

DETERMINAÇÃO DO CAMPO RADIATIVO EM UM REATOR FOTOCATALÍTICO

Carlos Antonio Pereira de Lima

Departamento de Química – CCT - Universidade Estadual da Paraíba – UEPB
Campina Grande – Paraíba - Brasil

caplima@les.ufpb.br

Fernando Fernandes Vieira

Departamento de Química – CCT - Universidade Estadual da Paraíba – UEPB
Campina Grande – Paraíba - Brasil

fernando@les.ufpb.br

Geralda Gilvânia Cavalcante de Lima

Departamento de Química – CCT - Universidade Estadual da Paraíba – UEPB
Campina Grande – Paraíba - Brasil

gilvania@les.ufpb.br

Zaqueu Ernesto da Silva

Laboratório de Energia Solar – CT - Universidade Federal da Paraíba – UFPB
João Pessoa – Paraíba - Brasil

zaqueu@les.ufpb.br

Carlos Antonio Cabral dos Santos

Laboratório de Energia Solar – CT - Universidade Federal da Paraíba – UFPB
João Pessoa – Paraíba - Brasil

cabral@les.ufpb.br

Marcos Antonio Wanderley Cavalcante

Laboratório de Energia Solar – CT - Universidade Federal da Paraíba – UFPB
João Pessoa – Paraíba - Brasil

cavalcante@les.ufpb.br

Resumo. *Este trabalho estuda o campo de energia radiativa em um reator fotocatalítico iluminado por uma fonte de radiação ultravioleta (UV). Foi calculada a Taxa Local Volumétrica de Absorção de Energia (TLVAE) importante propriedade nos processos fotocatalíticos onde a etapa limitante do processo é a cinética da reação. A distribuição do campo radiativo, no interior do fotoreator, resultante da irradiação solar transmitida através da cobertura de vidro é determinado. O meio reacional é assumido como semitransparente, formado pela água, substâncias poluentes e partículas de dióxido de titânio em suspensão, é considerado absorvente e difusor. A influência de vários parâmetros são investigados na determinação da TLVAE são investigadas através da resolução da Equação de Transferência Radiativa na sua forma integral associada ao método das ordenadas discretas.*

Palavras Chaves: *Reator Fotocatalítico; Campo radiativo; Dióxido de Titânio; Radiação UV.*

1. INTRODUÇÃO

Uma reação fotocatalítica é um processo que deve ser precedido por absorção apropriada de energia radiativa (faixa ultravioleta) através de um catalisador (normalmente um semicondutor). A luz ultravioleta interage com o semicondutor (TiO_2) gerando elétrons foto-excitados e_{cb}^- na banda de condução e lacunas h_{vb}^+ na banda de valência. Os elétrons migram à superfície do fotocatalisador para gerar espécies altamente oxidantes, como os radicais hidroxilas ($\bullet\text{OH}$) que podem reagir com compostos poluentes orgânicos oxidáveis presentes na água. Assim, as moléculas orgânicas são decompostas para formar gás carbônico, água, e ácidos minerais como produtos finais, mais detalhe sobre estes mecanismos pode ser visto em Hoffmann et al (1995).

O sistema fotocatalítico normalmente é feito de uma suspensão de partículas muito pequenas de dióxido de titânio. A fase fluida é comumente uma solução de baixa concentração de compostos orgânicos tóxicos em água, saturada com ar ou oxigênio. A suspensão do catalisador na água contaminada circula através do espaço iluminado.

A energia necessária para ativar TiO_2 é 3.2 e.V ou mais. Isto corresponde a uma radiação UV de um comprimento de onda de 0,388 μm ou menos. O sol pode servir como a fonte de iluminação, uma vez que aproximadamente quatro a seis por cento da energia solar que alcança a superfície da terra são nesses comprimentos de onda (Goswami, 1997).

Nos últimos anos, processos que envolvem reações fotocatalíticas receberam uma crescente atenção da comunidade científica, devido à sua habilidade para destruir contaminantes orgânicos presentes na água. Na maioria destes trabalhos foram enfocadas a parte química e a cinética aparente do processo (mineralização) de muitas substâncias orgânicas e o mecanismo dos processos envolvidos nestas reações (Linsebigler et al, 1995, Zhang et al, 1996, van Well et al, 1997), deixando pouco explorado o estudo da radiação dentro do reator, parâmetro este muito importante para a modelagem dos processos fotocatalíticos.

Nesse trabalho, a forma integral da equação de transferência radiativa (ETR), associada ao método das ordenadas discretas, é utilizada para calcular o campo radiativo no interior do reator fotocatalítico solar. Assim como, a influência de vários parâmetros como: espessura ótica do reator, refletividade da parede não irradiada, anisotropia da função de fase e concentração das partículas do dióxido de titânio, em suspensão presentes no meio é estudada.

2. FORMULAÇÃO DO PROBLEMA

Para a transferência radiativa bi-dimensional em uma cavidade plana (reator fotocatalítico) mostrado na Fig. (1), o balanço de energia radiativa monocromática segundo uma direção específica Ω através de um volume diferencial em um meio que absorve e espalha radiação, é baseado na equação de transferência radiativa dada por Özisik (1973) como

$$\frac{1}{\beta} \Omega \nabla I(s, \Omega) + I(s, \Omega) = S(s, \Omega) \quad (1)$$

onde:

$$S(s, \Omega') = \frac{\omega}{4\pi} \int_{\Omega'=4\pi} p(\Omega' \rightarrow \Omega) I(s, \Omega') d\Omega \quad (2)$$

onde $I(s, \Omega)$ é a intensidade de radiação, que é função da posição e da direção, $p(\Omega' \rightarrow \Omega)$ é a função angular de distribuição de radiação espalhada, usualmente conhecida como função de fase, $\beta_\lambda = (\kappa_\lambda + \sigma_\lambda)$ é o coeficientes de extinção do meio, e ω é o albedo.

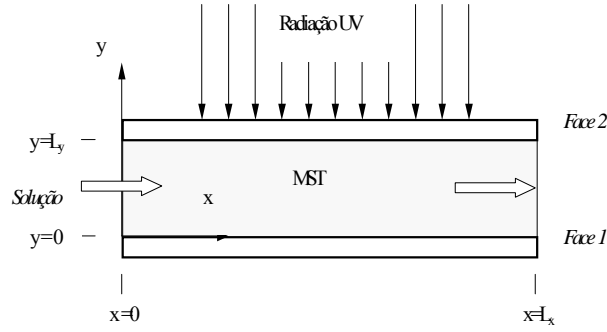


Figura 1. Esquema do reator fotocatalítico solar.

A forma integral da ETR é obtida por integração da equação (1) realizada ao longo de um caminho s :

$$I(s, \Omega) = I(s_0, \Omega) \exp[-\beta(s - s')] + \int_{s_0}^s S(s') \exp[-\beta(s - s')] \beta ds' \quad (3)$$

O primeiro termo do lado direito da equação acima é a contribuição de intensidade de radiação proveniente do limite em s_0 . A intensidade em s é igual ao limite $I(s_0, \Omega)$ reduzido por um fator $\exp[-\beta(s_0 - s)]$ devido a absorção e espalhamento ao longo do caminho de integração. O segundo termo a direita representa um ganho em intensidade devido ao termo fonte $S(s')$ distribuído ao longo do caminho de integração.

No caso específico do reator fotocatalítico, as condições de contorno para a equação (1) são: Face semitransparente, difusa em emissão e reflexão com radiação constante aplicada externamente.

$$I_\lambda(x, y = L_y, \Omega' \rightarrow \Omega) = \varepsilon_2 I_{b2} + \frac{\rho_2}{\pi} \int_{n \cdot \Omega' < 0} I(s, \Omega) \Omega \cdot \mathbf{n} d\Omega + \frac{1}{\pi} Y_2 \cdot q_{in2} \quad (4)$$

Face opaca, difusa em emissão e reflexão

$$I_\lambda(x, y = 0, \Omega' \rightarrow \Omega) = \varepsilon_1 I_{b1} + \frac{\rho_1}{\pi} \int_{n \cdot \Omega' < 0} I(s, \Omega) \Omega \cdot \mathbf{n} d\Omega \quad (5)$$

Face negra com temperatura uniforme constante (superfície sem irradiação)

$$I_\lambda(x = 0, y, \Omega' \rightarrow \Omega) = 0 \quad (6)$$

Face negra com temperatura uniforme constante (superfície sem irradiação)

$$I_\lambda(x = L_x, y, \Omega' \rightarrow \Omega) = 0 \quad (7)$$

Nas equações acima, $I(s, \Omega)$ é a intensidade de energia radiante que deixa a superfície de contorno local, ε_1 e ε_2 é a emissividade das superfícies 1 e 2 respectivamente, ρ_1 e ρ_2 é refletividade das superfícies 1 e 2 respectivamente, e \mathbf{n} é o vetor unitário normal para a localização de contorno, Y_2 é o coeficiente de transmissividade da parede irradiada 2, e q_{in2} é o fluxo externo incidente sobre a parede 2.

A intensidade espectral radiativa e o fluxo incidente espectral de radiação para um ponto dentro do reator são dados por:

$$G(s) = \int_{\Omega=4\pi} I(s, \Omega) d\Omega \quad (8)$$

$$q(s) = \int_{\Omega=4\pi} I(s, \Omega) \Omega \cdot \mathbf{n} \, d\Omega \quad (9)$$

A radiação incidente espectral total e o fluxo espectral radiativo são a soma de todas as intensidades e fluxos computados para cada banda, no caso de procedimento policromático.

$$G(s) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_{\Omega=4\pi} I(s, \Omega) \, d\Omega \, d\lambda \quad (10)$$

$$q(s) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_{\Omega=4\pi} I(s, \Omega) \, \Omega \cdot \mathbf{n} \, d\Omega \, d\lambda \quad (11)$$

Como dito anteriormente, a absorção do fóton de energia apropriada pelo fotocatalisador ativa o processo fotocatalítico de oxidação-redução. Conseqüentemente, devido ser a cinética química a etapa controladora do processo, a velocidade de reação é sempre função da taxa local volumétrica de absorção de energia, $e(s)$, Brandi et all (1999).

A avaliação desta taxa é uma etapa muito difícil para sistemas heterogêneos, com espalhamento simultâneo por partículas sólidas. Entretanto, se a intensidade específica espacial e a distribuição direcional são conhecidas, a $e(s)$ pode ser obtida por:

$$e(s) = \kappa_\lambda G(s) \quad (12)$$

A $e(s)$ representa o total de fótons (em unidades de energia para um certo intervalo de comprimento de onda) que são absorvidos por unidade de tempo por unidade de volume. A $e(s)$ depende do campo de radiação (distribuição de fótons) existente no espaço reacional do fotoreator, portanto, nos precisamos conhecer o campo de radiação dentro do fotoreator. Esta distribuição de energia radiante não é uniforme no espaço reacional devido: a atenuação produzida por espécies absorvedoras presentes no fotoreator e as propriedades físicas e geométricas do sistema reator-fonte de iluminação. O valor da $e(s)$ foi definido para radiação monocromática, mas ela pode ser estendida para campos policromáticos pela integração sobre todos os comprimentos de onda,

$$e = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_{\Omega=4\pi} \kappa_\lambda I(s, \Omega) \, d\Omega \, d\lambda \quad (13)$$

Nos processos fotocatalíticos as unidades usuais para a taxa local volumétrica de absorção de energia é o einstein/s.m³. Os radiômetros usados para medição da radiação que chega ao sistema não dá o valor da intensidade em Einstein, mas em W/m². Então é necessário transformar as unidades usando a formula de Planck, como mostrado abaixo,

$$q_{in} (\text{einstein} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}) = \frac{1}{N_a h C} \lambda q_{in} (\text{W} \cdot \text{m}^{-2}) \quad (14)$$

onde, N_a é o numero de Avogadro ($6,023 \times 10^{23}$ fotons⁻¹), λ o comprimento de onda (m), h é a constante de Planck ($6,63 \times 10^{-34}$ J.s) e C é a velocidade da luz (3×10^8 m.s⁻¹)

3. SOLUÇÃO DA EQUAÇÃO DE TRANSFERÊNCIA RADIATIVA

Devido a natureza integro-diferencial da ETR a solução é muito complexa, mesmo para casos unidimensionais. Aqui, a ETR foi resolvida a partir da sua forma integral associada ao método das ordenadas discretas (S_n) discutido por Moura et all (1996). Nesse caso, a discretização da ETR consiste em fazer uma discretização da ETR ao longo de um caminho percorrido pela radiação. Esta formulação é mais coerente com a física do problema e evita a ocorrência de valores de intensidades

radiativas negativas, como descrito por Carlson e Lathrop (1968). A metodologia contempla três etapas, ou seja:

- uma discretização espacial (para o espaço do reator);
- uma discretização direcional (para a direção propagação da radiação) e;
- uma discretização espectral (para avaliar para radiação policromática)

Para a discretização angular utilizou-se uma quadratura de 24 direções (S_4) com ponderação constante w_m . A simetria do problema em relação ao plano xy permite a utilização de somente M direções no cálculo da eq. (1). Desta forma, os termos integrais das Eqs. (1) e (4-5) são substituídos por uma soma quadrática das intensidades radiativas para um finito numero de direções ordinárias, e são escritas da forma:

$$\frac{1}{\beta} \Omega \nabla I_m + I_m = \frac{\omega}{4\pi} \sum_{m'=1}^M W_m P_{m'm} I_{m'} = S(s, m', m) \quad (15)$$

onde o índice m representa uma direção Ω , m' uma direção de incidência Ω' e o termo $P_{m',m}$ a função de fase que é expressa como :

$$p_{m'm} = \sum_{j=0}^N a_j P_j(\mu_{m'} \mu_m + \epsilon_{m'} \epsilon_m) \quad (16)$$

sendo que o coeficiente a_j é determinado pela teoria de Mie e P_j é o polinômio de Legendre.

As condições de contorno, eq. (4-5), são escritas como:

$$I_m = \epsilon_2 I_{b2} + \frac{\rho_2}{\pi} \sum_{m'=1}^M w_{m'} \mu_{m'} I_{m'} + \frac{1}{\pi} Y_2 q_{in2,m'} \quad (17)$$

$$I_m = \epsilon_1 I_{b1} + \frac{\rho_1}{\pi} \sum_{m'=1}^M w_{m'} \mu_{m'} I_{m'} \quad (18)$$

Para a discretização espacial, considera-se o termo fonte constante no volume de controle e segue-se uma determinada direção de propagação da intensidade radiativa. Desta maneira, a eq. (1) é dada por:

$$\frac{dI_m}{ds} + \beta I_m = \beta S_m = Q_m \quad (19)$$

Integrando a equação acima, obtemos:

$$I_m = I_{m_0} e^{-\beta \Delta s} + Q_m (1 - e^{-\beta \Delta s}) \quad (20)$$

sendo I_{m_0} a intensidade radiativa inicial, Δs a distância percorrida no volume de controle de dimensões Δx e Δy .

4. PROCEDIMENTO DE CALCULO

Para resolver o sistema de equações (15-20), nos discretizamos a faixa de comprimento de onda (295-405 nm) em intervalos. Esta faixa corresponde o espectro UV solar. Para cada intervalo de comprimento de onda as equações (15-20) foram resolvidas numericamente através do Método das Ordenadas Discretas. No presente trabalho, a faixa de comprimento de onda foi dividida em 10

intervalos de bandas de largura ($\Delta\lambda$) em que as propriedades radiativas do meio participativo são assumidas como constantes. A equação de transferência radiativa (15) foi aproximada para cada banda e cálculos foram realizados. Uma vez, completados os cálculos para cada banda, as intensidades e os fluxos são acumulados devidos a todas as bandas. A fração de energia emitida por cada banda ($\Delta\lambda=\lambda_1 - \lambda_2$) e escrita como:

$$\Delta I_b = \Delta F \frac{\bar{\sigma} T^4}{\pi} \quad (21)$$

onde a quantidade ΔF é a fração emitida, e $\bar{\sigma}$ é a constante de Stefan-Boltzman ($5.670 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$)

$$\Delta F = F(0 \rightarrow \lambda_2 T) - F(0 \rightarrow \lambda_1 T) \quad (22)$$

$$F(0 \rightarrow \lambda_i T) \equiv \frac{\int_0^{\lambda_i} e_{b\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} e_{b\lambda} d\lambda} \quad (23)$$

Chang e Rhee (1984) apresentaram a função para fração emitida em cada banda como:

$$F(0 \rightarrow \lambda T) = \frac{15}{\pi^4} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-nv}}{n} \left(v^3 + \frac{3v^2}{n} + \frac{6v}{n^2} + \frac{6}{n^3} \right) \quad (24)$$

onde, $v = C_2/\Delta T$ and $C_2 = 14,388 \mu\text{m K}$.

4.1. Parâmetros operacionais

As simulações foram realizadas com o emprego da luz solar, uma vez que o sol dispõe de um valor máximo de 50 W/m^2 para uma superfície voltada para o equador inclinada com o ângulo igual a latitude local (Goswami et al,1994) o que corresponde a um fluxo fotônico máximo de $0.5 \text{ fótons/m}^2\text{h}$. O fluxo de energia radiante UV incidente sobre a parede do reator foi calculado de acordo com Dufie & Beckman (1980), verificando um valor médio teórico de $q_{in2} = 48,95 \text{ W/m}^2$. Os coeficientes de absorção e difusão para a suspensão do dióxido de titânio foram obtidos de Alfano et al (1994), o coeficiente de transmissão para a parede irradiada do reator foi o obtido de Curcó et al (1996). O fotoreator tem as dimensões $L_x = 1,0 \text{ m}$ e $L_y = 0,10 \text{ m}$.

Os coeficientes para a função de fase espalhamento posterior (F2) funções de espalhamento anterior (B1) podem ser vistos em Kim e Lee (1988).

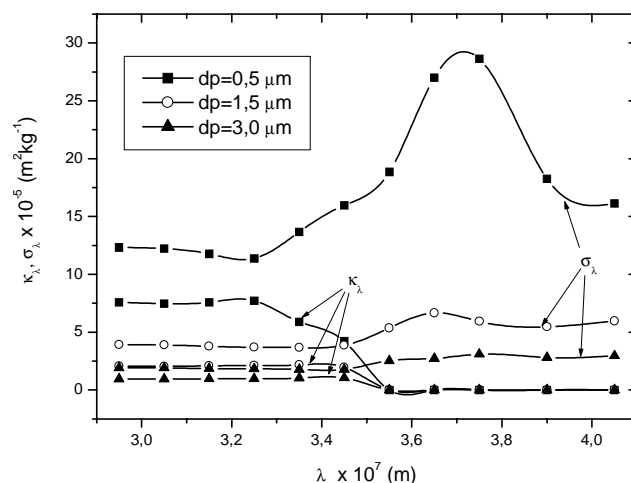


Figura 2. Coeficientes de difusão e absorção para uma solução de dióxido de titânio com uma concentração de partículas $C_{mp} = 1.0 \times 10^{-1} \text{ kg m}^{-3}$ (adaptados de Alfano et al., 1994)

5. Resultados e Discussão

Os efeitos da vários parâmetros são examinados neste estudo na TLVAE, como a espessura ótica do meio, a refletividade das paredes, anisotropia da função de fase, e a concentração das partículas do catalisador. Para o estudo numérico o reator foi subdividido em um volume de controle de 15×15 para todos os casos estudados. Foi escolhida a função de fase isotrópica para demonstrar a convergência da solução. Na Fig. (3) é mostrada a taxa local volumétrica de absorção de energia em função da distancia adimensional y e não é observada variação entre as diversas aproximações usadas, exceto para a S_2 , com isso conclui-se que a aproximação S_4 com 12 fluxos por hemisférico pode ser usada para todos os ensaios seguintes sem prejuízo para a precisão dos resultados.

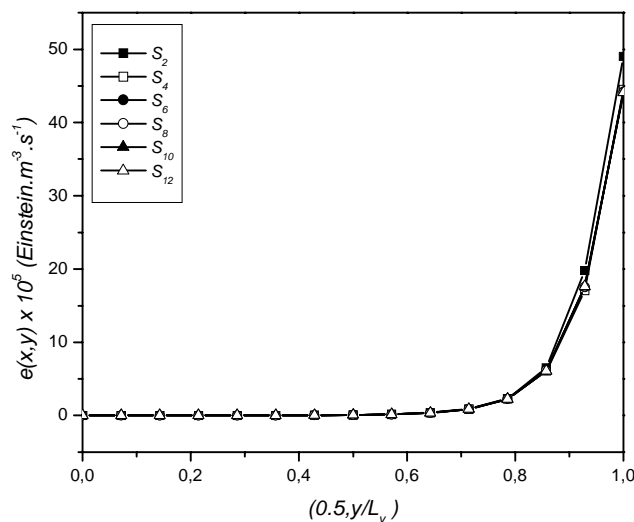


Figura 3. Variação TLVAE com a ordem de discretização- S_n) (Isotrópico, $\rho_1 = 0.0$ e $dp = 0,5 \mu\text{m}$).

5.1 Efeito da Espessura Ótica do Meio (τ)

Um aspecto interessante a ser observado na análise de fotoreatores, é o efeito da espessura ótica. A Fig(4) mostra a influência deste parâmetro na TLVAE, fez-se variar o valor de τ de 0,01 até 0,10, Quando o parâmetro τ aumenta, mais energia é absorvida um uma região estreita próxima da parede irradiada do reator. A espessura desta zona é reduzida com valores maiores para τ , sendo que na região próxima a parede não irradiada os resultados são menos efetivos para a reação, pois praticamente toda radiação já foi extinta.

Para pequenas espessuras óticas ($\tau = 0,01$), nota-se que a absorção é gradual ao longo de todo plano médio vertical, o que é mais indicado para fotoreatores, pois as camadas de fluido mais longe da parede irradiada absorveriam fótons e conseqüentemente o aumento na eficiência do processo.

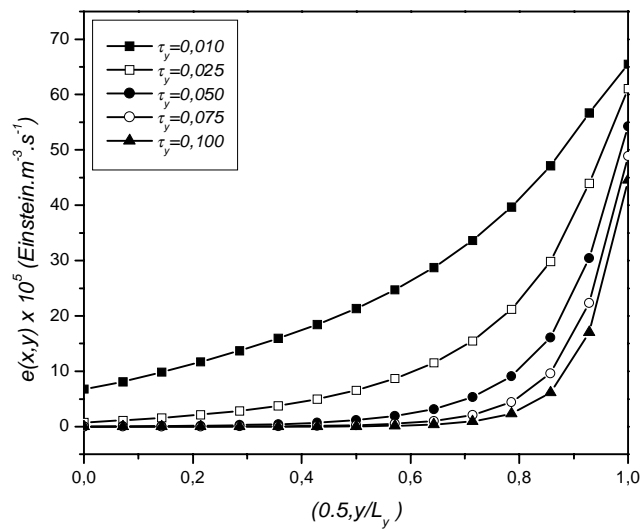


Figura 4 - Comparação para diferentes espessuras óticas sobre a TLVAE no plano médio vertical do reator

5.2 Efeito da refletividade da parede não irradiada

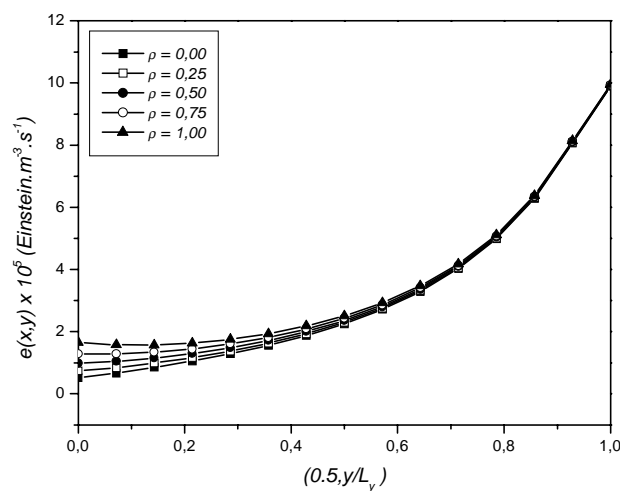


Figura 5. Efeito da refletividade da parede não irradiada sobre a TLVAE. (Isotrópico, $d_p = 0,5 \mu\text{m}$)

A influência da natureza da parede sobre a TLVAE é mostrada na Fig. (5). A figura mostra a distribuição da TLVAE no plano médio vertical do reator ($x,0.5$) para vários valores da refletividade da parede não irradiada. Pode-se observar que o incremento na refletividade é acompanhado de uma elevação na TLVAE próxima a esta parede, o que torna o processo mais eficiente devido aos fótons que retornam ao meio e estão novamente disponíveis para ativar o catalisador.

5.3 Efeito dos Coeficientes da Função de Fase

A Figura (6) mostra a influência de três funções de espalhamento na TLVAE. Para as diferentes funções de fase pode-se observar que para a função de fase de espalhamento posterior (F) a TLVAE de absorção é menor porque a intensidade radiativa espalhada ao longo da linha central é menos significativa do que a intensidade transmitida. No caso da função de espalhamento anterior (B) a intensidade de radiação espalhada ao longo da linha central é grande e a intensidade transmitida é pequena devido ao grande componente de espalhamento anterior.

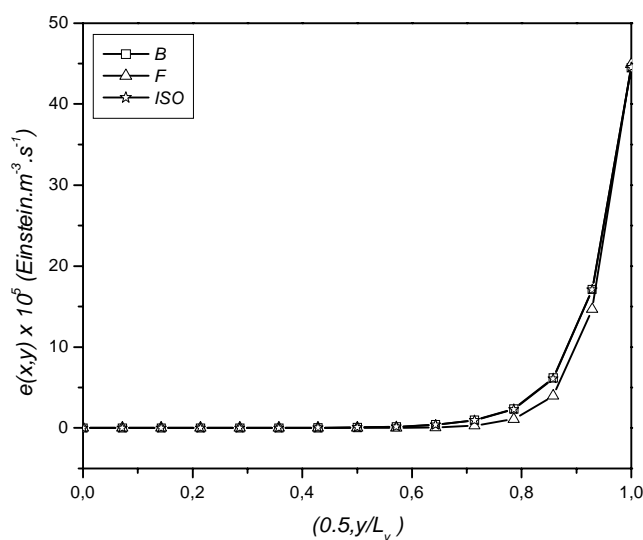


Figura 6. Efeito da anisotropia da função de fase na TLVAE ($\rho_1 = 0.0$ e $dp = 0,5 \mu\text{m}$).

5.4. Efeitos do diâmetro das partículas

Na figura (7) temos a TLVAE, ao longo da linha central do reator para diferentes valores de concentração de partículas. A concentração das partículas determina os valores dos coeficientes e de espalhamento e absorção e, por conseguinte o processo de extinção no interior do reator. Observa-se que a TLVAE é significativamente afetada por este parâmetro, as curvas mostram que a extinção é inversamente proporcional ao tamanho das partículas, o que significa maior TLVAE nas camadas adjacentes a superfície irradiada.

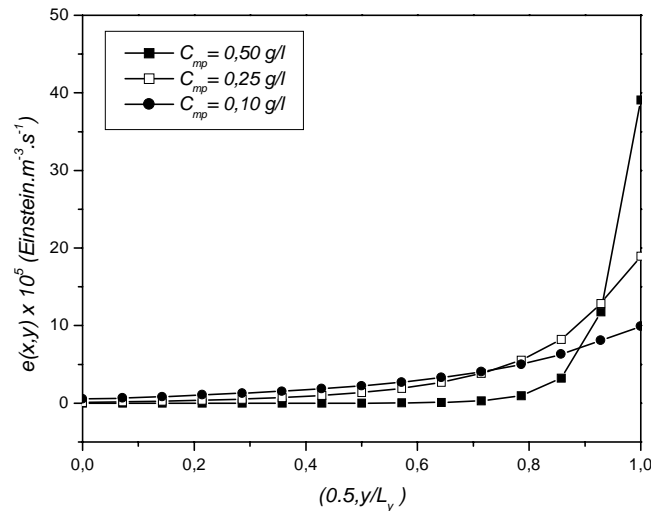


Figura 7. Efeito da concentração das partículas do catalisador TLVAE. (Isotropico, $\rho_1 = 0.0$)

6. Conclusão

A forma integral da Equação de Transferência Radiativa associado ao método das ordenadas discretas foi utilizado para estimar o campo radiativo em um reator fotocatalítico irradiado pelo sol. A importância da espessura ótica, a natureza da superfície não irradiada, da forma de espalhamento e a concentração das partículas do catalisador sobre a TLVAE foi estudada. Os resultados mostram que todos os parâmetros afetam significativamente a TLVAE, sendo que a espessura ótica tem maior influência sobre os resultados.

7. References

- Alfano, O.M., Cabrera, M. I. and Cassano, A. E., 1994, "Modeling of Light Scattering in Photochemical Reactors", *Chemical Engineering Science*, vol. 49, No. 24B, pp. 5327-5346.
- Brandi, R. J., Alfano, O. M., and Cassano, A. E., 1999, "Rigorous Model and Experimental Verification of the Radiation Field in a Flat-Plate Solar Collector Simulator Employed for Photocatalytic Reactions", 1999, *Chemical Engineering Science*, vol. 54, pp. 2817-2827.
- Carlson, B. G. and Lathrop, K. D., 1968, "Transport Theory the Method of Discrete Ordinates", In: *Computing Methods in Reactor Physics*. Edited by H. Greespan, C. N. Kleber and D. Okrent. New York : Gordon and Breach, pp. 171 - 266.
- Chang, S.L. and Rhee, K. L., "Blackboard Radiation Functions", *International Journal of Heat Mass Transfer*, vol. 11, pp.451-455.
- Curcó, D., Malato, S., Blanco, J., Giménez, J. And Marco, P., "Photocatalytic Degradation of Phenol: Comparison Between Pilot-Plant-Scale and Laboratory Results", *Solar Energy*, vol. 56, pp. 387-400.
- Duffie, J. A. and Beckman, W. A., 1980, "Solar Engineering of Thermal Processes", John Wiley & Sons, New York.
- Goswami, D. Y., 1997, "A Review of Engineering Developments of Aqueous Phase Solar Photocatalytic Detoxification and Disinfection Processes." *Journal of Solar Energy Engineering*, vol. 119, pp. 101-107.
- Goswami, D. Y., Mathur, G. D. and Jotshi, C.K., 1994, "Methodology of Design of Non-concentrating Solar Detoxification Systems", *Engineering Systems Design and Analysis*, vol. 3, pp. 1-5.

- Hoffmann, M.R., Martin, S.T., Choi, W. and Bahnemann, D. W., 1995, "Environmental Applications of Semiconductor Photocatalysis", Chemical Reviews, vol. 95, pp.69-96.
- Kim, T-K., and Lee, H., 1988, " Effect of Anisotropic Scattering on Radiative Heat Transfer in Two-dimensional Rectangular Enclosures", International Journal of Heat Mass Transfer, Vol. 31, pp. 1711-1721.
- Linsebigler, A. L., Lu, G and Yates Jr., J. T., "Photocatalysis on TiO₂ Surfaces: Principles, Mechanisms, and Selected Results", Chemical Reviews, vol. 95, pp.735-758.
- Moura, L. M., Silva, Z. E., Sacadura, J. F., and Laurent, M., 1996,"Comparação Entre Dois Métodos de Ordenadas Discretas Aplicados à Forma Integral da Equação de Transferência Radiativa", Anais do Encite 1996, Florianópolis, Brasil.
- Özisik, M. N., 1973, "Radiative Transfer and Interactions with Conduction and Convection", Willey: New York.
- Van Well, M.,Dillert, R.H.G., Bahnemann, D. W., Benz, V. W. and Mueller, M. A., 1997,"A Novel Nonconcentrating Reactor for Solar Water Detoxification", Journal of Solar Energy Engineering, vol. 119, pp. 114-119.
- Zhang, Y., Crittenden, J.C., Hand, D.W. and Perram, D. L., 1996, "Destruction of Organic Compounds in Water Using Supported Photocalysts", Journal of Solar Energy Engineering, vol. 118, pp. 123-129.

DETERMINATION OF THE RADIATIVE FIELD IN REACTOR PHOTOCATALYTIC

Abstract. *This work studies the field of radiative energy in a system formed by a photocatalytic reactor illuminated up by a source of ultraviolet radiation (UV). The Local Rate Volumetric of Absorption of Energy was calculated, important property in the processes photocatalytic where the stage limitant of the process is the kinetics of the reaction. The distribution of the field radiative, inside the photoreactor, resultant of the solar irradiation transmitted through the glass covering and contemplated through the opposite wall it is determined. The medium reaction is assumed as semitransparent, formed by the water, substances organics, and particles of dioxide of titanium in suspension, is considered absorbent and diffuser. The influence of parameters in the Local Rate Volumetric of Absorption of Energy is investigated through the resolution of the integral equation of radioactive transfer associated to the method of the discreet ordinates.*

Keywords: *Photocatalytic reactor, Radiation field, Titanium dioxide, UV radiation*