis nestas interfaces é realizada de forma aproximada. Considera-se que a temperatura do volume fictício do sólido equivale a temperatura do volume

correspondente do fluido e vice-versa. Desta forma, pequenas imprecisões aparecem na interface entre o canal e o sólido, e esforços estão sendo realizados no sentido de eliminar estas dificuldades.

As condições de contorno empregadas são basicamente as seguintes:

Problema térmico:

- Temperatura prescrita na entrada dos canais
- Derivada nula da temperatura na saída dos canais
- Temperatura prescrita na superfície da massa armazenadora e na cobertura do coletor
- Troca de calor via volume fictício nas outras superfícies da massa armazenadora
- Canais isolados termicamente junto ao piso, fronteira com o interior do ambiente e balcão superior

Problema hidrodinâmico:

- Pressão e velocidade prescritas na entrada e na saída dos canais
- Não deslizamento em todas as paredes

A interação entre os blocos é feita de maneira usual, com volumes fictícios.

METODOLOGIA DE SOLUÇÃO

O algoritmo de solução é o seguinte, entendendo-se como sólido a massa armazenadora de calor:

1. Estima as temperaturas T no sólido.
2. Estima as variáveis u , v , p , ρ e T nos canais, mantendo nas interfaces sólido-canal as temperaturas já estimadas no passo 1.
3. Resolve a equação da energia no sólido.
4. Calcula os coeficientes e aproxima os termos fonte das equações da energia e do movimento nos canais.
5. Calcula as velocidades u' e v' (MSI).
6. Calcula as velocidades contravariantes U e V .
7. Calcula as pressões p (MSI, Schneider and Zedam, 1981).
8. Corrige as velocidades u' e v' (acoplamento).
9. Corrige as velocidades contravariantes (acoplamento).
10. Corrige as densidades ρ (acoplamento).
11. Resolve a equação da energia ainda nos canais. (MSI)
12. Retorna ao passo 3 até obter a convergência.

RESULTADOS E DISCUSSÕES

No que segue apresenta-se alguns resultados numéricos obtidos. A malha para este problema é constituída de três partes; um bloco sólido, um canal externo e um canal interno, conforme mostra a figura 3. As malhas foram obtidas por um processo de geração elíptica e contém 24×48 , 141×10 e 21×4 células, respectivamente.

Na figura 4 o campo de vetores velocidade calculado para condições de entrada do ar de $0,03 \text{ m/s}$ e ângulo de ataque de 20° . A temperatura de entrada é de 18°C e a superfície do sólido voltada para o sol é admitida ser aquecida atingindo temperaturas máximas da ordem de 28°C na sua parte superior. Note-se que o isolamento térmico da extremidade superior dos canais, mostrado na figura 1, não está presente nesta simulação, conforme pode ser visto no detalhe da figura 4, porque ainda não foi implantado no protótipo. Neste detalhe também observa-se a presença de uma recirculação no escoamento, junto à mudança de ângulo superior.

A figura 5 mostra as linhas de temperatura constante no bloco sólido para o caso em estudo. Como esperado, as isothermas mostram o fluxo de calor partindo da superfície absorvedora e atravessando a massa acumuladora em direção aos

trechos internos dos canais.

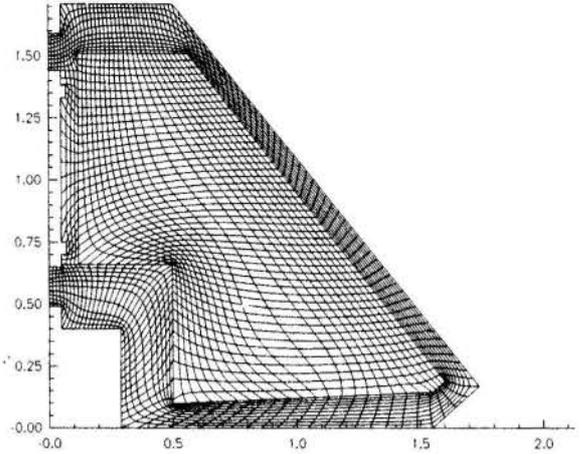


Figura 3 - Malha empregada, com dimensões em metros

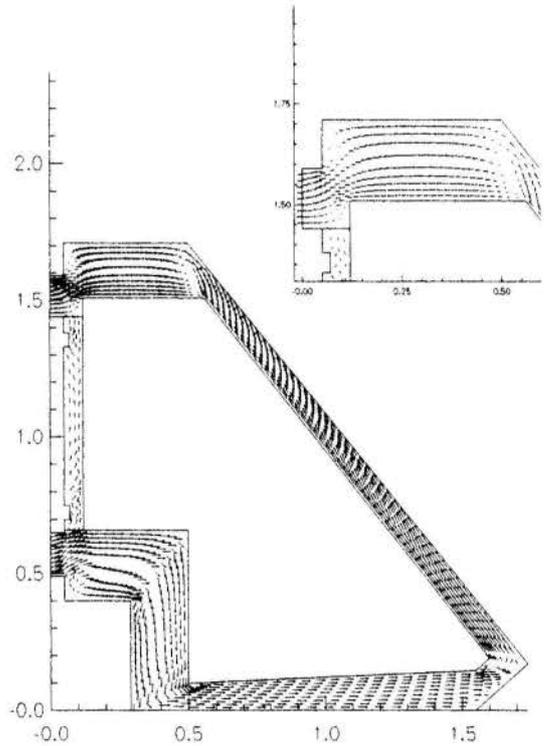


Figura 4 - Vetores velocidade nos canais

Observe-se que as baixas velocidades do canal vertical interno (figura 4) causam o pequeno fluxo de calor na sua interface (figura 5).

Para finalizar, a figura 6 mostra as isothermas para o caso de aquecimento da parte do bloco voltada para o sol até 23°C . Verifica-se que as isothermas possuem comportamento semelhante ao apresentado para aquecimento até 28°C da superfície da massa armazenadora.

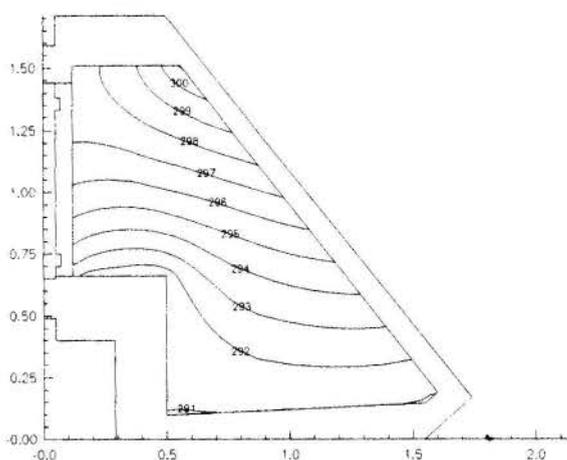


Figura 5 - Isotermas com a temperatura máxima da superfície absorvedora de 28 °C

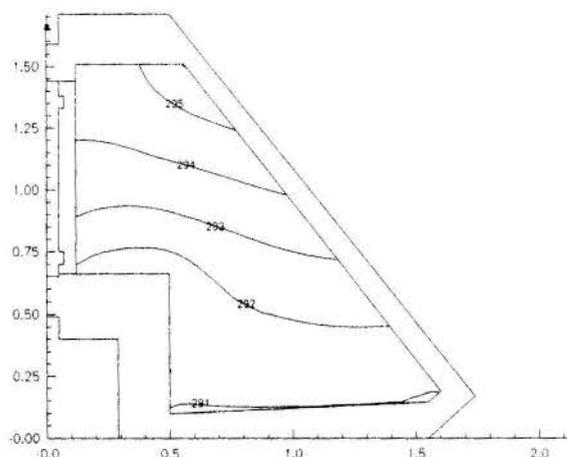


Figura 6 - Isotermas com a temperatura máxima da superfície absorvedora de 23 °C

CONCLUSÕES

Dada a complexidade do problema em questão, seja na sua geometria ou na existência dos problemas térmico e hidrodinâmico acoplados, fica claro que a metodologia em volumes finitos, coordenadas generalizadas, variáveis co-localizadas e multiblocos empregada neste trabalho mostrou-se adequada para simular o comportamento do coletor solar acumulador em estudo. A solução numérica obtida é encorajadora, especialmente pelos campos de velocidade e isothermas obtidas.

No seguimento deste trabalho pretende-se resolver o sistema em sua operação transiente, implementar balanços mais precisos nas interfaces e comparar com os dados experimentais que já estão sendo providenciados, etapa esta importante, já que não se dispõe outro meio para a validação das soluções obtidas.

REFERÊNCIAS

- Anderson, D.A., Tannehil, J.C. and Pletcher, R.H., 1984. "Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer", McGraw-Hill, New York.
- De Bortoli, A.L., 1990. "O Uso de Variáveis Co-Localizadas na Solução de Escoamentos Supersônicos sobre Corpos de Geometrias Arbitrárias", Dissertação de Mestrado, Florianópolis, Santa Catarina.
- Duffie, J.A. and Beckman, W.A., 1980. "Solar Engineering of Thermal Processes, John Wiley & Sons.
- Marchi, C.H., Maliska, C.R., De Bortoli, A. L., 1989. "The Use of Colocated Variables in the Solution of Supersonic Flows", X Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica.
- Maliska, C.R. e Silva, A.F.C., 1989. "A Boundary-Fitted Finite Volume Method for the Solution of Compressible and Incompressible Fluid Flows Using both Velocity and Density Corrections", Proceedings of the Seventh International Conference of Finite Element Methods in Flow Problems, Hunstville.
- Maliska, C.R., 1995. "Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional", Livros Técnicos e Científicos Editora S.A., Rio de Janeiro, RJ.
- Patankar, S.V., 1980. "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow", Mc Graw-Hill.
- Peric, M., Kessler, R. and Scheuerer, G., 1988. "Comparison of Finite-Volume Numerical Methods with Staggered and Co-located Grids", Computer and Fluids, Vol. 16, Nr. 4, pp. 389-403.
- Raithby, G.D., Torrence, K.E., 1974. "Upstream-Weighted Differencing Schemes and Their Application to Elliptic Problems Involving Fluid Flow", Computer and Fluids, Vol. 2., pp 191-206.
- Schneider, G.E., Zedam, M., 1981. "A Modified Strongly Implicit Procedure for the Numerical Solution of Field Problems", Numerical Heat Transfer, Vol. 4, pp. 1-19.
- Van Doormaal, P., 1985. "Numerical Methods for the Solution of Incompressible and Compressible Fluid Flows", Ph. D. Thesis, University of Waterloo, Canada.
- Van Doormaal, P. and Raithby, G.D., 1984. "Enhancements of the Simple Method for Predicting Incompressible Fluid Flows", Numerical Heat Transfer, Vol. 7, pp. 147-163.
- Vielmo, H.A., 1981. "Modelo Matemático para Simular o Comportamento Térmico do Sistema Passivo do Laboratório de Energia Solar da UFRGS", dissertação de mestrado PPGEMM / UFRGS.

ABSTRACT

This work presents a numerical simulation of the thermal behavior of a solar collector-storage system. The coupled hydrodynamics and thermal problem in the collector channels and the thermal problem in its storage mass were solved. The finite volume method using the all speed methodology was applied to the flow. The geometric complexity of the problem was treated by means of a generalized coordinate system and the multiblock technique. Two cases of heating operation of the collector-storage are solved and analyzed.

AGRADECIMENTOS

Ao CNPq pela bolsa de pesquisa do Prof. Arno Krenzinger e pela bolsa de Recém-Doutor de Álvaro L. De Bortoli.