

UNESP
Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá

Guaratinguetá
1990



UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA

FACULDADE DE ENGENHARIA DE GUARATINGUETÁ

DEPARTAMENTO DE ENERGIA

CARLOS DANIEL EBINUMA

ENGENHEIRO MECÂNICO, UNESP - CAMPUS DE GUARATINGUETÁ - 1978
MESTRE EM CIÊNCIAS, UNICAMP - FACULDADE DE ENGENHARIA - 1981
DOUTOR EM ENGENHARIA MECÂNICA, UNICAMP - FEC - 1985

MODELO DE ERGUN APLICADO À CONDENSAÇÃO
PELICULAR EM MEIO POROSO EM REGIME
PERMANENTE E TRANSIENTE SOBRE SUPERFÍCIE
VERTICAL PERMEÁVEL

CARLOS DANIEL EBINUMA

00844

344

Trabalho de Pesquisa apresentado à
Banca Examinadora, como parte dos
requisitos para obtenção do título
de Livre-Docente, na disciplina de
Termodinâmica.



GUARATINGUETÁ, 1990



UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
FACULDADE DE ENGENHARIA DE GUARATINGUETÁ
DEPARTAMENTO DE ENERGIA

TESE DE: LIVRE DOCÊNCIA

TÍTULO DA TESE: MODELO DE ERGUN APLICADO À CONDENSAÇÃO
PELICULAR EM MEIO POROSO EM REGIME
PERMANENTE E TRANSIENTE SOBRE SUPERFÍCIE
VERTICAL PERMEÁVEL

AUTOR: CARLOS DANIEL EBINUMA

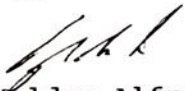
Aprovado por:


Prof. Dr. José Carlos Ometto


Prof. Dr. Marino Francisco de Macedo


Prof. Dr. Nilson Augusto Villa Nova


Prof. Dr. Vagner José Oliva


Prof. Dr. Valdyr Alfredo Panneitz

Guaratinguetá, 18 de dezembro de 1990



À MINHA FAMÍLIA



AGRADECIMENTOS

Ao professor Ph.d. AKIRA NAKAYAMA, da Universidade de Shizuoka, Japão, responsável pelo programa de pós-doutorado, que possibilitou a concretização deste trabalho de pesquisa.

À FAPESP - Fundação de Ampara à Pesquisa do Estado de São Paulo, pelo auxílio financeiro integral, e à FUNDUNESP - Fundação da UNESP, pelo auxílio parcial, para a realização do programa de pós-doutorado na Universidade de Shizuoka, Japão.

Aos desenhistas, Lucia Helena de Paula, Marco Antonio Gomes e Milton Cesar Marques, pelo trabalho de ilustração e confecção dos gráficos.

Aos amigos que, de alguma forma, auxiliaram e incentivaram o desenvolvimento deste trabalho.

Aos meus pais, Wataro e Reiko, que permitiram a formação acadêmica.

À minha esposa Mariza, pelo incentivo e apoio moral recebido durante o desenvolvimento deste trabalho.

Aos meus filhos, Carla, Gustavo e Bruno, pelas horas ausentes.



RESUMO

O problema da Condensação Pelicular em Meio Poroso preenchido com vapor saturado, sobre uma superfície vertical permeável e isotérmica, foi resolvido pela utilização do modelo de Ergun e da Teoria da Camada Limite.

Visando caracterizar o processo da permeabilidade da superfície vertical, foi definida uma componente normal de velocidade como uma função da distância longitudinal à superfície.

A condição de regime permanente foi formulado através da utilização do equacionamento diferencial e resolvido pelo método da similaridade.

A condição de regime transiente foi formulado através da utilização do equacionamento integral de Karman-Pohlhausen e resolvido pelo método exato das curvas características e também pelo método aproximado das relações integrais.

São apresentados os efeitos dos parâmetros governantes do problema nos perfis de temperatura, na espessura da camada de líquido condensado e na transferência de calor na superfície vertical, em regime permanente e em regime transiente.



ABSTRACT

The problem of film condensation in porous medium filled with saturated vapor on isothermal and permeable surface has been solved by utilization of Ergun model and boundary layer theory.

To characterize the process of vertical surface permeability, it was defined a lateral mass flux velocity as a function of longitudinal surface distance.

The steady state conditions was formulated with the utilization of differential equations and solved by similarity methods.

The transient conditions was formulated by utilizing the Karman-Pohlhausen integral equations and solved exactly by the method of characteristics and aproximately by the method of integral relations.

The effect of governing parameters of the problem are presented in temperature profiles, liquid film thickness and surface heat transfer for transient and steady state conditions.



ÍNDICE

NOMENCLATURA	vii
--------------------	-----

CAPÍTULO I

1. INTRODUÇÃO

1.1 Apresentação	1
1.2 Convecção Natural em Meio Poroso em Regime Permanente .	2
1.3 Convecção Natural em Meio Poroso em Regime Transiente .	5
1.4 Escoamento de Fluido Puro em Meio Poroso com Mudança de Fase em Regime Permanente	6
1.5 Escoamento de Fluido Puro em Meio Poroso com Mudança de Fase em Regime Transiente	9
1.6 Proposta de Pesquisa	10

CAPÍTULO II

2. FORMULAÇÃO

2.1 Apresentação	12
2.2 Formulação	13
2.3 Equações Governantes	14
2.3.1 Regime Permanente	16
2.3.2 Regime Transiente	17
2.4 Transferência de Calor Na Superfície Vertical	18

CAPÍTULO III

3. ADIMENSIONALIZAÇÃO

3.1 Apresentação	20
3.2 Adimensionalização da Equação da Conservação da Quantidade de Movimento	21
3.3 Adimensionalização da Equação da Conservação da Massa e Energia	22
3.3.1 Regime Permanente	22
3.3.2 Regime Transiente	25
3.3.3 Relação entre os Parâmetros Adimensionais	27
3.4 Transferência de Calor na Superfície	29
3.4.1 Regime Permanente	29
3.4.2 Regime Transiente	29



CAPÍTULO IV

4. SOLUÇÕES DAS EQUAÇÕES ADIMENSIONAIS	
4.1 Apresentação	30
4.2 Solução da Equação da Conservação da Quantidade de Movimento	31
4.2.1 Equação de Darcy em Regime Permanente	31
4.2.2 Equação de Darcy em Regime Transiente	31
4.2.3 Equação de Ergun em Regime Permanente	32
4.2.4 Equação de Ergun em Regime Transiente	32
4.3 Solução da Equação da Conservação de Energia	33
4.3.1 Regime Permanente	33
4.3.2 Regime Transiente	34
4.3.2.1 Perfil de Temperatura	34
4.3.2.2 Método das Curvas Características	35
4.3.2.3 Método das Relações Integrais	38
4.4 Transferência de Calor na Superfície	40
4.4.1 Regime Permanente	40
4.4.2 Regime Transiente	40
4.4.2.1 Método das Características	41
4.4.2.2 Método das Relações Integrais	41

CAPÍTULO V

5. ANÁLISE DOS RESULTADOS	
5.1 Apresentação	43
5.2 Equação da Conservação da Quantidade de Movimento	44
5.3 Equação da Conservação de Energia	45
5.3.1 Regime Permanente	46
5.3.1.1 Perfis de Temperatura	46
5.3.1.2 Limites do Parâmetro β	50
5.3.2 Regime Transiente	62
5.3.2.1 Espessura da Película Condensada	62
5.3.2.2 Transferência de Calor na Superfície	92

CAPÍTULO VI

6. CONCLUSÕES	122
---------------------	-----

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	125
----------------------------------	-----



NOMENCLATURA

a	- função adimensional de tempo
A	- constante
C	- calor Específico (KJ/Kg.°C)
D	- constante
E	- constante empírica relacionada com as forças de inércia
f	- função de corrente adimensional
F	- função peso
g	- aceleração da gravidade (m/s ²)
G	- constante
h	- coeficiente de Película (KW/m ² .°C)
h	- calor latente de condensação (KJ/Kg)
H	- constante
I	- constante
Ja	- número de Jacob
k	- condutividade térmica (KW/m.°C)
K	- permeabilidade (m ²)
L	- comprimento característico (m)
m	- 1, para o método das caracterísiticas 0, para o método das relações integrais
ṁ	- fluxo de massa local do condensado (Kg/m ² .s)
Nux	- número de Nusselt local
qw	- densidade de fluxo de calor (KW/m ²)
Ra	- número de Rayleigh modificado
Rax	- número de Rayleigh local modificado
S	- constante
t	- tempo (s)
T	- temperatura (°C)
Ts	- temperatura de saturação do vapor (°C)
Tw	- temperatura da superfície (°C)
u	- componente longitudinal de velocidade de Darcy (m/s)
U	- componente longitudinal de velocidade adimensional
v	- componente normal de velocidade de Darcy (m/s)
Vw	- componente normal de velocidade na superfície (m/s)
x	- coordenada longitudinal à superfície (m)
X	- coordenada longitudinal adimensional
y	- coordenada normal à superfície (m)



SIMBOLOGIA GREGA

- α - difusividade térmica (m^2/s)
- β - componente normal de velocidade adimensional na superfície para regime transiente
- β^* - componente normal de velocidade adimensional na superfície para regime permanente
- δ - espessura da película condensada (m)
- Δ - espessura da película condensada adimensional em regime transiente
- ϵ - porosidade
- η - variável de similaridade
- $\eta\delta$ - espessura da película condensada adimensional em regime permanente
- θ - temperatura adimensional para regime permanente
- θ^* - temperatura adimensional para regime transiente
- μ - viscosidade dinâmica do líquido condensado ($Kg/m.s$)
- ξ - coordenada normal adimensional à superfície
- ρ - densidade (Kg/m^3)
- σ - σ^*/ϵ
- σ^* - razão entre capacidade térmica do meio poroso preenchido com líquido pela capacidade térmica do líquido
- τ - tempo adimensional relacionado com a espessura da película condensada
- τ^* - tempo adimensional relacionado com a velocidade longitudinal
- Ψ - função de corrente (m^2/s)

SUB-ÍNDICE

- c - quantidade composta efetiva do meio poroso preenchido com líquido
- l - fase líquida
- n - meio poroso
- v - fase vapor
- ss - condição de regime permanente



C A P Í T U L O I

INTRODUÇÃO



1 - INTRODUÇÃO

1.1 - APRESENTAÇÃO

Neste capítulo inicial será apresentado uma revisão na literatura expondo os trabalhos existentes sobre convecção natural em meio poroso em regime permanente e transiente, assim como os trabalhos existentes sobre escoamento de fluido puro em meio poroso com mudança de fase (Condensação Pelicular e Ebulição Pelicular), fornecendo uma visão geral das considerações realizadas para a formulação e equacionamento dos fenômenos e os métodos de solução e análise dos mesmos.

Após a revisão literária, será apresentada a proposta de pesquisa a ser realizada, visando a complementação de pesquisa básica em Condensação Pelicular em Meio Poroso, em Regime Permanente e em Regime Transiente.



1.2 - CONVECÇÃO NATURAL EM MEIO POROSO EM REGIME PERMANENTE

O estudo da convecção natural sobre superfície vertical em meio poroso saturado com líquido puro tem sido extensivamente desenvolvido devido às inúmeras aplicações na utilização de energia geotérmica e processos de Engenharia, tais como: circulação natural em reservatórios geotérmicos, barragens, reatores de leito fixo, armazenamento de calor sensível em leito fixo, materiais isolantes fibrosos ou granulares, depósito de resíduos de materiais nucleares, etc..

Neste aspecto, CHENG E MINKOWYCZ [1] analisa a convecção natural em meio poroso sobre uma placa plana vertical impermeável e cuja temperatura é uma função da distância longitudinal da placa de potência arbitrária.

Com algumas aproximações coerentes com o problema físico, tais como: fluido e meio poroso em equilíbrio termodinâmico local; temperatura do fluido sempre inferior à temperatura de saturação para a dada pressão; propriedades do fluido e do meio poroso constantes; utilização da aproximação de Boussinesq que relaciona a densidade com o coeficiente de expansão térmica do fluido; e, camada convectiva fina, tal que as aproximações da camada limite podem ser utilizadas; o trabalho mostra que solução similar existe para o problema em questão, somente para determinada especificação da potência arbitrária da distância longitudinal.

Após este primeiro estudo, CHENG [2] analisa o mesmo problema considerando que a placa vertical é permeável e, conseqüentemente, tem-se uma componente normal de velocidade na placa na condição de contorno. Quando a componente normal de velocidade é negativa, parte do líquido é retirado do sistema (sucção) e, então, ocorre uma redução da camada convectiva. Por outro lado, quando a componente normal de velocidade é positiva, uma porção de líquido é injetado no sistema (injeção) ocorrendo um acréscimo na camada convectiva. Finalmente, quando a componente normal de velocidade é nula, o resultado é o mesmo obtido em [1].

Nesta análise, solução similar também é



obtida quando a componente normal de velocidade na placa é também uma função de potência da distância longitudinal da placa, cuja função de potência mantém uma relação particular com a função de potência especificada para a temperatura na referência [1].

Na sequência, MERKIN [3] analisa o mesmo problema, considerando-se que a temperatura e a componente normal de velocidade na placa são constantes. Neste caso, solução similar não existe e o problema é desenvolvido pelo método de expansão em série de potências e as equações resultantes são resolvidas por método numérico.

Outros trabalhos sobre o assunto podem ser encontrados, considerando-se que a convecção livre em meio poroso ocorre em superfícies de diversificada geometria. MINKOWYCZ e CHENG [4] abordam o problema sobre um cilindro vertical, MERKIN [5] considera, de uma maneira mais geral, superfícies bidimensionais e axialmente simétricos e temperatura da superfície constante e, NAKAYAMA e KOYAMA [6] considera a generalização geométrica da superfície realizada por MERKIN [5] mas utilizando temperatura da superfície não isotérmica. Todos estes trabalhos apresentam solução exata através de variáveis de similaridade adequadas.

Todos os trabalhos descritos acima utilizam a lei de Darcy para escoamento em meio poroso para descrever a conservação de quantidade de movimento do problema de convecção natural em meio poroso. A lei de Darcy é uma formulação empírica simples que relaciona o gradiente de pressão, força de corpo e forças viscosas atuantes no processo de escoamento em meio poroso. Assim, a lei de Darcy tem aplicação bastante limitada.

PLUMB e HUENEFELD [7] mostram que a lei de Darcy apresenta um desvio considerável na descrição do movimento do fluido em meio poroso, quando o número de Reynolds baseado no diâmetro médio dos poros se encontra na faixa de 1 a 10. Tal desvio pode ser atribuído à presença de forças de inércia do meio poroso, que são insignificantes em relação às forças viscosas quando o número de Reynolds é menor que a unidade.



O primeiro trabalho que considera os efeitos de forças de inércia no escoamento em meio poroso foi proposto por FORCHHEIMER [8], através da adição do termo quadrático de velocidade na lei de Darcy, mais conhecido como termo de Forchheimer.

Após este trabalho inicial, ERGUN [9] propôs uma formulação semelhante, conhecida como modelo de Ergun, cuja vantagem principal é de que as constantes que acompanham os termos linear e quadrático de velocidade são completamente especificadas em termos de propriedades do fluido e do meio poroso, enquanto que, na formulação de FORCHHEIMER [8], as mesmas constantes são empíricas e devem ser determinadas experimentalmente ([7]).

Com a utilização do modelo de Ergun, PLUMB e HUENEFELD [7] definem um número de Grashof (Gr) modificado que expressa a relativa importância dos efeitos das forças de inércia presentes no escoamento em meio poroso. Assim, quando $Gr=0$, a lei de Darcy descreve precisamente o movimento do escoamento; quando $Gr < 0.1$, ocorre um desvio máximo de 5% ; e, quando $Gr > 0.1$, o desvio aumenta rapidamente, tornando-se importante considerar os efeitos de forças de inércia.

Recentemente, FAND, STEINBERGER e CHENG [10] realizaram uma investigação experimental da convecção natural em meio poroso sobre um cilindro horizontal e concluíram que os limites entre o escoamento de Darcy e o escoamento de Forchheimer podem ser determinados através da definição de um número de Rayleigh modificado (Ra). Assim, para baixos valores de Ra corresponde ao escoamento de Darcy; e altos valores de Ra corresponde ao escoamento de Forchheimer.

Utilizando o modelo de Ergun, INGHAM [11] resolve o problema da convecção natural sobre superfícies bidimensionais e axialmente simétricos, considerando que o termo quadrático da velocidade é muito maior que o termo linear da velocidade, obtendo-se desta forma, solução semelhante ao obtido por BEJAN E POULIKAKOS [12], que através da análise escalar, obtiveram soluções similares para a convecção natural sobre uma parede vertical considerando valores altos para o número de Reynolds, onde a lei de Darcy perde validade.



Mais recentemente, NAKAYAMA, KOYAMA E KUWAHARA [13] analisaram a convecção natural em meio poroso sobre superfícies curvas não isotérmicas, determinando algumas formas geométricas que permitem solução similar (exata).

1.3 - CONVECÇÃO NATURAL EM MEIO POROSO EM REGIME TRANSIENTE

Como demonstrado no item 1.2, os trabalhos descritos e suas referências bibliográficas apresentam uma literatura extensa de trabalhos publicados sobre a convecção natural em meio poroso em regime permanente, incluindo investigações analítica, numérica e experimental, ocorrendo sobre varios tipos de geometria superficial.

Entretanto, poucos trabalhos sobre convecção natural em meio poroso em regime transiente podem ser encontrados na literatura. Tal estudo é de importância fundamental para obtenção de informações sobre o desenvolvimento da convecção natural em meio poroso a partir de uma certa condição inicial até a condição de regime permanente.

Com este objetivo, INGHAM e MERKIN [14] apresentam um estudo de convecção natural em meio poroso em regime transiente ocorrendo sobre uma superfície vertical plana impermeável. Para a formulação do problema, além das aproximações realizadas em [1], é considerado ainda que a temperatura da superfície vertical, que inicialmente se encontra à temperatura do fluido aquecido, é subitamente resfriado à temperatura ambiente e mantido constante. A equação da conservação de energia é uma equação diferencial parcial em três variáveis independentes. Variáveis de similaridade são utilizadas e a equação é transformada em uma equação diferencial parcial em duas variáveis similares. Tal equação não apresenta solução analítica e a mesma é resolvida por método numérico. Entretanto, solução analítica é possível quando se considera uma das variáveis de similaridade (a variável de tempo adimensional) extremamente pequeno ou extremamente grande (soluções assintóticas).



CHENG e POP [15] consideram o mesmo problema, mas com acréscimo de temperatura ou transferência de calor na superfície vertical. Assumindo-se um perfil de temperatura para cada caso, a equação que representa a espessura da camada limite é obtida por método integral. A equação resultante é uma equação diferencial parcial de primeira ordem do tipo hiperbólico que pode ser resolvida exatamente pelo método das curvas características ou aproximadamente pelo método das relações integrais.

Na sequência, POP e CHENG [16] analisam o problema da convecção natural em meio poroso em regime transiente ocorrendo sobre uma superfície horizontal semi-infinita e com temperatura subitamente aumentada. Seguindo as mesmas metodologias anteriores [14,15], assumem um perfil de temperatura que satisfaça as condições de contorno e resolvem o problema pelo método integral de Karman-Pohlhausen. A equação diferencial parcial não linear é resolvida assintoticamente para valores extremamente pequeno e extremamente grande da variável tempo adimensional e, a solução da equação válida para todo o regime transiente é resolvida pelo método aproximado das relações integrais, e com auxílio de um método numérico.

1.4 - ESCOAMENTO DE FLUIDO PURO EM MEIO POROSO COM MUDANÇA DE FASE EM REGIME PERMANENTE

Nesta década de oitenta, o estudo do escoamento de fluido puro com mudança de fase (escoamento bifásico com mudança de fase) em meio poroso tem-se intensificado em consequência do desenvolvimento tecnológico atingido por muitos processos de Engenharia, tais como: desenvolvimento de tubos de calor; prospecção de petróleo com injeção de vapor de água; armazenamento de energia por calor latente; secagem e armazenamento de alimentos em grãos e, muitos outros.

O escoamento bifásico com mudança de fase em meio poroso é essencialmente um fenômeno particular da convecção natural em meio poroso, cuja diferença básica se encontra na condição de contorno. Enquanto que na convecção



natural, a espessura da camada limite é obtida para a condição de infinito, no escoamento bifásico com mudança de fase, a espessura da camada limite da fase adjacente à superfície é obtida para uma condição determinada de saturação do fluido para a respectiva pressão do sistema. Assim, na região de separação das duas fases (interface), uma condição de contorno adicional é obtida por um balanço de energia por calor latente resultante na mudança de fase.

Quando a temperatura de uma superfície adjacente a um meio poroso preenchido com vapor saturado é reduzida, forma-se uma camada de líquido condensado sobre a superfície (condensação pelicular em meio poroso). Quando a temperatura de uma superfície adjacente a um meio poroso preenchido com líquido saturado é aumentada, forma-se uma camada de vapor sobre a superfície (ebulição pelicular em meio poroso). Assim, quando um dos fenômenos ocorre, tanto a lei de Darcy como as aproximações consideradas na convecção natural ([1]) podem ser utilizadas, acrescidas com a introdução do conceito de permeabilidade relativa, uma vez que os espaços vazios do meio poroso são parcialmente preenchidos com líquido e parcialmente preenchidos com vapor, para a formulação e análise das características do escoamento e transferência de calor.

Porém, devido à complexidade matemática das equações governantes, soluções analíticas para condensação pelicular e ebulição pelicular em meio poroso somente podem ser obtidas levando-se em consideração a simplificação feita por PARMENTIER [17], que estudou o problema da transferência de calor na ebulição pelicular em um meio poroso preenchido com água sub-resfriada sobre uma superfície vertical impermeável, mostrando com um diagrama pressão X temperatura, que não ocorre uma região de mistura das fases líquida e vapor na transição de líquido sub-resfriado para vapor superaquecido e, portanto, existe uma interface distinta entre as duas fases. Essa consideração resulta em uma considerável simplificação matemática que permite soluções por similaridade para o fenômeno.

Baseado nessas considerações, CHENG [18] obteve solução por similaridade para a condensação pelicular sobre uma superfície inclinada adjacente a um meio poroso



preenchido com vapor saturado.

CHENG e VERMA [19], estudaram os efeitos do líquido sub-resfriado na ebulição pelicular em meio poroso sobre uma superfície vertical impermeável, obtendo-se soluções por similaridade tanto na fase vapor quanto na fase líquida. As duas soluções são interligadas através de uma condição de contorno na interface líquido-vapor.

CHENG, CHUI e KWOK [20], analisaram a ebulição pelicular em meio poroso sobre corpos sólidos bidimensionais e axialmente simétricos e, através de transformações similares generalizadas, obtiveram solução exata tanto para a fase líquida como para a fase vapor, válidas para qualquer forma geométrica da superfície, uma vez que as transformações similares generalizadas são apresentadas em função de parâmetros característicos que dependem da geometria de cada corpo.

EBINUMA [21], analisou o problema da condensação pelicular em meio poroso ocorrendo sobre superfícies bidimensionais e axialmente simétricos permeáveis e não isotérmicos utilizando os mesmos parâmetros característicos para superfícies de configuração arbitrária definidos em [20]. Neste trabalho, uma componente normal de velocidade na superfície é definida para caracterizar o processo. Da mesma forma que em [2], quando a componente de velocidade normal é negativa, parte do líquido condensado é retirado do sistema (sucção), reduzindo a camada de líquido condensado que atua como uma resistência térmica, aumentando desta maneira, a transferência de calor do processo. Por outro lado, quando a componente de normal de velocidade é positiva, uma porção de líquido é injetado na camada líquida (injeção), aumentando sua espessura e, conseqüentemente, reduzindo a transferência de calor do processo. Aqui, concluiu-se que, quando a temperatura da superfície é isotérmica e a componente normal de velocidade é definida em função de parâmetros característicos que dependem da geometria de cada corpo, solução exata é possível. Quando a temperatura da superfície não é isotérmica e a componente normal de velocidade é constante ou não constante (dependendo da geometria de cada superfície), solução exata não é possível, e as equações governantes são desenvolvidas em série de potências e resolvidas por método numérico.



NAKAYAMA, KOYAMA e KUWAHARA [22] fazem uma extensão do trabalho de CHENG e VERMA [19], analisando o mesmo problema dos efeitos do líquido sub-resfriado na ebulição pelicular em meio poroso, ocorrendo sobre superfícies de configuração arbitrária bidimensionais e axialmente simétricos, definindo uma nova função associada com a geometria da superfície, diferente da apresentada por CHENG, CHUI e KWOK [20] e reduzindo as equações governantes idênticas às equações governantes referentes à placa plana vertical.

Dentro deste contexto, NAKAYAMA e KOYAMA [23], analisaram o problema da condensação pelicular em meio poroso sobre superfícies de configuração arbitrária, utilizando a mesma função associada com a geometria da superfície do trabalho anterior ([22]) e obtiveram solução exata para o problema.

1.5 - ESCOAMENTO DE FLUIDO PURO EM MEIO POROSO COM MUDANÇA DE FASE EM REGIME TRANSIENTE

Analogamente à convecção natural em meio poroso em regime permanente, a condensação pelicular e ebulição pelicular em meio poroso em regime permanente tem sido extensivamente estudado e analisado, analiticamente e numericamente, como mostrado no item 1.4. Poucos trabalhos em condensação e ebulição pelicular em meio poroso em regime transiente podem ser encontrados na literatura.

CHENG e CHUI [24] analisaram pela primeira vez o problema da condensação pelicular em meio poroso em regime transiente ocorrendo sobre uma superfície vertical, baseado no método integral de Karman-Pohlhausen para a conservação de energia e a lei de Darcy para conservação de quantidade de movimento para a formulação do problema. Assumindo um perfil de temperatura que satisfaz as condições de contorno, a equação diferencial parcial de primeira ordem resultante, que fornece o desenvolvimento da camada de líquido condensado durante a sua formação, é do tipo hiperbólico e, solução exata é obtida utilizando-se o método das curvas características.



EBINUMA e NAKAYAMA [25], estudaram o mesmo problema para uma superfície vertical semi-infinita utilizando a lei de Darcy e a equação diferencial da conservação de energia simplificada. Solução exata foi obtida para o problema, considerando-se uma componente normal de velocidade na superfície.

1.6 - PROPOSTA DE PESQUISA

Após realizada a revisão bibliográfica nos itens 1.2, 1.3, 1.4 e 1.5, este trabalho de pesquisa visa complementar pesquisa básica em condensação pelicular em meio poroso preenchido com vapor saturado de fluido puro. Para tal, sabendo que a lei de Darcy tem aplicação limitada para determinadas condições de escoamento e que, a partir da mudança dessas condições a lei apresenta desvios consideráveis nos resultados para obtenção das características do escoamento, este trabalho propõe a utilização do modelo de Ergun, que leva em consideração os efeitos de inércia do meio poroso representado pelo termo quadrático da velocidade, conhecido como termo de Forchheimer.

Além disso, uma componente normal de velocidade na superfície vertical isotérmica, sobre o qual ocorre condensação pelicular, será definida para caracterizar o processo. A condensação pelicular em meio poroso será analisada, considerando-se em situação de regime permanente e regime transiente.

Para a condensação pelicular em meio poroso em regime permanente, as equações diferenciais parciais serão adimensionalizadas através da definição de variáveis de similaridade, resultando em equações diferenciais ordinárias adimensionais que, através da condição de contorno, admitem soluções exatas.

Para a condensação pelicular em meio poroso em regime transiente, será utilizado o método integral de Karman-Pohlhausen para a conservação de energia. Assumindo um perfil de temperatura que satisfaz as condições de contorno, a



equação diferencial parcial de primeira ordem resultante, que fornece o desenvolvimento da camada de líquido condensado durante sua formação, permite dois métodos de solução: o método exato das curvas características, e o método aproximado das relações integrais.

Com tais análises, poderão ser determinados os parâmetros governantes e seus efeitos sobre os perfis de temperatura, transferência de calor e desenvolvimento da camada de líquido condensado.



C A P Í T U L O I I

FORMULAÇÃO



2 - FORMULAÇÃO

2.1 - APRESENTAÇÃO

A condensação pelicular em meio poroso em regime transiente sobre uma superfície vertical permeável será formulada com base nas aproximações padrões utilizadas na literatura clássica apresentadas no capítulo I, e na utilização do modelo de Ergun transiente para escoamento em meio poroso. Com essas considerações e com o diagrama esquemático do modelo físico e do sistema de coordenadas, serão definidas as equações diferenciais parciais e ordinária governantes que representam o problema proposto de uma maneira geral, assim como a definição das condições de contorno necessárias para a solução das mesmas.

Após definidas as equações governantes, as mesmas serão apresentadas separadamente, para a condição de regime permanente, cuja formulação será diferencial e, para a condição de regime transiente, cuja formulação será integral.

Para análise da transferência de calor sobre a superfície vertical, será utilizado o coeficiente de transferência de calor local adimensional conhecido como número de Nusselt, que expressa uma relação entre as grandezas relativas do coeficiente de transferência de calor por convecção, com o coeficiente de transferência de calor por condução.



2.2 - FORMULAÇÃO

A figura (2-1) mostra o diagrama esquemático do modelo físico e do sistema de coordenadas utilizado na formulação do problema de condensação pelicular em meio poroso sobre uma superfície vertical isotérmica e permeável.

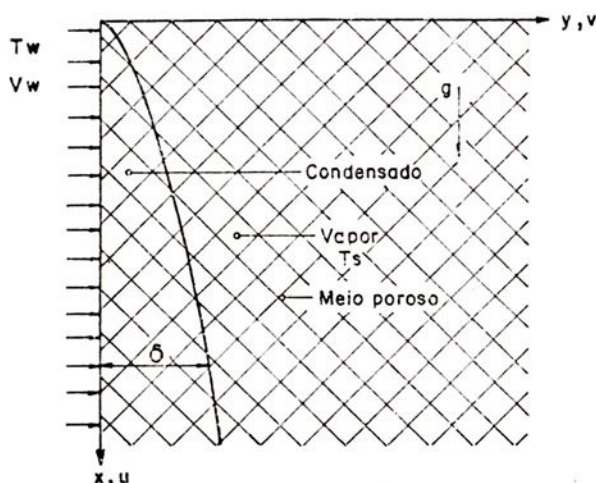


FIG.(2-1) - MODELO FÍSICO E SISTEMA DE COORDENADAS

Onde x é a coordenada que representa a distância longitudinal à superfície; y , a coordenada que representa a distância normal à superfície; g , a aceleração da gravidade local.

Antes do início do processo, o meio poroso está preenchido com vapor saturado à temperatura de saturação T_s , para a correspondente pressão do sistema, e a temperatura da superfície vertical permeável está em equilíbrio térmico com a temperatura de saturação.

No início do processo, a temperatura da superfície permeável é subitamente reduzida para uma temperatura T_w , menor do que a temperatura de saturação T_s , e permanece constante durante todo o processo. Assim, o vapor começa a se condensar, formando uma finíssima película de líquido condensado δ , que vai aumentando com o tempo até atingir a condição de regime permanente, onde então, a película de líquido condensado permanece constante. Desde o início do processo, o condensado forma uma película contínua, adquirindo características de escoamento laminar devido à força de gravidade e às forças de inércia do meio poroso.

Como a superfície vertical é permeável, o líquido condensado está sujeito a uma componente normal de velocidade na superfície, V_w . Quando V_w é negativo, parte do líquido é retirado do sistema (sucção) e, quando V_w é positivo, parte de líquido é adicionado ao sistema (injeção).

2.3 - EQUAÇÕES GOVERNANTES

As aproximações utilizadas na literatura clássica sobre convecção natural, condensação pelicular e ebulição pelicular em meio poroso, mostradas no capítulo I, são:

- A espessura da película de líquido condensado é fina, tal que as aproximações da camada limite são aplicáveis;
- O líquido condensado e o vapor saturado são separados por uma interface distinta, não ocorrendo, portanto, região de mistura da fase líquida com a fase vapor;
- As propriedades físicas do vapor saturado, do líquido saturado e do meio poroso são constantes.

Com base em tais considerações, as equações que expressam a conservação de massa, quantidade de movimento (modelo de Ergun) e energia em regime transiente na camada líquida são:

CONSERVAÇÃO DE MASSA

$$\epsilon \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} = 0 \quad (2-1)$$

CONSERVAÇÃO DE QUANTIDADE DE MOVIMENTO (MODELO DE ERGUN)

$$\frac{\rho K}{\mu \epsilon} \frac{du}{dt} + u + \frac{\rho EK^{\frac{1}{2}}}{\mu} u^2 = \frac{K}{\mu} (\rho - \rho_v) g \quad (2-2)$$



CONSERVAÇÃO DE ENERGIA

$$(\rho C)_c \frac{\partial T}{\partial t} + (\rho C)_l u \frac{\partial T}{\partial x} + (\rho C)_l v \frac{\partial T}{\partial y} = k_c \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (2-3)$$

Estas equações diferenciais parciais e ordinária que governam o problema de condensação pelicular em meio poroso em regime transiente estão sujeitas às seguintes condições iniciais e de contorno, segundo item 2.2:

$$t = 0 \quad \delta = 0 \quad T = T_s \quad u = 0 \quad (2-4.a,b,c)$$

$$t > 0 \quad y = 0 \quad T = T_w \quad v = V_w \quad (2-4.d,e)$$

$$y = \delta(x,t) \quad T = T_s \quad (2-4.f)$$

$$x = 0 \quad \delta = 0 \quad (2-4.g)$$

E, na interface líquido-vapor, a conservação de energia mostra que, a todo instante do tempo, o calor latente liberado pela condensação do vapor é igual ao calor conduzido para a camada porosa saturada de líquido:

$$k_c \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=\delta} = \dot{m} h_{lv} \quad (2-5)$$

Onde u e v são, respectivamente, as componentes de velocidade de Darcy longitudinal e normal à superfície vertical; ρ e ρ_v , respectivamente, densidade da fase líquida e da fase vapor; ϵ e K , respectivamente, porosidade e permeabilidade do meio poroso; μ , viscosidade dinâmica da fase líquida; T , temperatura do meio poroso preenchido com líquido; h_{lv} , calor latente de condensação; $\dot{m}$, o fluxo local de massa do condensado; k e C , respectivamente, condutividade térmica e calor específico; t , tempo; g , aceleração da gravidade; δ , espessura da película condensada; E , constante empírica associada com as forças de inércia no meio poroso.

Os sub-índices l e v indicam, respectivamente, quantidades associadas com a fase líquida e fase vapor; c , indica quantidades compostas da camada porosa preenchida com líquido condensado, definidas pela relação de porosidade entre a quantidade associada com o meio poroso e com o líquido condensado, tais como:



$$k_c = (1 - \epsilon)k_n + \epsilon k_l$$

$$(\rho C)_c = (1 - \epsilon)(\rho C)_n + \epsilon(\rho C)_l$$

onde o sub-índice n representa a quantidade associada com o sólido do meio poroso.

2.3.1 - REGIME PERMANENTE

Para a condição de regime permanente, o primeiro termo das equações (2-1), (2-2) e (2-3) não é considerada e, para densidade constante, resultam em [19,21]:

CONSERVAÇÃO DE MASSA

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2-6)$$

MODELO DE ERGUN

$$u + \frac{\rho E K^{\frac{1}{2}}}{\mu} u^2 = \frac{K}{\mu} (\rho - \rho v) g \quad (2-7)$$

CONSERVAÇÃO DE ENERGIA

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha_c \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (2-8)$$

onde $\alpha_c = k_c / (\rho C)_l$ é a difusividade térmica do meio poroso preenchido com líquido.

Com as condições de contorno (2-4.c,d,e) da forma:

$$y = 0 \quad T = T_w \quad v = v_w(x) \quad (2-9.a,b)$$

$$y = \delta \quad T = T_s \quad (2-9.c)$$

O fluxo de massa local pode ser obtido através de um volume de controle na interface líquido-vapor como em [20], resultando em:

$$\dot{m} = \rho(u \frac{d\delta}{dx} - v) \quad (2-10)$$

Que, substituído na equação (2-5) obtém-se:

$$k_c \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=\delta} = \rho h_{lv} (u \frac{d\delta}{dx} - v) \quad (2-11)$$

2.3.2 - REGIME TRANSIENTE

Para a condição de regime transiente, a equação de conservação de energia na forma diferencial, função de três variáveis independentes x , y e t , apresenta grande dificuldade para obtenção de solução analítica. Assim, uma forma conveniente é a utilização do método integral de Karman-Pohlhausen, que consiste na integração da equação (2-3) através da espessura da película condensada (δ), com o auxílio da equação da conservação de massa (2-1), resultando em:

$$\begin{aligned} \sigma^* \frac{\partial}{\partial t} \int_0^\delta (T-T_s) dy + \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\delta u(T-T_s) dy + v_w(T_s-T_w) = \\ = \alpha_c \left(\frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=\delta} - \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} \right) \end{aligned} \quad (2-12)$$

$$\text{onde } \sigma^* = \frac{(\rho C)_c}{(\rho C)_l}$$

Com as condições iniciais e de contorno representadas pelas relações (2-4.a,b,d,f,g).

E o fluxo de massa de condensado pode ser obtido pela integração da equação da conservação de massa (2-1) através da espessura da camada líquida, para densidade constante, resultando em:



$$\dot{m} = \rho \left(\epsilon \frac{\partial \delta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{\delta} u dy - v_w \right) \quad (2-13)$$

E, substituindo a equação (2-13) na equação (2-5), tem-se:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=\delta} = \frac{\rho h_{lv}}{k_c} \left(\epsilon \frac{\partial \delta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{\delta} u dy - v_w \right) \quad (2-14)$$

2.4 - TRANSFERÊNCIA DE CALOR NA SUPERFÍCIE VERTICAL

A transferência de calor na superfície vertical será representada pelo número de Nusselt local (N_{ux}) definido pela relação:

$$N_{ux} = \frac{hx}{k} \quad (2-15)$$

Onde h é o coeficiente de película definido pela lei de Newton para a transferência de calor por convecção:

$$q_w = h (T_w - T_s) \quad (2-16)$$

E q_w é a densidade de fluxo de calor por condução na superfície vertical definida pela lei de Fourier:

$$q_w = -k \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (2-17)$$

Comparando as equações (2-16) e (2-17) tem-se:

$$h = \frac{k \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0}}{(T_s - T_w)} \quad (2-18)$$

Substituindo a relação (2-18) na relação (2-15) resulta:



$$Nux = \frac{x \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0}}{(Ts-Tw)} \quad (2-19)$$

O número de Nusselt é um parâmetro adimensional importante na transferência de calor, uma vez que o mesmo expressa uma relação das grandezas relativas da transferência de calor por convecção e condução.



C A P Í T U L O I I I

ADIMENSIONALIZAÇÃO



3 - ADIMENSIONALIZAÇÃO

3.1 - APRESENTAÇÃO

As equações diferenciais ordinária e parciais dimensionais apresentadas no capítulo anterior, serão adimensionalizadas através da definição de parâmetros adimensionais, visando reduzir o número de variáveis que influenciam o fenômeno, através da aplicação do princípio da similaridade, simplificando as equações governantes e facilitando a obtenção de soluções das mesmas.

Dada a diferença de equacionamento, os parâmetros adimensionais definidos para a condição de regime permanente, não são adequados para a utilização na condição de regime transiente e, portanto, outros parâmetros serão definidos.

Entretanto, os parâmetros adimensionais utilizados na condição de regime permanente podem ser relacionados com os parâmetros adimensionais utilizados na condição de regime transiente, possibilitando uma comparação nos resultados obtidos.



3.2 - ADIMENSIONALIZAÇÃO DA EQUAÇÃO DA CONSERVAÇÃO DA QUANTIDADE DE MOVIMENTO

A equação diferencial ordinária (2-2) pode ser adimensionalizada através da definição de duas variáveis de similaridade para a velocidade longitudinal e tempo. Assim, introduzindo as seguintes variáveis adimensionais:

$$U = \frac{\mu u}{K(\rho - \rho_v)g} \quad (3-1)$$

$$\tau^* = \frac{\varepsilon \mu}{\rho K} t \quad (3-2)$$

A equação (2-2) se reduz a:

$$\frac{dU}{d\tau^*} + U + Gr U^2 = 1 \quad (3-3)$$

Cuja condição inicial (2-4.b) necessária para solucionar a equação (3-3) torna-se:

$$\tau^* = 0 \quad U = 0 \quad (3-4)$$

onde

$$Gr = \frac{\rho(\rho - \rho_v)gEK^{\frac{3}{2}}}{\mu^2}$$

Gr é definido como número de Grashof modificado. Quando a constante empírica E tem valor nulo, o número de Grashof modificado também é nulo, significando que não há influência das forças de inércia do meio poroso, e a equação (3-3) se transforma na equação de Darcy para regime transiente. Quando a constante empírica E tem valor maior que zero, o número de Grashof modificado tem valor maior que zero, e a equação (3-3) mostra a influência relativa das forças de inércia no escoamento em meio poroso. Assim, o número de Grashof modificado representa a relativa significância dos efeitos das forças de inércia no meio poroso.



A equação (3-3), sem o primeiro termo do lado direito, isto é, o termo transiente, representa exatamente a equação (2-7) em regime permanente adimensional.

3.3 - ADIMENSIONALIZAÇÃO DA EQUAÇÃO DA CONSERVAÇÃO DE MASSA E ENERGIA

Neste item, a adimensionalização ocorrerá, considerando-se a equação da energia em regime permanente e, em seguida, a equação da energia em regime transiente. Isto se dará, pelo fato de que, segundo as referências [19,21], transformação similar é possível para a condição de regime permanente, juntamente com o modelo de Ergun em regime permanente e, para a condição de regime transiente, os mesmos parâmetros adimensionais não são convenientes e assim, outros parâmetros adimensionais serão definidos.

3.3.1 - REGIME PERMANENTE

Para a condição de regime permanente, o item 2.3.1 do capítulo II, define as equações (2-6) e (2-8) que representam, respectivamente, a conservação de massa e energia, juntamente com as condições de contorno (2-9.a,b,c) e (2-11).

Com o objetivo de se determinar uma possível solução similar, serão introduzidas as seguintes variáveis de similaridade [19,21]:

$$\eta = \frac{y}{x} (Rax)^{\frac{1}{2}} \quad (3-6)$$

$$Rax = \frac{K(\rho - \rho_v)gx}{\mu \alpha_c} \quad (3-7)$$

$$\Psi = \alpha_c (Rax)^{\frac{1}{2}} f(\eta) - \int_0^x Vw(x) dx \quad (3-8)$$

$$\theta(\eta) = \frac{T - T_s}{T_w - T_s} \quad (3-9)$$



onde:

η - variável de similaridade adimensional

Rax - número de Rayleigh local modificado

Ψ - função de corrente

f - função de corrente adimensional

θ - temperatura adimensional

As componentes de velocidade longitudinal e normal, em termos das variáveis adimensionais definidas pelas relações (3-6) e (3-8) são:

$$u = \frac{\partial \Psi}{\partial y} = \frac{\alpha_c Rax}{x} \frac{df}{d\eta} \quad (3-10)$$

$$v = - \frac{\partial \Psi}{\partial x} = - \frac{\alpha_c (Rax)^{\frac{1}{2}}}{2x} f + \frac{y \alpha_c Rax}{2x^2} \frac{df}{d\eta} + vw(x) \quad (3-11)$$

As equações (3-10) e (3-11) mostram que a função de corrente satisfaz a equação da conservação de massa (2-6).

Os gradientes de temperatura, em termos das variáveis adimensionais (3-6) e (3-9) são:

$$\frac{\partial T}{\partial x} = - (T_w - T_s) y \frac{(Rax)^{\frac{1}{2}}}{2x^2} \frac{d\theta}{d\eta} \quad (3-12)$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} = (T_w - T_s) \frac{(Rax)^{\frac{1}{2}}}{x} \frac{d\theta}{d\eta} \quad (3-13)$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = (T_w - T_s) \frac{Rax}{x^2} \frac{d^2 \theta}{d\eta^2} \quad (3-14)$$

Substituindo as equações (3-10,11,12,13,14) na equação (2-8) resulta:



$$\frac{d^2\theta}{d\eta^2} + \left(\frac{f}{2} - \frac{V_w x}{\alpha_c (Rax)^{\frac{1}{2}}}\right) \frac{d\theta}{d\eta} = 0 \quad (3-15)$$

A equação (3-15) mostra que solução exata é possível ([21]) para:

$$V_w = \frac{\beta^* \alpha_c (Rax)^{\frac{1}{2}}}{2 x} \quad (3-16)$$

onde β^* é uma constante que representa a componente normal de velocidade adimensional na superfície e, assim, tem a mesma direção e magnitude de V_w , ou seja, quando β^* é negativo, tem-se sucção e, quando β^* é positivo, tem-se injeção.

Substituindo a equação (3-16) na equação (3-15) obtém-se:

$$\frac{d^2\theta}{d\eta^2} - \frac{1}{2}(\beta^* - f) \frac{d\theta}{d\eta} = 0 \quad (3-17)$$

E as condições de contorno (2-9.a,b,c) se tornam:

$$\eta = 0 \quad \theta = 1 \quad f = 0 \quad (3-18.a,b)$$

$$\eta = \eta\delta \quad \theta = 0 \quad (3-18.c)$$

Onde $\eta\delta$ é a espessura da película condensada adimensional e, para a sua determinação, utiliza-se o balanço de energia na interface líquido-vapor definido pela equação (2-11).

Para $y=\delta$, a equação (3-6) mostra que:

$$\eta\delta = \frac{\delta (Rax)^{\frac{1}{2}}}{x} \quad (3-19)$$

Assim,

$$\frac{d\delta}{dx} = \frac{\eta\delta}{2(Rax)^{\frac{1}{2}}} \quad (3-20)$$

Pela substituição das equações (3-10), (3-11), (3-13) e (3-20) na equação (2-11), tem-se:

$$\left. \frac{d\theta}{d\eta} \right|_{\eta=\eta\delta} = \frac{h_{lv}}{2C(T_w - T_s)} (f(\eta\delta) - \beta^*) \quad (3-21)$$

Ou,

$$\left. \frac{d\theta}{d\eta} \right|_{\eta=\eta\delta} = - \frac{1}{2Ja} (f(\eta\delta) - \beta^*) \quad (3-22)$$

$$\text{onde } Ja = \frac{C(T_s - T_w)}{h_{lv}} \quad (3-23)$$

Ja é definido como número de Jacob, que relaciona o calor sensível com o calor latente do fluido.

Assim, uma vez solucionada a equação (3-17), a espessura da película adimensional não pode ser obtida pela equação (3-22).

3.3.2 - REGIME TRANSIENTE

Para a condição de regime transiente, a equação (2-12) representa a conservação de energia associada a conservação de massa. Com o objetivo de simplificar a forma da equação (2-12), serão introduzidas as seguintes variáveis adimensionais:



$$\xi = \frac{y}{\delta} \quad \Delta = \frac{\delta}{L} \quad X = \frac{x}{L Ra} \quad (3-24.a,b,c)$$

$$\tau = \frac{\alpha_c t}{\sigma^* L^2} \quad \theta^*(\xi) = \frac{T - T_s}{T_w - T_s} \quad (3-24.d,e)$$

$$\text{onde } Ra = \frac{(\rho - \rho_v) g K L}{\mu \alpha_c} \quad (3-25)$$

Onde ξ representa a distância normal à superfície vertical; Δ , a espessura da película condensada adimensional; X , a distância adimensional longitudinal à superfície; τ , o tempo adimensional relativo à formação da camada de condensado Δ ; θ^* , temperatura adimensional; Ra , o número de Rayleigh modificado; L , o comprimento característico longitudinal da superfície vertical.

Com as equações (3-24.a,b,c,d,e) e equação (2-14), tem-se:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0} = \frac{(T_w - T_s)}{\delta} \left. \frac{d\theta^*}{d\xi} \right|_{\xi=0} \quad (3-26)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=\delta} = \left. \frac{d\theta^*}{d\xi} \right|_{\xi=1} = - \frac{\Delta}{Ja} \left(\frac{\epsilon \partial \Delta}{\sigma^* \partial \tau} + U \frac{\partial \Delta}{\partial X} - \frac{V_w L}{\alpha_c} \right) \quad (3-27)$$

As relações (3-1), (3-24.b,c,d), (3-26) e (3-27), introduzidas na equação (2-12) resulta em:

$$\begin{aligned} \int_0^1 \theta^* d\xi \frac{\partial \Delta}{\partial \tau} + U \int_0^1 \theta^* d\xi \frac{\partial \Delta}{\partial X} - \frac{V_w \cdot L}{\alpha_c} &= \\ &= - \frac{1}{Ja} \left(U \frac{\partial \Delta}{\partial X} + \frac{\epsilon}{\sigma^*} \frac{\partial \Delta}{\partial \tau} - \frac{V_w \cdot L}{\alpha_c} \right) - \frac{1}{\Delta} \left. \frac{d\theta^*}{d\xi} \right|_{\xi=0} \end{aligned} \quad (3-28)$$

A equação (3-28) mostra que uma forma conveniente para V_w é:

$$V_w = \frac{\beta}{2} \frac{\alpha_c}{\delta} \quad (3-29)$$

Onde β também é uma constante que representa



a componente normal de velocidade adimensional na superfície, mas com valor relativo diferente do parâmetro β^* e cuja relação equivalente será mostrada no próximo item.

Substituindo as relações (3-28,29) e rearrajando, tem-se, finalmente:

$$\left[\int_0^1 \theta^* d\xi + \frac{1}{\sigma Ja} \right] \frac{\partial \Delta}{\partial \tau} + U \left[\int_0^1 \theta^* d\xi + \frac{1}{Ja} \right] \frac{\partial \Delta}{\partial X} =$$

$$= \frac{\beta}{2\Delta} \left(1 + \frac{1}{Ja} \right) - \frac{1}{\Delta} \left. \frac{d\theta^*}{d\xi} \right|_{\xi=0} \quad (3-30)$$

Onde $\sigma = \frac{\sigma^*}{\epsilon}$

Com a condição inicial (2-13.a):

$$\tau = 0 \quad \Delta = 0 \quad (3-31.a)$$

E condição de contorno (2-13.e):

$$X = 0 \quad \Delta = 0 \quad (3-31.b)$$

3.3.3 - RELAÇÃO ENTRE OS PARÂMETROS ADIMENSIONAIS

Como colocado no item 3.3, os parâmetros adimensionais utilizados para o problema de condensação pelicular em meio poroso, em regime permanente, são diferentes dos parâmetros adimensionais para a condição de regime transiente. Entretanto, uma correspondência entre tais parâmetros pode ser obtida pela combinação dos mesmos.

Com este objetivo, as relações (3-6), (3-19), (3-24.a) resultam em:

$$\eta = \xi \cdot \eta \delta \quad (3-32)$$



E as relações (3-16), (3-19) e (3-29) mostram que:

$$\beta = \beta^* . n\delta \quad (3-33)$$

Estas duas relações são de importância fundamental para se comparar os resultados obtidos na condição de regime permanente, com os resultados obtidos na condição de regime transiente.

Ainda dentro da correspondência entre os parâmetros adimensionais, uma combinação útil entre o tempo adimensional, relacionado com a velocidade, e o tempo adimensional, relacionado com a formação da camada de condensado, é fornecida pelas relações (3-2) e (3-24.d)

$$\tau = \frac{\rho K \alpha_c}{\sigma^* L^2 \epsilon \mu} \tau^* \quad (3-34)$$

Uma análise de ordem de grandeza das propriedades relacionadas, resulta que:

$$\frac{\rho K \alpha_c}{\sigma^* L^2 \epsilon \mu} \approx 10^{-7} \quad (3-35)$$

Esta relação mostra que, para um tempo adimensional (τ^*) finito, relacionado com a velocidade longitudinal, suficientemente grande para que a mesma adquira a condição de regime permanente, o tempo adimensional (τ), relacionado com a formação da camada de condensado, é extremamente pequeno, como será comprovado no capítulo IV, permitindo concluir que, durante todo o tempo de formação da camada de condensado, a velocidade se encontra na condição de regime permanente.



3.4 - TRANSFERÊNCIA DE CALOR NA SUPERFÍCIE

Assim como no item 3.3; duas relações podem ser obtidas para a transferência de calor na superfície vertical, uma para a condição de regime permanente e outra para a condição de regime transiente.

3.4.1 - REGIME PERMANENTE

Com auxílio da equação (3-13), a equação (2-19) pode ser escrita na forma:

$$\frac{Nux}{(Rax)^{\frac{1}{2}}} = - \left. \frac{d\theta}{d\eta} \right|_{\eta=0} \quad (3-36)$$

Esta relação é constante e diretamente proporcional ao gradiente de temperatura adimensional na superfície vertical.

3.4.2 - REGIME TRANSIENTE

Analogamente à condição de regime permanente, com as equações (3-24.b,c) e (3-26), a equação (2-19) torna-se:

$$\frac{Nux}{XRa} = - \left. \frac{1}{\Delta} \frac{d\theta^*}{d\xi} \right|_{\xi=0} \quad (3-37)$$

Esta relação depende da determinação da formação da camada de líquido condensado, ou seja, da solução da equação (3-28).



C A P Í T U L O I V

SOLUÇÕES DAS EQUAÇÕES ADIMENSIONAIS



4 - SOLUÇÕES DAS EQUAÇÕES ADIMENSIONAIS

4.1 - APRESENTAÇÃO

Este capítulo apresenta as soluções das equações governantes adimensionais obtidas no capítulo III.

Inicialmente, será apresentada a solução da equação da conservação de quantidade de movimento, através de duas considerações importantes: ausência e presença das forças de inércia do meio poroso. Quando as forças de inércia estão ausentes, a equação da conservação da quantidade de movimento resulta na equação de Darcy e, quando as forças de inércia estão presentes, a equação da conservação da quantidade de movimento resulta na equação de Ergun. Ambas as equações apresentam soluções para a condição de regime permanente e transiente.

Para a solução da equação da conservação de energia, primeiramente, será apresentada a solução para a condição de regime permanente e, em seguida, as soluções para o regime transiente, através da utilização de um método exato, denominado método das curvas características e, um método aproximado, denominado método das relações integrais, assumindo-se um perfil de temperatura que satisfaça as condições de contorno.

Com a obtenção destes resultados, a transferência de calor na superfície vertical, representada pelo número de Nusselt, pode ser mais convenientemente representada.



4.2 - SOLUÇÃO DA EQUAÇÃO DA CONSERVAÇÃO DA QUANTIDADE DE MOVIMENTO

Para a solução da equação (3-3), inicialmente será considerada a ausência das forças de inércia do meio poroso, quando então $Gr=0$, e a equação coincide com a equação de Darcy transiente. Essa equação resultante, terá solução para a condição de regime permanente e solução para regime transiente.

4.2.1 - EQUAÇÃO DE DARCY EM REGIME PERMANENTE

A solução da equação de Darcy em regime permanente resulta da consideração da ausência das forças de inércia do meio poroso e do termo transiente da equação (3-3), resultando em:

$$U = 1 \quad (4-1)$$

O qual mostra que a componente de velocidade longitudinal adimensional tem valor relativo constante igual a unidade.

4.2.2 - EQUAÇÃO DE DARCY EM REGIME TRANSIENTE

Para a equação de Darcy em regime transiente, a equação (3-3) é uma equação diferencial ordinária adimensional de primeira ordem que, juntamente com a condição inicial (3-4) apresenta solução exata ($|26|$):

$$U(\tau^*) = 1 - \exp(-\tau^*) \quad (4-2)$$

Esta equação mostra que, quando $\tau^* \rightarrow \infty$, a mesma coincide com a equação (4-1) definida para a condição de regime permanente.



4.2.3 - EQUAÇÃO DE ERGUN EM REGIME PERMANENTE

A equação de Ergun em regime permanente é a equação (3-3) sem o termo transiente, que resulta em uma equação quadrática, cuja solução é:

$$U = \frac{(1 + 4 \cdot Gr)^{\frac{1}{2}} - 1}{2 \cdot Gr} \quad (4-3)$$

Onde o sinal que antecede a raiz quadrada deve ser positiva. Interessante observar que, no limite, quando $Gr \rightarrow 0$, aplicando-se a regra de L'Hospital, a velocidade longitudinal tende à unidade, ou seja, ao modelo de Darcy em regime permanente.

4.2.4 - EQUAÇÃO DE ERGUN EM REGIME TRANSIENTE

A equação (3-3) é uma equação diferencial ordinária de primeira ordem não linear que, juntamente com a condição inicial (3-4), apresenta uma solução particular da forma (|27|):

$$U(\tau^*) = \frac{1}{2 \cdot Gr} \left\{ S \operatorname{Tgh} \left(\frac{S}{2} \tau^* + \operatorname{arcTgh} \frac{1}{S} \right) - 1 \right\} \quad (4-4)$$

$$\text{onde } S = (1 + 4 \cdot Gr)^{\frac{1}{2}}$$

Analogamente ao modelo de Darcy transiente, quando $\tau^* \rightarrow \infty$, a equação (4-4) coincide com a equação (4-3), determinada para a condição de regime permanente.



4.3 - SOLUÇÃO DA EQUAÇÃO DA CONSERVAÇÃO DE ENERGIA

A equação (3-17), que representa a conservação de energia adimensional para a condição de regime permanente, é uma equação diferencial ordinária de segunda ordem com coeficientes não constantes e apresenta solução exata, enquanto a equação (3-29), que representa a conservação de energia para a condição de regime transiente, é uma equação diferencial parcial de primeira ordem que permite dois métodos de solução: método exato das curvas características e método aproximado das relações integrais.

4.3.1 - REGIME PERMANENTE

Para se determinar a solução da equação (3-17), torna-se necessário a determinação da função de corrente adimensional f , obtida com o auxílio das equações (3-10), (3-18.b) e (4-3), que resulta em:

$$f = \left[\frac{(1 + 4 \cdot Gr)^{\frac{1}{2}} - 1}{2 \cdot Gr} \right] \eta \quad (4-5)$$

Substituindo esta equação na equação (3-17) e utilizando as condições (3-18.a,c), solução exata pode ser obtida ([21,26]) e tem a forma:

$$\theta(\eta) = 1 - \frac{\int_0^\eta \exp\left\{-\left(\frac{U\eta^2}{4} - \frac{\beta^* \eta}{2}\right)\right\} d\eta}{\int_0^{\eta\delta} \exp\left\{-\left(\frac{U\eta^2}{4} - \frac{\beta^* \eta}{2}\right)\right\} d\eta} \quad (4-6)$$

E, para a determinação da espessura da película condensada adimensional $\eta\delta$, utiliza-se o balanço de energia na interface líquido-vapor, expresso na equação (3-22). Derivando a equação (4-6) e utilizando a equação (4-5), quando $\eta=\eta\delta$, substituindo na equação (3-22) e rearranjando, resulta em:



$$Ja = \frac{(U \eta \delta - \beta^*)}{2} \frac{\int_0^{\eta \delta} \exp\left\{-\left(\frac{U n^2}{4} - \frac{\beta^* n}{2}\right)\right\} dn}{\exp\left\{-\left(\frac{U \eta \delta^2}{4} - \frac{\beta^* \eta \delta}{2}\right)\right\}} \quad (4-7)$$

Que possibilita a obtenção de $\eta \delta$ para determinados parâmetro Ja , β^* e Gr .

4.3.2 - REGIME TRANSIENTE

Para a solução da equação (3-28), duas considerações devem ser destacadas inicialmente: a primeira é com relação à velocidade longitudinal adimensional que, segundo item 3.3.3, pode ser considerada na condição de regime permanente durante todo o tempo transiente da formação da camada de condensado; a segunda é com relação ao perfil de temperatura que, diferentemente da condição de regime permanente, onde sua determinação ocorre como resultado da solução da conservação de energia, no regime transiente, o mesmo será assumido como uma função da variável adimensional ξ , satisfazendo as condições de contorno.

4.3.2.1 - PERFIL DE TEMPERATURA

O perfil de temperatura assumido é uma função quadrática da variável ξ , que tem a forma ($|24|$):

$$\theta^*(\xi) = 1 - A \xi + (A - 1) \xi^2 \quad (4-8)$$

Que satisfaz as condições de contorno:



$$\xi = 0 \quad \theta^* = 1 \quad (4-9.a)$$

$$\xi = 1 \quad \theta^* = 0 \quad (4-9.b)$$

Onde A é uma constante que representa o gradiente de temperatura na superfície, podendo ser determinada somente após a solução da equação (3-28), através da utilização da equação (3-27).

Assim, para o perfil de temperatura definido pela equação (4-8), resulta que:

$$\left. \frac{\partial \theta^*}{\partial \xi} \right|_{\xi=0} = -A \quad \int_0^1 \theta^* d\xi = \frac{4-A}{6} \quad (4-10.a,b)$$

Pela introdução destas relações na equação (3-28) resulta na equação:

$$\left(\frac{4-A}{6} + \frac{1}{\sigma Ja} \right) \frac{\partial \Delta^2}{\partial \tau} + U \left(\frac{4-A}{6} + \frac{1}{Ja} \right) \frac{\partial \Delta^2}{\partial X} = \beta \left(1 + \frac{1}{Ja} \right) + 2.A \quad (4-11)$$

Esta equação é uma equação diferencial parcial de primeira ordem, do tipo hiperbólico que, juntamente com as condições (3-31.a,b), pode ser resolvido exatamente pelo método das curvas características e, aproximadamente pelo método das relações integrais.

4.3.2.2 - MÉTODO DAS CURVAS CARACTERÍSTICAS

O método das curvas características é um método bastante utilizado para a solução de equações diferenciais parciais de primeira ordem, desenvolvido em detalhes por HILDEBRAND [26] que, em resumo, representa uma interpretação geométrica da equação, que possibilita a determinação de duas equações diferenciais ordinárias equivalentes à equação diferencial parcial de primeira ordem.



Assim, a equação (4-11) equivale às seguintes equações diferenciais ordinárias:

$$\frac{d\tau}{\left[\frac{4-A}{6} + \frac{1}{\sigma Ja}\right]} = \frac{dX}{U \left[\frac{4-A}{6} + \frac{1}{Ja}\right]} = \frac{d\Delta^2}{\left[\beta \left(1 + \frac{1}{Ja}\right) + 2.A\right]} \quad (4-12)$$

Então, as curvas características que interceptam o eixo X é dada por:

$$\Delta = \left[\frac{\beta \left(1 + \frac{1}{Ja}\right) + 2.A}{\frac{4-A}{6} + \frac{1}{\sigma Ja}} \right]^{\frac{1}{2}} \tau^{\frac{1}{2}} \quad (4-13)$$

Que representa a espessura da película condensada em regime transiente.

As curvas características que interceptam o eixo τ é dada por:

$$\Delta = \left[\frac{\beta \left(1 + \frac{1}{Ja}\right) + 2.A}{U \left(\frac{4-A}{6} + \frac{1}{Ja}\right)} \right]^{\frac{1}{2}} X^{\frac{1}{2}} \quad (4-14)$$

Que, por sua vez, representa a espessura da película condensada em regime permanente.

E, o limite das curvas características é representada pela relação:



$$\tau = \left[\frac{\frac{4-A}{6} + \frac{1}{\sigma Ja}}{U \left(\frac{4-A}{6} + \frac{1}{Ja} \right)} \right] X \quad (4-15)$$

Esta equação mostra que, para um determinado valor da distância longitudinal adimensional, a espessura da película condensada se desenvolve com o tempo adimensional até o valor obtido com a equação (4-15), segundo a equação (4-13) e, a partir daí, a espessura condensada permanece constante, segundo a equação (4-14).

A figura (4-1) mostra um diagrama esquemático das regiões representadas pelas curvas características.

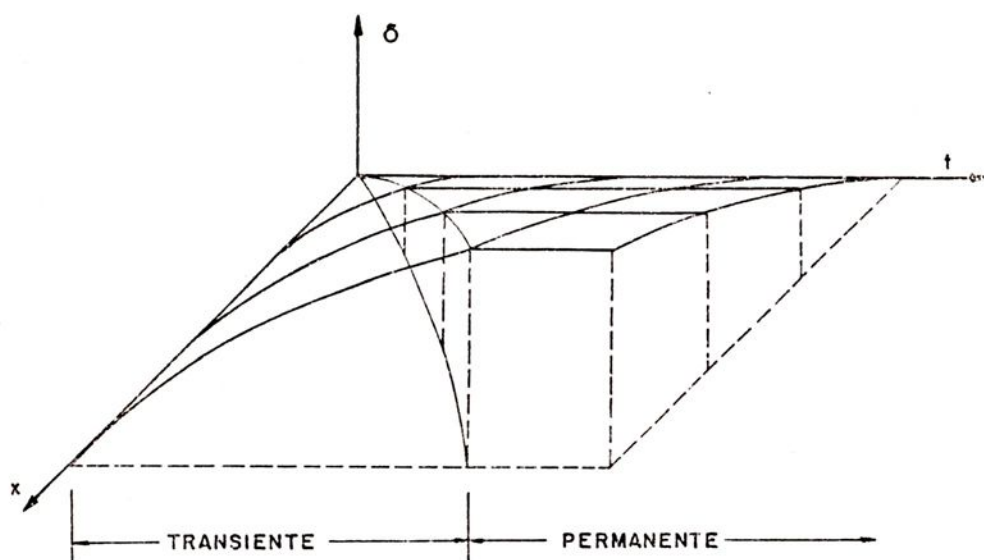


FIG.(4-1) ESQUEMA PARA REPRESENTAÇÃO DAS CURVAS CARACTERÍSTICAS

Uma vez definido Δ , o valor da constante A pode ser facilmente obtida pela introdução da equação (4-14) na equação (3-27), considerando a condição de regime permanente. Assim, o resultado fica:

$$A = \frac{3(Ja+2+\frac{\beta}{12}) - \{9(Ja+2+\frac{\beta}{12})^{\frac{1}{2}} - 4.Ja(2.Ja+3-\frac{\beta}{8})\}^{\frac{1}{2}}}{Ja} \quad (4-16)$$

Na verdade, existem dois sinais que antecedem a raiz quadrada; o positivo e o negativo. Entretanto, alguns cálculos simples demonstram que o sinal positivo apresenta resultados que são fisicamente impossíveis para o perfil de temperatura. Assim, a equação (4-16) aparece na forma utilizada.

4.3.2.3 - MÉTODO DAS RELAÇÕES INTEGRAIS

O método das relações integrais é um método aproximado, utilizado por CHENG e POP [15], que consiste em se multiplicar a equação diferencial parcial de primeira ordem por uma função peso F , que é função apenas de uma das variáveis, e integrar a nova equação entre dois limites conhecidos ou arbitrados da variável escolhida.

Para problemas de superfícies verticais, normalmente a variável escolhida é a distância longitudinal, cujos limites, inferior e superior, podem ser conhecidos ou arbitrados.

Desta forma, multiplicando a equação (3-28) pela função peso $F(X)$ e, integrando com respeito a X , nos limites $X=0$ e $X=1$ e utilizando as relações (4-10.a,b), resulta na equação:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \tau} \int_0^1 F(X) \Delta(X, \tau) dX + D \{ F(1) \Delta(1, \tau) - \int_0^1 \Delta(X, \tau) \frac{dF(X)}{dX} dX \} = \\ = \left[\frac{\frac{\beta}{2} (1 + \frac{1}{Ja}) + A}{\frac{4-A}{6} + \frac{1}{\sigma Ja}} \right] \int_0^1 \frac{F(X)}{\Delta(X, \tau)} dX \end{aligned} \quad (4-17)$$

$$\text{onde } D = \left[\frac{\frac{4-A}{6} + \frac{1}{Ja}}{\frac{4-A}{6} + \frac{1}{\sigma Ja}} \right] U$$

Então, assumindo que a função F é a própria variável X e que a espessura da película é o produto de uma função do tempo adimensional pela raiz quadrada da variável X , ou seja:

$$F(X) = X \quad (4-18)$$

$$\Delta(X, \tau) = a(\tau) X^{\frac{1}{2}} \quad (4-19)$$

Assim, introduzidos na equação (4-17) e realizado a integração, resulta na equação diferencial ordinária:

$$\frac{da^2(\tau)}{d\tau} + \frac{5}{3} \cdot D \cdot a^2(\tau) = \frac{5}{3} \left[\frac{\beta(1 + \frac{1}{Ja}) + 2 \cdot A}{\frac{4 - A}{6} + \frac{1}{\sigma Ja}} \right] \quad (4-20)$$

Que, juntamente com a condição inicial (3-30.a), apresenta solução exata ([26]) da forma:

$$a(\tau) = \left[\frac{\beta(1 + \frac{1}{Ja}) + 2 \cdot A}{U \left(\frac{4 - A}{6} + \frac{1}{Ja} \right)} \right]^{\frac{1}{2}} \{1 - \exp(-\frac{5}{3} \cdot D \cdot \tau)\}^{\frac{1}{2}} \quad (4-21)$$

Desta forma, a equação (4-19) fica:

$$\Delta(X, \tau) = \left[\frac{\beta(1 + \frac{1}{Ja}) + 2 \cdot A}{U \left(\frac{4 - A}{6} + \frac{1}{Ja} \right)} \right]^{\frac{1}{2}} \{1 - \exp(-\frac{5}{3} \cdot D \cdot \tau)\}^{\frac{1}{2}} X^{\frac{1}{2}} \quad (4-22)$$

Que representa a formação da espessura da película condensada durante o tempo adimensional.

É interessante observar que, quando o tempo adimensional tende para o infinito ($\tau \rightarrow \infty$), a equação (4-22) é exatamente igual à equação obtida pelo método das características.

4.4 - TRANSFERÊNCIA DE CALOR NA SUPERFÍCIE

Com as soluções obtidas no item 4.3, o número de Nusselt pode ser representado para cada situação, de regime permanente e regime transiente, de uma maneira mais conveniente.

4.4.1 - REGIME PERMANENTE

Pela derivação da solução apresentada na equação (4-6) e introduzida na equação (3-36), resulta em:

$$\frac{Nux}{(Rax)^{\frac{1}{2}}} = \frac{1}{\int_0^{\eta\delta} \exp\left\{-\left(\frac{Un^2}{4} - \frac{\beta^* \eta}{2}\right)\right\} d\eta} \quad (4-23)$$

4.4.2 - REGIME TRANSIENTE

Para o regime transiente, o número de Nusselt representado pela equação (3-37), é uma função da espessura da película condensada, que apresentam formas diferentes quando calculados pelo método das curvas características e pelo método das relações integrais.



4.4.2.1 - MÉTODO DAS CARACTERÍSTICAS

Para as soluções apresentadas no item 4.3.2.2, e com o auxílio da relação (4-10.a), a equação (3-37) tem as seguintes representações:

$$\frac{Nux}{XRa} = \frac{A}{\left[\frac{\beta(1 + \frac{1}{Ja}) + 2.A}{\frac{4 - A}{6} + \frac{1}{\sigma Ja}} \right]^{\frac{1}{2}} \tau^{\frac{1}{2}}} \quad (4-24)$$

Que representa a transferência de calor na superfície durante o período transiente e,

$$\frac{Nux}{XRa} = \frac{A}{\left[\frac{\beta(1 + \frac{1}{Ja}) + 2.A}{U \left(\frac{4 - A}{6} + \frac{1}{Ja} \right)} \right]^{\frac{1}{2}} x^{\frac{1}{2}}} \quad (4-25)$$

Que representa a transferência de calor na superfície, na condição de regime permanente.

4.4.2.2 - MÉTODO DAS RELAÇÕES INTEGRAIS

Para a solução apresentada no item 4.3.2.3, e também utilizando a relação (4-10.a), a equação (3-37) resulta, para o método das relações integrais:



$$\frac{Nux}{XRa} = \frac{A}{\left[\frac{\beta(1 + \frac{1}{Ja}) + 2.A}{U \left(\frac{4-A}{6} + \frac{1}{Ja} \right)} \right]^{\frac{1}{2}} \{1 - \exp(-\frac{5}{3}.D.\tau)\}^{\frac{1}{2}} X^{\frac{1}{2}}} \quad (4-26)$$

Que, analogamente à espessura da película condensada, quando o tempo adimensional tende para o infinito ($\tau \rightarrow \infty$), a equação (4-26) torna-se igual a equação (4-25), que representa a transferência de calor na superfície para a condição de regime permanente, obtida pelo método das curvas características.

C A P Í T U L O V

ANÁLISE DOS RESULTADOS



5. ANÁLISE DOS RESULTADOS

5.1 - APRESENTAÇÃO

Neste capítulo, resultados numéricos das soluções obtidas no capítulo IV serão apresentados em forma de gráficos. Como nos capítulos anteriores, inicialmente serão apresentados os resultados numéricos obtidos para as soluções da equação da conservação da quantidade de movimento em regime transiente e permanente. Em seguida, serão apresentados os resultados numéricos da solução exata, obtido pelo método da similaridade, para a equação da conservação da energia em regime permanente e, por fim, os resultados numéricos das soluções obtidas pelo método das características e método das relações integrais, para a equação da conservação de energia em regime transiente.

Para a condição de regime permanente, a obtenção dos resultados numéricos dependem de valores selecionados para o número de Jacob, número de Grashof modificado e componente normal de velocidade adimensional, enquanto que, para a condição de regime transiente, além desses parâmetros, depende ainda de valores selecionados para o parâmetro que relaciona a capacidade térmica do meio poroso preenchido com líquido com a capacidade térmica do líquido.

Análise qualitativa de ordem geral será realizada, com o objetivo de verificar a influência dos parâmetros previamente selecionados.



5.2 - EQUAÇÃO DA CONSERVAÇÃO DA QUANTIDADE DE MOVIMENTO

Como mostrado no item 4.2 do capítulo IV, a equação da conservação da quantidade de movimento adimensional, representado pela equação (3-3), apresenta duas possibilidades de solução: a primeira, quando se considera a ausência das forças de inércia, e a equação coincide com a equação de Darcy; a segunda, quando se considera a presença das forças de inércia e tem-se a equação de Ergun.

Para cada possibilidade, apresentou-se duas soluções: uma para o regime permanente (equações (4-1) e (4-3)) e uma para o regime transiente (equações (4-2) e (4-4)).

Com base nessas equações, a figura (5-1) mostra a variação da velocidade longitudinal adimensional U com o tempo adimensional (τ^*), para três valores do número de Grashof (0, 1 e 10).

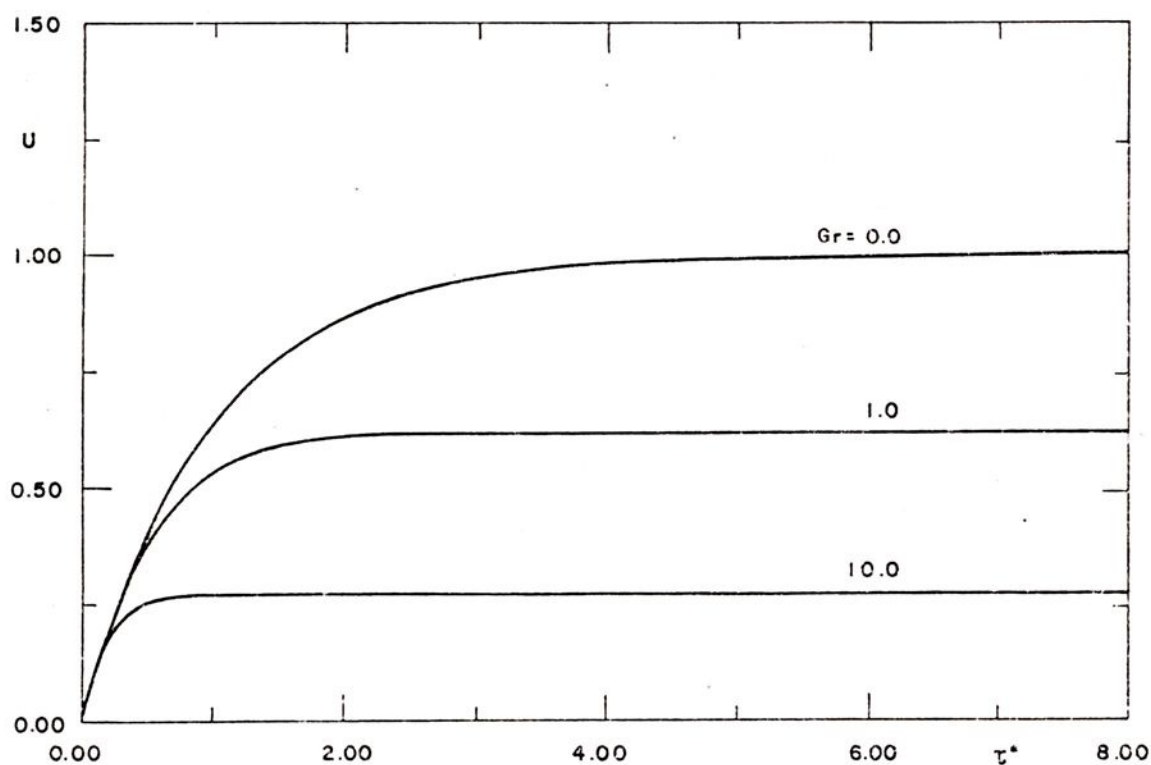


FIG. (5-1) VARIAÇÃO DA VELOCIDADE LONGITUDINAL COM O TEMPO



Através da figura (5-1) pode-se observar que, a velocidade cresce rapidamente com o tempo até um determinado valor, que depende do número de Grashof. Após atingido este valor, a velocidade longitudinal permanece constante com o aumento do tempo, significando que a condição de regime permanente foi atingido. Como esperado, o aumento no valor do número de Grashof, cujo valor relativo representa a influência das forças de inércia do meio poroso, reduz a velocidade longitudinal e, conseqüentemente, o tempo necessário para a obtenção da condição de regime permanente.

Tais resultados confirmam a consideração utilizada na solução da equação da conservação de energia em regime transiente, previamente analisada no item 3.3.3, que, durante a formação da espessura da película condensada, a velocidade longitudinal pode ser considerada totalmente desenvolvida, na condição de regime permanente.

Além disso, a equação (4-3) fornece uma análise dos limites de escoamento de Darcy e Forchheimer. No item 4.2.3, quando o número de Grashof é muito menor que a unidade, pela aplicação da regra de L'Hospital, verificou-se que a velocidade longitudinal tende à unidade, fato este comprovado pela figura (5-1), e que resulta assim, no modelo de Darcy. Entretanto, quando o número de Grashof é muito maior que a unidade, pode-se verificar que a velocidade longitudinal tende ao inverso da raiz quadrada do número de Grashof, resultando assim, na atuação somente do termo de Forchheimer.

5.3 - EQUAÇÃO DA CONSERVAÇÃO DE ENERGIA

Neste item, as soluções resultantes da equação da conservação de energia, obtidas através dos três métodos utilizados, serão apresentados e analisados separadamente, para a condição de regime permanente e, para a condição de regime transiente.



5.3.1 - REGIME PERMANENTE

Na condição de regime permanente, soluções podem ser obtidas através dos três métodos apresentados; o método da solução similar, o método das características e o método das relações integrais. Assim, os resultados a serem apresentados utilizarão as relações entre os parâmetros adimensionais do item 3.3.3, para manutenção da influência dos parâmetros nos métodos utilizados.

5.3.1.1 - PERFIS DE TEMPERATURA

Na solução do problema de condensação pelicular em meio poroso, o perfil de temperatura apresenta duas formas diferentes para a sua obtenção. A primeira é o resultado da solução da equação da conservação de energia, pelo método da similaridade em regime permanente, que resulta na equação (4-6). A segunda é assumida como uma função quadrática da variável ξ , cujas constantes são determinadas através da utilização das condições de contorno, que resulta na equação (4-8).

A equação (4-6) é resultado da solução exata da equação da conservação de energia adimensional (3-15), e a determinação da espessura da película condensada $\eta\delta$, necessária para a determinação dos resultados numéricos, é obtida através do balanço térmico de energia na interface líquido-vapor, representado pela equação (4-7).

Para a determinação de $\eta\delta$, o procedimento consiste, inicialmente, na utilização da relação (3-33) na equação (4-7), com o objetivo de se adotar valores idênticos para a componente normal de velocidade, tanto para o perfil de temperatura resultante da solução exata, como para o perfil de temperatura assumido para o regime transiente. Em seguida, foram selecionados três valores para cada um dos seguintes parâmetros: número de Grashof Gr , número de Jacob Ja , e a componente normal de velocidade adimensional β .



Para o número de Grashof foram selecionados os valores 0, 1 e 10. O número de Jacob, como uma relação do calor sensível pelo calor latente, normalmente tem valores muitos menores que a unidade, assim foram selecionados os valores 0.01, 0.1 e 0.25. Para a componente de velocidade normal de velocidade adimensional, foram selecionados o valor zero (superfície impermeável), um valor negativo (sucção) e um valor positivo (injeção). Como será mostrado no próximo item, o valor de β tem valores limites para a sucção e injeção, que dependem diretamente do valor de Ja .

O método para a obtenção de valores numéricos é um método simples, conhecido como método da tentativa e erro, que, basicamente, consiste no seguinte procedimento: com a fixação de um dos valores para Ja , Gr e β , assume-se um valor para $n\delta$ e realiza-se o cálculo da equação (4-7). Para resultado igual ao valor de Ja fixado, o valor assumido de $n\delta$ representa o valor da espessura da película condensada para aqueles valores de Ja , Gr e β fixados.

Tal procedimento é repetido para todos os valores de Ja , Gr e β selecionados, obtendo-se os valores de $n\delta$ correspondentes.

Para o perfil de temperatura assumido como uma função quadrática da distância normal adimensional ξ , a determinação da constante A , resultante da utilização das condições de contorno, depende diretamente dos valores de Ja e β , como mostra a relação (4-16).

Então, para os valores de Ja e β fixados, a constante A é facilmente obtida através da relação (4-16) e, variando ξ de 0 a 1, obtém-se o perfil de temperatura, representada pela relação (4-8).

Para efeito de comparação entre o perfil de temperatura exato e o aproximado, utiliza-se a relação (3-32) com o objetivo de compatibilizar ξ com $n\delta$.

Os resultados numéricos obtidos pela resolução das equações (4-6) e (4-8) são mostrados, comparativamente, em forma de gráficos, nas figuras (5-2) a (5-19).



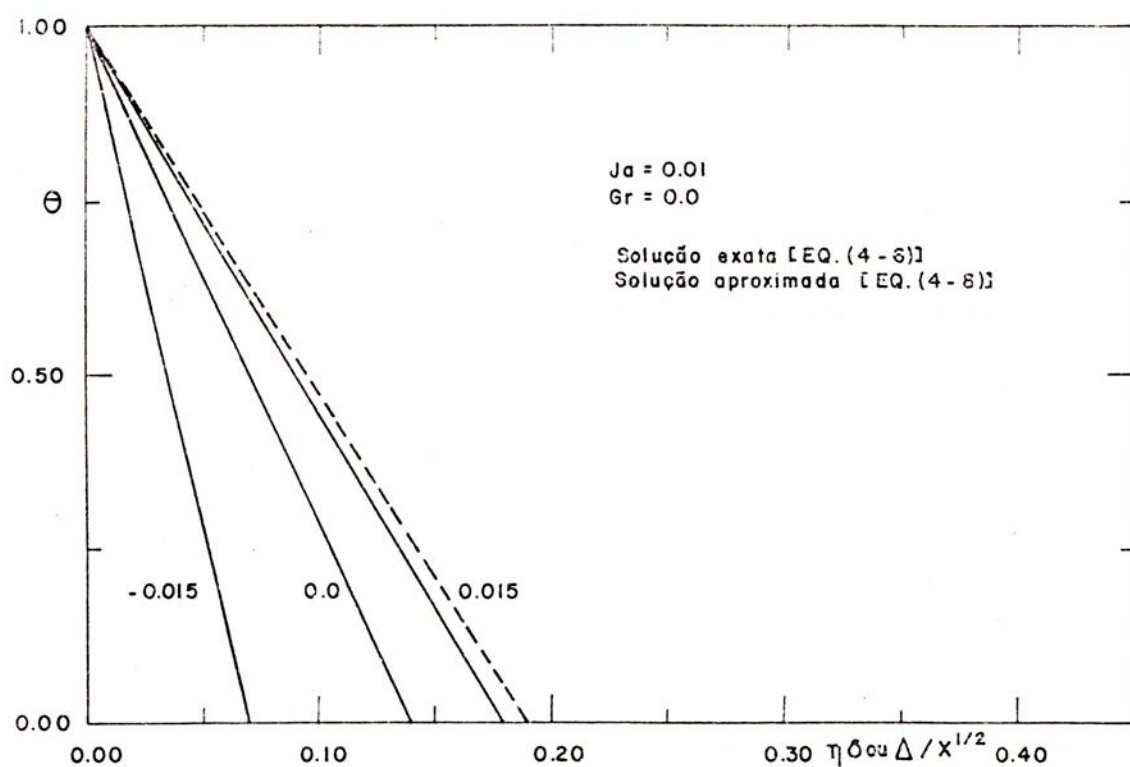


FIG. (5-2) - INFLUÊNCIA DA COMPONENTE NORMAL DE VELOCIDADE NOS PERFIS DE TEMPERATURA $Ja=0.01$ $Gr=0.0$

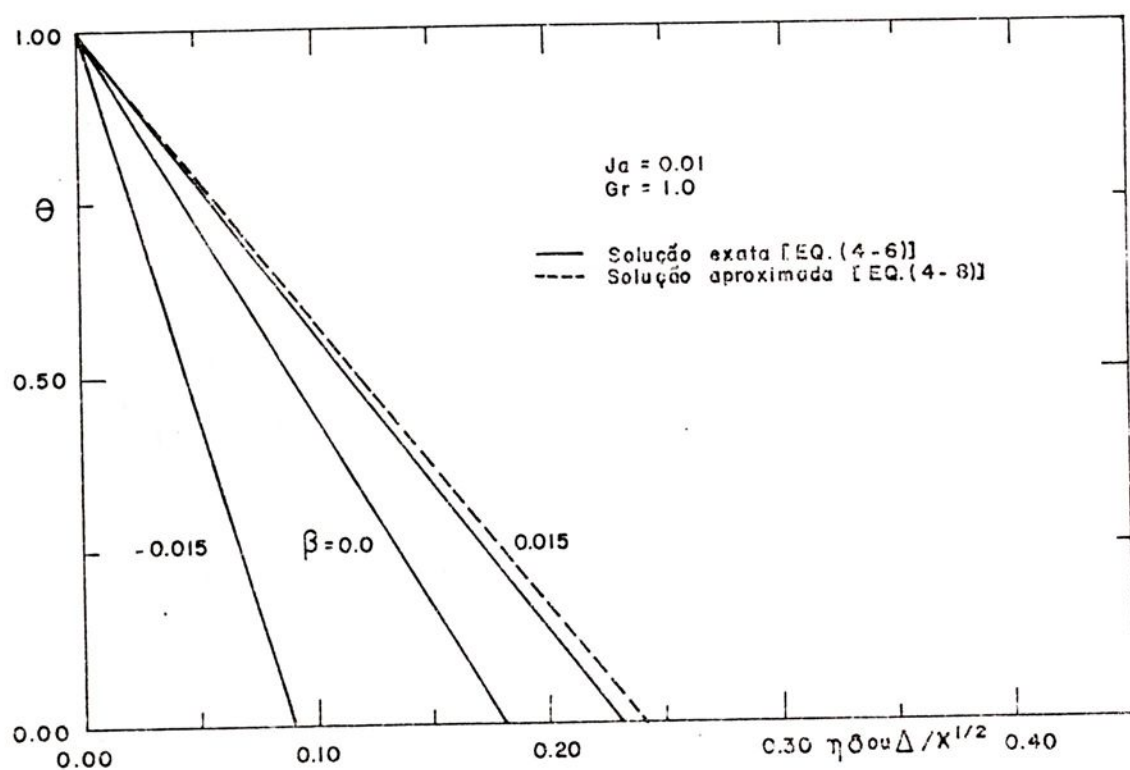


FIG. (5-3) - INFLUÊNCIA DA COMPONENTE NORMAL DE VELOCIDADE NOS PERFIS DE TEMPERATURA $Ja=0.01$ $Gr=1.0$

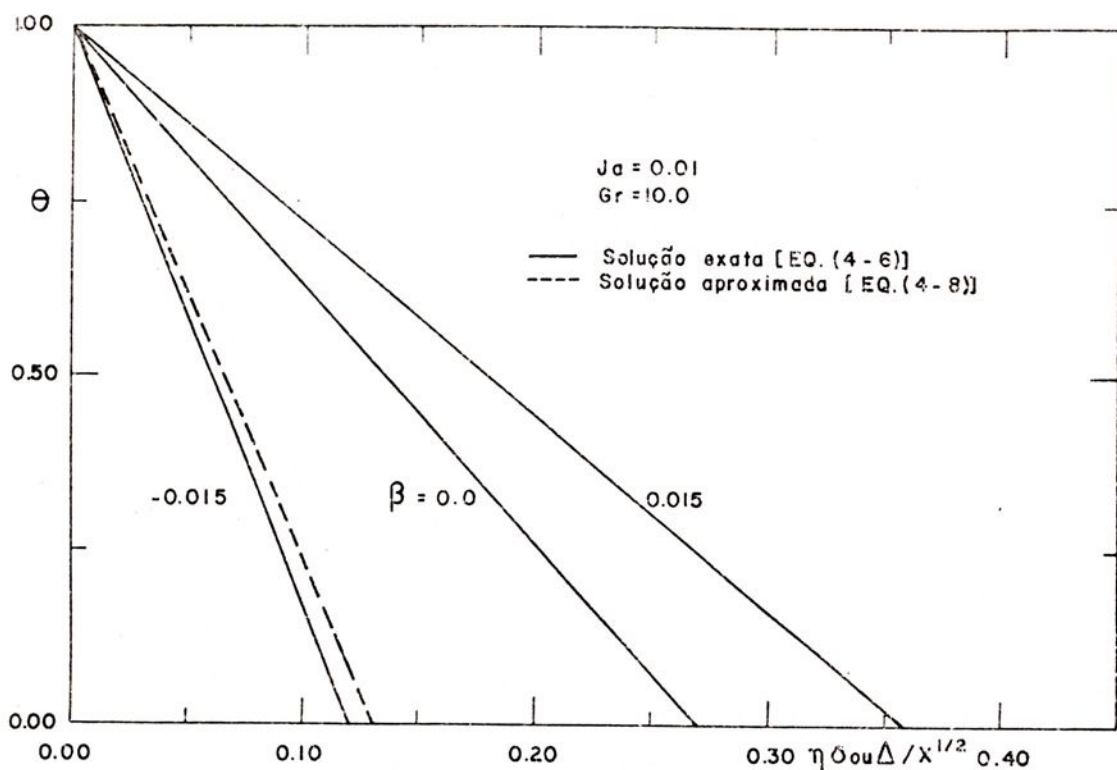


FIG. (5-4) - INFLUÊNCIA DA COMPONENTE NORMAL DE VELOCIDADE NOS PERFIS DE TEMPERATURA $Ja=0.01$ $Gr=10.0$

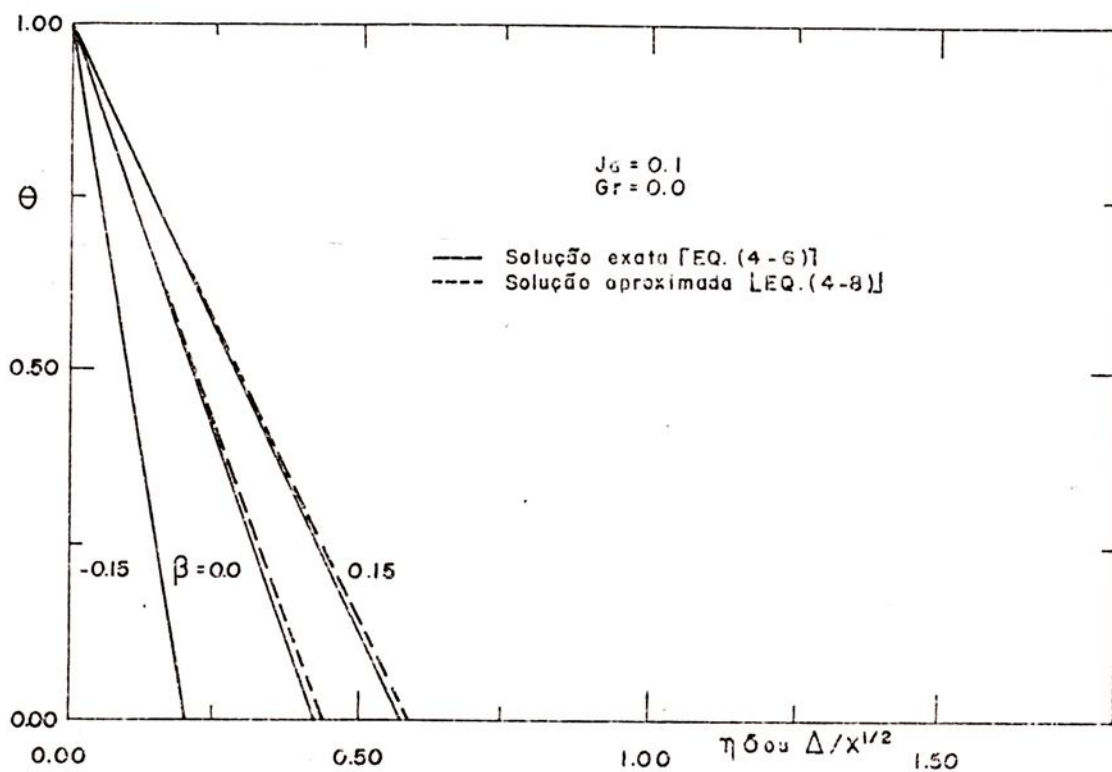


FIG. (5-5) - INFLUÊNCIA DA COMPONENTE NORMAL DE VELOCIDADE NOS PERFIS DE TEMPERATURA $Ja=0.1$ $Gr=0.0$

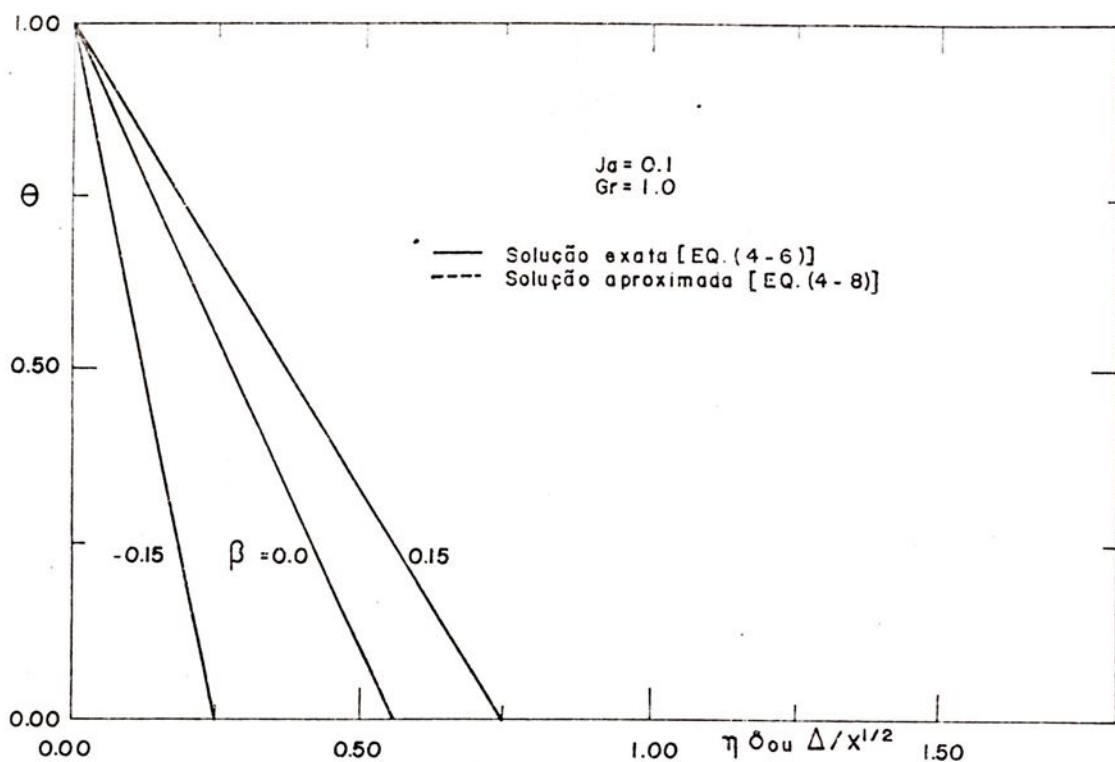


FIG. (5-6) - INFLUÊNCIA DA COMPONENTE NORMAL DE VELOCIDADE NOS PERFIS DE TEMPERATURA $Ja=0.1$ $Gr=1.0$

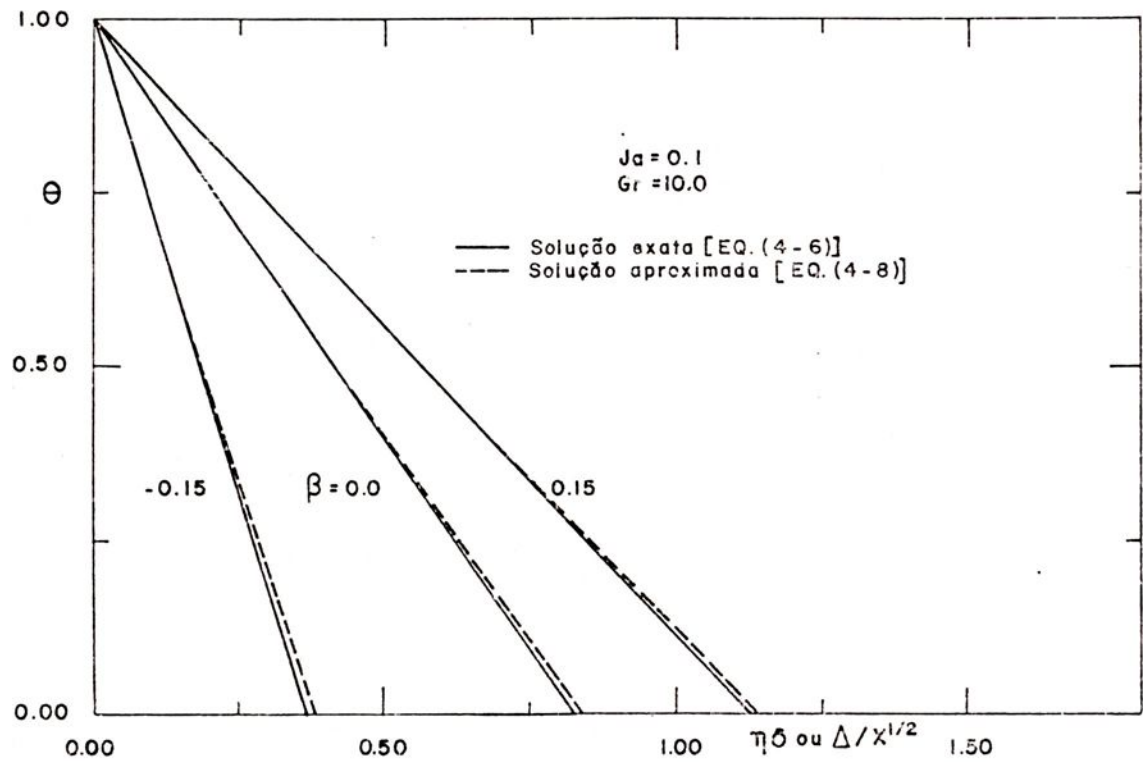


FIG. (5-7) - INFLUÊNCIA DA COMPONENTE NORMAL DE VELOCIDADE NOS PERFIS DE TEMPERATURA $Ja=0.1$ $Gr=10.0$

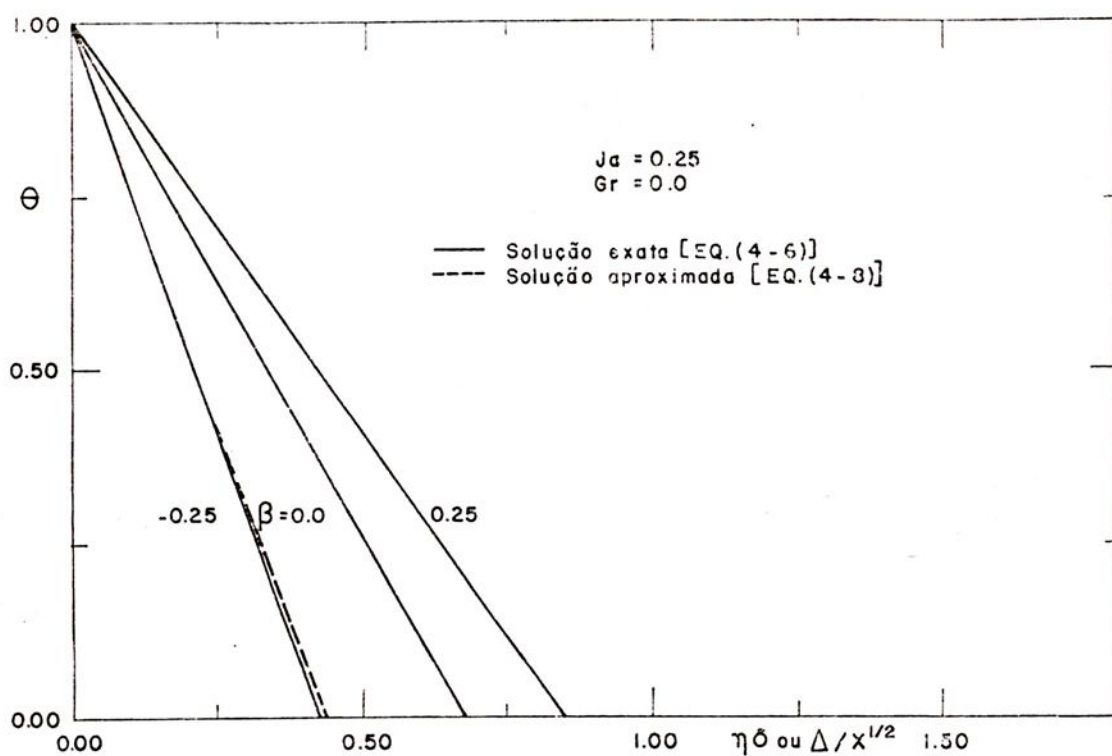


FIG. (5-8) - INFLUÊNCIA DA COMPONENTE NORMAL DE VELOCIDADE NOS PERFIS DE TEMPERATURA $Ja=0.25$ $Gr=0.0$

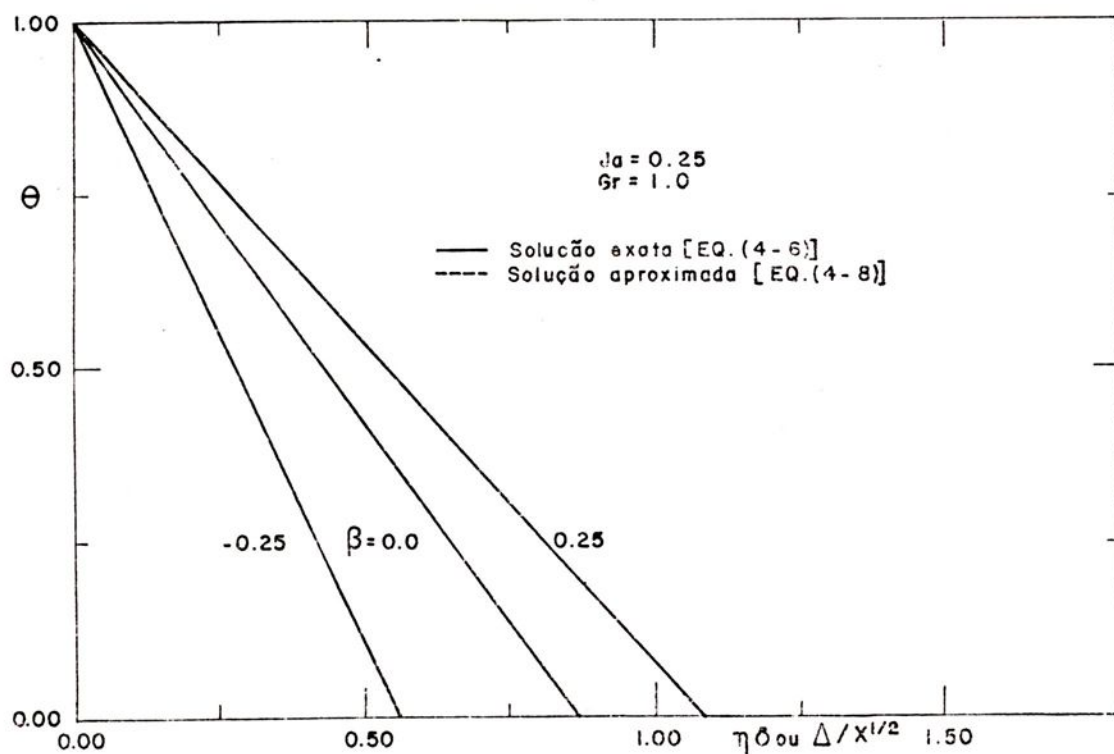


FIG. (5-9) - INFLUÊNCIA DA COMPONENTE NORMAL DE VELOCIDADE NOS PERFIS DE TEMPERATURA $Ja=0.25$ $Gr=1.0$

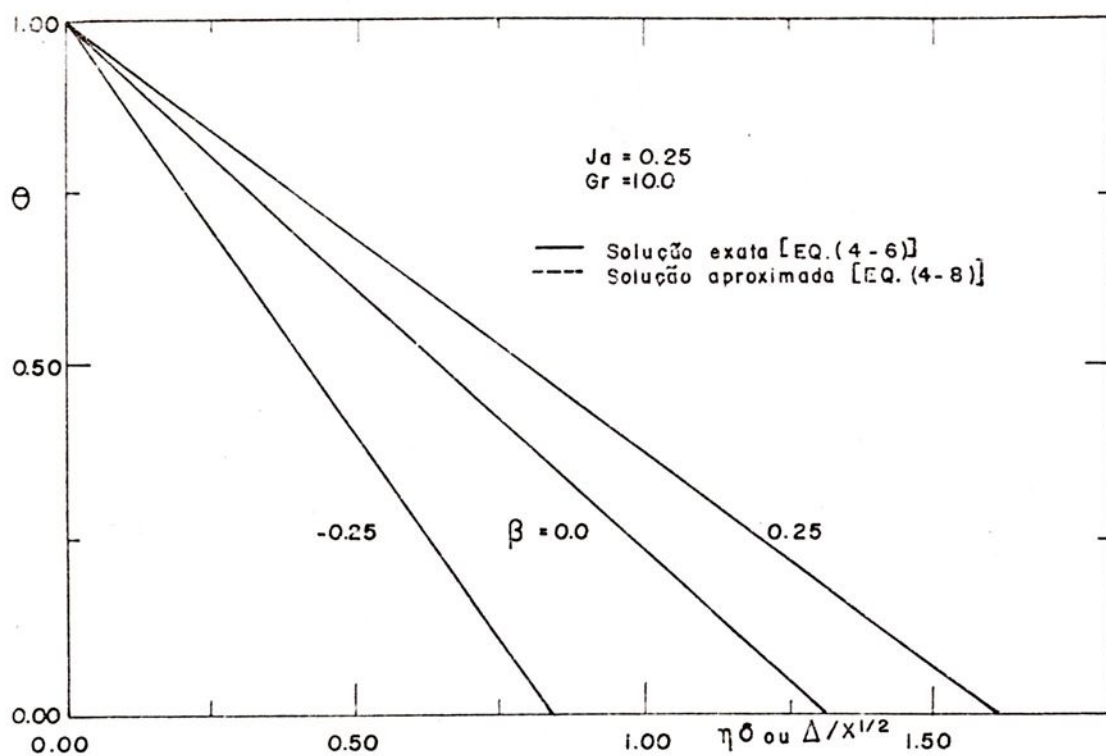


FIG. (5-10) - INFLUÊNCIA DA COMPONENTE NORMAL DE VELOCIDADE NOS PERFIS DE TEMPERATURA $Ja=0.25$ $Gr=10.0$

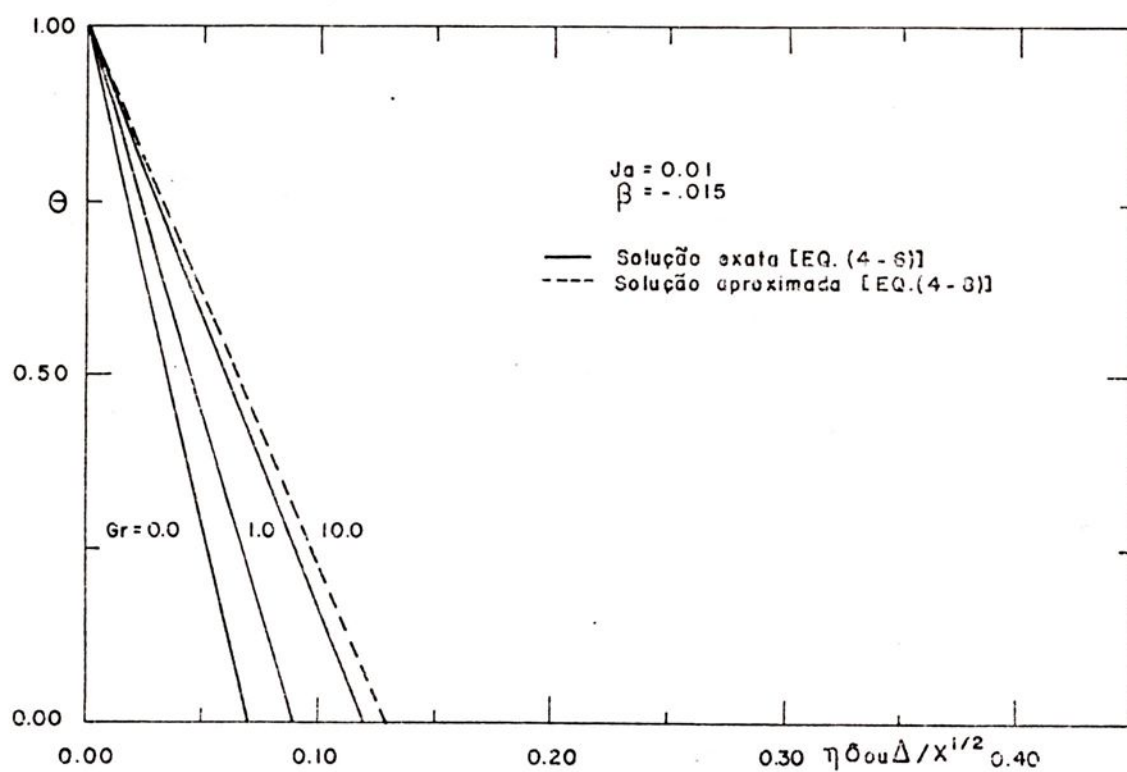


FIG. (5-11) - INFLUÊNCIA DO NÚMERO DE GRASHOF NOS PERFIS DE TEMPERATURA $Ja = 0.01$ $\beta = -0.015$

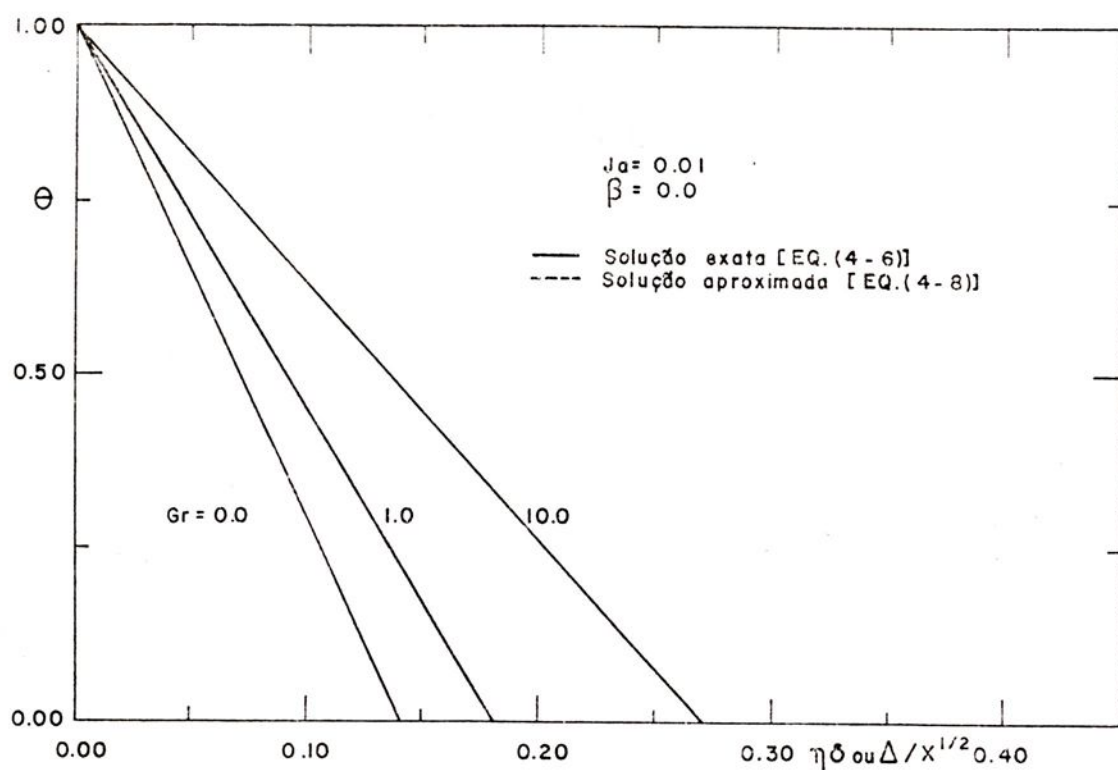


FIG. (5-12) - INFLUÊNCIA DO NÚMERO DE GRASHOF NOS PERFIS DE TEMPERATURA $Ja = 0.01$ $\beta = 0.0$

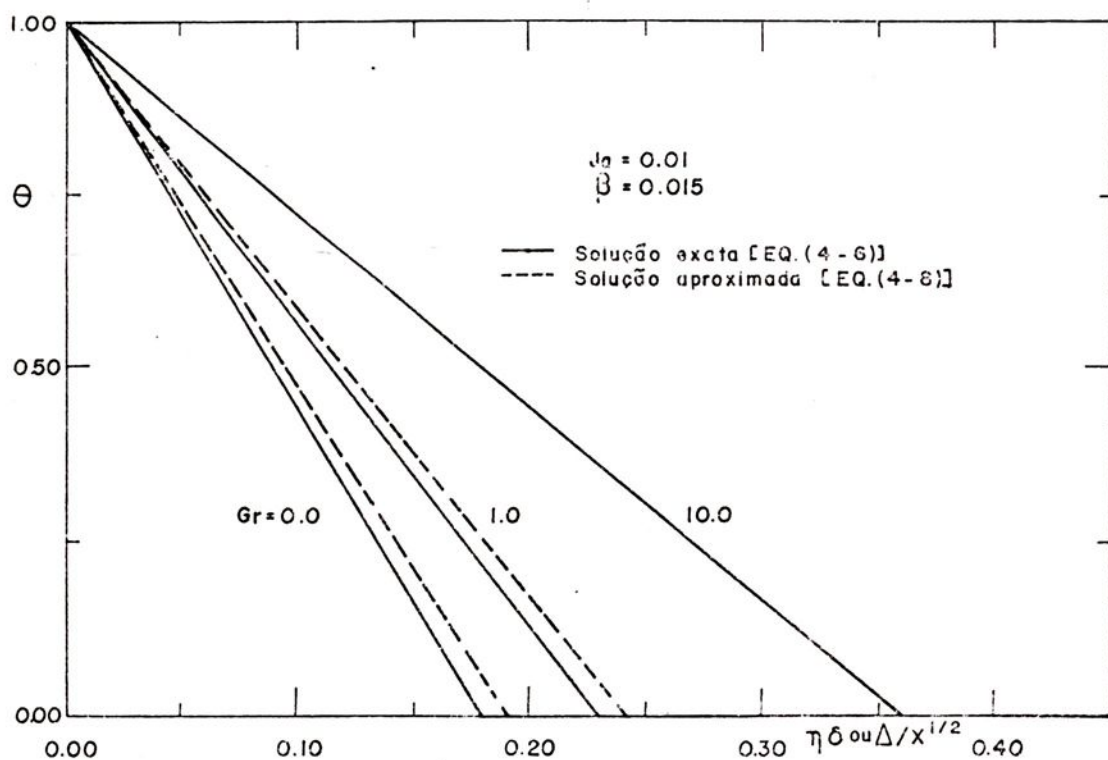


FIG. (5-13) - INFLUÊNCIA DO NÚMERO DE GRASHOF NOS PERFIS DE TEMPERATURA $Ja = 0.01$ $\beta = 0.015$

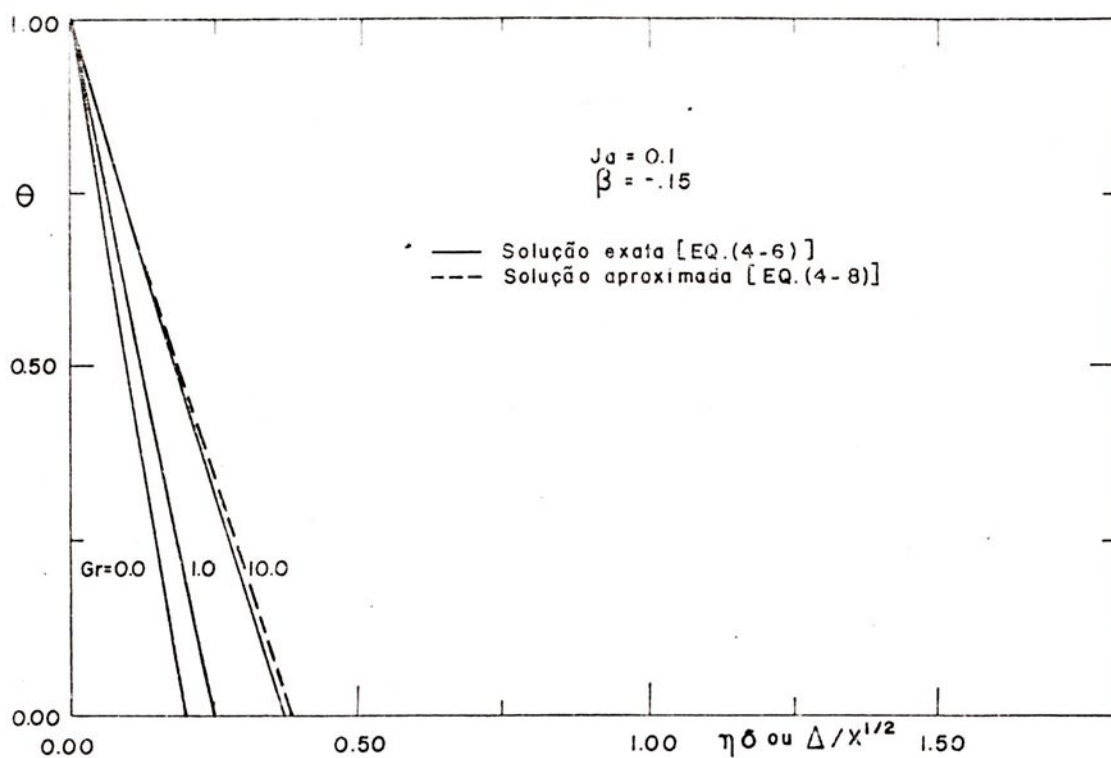


FIG. (5-14) - INFLUÊNCIA DO NÚMERO DE GRASHOF NOS PERFIS DE TEMPERATURA $Ja = 0.1$ $\beta = -0.15$

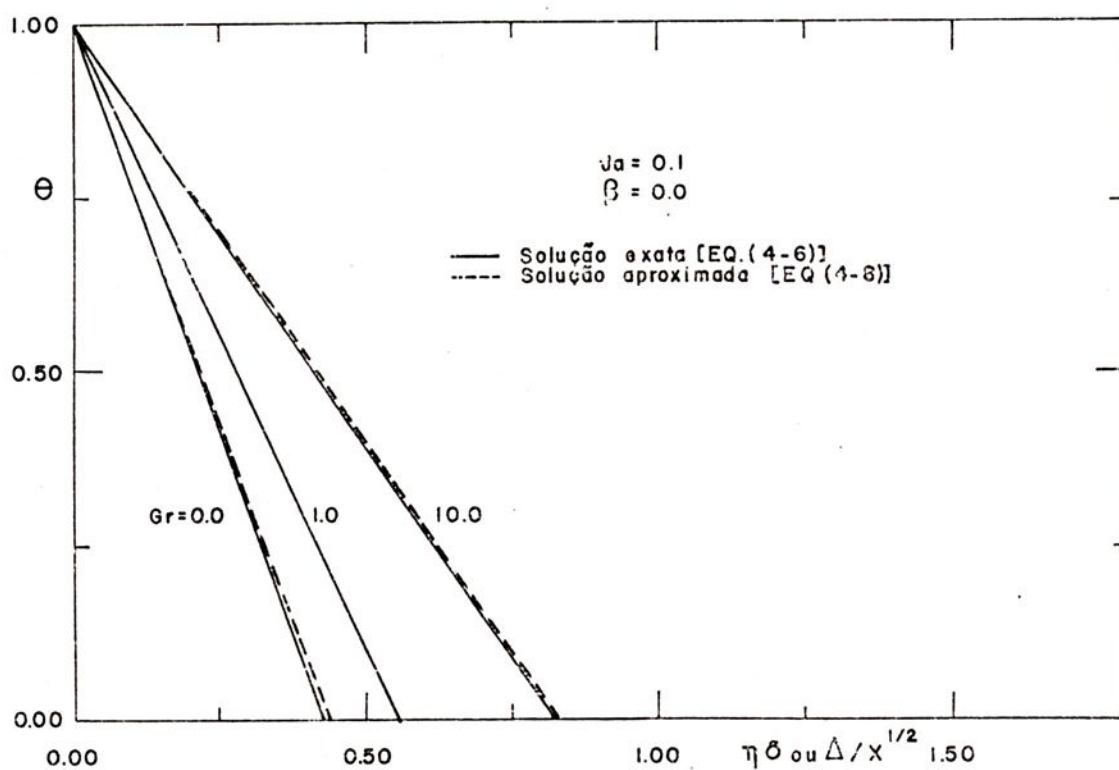


FIG. (5-15) - INFLUÊNCIA DO NÚMERO DE GRASHOF NOS PERFIS DE TEMPERATURA $Ja = 0.1$ $\beta = 0.0$

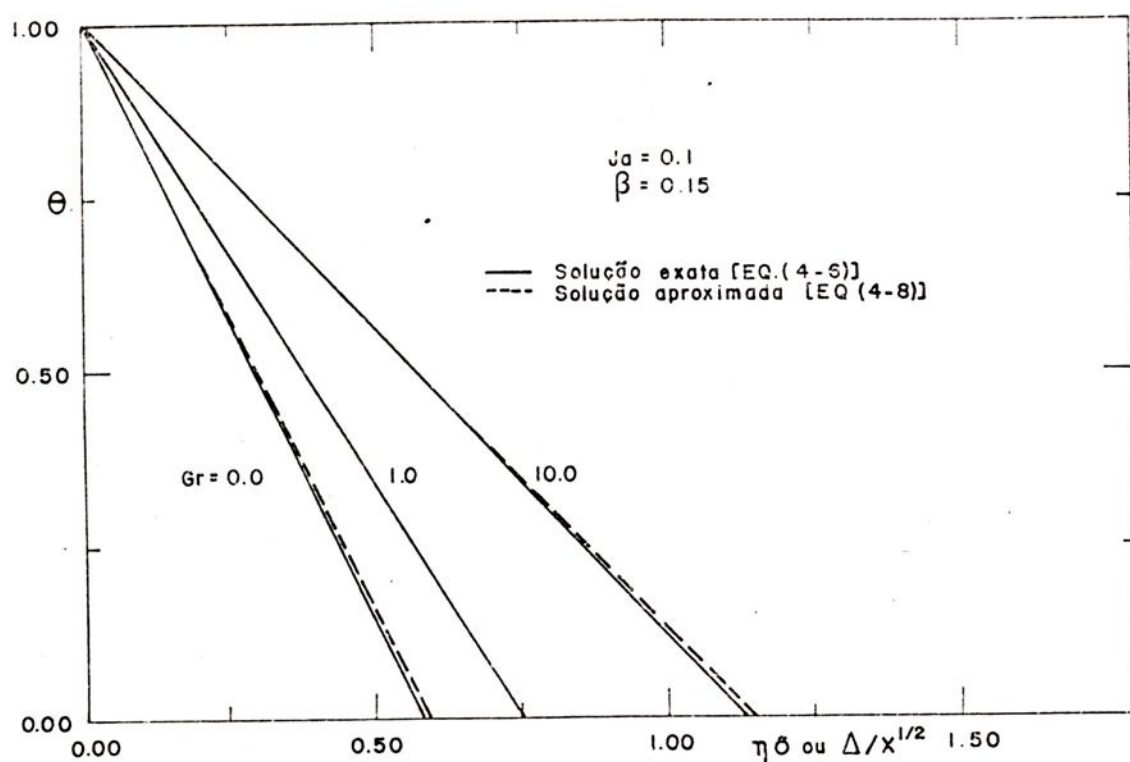


FIG. (5-16) - INFLUÊNCIA DO NÚMERO DE GRASHOF NOS PERFIS DE TEMPERATURA $Ja = 0.1$ $\beta = 0.15$

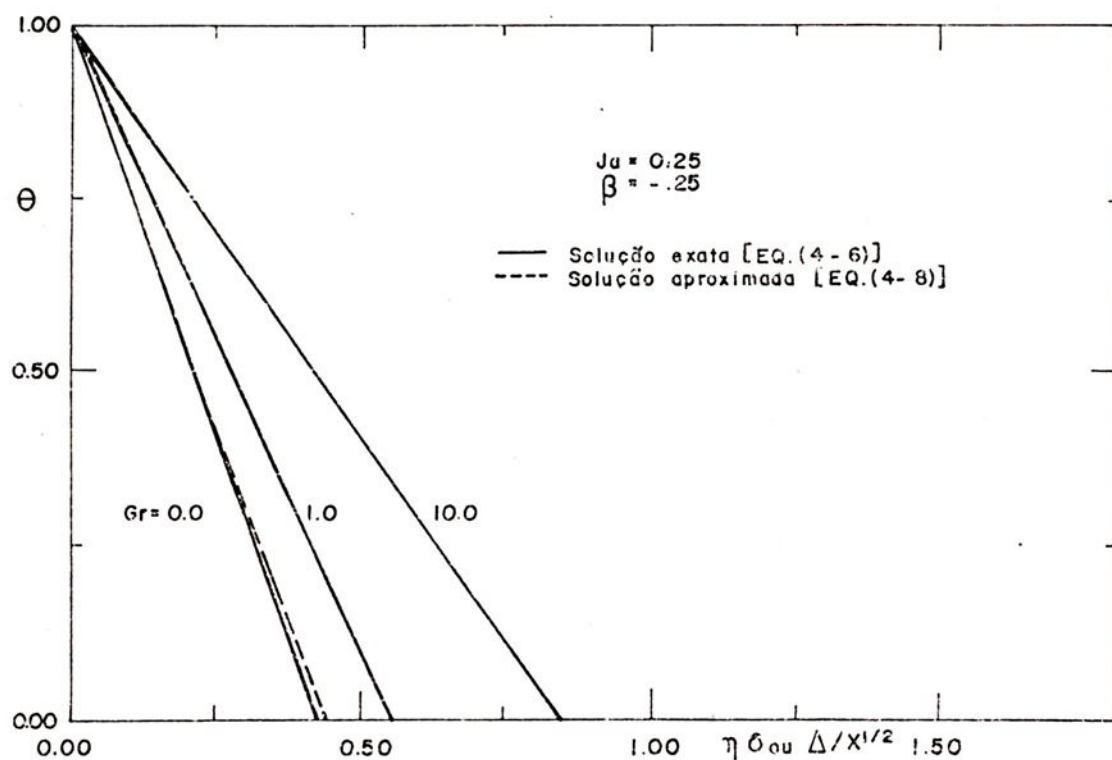


FIG. (5-17) - INFLUÊNCIA DO NÚMERO DE GRASHOF NOS PERFIS DE TEMPERATURA $Ja = 0.25$ $\beta = -0.25$

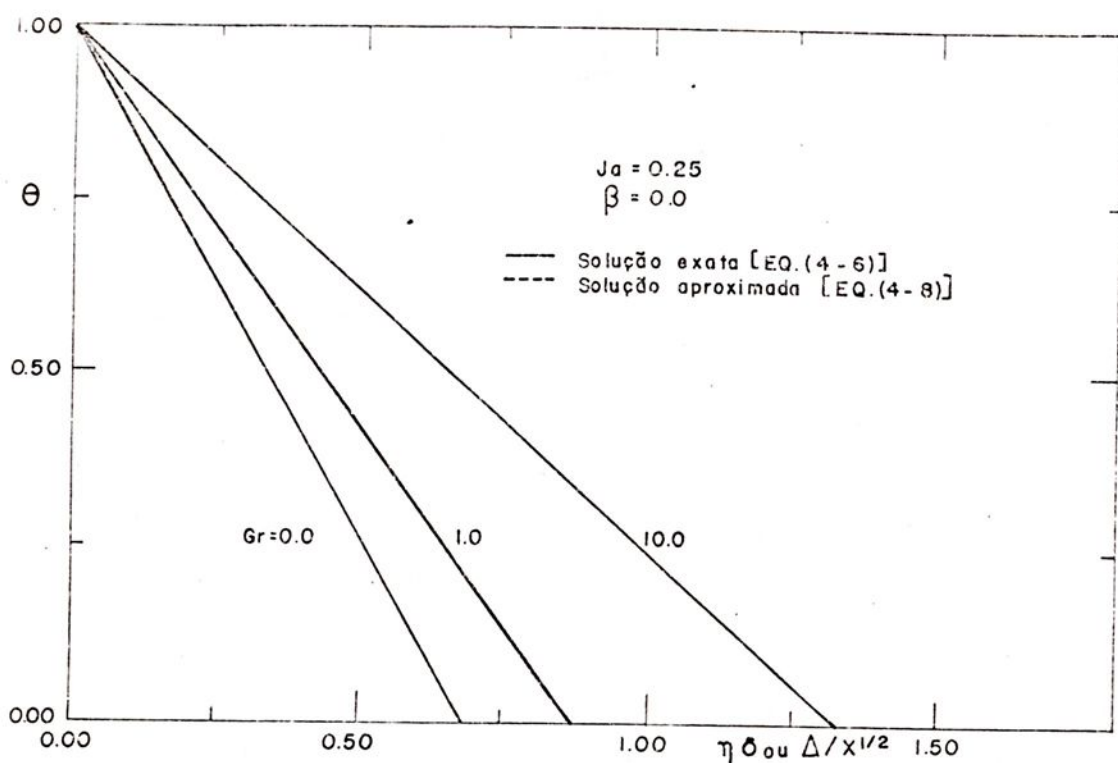


FIG. (5-18) - INFLUÊNCIA DO NÚMERO DE GRASHOF NOS PERFIS DE TEMPERATURA $Ja = 0.25$ $\beta = 0.0$

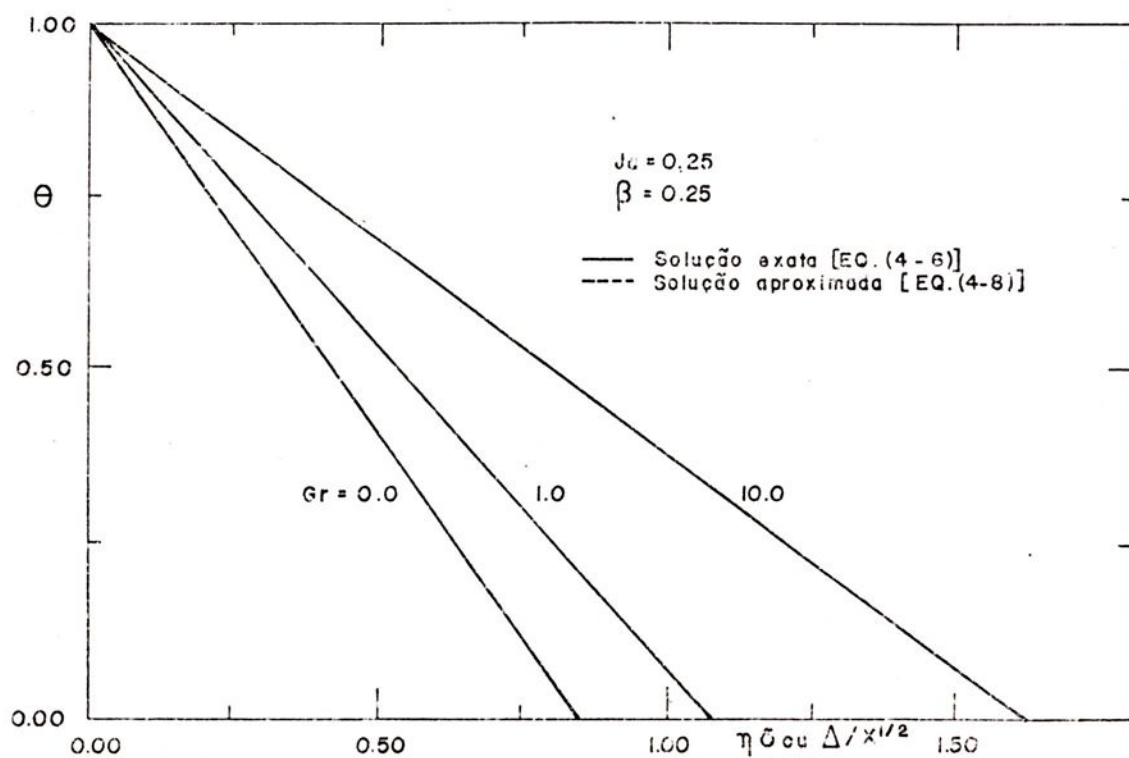


FIG. (5-19) - INFLUÊNCIA DO NÚMERO DE GRASHOF NOS PERFIS DE TEMPERATURA $Ja = 0.25$ $\beta = 0.25$

As figuras (5-2) a (5-10) mostram a influência de β nos perfis de temperatura para fixados valores de Ja e Gr , e as figuras (5-11) a (5-19) mostram a influência de Gr nos perfis de temperatura para os valores fixados de Ja e β .

Os valores de θ diminuem da unidade até zero, quando a espessura η aumenta de zero até η_0 . Para todos os valores de Ja apresentados, um aumento no valor absoluto de β negativo reduz a espessura η_0 , como resultado do aumento da sucção de parte do líquido condensado. Por outro lado, um aumento no valor de β positivo, aumenta a espessura da película condensada, como resultado do aumento da injeção de parte de líquido na película condensada.

Para todos os valores de Ja e β fixados, um aumento no valor de Gr aumenta a espessura da película condensada η_0 , como resultado da redução da velocidade longitudinal adimensional U .

O aumento do valor de Ja , para o mesmo valor fixado de β , provoca um aumento da espessura η_0 devido ao aumento da diferença de temperatura entre o vapor e a superfície vertical.

Todas as figuras mostram que o perfil de temperatura aproximado, representado pela equação (4-3), apresenta um comportamento muito coincidente com o perfil exato, representado pela equação (4-6). Portanto, a utilização da equação (4-8) é bastante razoável, acarretando erros desprezíveis nos resultados obtidos e apresentando algumas vantagens sobre a utilização da equação (4-6). Tais vantagens resultam do fato de que, com a equação (4-8), a influência de alguns parâmetros podem ser verificadas explicitamente, o que não ocorre com a equação (4-6).

Assim, a equação (4-8) mostra que, quando a constante A resulta em valor igual ou muito próximo da unidade, o que acontece para valores de Ja muito pequenos, o perfil de temperatura apresenta um comportamento linear ou muito próximo do linear, significando que ocorre uma predominância da condução térmica sobre a convecção térmica na camada de líquido condensado. Quando a constante A apresenta valores distantes da



unidade, o que acontece para valores altos de Ja , o perfil de temperatura se afasta do comportamento linear, significando a predominância da convecção térmica sobre a condução térmica na camada de líquido condensado.

5.3.1.2 - LIMITES DO PARÂMETRO β

Outra vantagem na utilização da equação (4-8), é com relação a determinação dos valores limites para a componente normal de velocidade adimensional β . O máximo valor absoluto para β negativo (sucção) ocorre quando, a sucção é tal que, todo o líquido condensado é retirado do sistema. Nesta condição, a espessura da película Δ é nula e a equação (4-14) ou equação (4-22) para $\tau=\tau_{ss}$, mostram que:

$$A = -\frac{\beta}{2} \left(1 + \frac{1}{Ja}\right) \quad (5-1)$$

Substituindo a equação (5-1) na equação (4-16), resulta em:

$$\beta > \frac{-G + (G^2 - H)^{\frac{1}{2}}}{I} \quad (5-2)$$

onde :

$$G = 3.(Ja)^2 + \frac{17}{2}.Ja + 6$$

$$H = 4.\{(Ja)^2 + 3.Ja + 2\}.\{2.(Ja)^2 + 3.Ja\}$$

$$I = \frac{(Ja)^2}{2} + \frac{3.Ja}{2} + 1$$

Com a relação (5-2) é possível a obtenção do valor absoluto máximo para a sucção, para cada parâmetro Ja . Cálculos simples com a equação (5-2) mostram que o sinal à frente da raiz quadrada deve ser positiva, e a mesma se apresenta na forma de utilização.

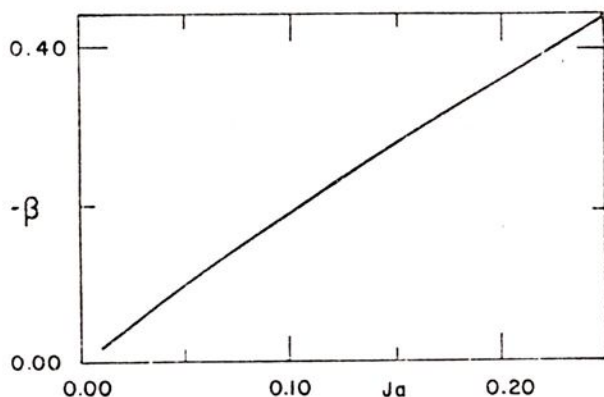


O valor máximo de injeção, por sua vez, pode ser determinado, utilizando-se como limitante, o sinal da constante A. Como a mesma não pode ser nula ou negativa, a equação (4-16) mostra que:

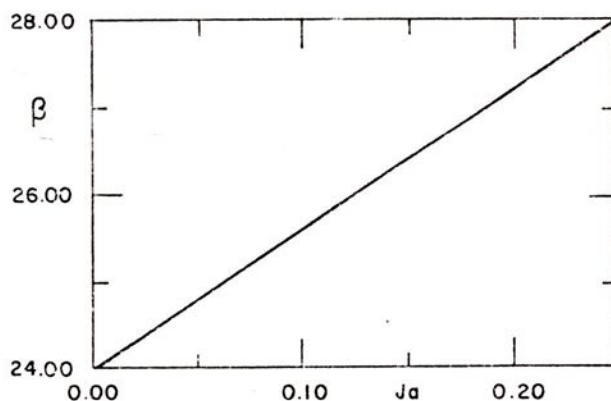
$$\beta < 8.(2.Ja + 3) \quad (5-3)$$

Analogamente, com a relação (5-3) é possível a obtenção do valor máximo de injeção, em função do parâmetro Ja.

As figuras (5-20.a,b) mostram uma relação dos valores absolutos máximos de sucção e valores máximos de injeção com o número de Jacob, para cada número de Grashof Gr.



(a)



(b)

FIG. (5-20) - RELAÇÃO DOS LIMITES DE β EM FUNÇÃO DE Ja PARA CADA Gr.

A figura (5-20.a) mostra que o valor absoluto máximo para a sucção não mantém um comportamento linear com o aumento de Ja, enquanto que, na figura (5-20.b), o valor máximo para a injeção cresce linearmente com o aumento de Ja.

Com a obtenção dos limites para o valor da sucção em função do número de Jacob, as figuras (5-21.a,b,c) mostram o comportamento da espessura da película condensada com a componente normal de velocidade adimensional, através da utilização da equação (4-14) ou equação (4-22) para $\tau = \tau_{ss}$. Analogamente, as figuras (5-22.a,b,c) mostram o comportamento do número de Nusselt com a componente normal de velocidade adimensional, através da utilização da equação (4-25) ou equação (4-26) para $\tau = \tau_{ss}$.

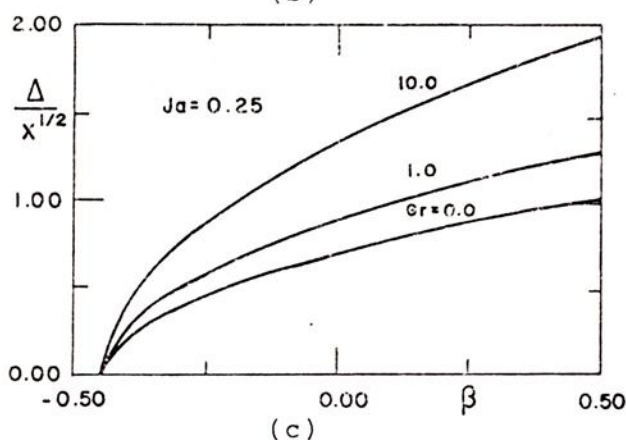
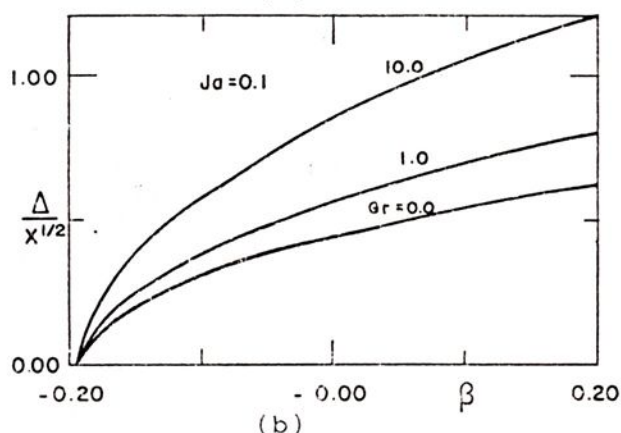
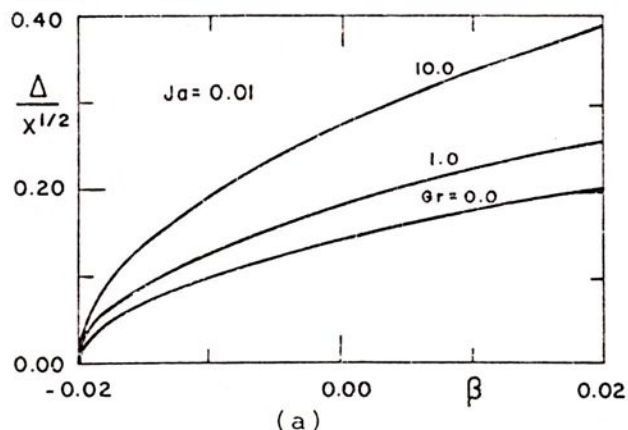
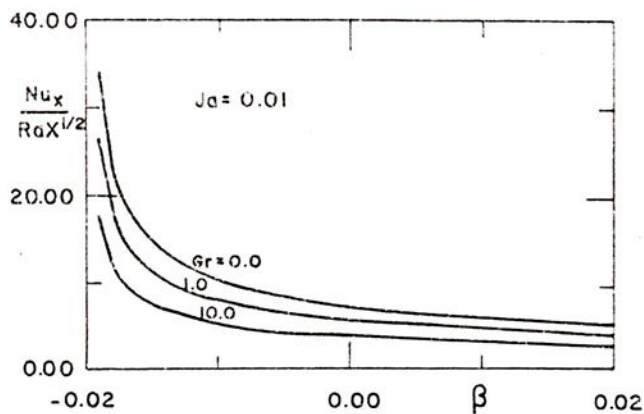
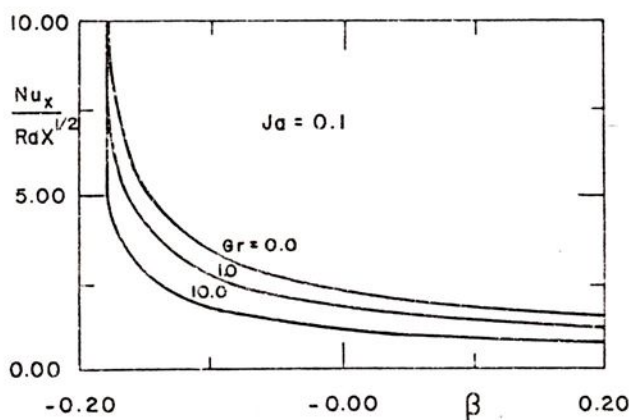


FIG. (5-21) - COMPORTAMENTO DA ESPESSURA DA PELÍCULA CONDENSADA COM β .

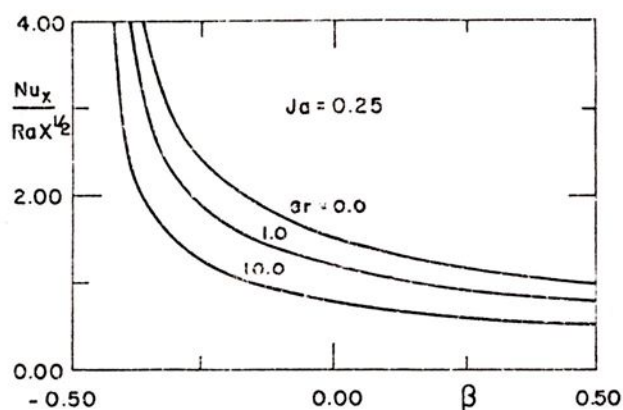




(a)



(b)



(c)

FIG. (5-22) - COMPORTAMENTO DO NÚMERO DE NUSSELT COM β .

As figuras (5-21.a,b,c) e (5-22.a,b,c) mostram as respectivas espessuras da película condensada e transferência de calor para cada valor de β , desde o valor máximo de sucção, onde a espessura é nula, até um valor selecionado de injeção, menor que o valor máximo para o respectivo número de Jacob. É interessante observar que, a espessura da película condensada tem um aumento súbito para valores de sucção próximos do valor absoluto máximo e, passa a um crescimento suave à medida que a sucção é reduzida até o

valor nulo. A partir do valor nulo, o crescimento da espessura continua suave com o aumento de injeção. Esta suavidade aumenta à medida que o número de Grashof diminui. Este efeito tem influência direta na transferência de calor na superfície, uma vez que a espessura da película atua como uma resistência térmica. Assim, próximo ao valor máximo de sucção para cada Ja , o número de Nusselt decresce subitamente de um valor infinitamente grande (no ponto de sucção máxima) para valores finitos, em função do súbito crescimento da espessura da película condensada naquela região de sucção e, analogamente à análise anterior, o número de Nusselt decresce suavemente com a redução da sucção e aumento da injeção.

5.3.2 - REGIME TRANSIENTE

Na condição de regime transiente, soluções são obtidas através dos dois métodos apresentados; o método das características e o método das relações integrais. O perfil de temperatura utilizado para o regime transiente é o mesmo perfil de temperatura representado pela equação (4-8), cujas vantagens foram colocadas no item 5.3.1.1.

Neste item, serão apresentados e analisados os resultados numéricos obtidos para a condição de regime transiente e a influência dos parâmetros governantes na espessura da película condensada e na transferência de calor na superfície, representada pelo número de Nusselt local.

5.3.2.1 - ESPESSURA DA PELÍCULA CONDENSADA

O desenvolvimento da espessura da película condensada com o tempo foi determinado através da utilização de dois métodos. O método das características resulta na equação (4-13) e o método das relações integrais resulta na equação (4-22), cujos resultados numéricos são diretamente obtidos para os valores seleccionados dos parâmetros influentes.



Além dos parâmetros selecionados para a condição de regime permanente, a condição de regime transiente tem a influência do parâmetro σ , que aparece juntamente com o termo transiente na equação da conservação de energia.

Assim, sendo o parâmetro σ^* uma relação da capacidade calorífica do meio poroso com a capacidade calorífica do líquido condensado, seu valor é próximo da unidade. Como a porosidade ϵ é sempre menor que a unidade, o valor do parâmetro σ foi selecionado nos valores 0.6, 1.0 e 1.4.

Então, com os valores selecionados de Ja , Gr , β e σ , inicialmente determina-se o tempo adimensional de regime permanente em função da distância longitudinal adimensional X , com a utilização da equação (4-15). Em seguida, determina-se o desenvolvimento de Δ com τ , através da equação (4-13) para o intervalo $0 < \tau < \tau_{ss}$. A partir daí, ou seja, para $\tau > \tau_{ss}$, o desenvolvimento de Δ com τ é determinado pela equação (4-14).

Para a solução resultante da aplicação do método das relações integrais, o procedimento é relativamente mais simples, uma vez que a equação (4-22) determina o desenvolvimento da espessura da película de líquido condensado como uma função exponencial negativa do tempo adimensional.

Desta forma, tem validade para o intervalo de tempo adimensional $0 < \tau < \infty$, sendo que, o tempo de regime permanente τ_{ss} pode ser determinado quando a espessura da película de líquido condensado permanece constante em cada posição da distância longitudinal adimensional X .

Resultados numéricos, segundo os procedimentos descritos acima, são apresentados em forma de gráficos a seguir, para verificação da influência dos parâmetros governantes selecionados.



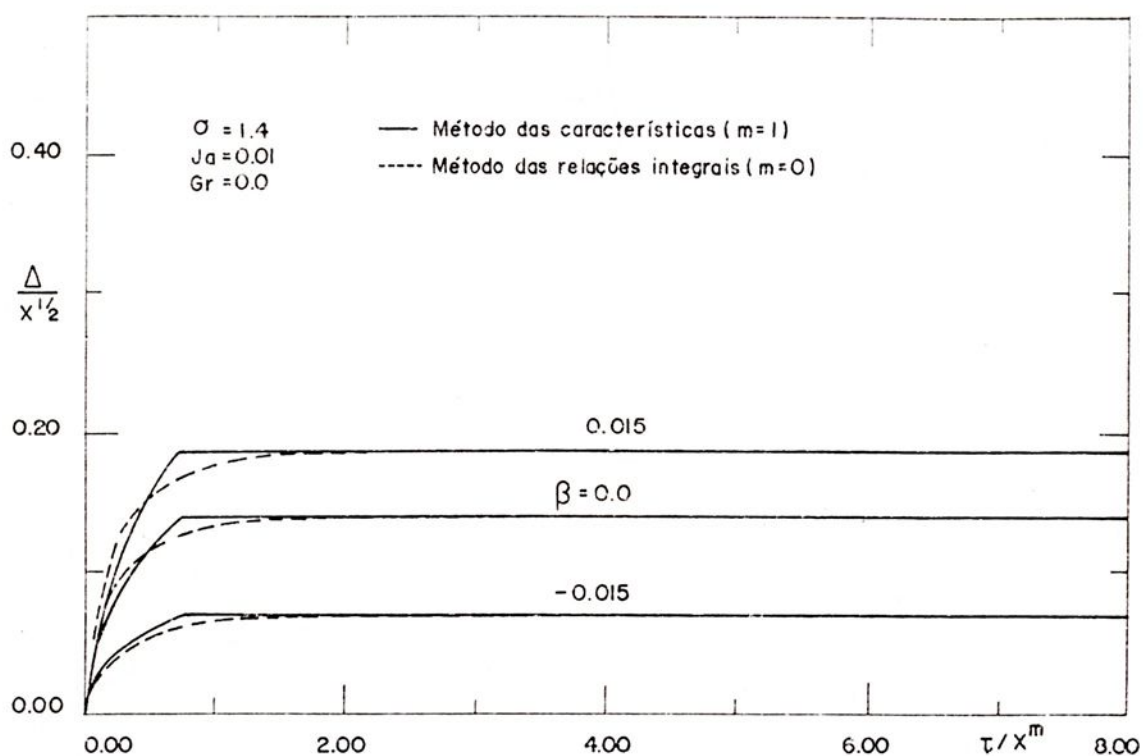


FIG. (5-23) - INFLUÊNCIA DE β NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.01$ $Gr = 0.0$ $\sigma = 1.4$

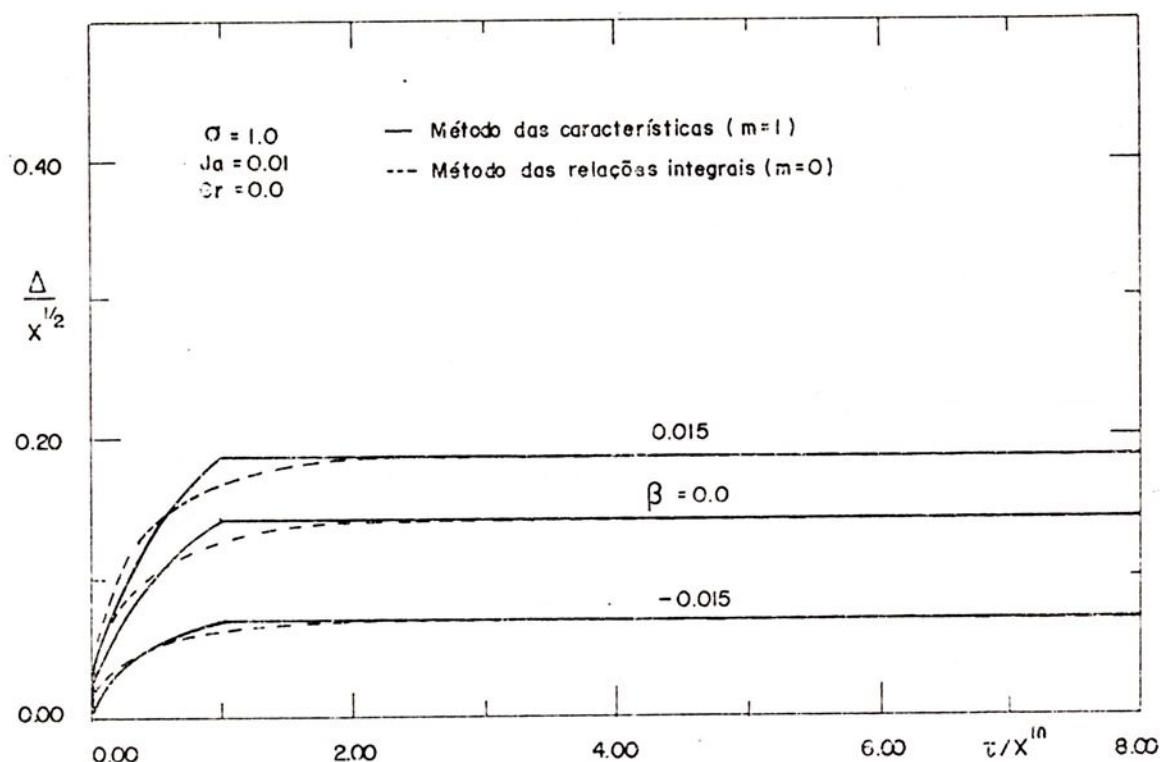


FIG. (5-24) - INFLUÊNCIA DE β NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.01$ $Gr = 0.0$ $\sigma = 1.0$

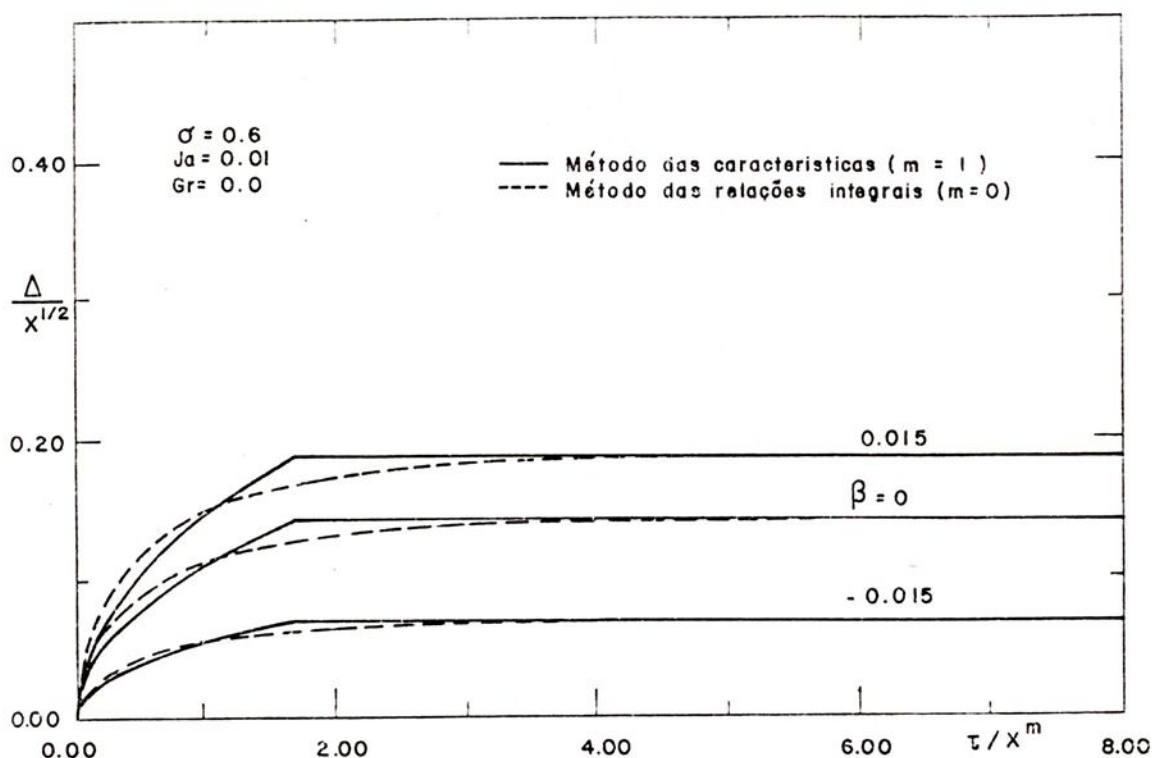


FIG. (5-25) - INFLUÊNCIA DE β NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.01$ $Gr = 0.0$ $\sigma = 0.6$

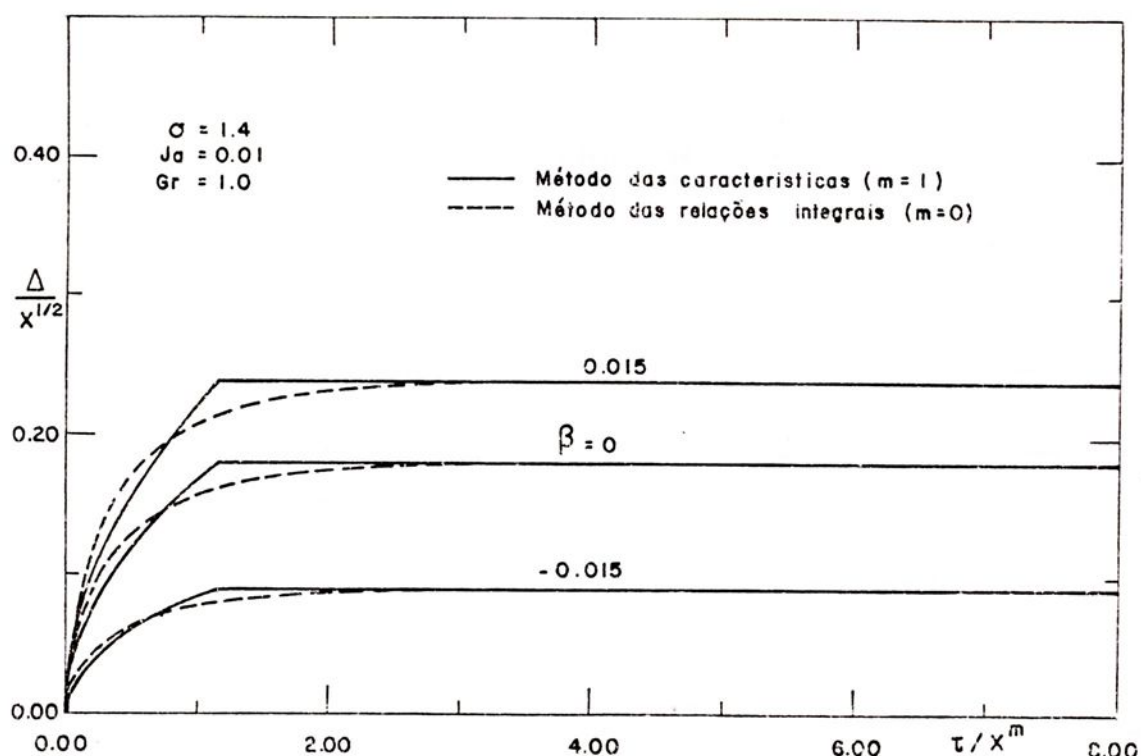


FIG. (5-26) - INFLUÊNCIA DE β NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.01$ $Gr = 1.0$ $\sigma = 1.4$

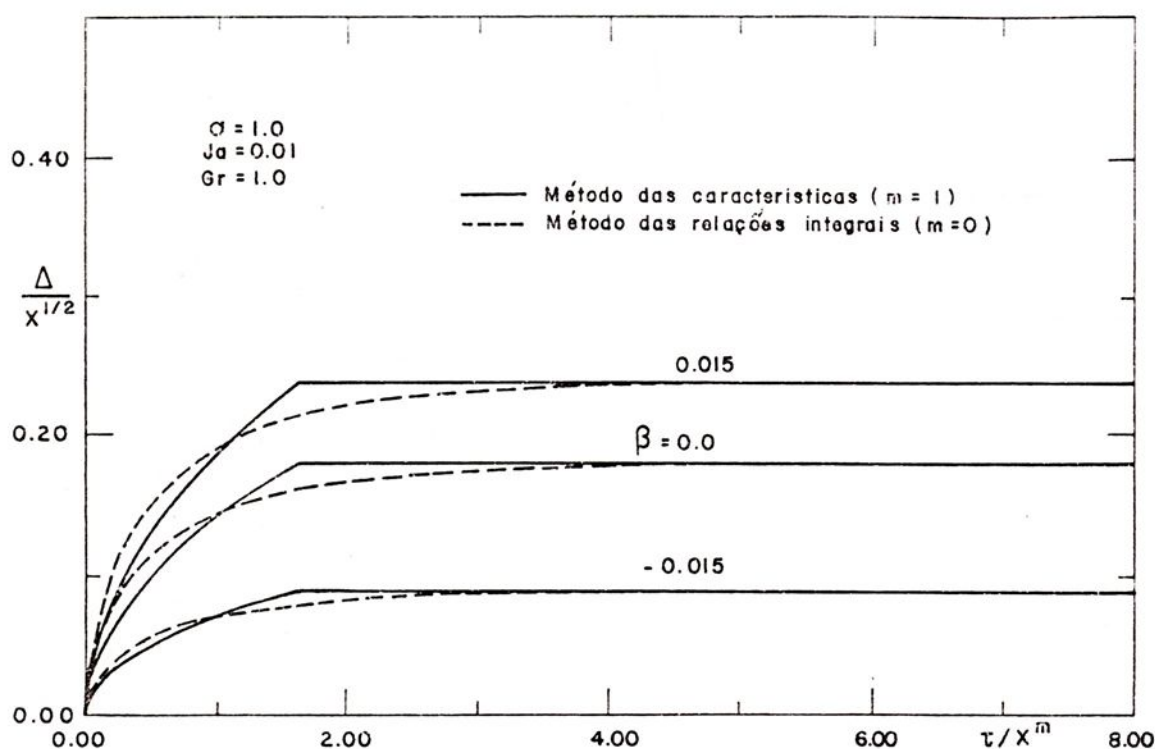


FIG. (5-27) - INFLUÊNCIA DE β NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.01$ $Gr = 1.0$ $\sigma = 1.0$

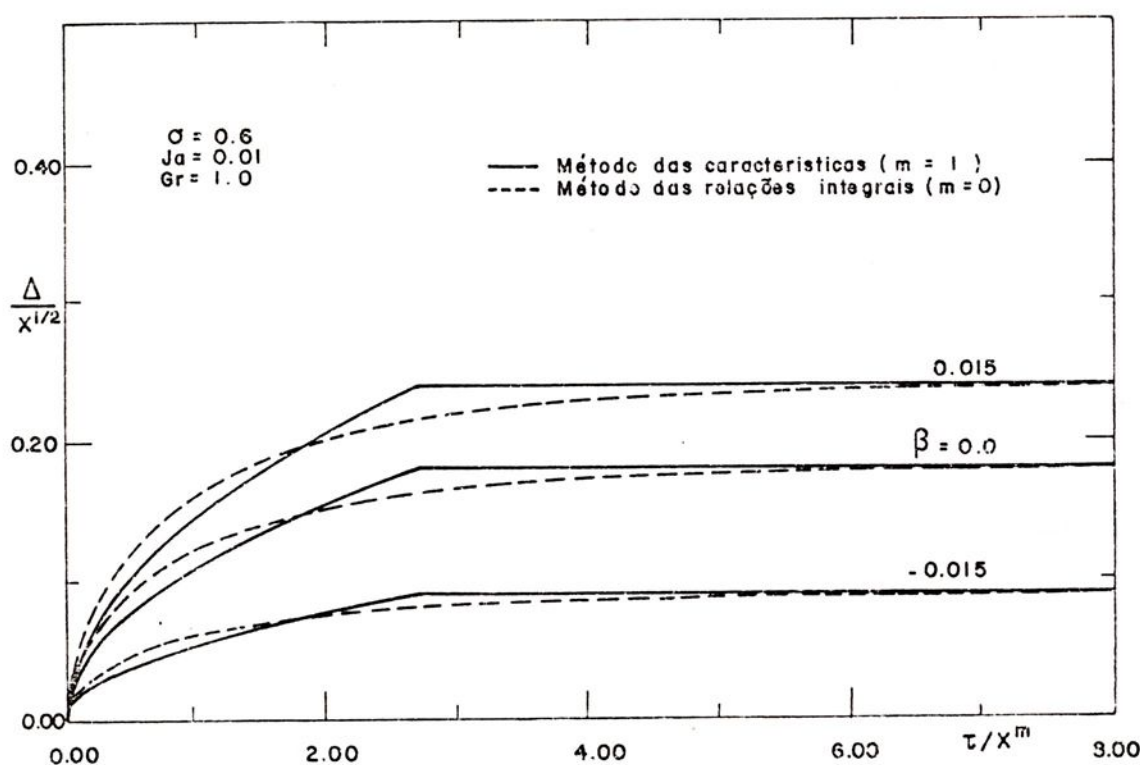


FIG. (5-28) - INFLUÊNCIA DE β NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.01$ $Gr = 1.0$ $\sigma = 0.6$

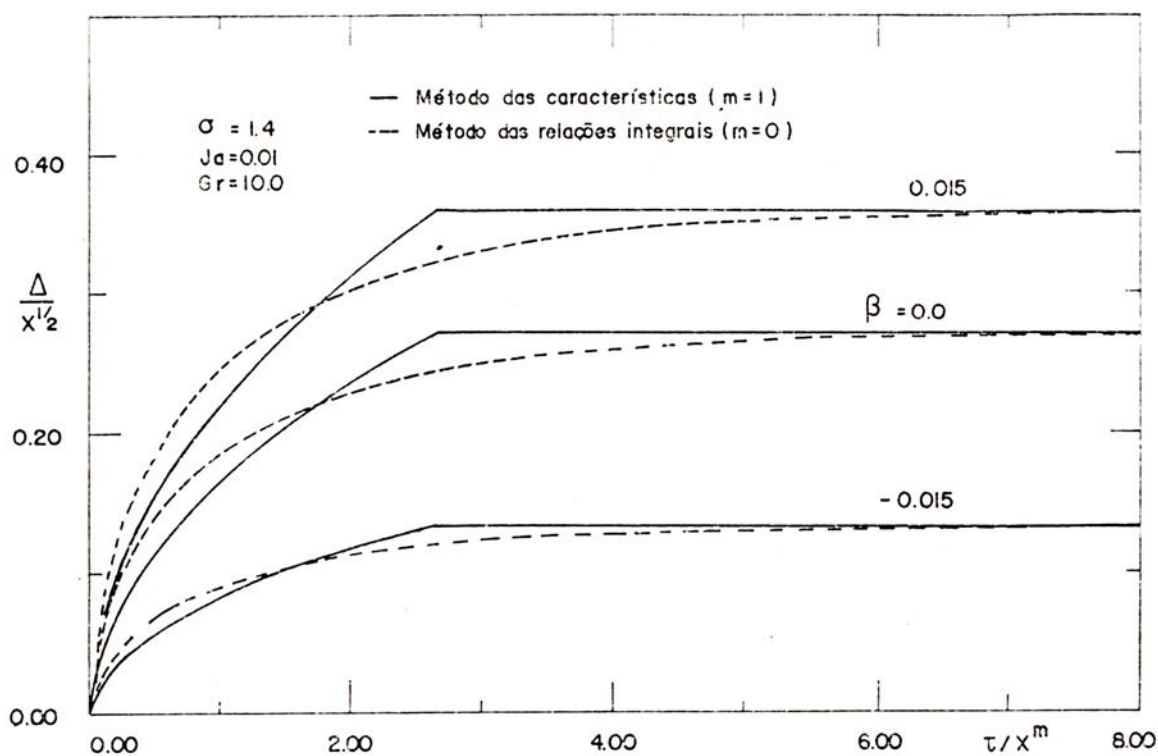


FIG. (5-29) - INFLUÊNCIA DE β NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.01$ $Gr = 10.0$ $\sigma = 1.4$

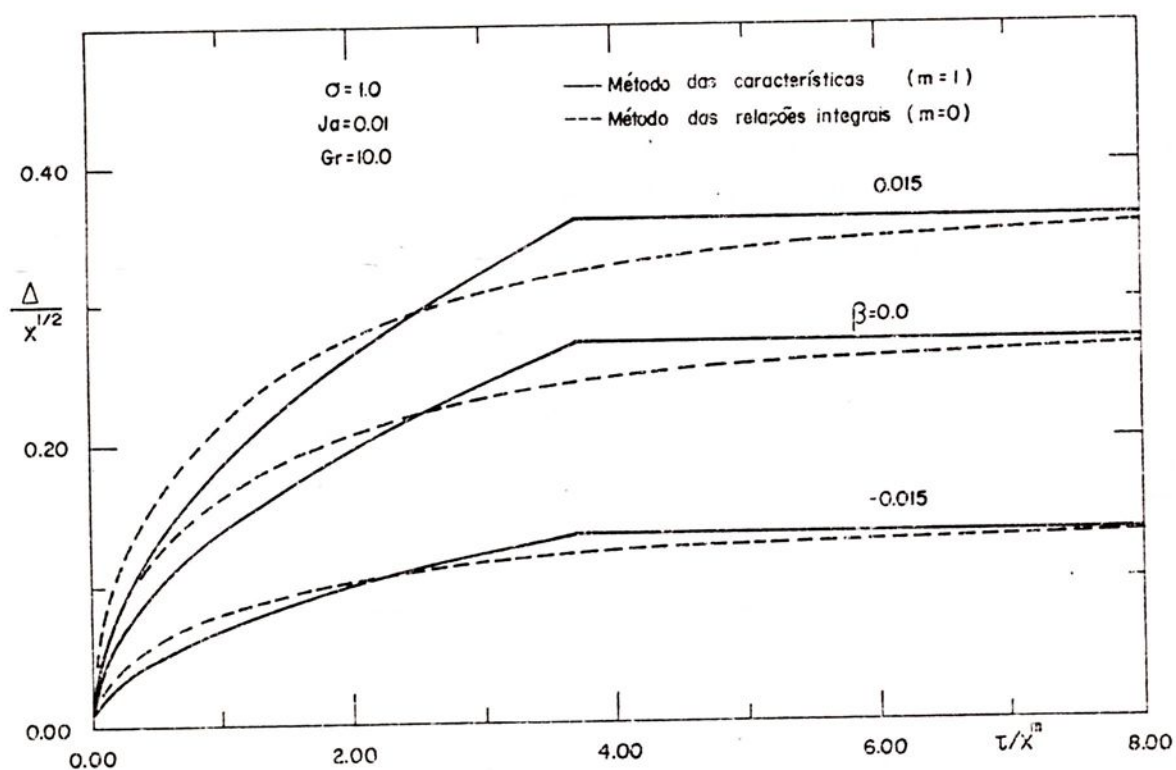


FIG. (5-30) - INFLUÊNCIA DE β NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.01$ $Gr = 10.0$ $\sigma = 1.0$

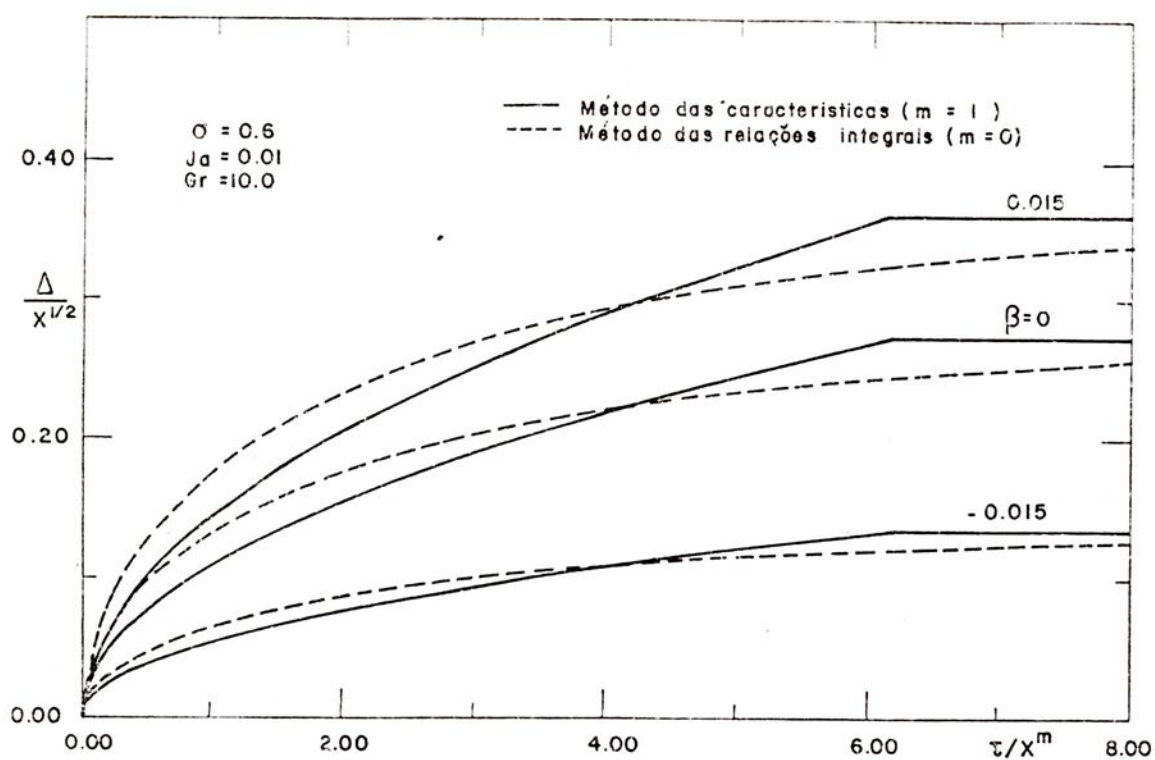


FIG. (5-31) - INFLUÊNCIA DE β NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.01$ $Gr = 10.0$ $\sigma = 0.6$

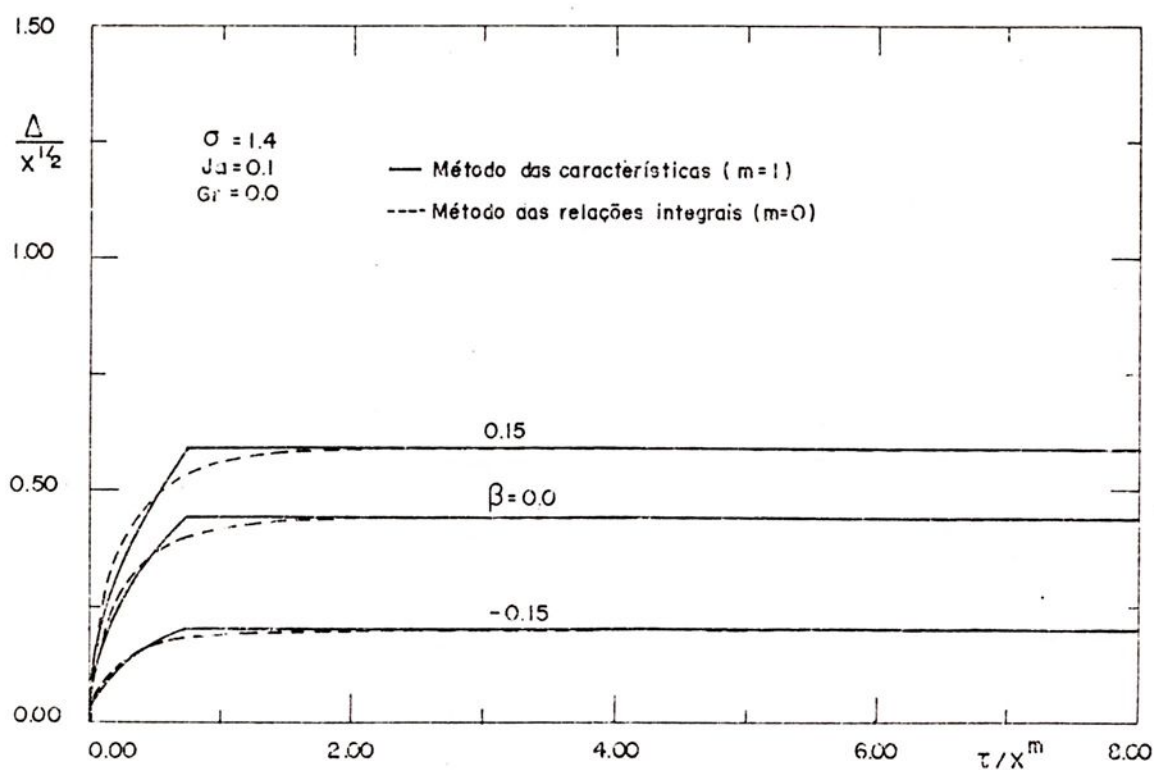


FIG. (5-32) - INFLUÊNCIA DE β NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.1$ $Gr = 0.0$ $\sigma = 1.4$

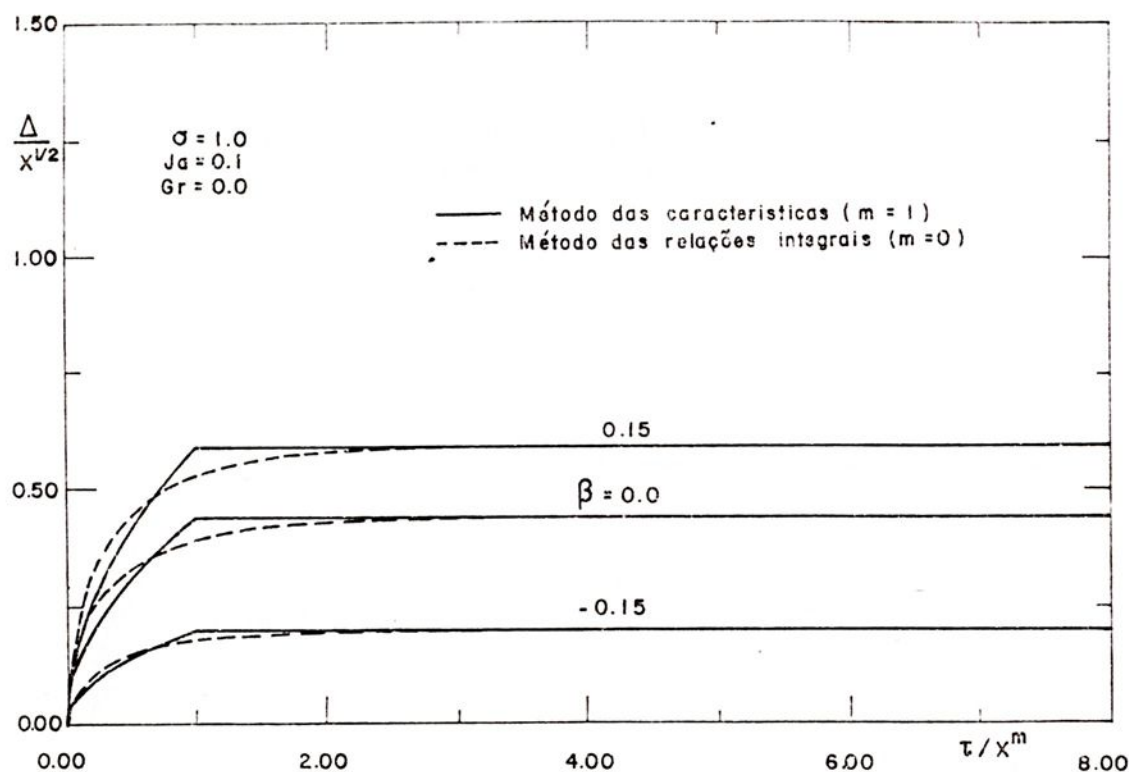


FIG. (5-33) - INFLUÊNCIA DE β NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.1$ $Gr = 0.0$ $\sigma = 1.0$

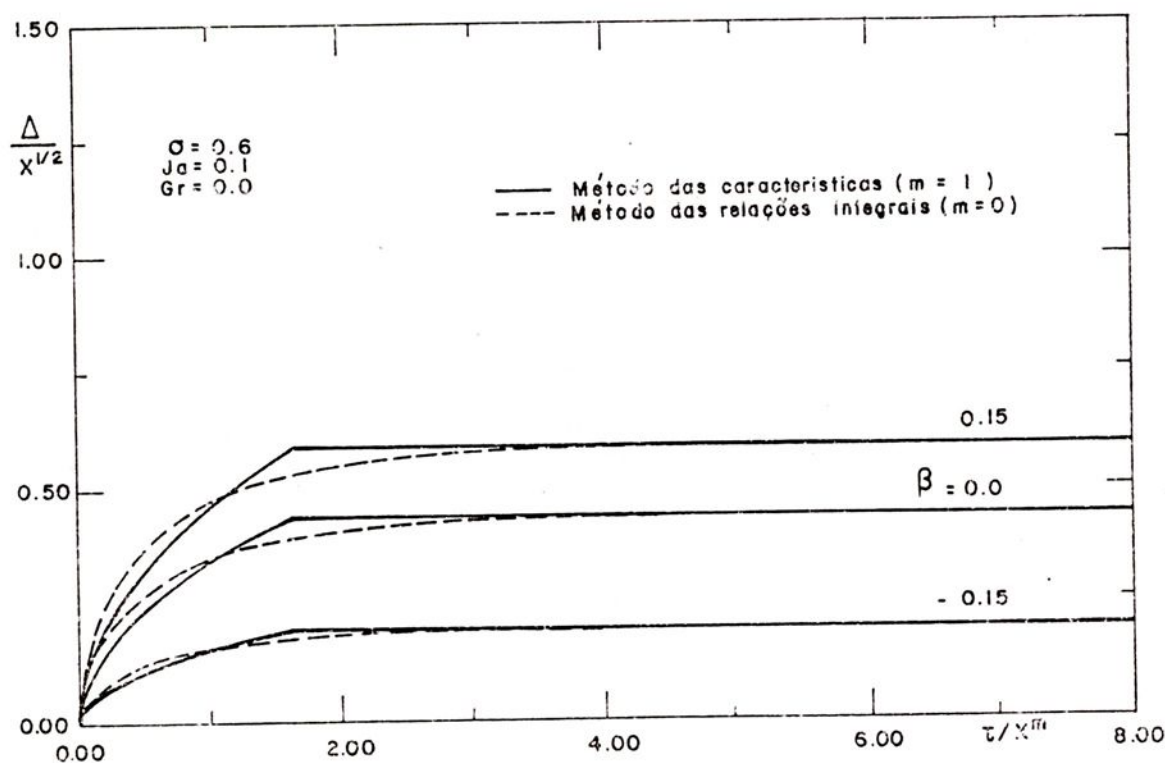


FIG. (5-34) - INFLUÊNCIA DE β NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.1$ $Gr = 0.0$ $\sigma = 0.6$

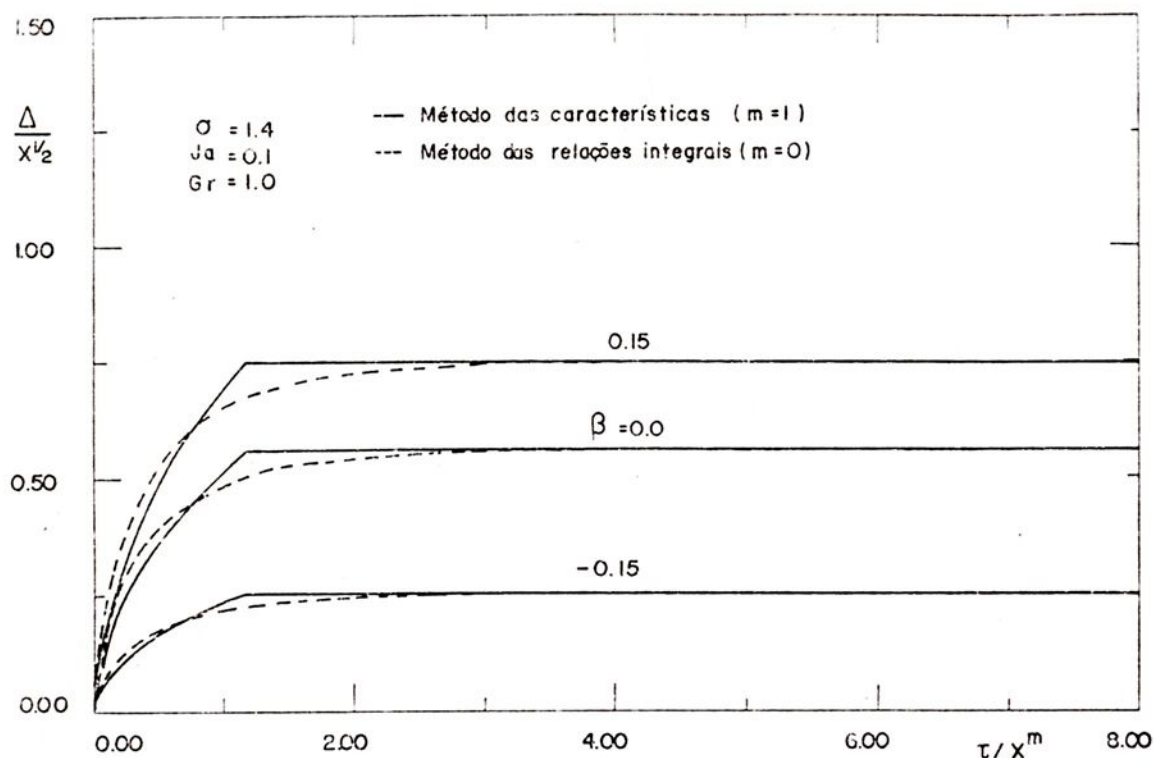


FIG. (5-35) - INFLUÊNCIA DE β NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.1$ $Gr = 1.0$ $\sigma = 1.4$

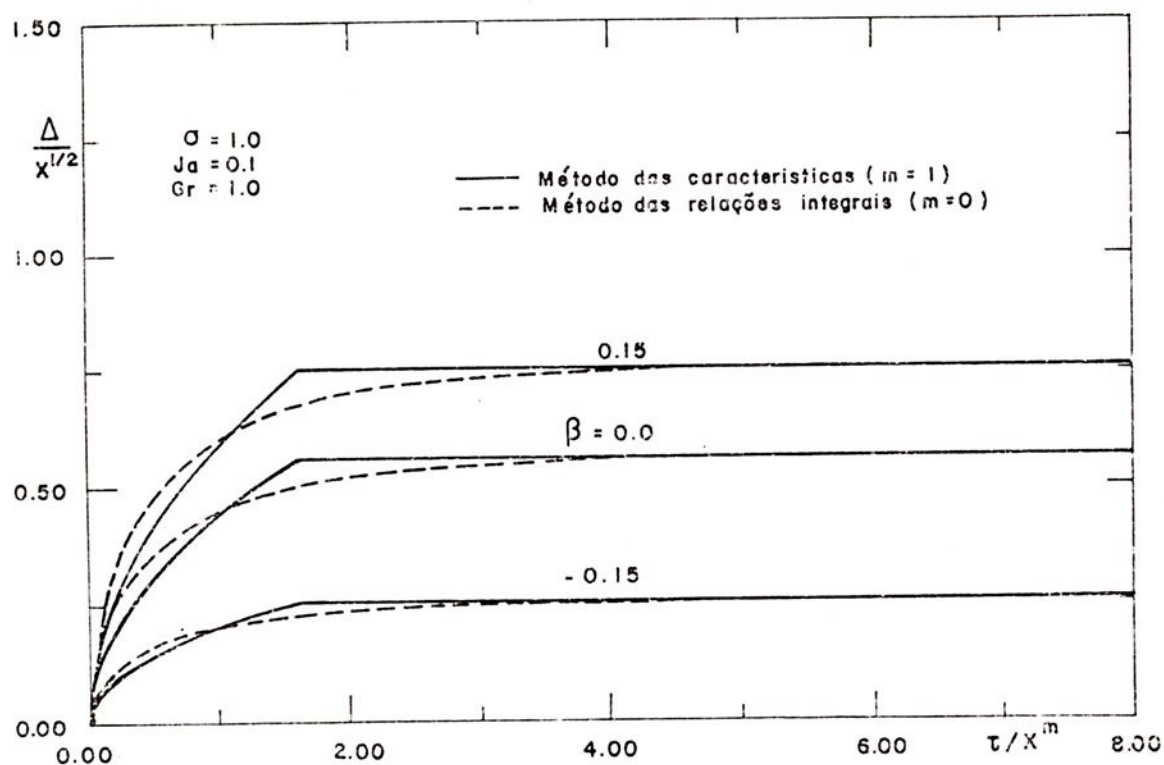


FIG. (5-36) - INFLUÊNCIA DE β NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.1$ $Gr = 1.0$ $\sigma = 1.0$

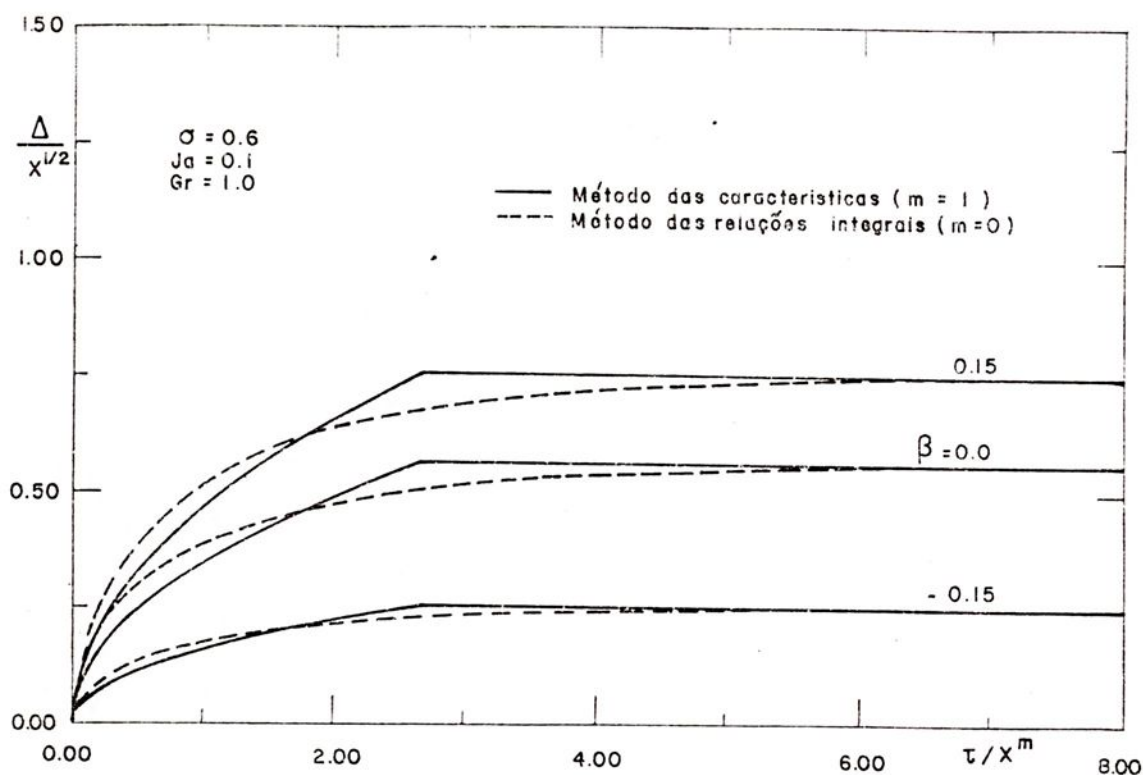


FIG. (5-37) - INFLUÊNCIA DE β NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.1$ $Gr = 1.0$ $\sigma = 0.6$

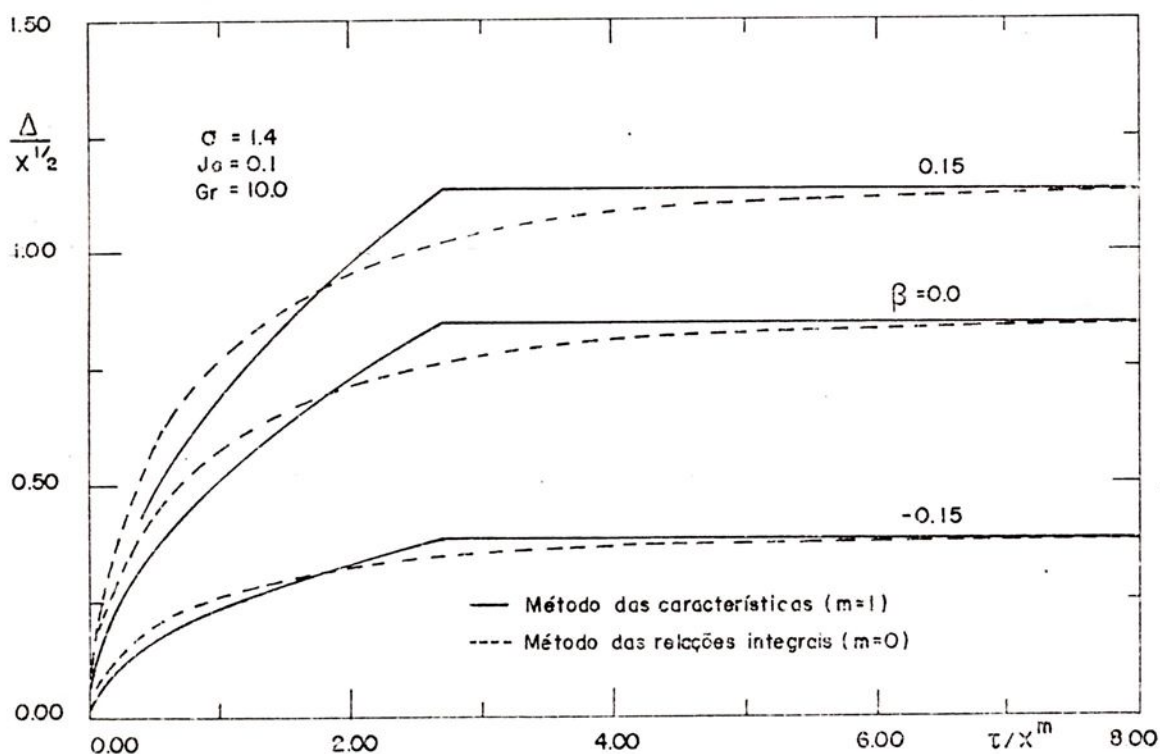


FIG. (5-38) - INFLUÊNCIA DE β NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.1$ $Gr = 10.0$ $\sigma = 1.4$

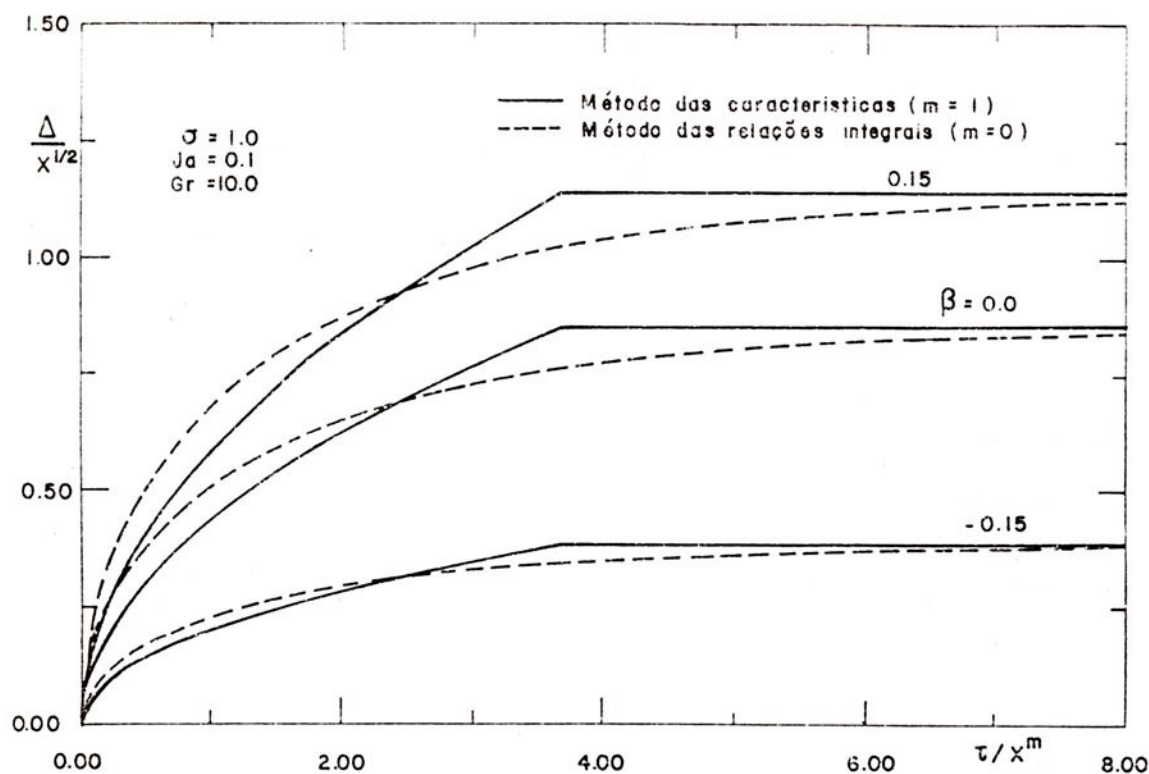


FIG. (5-39) - INFLUÊNCIA DE β NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.1$ $Gr = 10.0$ $\sigma = 1.0$

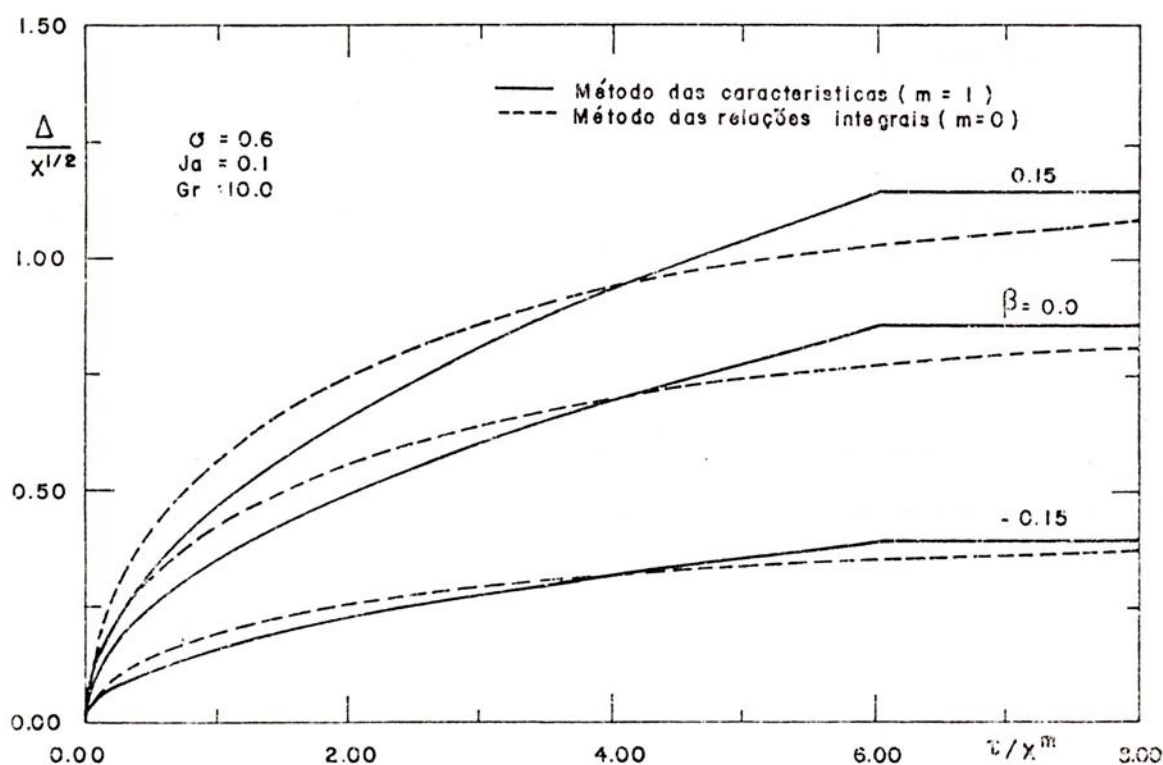


FIG. (5-40) - INFLUÊNCIA DE β NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.1$ $Gr = 10.0$ $\sigma = 0.6$

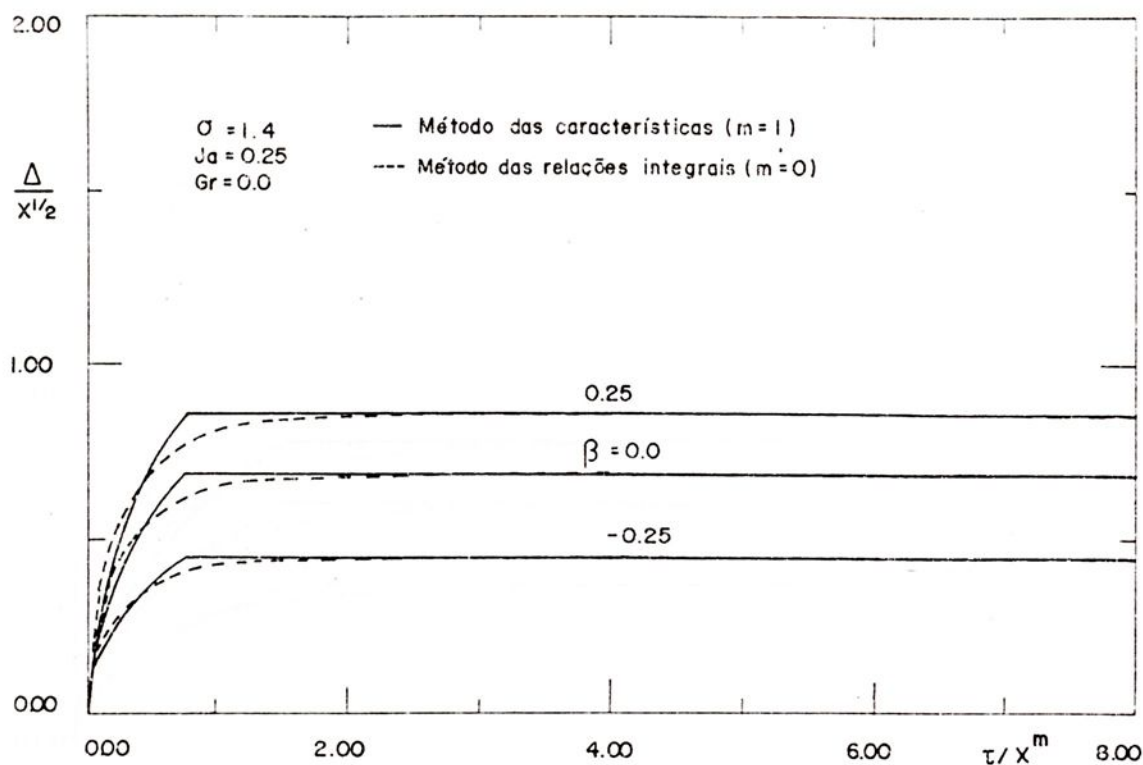


FIG. (5-41) - INFLUÊNCIA DE β NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.25$ $Gr = 0.0$ $\sigma = 1.4$

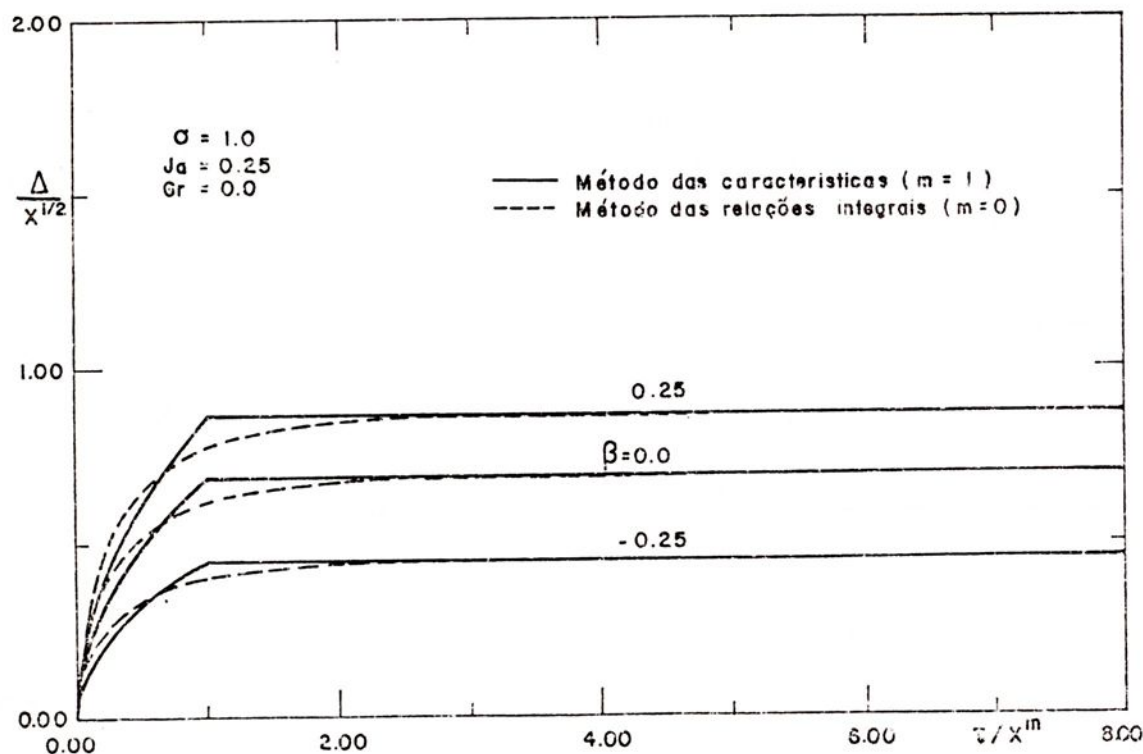


FIG. (5-42) - INFLUÊNCIA DE β NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.25$ $Gr = 0.0$ $\sigma = 1.0$

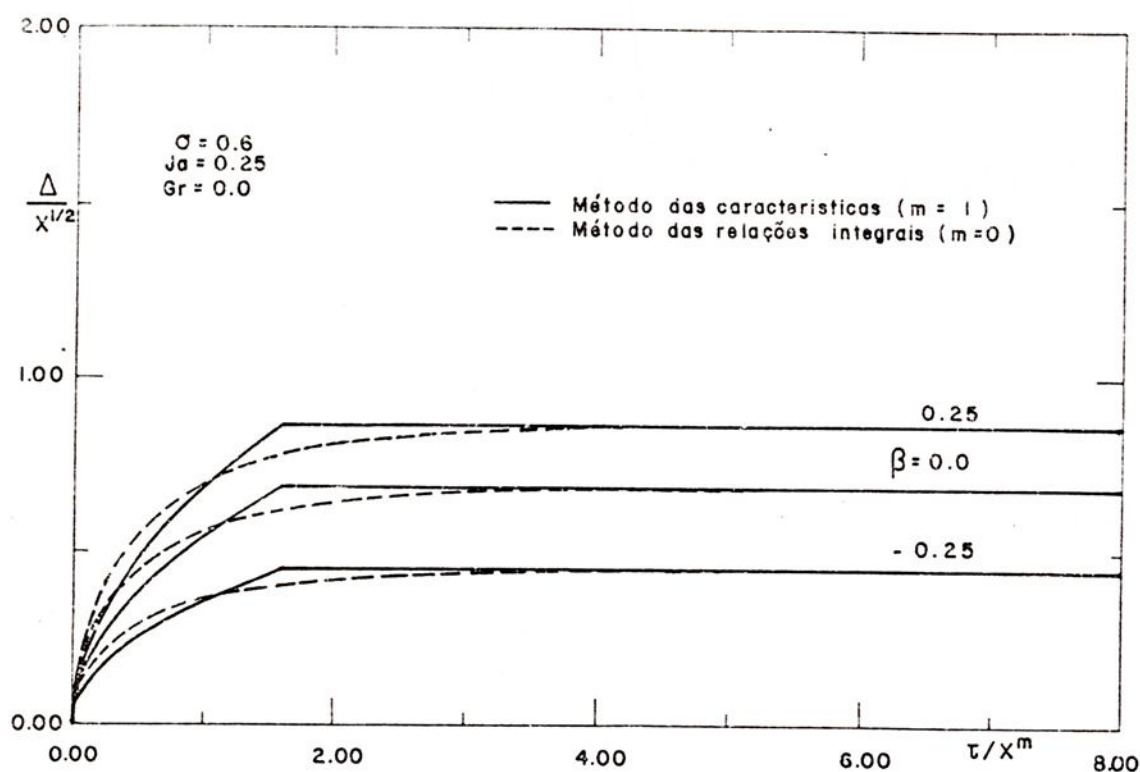


FIG. (5-43) - INFLUÊNCIA DE β NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.25$ $Gr = 0.0$ $\sigma = 0.6$

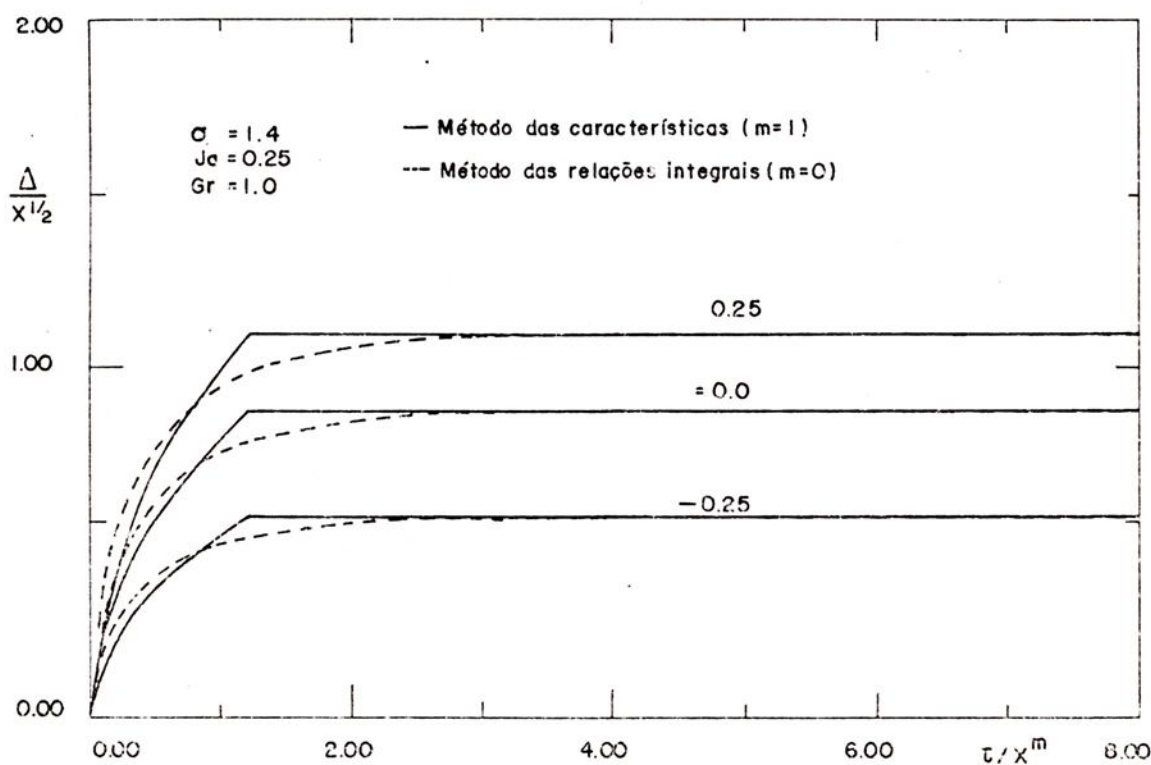


FIG. (5-44) - INFLUÊNCIA DE β NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.25$ $Gr = 1.0$ $\sigma = 1.4$

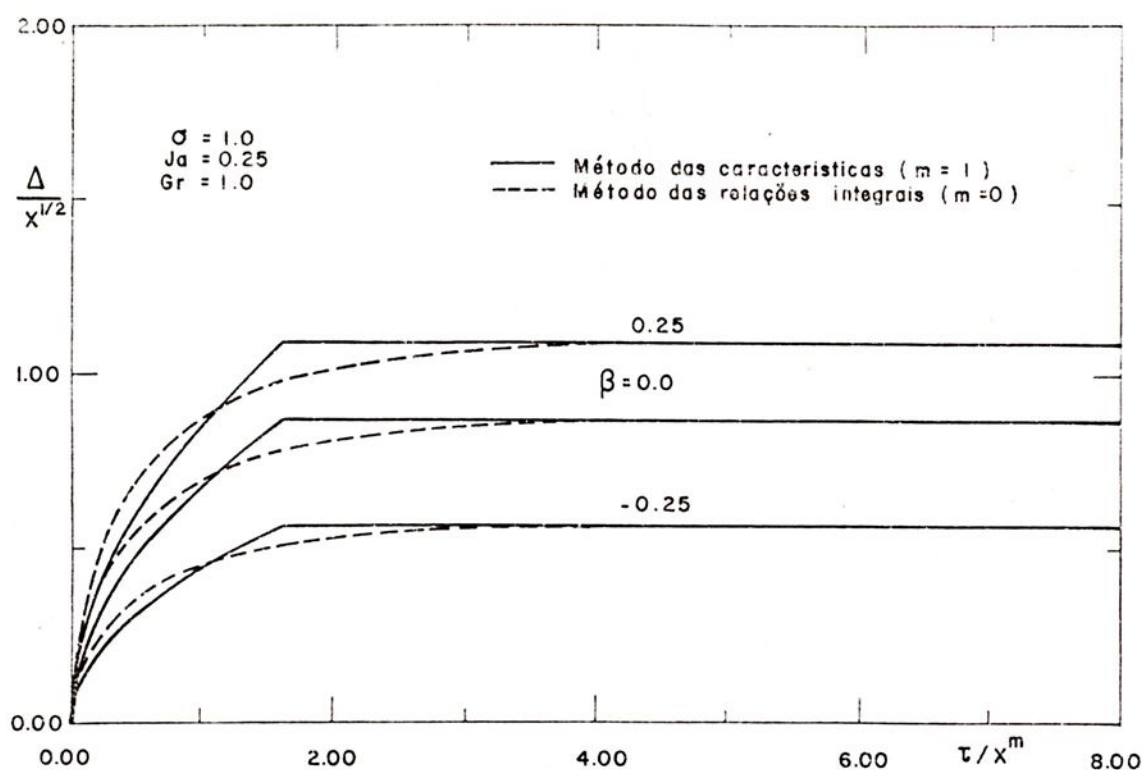


FIG. (5-45) - INFLUÊNCIA DE β NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.25$ $Gr = 1.0$ $\sigma = 1.0$

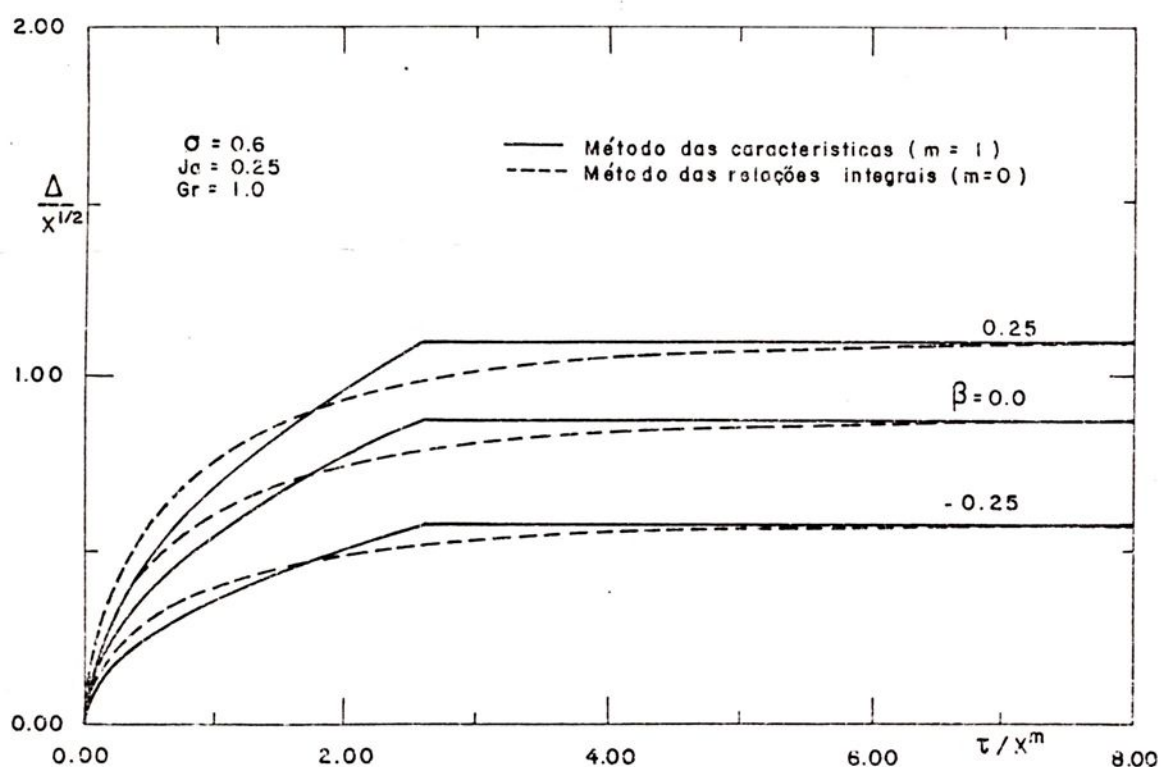


FIG. (5-46) - INFLUÊNCIA DE β NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.25$ $Gr = 1.0$ $\sigma = 0.6$

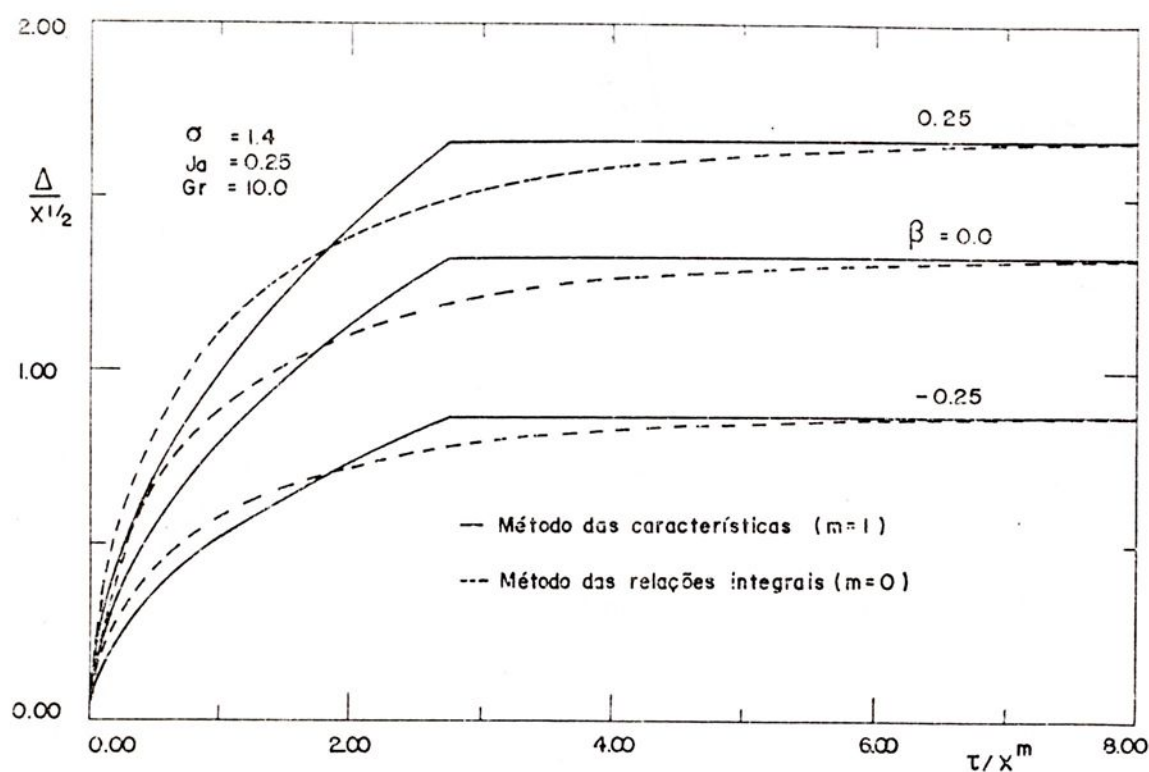


FIG. (5-47) - INFLUÊNCIA DE β NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.25$ $Gr = 10.0$ $\sigma = 1.4$

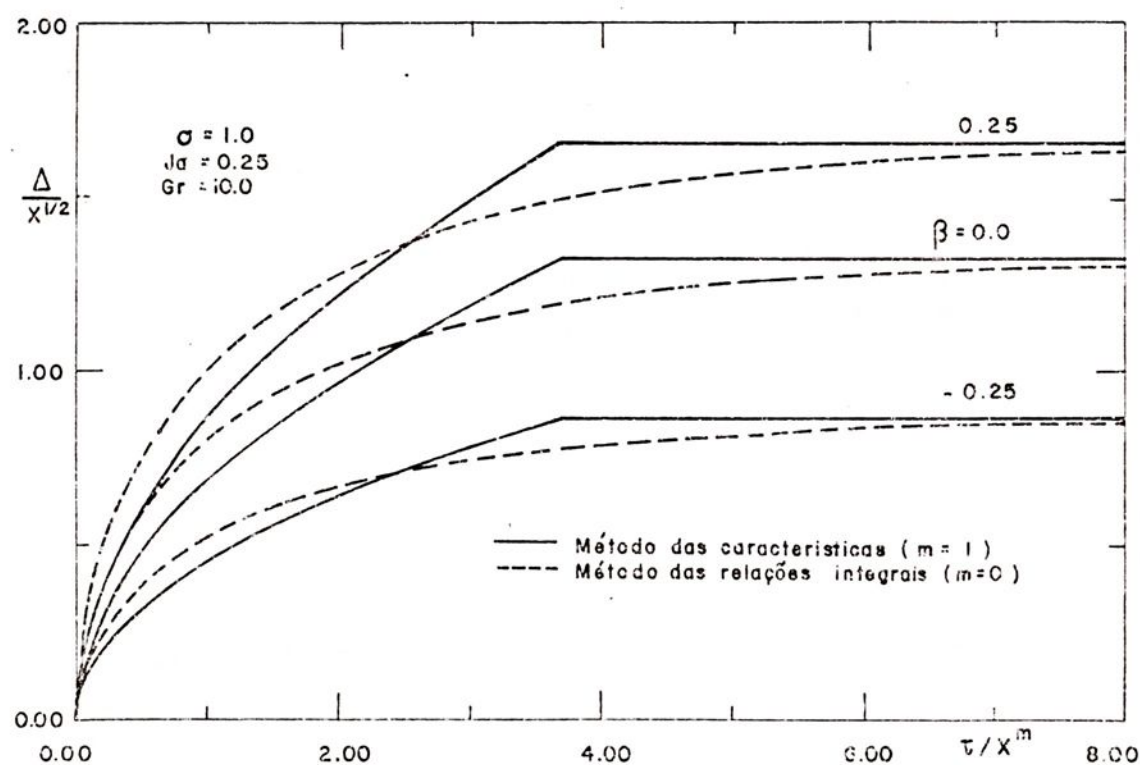


FIG. (5-48) - INFLUÊNCIA DE β NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.25$ $Gr = 10.0$ $\sigma = 1.0$

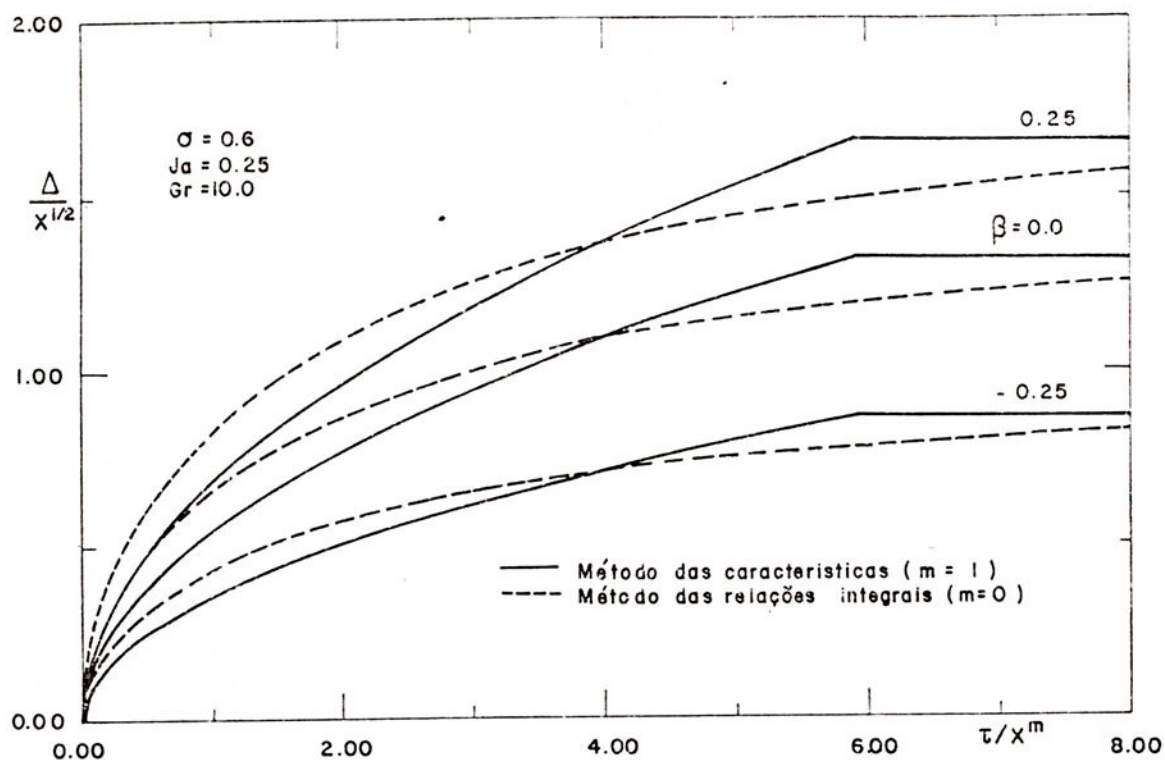


FIG. (5-49) - INFLUÊNCIA DE β NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.25$ $Gr = 10.0$ $\sigma = 0.6$

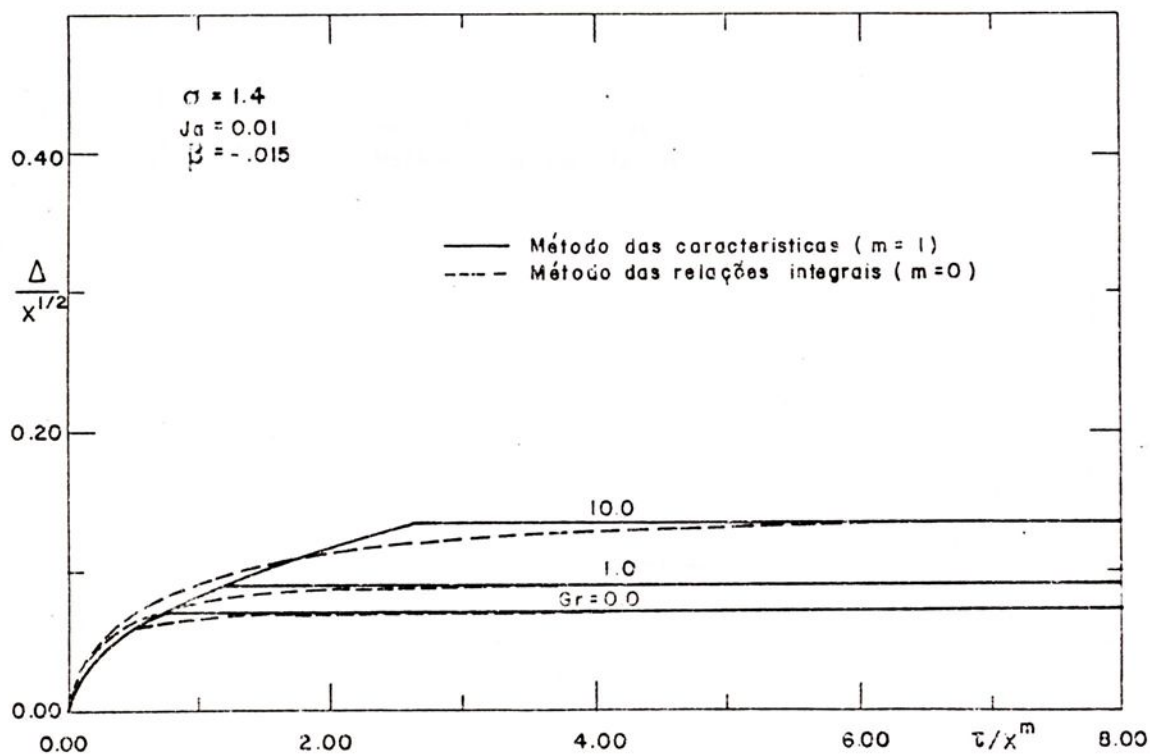


FIG. (5-50) - INFLUÊNCIA DE Gr NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.01$ $\beta = -0.015$ $\sigma = 1.4$

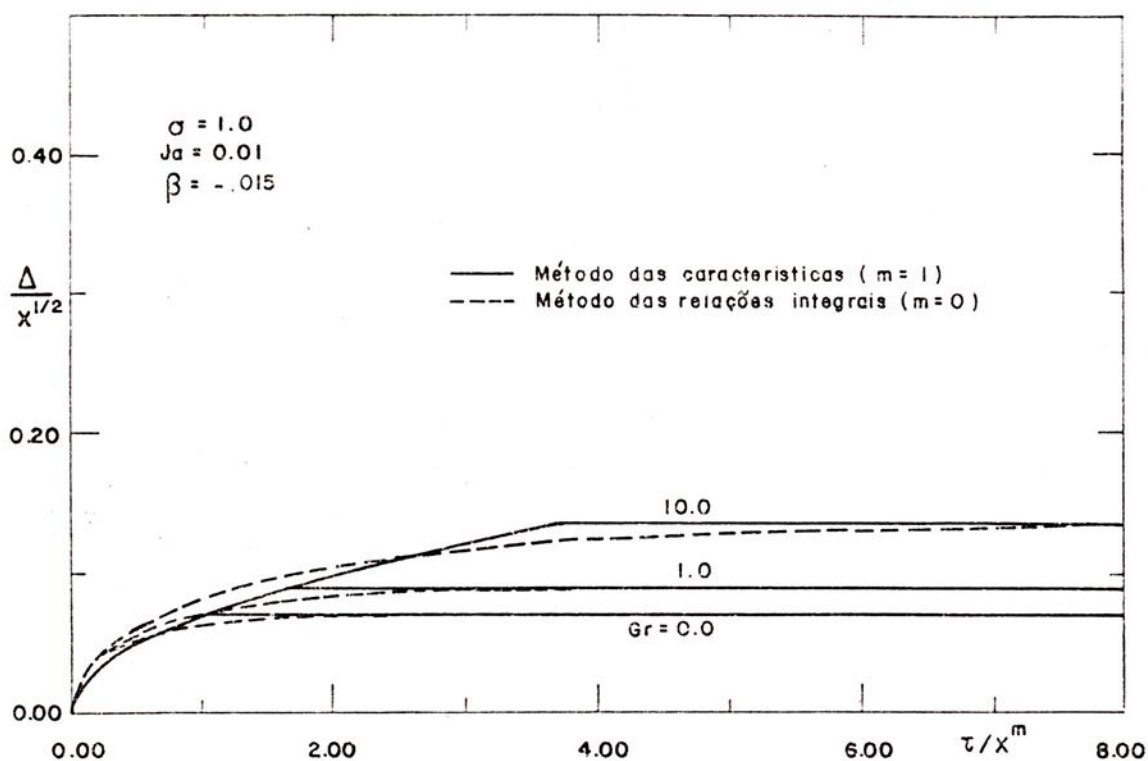


FIG. (5-51) - INFLUÊNCIA DE Gr NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.01$ $\beta = -0.015$ $\sigma = 1.0$

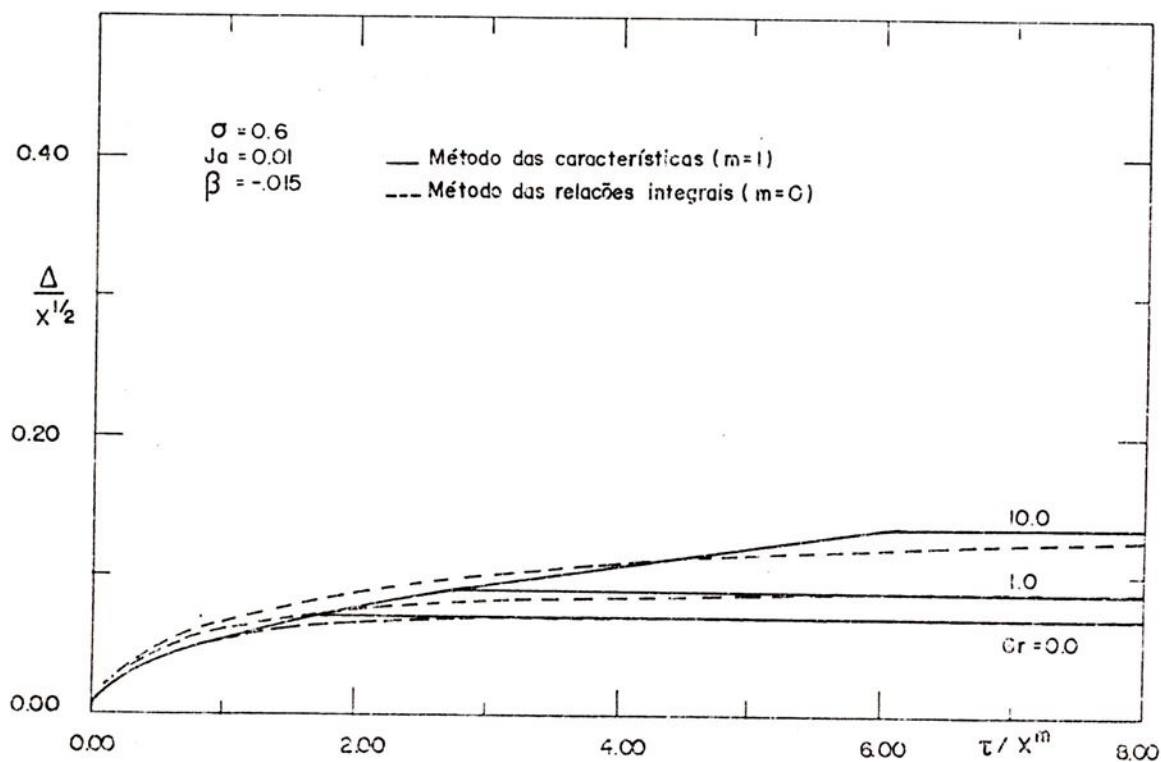


FIG. (5-52) - INFLUÊNCIA DE Gr NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.01$ $\beta = -0.015$ $\sigma = 0.6$

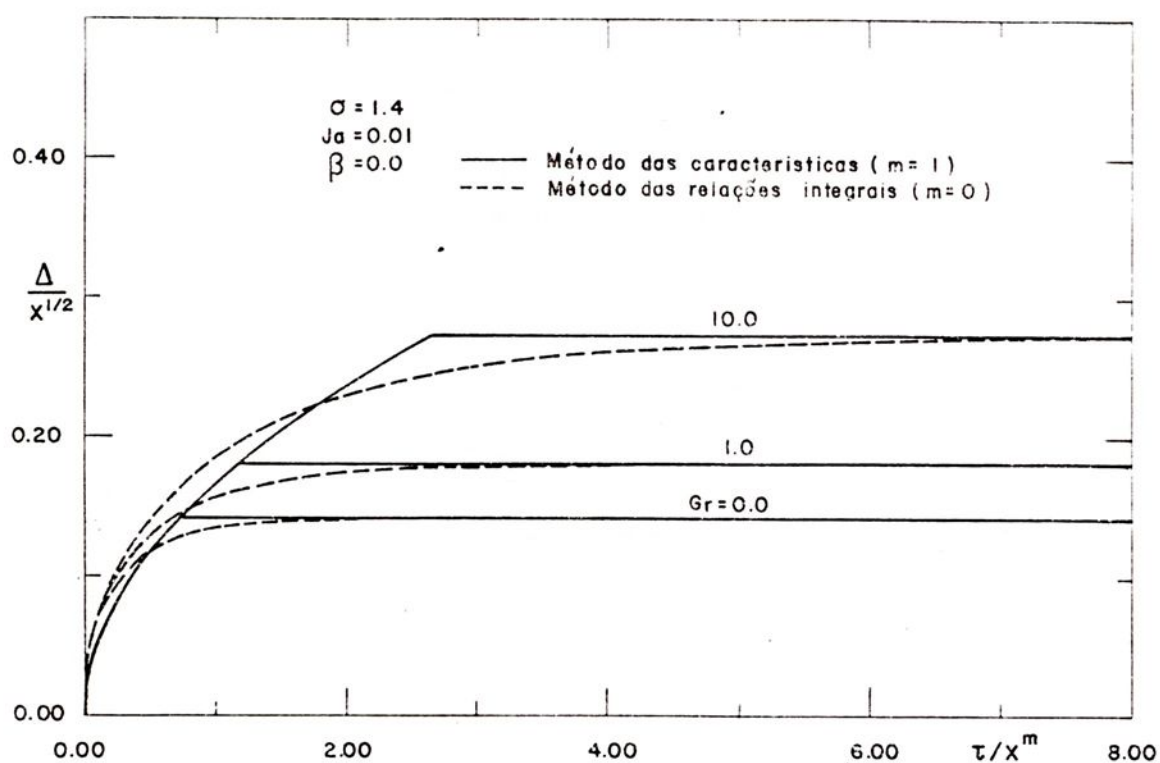


FIG. (5-53) - INFLUÊNCIA DE Gr NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.01$ $\beta = 0.0$ $\sigma = 1.4$

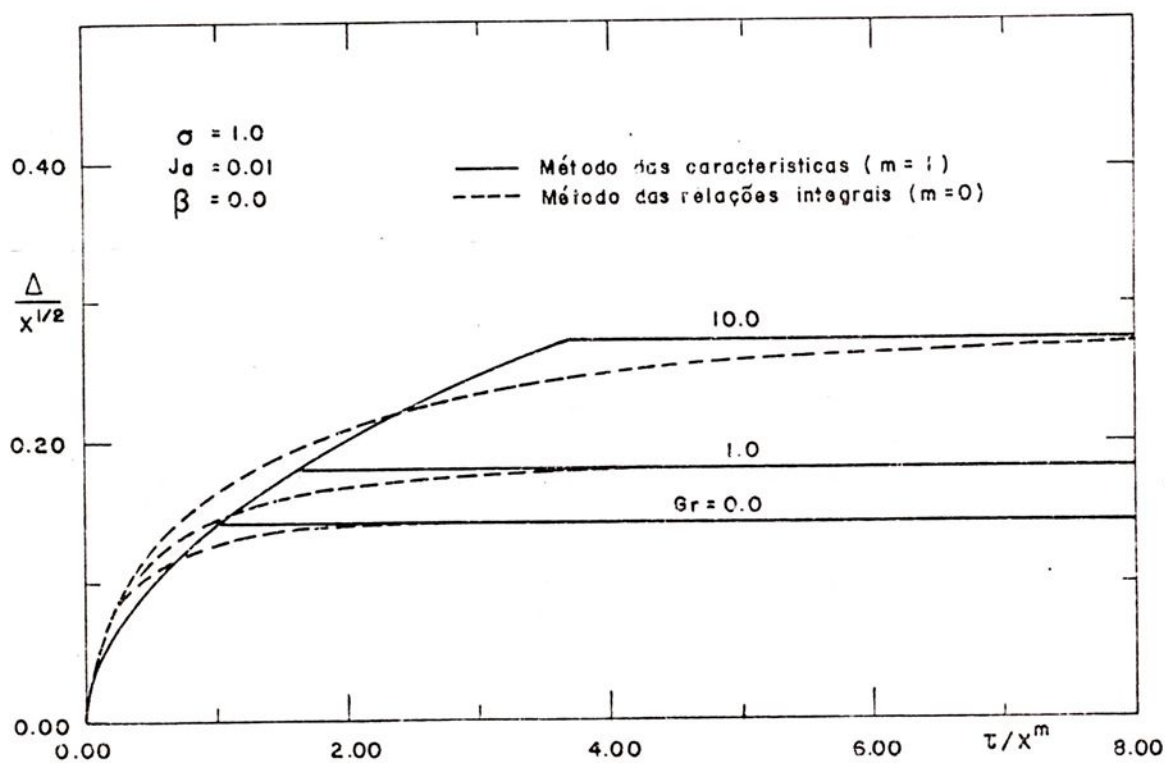


FIG. (5-54) - INFLUÊNCIA DE Gr NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.01$ $\beta = 0.0$ $\sigma = 1.0$

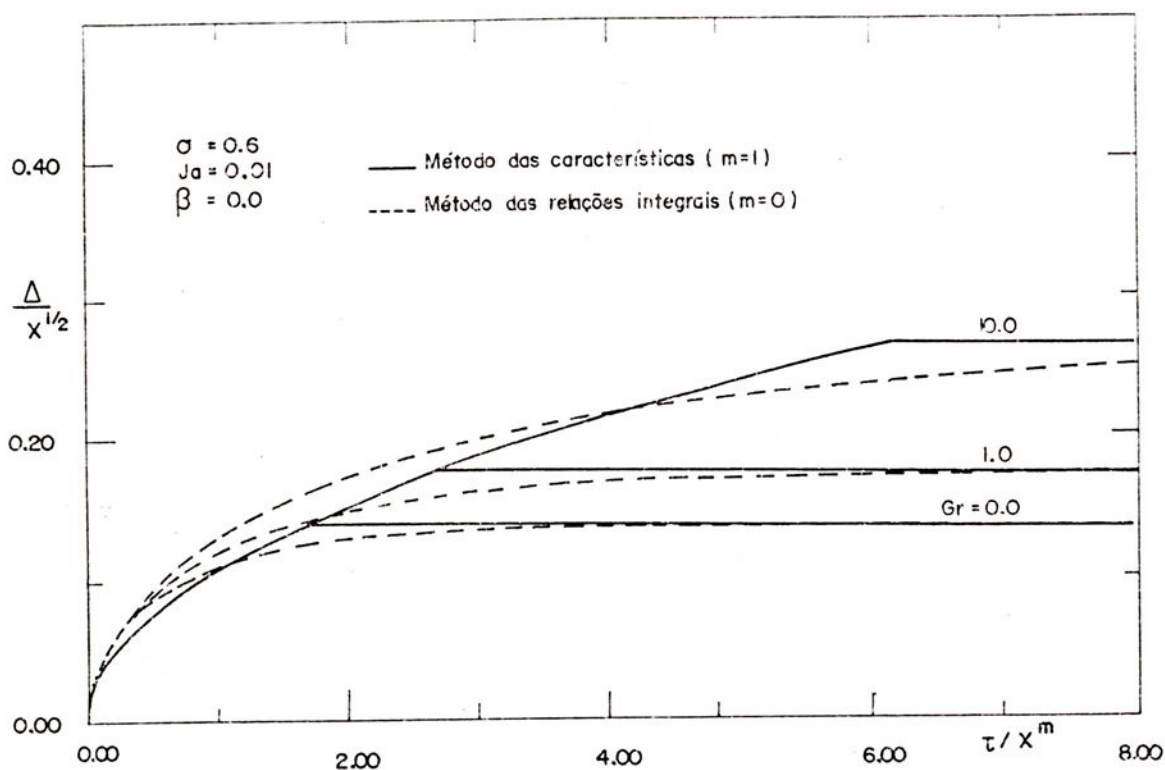


FIG. (5-55) - INFLUÊNCIA DE Gr NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.01$ $\beta = 0.0$ $\sigma = 0.6$

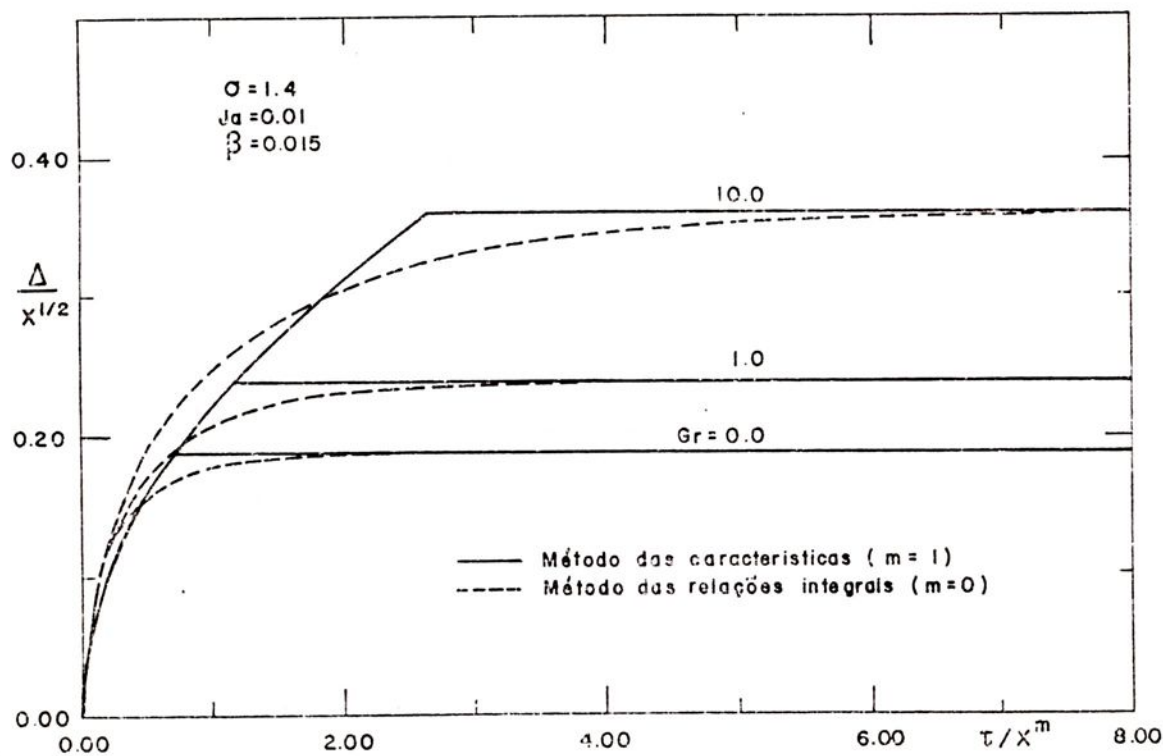


FIG. (5-56) - INFLUÊNCIA DE Gr NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.01$ $\beta = 0.015$ $\sigma = 1.4$

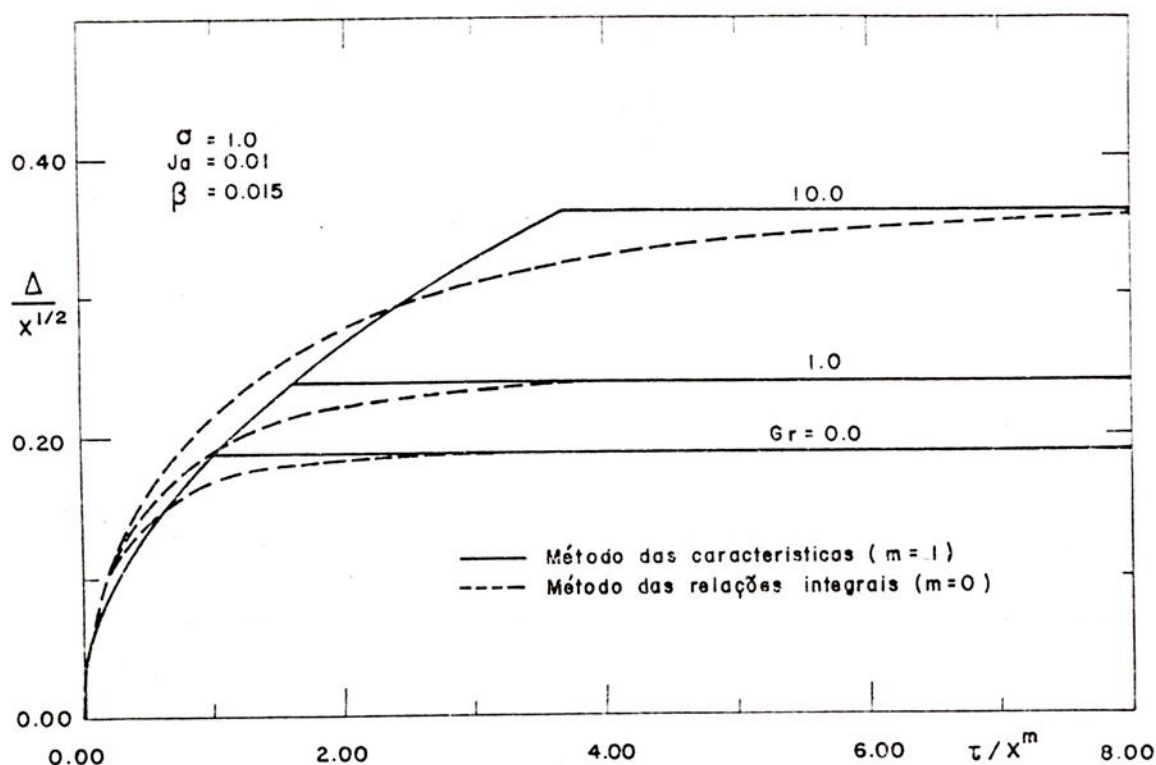


FIG. (5-57) - INFLUÊNCIA DE Gr NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.01$ $\beta = 0.015$ $\sigma = 1.0$

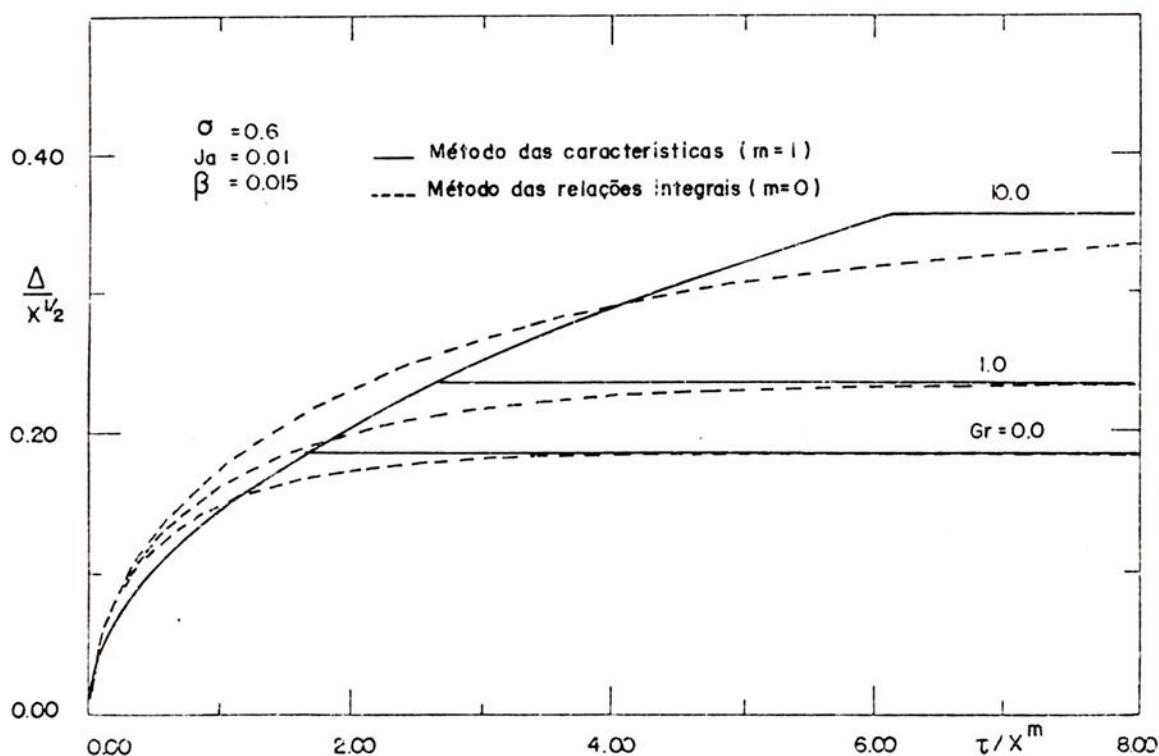


FIG. (5-58) - INFLUÊNCIA DE Gr NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.01$ $\beta = 0.015$ $\sigma = 0.6$

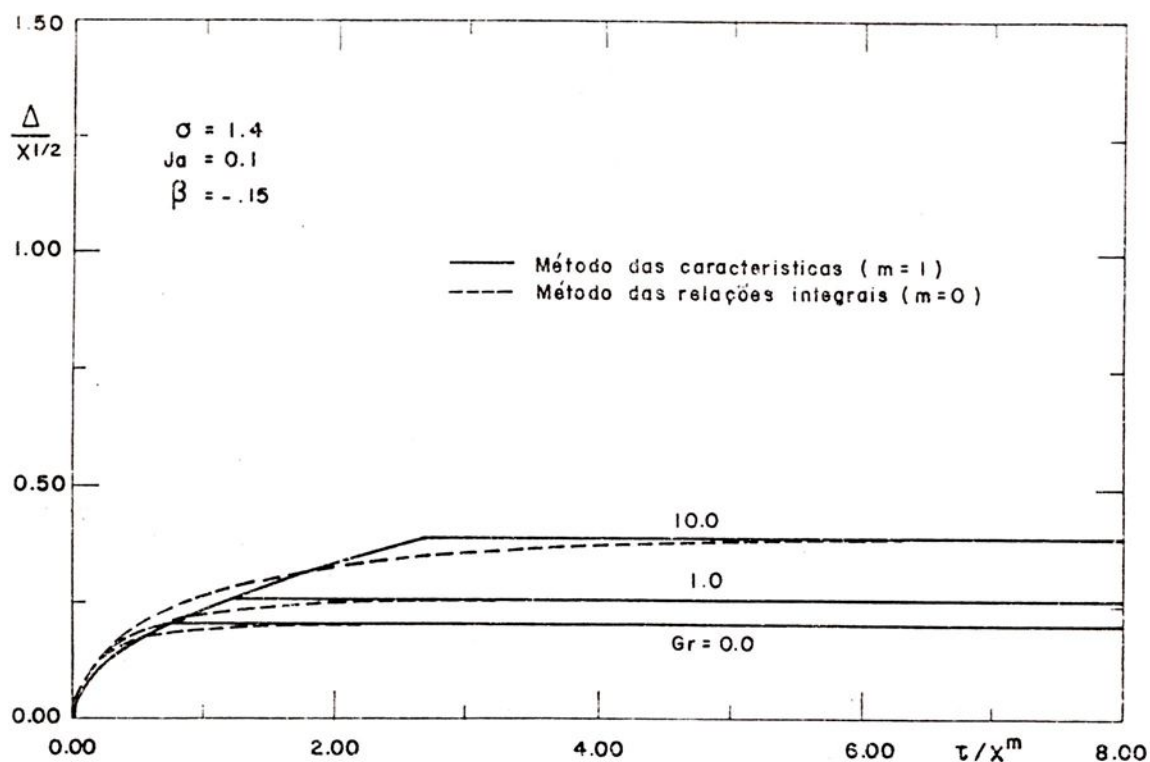


FIG. (5-59) - INFLUÊNCIA DE Gr NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.1$ $\beta = -0.15$ $\sigma = 1.4$

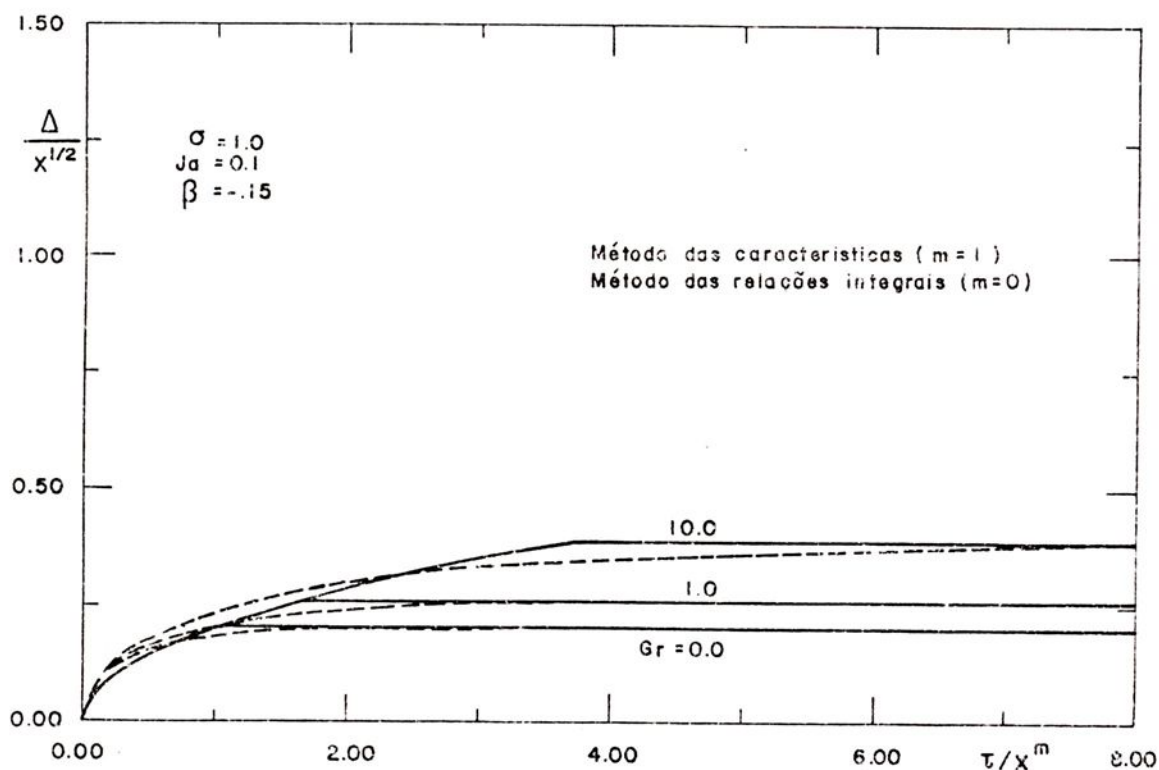


FIG. (5-60) - INFLUÊNCIA DE Gr NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.1$ $\beta = -0.15$ $\sigma = 1.0$

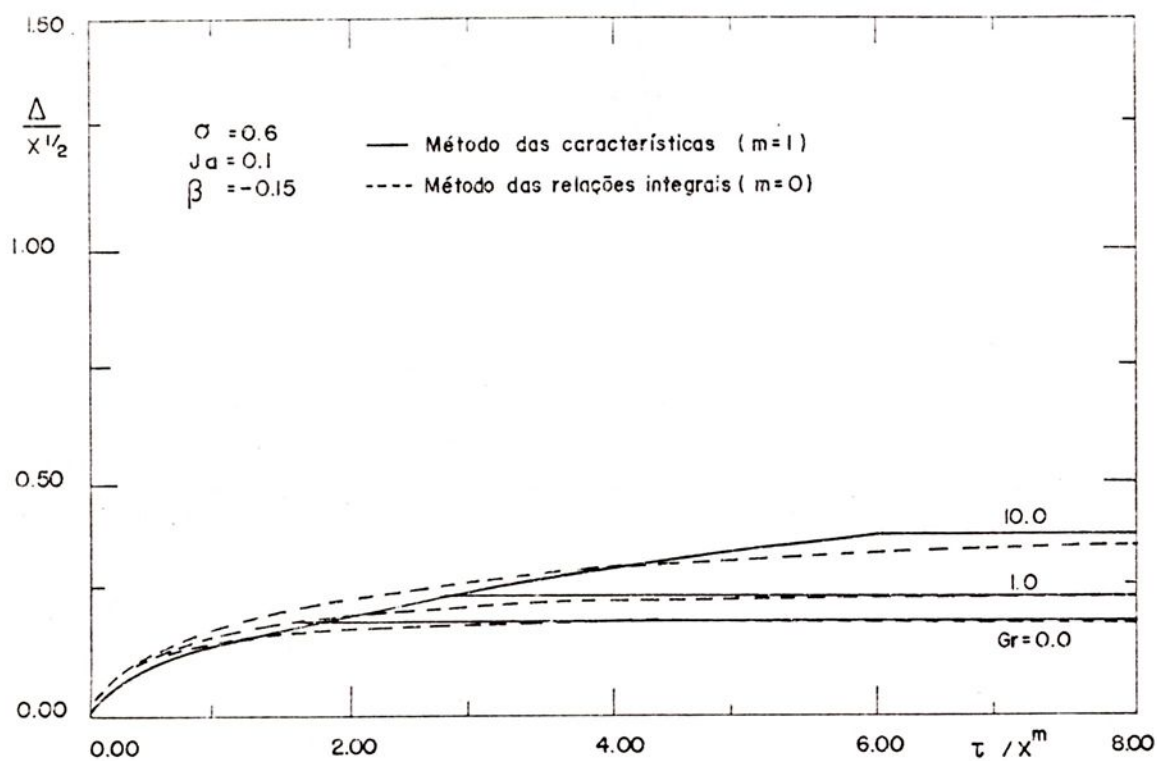


FIG. (5-61) - INFLUÊNCIA DE Gr NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.1$ $\beta = -0.15$ $\sigma = 0.6$

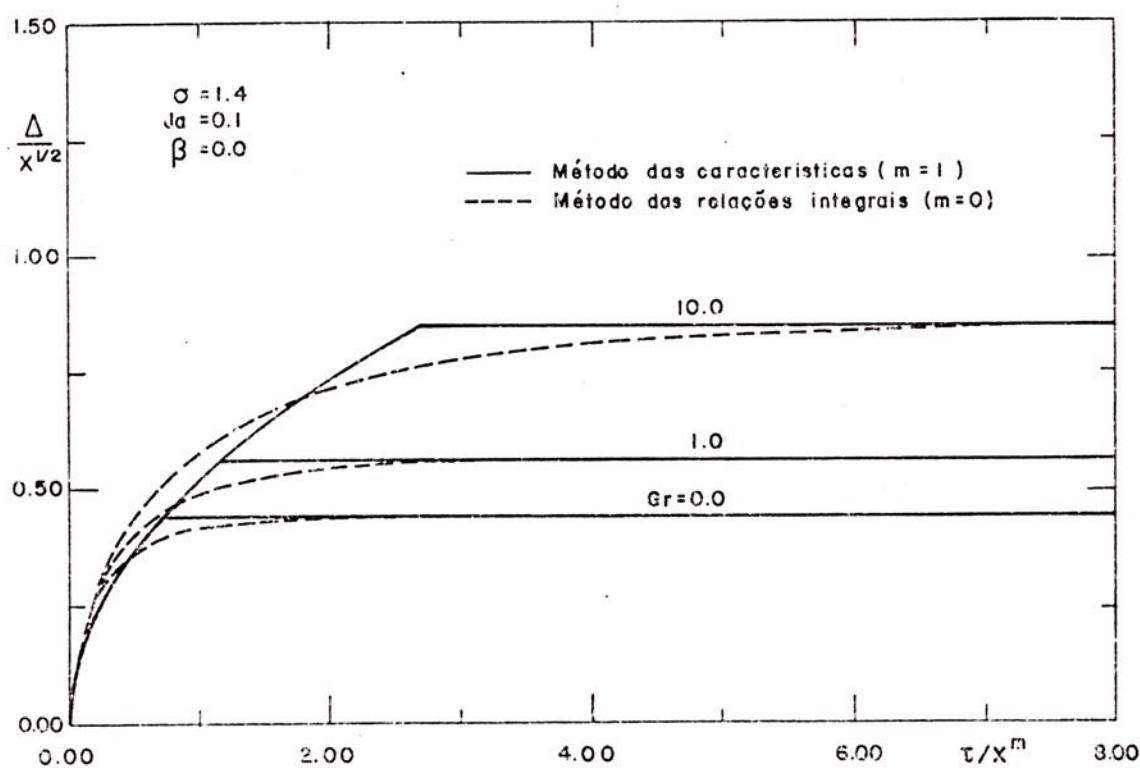


FIG. (5-62) - INFLUÊNCIA DE Gr NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.1$ $\beta = 0.0$ $\sigma = 1.4$

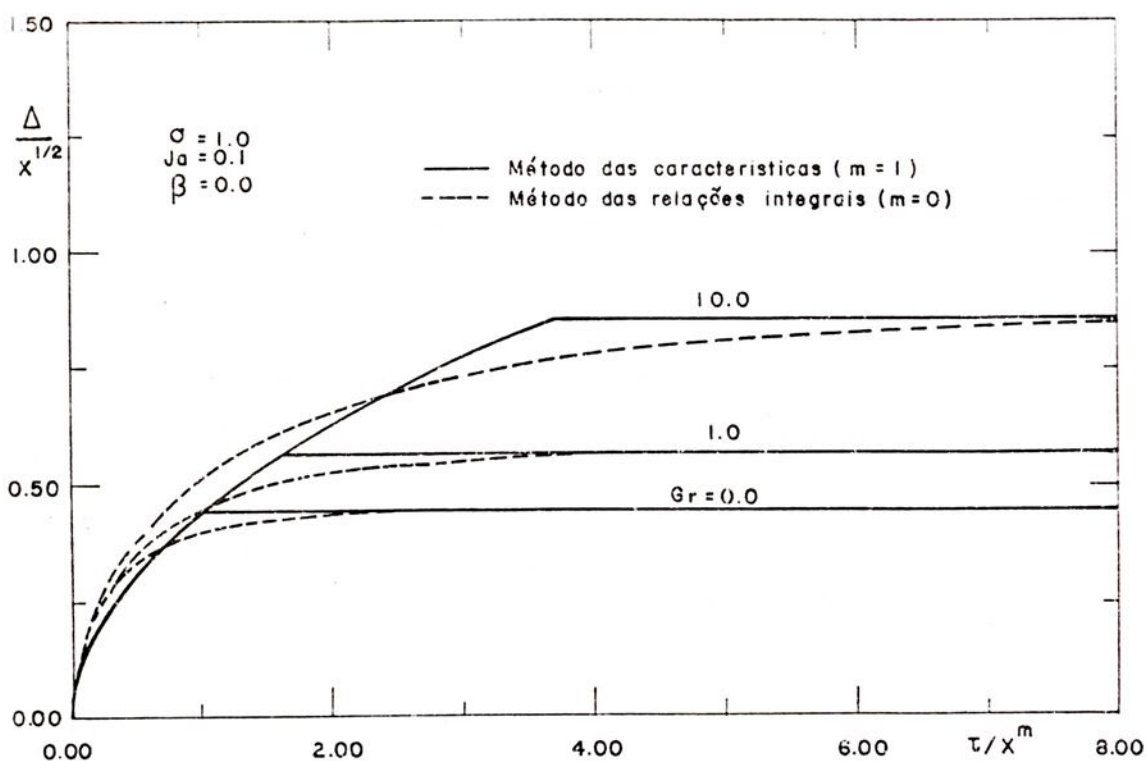


FIG. (5-63) - INFLUÊNCIA DE Gr NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.1$ $\beta = 0.0$ $\sigma = 1.0$

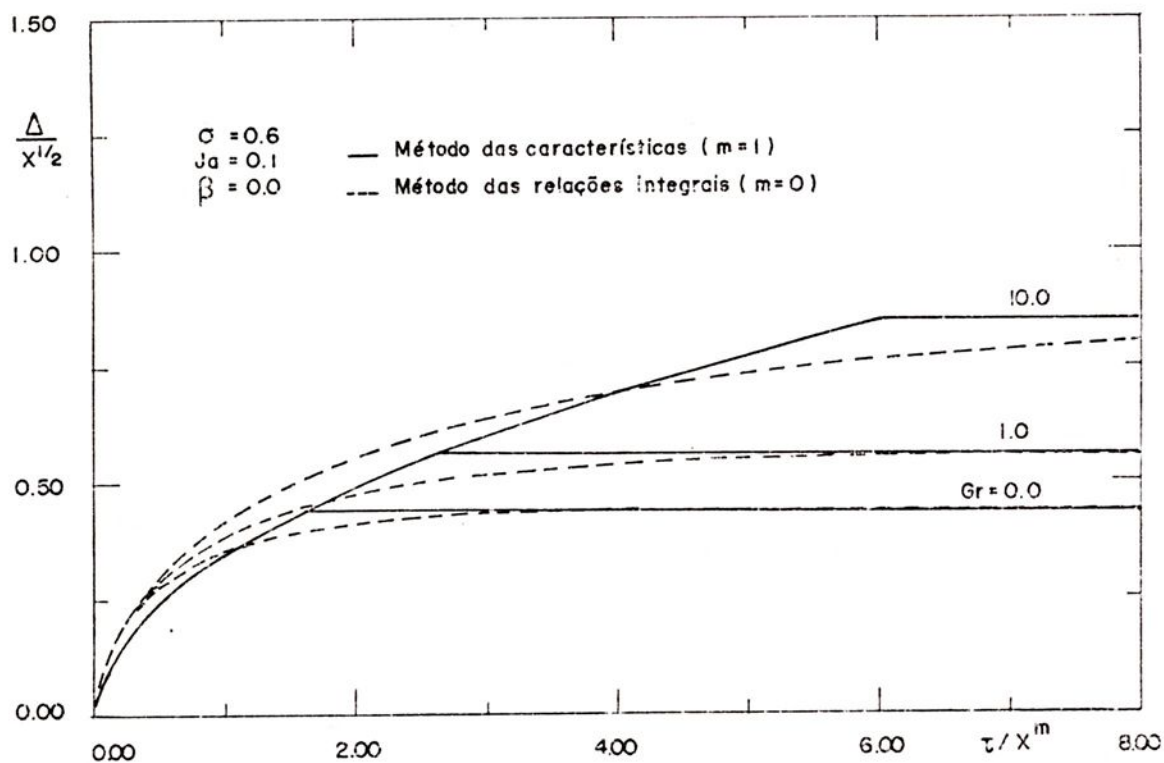


FIG. (5-64) - INFLUÊNCIA DE Gr NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.1$ $\beta = 0.0$ $\sigma = 0.6$

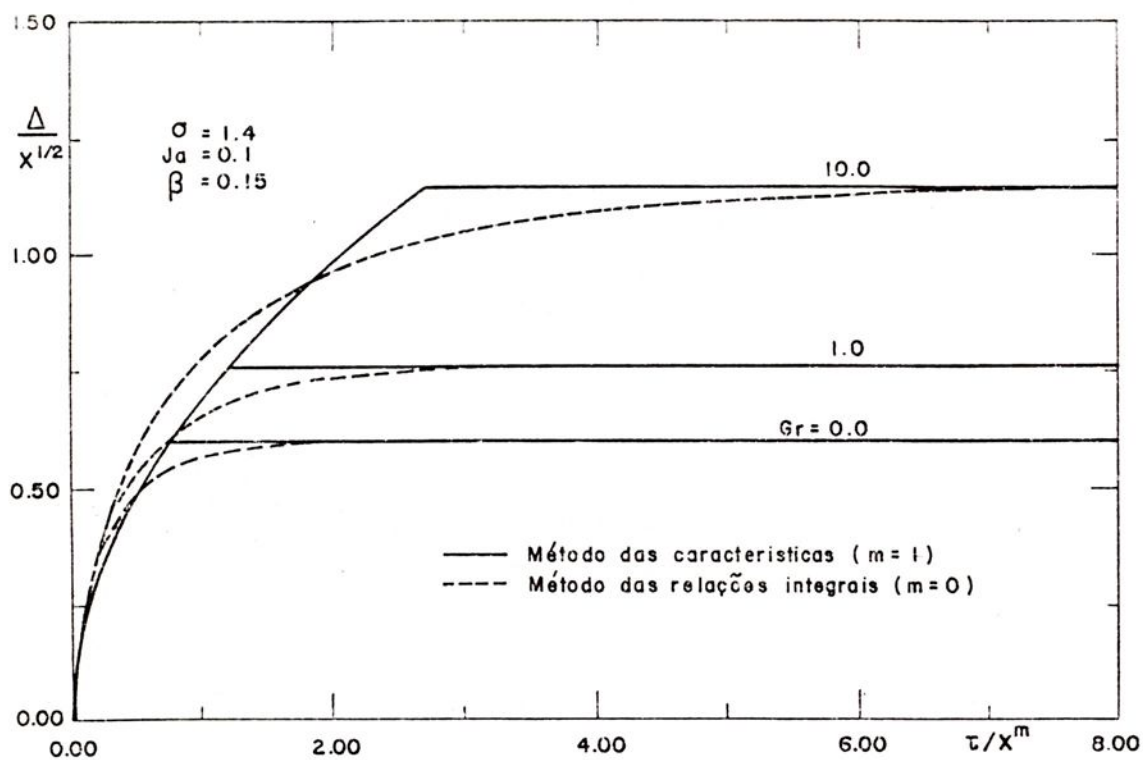


FIG. (5-65) - INFLUÊNCIA DE Gr NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.1$ $\beta = 0.15$ $\sigma = 1.4$

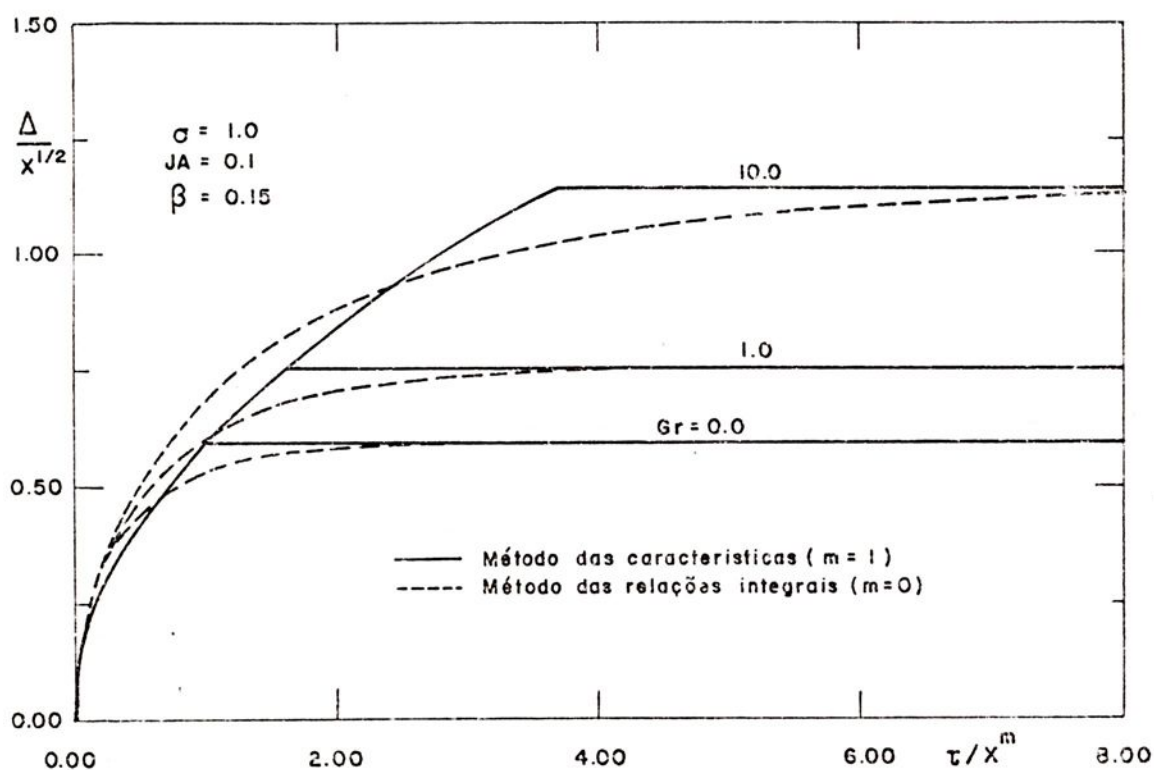


FIG. (5-66) - INFLUÊNCIA DE Gr NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.1$ $\beta = 0.15$ $\sigma = 1.0$

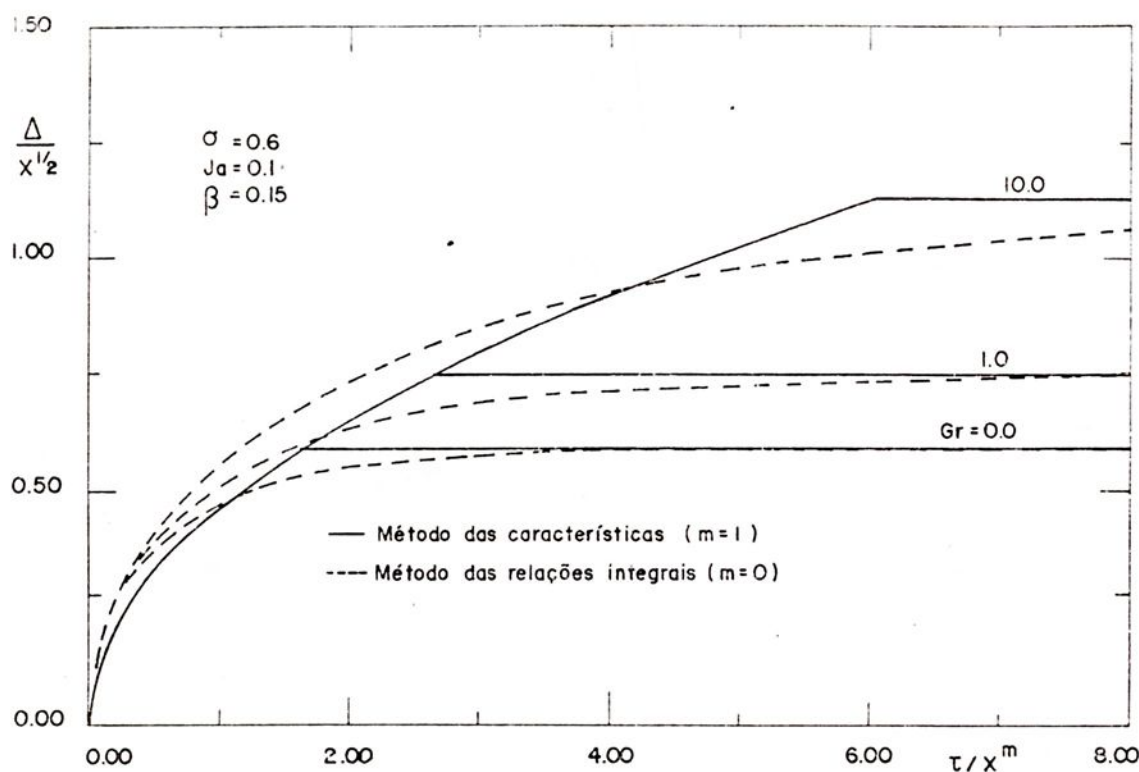


FIG. (5-67) - INFLUÊNCIA DE Gr NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.1$ $\beta = 0.15$ $\sigma = 0.6$

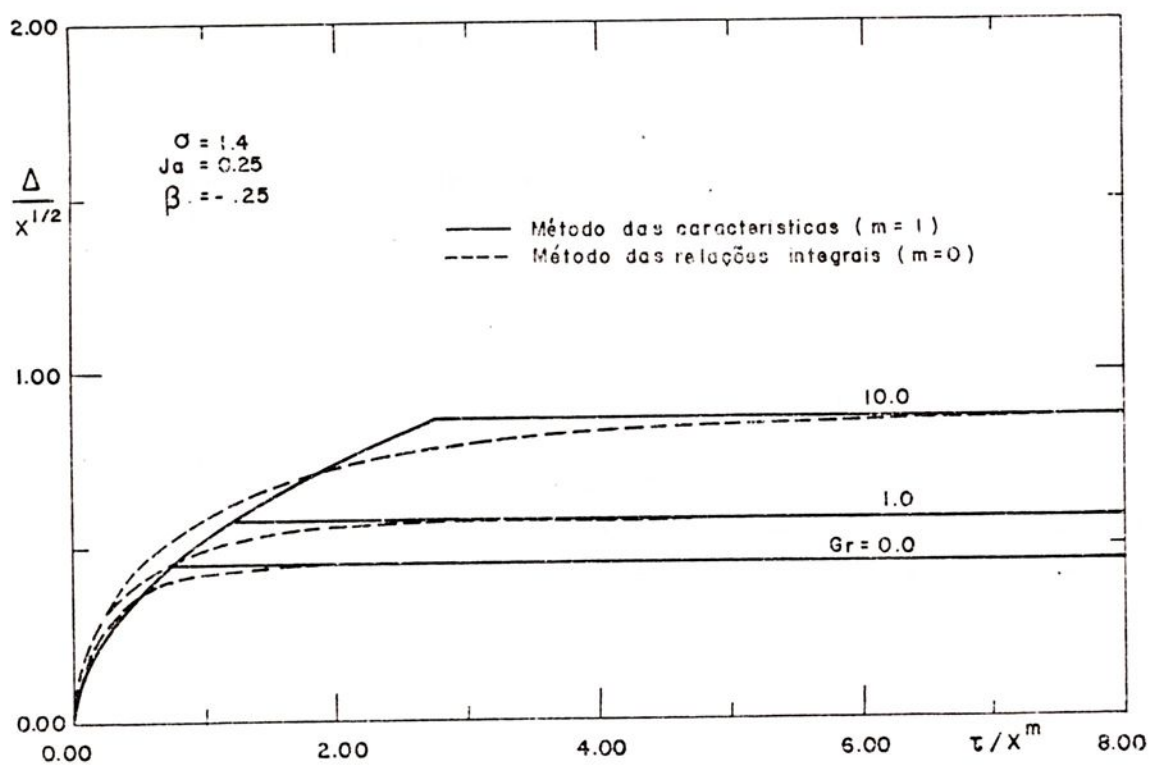


FIG. (5-68) - INFLUÊNCIA DE Gr NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.25$ $\beta = -0.25$ $\sigma = 1.4$

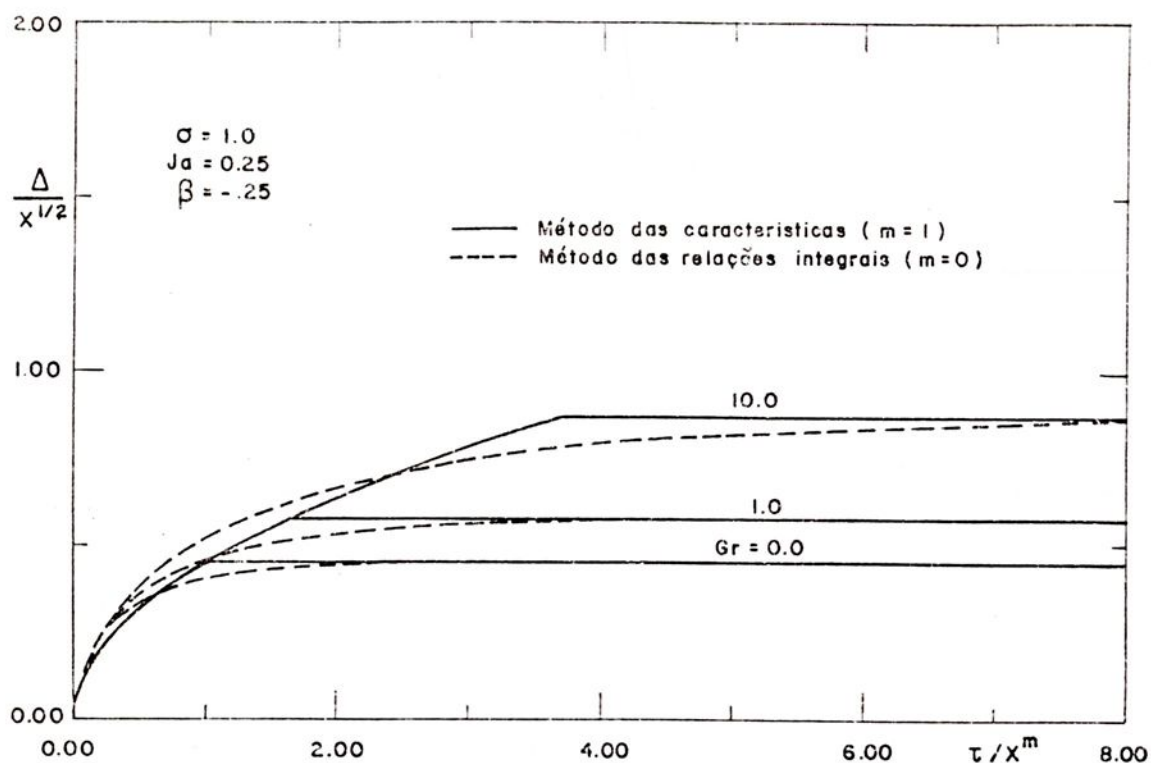


FIG. (5-69) - INFLUÊNCIA DE Gr NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.25$ $\beta = -0.25$ $\sigma = 1.0$

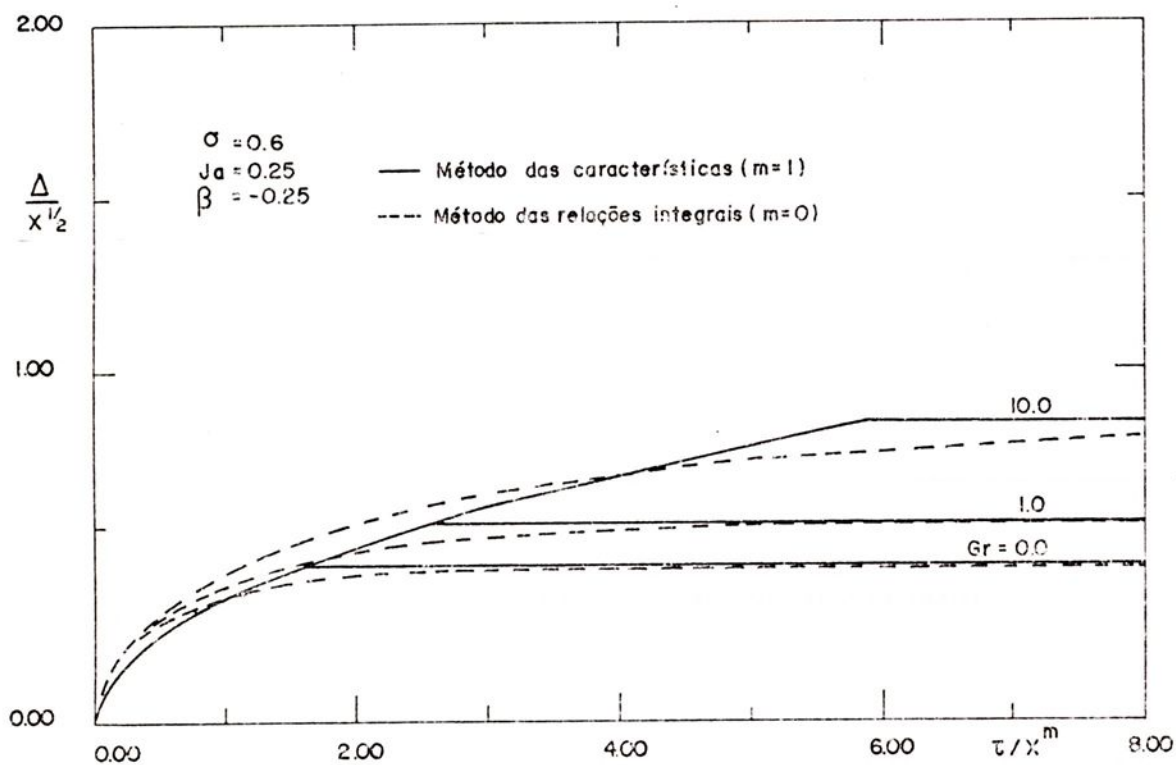


FIG. (5-70) - INFLUÊNCIA DE Gr NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.25$ $\beta = -0.25$ $\sigma = 0.6$

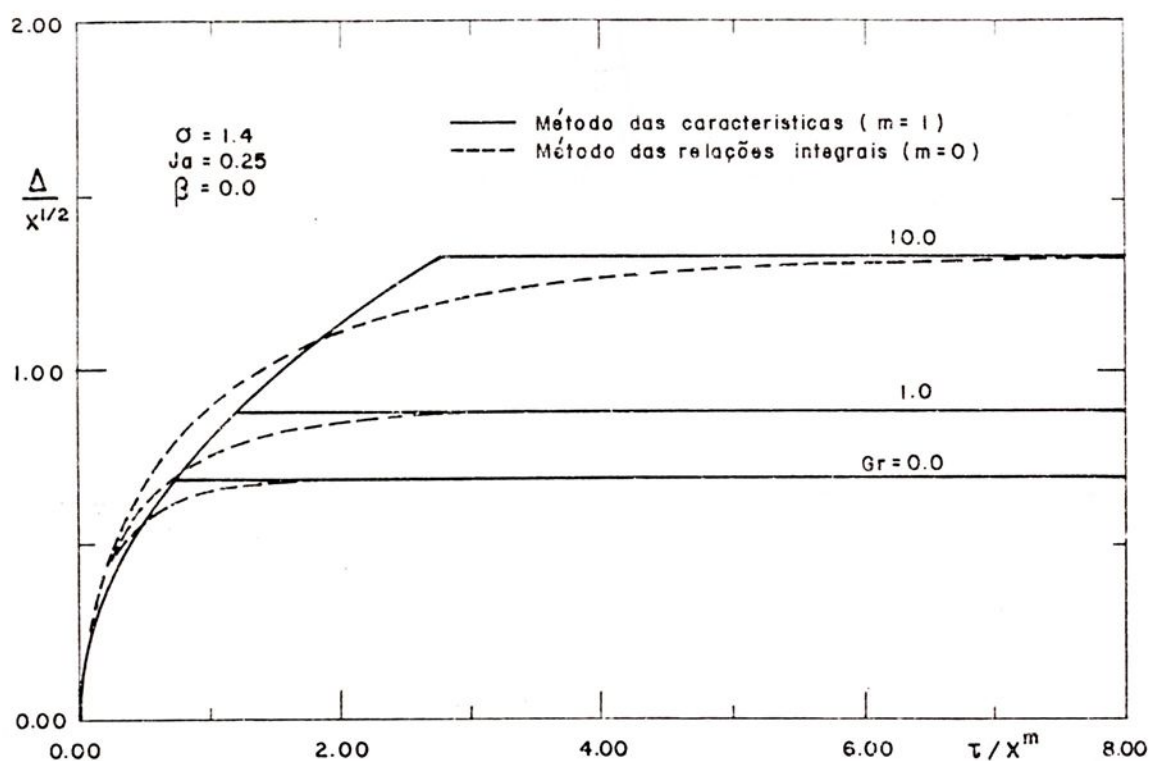


FIG. (5-71) - INFLUÊNCIA DE Gr NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.25$ $\beta = 0.0$ $\sigma = 1.4$

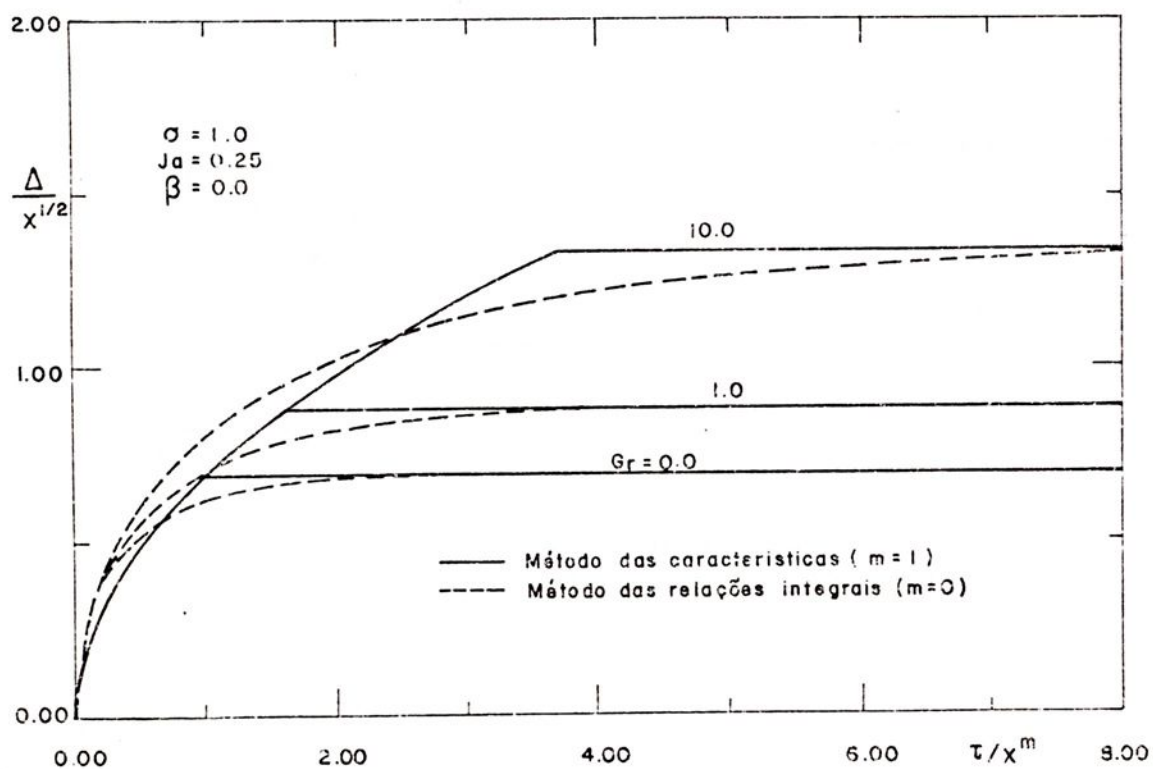


FIG. (5-72) - INFLUÊNCIA DE Gr NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.25$ $\beta = 0.0$ $\sigma = 1.0$

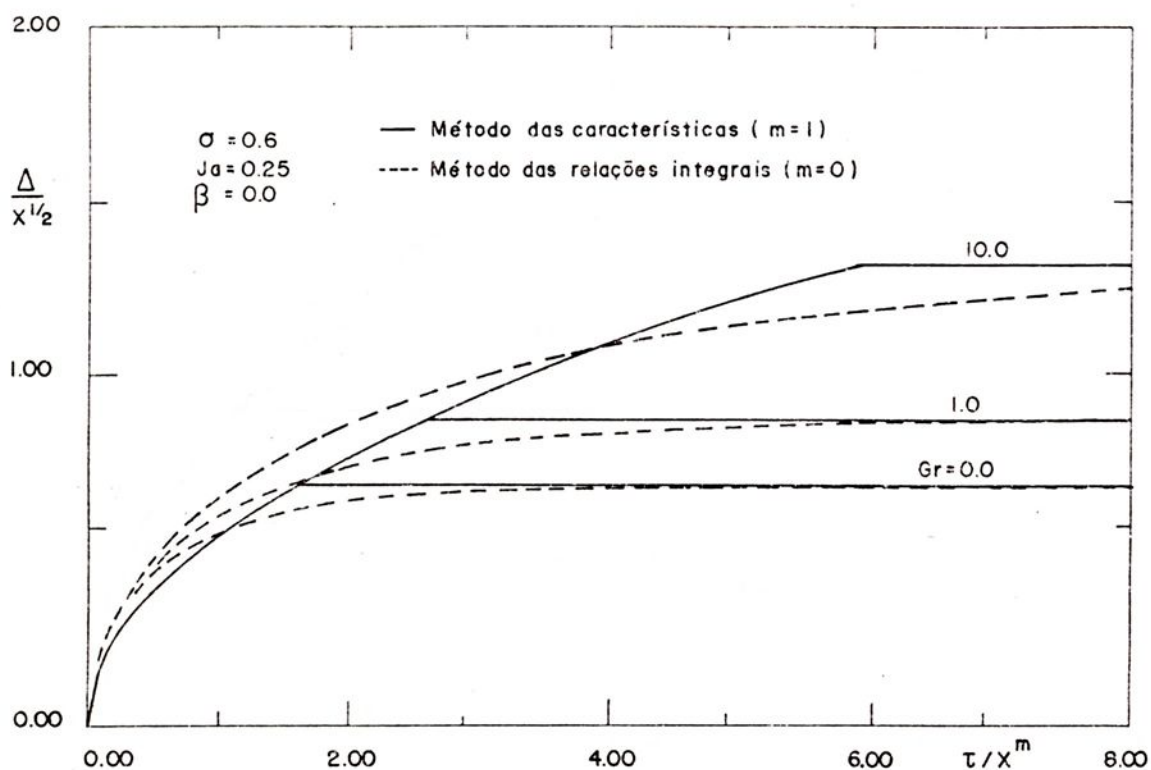


FIG. (5-73) - INFLUÊNCIA DE Gr NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.25$ $\beta = 0.0$ $\sigma = 0.6$

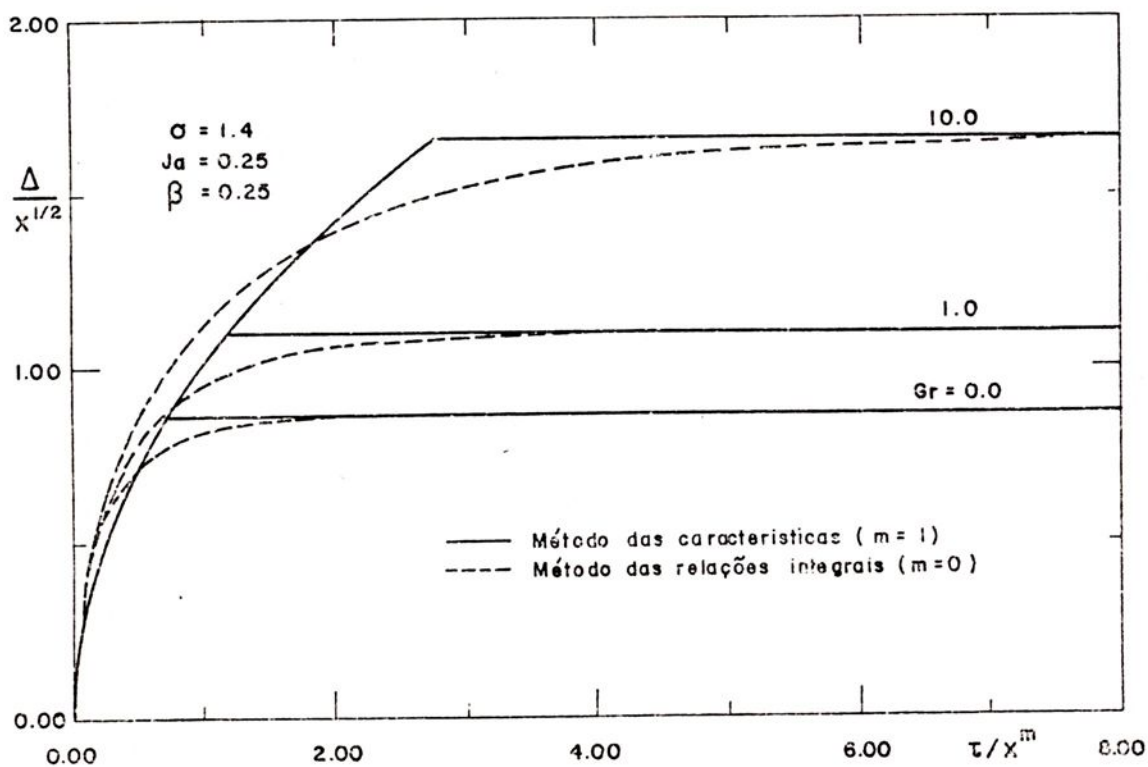


FIG. (5-74) - INFLUÊNCIA DE Gr NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.25$ $\beta = 0.25$ $\sigma = 1.4$

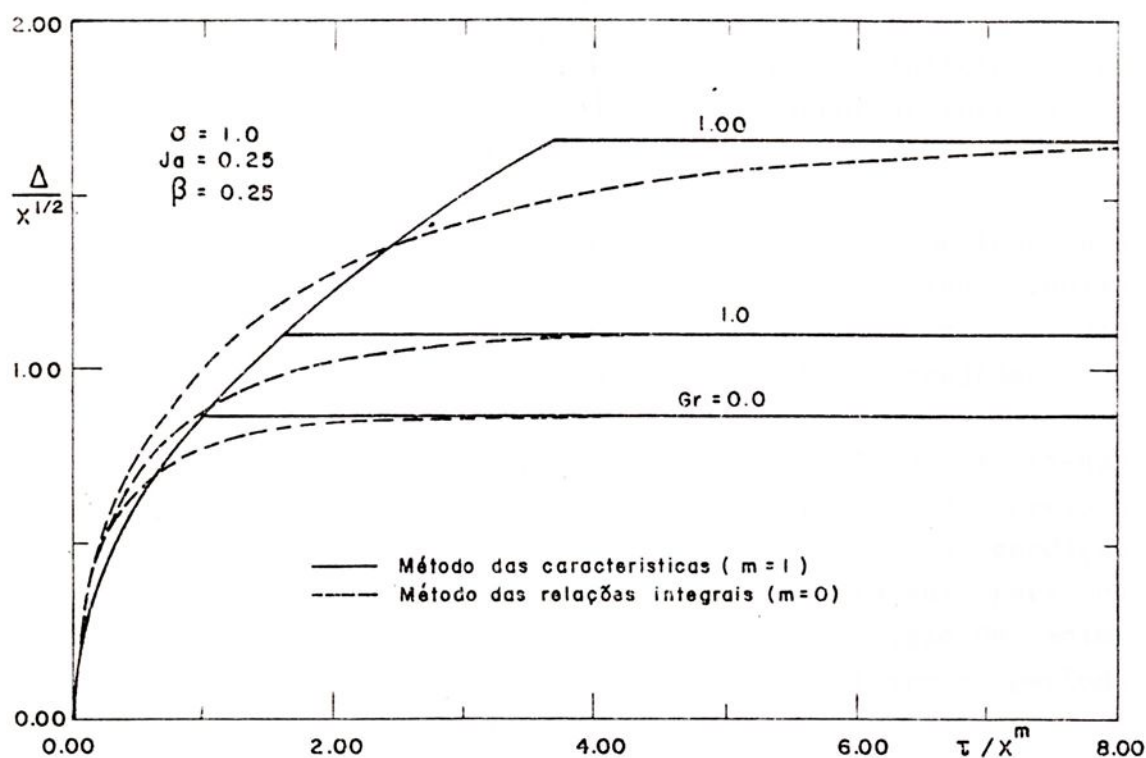


FIG. (5-75) - INFLUÊNCIA DE Gr NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.25$ $\beta = 0.25$ $\sigma = 1.0$

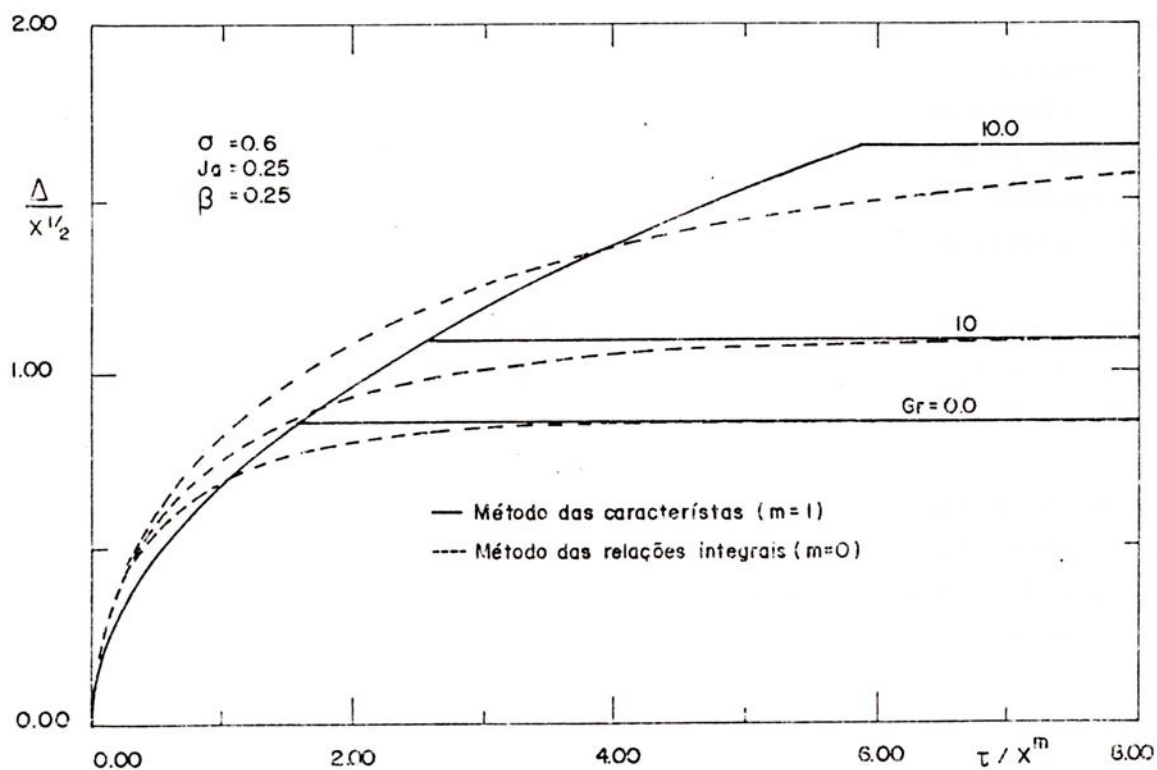


FIG. (5-76) - INFLUÊNCIA DE Gr NA ESPESSURA DA PELÍCULA COM O TEMPO $Ja = 0.25$ $\beta = 0.25$ $\sigma = 0.6$

As figuras (5-23) a (5-49) e as figuras (5-50) a (5-76) mostram, respectivamente, a influência do parâmetro β e a influência do número de Grashof na formação da espessura da película condensada.

Em todas as figuras, as soluções obtidas pelo método das características são representadas por linhas cheias e, comparativamente, as soluções obtidas pelo método das relações integrais são representados por linhas tracejadas.

Uma análise das figuras (5-23) a (5-49) mostra que o parâmetro σ influencia apenas o período transiente, uma vez que, para qualquer valor de σ , a condição de regime permanente não sofre qualquer alteração, para os mesmos valores de Ja , Gr e β . Entretanto, na condição de regime transiente, reduzindo o valor de σ , aumenta o tempo do período transiente.

O parâmetro β , influencia a espessura da película condensada Δ na condição de regime permanente, ou seja, a sucção diminui Δ e a injeção aumenta Δ . Entretanto, no período transiente, para os mesmos valores de σ , Ja e Gr , pode-se observar que o tempo do período transiente é aproximadamente igual para qualquer valor de β , mas apresentando comportamento diferente. Tal comportamento mostra que a formação efetiva da camada líquida é mais rápida na injeção e mais lenta na sucção, para se atingir a condição de regime permanente, demonstrado pelo angulo de inclinação das curvas no período transiente.

Para um mesmo valor do parâmetro β , a inclinação é grande no início do processo e, diminui à medida que o tempo se aproxima do tempo de regime permanente.

O parâmetro Ja , por sua vez, assim como o parâmetro β , influencia a espessura da película condensada Δ na condição de regime permanente, aumentando o valor de Δ com o aumento de Ja , devido ao aumento da diferença de temperatura entre o vapor e a superfície. Entretanto, no período transiente, pode-se observar que, para qualquer valor de Ja , o tempo do período transiente é aproximadamente igual para todos os valores de β , alterando contudo, o comportamento da curva no período transiente, devido ao aumento na espessura Δ . Assim, um aumento no valor de Ja para o mesmo valor de Gr , β e σ , aumenta



a inclinação da curva, aumentando a rapidez na formação efetiva da camada líquida.

O parâmetro Gr , como discutido anteriormente, aumenta a espessura da película condensada Δ na condição de regime permanente. No regime transiente, as soluções obtidas pelo método das características (linhas cheias) mostram que as curvas tem o mesmo comportamento, independente do valor de Gr , alterando apenas o tempo para se atingir o regime permanente, como consequência da alteração da espessura da película condensada na condição de regime permanente, para os valores fixados de Ja , β e σ , como mostram as figuras (5-50) a (5-76). As soluções obtidas pelo método das relações integrais (linhas tracejadas), por sua vez, mostram que, próximo ao início da formação da camada líquida, o comportamento da curva no período transiente é a mesma para todos os valores de Gr , mas, à medida que o tempo aumenta, pequena diferença no comportamento da curva é notada entre os valores de Gr , aumentando a inclinação da curva com o aumento no valor de Gr ao longo do tempo.

5.3.2.2 - TRANSFERÊNCIA DE CALOR NA SUPERFÍCIE

Com a determinação da espessura da película condensada através dos dois métodos apresentados, a transferência de calor na superfície, representado pelo número de Nusselt local, pode ser obtida através da equação (4-24), para o método das características e, pela equação (4-26), para o método das relações integrais, para os mesmos valores selecionados de número de Jacob, número de Grashof modificado, componente normal de velocidade adimensional e relação entre a capacidade térmica do meio poroso preenchido com líquido com a capacidade térmica do líquido.



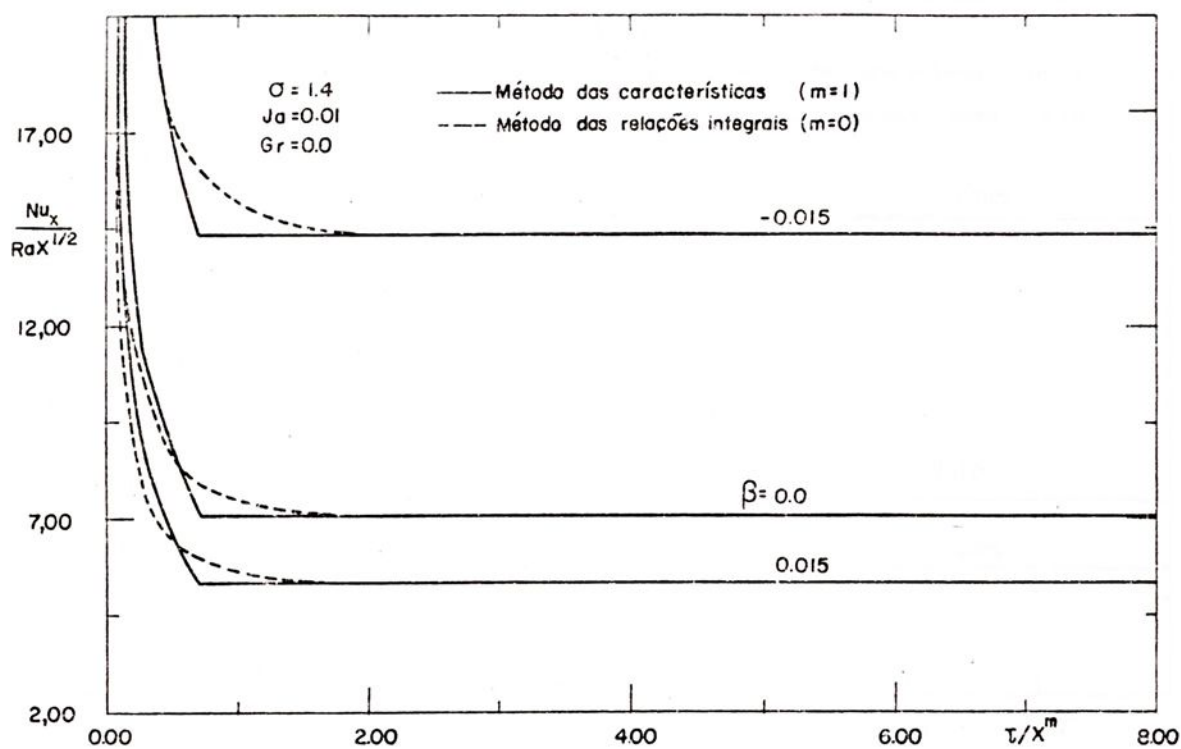


FIG. (5-77) - INFLUÊNCIA DE β NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.01$ $Gr = 0.0$ $\sigma = 1.4$

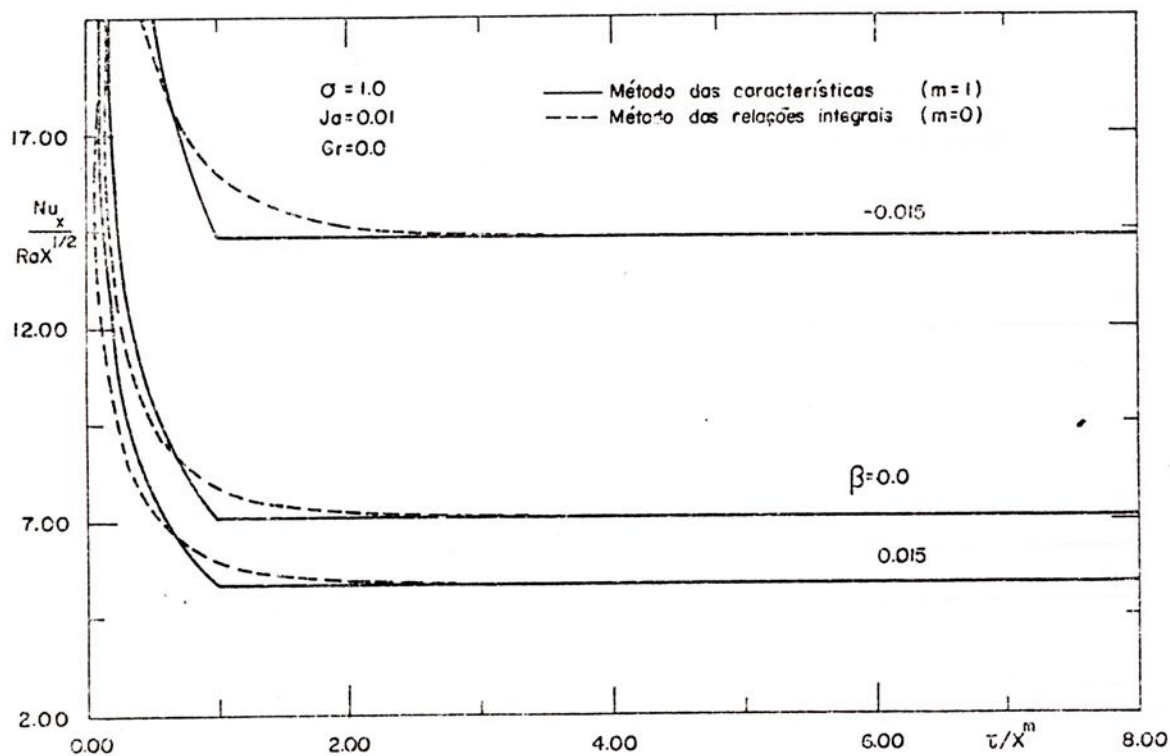


FIG. (5-78) - INFLUÊNCIA DE β NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.01$ $Gr = 0.0$ $\sigma = 1.0$

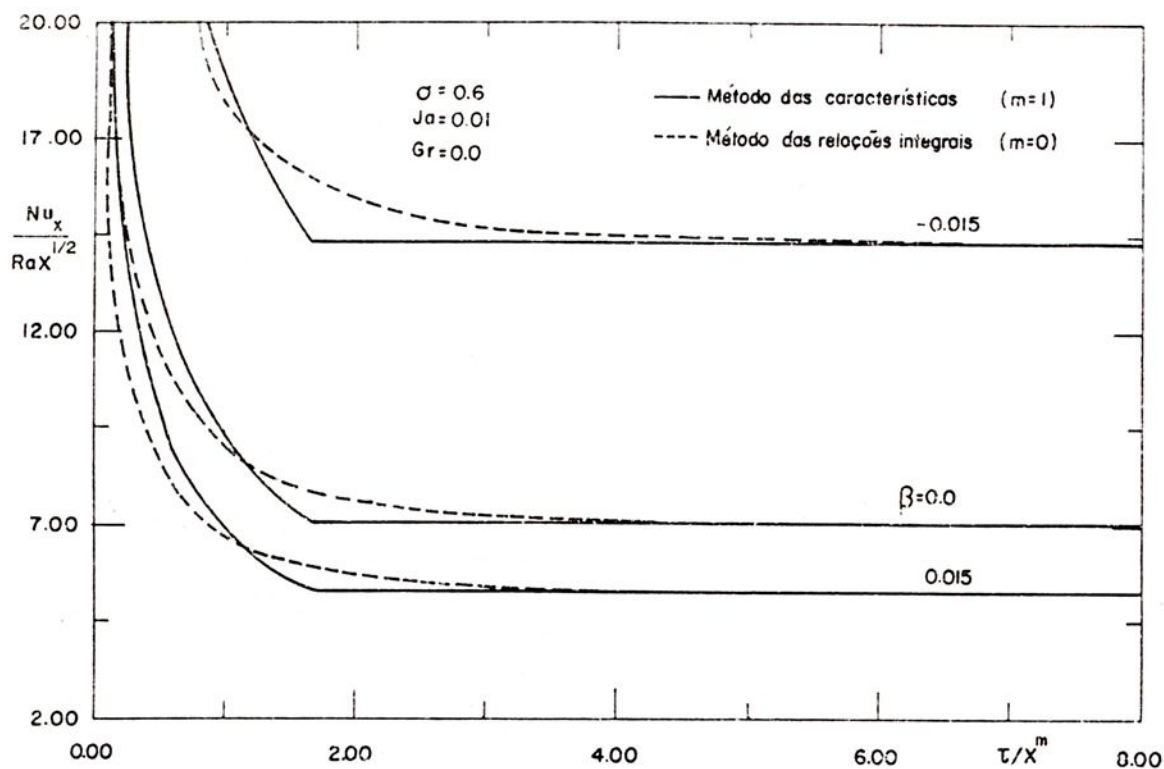


FIG. (5-79) - INFLUÊNCIA DE β NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.01$ $Gr = 0.0$ $\sigma = 0.6$

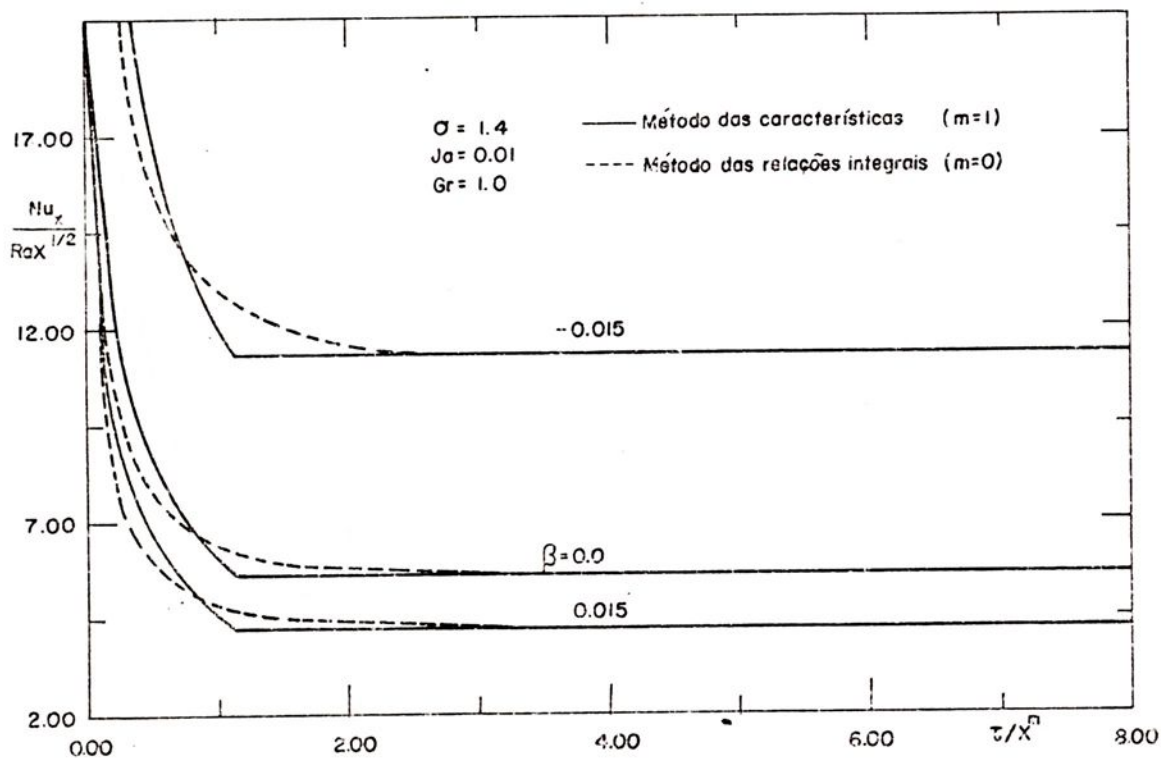


FIG. (5-80) - INFLUÊNCIA DE β NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.01$ $Gr = 1.0$ $\sigma = 1.4$

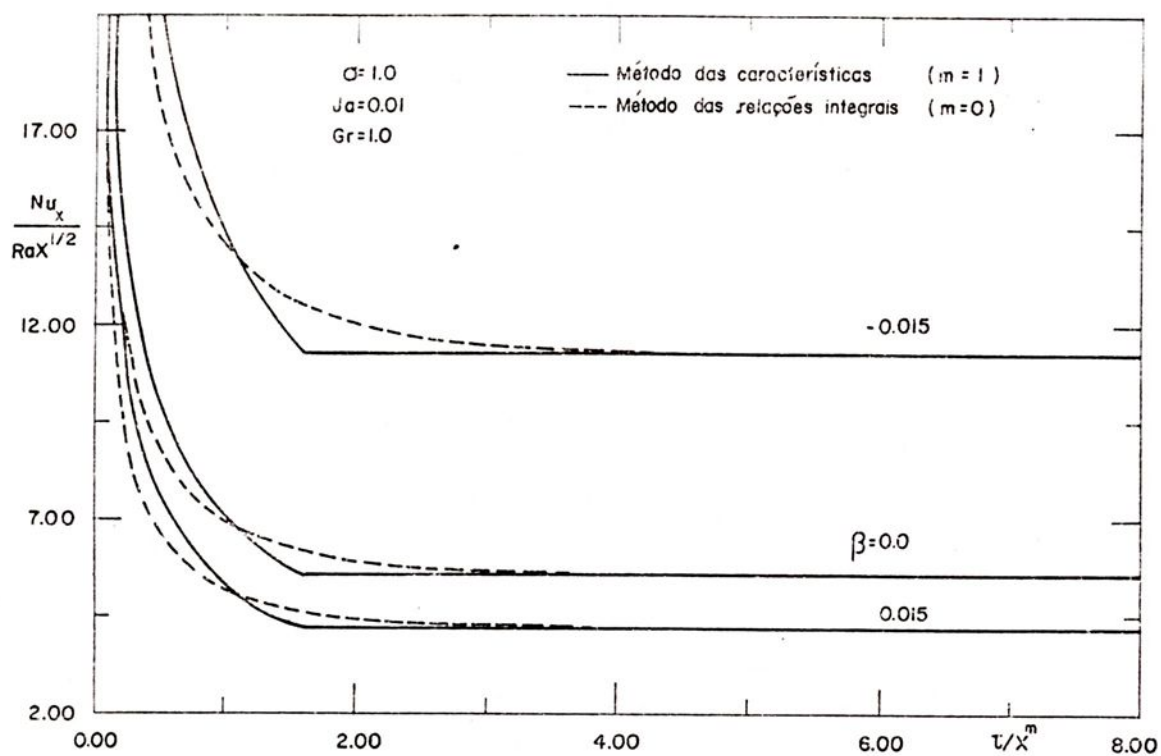


FIG. (5-81) - INFLUÊNCIA DE β NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.01$ $Gr = 1.0$ $\sigma = 1.0$

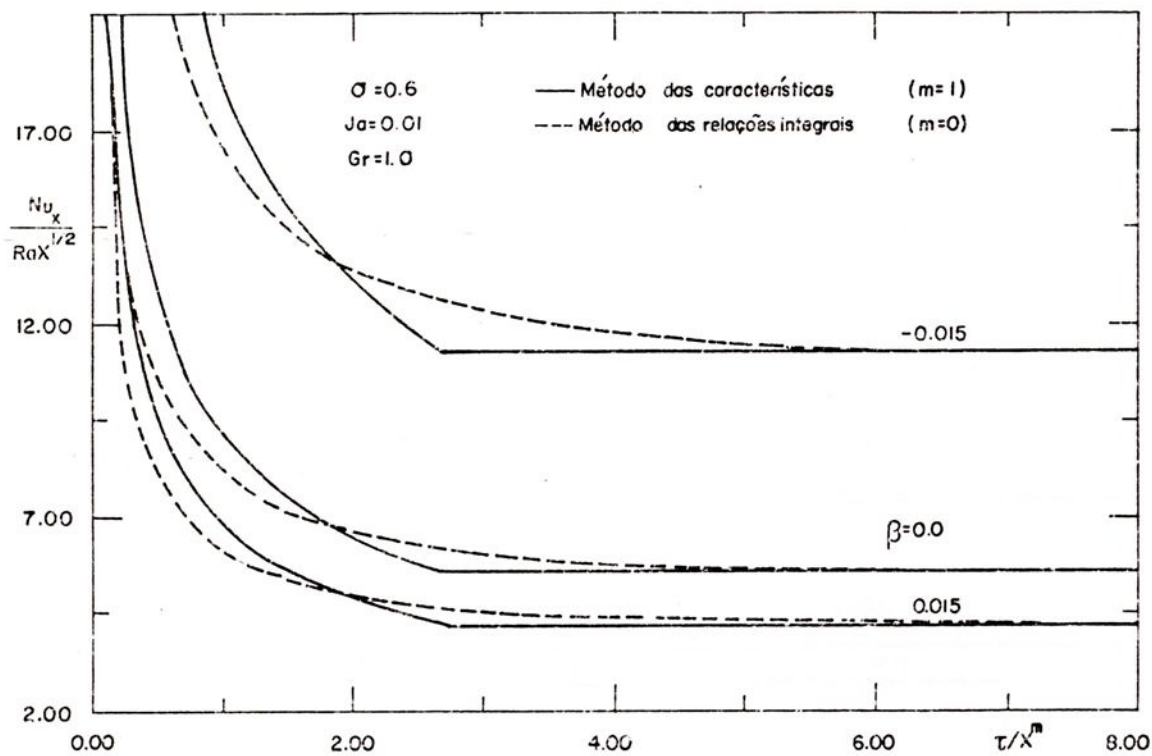


FIG. (5-82) - INFLUÊNCIA DE β NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.01$ $Gr = 1.0$ $\sigma = 0.6$

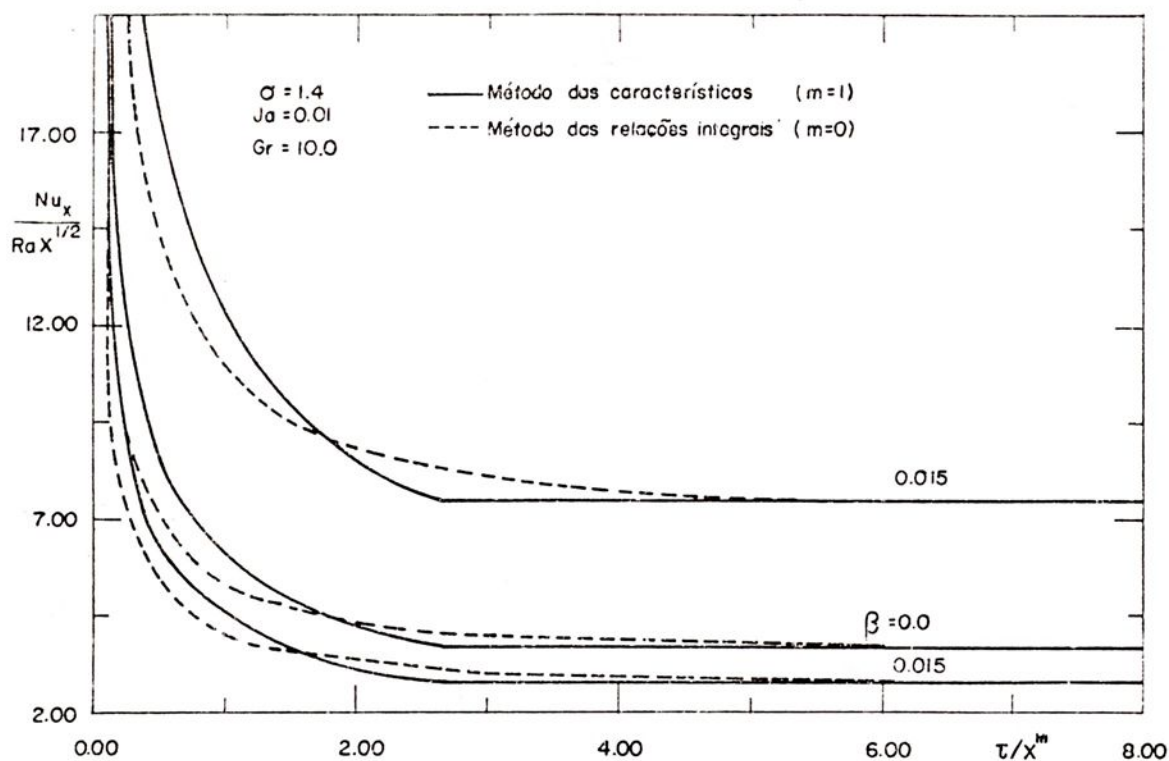


FIG. (5-83) - INFLUÊNCIA DE β NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.01$ $Gr = 10.0$ $\sigma = 1.4$

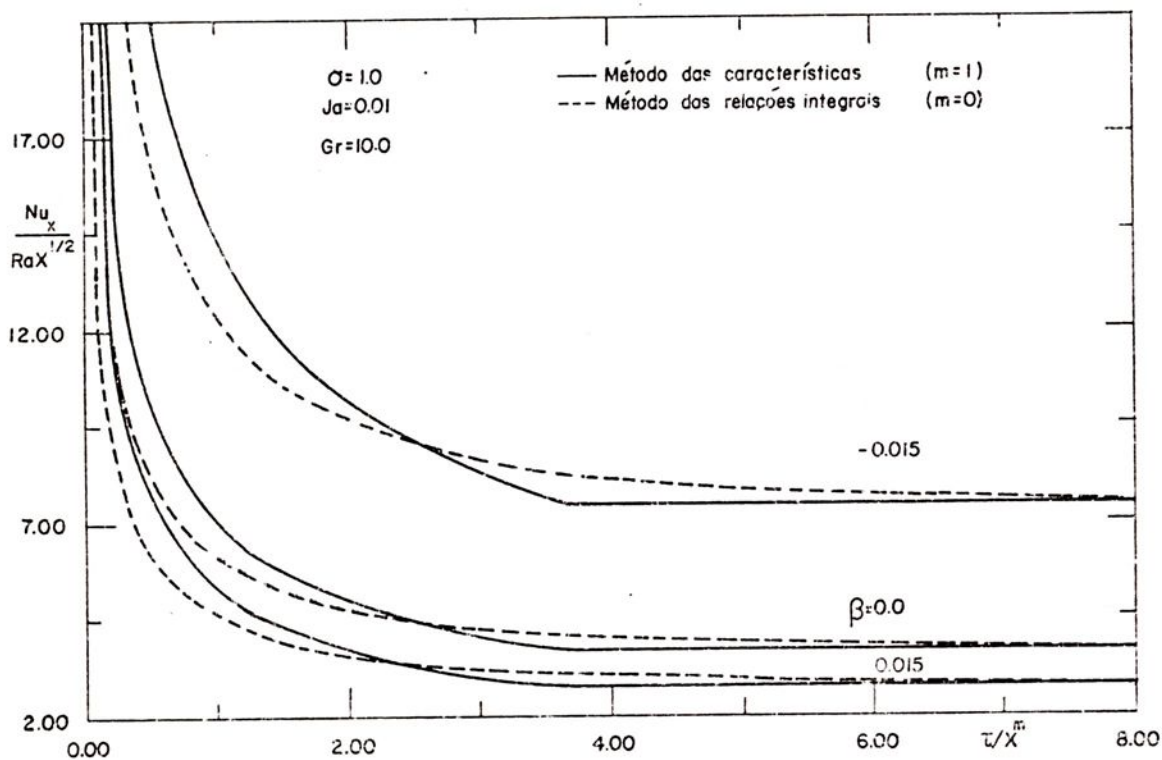


FIG. (5-84) - INFLUÊNCIA DE β NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.01$ $Gr = 10.0$ $\sigma = 1.0$

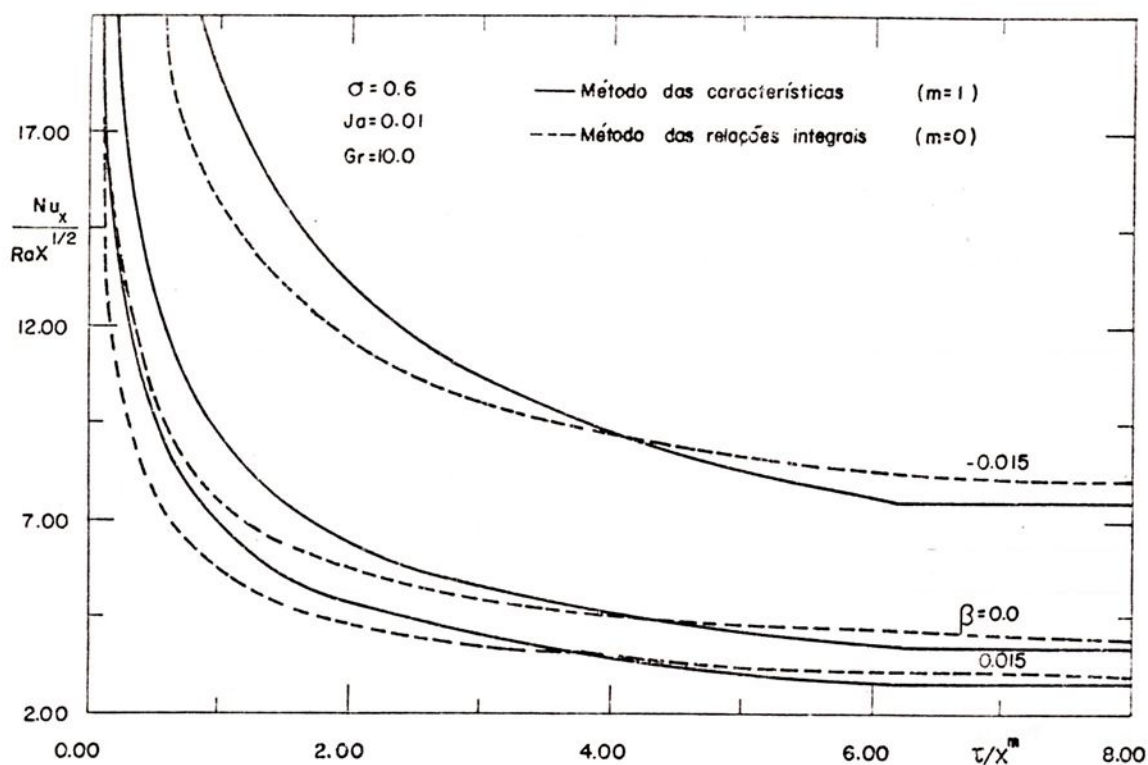


FIG. (5-85) - INFLUÊNCIA DE β NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.01$ $Gr = 10.0$ $\sigma = 0.6$

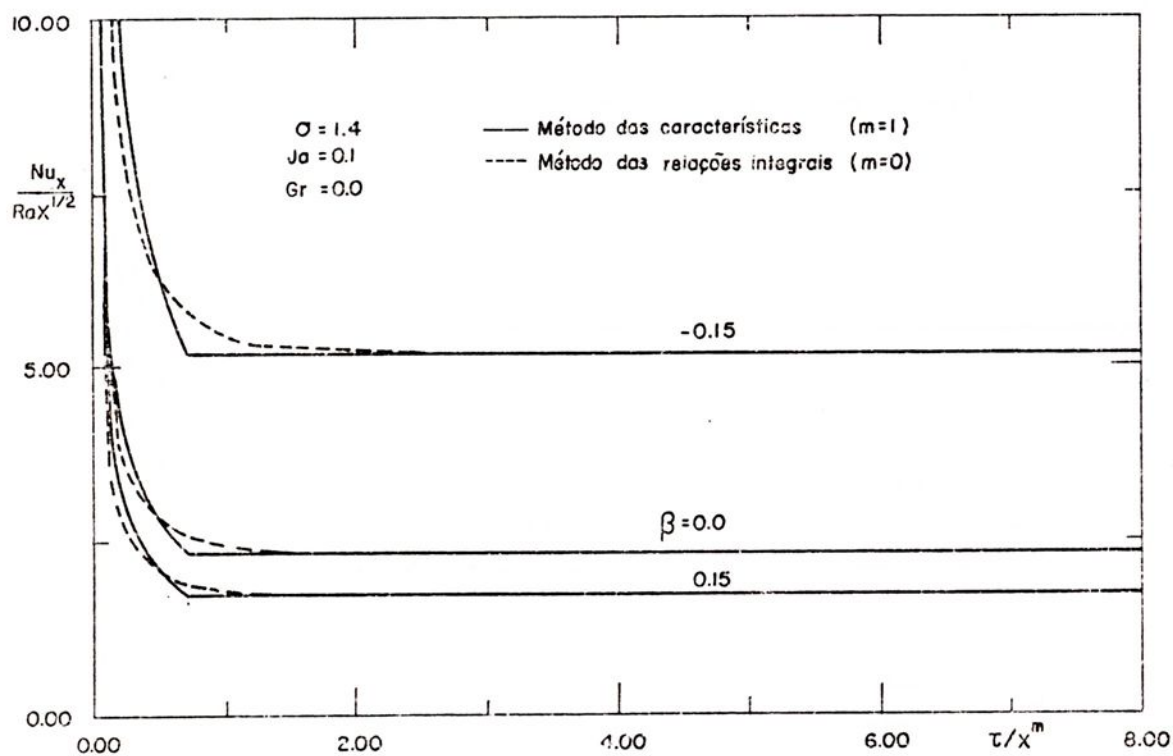


FIG. (5-86) - INFLUÊNCIA DE β NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.1$ $Gr = 0.0$ $\sigma = 1.4$

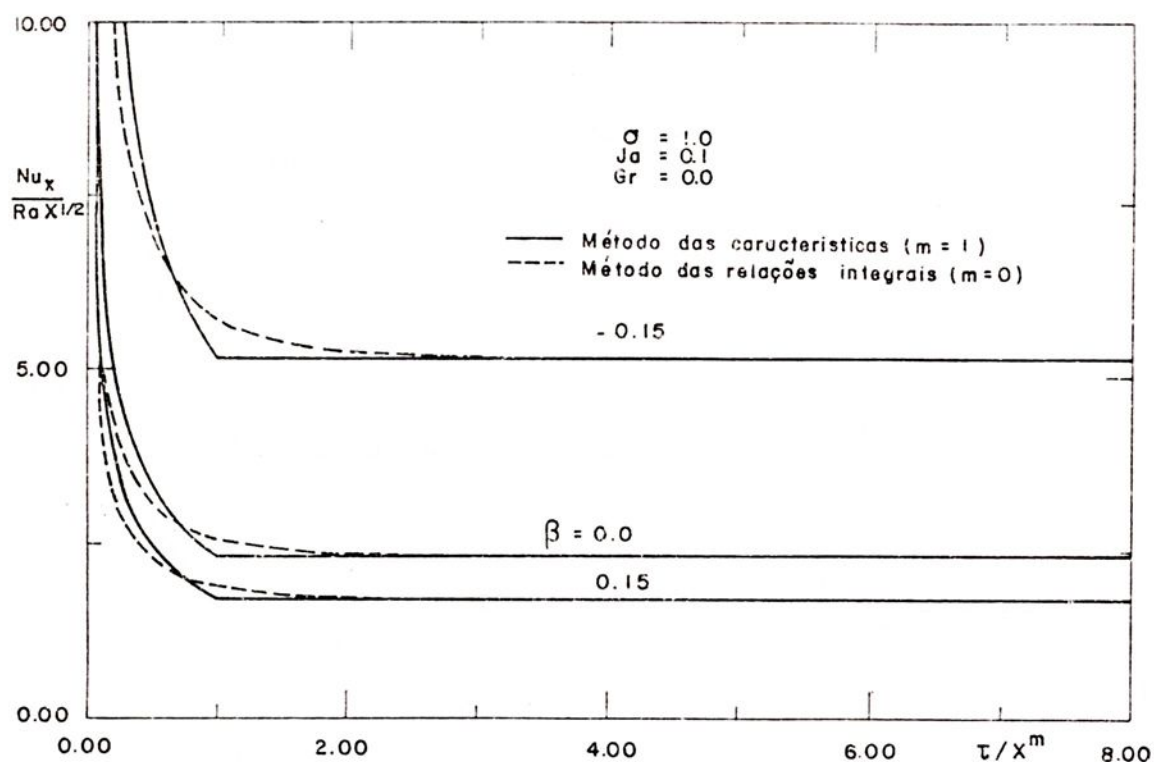


FIG. (5-87) - INFLUÊNCIA DE β NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.1$ $Gr = 0.0$ $\sigma = 1.0$

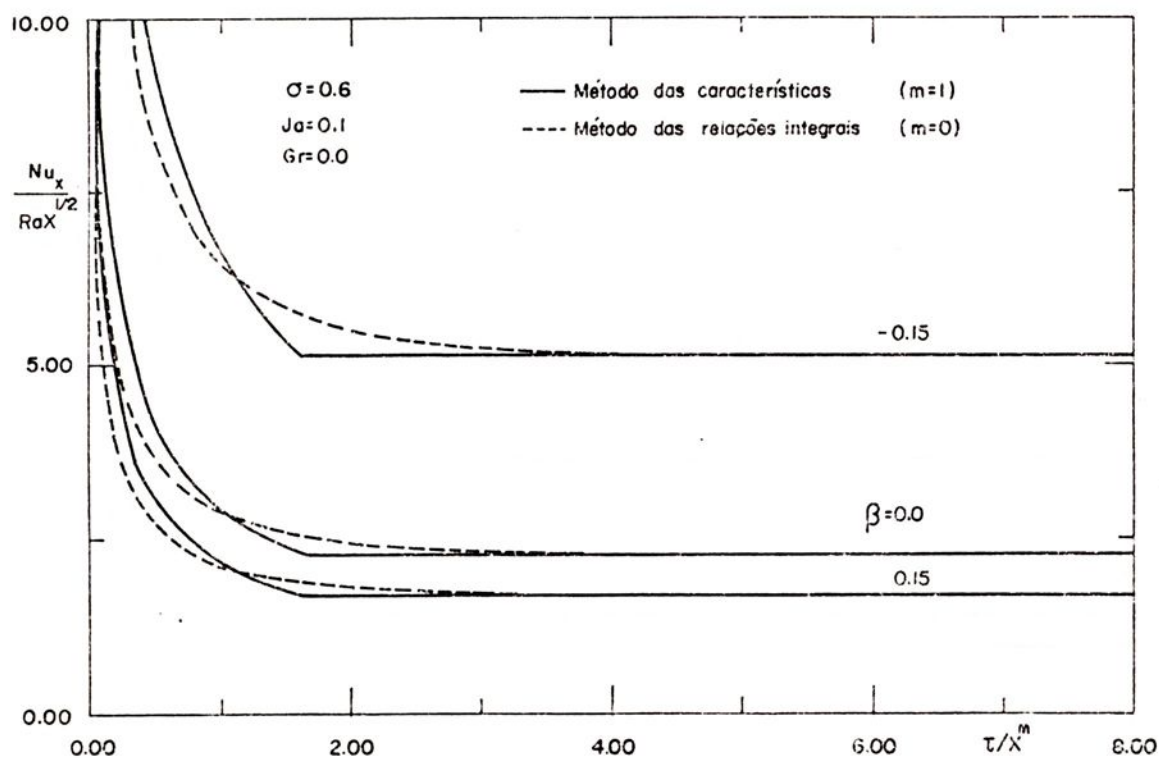


FIG. (5-83) - INFLUÊNCIA DE β NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.1$ $Gr = 0.0$ $\sigma = 0.6$

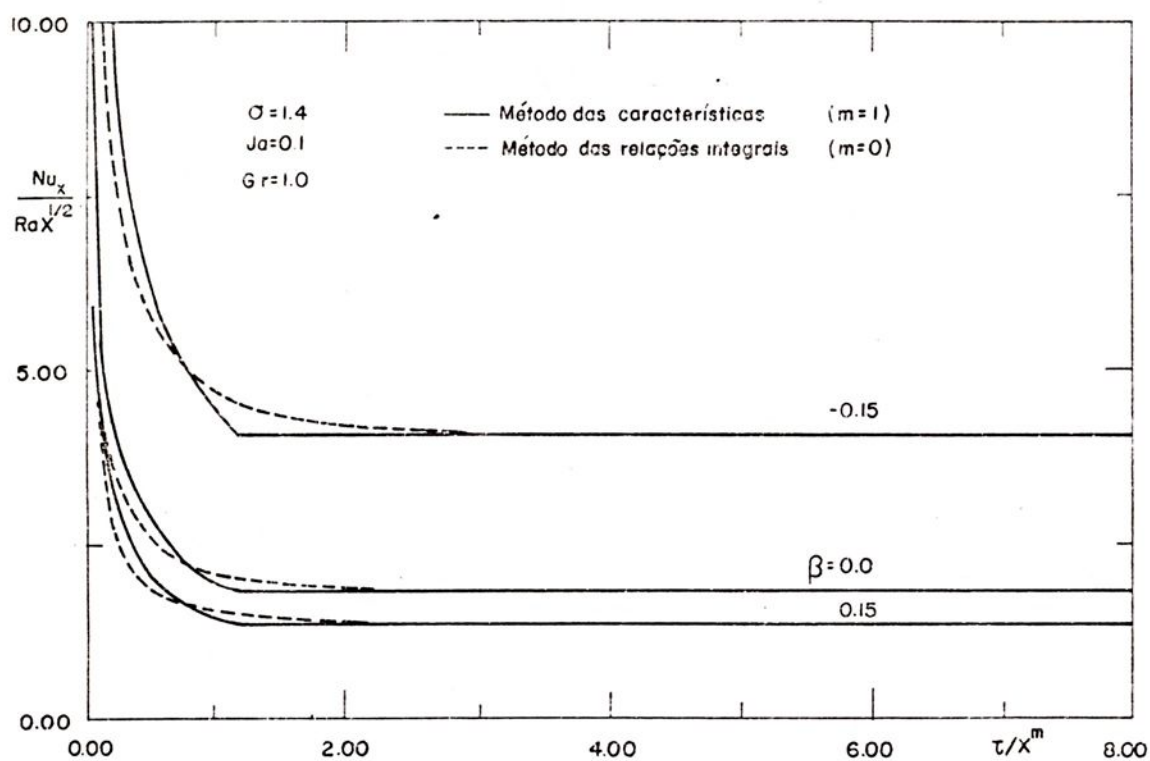


FIG. (5-89) - INFLUÊNCIA DE β NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.1$ $Gr = 1.0$ $\sigma = 1.4$

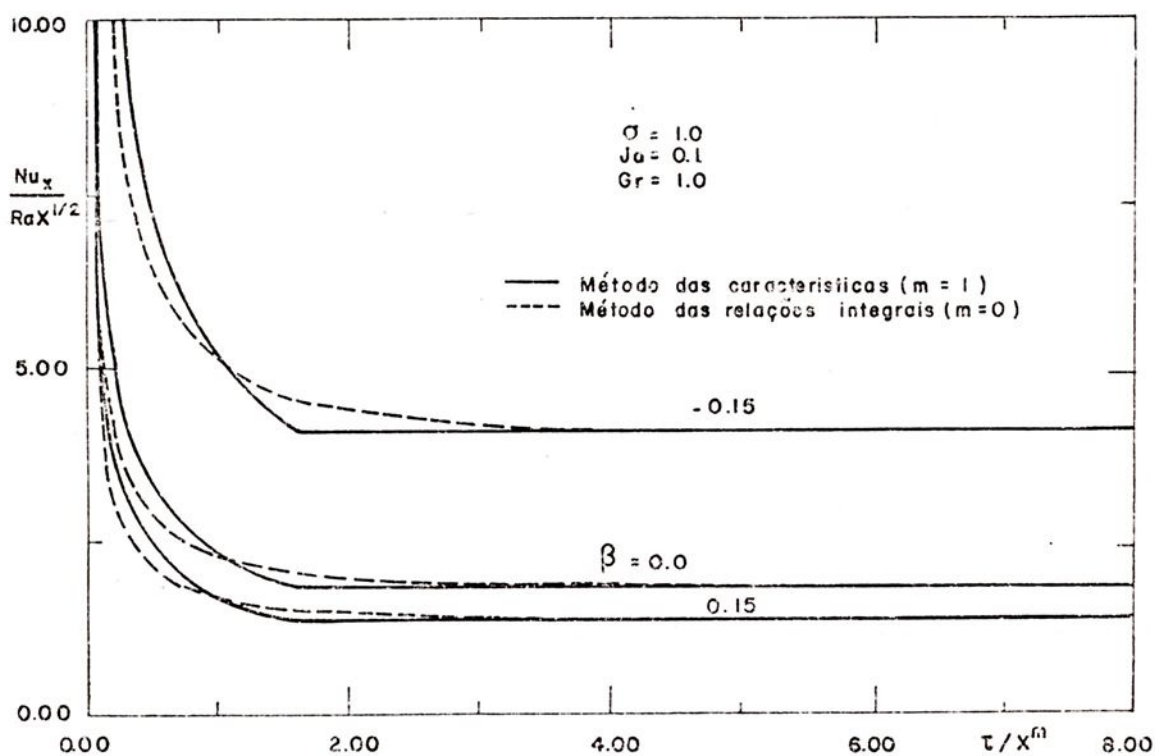


FIG. (5-90) - INFLUÊNCIA DE β NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.1$ $Gr = 1.0$ $\sigma = 1.0$

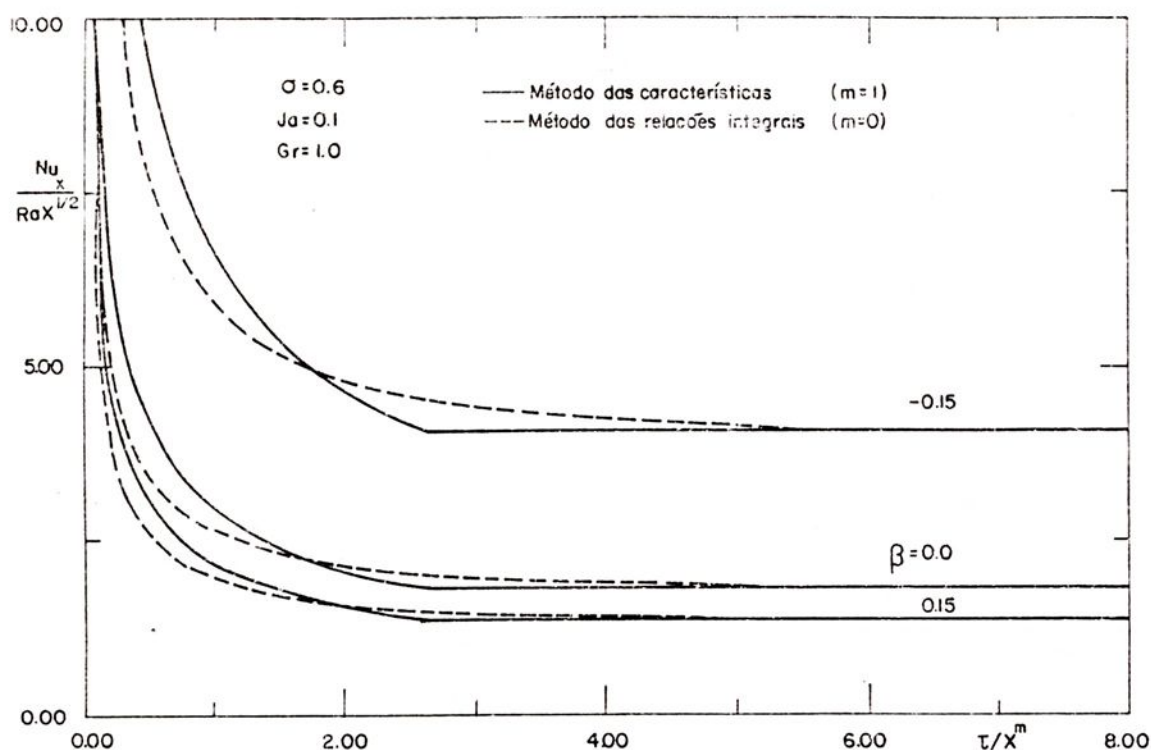


FIG. (5-91) - INFLUÊNCIA DE β NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.1$ $Gr = 1.0$ $\sigma = 0.6$

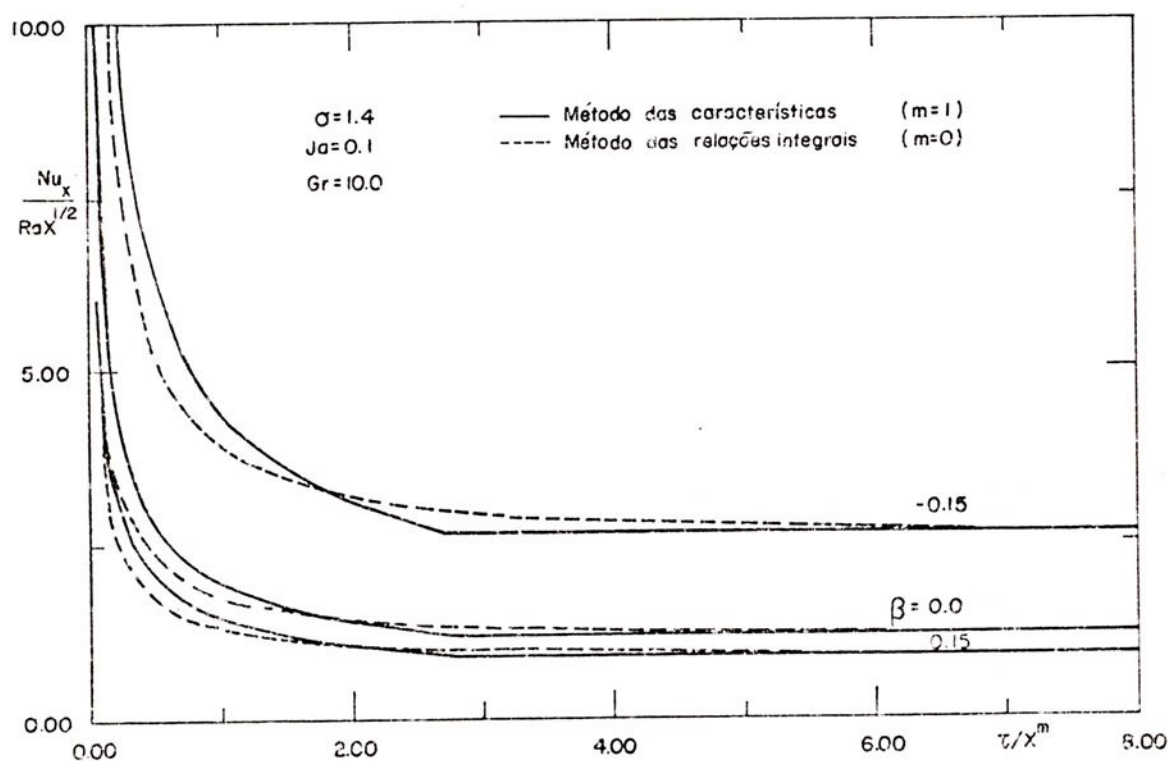


FIG. (5-92) - INFLUÊNCIA DE β NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.1$ $Gr = 10.0$ $\sigma = 1.4$

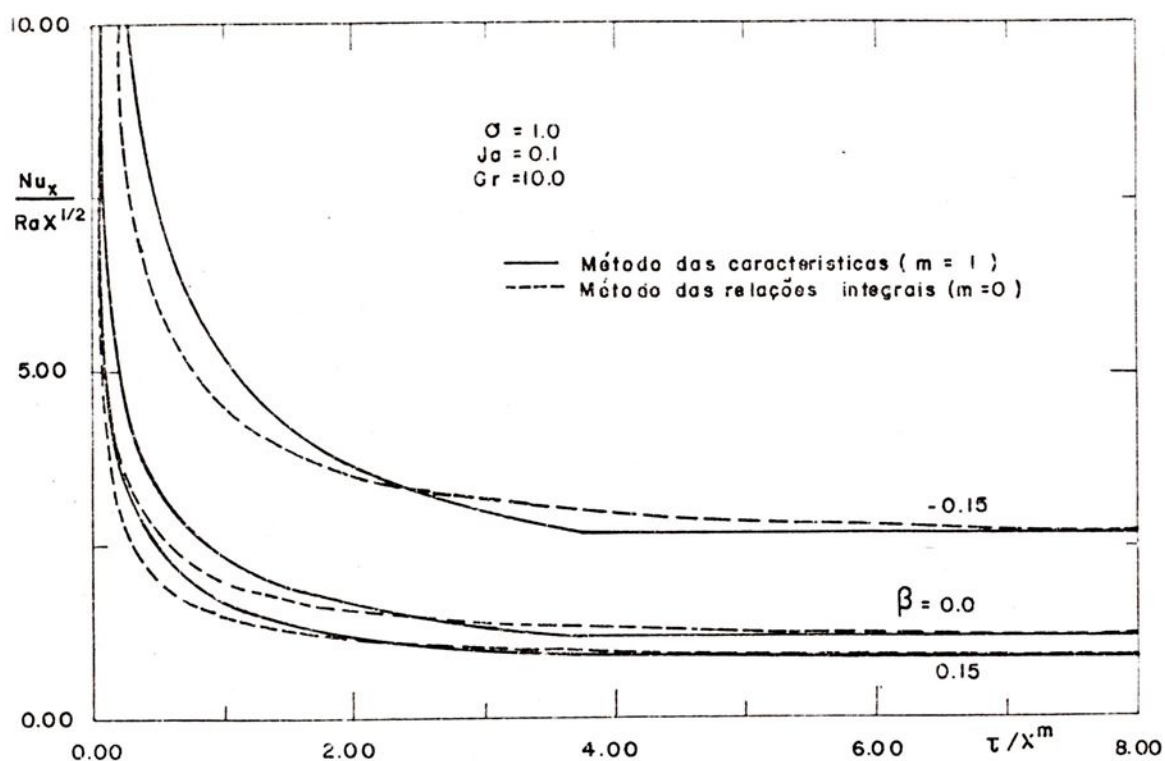


FIG. (5-93) - INFLUÊNCIA DE β NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.1$ $Gr = 10.0$ $\sigma = 1.0$

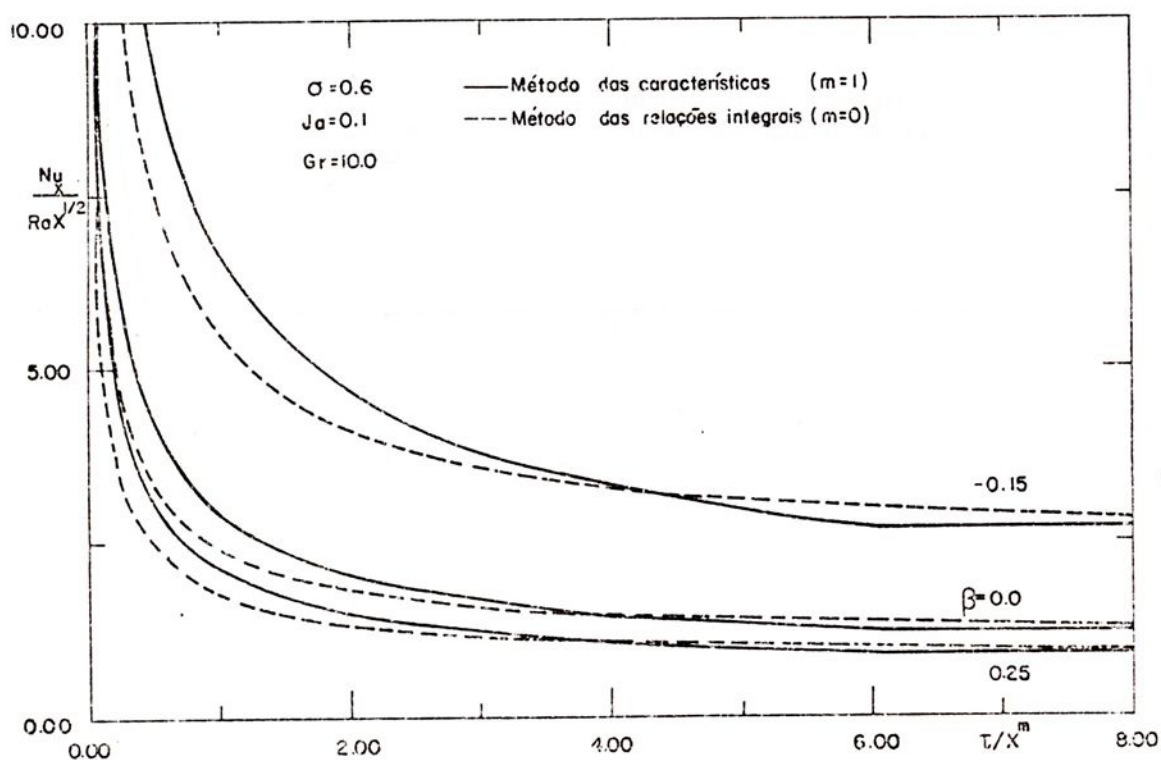


FIG. (5-94) - INFLUÊNCIA DE β NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.1$ $Gr = 10.0$ $\sigma = 0.6$

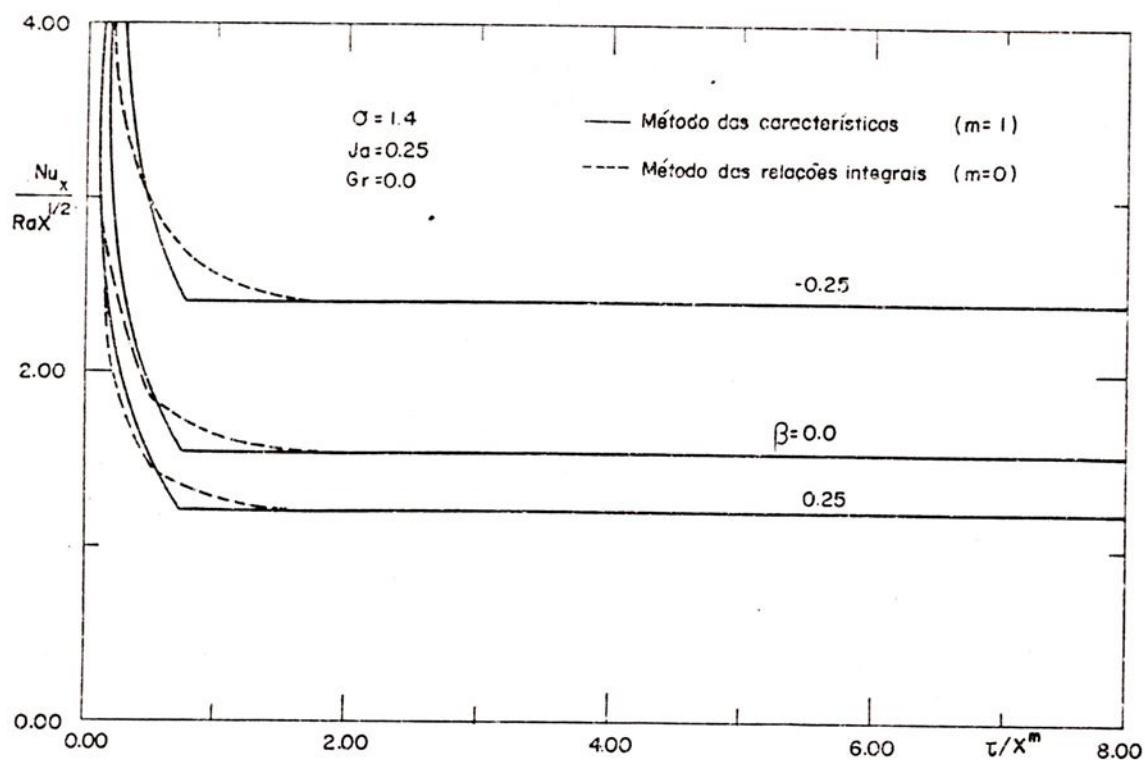


FIG. (5-95) - INFLUÊNCIA DE β NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.25$ $Gr = 0.0$ $\sigma = 1.4$

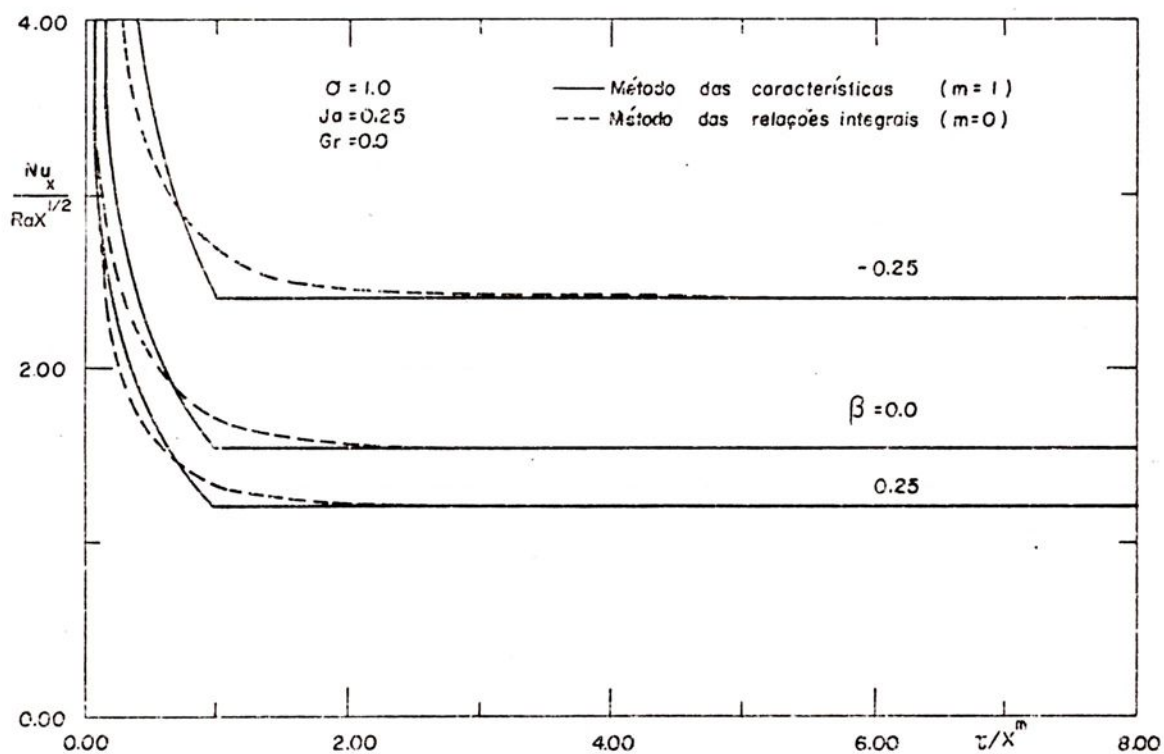


FIG. (5-96) - INFLUÊNCIA DE β NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.25$ $Gr = 0.0$ $\sigma = 1.0$

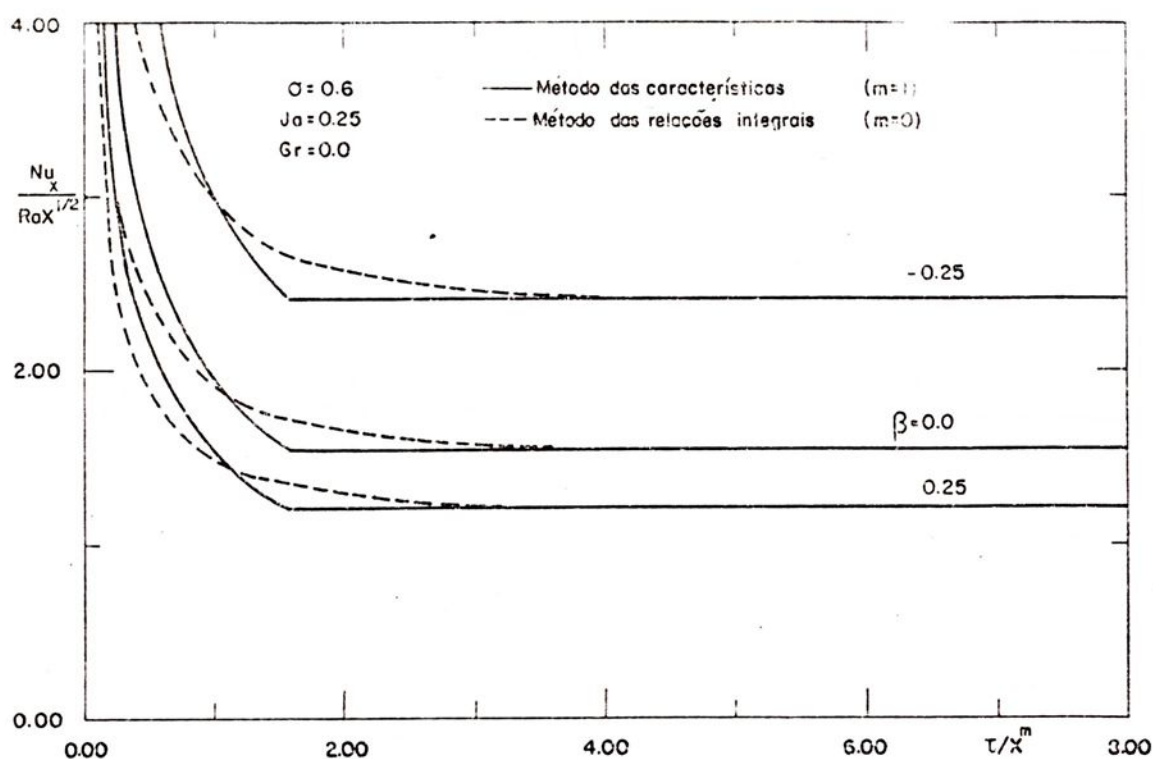


FIG. (5-97) - INFLUÊNCIA DE β NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO
 $Ja = 0.25$ $Gr = 0.0$ $\sigma = 0.6$

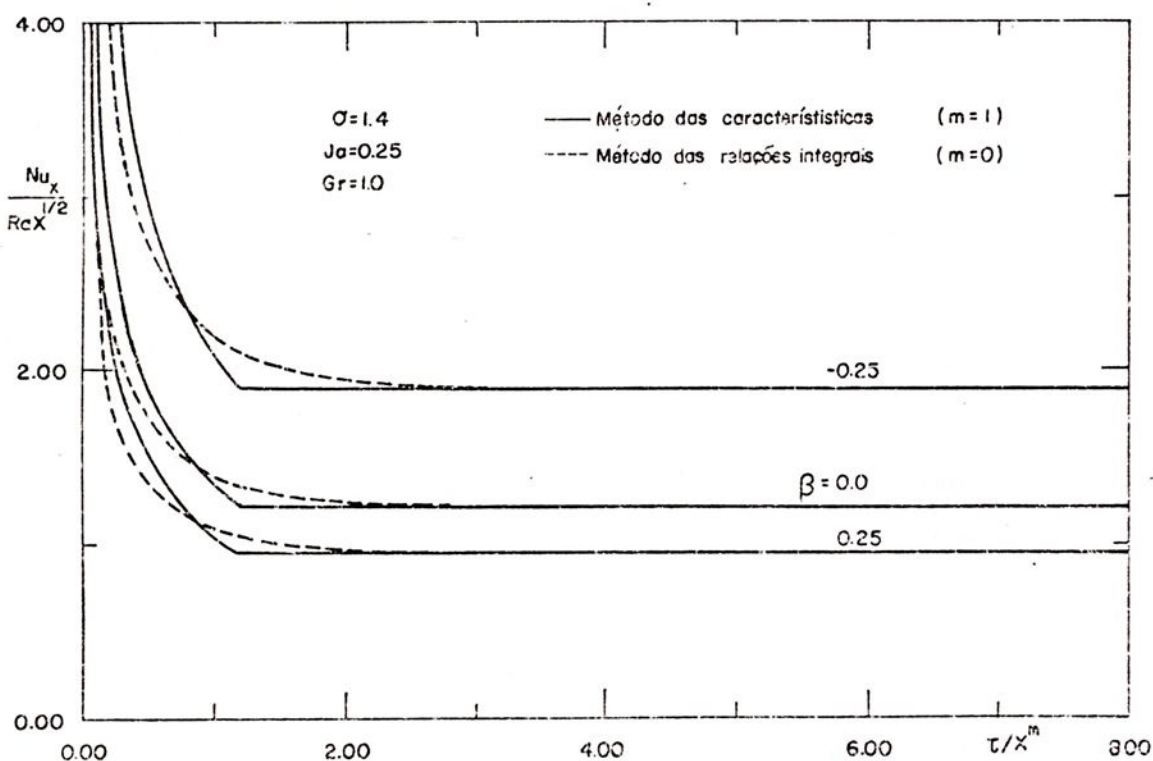


FIG. (5-98) - INFLUÊNCIA DE β NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO
 $Ja = 0.25$ $Gr = 1.0$ $\sigma = 1.4$

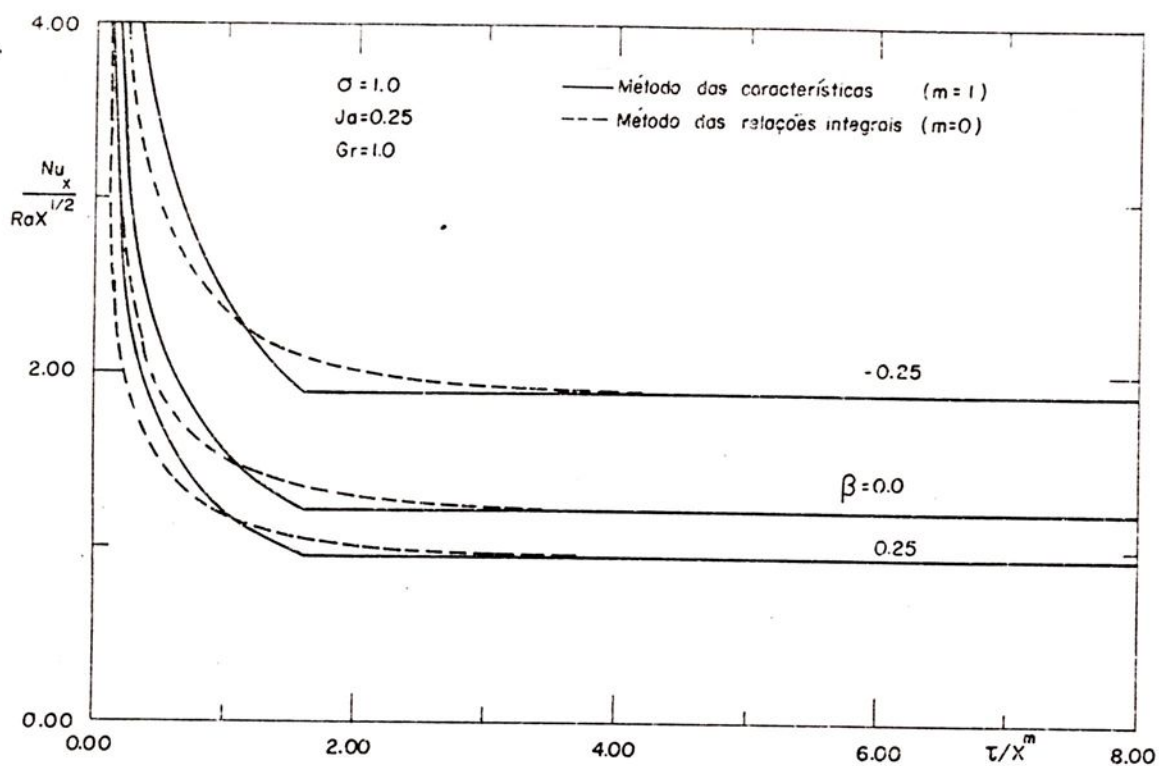


FIG. (5-99) - INFLUÊNCIA DE β NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.25$ $Gr = 1.0$ $\sigma = 1.0$

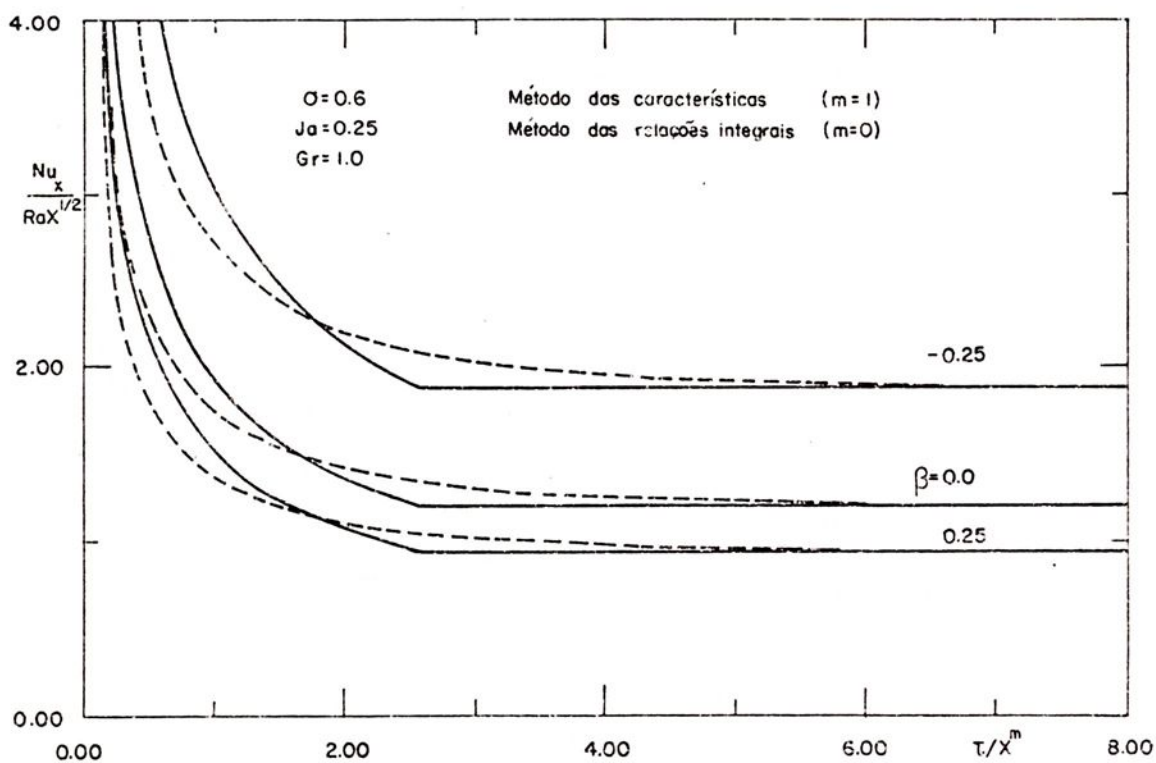


FIG. (5-100) - INFLUÊNCIA DE β NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.25$ $Gr = 1.0$ $\sigma = 0.6$

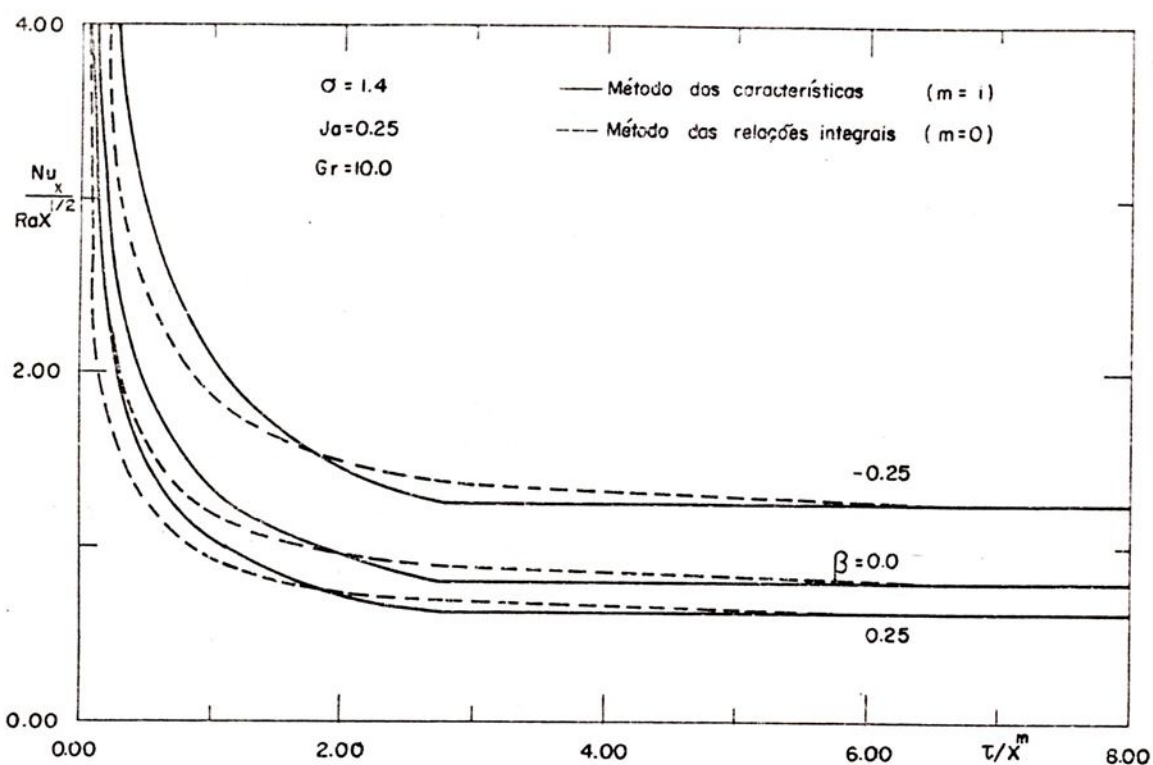


FIG. (5-101) - INFLUÊNCIA DE β NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.25$ $Gr = 10.0$ $\sigma = 1.4$

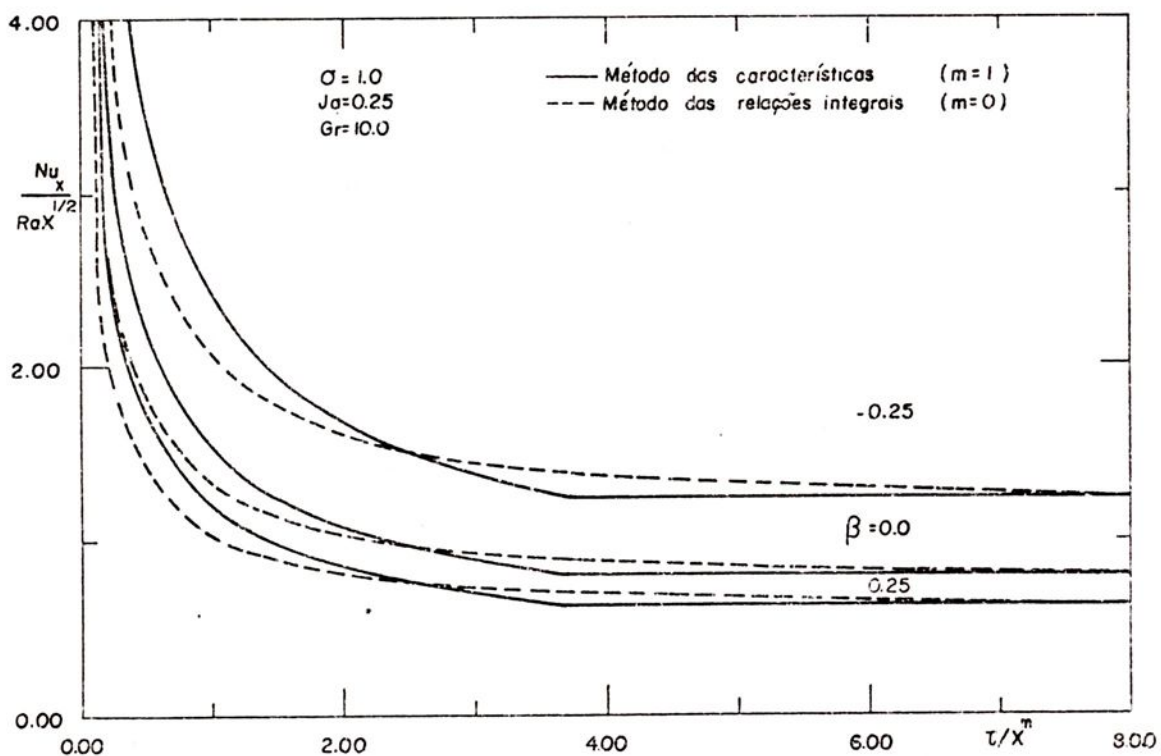


FIG. (5-102) - INFLUÊNCIA DE β NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.25$ $Gr = 10.0$ $\sigma = 1.0$

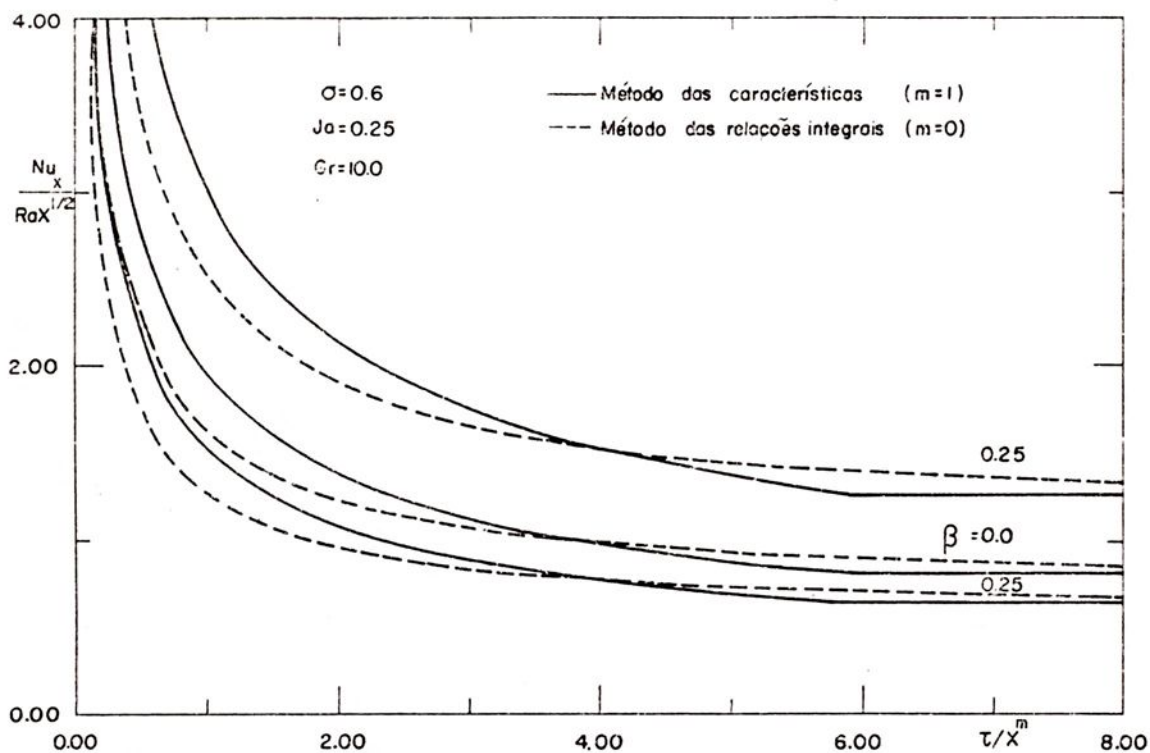


FIG. (5-103) - INFLUÊNCIA DE β NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.25$ $Gr = 10.0$ $\sigma = 0.6$

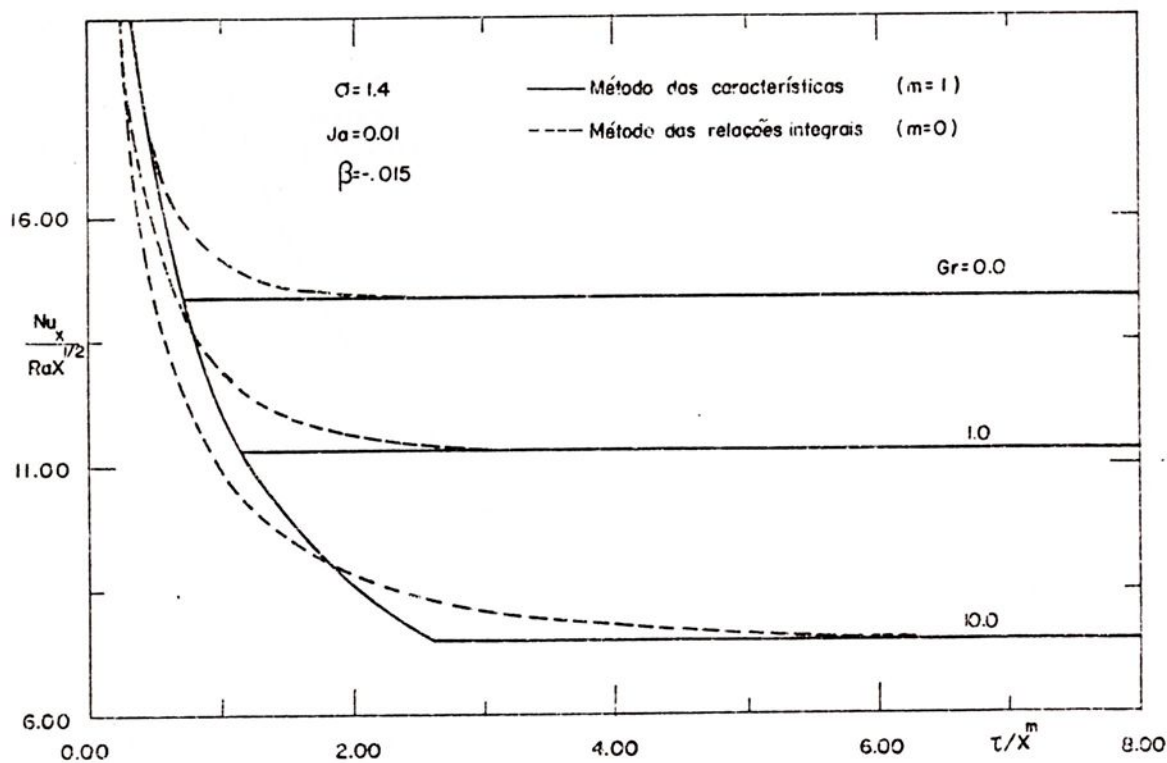


FIG. (5-104) - INFLUÊNCIA DE Gr NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.01$ $\beta = -0.015$ $\sigma = 1.4$

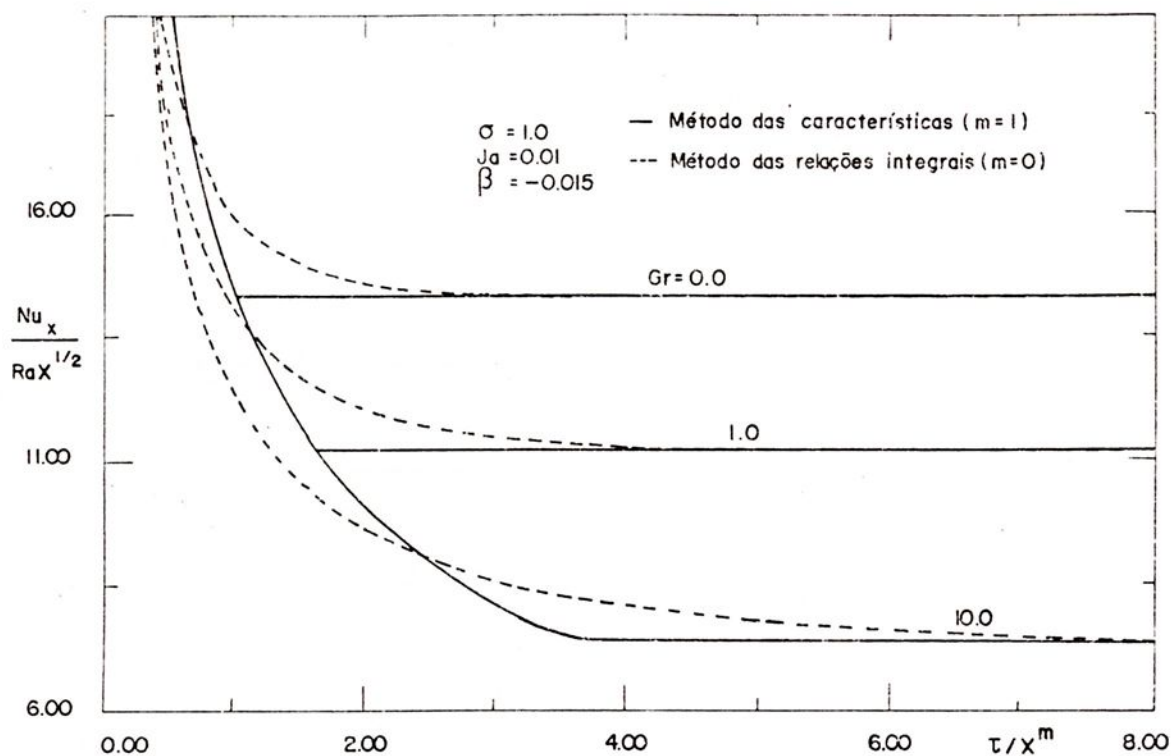


FIG. (5-105) - INFLUÊNCIA DE Gr NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.01$ $\beta = -0.015$ $\sigma = 1.0$

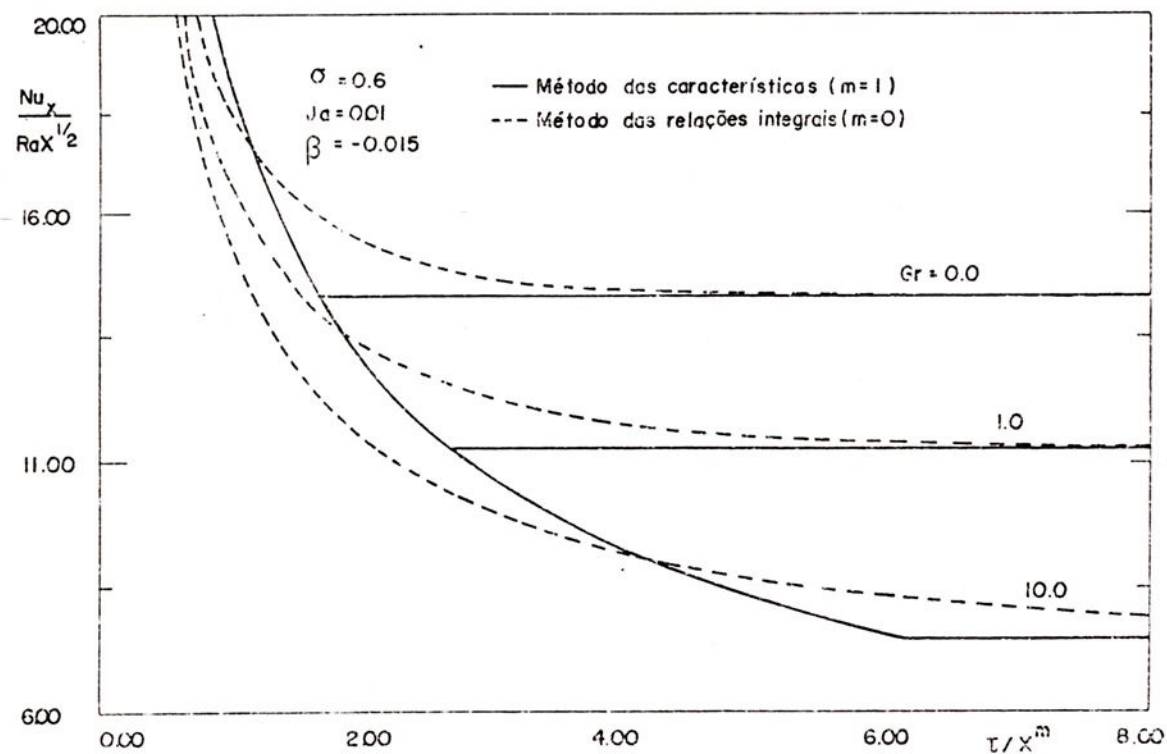


FIG. (5-106) - INFLUÊNCIA DE Gr NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.01$ $\beta = -0.015$ $\sigma = 0.6$

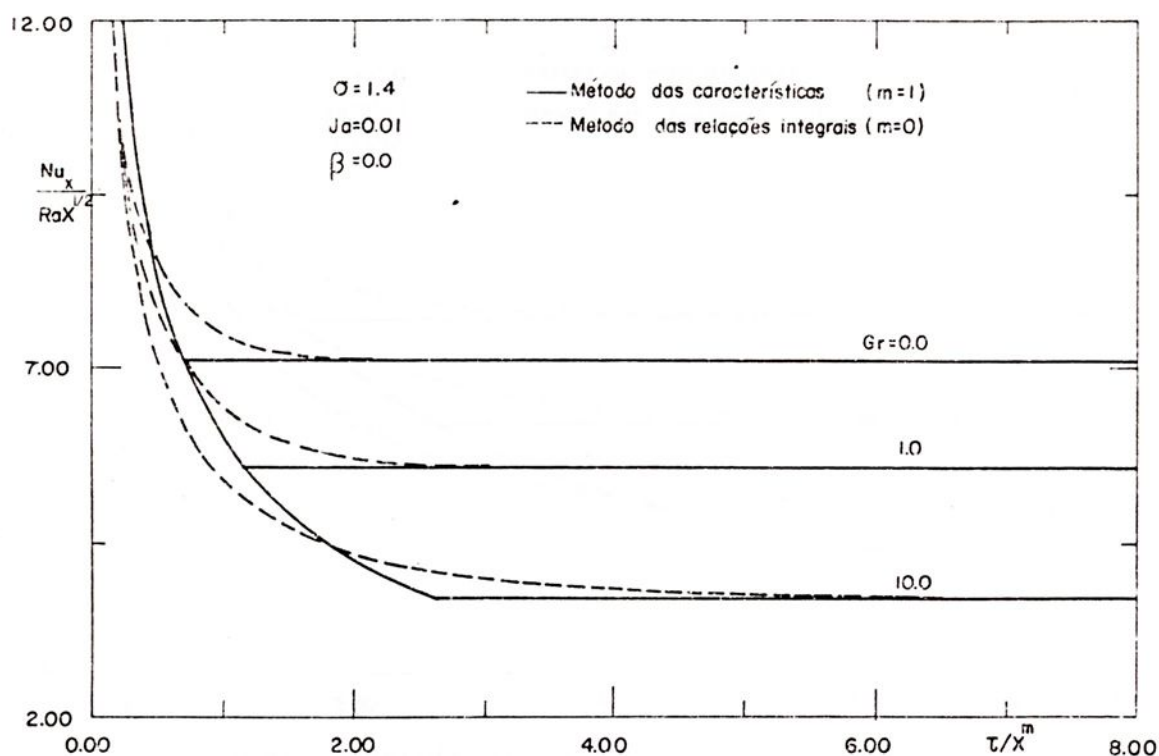


FIG. (5-107) - INFLUÊNCIA DE Gr NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.01$ $\beta = 0.0$ $\sigma = 1.4$

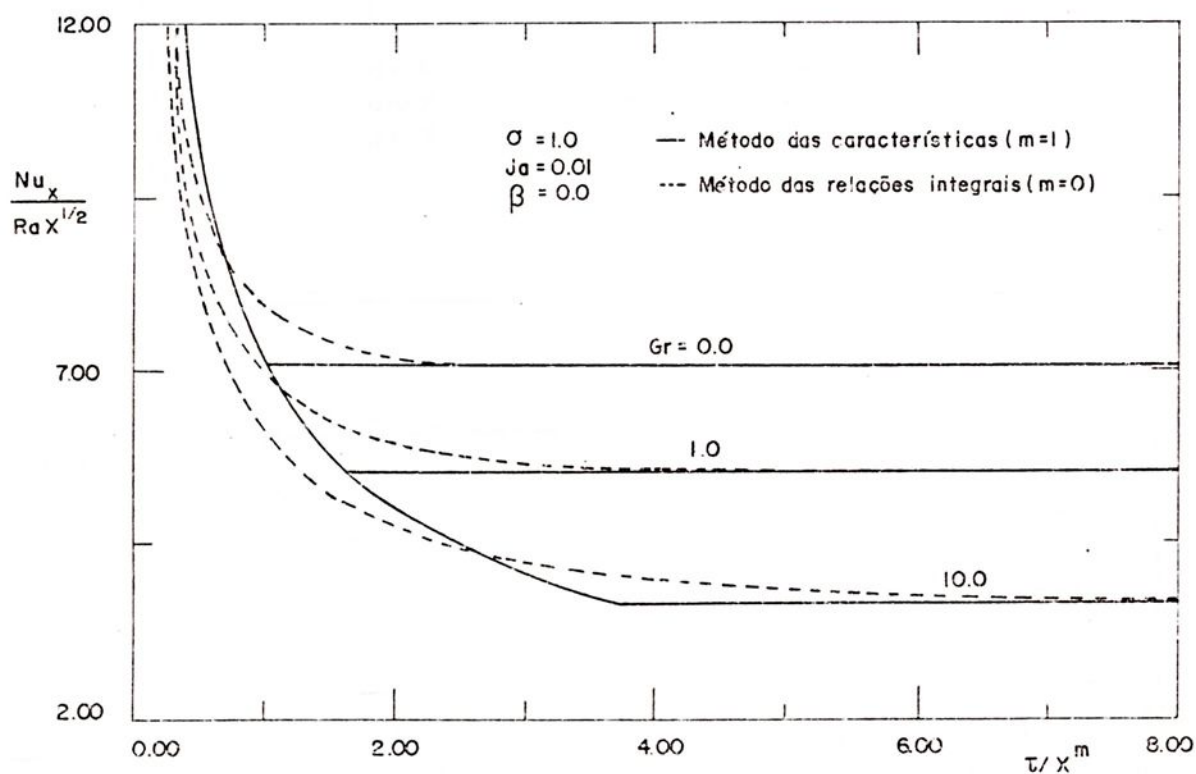


FIG. (5-108) - INFLUÊNCIA DE Gr NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.01$ $\beta = 0.0$ $\sigma = 1.0$

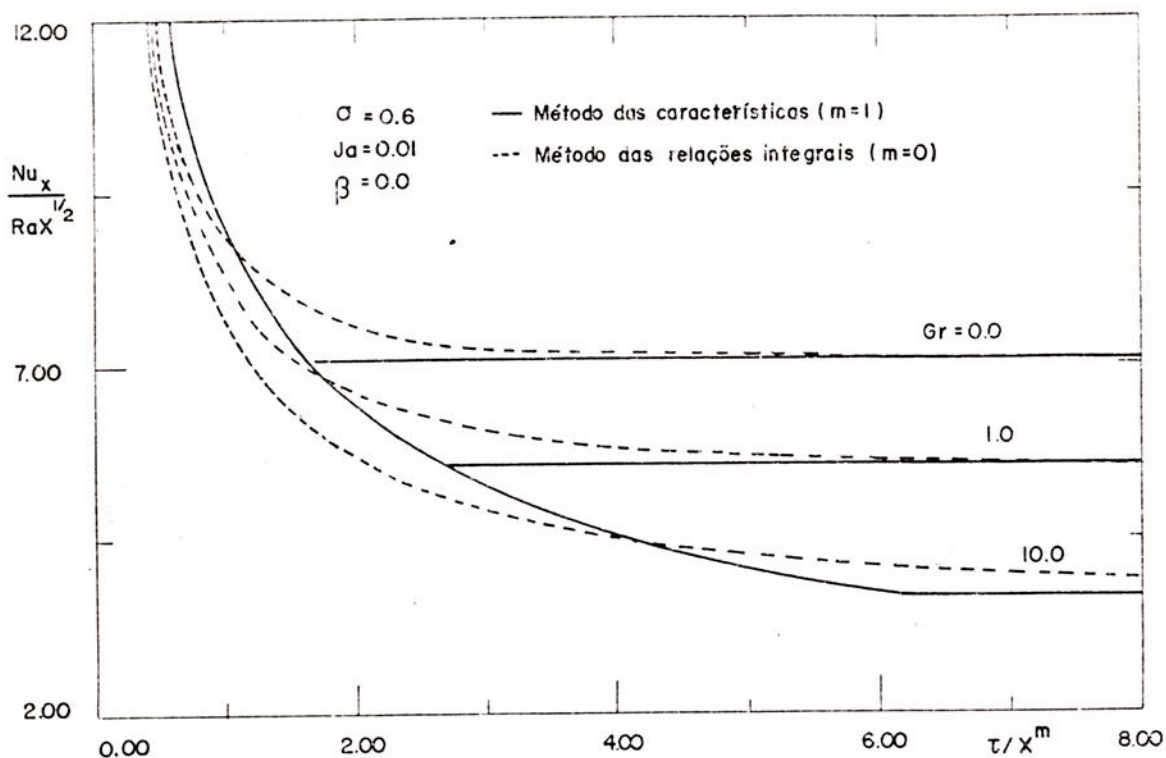


FIG. (5-109) - INFLUÊNCIA DE Gr NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.01$ $\beta = 0.0$ $\sigma = 0.6$

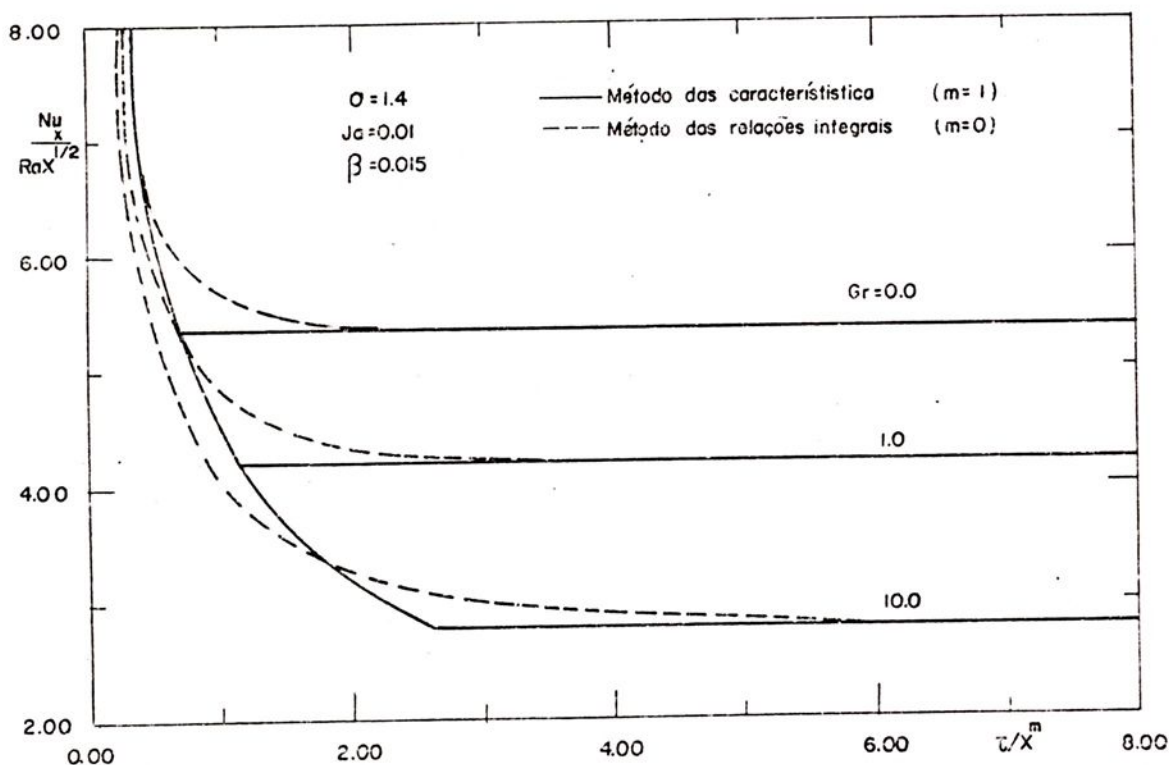


FIG. (5-110) - INFLUÊNCIA DE Gr NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.01$ $\beta = 0.015$ $\sigma = 1.4$

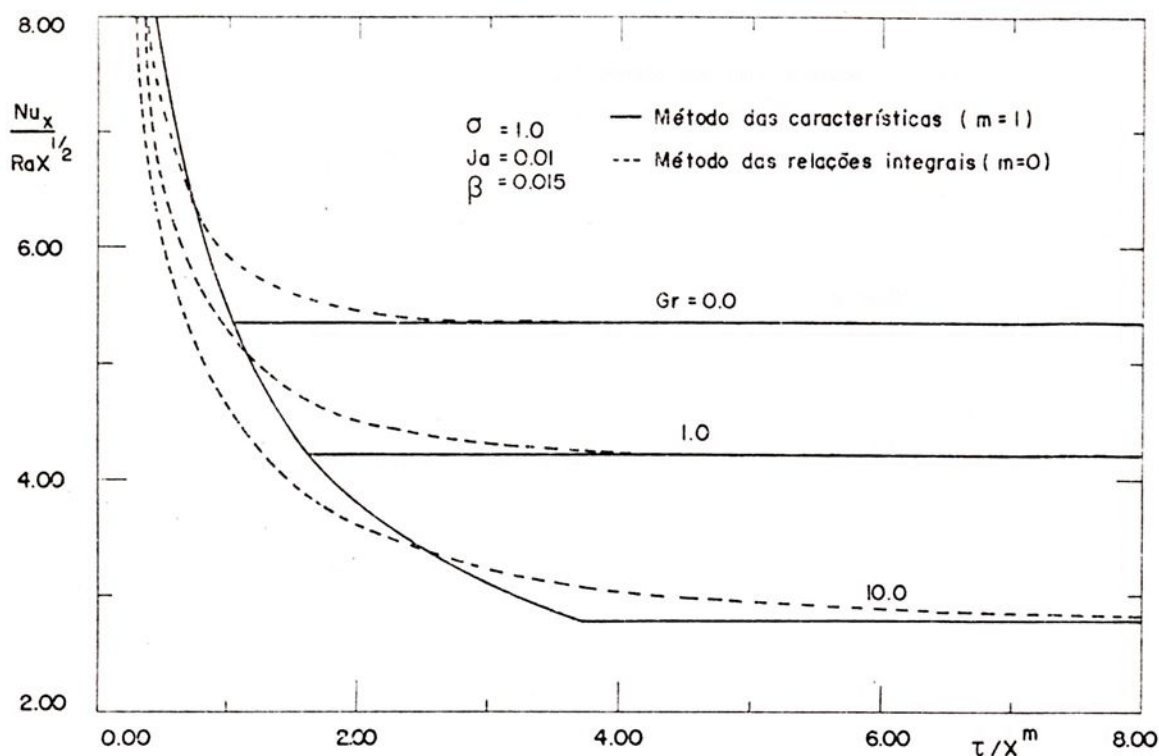


FIG. (5-111) - INFLUÊNCIA DE Gr NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.01$ $\beta = 0.015$ $\sigma = 1.0$

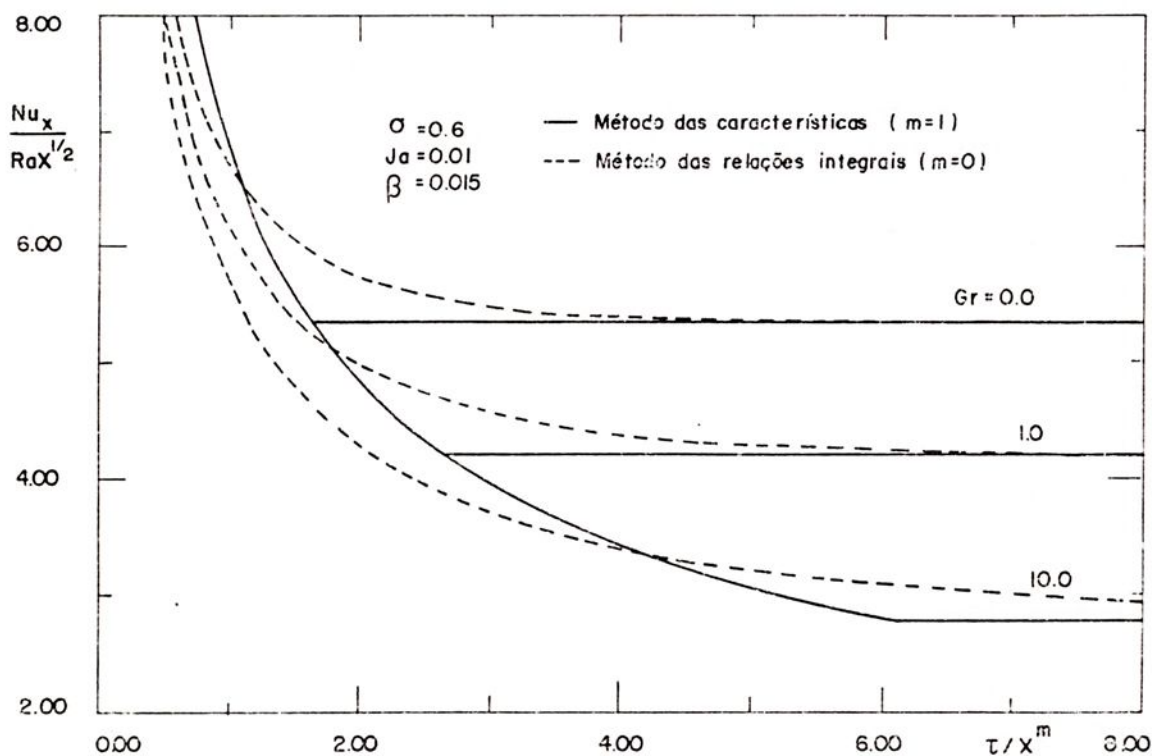


FIG. (5-112) - INFLUÊNCIA DE Gr NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.01$ $\beta = 0.015$ $\sigma = 0.6$

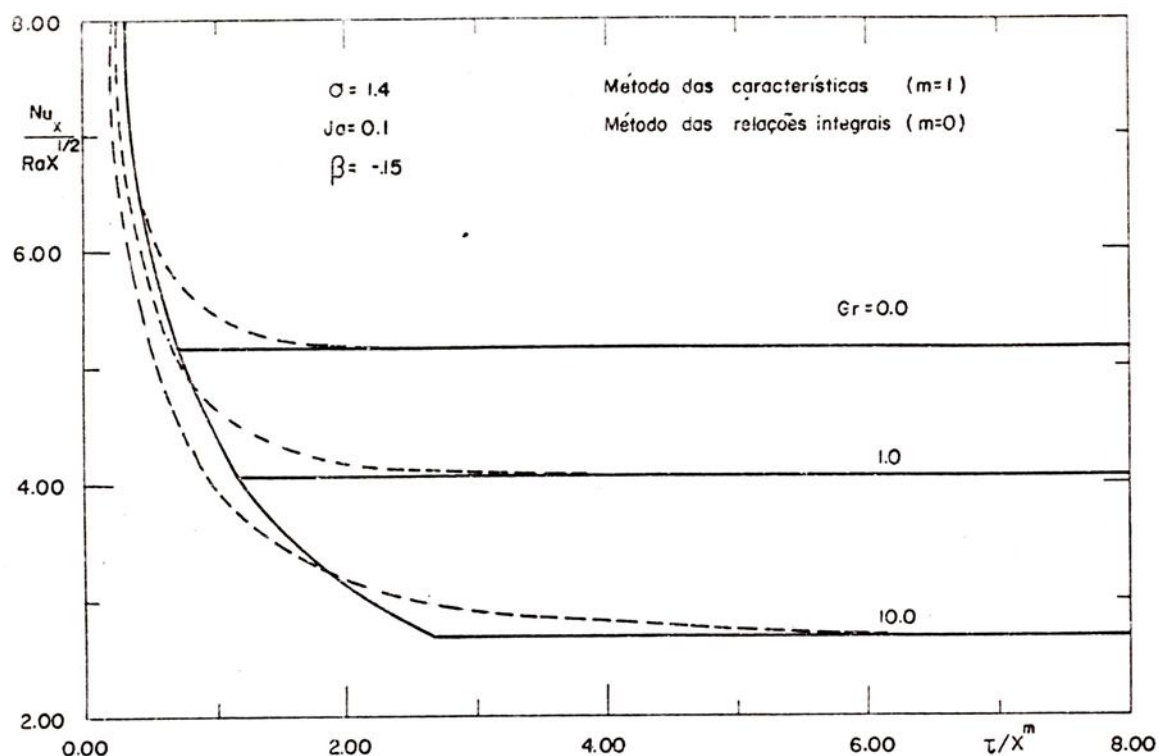


FIG. (5-113) - INFLUÊNCIA DE Gr NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.1$ $\beta = -0.15$ $\sigma = 1.4$

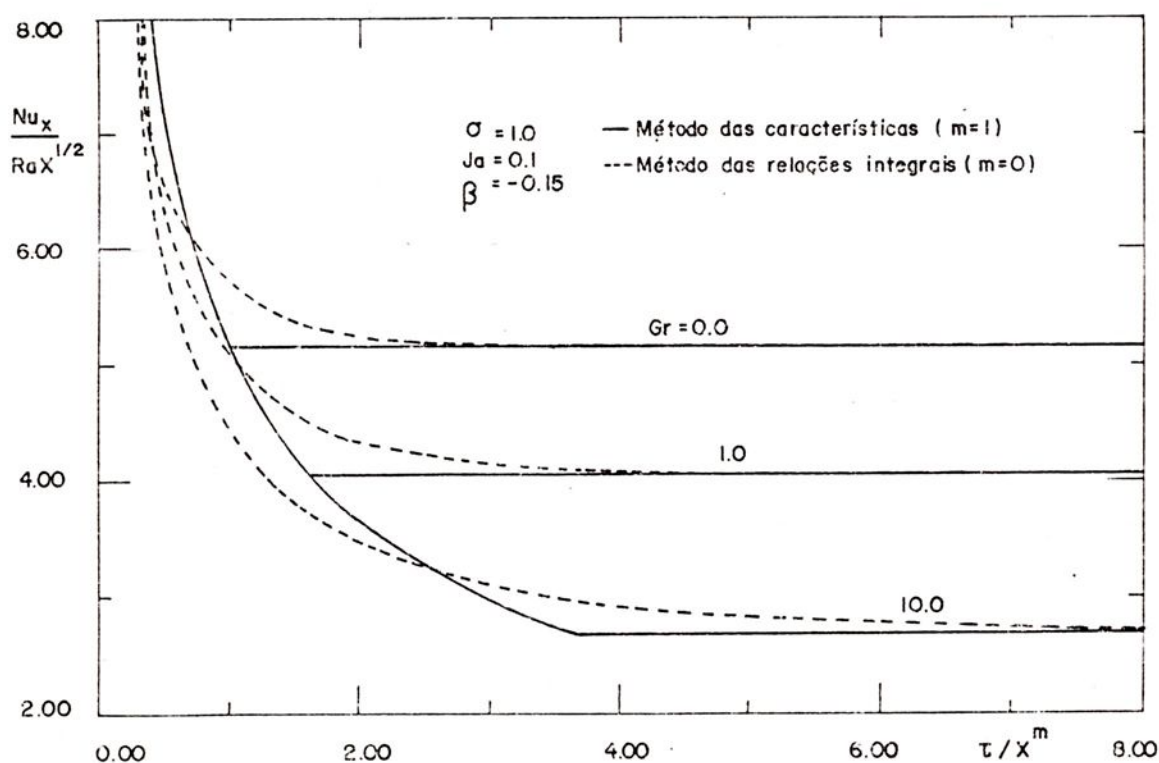


FIG. (5-114) - INFLUÊNCIA DE Gr NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.1$ $\beta = -0.15$ $\sigma = 1.0$

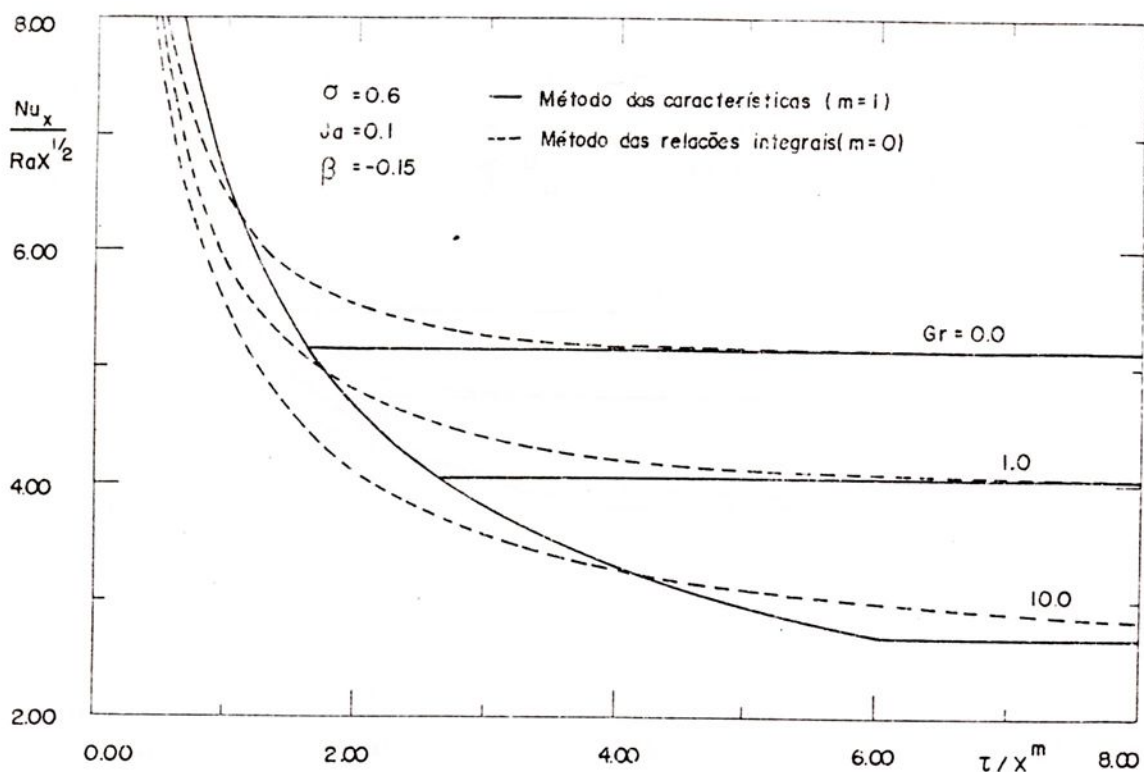


FIG. (5-115) - INFLUÊNCIA DE Gr NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.1$ $\beta = -0.15$ $\sigma = 0.6$

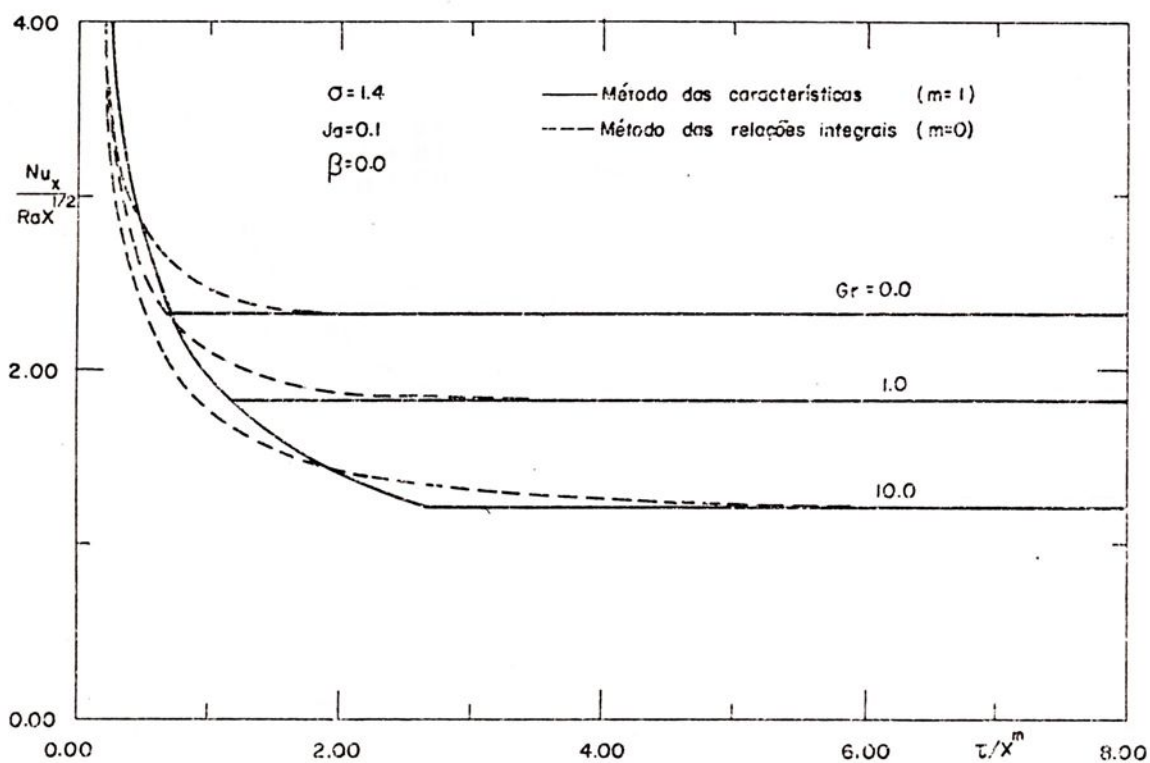


FIG. (5-116) - INFLUÊNCIA DE Gr NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.1$ $\beta = 0.0$ $\sigma = 1.4$

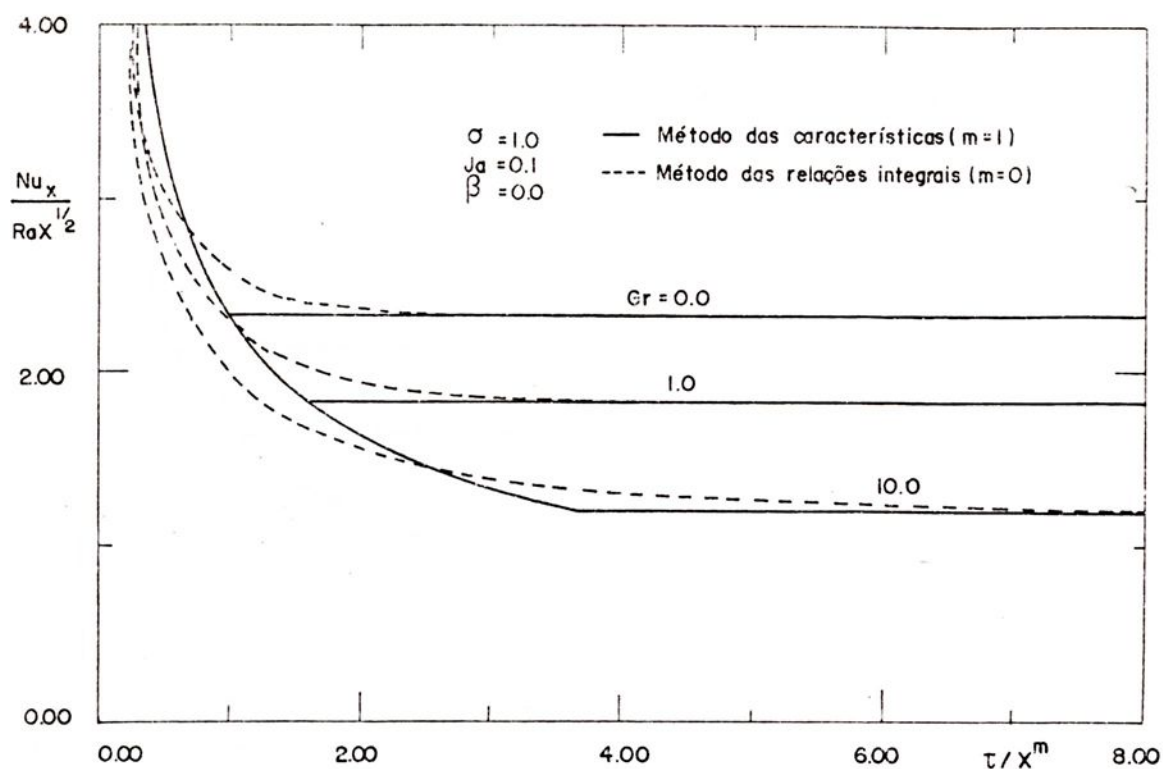


FIG. (5-117) - INFLUÊNCIA DE Gr NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.1$ $\beta = 0.0$ $\sigma = 1.0$

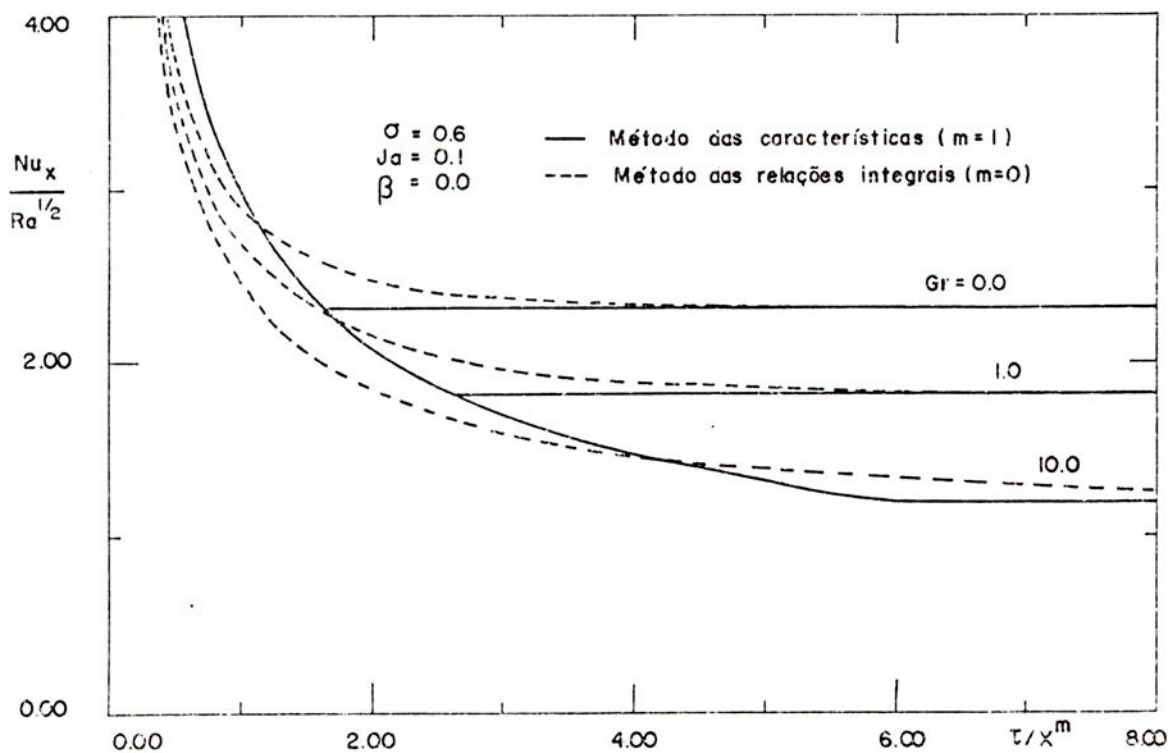


FIG. (5-118) - INFLUÊNCIA DE Gr NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.1$ $\beta = 0.0$ $\sigma = 0.6$

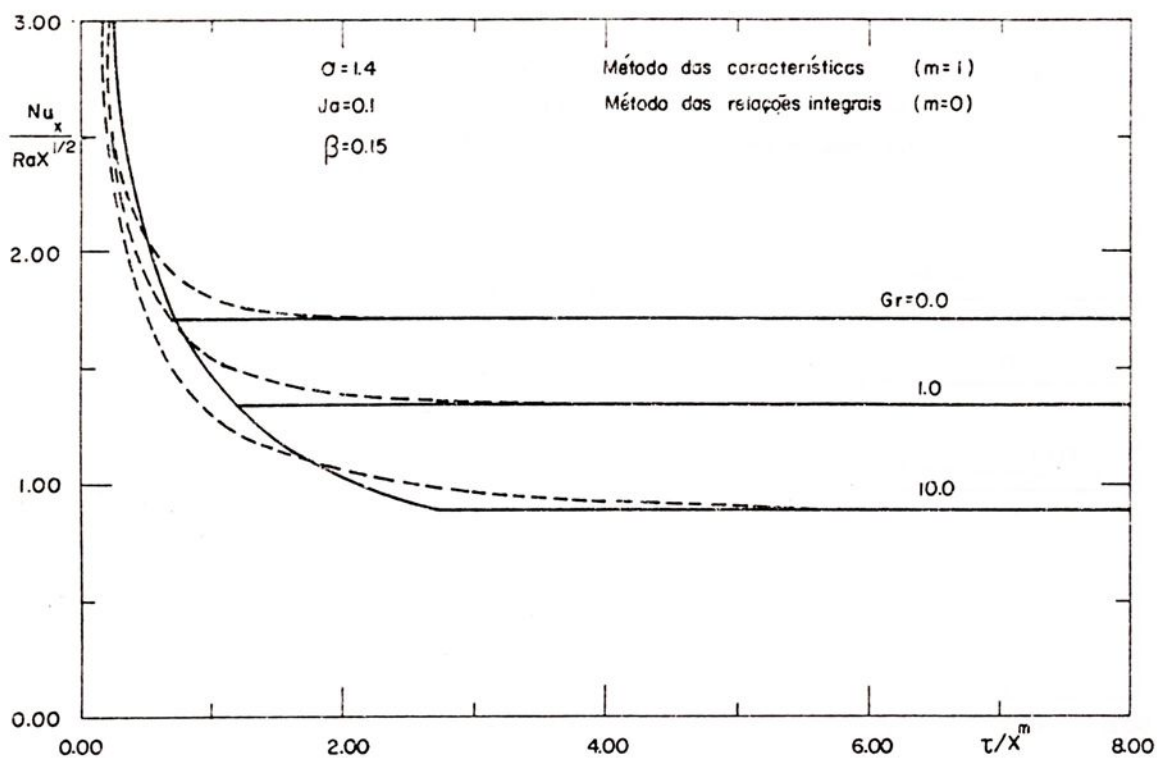


FIG. (5-119) - INFLUÊNCIA DE Gr NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.1$ $\beta = 0.15$ $\sigma = 1.4$

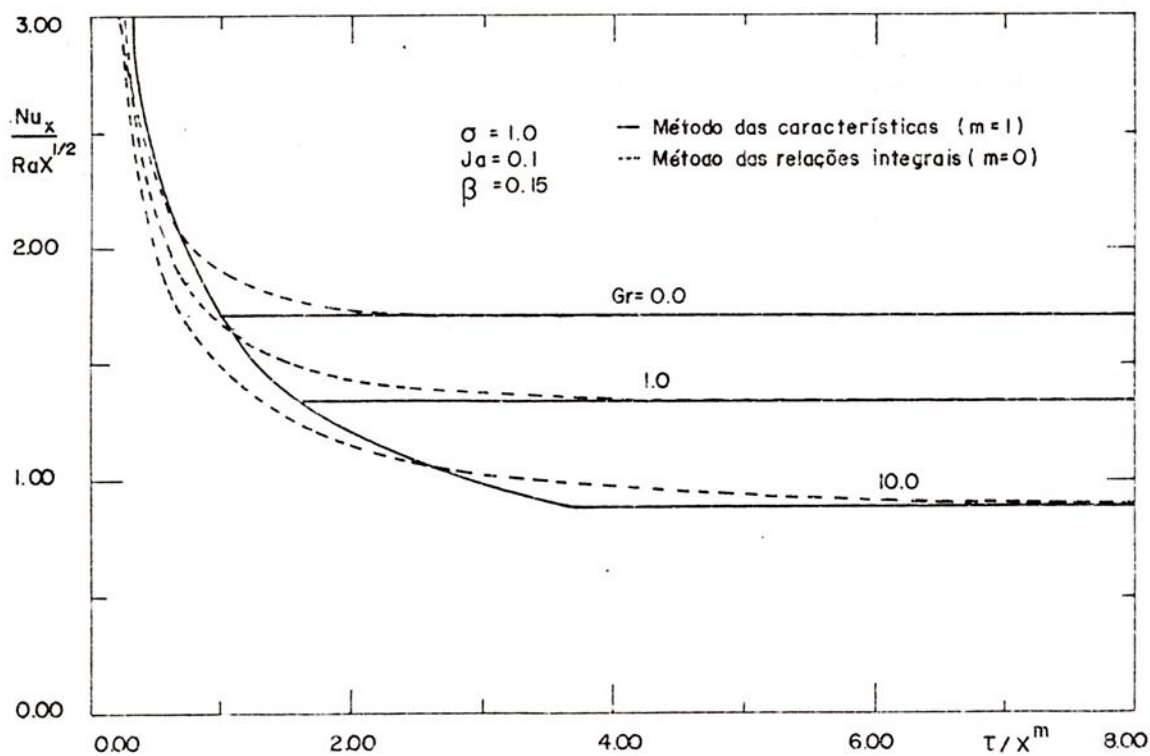


FIG. (5-120) - INFLUÊNCIA DE Gr NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.1$ $\beta = 0.15$ $\sigma = 1.0$

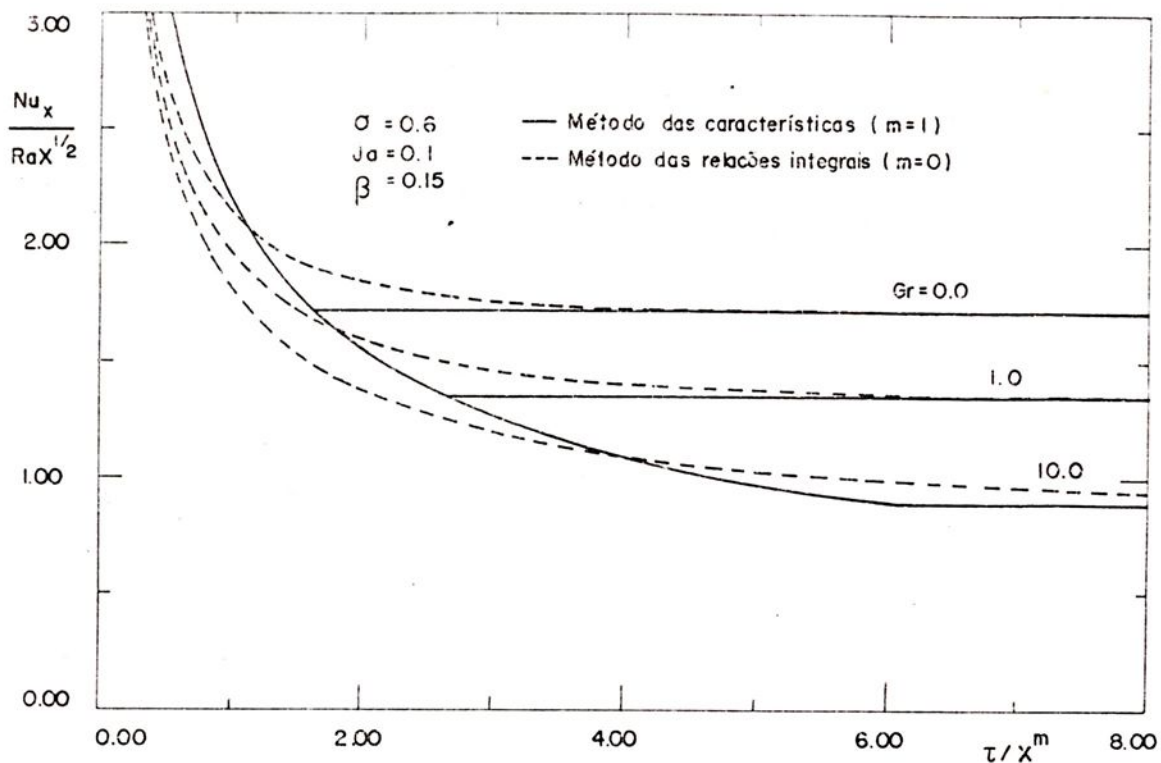


FIG. (5-121) - INFLUÊNCIA DE Gr NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.1$ $\beta = 0.15$ $\sigma = 0.6$

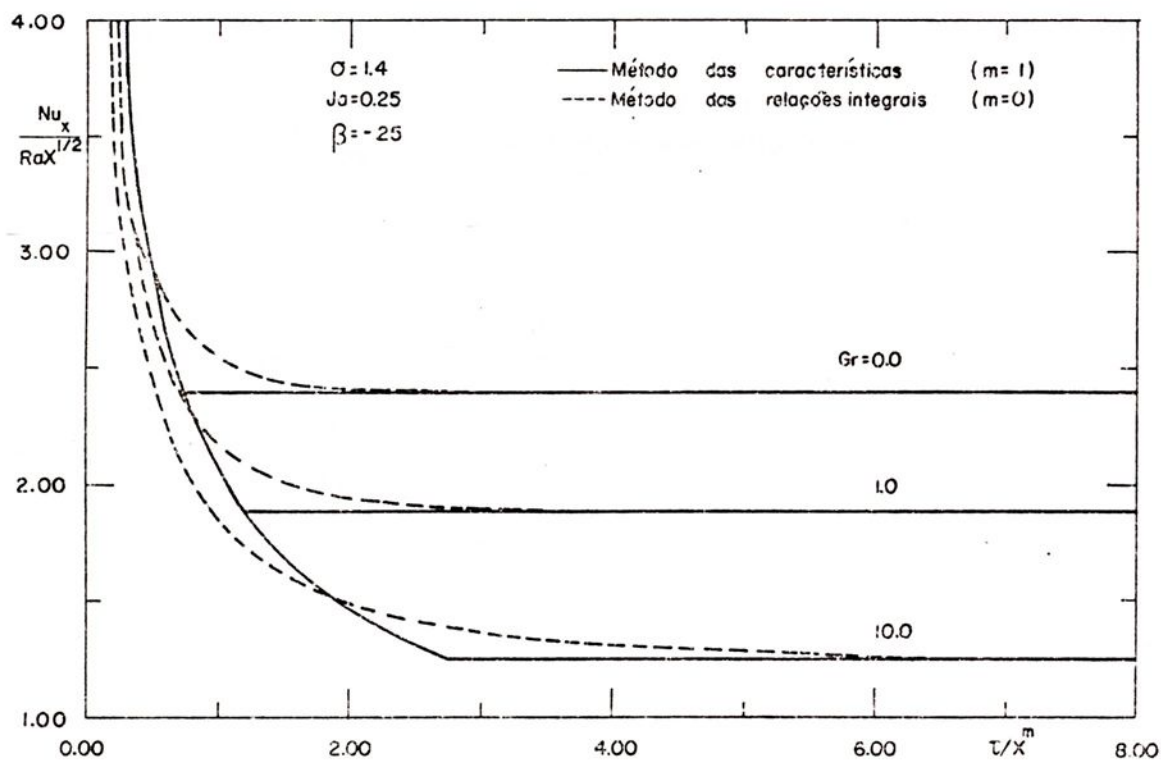


FIG. (5-122) - INFLUÊNCIA DE Gr NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.25$ $\beta = -0.25$ $\sigma = 1.4$

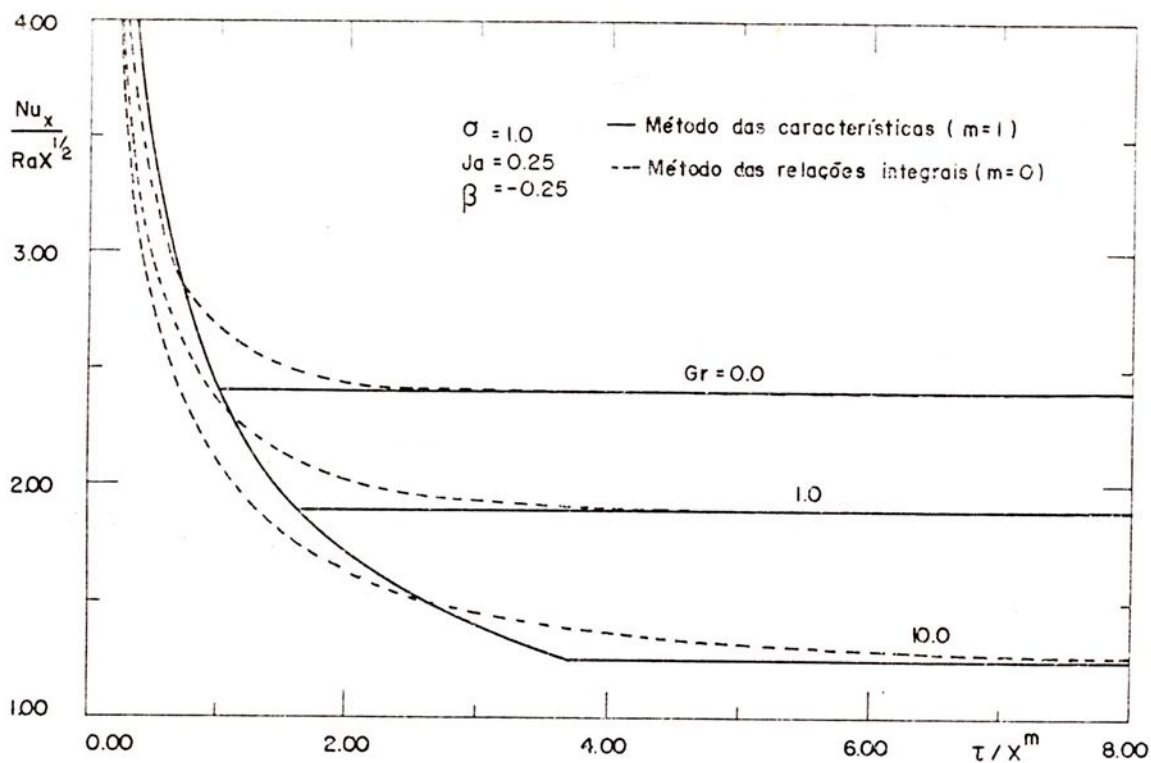


FIG. (5-123) - INFLUÊNCIA DE Gr NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.25$ $\beta = -0.25$ $\sigma = 1.0$

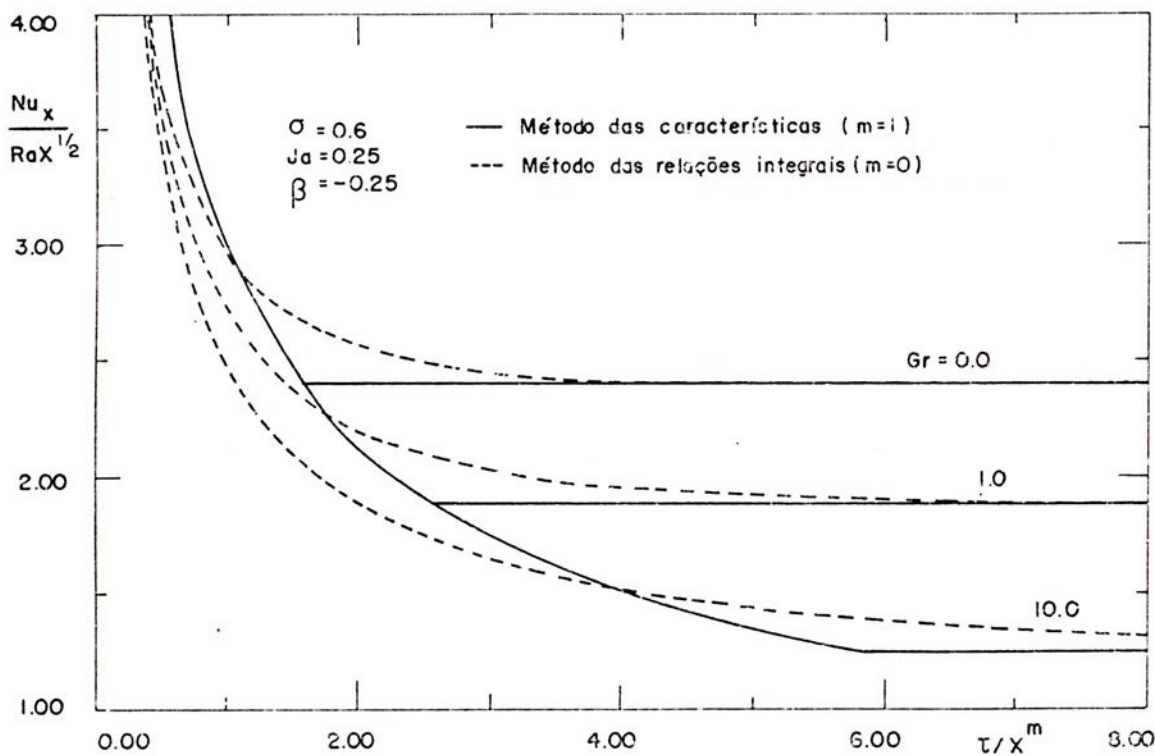


FIG. (5-124) - INFLUÊNCIA DE Gr NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.25$ $\beta = -0.25$ $\sigma = 0.6$

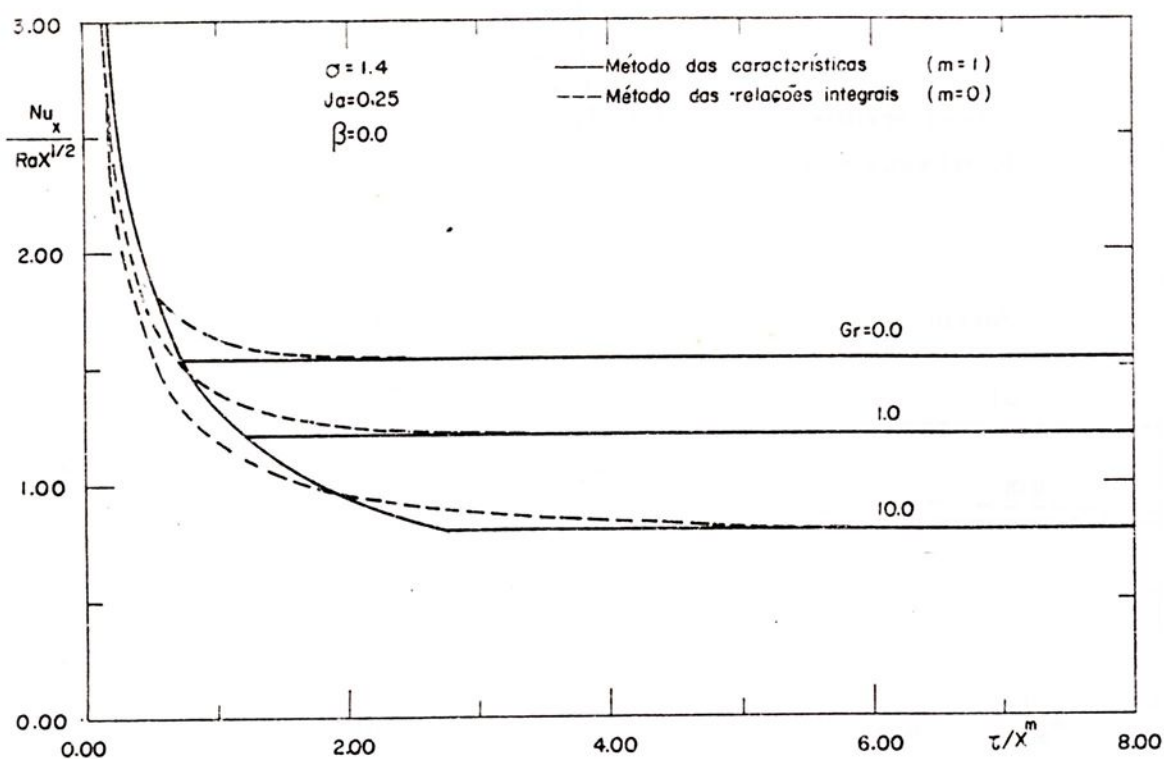


FIG. (5-125) - INFLUÊNCIA DE Gr NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.25$ $\beta = 0.0$ $\sigma = 1.4$

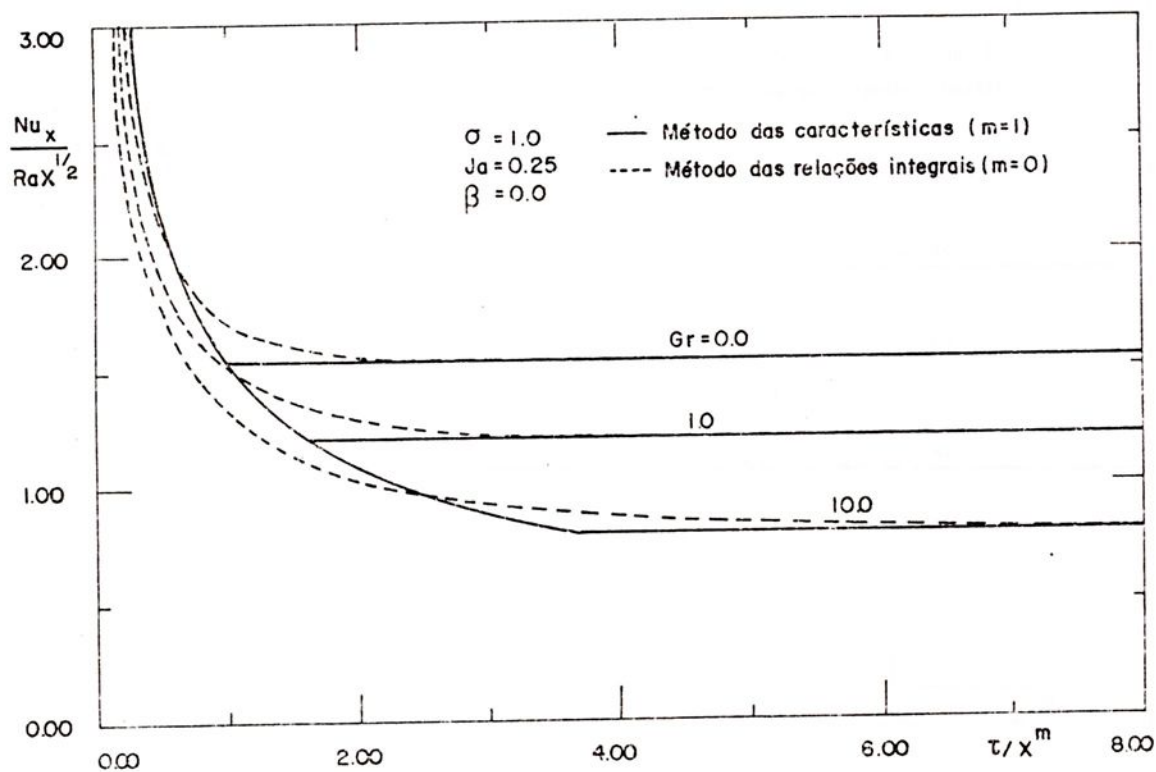


FIG. (5-126) - INFLUÊNCIA DE Gr NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.25$ $\beta = 0.0$ $\sigma = 1.0$

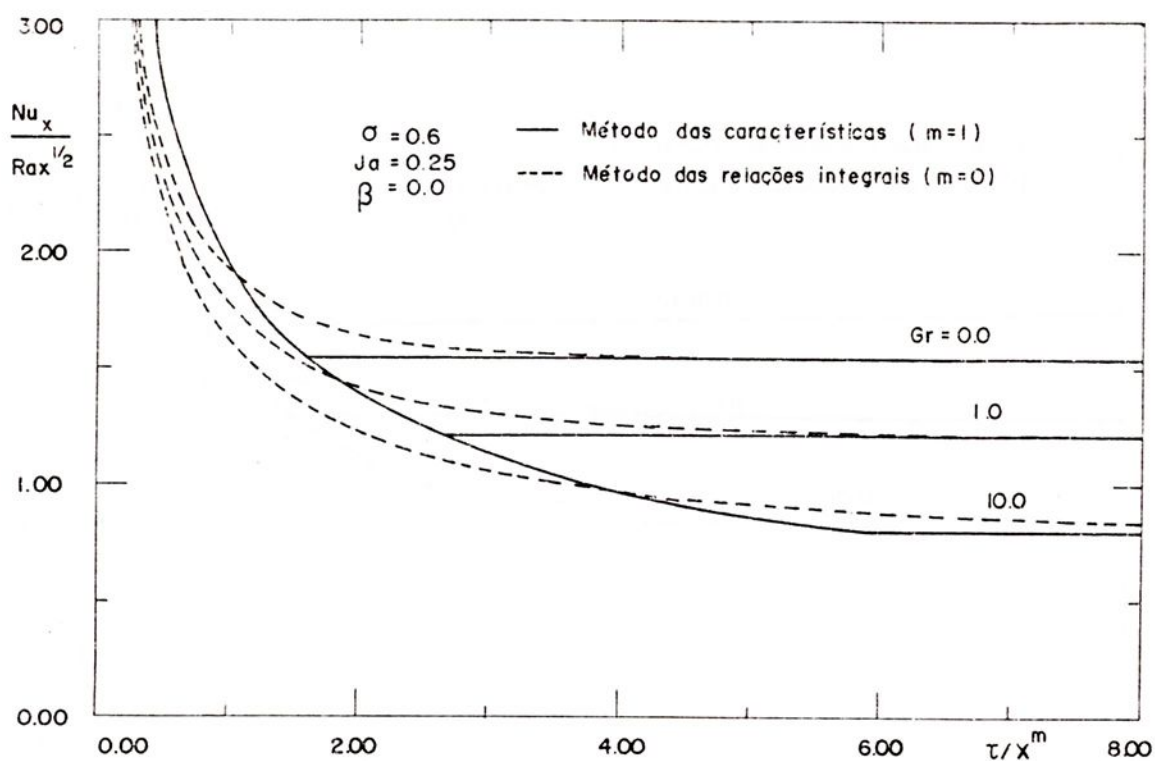


FIG. (5-127) - INFLUÊNCIA DE Gr NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.25$ $\beta = 0.0$ $\sigma = 0.6$

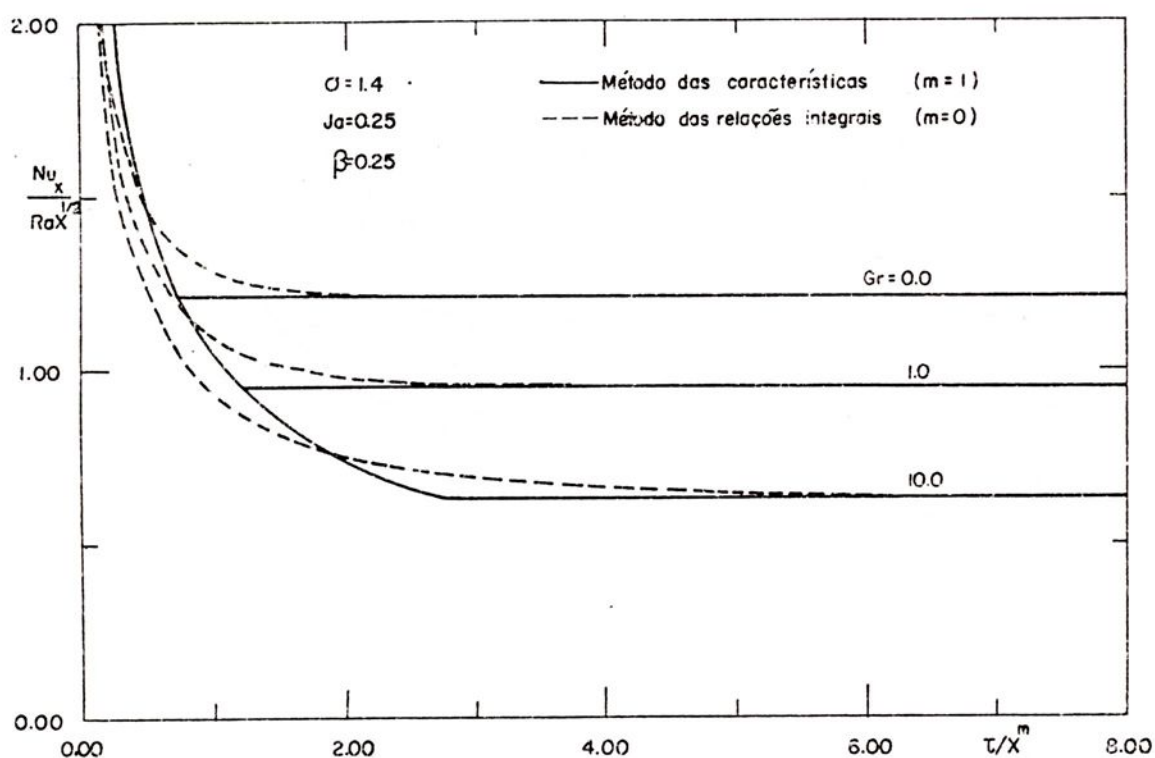


FIG. (5-128) - INFLUÊNCIA DE Gr NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.25$ $\beta = 0.25$ $\sigma = 1.4$

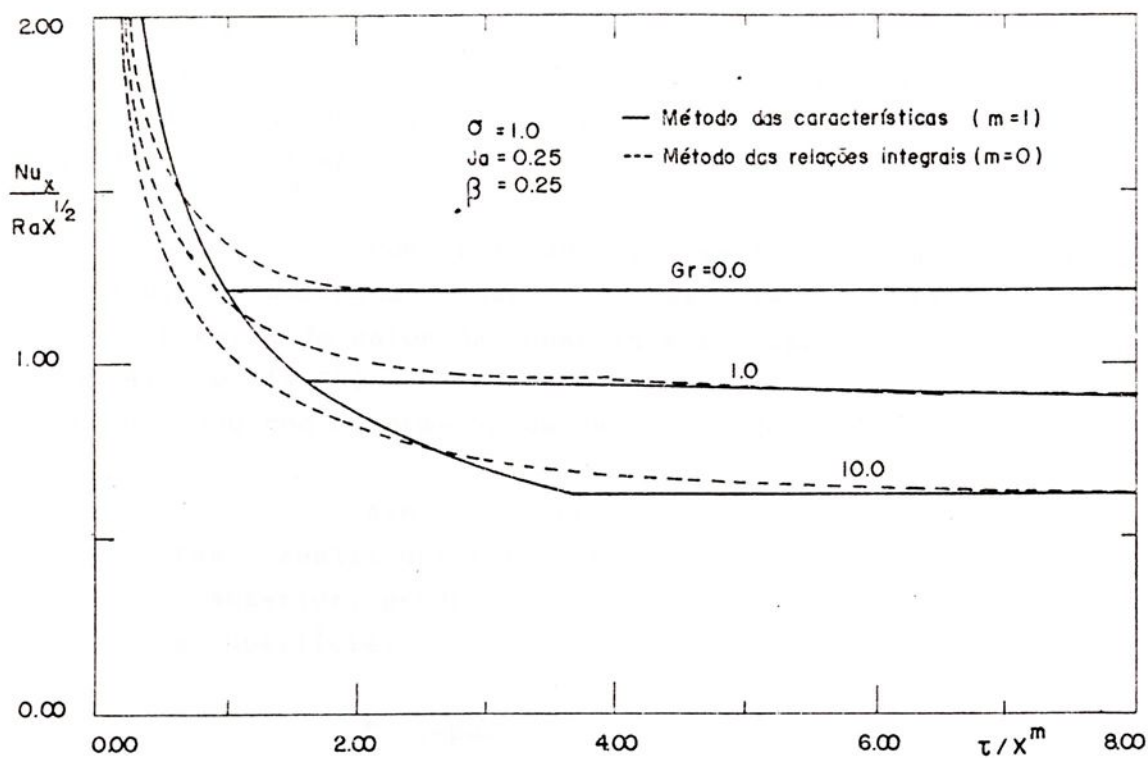


FIG. (5-129) - INFLUÊNCIA DE Gr NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.25$ $\beta = 0.25$ $\sigma = 1.0$

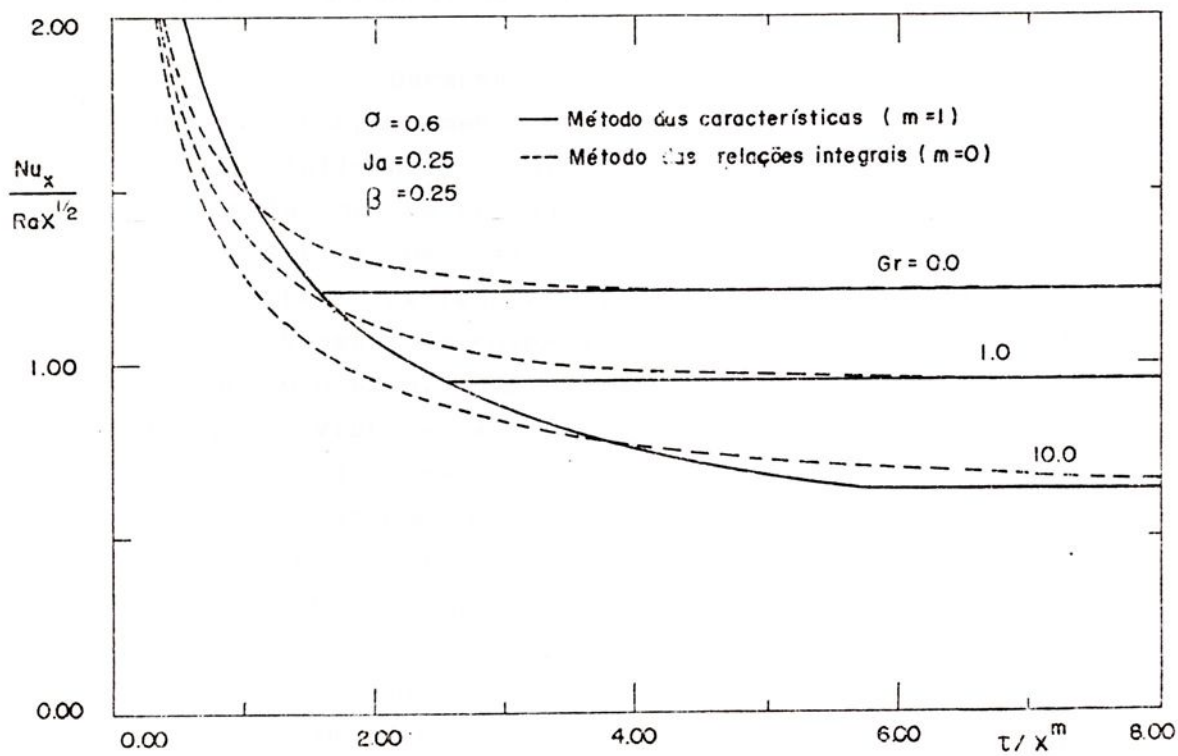


FIG. (5-130) - INFLUÊNCIA DE Gr NO NÚMERO DE NUSSELT COM O TEMPO $Ja = 0.25$ $\beta = 0.25$ $\sigma = 0.6$

As figuras (5-77) a (5-103) e as figuras (5-104) a (5-130) mostram, respectivamente, a influência do parâmetro β e do número de Grashof modificado na transferência de calor na superfície, representado pelo número de Nusselt local, com o tempo.

Como colocado no item 5.3.1.2, a espessura da película condensada Δ atua como uma resistência térmica à transferência de calor na superfície e, como mostra as equações (4-24) e (4-26), o número de Nusselt está inversamente relacionado com a formação da espessura da película condensada.

Assim, a análise dos efeitos dos parâmetros influentes, realizados para a espessura da película condensada no item anterior, produz o efeito inverso na transferência de calor na superfície.

É importante ressaltar que, em virtude da redução da espessura da película condensada Δ provocada pelo aumento da sucção, resulta em um aumento razoável na transferência de calor na superfície e, ao contrário, o aumento de Δ provocado pelo aumento da injeção, resulta em uma redução considerável na mesma, na condição de regime permanente.

Durante o regime transiente, por sua vez, a mudança de comportamento na curva provocada pela sucção e injeção, β influencia diretamente o comportamento da transferência de calor na superfície. Desta forma, a lenta formação efetiva da camada líquida provocada pela sucção, durante o tempo de regime transiente, faz com que o valor do número de Nusselt decresça de um valor extremamente alto no início do processo, para um valor finito, mas com valor elevado, em virtude da espessura Δ ser muito fina. Por outro lado, a rápida formação efetiva da camada líquida provocada pela injeção, faz com que o valor do número de Nusselt decresça rapidamente para valores finitos e muito menores, no mesmo período de tempo de regime transiente.

Quanto ao número de Grashof, em virtude do aumento no seu valor provocar um aumento na espessura Δ , conseqüentemente, provoca uma redução na transferência de calor na superfície, durante o regime permanente. Como visto no item anterior, no período transiente, as soluções obtidas pelo



método das características (linhas cheias) mostram que o número de Grashof aumenta o tempo para se atingir o regime permanente, mas não altera o comportamento das curvas, e as soluções obtidas pelo métodos das relações integrais (linhas tracejadas) mostram que pequena alteração no comportamento das curvas é sentida próximo ao tempo de regime permanente, entre os valores selecionados do número de Grashof, como pode ser visto nas figuras (5-104) a (5-130). Para um mesmo valor de Gr , próximo ao início do processo, devido ao crescimento vertiginoso da espessura da película condensada, o número de Nusselt decresce também vertiginosamente. À medida que o tempo se aproxima do tempo de regime permanente, a inclinação das curvas são reduzidas e, um decréscimo na transferência de calor na superfície menos acentuado é observado, até que, atingido a condição de regime permanente, o valor de Nusselt permanece constante, em valores que dependem dos parâmetros Ja e β .

Uma comparação entre as soluções obtidas pelo método exato das curvas características (linhas cheias) e o método aproximado das relações integrais (linhas tracejadas), mostram que, de uma maneira geral, as soluções aproximadas concordam razoavelmente bem com as soluções exatas, com exceção no final do período transiente e início do regime permanente, onde ocorre uma descontinuidade nas soluções apresentadas pelo método das características. Esta descontinuidade pode ser explicada como uma mudança súbita na transferência de calor, passando de uma condensação pelicular unidimensional no período transiente para uma condensação pelicular bidimensional no regime permanente, como comprovado na solução exata por similaridade para a condição de regime permanente. As soluções aproximadas, contudo, mostram que a espessura da película condensada cresce continuamente e, a transferência de calor na superfície decresce continuamente com o tempo, no período transiente, até atingir a condição de regime permanente, uma vez que a equação (4-22) é uma função monotônica em relação ao tempo.



C A P Í T U L O V I

CONCLUSÕES

6. - CONCLUSÕES

Com a utilização do modelo de Ergun, que leva em consideração os efeitos de inércia do meio poroso, a condensação pelicular em meio poroso sobre uma superfície vertical, através da formulação diferencial, apresenta solução similar exata para a condição de regime permanente, quando se define uma componente normal de velocidade na superfície, em função da distância longitudinal, conforme equação (3-16).

Para a condição de regime transiente, através da formulação integral de Karman-Pohlhausen, dois métodos de solução podem ser utilizados: o método exato das curvas características e o método aproximado das relações integrais, que também apresenta soluções exatas, quando se define uma componente normal de velocidade na superfície, conforme a equação (3-29).

Durante todo o período da formação da camada de líquido condensado, a velocidade longitudinal pode ser considerada em regime permanente, visto que o tempo de desenvolvimento da velocidade longitudinal é relativamente muito menor que o tempo de formação da camada de líquido condensado.

O perfil de temperatura na camada líquida, obtida através da solução exata da equação da conservação de energia, em regime permanente, pode ser aproximada mais simplesmente, como uma função quadrática da distância normal adimensional (razão entre a distância normal e a espessura da película condensada).

O conhecimento do perfil de temperatura é necessário para a obtenção de soluções na análise da condensação pelicular em meio poroso, em regime transiente. Assim, a utilização do perfil de temperatura aproximado, apresenta a vantagem de explicitar a influência de alguns parâmetros governantes, o que não ocorre com a utilização do perfil de temperatura exato.



A condensação pelicular em meio poroso ocorrendo sobre superfícies permeáveis, em regime permanente, apresenta três parâmetros governantes: o número de Jacob, o número de Grashof modificado e a componente normal de velocidade adimensional. Na condição de regime transiente, além dos três parâmetros governantes determinados para o regime permanente, um quarto parâmetro governante é determinado pela razão entre a capacidade térmica do meio poroso preenchido com líquido e a capacidade térmica do líquido.

O número de Grashof modificado, que representa a relativa significância dos efeitos de inércia no escoamento em meio poroso, permite determinar os limites entre o escoamento de Darcy e Forchheimer. Assim, para baixos valores de número de Grashof ($Gr \ll 1$), a equação de Darcy representa precisamente a equação da conservação da quantidade de movimento no meio poroso. Para altos valores de número de Grashof modificado ($Gr \gg 1$), o termo de Forchheimer representa precisamente a equação da conservação da quantidade de movimento em meio poroso. E, na faixa intermediária do número de Grashof modificado, o modelo de Ergun, que adiciona o termo de Forchheimer ao modelo de Darcy, representa precisamente a equação da conservação da quantidade de movimento em meio poroso.

Quanto à influência dos parâmetros governantes, de uma maneira geral pode-se concluir que:

- O número de Grashof modificado aumenta a espessura da película condensada, reduzindo a transferência de calor na superfície, na condição de regime permanente. Aumenta o tempo do período transiente, sem alterar as características da formação efetiva da camada de líquido condensado, durante o período transiente.

- A razão entre a capacidade térmica do meio poroso preenchido com líquido com a capacidade térmica do líquido, não altera a espessura da película condensada, não alterando assim, a transferência de calor na superfície, na condição de regime permanente. Altera o tempo e o comportamento do período transiente, tornando mais rápida ou mais lenta a formação da camada de líquido condensado.



- O número de Jacob aumenta a espessura da película condensada, reduzindo a transferência de calor na superfície, na condição de regime permanente. Praticamente não altera o tempo do período transiente, alterando as características da formação efetiva da camada de líquido condensado, durante o período transiente.

- Para a componente normal de velocidade adimensional, assim como o número de Jacob, um aumento no seu valor absoluto desde o valor máximo de sucção até o valor máximo de injeção, aumenta a espessura da película condensada e, conseqüentemente, reduz a transferência de calor na superfície, na condição de regime permanente. Praticamente não altera o tempo do período transiente, alterando as características da formação efetiva da camada de líquido condensado, durante o período transiente.



REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. P. CHENG and W.J. MINKOWYCZ, Free Convection About a Vertical Flat Plate Embedded in a Porous Medium With Application to Heat Transfer From a Dike, Journal of Geophysical Research 82, 2040-2044 (1977).
2. P. CHENG, The Influence of Lateral Mass Flux on Free Convection Boundary Layers in a Saturated Porous Medium, Int. J. Heat Mass Transfer 20, 201-206 (1977).
3. J.H. MERKIN, Free Convection Boundary Layers in a Saturated Porous Medium With Lateral Mass Flux, Int. J. Heat Mass Transfer 21, 1499-1503 (1978).
4. W.J. MINKOWYCZ and P. CHENG, Free Convection About a Vertical Cylinder Embedded in a Porous Medium, Int. J. Heat Mass Transfer 19, 805-813 (1976).
5. J.H. MERKIN, Free Convection Boundary Layers on Axi-Symmetric And Two-Dimensional Bodies of Arbitrary Shape in a Saturated Porous Medium, Int. J. Heat Mass Transfer 22, 1461-1462 (1979).
6. A. NAKAYAMA and H. KOYAMA, Free Convective Heat Transfer Over a Nonisothermal Body of Arbitrary Shape Embedded in a Fluid -Saturated Porous Medium, J. Heat Transfer 109, 125-130 (1987).
7. O.A. PLUMB and J.C. HUENEFELD, Non-Darcy Natural Convection From Heated Surfaces in Saturated Porous Media, Int. J. Heat Mass Transfer 24, 765-768 (1981).
8. P. FORCHHEIMER, Wasserbewegung durch Boden, Forschtlft Ver. Ing. 45, 1782-1788 (1901).
9. S. ERGUN, Fluid Flow Through Packed Columns, Chemical Engineering Progress 48, 89-94 (1952).
10. R.M. FAND, T.E. STEINBERGER and P. CHENG, Natural Convection Heat Transfer From a Horizontal Cylinder Embedded in a Porous Medium, Int. J. Heat Mass Transfer 29, 119-133 (1986).



11. D.B. INGHAM, The Non-Darcy Free Convection Boundary Layer on Axi-Symmetric and Two-Dimensional Bodies of Arbitrary Shape, Int. J. Heat Mass Transfer 29, 1759-1763 (1986).
12. A. BEJAN and D. POULIKAKOS, The Non-Darcy Regime For Vertical Boundary Layer Natural Convection in a Porous Medium, Int. J. Heat Mass Transfer 27, 717-722 (1984).
13. A. NAKAYAMA, H. KOYAMA and F. KUWAHARA, Similarity Solution For Non-Darcy Free Convection From a Nonisothermal Curved Surface in a Fluid-Saturated Porous Medium, J. Heat Transfer 111, 807-811 (1989).
14. D.B. INGHAM and J.H. MERKIN, Flow Past Suddenly Cooled Vertical Flat Surface in a Saturated Porous Medium, Int. J. Heat Mass Transfer 25, 1916-1919 (1982).
15. P. CHENG and I. POP, Transient Free Convection About a Vertical Flat Plate Embedded in a Porous Medium, Int. J. Engng. Sci. 22, 253-264 (1984).
16. I. POP and P. CHENG, The Growth of a Thermal Layer in a Porous Medium Adjacent to a Suddenly Heated Semi-Infinite Horizontal Surface, Int. J. Heat Mass Transfer 26, 1574-1576 (1983).
17. E.M. PARMENTIER, Two Phase Natural Convection Adjacent to a Vertical Heated Surface in a Porous Medium, Int. J. Heat Mass Transfer 22, 849-855 (1979).
18. P. CHENG, Film Condensation Along an Inclined Surface in a Porous Medium, Int. J. Heat Mass Transfer 24, 983-990 (1981)
19. P. CHENG and A.K. VERMA, The Effect of Subcooled Liquid on Film Boiling About a Vertical Heated Surface in a Porous Medium, Int. J. Heat Mass Transfer 24, 1151-1160 (1981).
20. P. CHENG, D.K. CHUI and L.P. KWOK, Film Boiling About Two-Dimensional And Axisymmetric Isothermal Bodies of Arbitrary Shape in a Porous Medium, Int. J. Heat Mass Transfer 25, 1247-1249 (1982).



21. C.D. EBINUMA, Condensação Pelicular Em Um Meio Poroso Sobre Superfícies Porosas Permeáveis, Tese de Doutorado, UNICAMP (1985).
22. A. NAKAYAMA, H. KOYAMA and F. KUWAHARA, Two-Phase Boundary Layer Treatment For Subcooled Free-Convection Film Boiling Around a Body of Arbitrary Shape in a Porous Medium, J. Heat Transfer 109, 997-1002 (1987).
23. A. NAKAYAMA and H. KOYAMA, Steady Film Condensation And Boiling Adjacent to a Body of Arbitrary Shape in a Porous Medium, Int. J. Heat And Fluid Flow 8, 145-148 (1987).
24. P. CHENG and K. CHUI, Transient Film Condensation on a Vertical Surface in a Porous Medium, Int. J. Heat Mass Transfer 27, 795-798 (1984).
25. C.D. EBINUMA and A. NAKAYAMA, An Exact Solution For Transient Film Condensation in a Porous Medium Along a Vertical Surface With Lateral Mass Flux, Int. Comm. Heat Mass Transfer 17, 105-111 (1989).
26. F.B. HILDEBRAND, Advanced Calculus For Applications, Prentice-Hall, Inc., New Jersey (1962).
27. I. BRONSHTEIN and K. SEMENDIAEV, Manual de Matematicas para Ingenieros y Estudiantes, Editorial MIR, MOSCU, 1971.



