

ESTUDO ANALÍTICO E EXPERIMENTAL DE
ARMAZENADORES DE CALOR SENSÍVEL DE
LEITO FLUIDIZADO

023/85

Este exemplar corresponde
à redação final da tese
defendida por Luiz Felipe
Mendes de Moura e aprova-
da pela comissão julga-
dora em 02/05/85

Luiz Felipe Mendes de Moura
6.05/85

[Signature]

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA DE CAMPINAS
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA

Luiz Felipe Mendes de Moura

Tese apresentada à Faculdade de Engenharia da Universidade
Estadual de Campinas, para obtenção do Título de MESTRE
EM ENGENHARIA MECÂNICA.

Prof. Kamal Abdel Radi Ismael, Ph.D.
Orientador

CAMPINAS

ABRIL - 1985

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Kamal A. R. Ismail
Prof. Leonardo Goldstein Jr.
Prof. Fernando de A. França
Wilton Furquim

A Taka Ota Perroni
Sonia A. Galanti

Ao pessoal da oficina da energia

Aos meus colegas do Departamento de Engenharia
Mecânica

que de uma forma ou de outra colaboraram na
execução deste trabalho.

RESUMO

O principal objetivo deste trabalho é o desenvolvimento de um modelo semi-analítico que descreve e prevê o comportamento dinâmico de armazenadores de calor sensível de leito fluidizado.

A partir da análise da equação da energia, aplicada a um volume de controle infinitesimal do leito fluidizado, contendo as duas fases presentes, chega-se a um conjunto de equações diferenciais acopladas que representam a distribuição de temperaturas das partículas sólidas e do fluido ao longo do armazenador e em função do tempo. Este conjunto de equações é, então, resolvido numericamente pelo método iterativo de diferenças finitas.

A fim de comprovar a validade do modelo proposto e caracterizar o comportamento de armazenadores fluidizados, foi montada e instrumentada uma bancada de testes para armazenadores fluidizados. Um conjunto de ensaios foi realizado variando-se o material, a quantidade e a dimensão das partículas sólidas, a vazão e a temperatura do líquido. Estes dados experimentais permitiram a avaliação do coeficiente de transferência de calor entre fluido e partículas e da perda de pressão ao longo do leito.

As curvas de variação da temperatura do fluido na saída do leito, obtidas através do modelo teórico, foram comparadas com as curvas obtidas experimentalmente e mostraram boa concordância, o que comprova a validade do modelo proposto.

Obteve-se, finalmente, uma correlação para a transferência de calor em função de grupos adimensionais, que representa os resultados experimentais obtidos. Estes resultados foram comparados com os resultados obtidos por outros investigadores e apresentaram ótima concordância, assegurando a validade da análise experimental adotada.

ABSTRACT

The main objective of the present work is the development of semi analytical model, which can describe and represent the dynamical behaviour of fluidized sensible heat storage tanks.

From the generalized energy equation, applied to an infinitesimal control volume of the fluidized bed, containing the two phase, a set of two coupled differential equations representing the temperature distribution in the solid and the liquid phases along the bed were obtained. These equations were solved numerically using an iterative finite difference technique.

In order to establish the validity of the proposed model, an experimental rig was designed and adequately instrumented to test fluidized bed thermal storage systems. The tests included various particles material, bed weight, particle size, fluid mass flow and operational temperatures. From these experiments it was possible to determine the heat transfer coefficient between the solid particles and the fluid as well as the pressure drop along the fluidized bed.

Numerical and experimental charging curves were compared and good agreement was found, proving the validity of the proposed model.

Finally, a general heat transfer correlation, as a function of dimensionless groups, representing the present results was obtained. The present experimental results and the compiled available data due to previous investigators were compared together showing good agreement and assuring the validity of the adopted experimental analysis.

Í N D I C E

	Pág.
CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO	1
1.1. APRESENTAÇÃO	1
1.2. COMPORTAMENTO HIDRODINÂMICO E TÉRMICO DO LEITO FLUIDIZADO	2
A - PERDA DE PRESSÃO	4
B - VELOCIDADE MÍNIMA DE FLUIDIZAÇÃO	7
C - EXPANSÃO DO LEITO	9
D - TRANSFERÊNCIA DE CALOR	10
CAPÍTULO 2 - FORMULAÇÃO DO MODELO MATEMÁTICO	16
2.1. APRESENTAÇÃO DO PROBLEMA	16
2.2. DESENVOLVIMENTO DA EQUAÇÃO DA ENERGIA ...	17
2.3. ANÁLISE DA DIFUSIVIDADE TÉRMICA	21
CAPÍTULO 3 - RESOLUÇÃO NUMÉRICA	23
3.1. FORMULAÇÃO DAS EQUAÇÕES EM DIFERENÇAS FI- NITAS	23
3.2. ANÁLISE DAS CONDIÇÕES DE ESTABILIDADE ...	26
3.3. DESCRIÇÃO DO PROGRAMA FLU-F4	27
CAPÍTULO 4 - ANÁLISE EXPERIMENTAL	31
4.1. INSTALAÇÃO EXPERIMENTAL	31
4.2. MÉTODO DE DETERMINAÇÃO DO COEFICIENTE DE TRANSFERENCIA DE CALOR	35

	Pág.
4.3. RESULTADOS EXPERIMENTAIS	37
CAPÍTULO 5 - DISCUSSÃO DOS RESULTADOS	38
5.1. APRESENTAÇÃO DOS RESULTADOS TEÓRICOS E EX PERIMENTAIS	38
5.2. ANÁLISE DOS RESULTADOS OBTIDOS	98
5.3. EXPRESSÕES GERAIS PARA ARMAZENADORES DE LEITO FLUIDIZADO	106
CAPÍTULO 6 - CONCLUSÃO	113
CAPÍTULO 7 - BIBLIOGRAFIA	115

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

1.1. APRESENTAÇÃO

Os armazenadores de calor são de considerável importância em sistemas energéticos. Em muitos processos industriais, a disponibilidade e a demanda de energia térmica não coincidem no tempo e, os sistemas que utilizam-se de calor têm sua flexibilidade de operação aumentada pelo desenvolvimento de um método eficiente para o armazenamento da energia térmica.

Sistemas de conservação de energia têm sido usados por estabelecimentos comerciais e industriais para reduzir o seu consumo energético. Como são muitas as fontes de energia e grande também é a demanda, o consumo global de sistemas de geração e uso de energia pode ser reduzido, pela utilização das sobras de calor de um processo como fonte de energia de outros, desde que convenientemente armazenadas.

A energia térmica é normalmente transportada de um local para outro através do movimento de fluidos (líquidos ou gases). Dependendo do processo térmico, esse escoamento de fluido poderá estar transportando uma quantidade de energia maior que a exigida ou, pelo contrário, menor. Neste caso a incorporação de um sistema armazenador de energia térmica pode tornar o processo mais eficiente e flexível.

Existem muitos métodos para a armazenagem de energia térmica. Alguns utilizam-se da transformação da energia térmica em outras formas de energia — elétrica, potencial, química, etc — enquanto outros armazenam-na diretamente, seja por calor sensível em sólido ou fluido, seja por calor latente de fusão ou evaporação.

O método de armazenagem de energia térmica mais difundido é o armazenamento, na forma de calor sensível, em leito fixo de partículas sólidas, pois estes geralmente apresentam uma extensa área superficial para a troca de calor. Porém, quando temos

disponíveis fontes de calor não nobres (à baixa temperatura), o coeficiente de transferência de calor torna-se um fator limitante no processo de armazenagem, exigindo uma área de troca de calor impraticável.

Nos sistemas fluidizados, entretanto, isto não ocorre, pois ao passarmos uma corrente de fluido, com velocidade controlada, pelas partículas sólidas estas se movem, separando-se umas das outras, colidindo-se de forma aleatória entre si e com a parede do leito, e proporcionando, assim, uma alta taxa de troca de calor. Esta característica do leito fluidizado é de fundamental importância em sistemas de armazenamento térmico que exigem uma resposta transitória rápida.

A transferência de calor em leitos fluidizados tem sido estudada em sistemas gás-sólido, principalmente em aplicações de combustão de partículas sólidas e de reatores químicos. Em sistemas líquido-sólido, entretanto, os dados disponíveis são escassos e não existe um modelamento adequado ao emprego destes sistemas em armazenamento de calor.

Este trabalho, ora apresentado, pretende analisar o desempenho de uma unidade armazenadora de calor sensível tipo leito fluidizado líquido-sólido. Para isso serão estudados os aspectos hidrodinâmicos e térmicos de tais sistemas, bem como serão desenvolvidas correlações empíricas que representem os resultados experimentais obtidos.

1.2. COMPORTAMENTO HIDRODINÂMICO E TÉRMICO DO LEITO FLUIDIZADO

Um leito fluidizado consiste basicamente em um conjunto de partículas sólidas acondicionadas livremente em um recipiente, um tubo por exemplo, por onde escoa um fluido.

À medida que a velocidade do fluido que atravessa o leito de partículas sólidas aumenta, a força de arrasto exercida nas partículas aumenta. Se o sentido do fluxo através do leito é ascendente, a força de arrasto tenderá a causar um rearranjo das partículas no leito para oferecer menos resistência ao fluxo. Com um incremento maior na velocidade do fluido chega-se a uma situa-

ção onde a força de arrasto exercida na partícula é suficiente para suportar o seu peso submerso, isto é, o peso da partícula menos o empuxo nela exercido. Neste estágio, o sistema fluido-partículas começa a se comportar como um fluido. Este é o ponto de *fluidização incipiente* e a ele está relacionada a *velocidade mínima de fluidização*, U_{mf} , que é a velocidade hipotética calculada dividindo-se a vazão volumétrica do fluido que é suficiente para manter o leito no ponto de fluidização incipiente, ou seja, a vazão mínima de fluidização, $\dot{V}_{mf}$, pela área da secção transversal do leito.

Se a vazão do fluido for aumentada acima do mínimo requerido para produzir um leito fluidizado, ou o leito continuará a se expandir de tal modo que a distância média entre as partículas aumentará, ou o excesso de fluido passará através do leito em forma de bolhas, resultando essencialmente em um sistema de duas fases. Estes dois tipos de fluidização são chamados respectivamente, *particulada* e *agregativa*. Em geral, *fluidização particulada* ocorre em sistemas líquido-sólido, e em sistemas gás-sólido onde as partículas são muito pequenas, e somente em uma faixa limitada de velocidades. *Fluidização agregativa* ocorre com todos outros sistemas gás-sólido e, algumas vezes, com sistemas líquido-sólido quando os sólidos são de alta densidade.

Para altas velocidades do fluido atinge-se um estágio onde a força de arrasto é tal que as partículas são transportadas pelo escoamento de fluido. Entre as condições extremas de leito fixo e de transporte de sólidos encontra-se o regime de fluidização.

A técnica de fluidização tem sido usada em operações envolvendo contato sólido-fluido que requerem altas taxas de transferência de calor e massa entre sólido e fluido. As vantagens da técnica são:

- 1) Uma área de contato entre sólidos e fluido extremamente grande, que permite a obtenção de altas taxas local e global de troca de calor e massa entre o sólido e o fluido;
- 2) a relativa facilidade com que os sistemas fluidizados podem ser manipulados;
- 3) A redução dos gradientes de temperatura a proporções

negligenciáveis ao longo da maior parte do leito, como consequência do alto grau de turbulência dos sólidos em sistemas fluidizados. Isto implica numa alta condutância térmica efetiva no leito.

Inerente à técnica estão também algumas limitações:

- 1) O processo demanda um gasto adicional de potência para bombeamento do fluido quando comparado à outros processos (leito fixo, por exemplo);
- 2) A vazão do fluido está limitada à uma faixa onde o leito pode ser fluidizado: se a velocidade através do leito é muito baixa o leito assenta-se; se é muito alta há uma perda de partículas por transporte no fluido;
- 3) A dinâmica dos sistemas fluidizados não é suficientemente conhecida para permitir o uso confiável de dados experimentais de pequena escala em unidades de grande escala.

Muito importante no projeto de leitos fluidizados é a relação entre a escolha do tamanho da partícula, velocidade adequada do fluido e a área da secção transversal do leito para um dado volume que o fluido atravessa. Em muitas aplicações de transferência de calor, o custo da energia dissipada na perda de pressão do fluido escoando através do leito, variável relacionada com a escolha da área da secção transversal do leito, é de considerável importância econômica.

A. PERDA DE PRESSÃO NO LEITO FLUIDIZADO

Se um fluido atravessa no sentido ascendente um leito de partículas, a perda de pressão, Δp , crescerá inicialmente com o aumento da velocidade superficial, U_0 , (definida como sendo a vazão volumétrica do fluido dividida pela área da secção transversal do leito). Quando a velocidade superficial tiver atingido um valor tal que a perda de pressão seja igual ao peso submerso das partículas dividido pela área da secção transversal do leito, Δp eq., qualquer aumento adicional na velocidade superficial resultará em um leve movimento ascendente das partículas. As partículas se re-

arranjarão, aumentando a porosidade do leito, e (razão entre o volume do fluido e o volume total do leito) e, em um sistema ideal, a perda de pressão se mantém constante, Δp_{eq} , como é mostrado na Fig. (1).

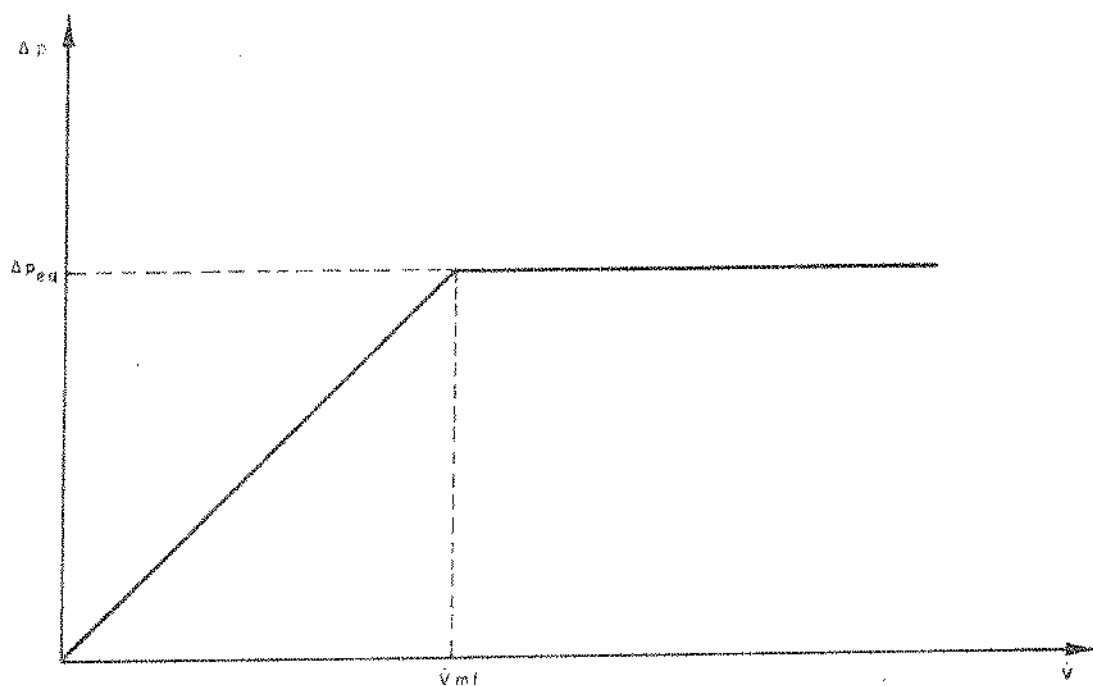


FIG. (1) PERDA DE PRESSÃO EM FUNÇÃO DA VAZÃO DE FLUÍDO

A perda de pressão idealizada, que não considera a interação fluido-envoltório, é dada por:

$$\Delta p_{eq} = \frac{m_s(\rho_s - \rho_f)g}{At \cdot \rho_s} \quad (1)$$

onde: m_s = massa total das partículas sólidas,
 At = área transversal do leito,
 ρ_s = densidade da partícula,
 ρ_f = densidade do fluido.

Em termos de altura do leito L , a equação (1) pode ser expressa como:

$$\Delta p_{eq} = (1-\epsilon) (\rho_s - \rho_f) g L \quad (2)$$

Os principais desvios deste comportamento idealizado são analisados a seguir:

a) A separação completa das partículas do leito pode tornar-se mais difícil devido à tendência de inter-relacionamento, particularmente em leitos de partículas de pequeno diâmetro ou de forma irregular. É então possível que a perda de pressão exceda o valor teórico obtido, e a curva passará por um ponto de perda de pressão máxima, exibindo uma pequena lombada característica (Fig. 2).

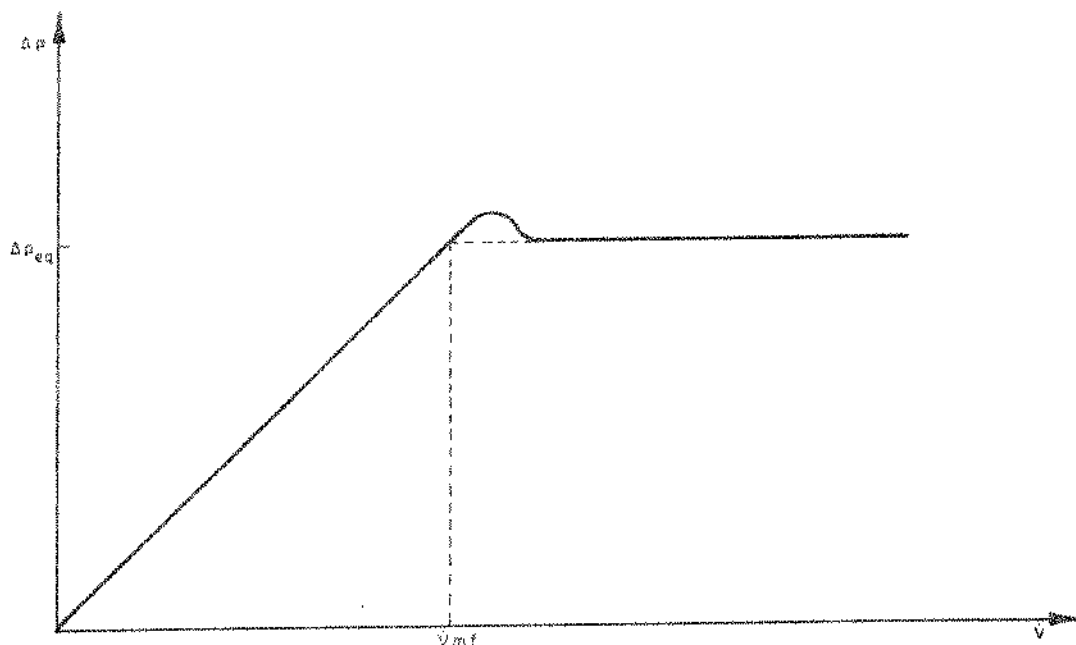


FIG (2) INFLUÊNCIA DO INTER RELACIONAMENTO DAS PARTÍCULAS NA PERDA DE PRESSÃO

b) A não-uniformidade da estrutura do leito implicará no fluxo preferencial de fluido em áreas particulares, e assim, regiões de leito fixo e fluidizado poderão coexistir. O leito pode aparentar estar bem fluidizado, mas parte do seu peso será suportado pelo distribuidor, resultando em perda de pressão menor que o valor teórico. Sob esta condição a velocidade mínima para a qual o peso de leito é completamente suportado pelo fluido (U_{fs}) é, então, superior à velocidade mínima de fluidização, Fig. (3).

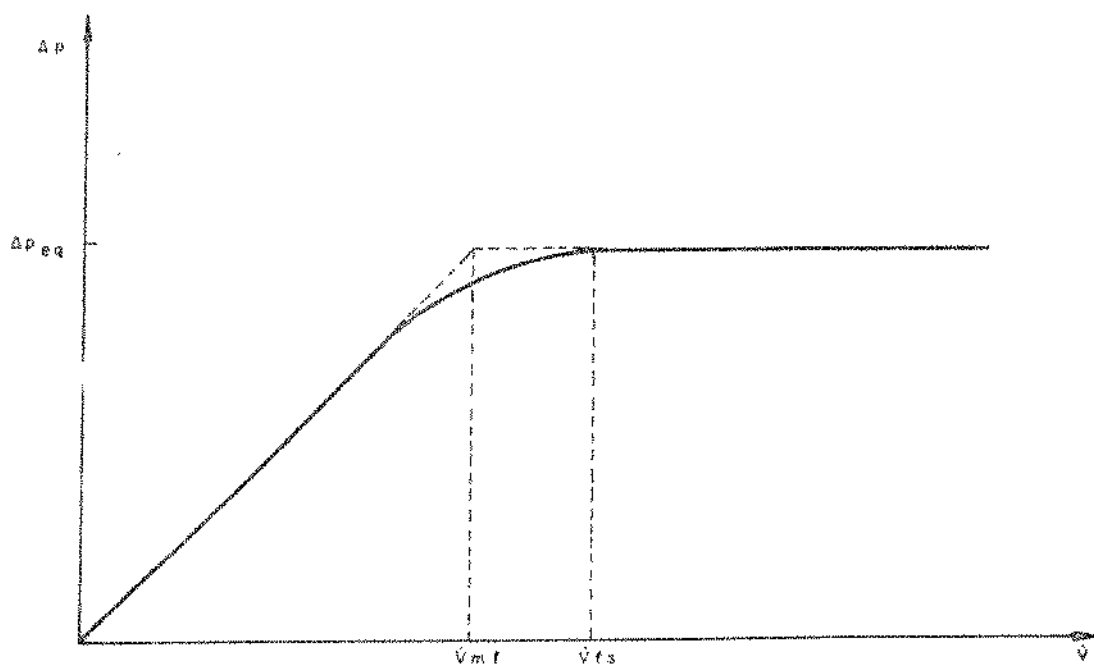


FIG. (3) INFLUÊNCIA DA NÃO UNIFORMIDADE DO LEITO NA PERDA DE PRESSÃO

B - VELOCIDADE MÍNIMA DE FLUIDIZAÇÃO

Devido à importância da velocidade mínima de fluidização enquanto característica do leito fluidizado, é necessário fixar uma metodologia para sua determinação, de forma que sistemas fluidizados diferentes possam ser comparados. Isto pode ser feito convenientemente com o uso do gráfico de perda de pressão em função da velocidade. Se linhas separadas são traçadas através dos pontos para leito fixo e para a região de fluidização e os pontos na re-

gião intermediária são ignorados, o ponto de intersecção destas duas linhas resultará em um valor reprodutível para a velocidade mínima de fluidização.

A velocidade mínima de fluidização pode ser calculada aproximadamente, usando-se uma expressão empírica para perda de pressão em função da velocidade superficial para leito fixo e substituindo a perda de pressão pelo peso submerso das partículas dividido pela área da secção transversal do leito. Para tanto é necessário o conhecimento da porosidade do leito para a velocidade mínima de fluidização (ϵ_{mf}). Embora dependa do formato e do tamanho das partículas, o valor 0,4 tem sido utilizado para partículas aproximadamente esféricas.

A perda de pressão ao longo do leito fluidizado é definida pela equação (2). Se o leito se expande, o produto $(1-\epsilon)L$ permanecerá constante. Usando os valores para cada termo, apropriados para as condições de fluidização incipiente:

$$\Delta p_{eq} = (\rho_s - \rho_f)(1 - \epsilon_{mf}) L_{mf} \cdot g \quad (3)$$

onde L_{mf} é a altura do leito correspondente ao ponto de fluidização incipiente.

Para partículas grandes, uma equação geral como a de Ergun [1] para perda de pressão ao longo de um leito fixo tem sido extensamente utilizada:

$$\frac{\Delta p_{eq}}{L_{mf}} = 150 \frac{(1-\epsilon_{mf})^2}{\epsilon_{mf}^3} \frac{\mu U_{mf}}{d^2} + 1,75 \frac{(1-\epsilon_{mf})}{\epsilon_{mf}^3} \frac{\rho_f U_{mf}^2}{d} \quad (4)$$

onde: μ = viscosidade dinâmica do fluido
 d = diâmetro da partícula.

Substituindo $\Delta p_{eq}/L_{mf}$ da equação (3) na expressão acima e re-arranjando os termos chega-se a:

$$Ga = 150 \frac{1 - \epsilon_{mf}}{\epsilon_{mf}^3} Re_{mf} + 1,75 \frac{1}{\epsilon_{mf}^3} Re_{mf}^2 \quad (5)$$

onde $Ga = \frac{\rho_f (\rho_s - \rho_f) g d^3}{\mu^2}$ é o número de Galileo

e $Re_{mf} = \frac{U_{mf} d \rho_f}{\mu}$ é o número de Reynolds mínimo de fluidização.

Usando $\epsilon_{mf} = 0,4$ obtém-se:

$$Re_{mf} = 25,7 \left\{ \sqrt{1 + 5,53 \times 10^{-5} Ga} - 1 \right\} \quad (6)$$

C - EXPANSÃO DO LEITO

Sistemas fluidizados líquido-sólido geralmente exibem as características de uma expansão uniforme do leito, se as partículas forem uniformes, quando a velocidade é aumentada da velocidade mínima de fluidização até a velocidade de queda livre das partículas.

A forma mais conveniente para mostrar a variação da velocidade de fluidização com a porosidade é por meio de um gráfico log-log da velocidade vs porosidade, já que este normalmente resulta em uma relação linear:

$$\frac{U}{U_0} = \epsilon^n \quad (7)$$

onde U_0 é a velocidade para $\epsilon=1$. O índice n é uma função da razão d/D (onde D é o diâmetro do tubo que contém o leito) e do número de Reynolds $Re_t = U_t d \rho_f / \mu$, definido a partir da velocidade de queda livre U_t , da dimensão da partícula e das propriedades do fluido.

São disponíveis dados experimentais que expressam a re-

lação entre a velocidade e a porosidade do leito.

D - TRANSFERÊNCIA DE CALOR

A alta taxa de troca de calor que pode ser obtida em sistemas fluidizados é a principal razão da sua crescente utilização em uma variedade de processos térmicos.

Uma distinção deve ser feita entre a troca de calor entre partículas e fluido e a troca de calor entre o leito fluidizado e uma superfície de transferência de calor (a parede do tubo, por exemplo). A primeira modalidade de troca de calor, por ser predominante em armazenadores de calor sensível, será examinada detalhadamente.

O processo de troca de calor pode ser analisado por meio de um balanço térmico global, envolvendo as massas totais de sólido e de fluido no leito se: o leito fluidizado é suficientemente alto de modo que a temperatura do fluido que deixa o leito é igual à temperatura das partículas sólidas e, se a capacidade térmica do fluido é desprezível em relação à condutância térmica convectiva na superfície partícula-fluido, ou seja, quando o valor de

$$\phi_1 = \frac{U_{cf} \rho_f d}{h L (1-\epsilon)} \quad (8)$$

tende a zero,

sendo c_f = calor específico do fluido,

h = coeficiente de troca de calor entre fluido e partícula.

A equação que descreve o balanço térmico global é

$$-\frac{d}{dt} (m_s c_s T_s - m_f c_f T_f) = \dot{m} c_f (T_{fs} - T_{fe}) \quad (9)$$

onde: m_s = massa das partículas sólidas
 m_f = massa do fluido contido no leito
 $\dot{m}$ = vazão mássica do fluido
 c_s = calor específico da partícula

Segundo Davidson [2] esta expressão é satisfeita com erro menor que 2% quando $\phi_1 \leq 1,5$, menor que 5% quando $\phi_1 \leq 2,0$, e menor que 10% quando $\phi_1 \leq 2,6$.

A equação (9) pode ser resolvida admitindo-se que a temperatura das partículas é constante e igual à temperatura do fluido na saída do leito ($T_s = T_{fe}$) e, supondo uma temperatura média (aritmética ou logarítmica) do fluido ao longo do leito.

Em leitos cuja altura não permite o tratamento da transferência de calor pelo balanço térmico global, a formulação deve ser baseada na transferência de calor no interior da partícula e na troca de calor na interface partícula-fluido. Nas aplicações de sistemas fluidizados, a transferência de calor no interior da partícula pode ser desprezada quando o número de Biot for menor que 0,25, ou seja

$$Bi = \frac{hd}{2K_s} < 0,25 \quad (10)$$

onde K_s é a condutividade térmica da partícula e, também, se o número de Fourier for menor que 0,4, ou seja

$$Fo = \frac{4 \alpha_s t}{d^2} < 0,4 \quad (11)$$

onde α_s é a difusividade térmica da partícula. Neste caso a resistência térmica interna da partícula pode ser desprezada e a transferência de calor na partícula pode ser considerada sem gradiente interno de temperatura.

O coeficiente de transferência de calor na interface

partícula-fluido h , pode ser considerado como uma função do coeficiente condutivo h_{cond} , e do coeficiente convectivo, h_{conv}

$$h = f(h_{\text{cond}}, h_{\text{conv}}) \quad (12)$$

já que a troca de calor radiativa é usualmente pequena em sistemas fluidizados devido à pequena diferença de temperatura entre partícula e fluido.

Os valores de h encontrados na literatura variam bastante devido às diferentes definições da diferença média de temperatura entre partículas e o fluido.

A relação que define o valor de h é

$$h = \frac{\dot{Q}}{A_s \bar{\Delta T}} \quad (13)$$

onde A_s = área superficial total das partículas

$\bar{\Delta T}$ = diferença média de temperatura entre partículas e fluido ao longo do leito.

$\dot{Q}$ = taxa de calor transferido.

Assim, o valor de h pode ser determinado considerando as diferenças de temperatura entre partículas e fluido na entrada e na saída do leito ou, em base à uma medição direta das temperaturas das partículas e do fluido ao longo do leito fluidizado:

$$h = \frac{\dot{Q}}{A_s \frac{1}{L} \int_0^L (T_f - T_s) d\ell} \quad (14)$$

Medidas diretas (não muito precisas devido à dificuldade em medir a temperatura das partículas) mostram que a variação da temperatura ao longo do leito é aproximadamente exponencial e

a diferença média de temperatura é similar à diferença logarítmica.

É bastante conveniente analisar os resultados experimentais nas coordenadas $Nu \cdot Pr^{-0,33}$ em função de Re/ϵ , onde:

$$Nu = \frac{h \cdot d}{K_f},$$

$$Pr = \frac{\mu \cdot c_f}{K_f},$$

$$Re = \frac{\rho_f \cdot U_o \cdot d}{\mu}$$

Dessa maneira os resultados podem ser divididos em dois grupos, se parados por um valor de Re/ϵ em torno de 10^2 :

- a) Região de altos valores de Re/ϵ e alto coeficiente de troca de calor h , que chamaremos de verdadeiro
- b) Região de baixos valores de Re/ϵ e baixos valores de h , que chamaremos de efetivo.

a) Região de coeficiente de troca de calor "verdadeiro"

O aumento de h em um leito fluidizado com o aumento no tamanho da partícula sólida é explicado pelo incremento da velocidade relativa de uma partícula em relação à outra, pela maior turbulência do escoamento, pela redução na tendência em formar aglomerados, pelo aumento na velocidade aleatória efetiva das partículas que participam da circulação interna no leito.

Como resultado das diferenças de características dos sistemas considerados e entre as condições experimentais, os métodos de medida e os cálculos dos resultados, os dados de diversos autores não podem ainda ser descritos por uma única relação. Frantz [3] propõe uma expressão que relaciona os resultados obtidos por

vários autores

$$Nu = 0,015 Re^{1,6} Pr^{0,67} \quad (15)$$

Porém, esta expressão deve ser considerada como muito aproximada.

b) Região de coeficiente de troca de calor "efetivo"

Um fluido quando atravessa um leito fluidizado estabelece um perfil de temperatura típico. A presença de gradiente de temperatura longitudinal produz um fluxo axial de calor no leito. Porém, devido à intensa agitação das partículas no leito fluidizado, ocorre um fluxo adicional de calor ao longo do leito. Temos, como consequência deste fenômeno, uma condutividade térmica efetiva K_{ef} , superior à condutividade térmica do fluido K_f .

Para baixas velocidades do fluido, a troca de calor devido à condutividade térmica efetiva do fluido torna-se predominante.

Se o fluxo de calor devido à condutividade térmica efetiva não é considerado, temos:

$$h_{conv}(T_f - T_s)dA_s = - A_t U C_f \rho_f dT_f \quad (16)$$

A uma distância l do distribuidor $A_s = A_t 6(1-\epsilon)l/d$ e a solução da eq. (16) é

$$\ln \frac{T_{fe} - T_s}{T_f - T_s} = \frac{h_{conv}}{U C_f \rho_f} \frac{6(1-\epsilon)l}{d} \quad (17)$$

Se assumimos que h_{conv} é menor que h inteiramente por causa da condutividade térmica efetiva, então a eq. inicial é da forma

$$h(T_f - T_s) dA_s - K_{ef} A_t \frac{dT_f}{d\ell} d\ell = -A_t U C_f \rho_f dT_f \quad (18)$$

ou

$$\ln \frac{T_{fe} - T_s}{T_f - T_s} = U C_f \rho_f \ell \left[\sqrt{\left(\frac{1}{2K_{ef}} \right)^2 + \frac{h \cdot 6(1-\varepsilon)}{U^2 C_f^2 \rho_f^2 K_{ef} d}} - \frac{1}{2K_{ef}} \right] \quad (19)$$

comparando (17) e (19), obtemos

$$\frac{1}{h_{conv}} = \left[\sqrt{\left(\frac{1}{2h} \right)^2 + \frac{6(1-\varepsilon)K_{ef}}{h U^2 C_f^2 \rho_f^2 d}} + \frac{1}{2h} \right] \quad (20)$$

É evidente que para grandes valores de U e para pequenos valores de K_{ef} , a convecção forçada suprime a condutividade térmica, o segundo termo sob a raiz quadrada é pequeno e h_{conv} tende a h . Por outro lado, para pequenos valores de U e para grandes valores de K_{ef} o segundo termo sob a raiz quadrada predomina.

CAPÍTULO 2

FORMULAÇÃO DO MODELO MATEMÁTICO

2.1. APRESENTAÇÃO DO PROBLEMA

O modelo teórico desenvolvido neste capítulo aplica-se à fluidização particulada, onde a velocidade média das partículas sólidas é nula em todas as direções, ou seja, considera-se que cada partícula ocupa uma posição definida no interior do leito.

A equação da energia é desenvolvida tanto para a fase líquida, como para a fase sólida, considerando-se as seguintes hipóteses:

- só ocorre escoamento de fluido e gradiente de temperatura no sentido axial do leito, ou seja, o problema é unidimensional;
- só ocorre troca de calor entre fluido e partículas, ou seja, o calor transferido para a parede do armazenador é desprezível;
- a perda de calor para o ambiente é desprezível;
- todo o leito está, inicialmente, à mesma temperatura;
- a temperatura do fluido na entrada do leito é mantida constante;
- a transferência de calor por radiação e a dissipação viscosa no interior do leito são desprezíveis;
- as propriedades térmicas e específicas do fluido e das partículas são independentes da temperatura;
- o leito como um todo pode ser considerado à pressão constante;
- não há transferência de massa;
- a velocidade do fluido é constante, e
- o coeficiente de troca de calor entre fluido e partículas é uniforme ao longo do leito.

2.2. DESENVOLVIMENTO DA EQUAÇÃO DA ENERGIA

A fim de obter um conjunto de equações que represente a distribuição de temperatura do fluido e das partículas ao longo do armazenador, em função do tempo, desenvolveu-se a equação da energia para as duas fases do leito fluidizado admitindo-se que, em média, não há movimento das partículas sólidas com relação ao envoltório do leito.

Seja então um volume de controle infinitesimal que contenha uma interface sólido-fluido e, que a fração preenchida pelo fluido seja equivalente à porosidade do leito fluidizado, ϵ .

a) Equação da energia para a fase fluida

Para um processo à pressão constante

$$dQ_1 + dQ_2 = dI \quad (21)$$

onde dQ_1 = quantidade de calor transferida ao elemento infinitesimal de fluido no intervalo de tempo;

dQ_2 = quantidade de calor liberada pelo elemento infinitesimal do fluido no intervalo de tempo;

dI = variação da entalpia do elemento infinitesimal de fluido, no intervalo de tempo.

Assim, se

$$dQ_1 = - \left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z} \right) dx dy dz dt,$$

$$dQ_2 = \epsilon q_v dx dy dz dt \quad e$$

$$dI = \epsilon \rho \frac{\partial i}{\partial t} dx dy dz dt ,$$

onde: q_x , q_y e q_z = componentes do fluxo de calor transferido de ou para o fluido, através da superfície de controle, por unidade de área;

q_v = geração volumétrica de calor no fluido;

i = entalpia específica do fluido;

$dx \, dy \, dz$ = volume do elemento infinitesimal;

teremos

$$\epsilon \rho \frac{\partial i}{\partial t} = - \vec{\nabla} \cdot \vec{q} + \epsilon q_v \quad (22)$$

sendo

$$\vec{q} = \vec{q}_{\text{cond}} + \vec{q}_{\text{conv}} + \vec{q}_{\text{rad}} + \vec{q}_{\text{interface sólido-fluido}}$$

ou, então,

$$\epsilon \rho \frac{\partial i}{\partial t} = - \vec{\nabla} \cdot (\vec{q}_{\text{cond}} + \vec{q}_{\text{conv}}) - \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_{\text{rad}} - \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_{\text{int}} + \epsilon q_v \quad (23)$$

Para condutividade térmica constante,

$$\vec{q}_{\text{cond}} + \vec{q}_{\text{conv}} = -K \vec{\nabla} T + \epsilon \rho \vec{U} \cdot i \quad (24)$$

onde $\vec{U}$ é a velocidade do fluido (componentes u , v e w),

e a equação da energia (23) pode ser escrita, então, como

$$\epsilon \rho \frac{\partial i}{\partial t} = K \nabla^2 T - \epsilon \rho \left(u \frac{\partial i}{\partial x} + v \frac{\partial i}{\partial y} + w \frac{\partial i}{\partial z} \right) - \epsilon \rho i \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \epsilon q_v - \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_{\text{interf}} - \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_{\text{rad}} \quad (25)$$

ou,

$$\epsilon \rho \frac{Di}{Dt} = K \nabla^2 T - \epsilon \rho i \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \epsilon q_v - \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_{\text{interf}} - \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_{\text{rad}} \quad (26)$$

Para fluidos incompressíveis temos

$$\epsilon \rho \frac{Di}{Dt} = K \nabla^2 T + \epsilon q_v - \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_{\text{interf}} - \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_{\text{rad}} \quad (27)$$

Para processos à pressão constante, sabemos que

$$\frac{Di}{Dt} = c \frac{DT}{Dt} \quad (28)$$

e, teremos então,

$$\epsilon \rho c \frac{DT}{Dt} = K \nabla^2 T + \epsilon q_v - \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_{\text{rad}} - \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_{\text{interf}} \quad (29)$$

Para o caso unidimensional

$$\epsilon \rho c \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} \right) = K \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \epsilon q_{vx} - \frac{\partial}{\partial x} q_{x \text{ rad}} - \frac{\partial}{\partial x} q_{x \text{ interf}} \quad (30)$$

Se admitirmos ainda que q_{vx} e $q_{x \text{ rad}}$ são desprezíveis,

$$\epsilon \rho c \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} \right) = K \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{\partial}{\partial x} q_{x \text{ interf}} \quad (31)$$

Sabemos ainda, da lei de Newton, que a quantidade de calor transferido na interface sólido fluido, no intervalo de tempo é

$$dQ = h \Delta T dA,$$

ou ainda

$$-\frac{\partial}{\partial x} q_x \text{ interf} = h \Delta T a \quad (32)$$

onde o sinal negativo indica que o calor é transferido do fluido para a partícula sólida ($\Delta T = T_f - T_s$)

A equação da energia para a fase fluido fica, então, reduzida ã

$$\epsilon \rho_f c_f \left(\frac{\partial T_f}{\partial t} + u \frac{\partial T_f}{\partial x} \right) - K_f \frac{\partial^2 T_f}{\partial x^2} = h a (T_f - T_s) \quad (33)$$

ou, rearranjando os termos,

$$\frac{\partial T_f}{\partial t} = \frac{\alpha_f}{\epsilon} \frac{\partial^2 T_f}{\partial x^2} - u \frac{\partial T_f}{\partial x} - \frac{h a}{\rho_f c_f \epsilon} (T_f - T_s) \quad (34)$$

onde $\alpha_f = \frac{k_f}{\rho_f c_f}$ é a difusividade térmica do fluido

b) Equação da energia para a fase sólida

Um procedimento análogo pode ser aplicado para a de-dução da equação da energia para a fase sólida e, já que não teremos o termo convectivo, evidentemente, chegaremos ã

$$(1-\epsilon) \rho_s c_s \frac{\partial T_s}{\partial t} - K_s \frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} = h a (T_f - T_s) \quad (35)$$

ou, rearranjando os termos,

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\alpha_s}{(1-\epsilon)} \frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} + \frac{h a}{\rho_s c_s (1-\epsilon)} (T_f - T_s) \quad (36)$$

Fazendo, então

$$\frac{h a}{\rho_f c_f} = C_1 \quad \text{e} \quad \frac{h a}{\rho_s c_s (1-\epsilon)} = C_2 \quad (37)$$

e substituindo nas equações (34) e (36) obtêm-se finalmente um sistema de duas equações acopladas que descrevem o comportamento da temperatura em leitos fluidizados:

$$\frac{\partial T_f}{\partial t} = \frac{\alpha_f}{\epsilon} \frac{\partial^2 T_f}{\partial x^2} - u \frac{\partial T_f}{\partial x} - C_1 T_f + C_1 T_s \quad (38)$$

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\alpha_s}{(1-\epsilon)} \frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} - C_2 T_s + C_2 T_f \quad (39)$$

2.3. ANÁLISE DA DIFUSIVIDADE TÉRMICA

As partículas sólidas, num leito fluidizado, têm um movimento aleatório, isto é, deslocam-se pelo leito variando a sua posição em função das instabilidades locais do escoamento de fluido e dos choques contra o envoltório do leito ou entre as partículas. Uma partícula, quando desloca-se entre dois pontos do leito que estejam à temperaturas diferentes, transporta calor e contribui para

a redução do gradiente de temperatura na direção do deslocamento. Esta transferência adicional de calor pode, portanto, ser associada à condução térmica.

No modelo teórico desenvolvido neste trabalho, admitiu-se que não há gradiente de temperatura na direção radial e, então, o movimento aleatório das partículas implica na redução do gradiente axial de temperatura. O leito fluidizado apresenta, então, uma *difusividade térmica efetiva*, superior à difusividade térmica devido somente à condutância térmica do fluido.

Segundo Zahavi [4] a difusividade térmica efetiva é dada por:

$$\alpha_{ef} = C \frac{v_f \rho_s c_s Re^{0,25}}{\rho_f c_f Pr^{0,75}} \quad (40)$$

onde: $C = 5320$ é uma constante obtida experimentalmente

v_f = viscosidade cinemática do fluido

$$e \quad Re = \frac{u^* d}{v_f}, \quad u^* = \frac{1,21(g.d)^{0,5}}{(1-\epsilon)^{0,33}} \left(1 - \frac{\rho_f}{\rho_s}\right)^{0,5}$$

É conveniente, então, introduzir na equação (38) da fase fluida a difusividade térmica efetiva α_{ef} , a fim de melhor caracterizar o campo de temperaturas no leito fluidizado.

CAPÍTULO 3

RESOLUÇÃO NUMÉRICA

A fim de resolver o sistema de equações obtido no capítulo anterior, desenvolveu-se um programa iterativo em FORTRAN baseado no método de diferenças finitas explícito.

3.1. FORMULAÇÃO DAS EQUAÇÕES EM DIFERENÇAS FINITAS

Para formular as equações acopladas que descrevem o comportamento da temperatura em leitos fluidizados em diferenças finitas deve-se, inicialmente, definir a direção axial do leito dada por x . Assim, se t é o tempo, e devido ao fato de que as equações em diferenças finitas relacionam a temperatura num ponto x , no instante $t + \Delta t$, com as temperaturas dos pontos vizinhos, $x + \Delta x$, no instante t , é possível acompanhar a variação da temperatura a partir de uma condição inicial no leito.

Pelo método de diferenças finitas explícito as derivadas parciais de uma função em um ponto (neste caso a temperatura) podem ser substituídas por uma combinação linear de valores dessa função em pontos adjacentes.

Para o modelo unidimensional desenvolvido no capítulo anterior, a temperatura tanto do fluido como das partículas é uma função de x e de t . Temos, então, duas funções de duas variáveis:

$T_f(x,t)$: temperatura do fluido na posição x e no instante t ;

$T_s(x,t)$: temperatura do sólido na posição x e no instante t .

Convém introduzirmos agora a notação usada nas equações de diferenças finitas. Sendo o incremento no espaço Δx , e o incremento no tempo Δt , denotaremos pelo índice i e n , o número de incrementos no espaço e no tempo, respectivamente.

Portanto $T_f(i,n)$ significa a temperatura do fluido na posição $i.\Delta x$ e no instante $n.\Delta t$.

As derivadas parciais podem ser relacionadas às diferenças finitas da seguinte maneira:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{T(i+1,n) - 2T(i,n) + T(i-1,n)}{\Delta x^2}$$

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{T(i+1,n) - T(i-1,n)}{2\Delta x}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{T(i,n+1) - T(i,n)}{\Delta t}$$

Substituindo as derivadas pelas diferenças finitas definidas acima, obtemos para a equação (38)

$$\begin{aligned} \frac{\alpha_f}{\varepsilon} \left(\frac{T_f(i+1,n) - 2T_f(i,n) + T_f(i-1,n)}{\Delta x^2} \right) - u \left(\frac{T_f(i+1,n) - T_f(i-1,n)}{2\Delta x} \right) \\ - C_1 T_f(i,n) + C_1 T_s(i,n) = \frac{T_f(i,n+1) - T_f(i,n)}{\Delta t} \end{aligned}$$

ou

$$\begin{aligned} T_f(i,n+1) = T_f(i,n) + \Delta t \left[\left(\frac{\alpha_f}{\varepsilon \Delta x^2} - \frac{u}{2\Delta x} \right) T_f(i+1,n) + \right. \\ \left. + \left(\frac{\alpha_f}{\varepsilon \Delta x^2} + \frac{u}{2\Delta x} \right) T_f(i-1,n) - \left(\frac{2\alpha_f}{\varepsilon \Delta x^2} + C_1 \right) T_f(i,n) + C_1 T_s(i,n) \right] \end{aligned}$$

ou

$$T_f(i, n+1) = \left(\frac{2\Delta t \alpha_f - \epsilon u \Delta t \Delta x}{2\epsilon \Delta x} \right) T_f(i+1, n) + \left(\frac{2\Delta t \alpha_f + \epsilon u \Delta t \Delta x}{2\epsilon \Delta x^2} \right) \\ \cdot T_f(i-1, n) - \left(\frac{2\alpha_f \Delta t + C_1 \epsilon \Delta t \Delta x^2 - \epsilon \Delta x^2}{\epsilon \Delta x^2} \right) T_f(i, n) + C_1 \Delta t T_s(i, n) \quad (41)$$

E para a equação (39) obtemos

$$\frac{\alpha_s}{(1-\epsilon)} \left(\frac{T_s(i+1, n) - 2T_s(i, n) - T_s(i-1, n)}{\Delta x^2} \right) - C_2 T_s(i, n) + \\ + C_2 T_f(i, n) = \frac{T_s(i, n+1) - T_s(i, n)}{\Delta t}$$

ou

$$T_s(i, n+1) = T_s(i, n) + \Delta t \left[\frac{\alpha_s}{(1-\epsilon)\Delta x^2} (T_s(i+1, n) + T_s(i-1, n)) - \right. \\ \left. - \left(\frac{2\alpha_s}{(1-\epsilon)\Delta x^2} + C_2 \right) T_s(i, n) + C_2 T_f(i, n) \right]$$

ou

$$T_s(i, n+1) = \frac{\alpha_s \Delta t}{(1-\epsilon)\Delta x^2} (T_s(i+1, n) + T_s(i-1, n)) - \\ - \left(\frac{2\alpha_s \Delta t + C_2 (1-\epsilon) \Delta t \Delta x^2 - (1-\epsilon) \Delta x^2}{(1-\epsilon)\Delta x^2} \right) T_s(i, n) + C_2 \Delta t T_f(i, n) \quad (42)$$

As equações (41) e (42) formam um sistema de equações em diferenças finitas acopladas que pode ser resolvido iterativamente.

De acordo com as hipóteses expostas no item 2.1 podemos definir as condições inicial e de contorno. Inicialmente todo o armazenador está à temperatura T_i constante, portanto

$$T_s(i,0) = T_f(i,0) = T_i \quad \text{para } i=1,2 \dots N \quad (43)$$

Como é imposta uma temperatura constante T_e , do fluido que entra na armazenador e que não há troca de calor na extremidade superior do leito, as condições de contorno são:

$$T_f(0,t) = T_s(0,t) = T_e \quad t>0$$

$$\frac{\partial}{\partial x} T_f(L,t) = \frac{\partial}{\partial x} T_s(L,t) = 0 \quad t>0$$

Em diferenças finitas as condições de contorno tornam-se

$$T_f(0,n) = T_s(0,n) = T_e \quad n>0 \quad (44)$$

$$T_f(N+1,n) = T_f(N-1,n) \quad n>0 \quad (45)$$

$$T_s(N+1,n) = T_s(N-1,n) \quad n>0 \quad (46)$$

A partir da condição inicial e obedecendo as condições de contorno podemos obter a distribuição de temperatura da fase sólida e da fase fluída ao longo do armazenador para cada instante desejado.

3.2. ANÁLISE DAS CONDIÇÕES DE ESTABILIDADE

Para garantir a estabilidade do método numérico é necessário que todos coeficientes das equações (41) e (42) sejam positivos, condições que satisfaz o princípio de que o calor é transferido de um ponto de maior temperatura para outro de menor tempe

ratura. Temos, então, restrições em relação aos incrementos no espaço e no tempo, obtidos da seguinte forma

$$\frac{2\Delta t\alpha_f - \epsilon u\Delta t\Delta x}{2\epsilon\Delta x^2} > 0 \quad \therefore \quad 2\alpha_f > \epsilon u\Delta x$$

ou
$$\Delta x < \frac{2\alpha_f}{\epsilon u} \quad ; \quad (47)$$

$$- \frac{2\alpha_f\Delta t - C_1\epsilon\Delta t\Delta x^2 - \epsilon\Delta x^2}{\epsilon\Delta x^2} > 0 \quad \therefore \quad \Delta t(2\alpha_f + C_1\epsilon\Delta x^2) < \epsilon\Delta x^2$$

ou
$$\Delta t < \frac{\epsilon\Delta x^2}{(2\alpha_f + C_1\epsilon\Delta x^2)} \quad (48)$$

$$- \frac{2\alpha_s\Delta t + C_2(1-\epsilon)\Delta t\Delta x^2 - (1-\epsilon)\Delta x^2}{(1-\epsilon)\Delta x^2} > 0 \quad \therefore \quad \Delta t(2\alpha_s + C_2(1-\epsilon)\Delta x^2) < (1-\epsilon)\Delta x^2$$

ou
$$\Delta t < \frac{(1-\epsilon)\Delta x^2}{(2\alpha_s + C_2(1-\epsilon)\Delta x^2)} \quad (49)$$

Devemos, portanto, escolher um valor de Δx apropriado, que satisfaça a equação (47), e com este dado obter o valor de Δt que satisfaça tanto a equação (48) como a equação (49).

3.3. DESCRIÇÃO DO PROGRAMA FLU-F4

A partir das equações (41) e (42), da condição inicial (43) e das condições de contorno (44), (45) e (46) desenvolveu-se um programa, em FORTRAN IV, objetivando a determinação da temperara

tura do fluido e das partículas ao longo do armazenador em função do tempo, das propriedades características geométricas e operacionais do leito fluidizado.

A simbologia utilizada no programa foi a seguinte

TF(I,J):	Temp. do fluido associada à posição I, instante J [$^{\circ}\text{C}$]	no
TS(I,J):	Temp. do sólido associada à pressão I, instante J [$^{\circ}\text{C}$]	no
DT:	incremento de tempo [s]	
DX:	incremento de espaço [m]	
AF:	difusividade térmica do fluido [m^2/s]	
AS:	difusividade térmica do sólido [m^2/s]	
U:	velocidade superficial do fluido [m/s]	
H:	Coefficiente de troca de calor [$\text{J}/\text{m}^2.\text{s}^{\circ}\text{C}$]	
E:	Fração vazão do leito	
DF:	densidade do fluido [kg/m^3]	
DS:	densidade do sólido [kg/m^3]	
CPF:	calor específico do fluido [$\text{J}/\text{kg}^{\circ}\text{C}$]	
CPS:	calor específico do sólido [$\text{J}/\text{kg}^{\circ}\text{C}$]	
D:	diâmetro da partícula [m]	
TI:	temperatura inicial do leito [$^{\circ}\text{C}$]	
TE:	temperatura de entrada do fluido [$^{\circ}\text{C}$]	
NX:	número de iterações no espaço	
NT:	número de iterações no tempo	
NPX:	número de iterações no espaço entre os valores impressos	
NPT:	número de iterações no tempo entre os valores impressos.	
A:	superfície específica [m^2/m^3]	
C_1, C_2 :	constantes definidas na equação (37)	

F_1, F_2, F_3, F_4 : coeficientes da equação (41)

S_1, S_2, S_3 : coeficientes da equação (42)

Um diagrama de blocos do programa FLU F4 é mostrado a seguir (em anexo).

O programa contém uma subrotina para imprimir um gráfico da temperatura do fluido na saída do armazenador em função do tempo. A simbologia adotada nesta subrotina foi a seguinte:

XY: vetor de contém os valores da variável independente (tempo) e das variáveis dependentes (temperatura).

JXY: vetor que indica qual variável dependente do vetor XJ deve ser impressa

NP: número de pontos a serem impressos.

N: Idem

NDIN: idem

NCUR: número de curvas por gráfico

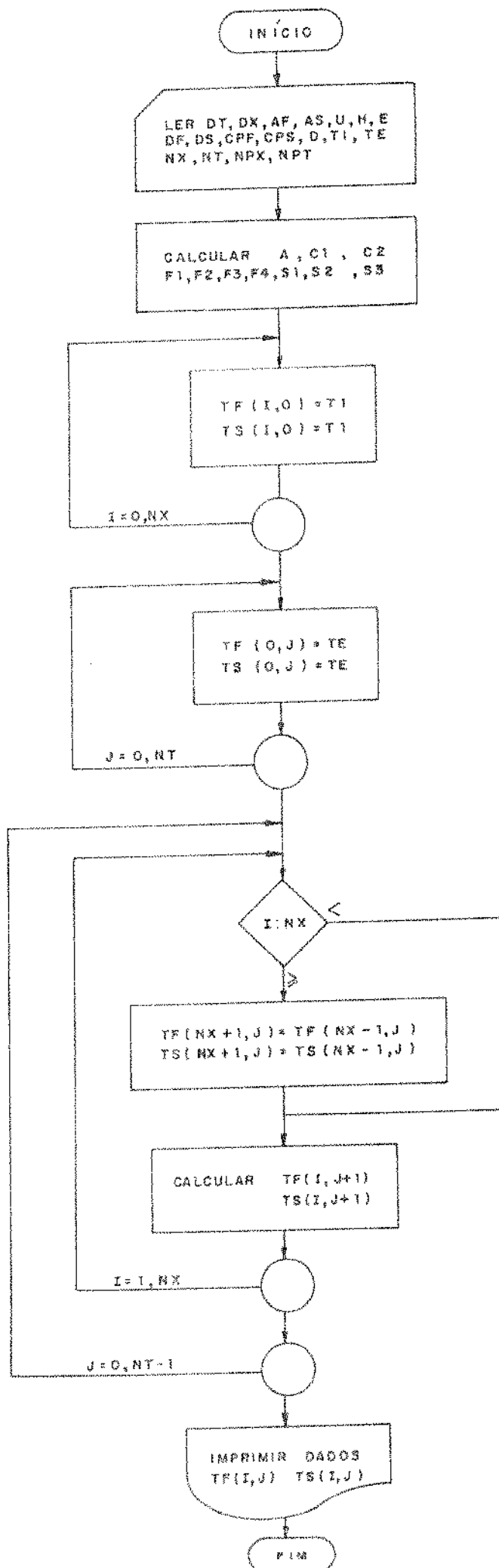
XL: valor mínimo da abcissa

XV: Valor máximo da abcissa

YL: valor mínimo da ordenada

YU: valor máximo da ordenada

Os resultados teóricos obtidos serão apresentados no capítulo 5, na análise e comparação dos resultados.



CAPÍTULO 4

ANÁLISE EXPERIMENTAL

O objetivo da análise experimental é a avaliação do comportamento térmico e hidrodinâmico de armazenadores de calor sensível por fluidização líquida, a determinação do valor do coeficiente de troca de calor entre o líquido e as partículas e, finalmente, a comprovação experimental do modelo proposto.

Para tanto, foi construída uma bancada de testes de armazenadores fluidizados, devidamente instrumentada para medir a temperatura do fluido, em função do tempo, bem como a perda de pressão, ao longo do leito, para diversos valores de vazão do fluido, dimensão e massa total das partículas sólidas.

4.1. INSTALAÇÃO EXPERIMENTAL

A Figura 4 apresenta um esquema de instalação experimental construída no laboratório de armazenadores e tubos de calor, DEM/FEC, onde foram realizados os ensaios de fluidização de cilindros de alumínio (diâmetro equivalente = 10 mm), esferas de plástico ($d = 6$ mm) e de vidro ($d = 17$ mm); utilizando água como meio fluidizante. O armazenador, detalhado na Figura 5, consiste de um tubo de aço de 100 mm de diâmetro interno, 110 mm de diâmetro externo e de 940 mm de comprimento. Ao longo do eixo do armazenador foi montado um dispositivo com 13 termopares protegidos, espaçados conforme a Figura 5. Duas tomadas de pressão estão dispostas uma logo acima do distribuidor e a outra na extremidade superior do tubo. O distri-

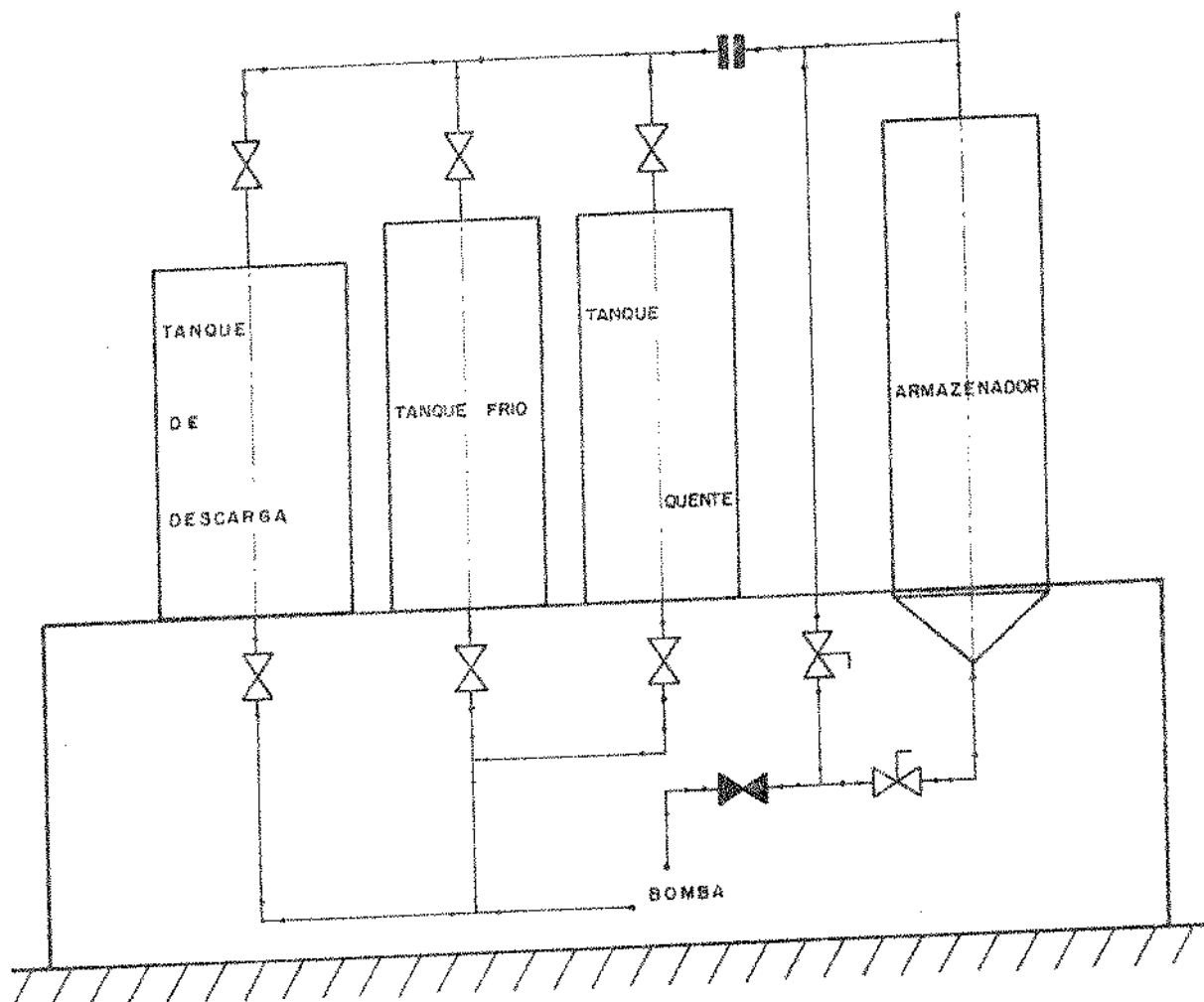


FIG. (4) INSTALAÇÃO EXPERIMENTAL PARA ENSAIOS DE ARMAZENADORES DE CALOR SENSÍVEL EM LEITO FLUIDIZADO

buidor consiste em uma chapa de aço de 2mm de espessura perfurada com furos de 2 mm de diâmetro espaçados de 6 mm de centro a centro.

O fluido é bombeado para o armazenador por uma bomba centrífuga de um estágio, marca KSB ETA-32-16, cuja vazão máxima é da ordem de $24 \text{ m}^3/\text{h}$, através de tubos galvanizados de $1\frac{1}{2}"$. A vazão da bomba é controlada por uma válvula colocada logo após a mesma e medida por um orifício calibrado colocado após o armazenador (curva de calibração anexa, Figura 6).

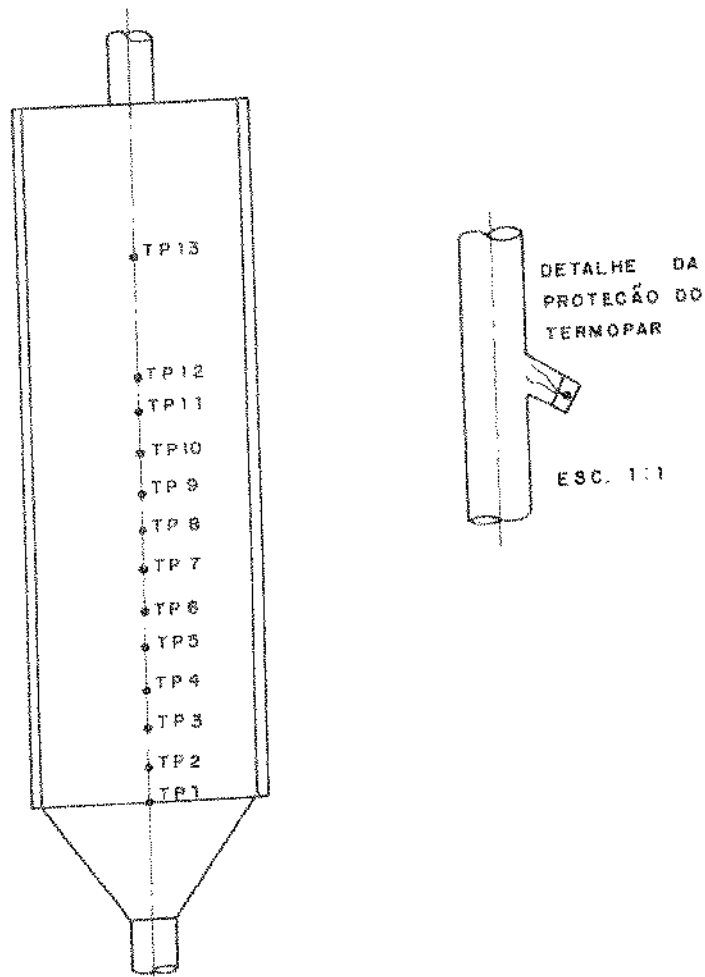


FIG. (5) ESQUEMA DO ARMAZENADOR E DA COLUNA DE TERMOPARES

O fluido é aquecido por um conjunto de resistências de potência máxima igual a 10 kW, em um tanque cilíndrico de aproximadamente 150ℓ.

Um circuito de desvio foi construído para possibilitar que o fluido circule e aqueça a tubulação antes de passar pelo armazenador, proporcionando uma temperatura constante do fluido na entrada do armazenador.

Um tanque cilíndrico de aproximadamente 150ℓ é utilizado para resfriar o armazenador no caso de ensaios de descarga de calor. Um tanque adicional de aproximadamente 200ℓ foi instalado para que o fluido que deixa o armazenador não retorne ao tanque quente ou ao tanque frio e altere a temperatura de entrada do armazenador que deve permanecer constante.

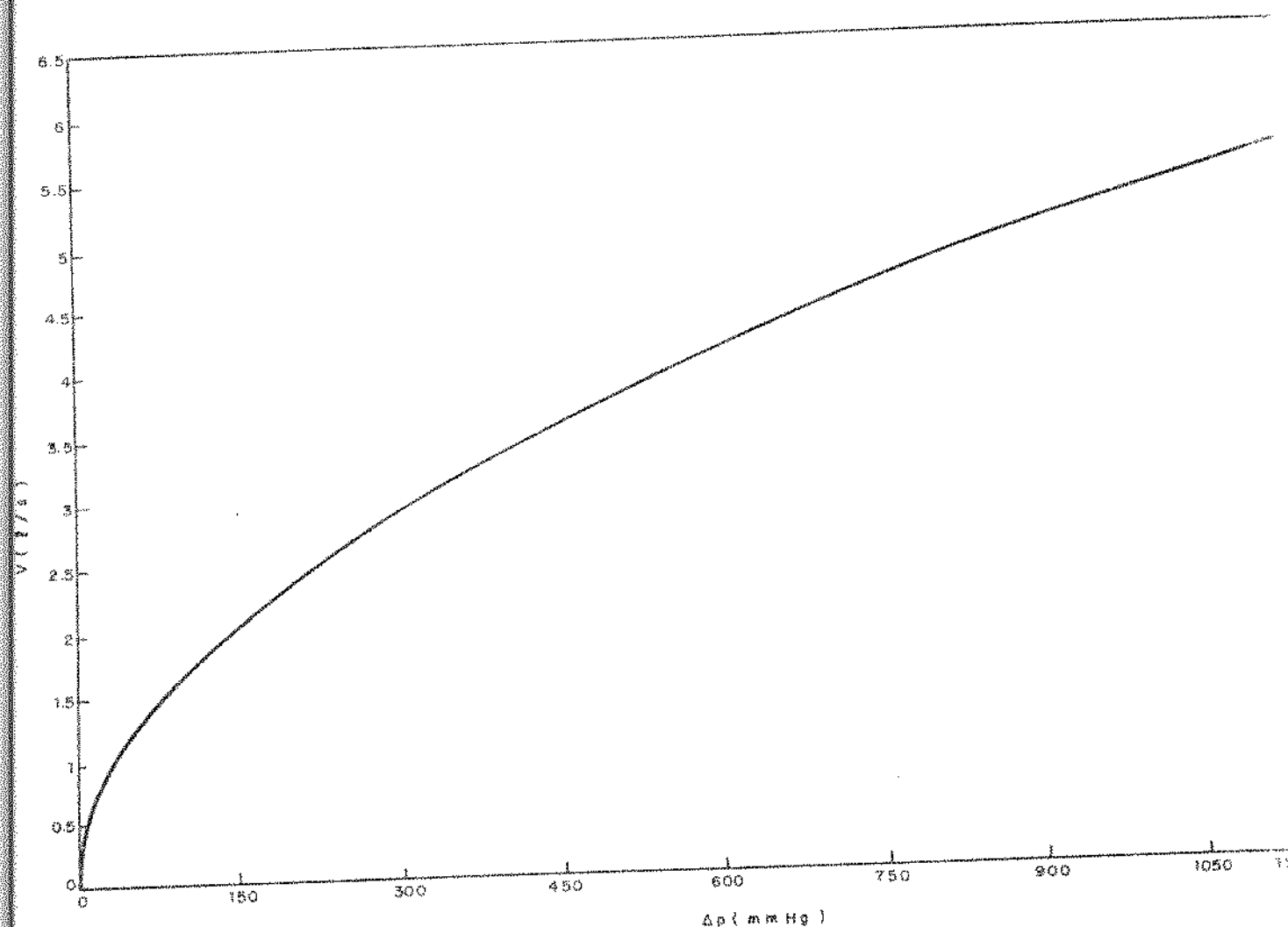


FIG. (6) CURVA DE CALIBRAÇÃO DO MEDIDOR DE VAZÃO (ORIFÍCIO CALIBRADO)

As medidas básicas efetuadas foram: a perda de pressão no leito, vazão do fluido, temperatura de entrada e saída do fluido. Tanto a perda de pressão através do leito quanto a perda de pressão no orifício calibrado foram medidas com manômetros de tubo em U, usando mercúrio como fluido manométrico.

O sistema de medição de temperatura usado é composto de um ICE POINT CELL - OMEGA-TRCIII para fornecer a temperatura de referência (0°C) e de um registrador de tensão ECB modelo RB113 de três canais, com registro contínuo através de penas sobre papel.

O conjunto de termopares, tipo cobre-constantan, foi calibrado e apresentou um desvio máximo de $\pm 0,2^{\circ}\text{C}$ em relação ao valor de referência. O sistema de medição de temperaturas, através do registrador de tensão, apresenta uma incerteza de $\pm 0,01$ mv ($\pm 0,25^{\circ}\text{C}$), o que resulta numa incerteza total, na determinação da temperatura, de $\pm 0,5^{\circ}\text{C}$:

A leitura da perda de pressão ao longo do leito, através de manômetro de mercúrio, apresenta uma incerteza de $\pm 0,5\text{mm Hg}$ o que representa $0,062\text{ kN/m}^2$.

Para o medidor de vazão volumétrica de fluido, tipo placa-orifício, foi realizada uma calibração primária, com medida de volume e tempo, resultando numa incerteza de $\pm 0,05\text{ l/s}$. Se o instrumento de medida de pressão, um manômetro de mercúrio, apresenta uma incerteza de $\pm 0,5\text{ mm Hg}$, a incerteza total na determinação da vazão é da ordem de $0,053\text{ l/s}$ (cerca de 3%).

4.2. MÉTODO DE DETERMINAÇÃO DO COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CA LOR

Para a determinação do coeficiente de troca de calor fluido-partícula seguiu-se o procedimento proposto por Wansley e Johanson [5]. As seguintes hipóteses devem ser feitas para a utilização do modelo de estado transitório:

1. As propriedades térmicas do fluido e das partículas não variam com a temperatura;
2. O gradiente de temperatura dentro da partícula é desprezível em relação ao gradiente na interface sóli-do/Fluido;
3. Há uma intensa agitação das partículas de modo que a temperatura do sólido é uniforme ao longo de todo o leito;
4. As perdas de calor são desprezíveis, isto é, só ocorre troca de calor entre o fluido e as partículas e
5. O fluido está perfeitamente misturado de modo que a

sua temperatura, em qualquer posição ao longo do leito, é uniforme e igual a temperatura do fluido na saída do leito.

O modelo é desenvolvido para o caso em que partículas frias com massa m_s , área superficial total A_s e temperatura inicial T_{so} são aquecidas por um fluido quente escoando com uma vazão mássica $\dot{m}$ e uma temperatura de entrada no leito constante T_{fe} e, deixando-o à uma temperatura T_{fs} .

Da lei da Newton, o fluxo instantâneo de calor é:

$$\dot{m} c_f (T_{fe} - T_{fs}) = h A_s (T_f - T_s) \quad (50)$$

e a quantidade diferencial de calor transferido no leito,

$$\dot{m} c_f (T_{fe} - T_{fs}) dt = m_s c_s dT_s \quad (51)$$

Diferenciando a equação (50) e substituindo o valor de dT_s assim obtido na equação (51), resulta

$$(h A_s + \dot{m} c_f) \frac{dT_f}{T_{fe} - T_f} = h A_s \frac{\dot{m} c_f}{m_s c_s} dt \quad (52)$$

equação essa que pode ser integrada resultando

$$\ln \frac{T_{fe} - T_{fs}}{(T_{fe} - T_{fs})_0} = - \frac{h A_s \dot{m} c_f}{m_s c_s (h A_s + \dot{m} c_f)} t \quad (53)$$

onde $(T_{fe} - T_{fs})_0$ é a diferença de temperatura entre a entrada e a saída do fluido, no instante inicial.

A equação acima pode ser escrita na forma

$$T_{fe} - T_{fs} = \beta e^{-\alpha t} \quad (54)$$

onde α e β são definidas como

$$\alpha = \frac{h A_s \dot{m} c_f}{m_s c_s (h A_s + \dot{m} c_f)} \quad (55)$$

$$\beta = (T_{fe} - T_{fs})_0$$

Desenhando-se num gráfico mono log $\frac{(T_{fe} - T_{fs})}{\beta}$ em função do tempo, chegaremos a uma reta de inclinação $-\alpha$, tornando possível obter o coeficiente de troca de calor, h .

4.3. RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Após o levantamento dos resultados experimentais, os valores do coeficiente de troca de calor foram calculados e, assim como as curvas de perda de carga obtidas, serão apresentados e discutidos no próximo capítulo, comparativamente aos resultados da análise teórica.

CAPÍTULO 5

DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

Neste capítulo serão apresentados os resultados teóricos e experimentais, isto é, as curvas de temperatura do fluido na saída do leito, em função do tempo e, as curvas de perda de pressão ao longo do leito. Será feita também uma comparação entre os resultados experimentais e a previsão teórica, incluindo uma análise do desvio entre os resultados e, ao final, serão obtidas correlações que expressem a transferência de calor entre fluido e partículas no leito fluidizado.

5.1. APRESENTAÇÃO DOS RESULTADOS TEÓRICOS E EXPERIMENTAIS

Para o conjunto de ensaios experimentais realizados obteve-se curvas para a temperatura do fluido na entrada e na saída do leito em função do tempo e curvas da diferença logarítmica de temperatura do fluido entre a entrada e a saída do leito em função do tempo. A partir da inclinação desta última curva calculou-se o coeficiente de troca de calor entre o fluido e as partículas, de acordo com o desenvolvimento feito no item 4.2. Aplicando-se este coeficiente, associado às propriedades, características geométricas e operacionais do ensaio experimental, no modelo numérico desenvolvido no capítulo 3, obteve-se a curva teórica de variação da temperatura do fluido na saída do leito em função do tempo.

As duas curvas, experimental e teórica, de variação da temperatura do fluido na saída do leito em função do tempo foram traçadas no mesmo gráfico para permitir uma comparação mais apropriada. Obteve-se assim, o conjunto de gráficos apresentados nas figuras 7 a 57.

A tabela 1 resume as variáveis e suas faixas de variação para as diversas séries de ensaios.

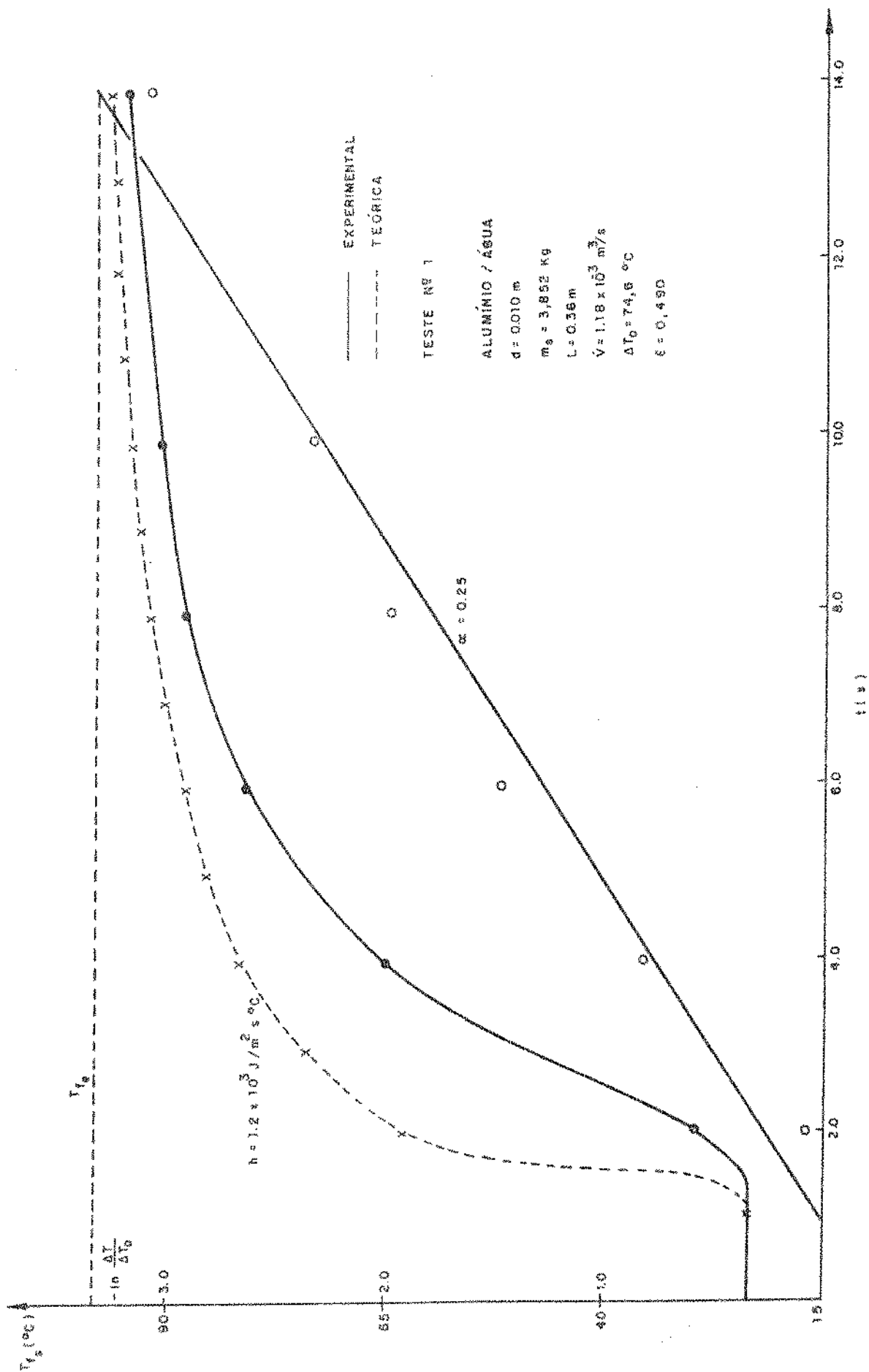


FIG. (7) VARIACÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

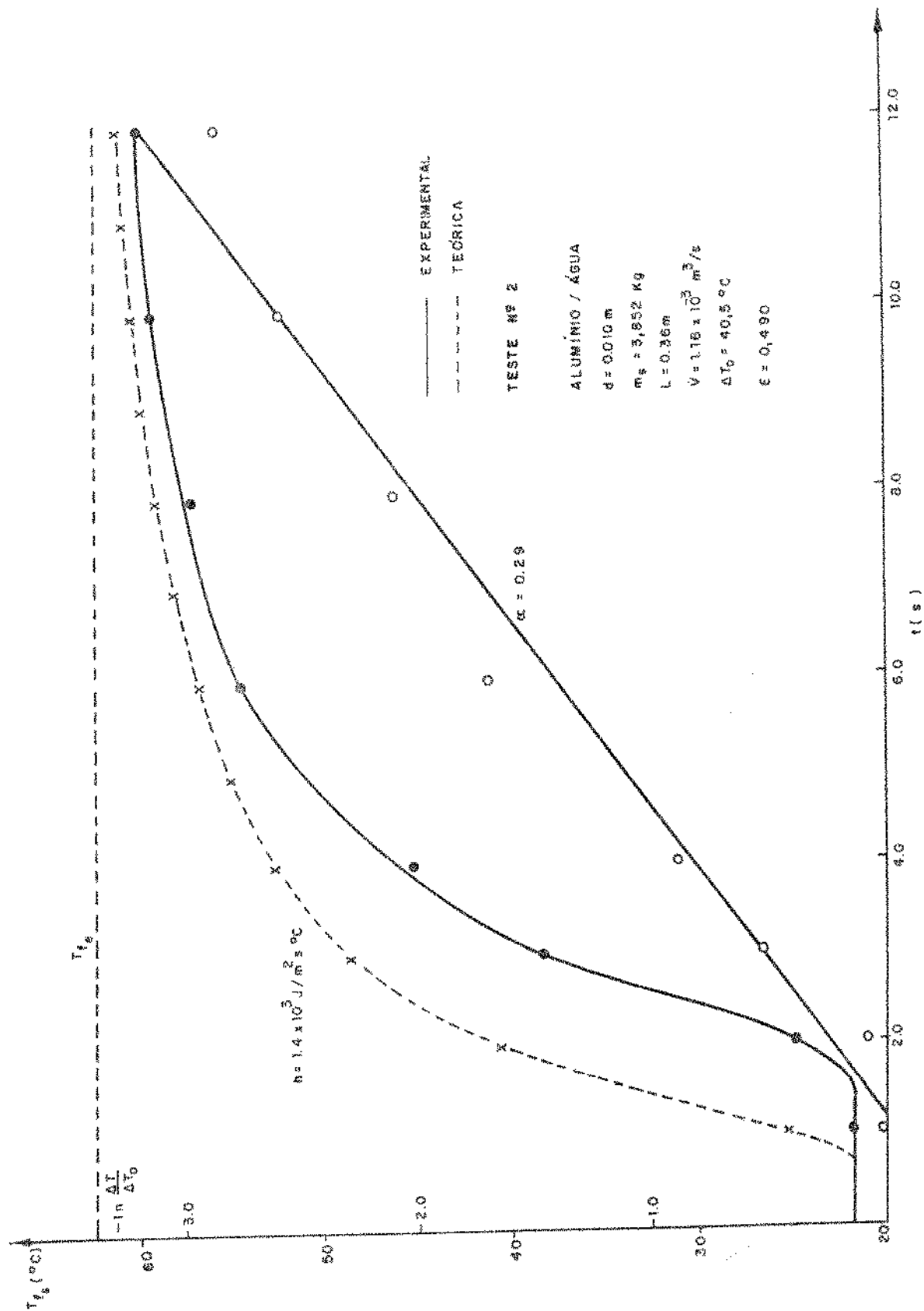


FIG. (8) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

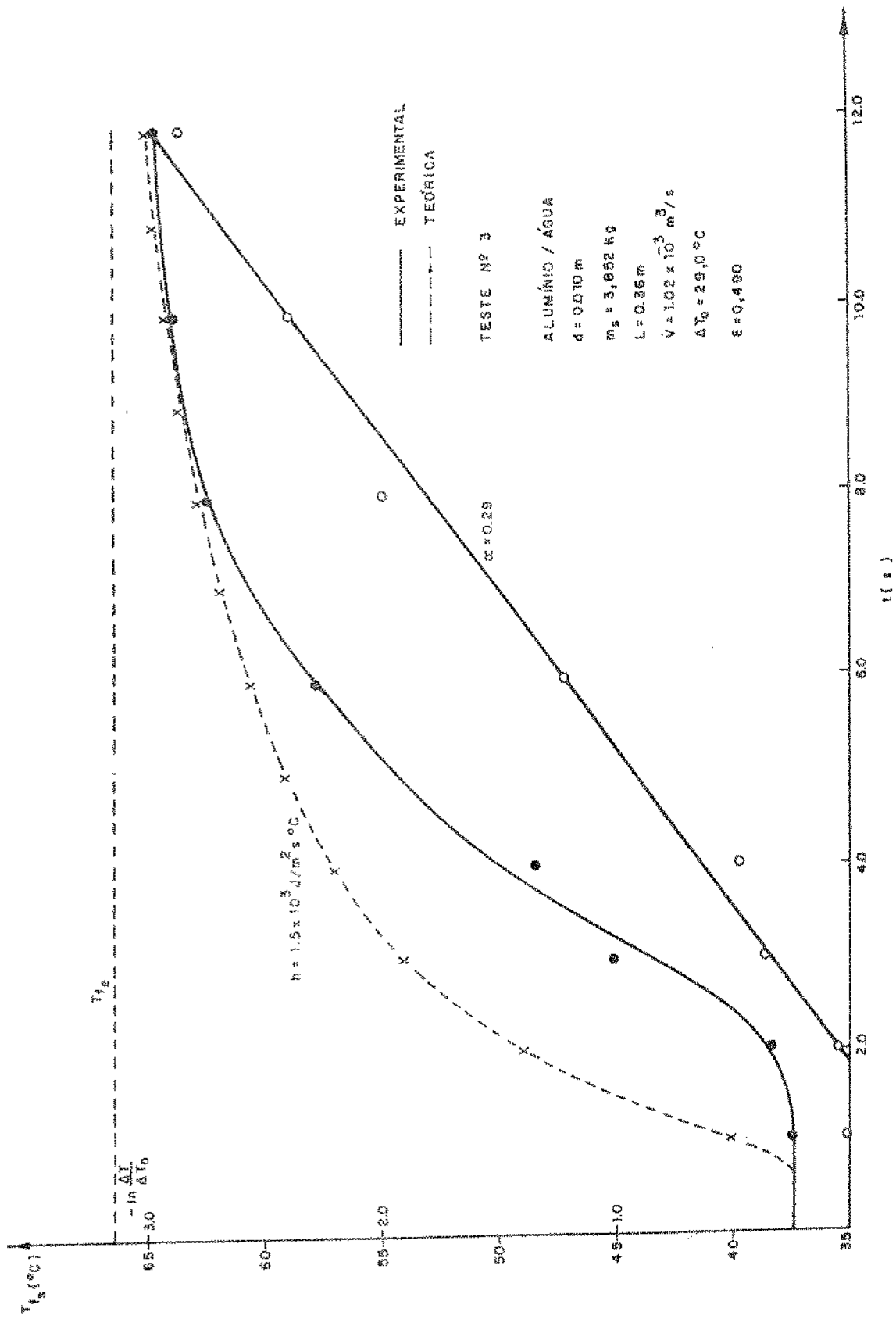


FIG. (9) VARIACÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

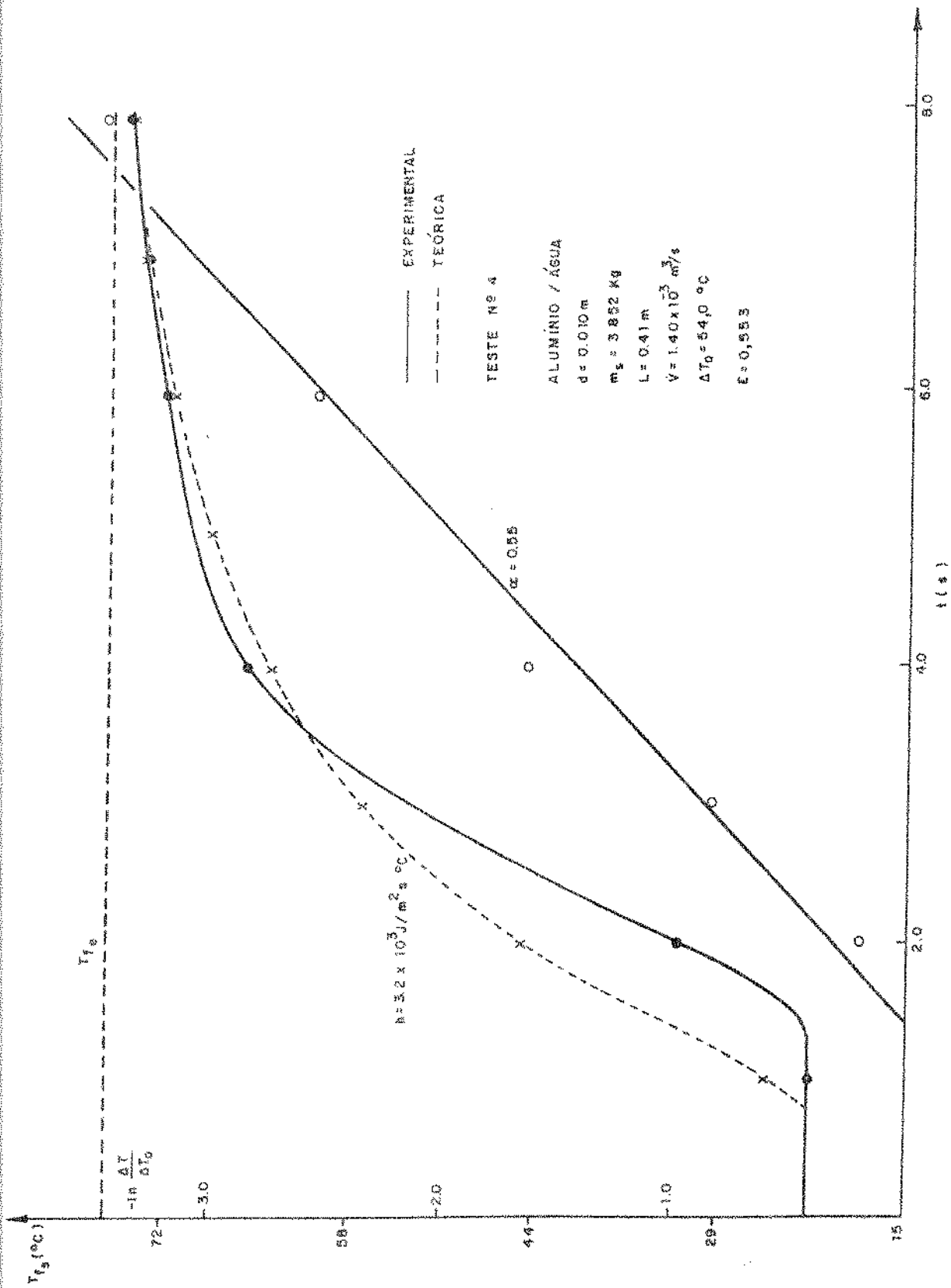


FIG. (10) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

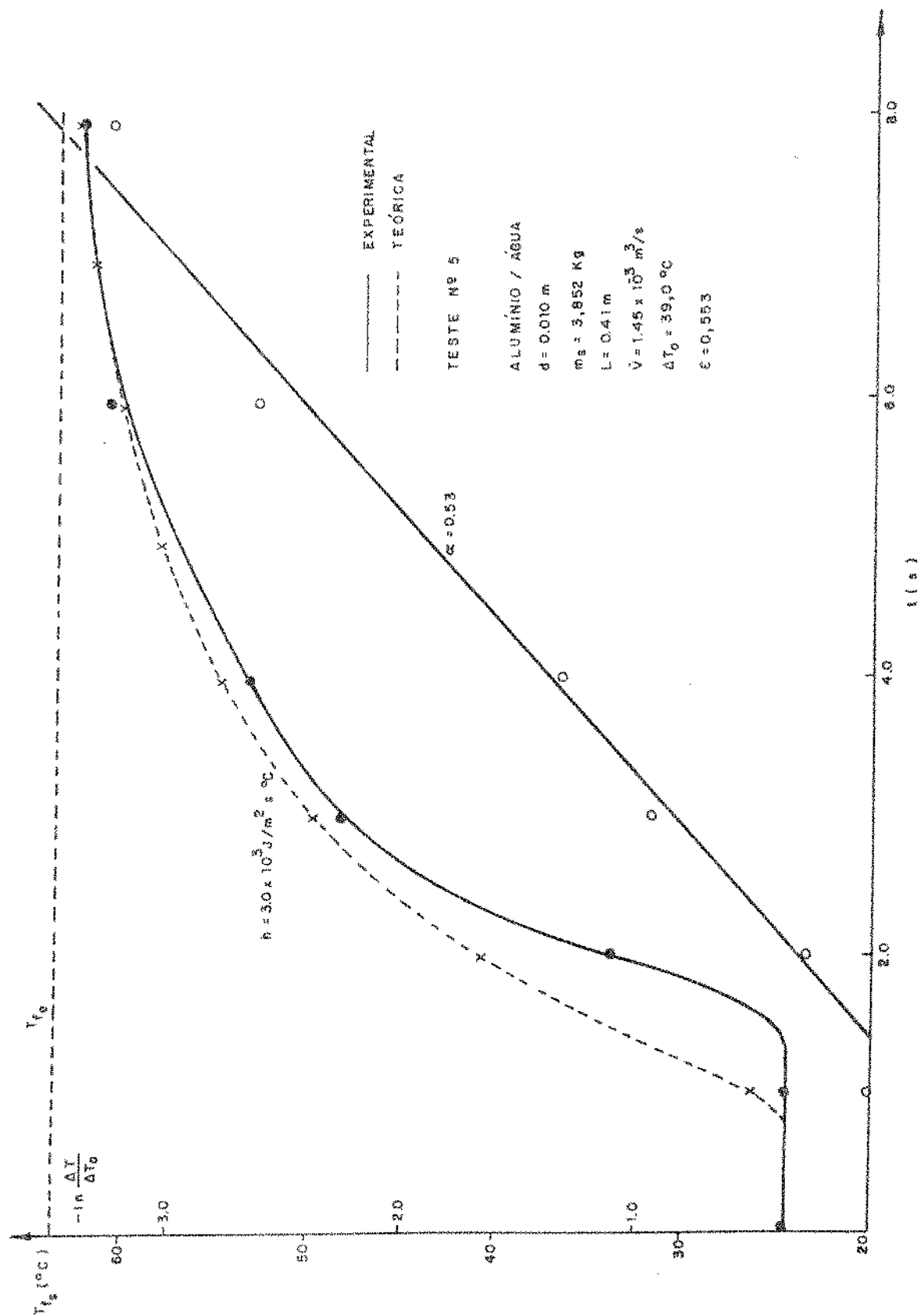


FIG. (11) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

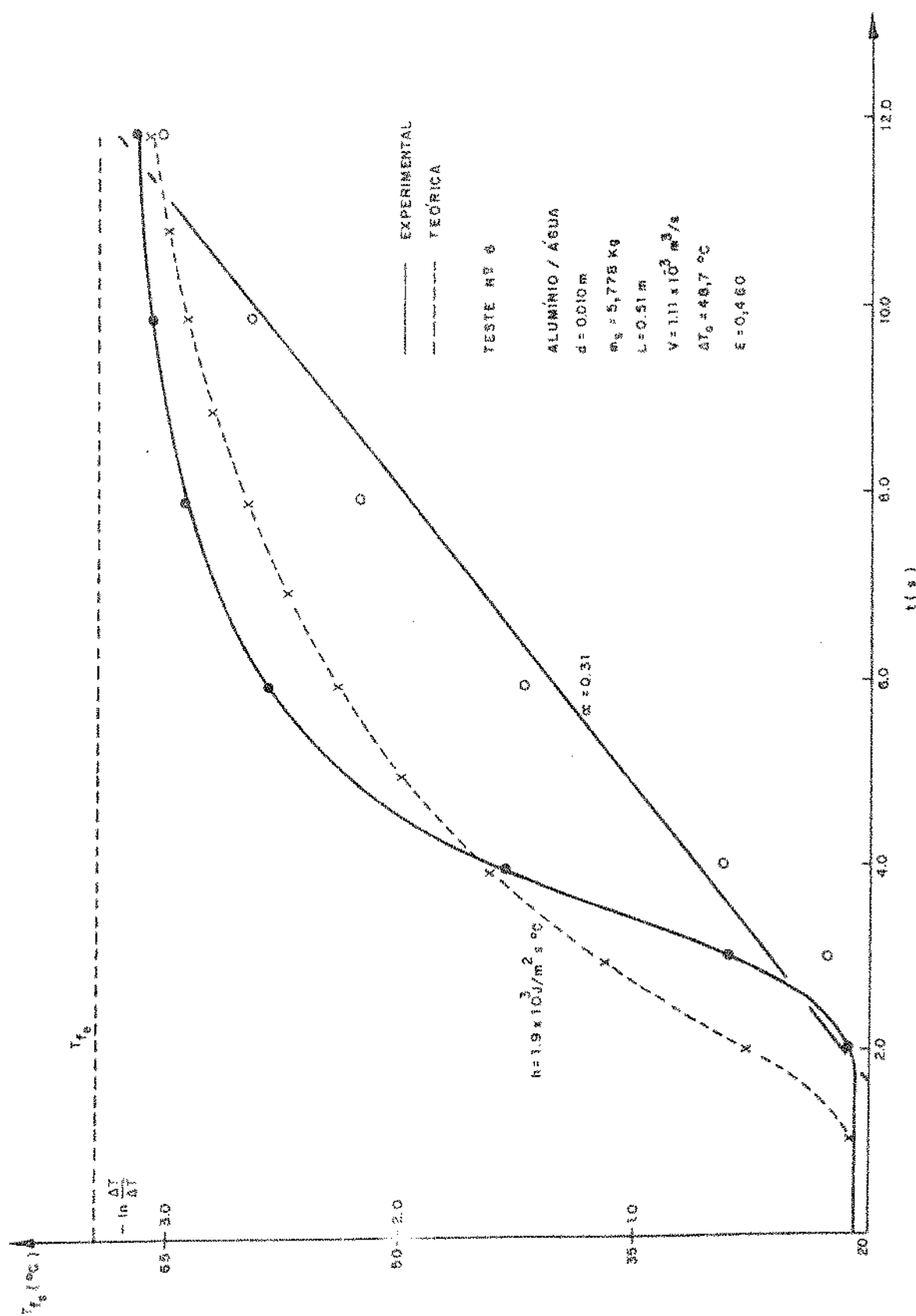


FIG. (12) VARIACÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

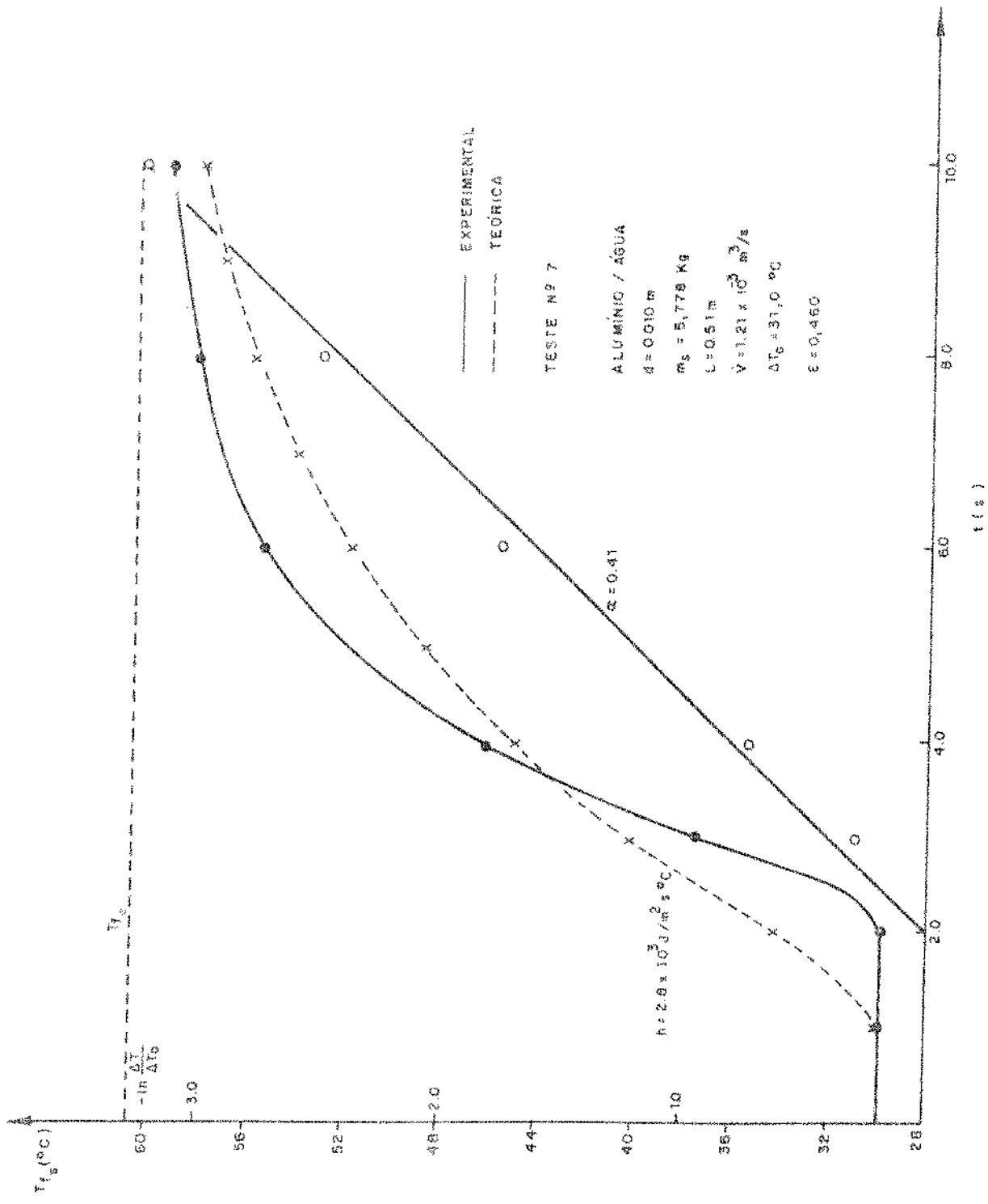


FIG. (13) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

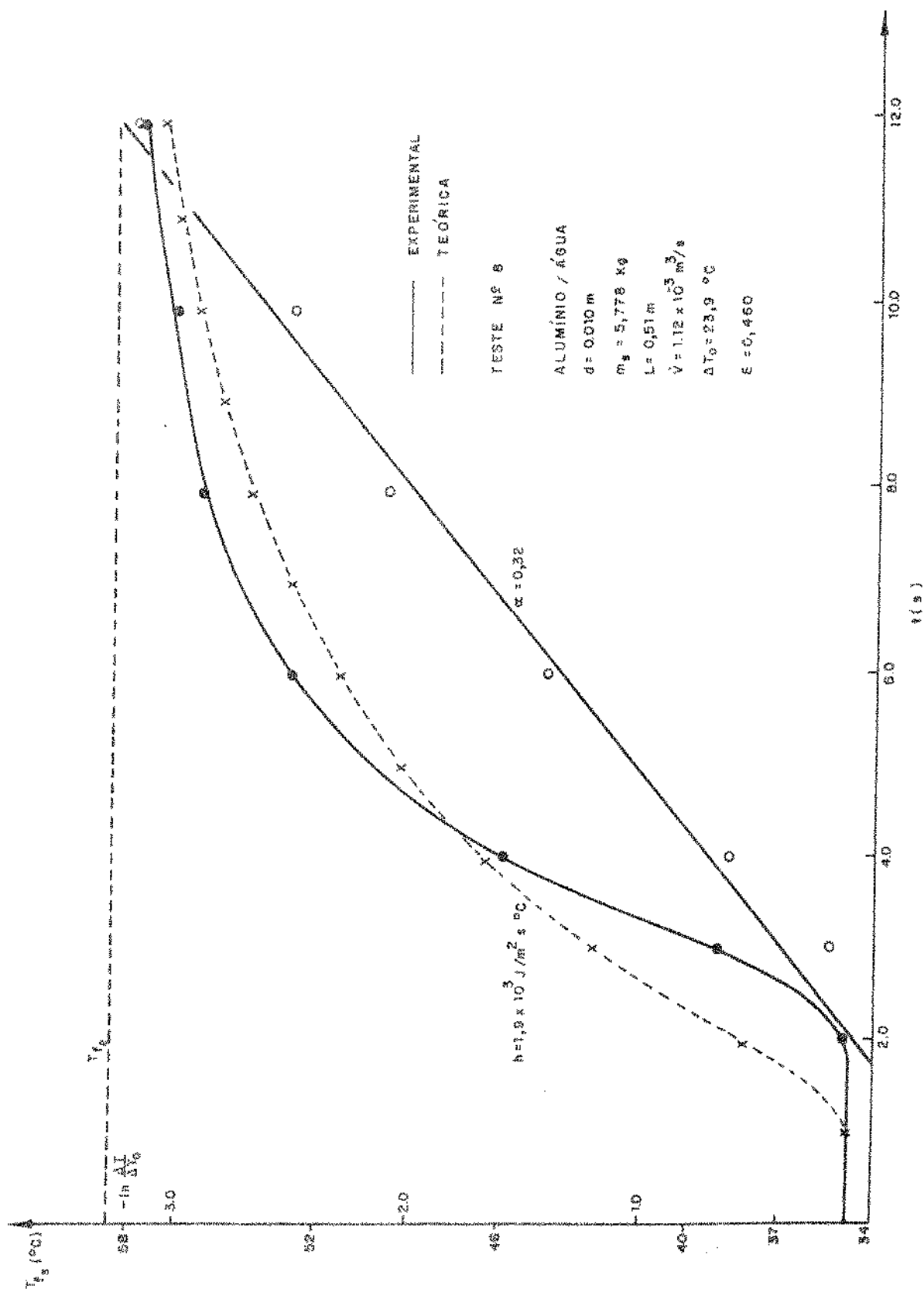


FIG. (14) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

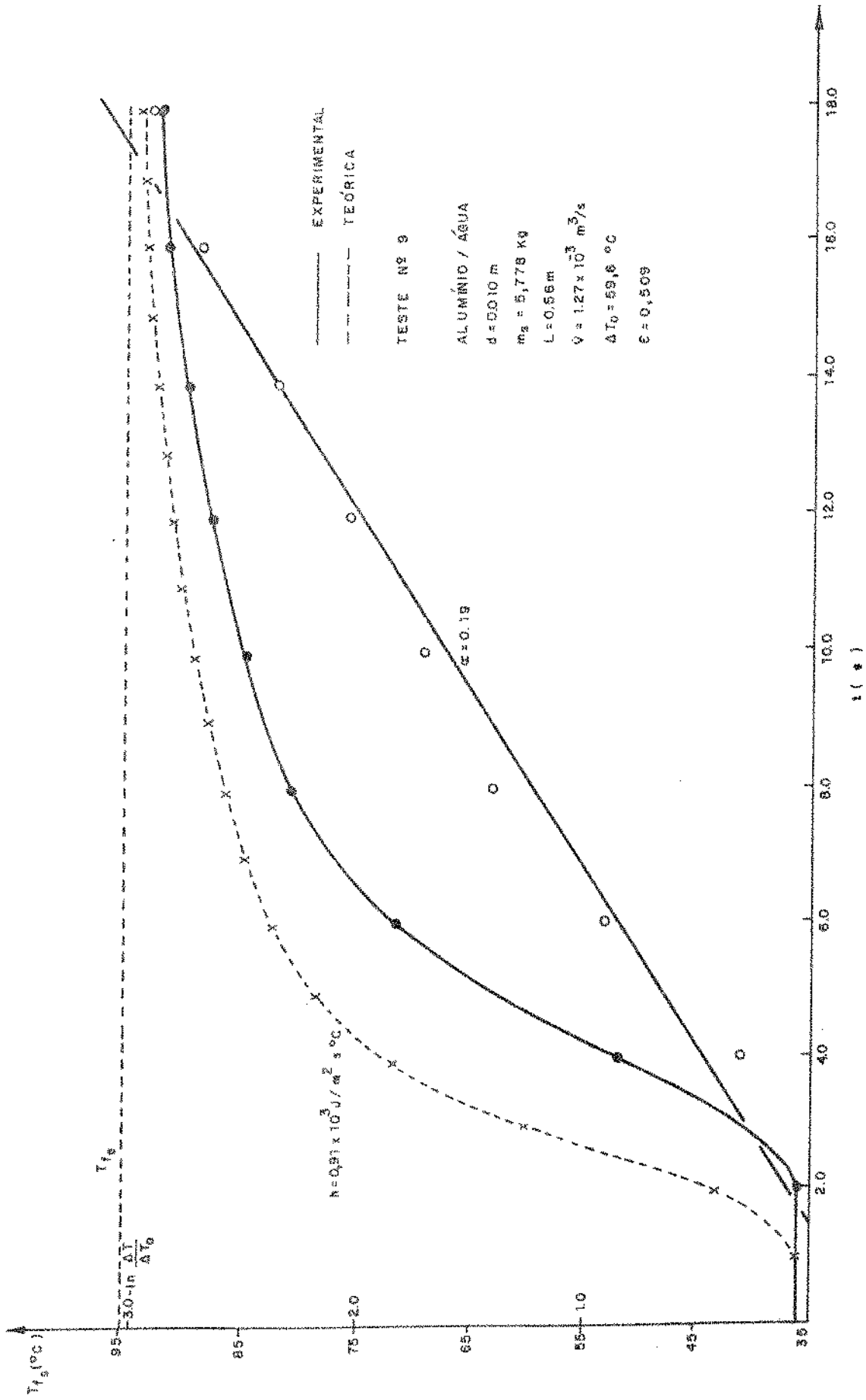


FIG. (15) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

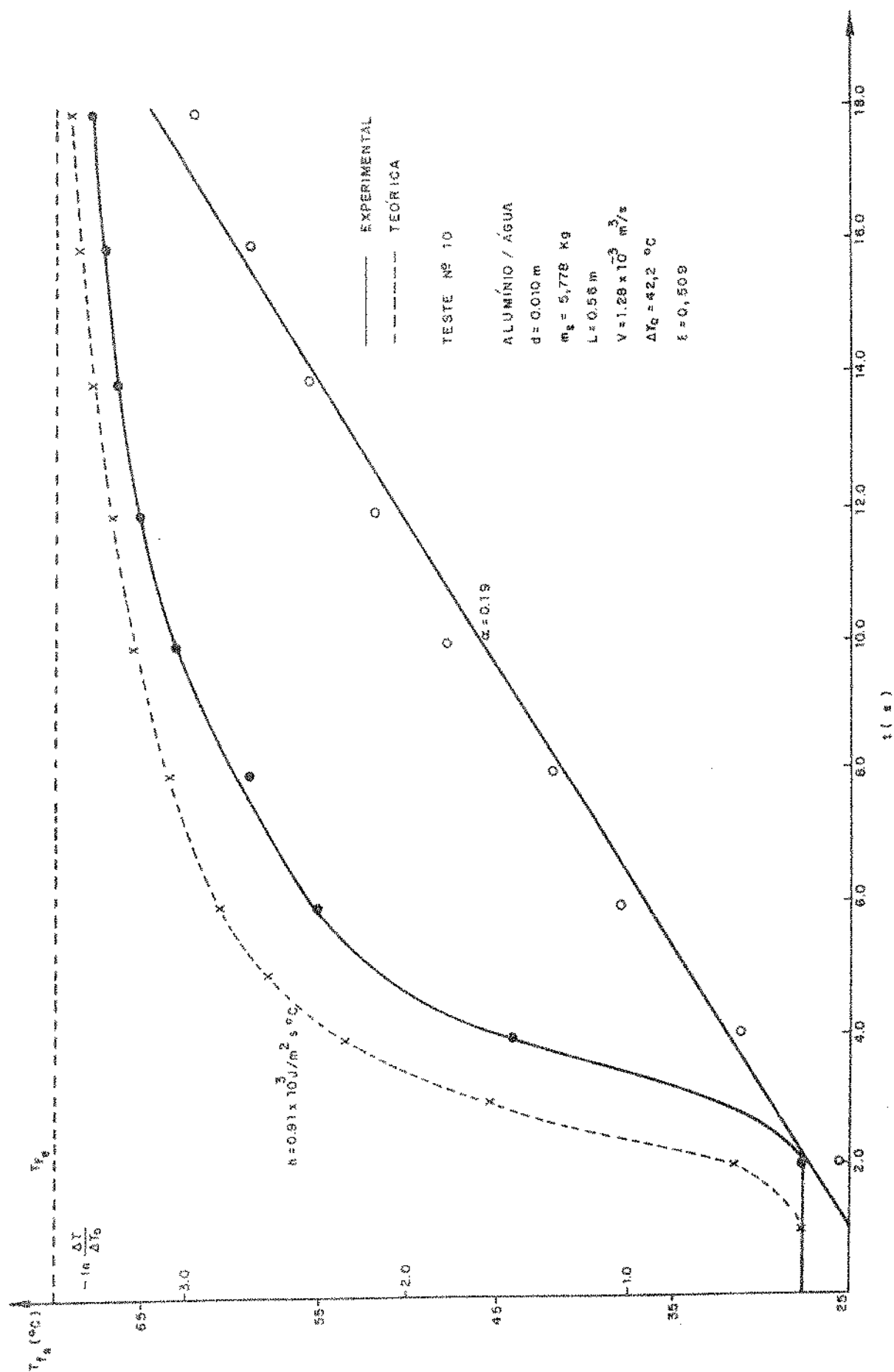


FIG. (16) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

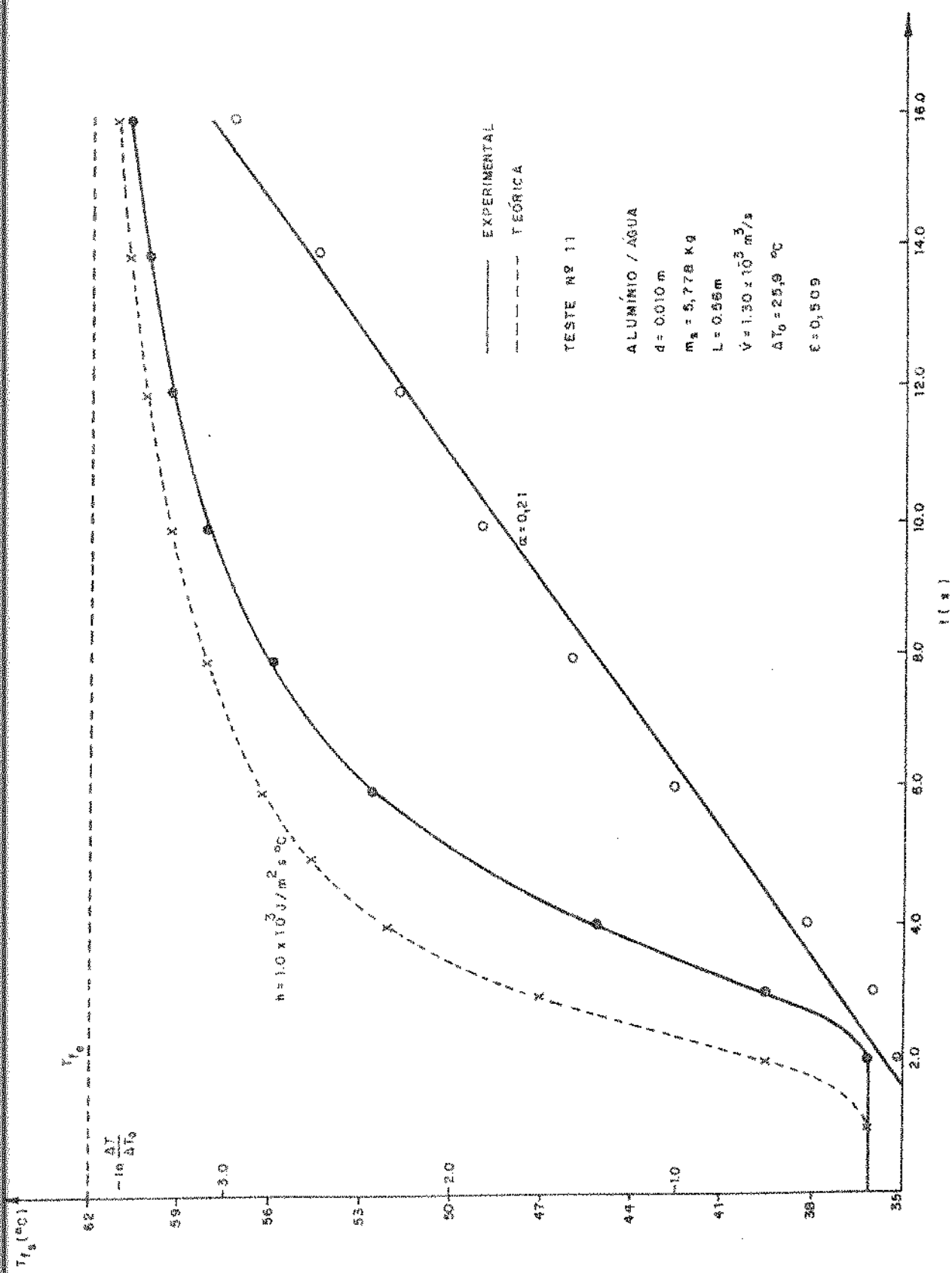


FIG. (17) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

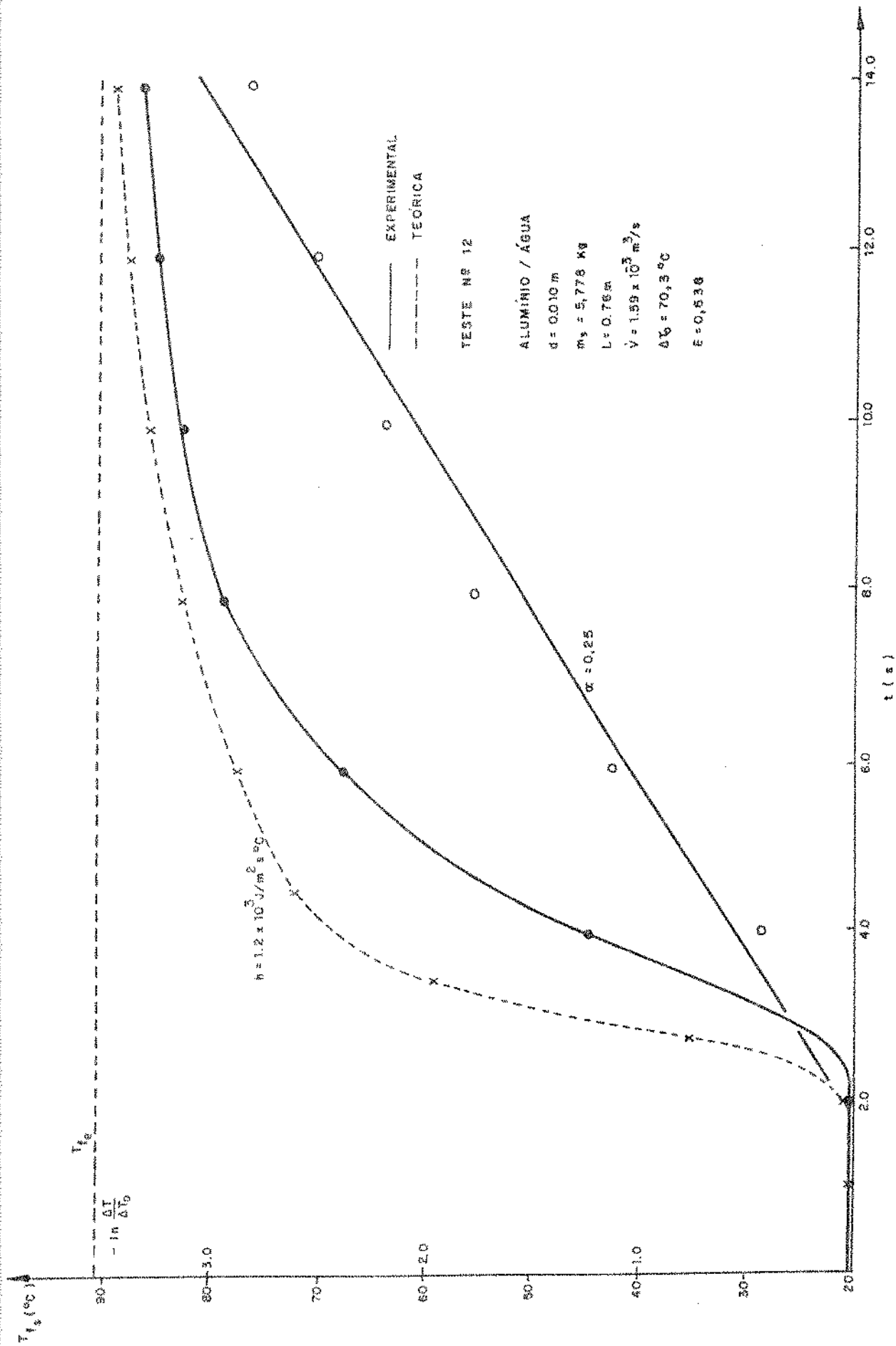


FIG. (18) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

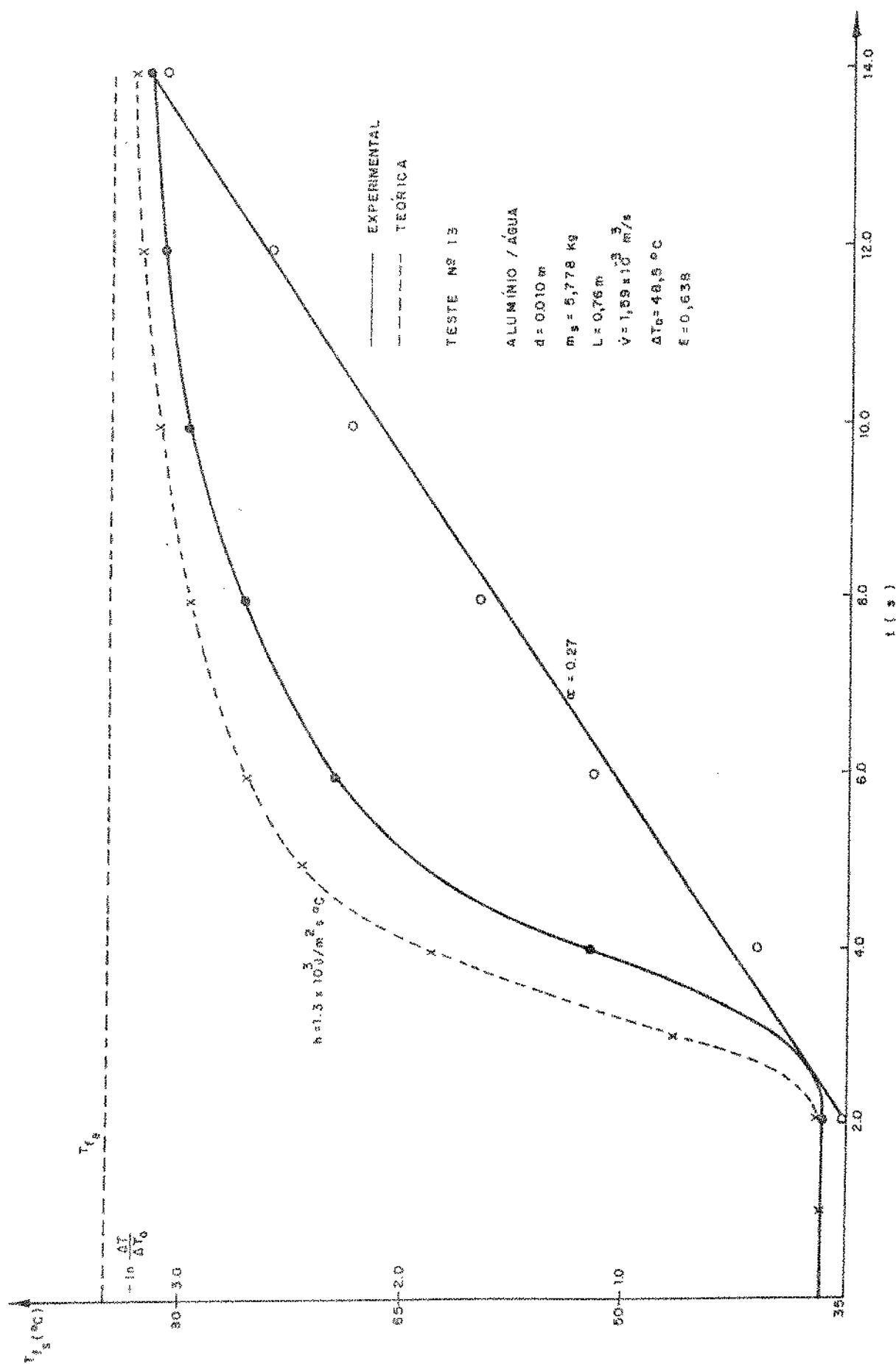


FIG. (19) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

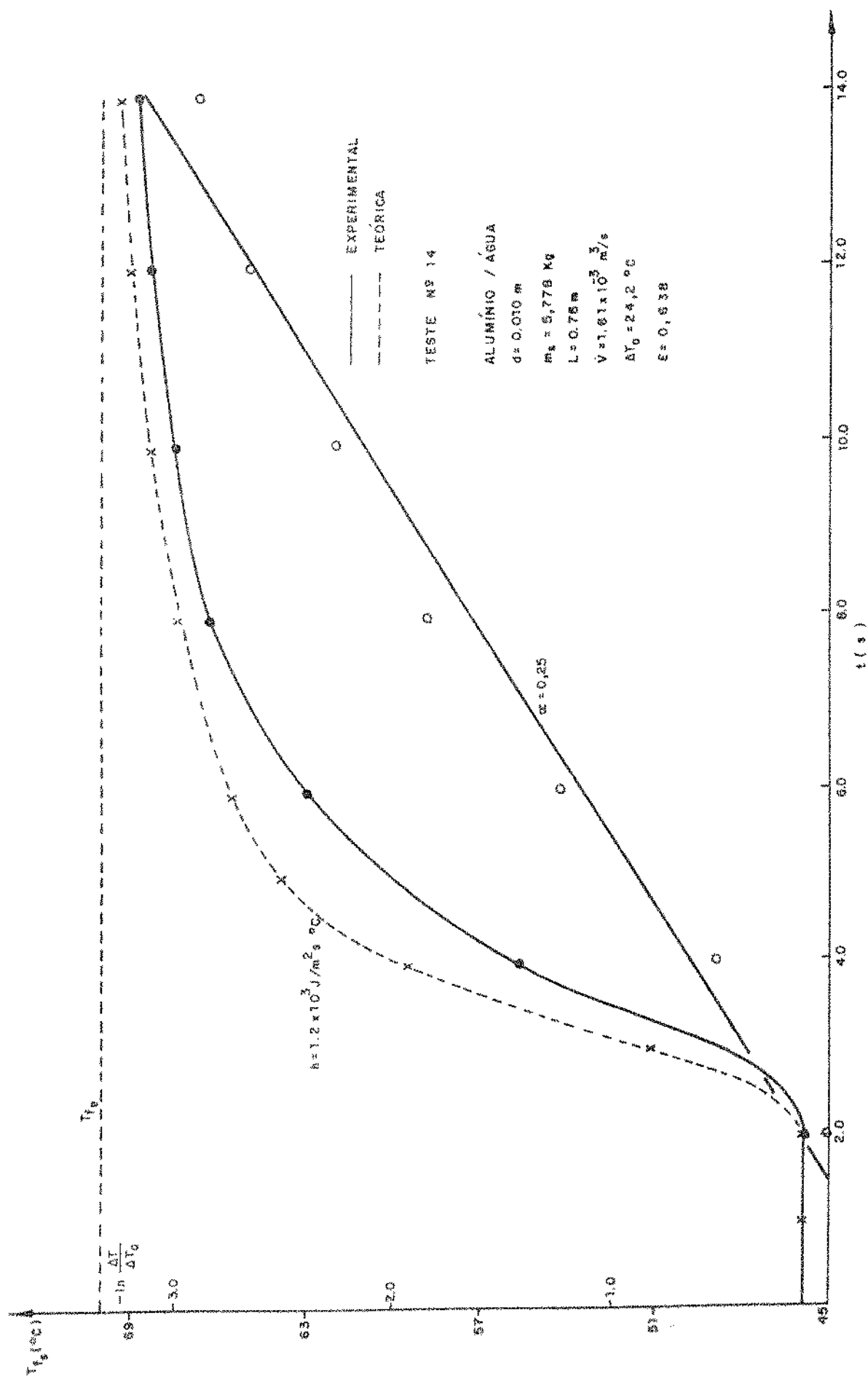


FIG. (20) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

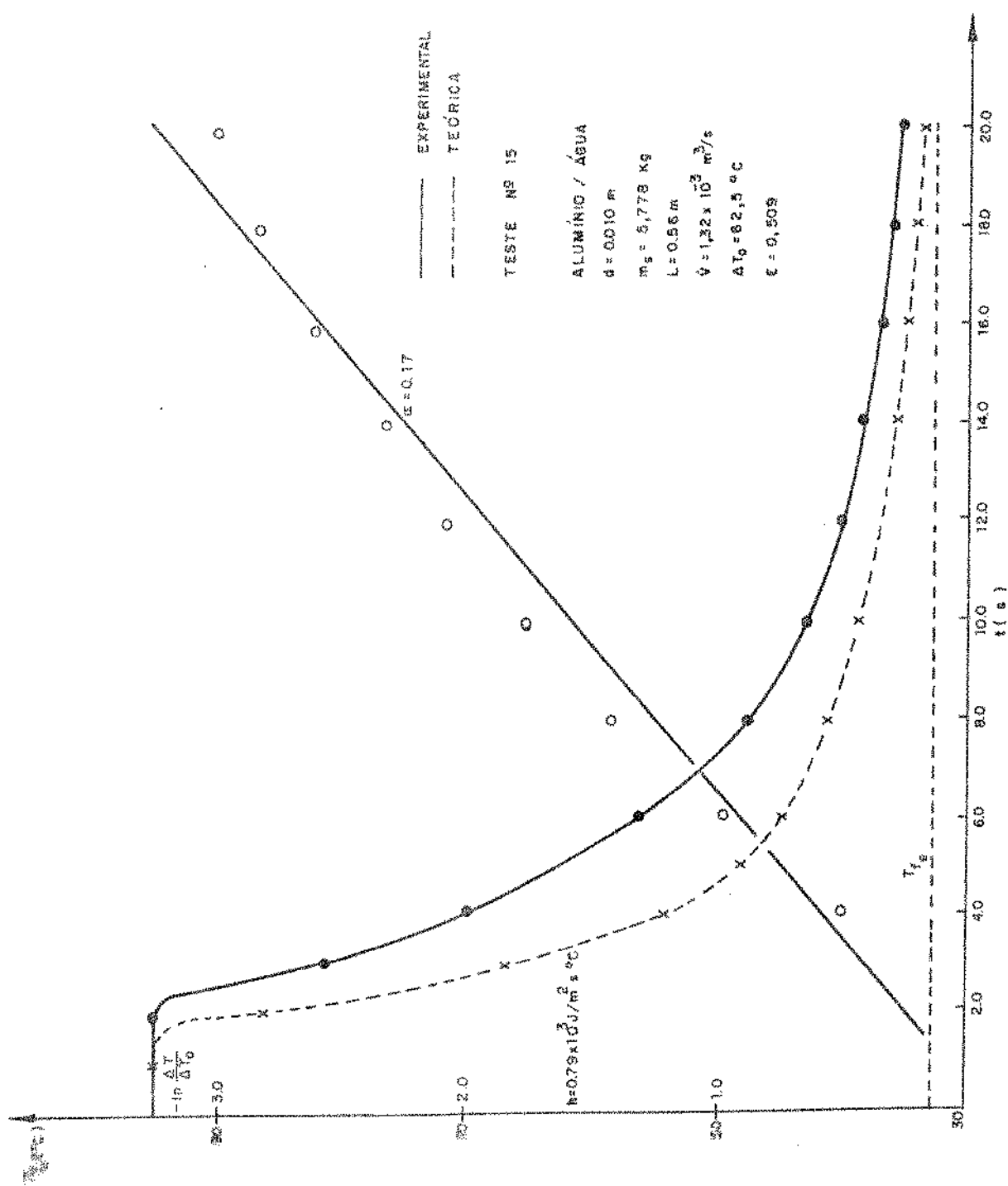


FIG. (21) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

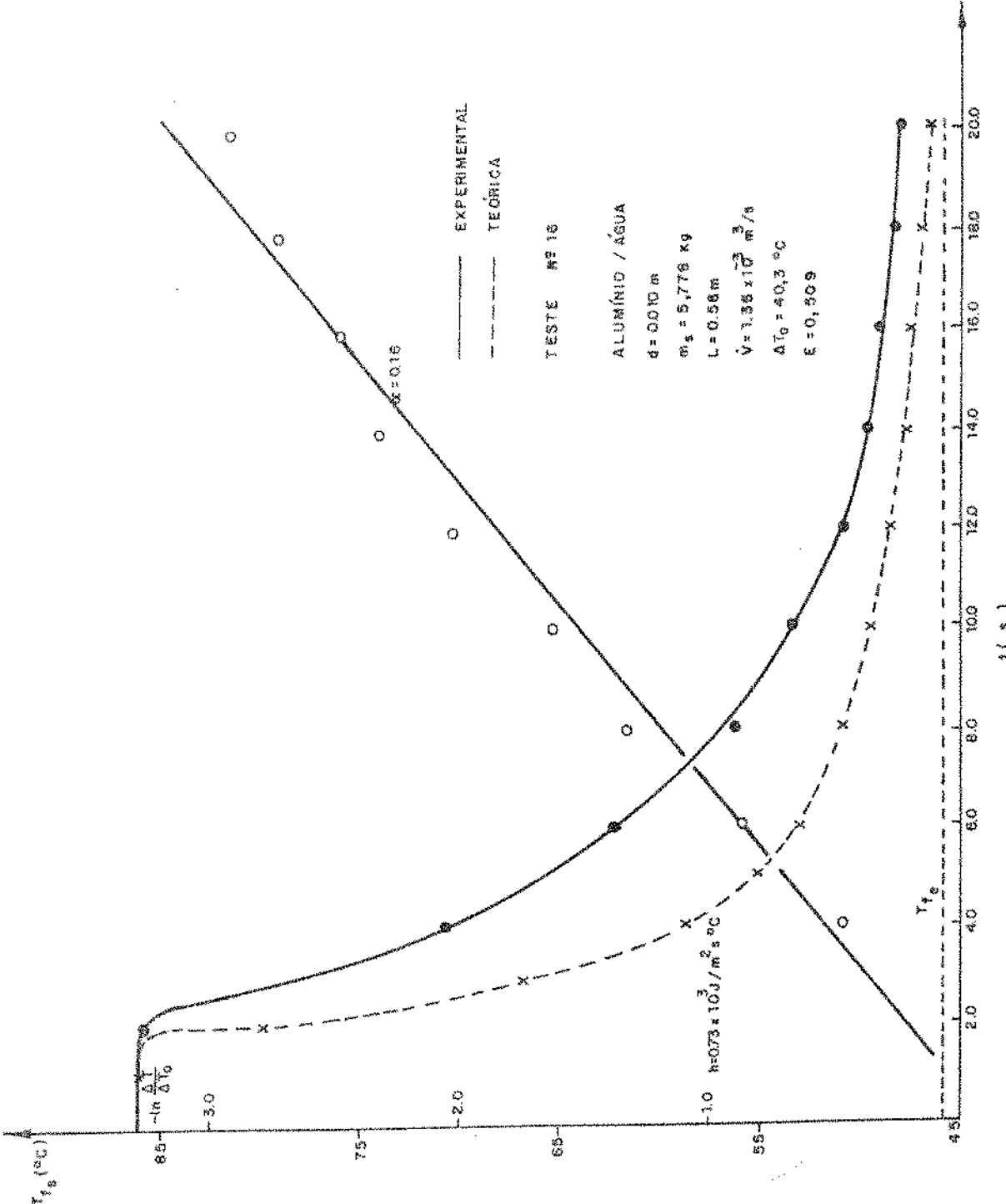


FIG. (22) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

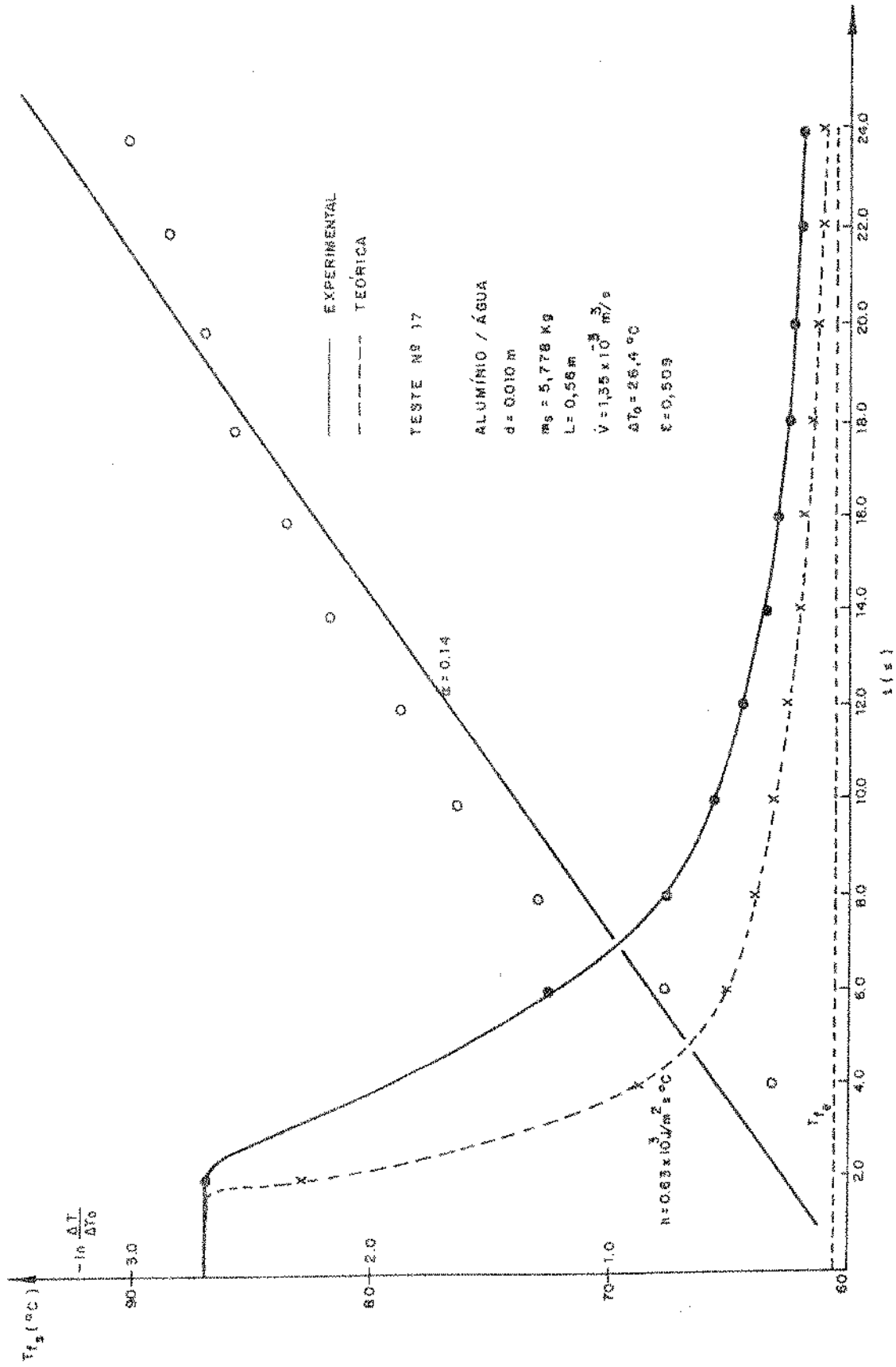


FIG. (23) VARIACÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

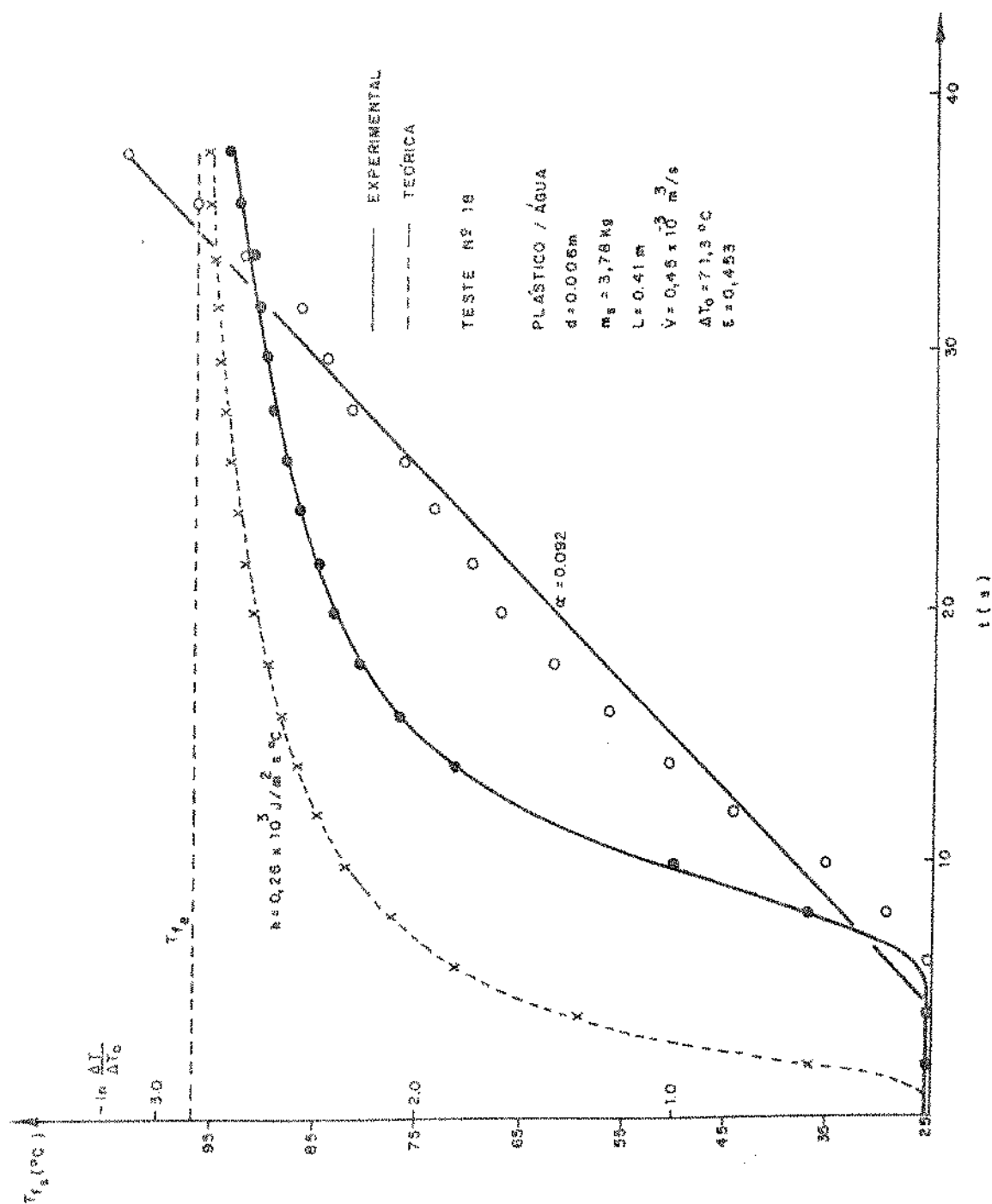


FIG. (24) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

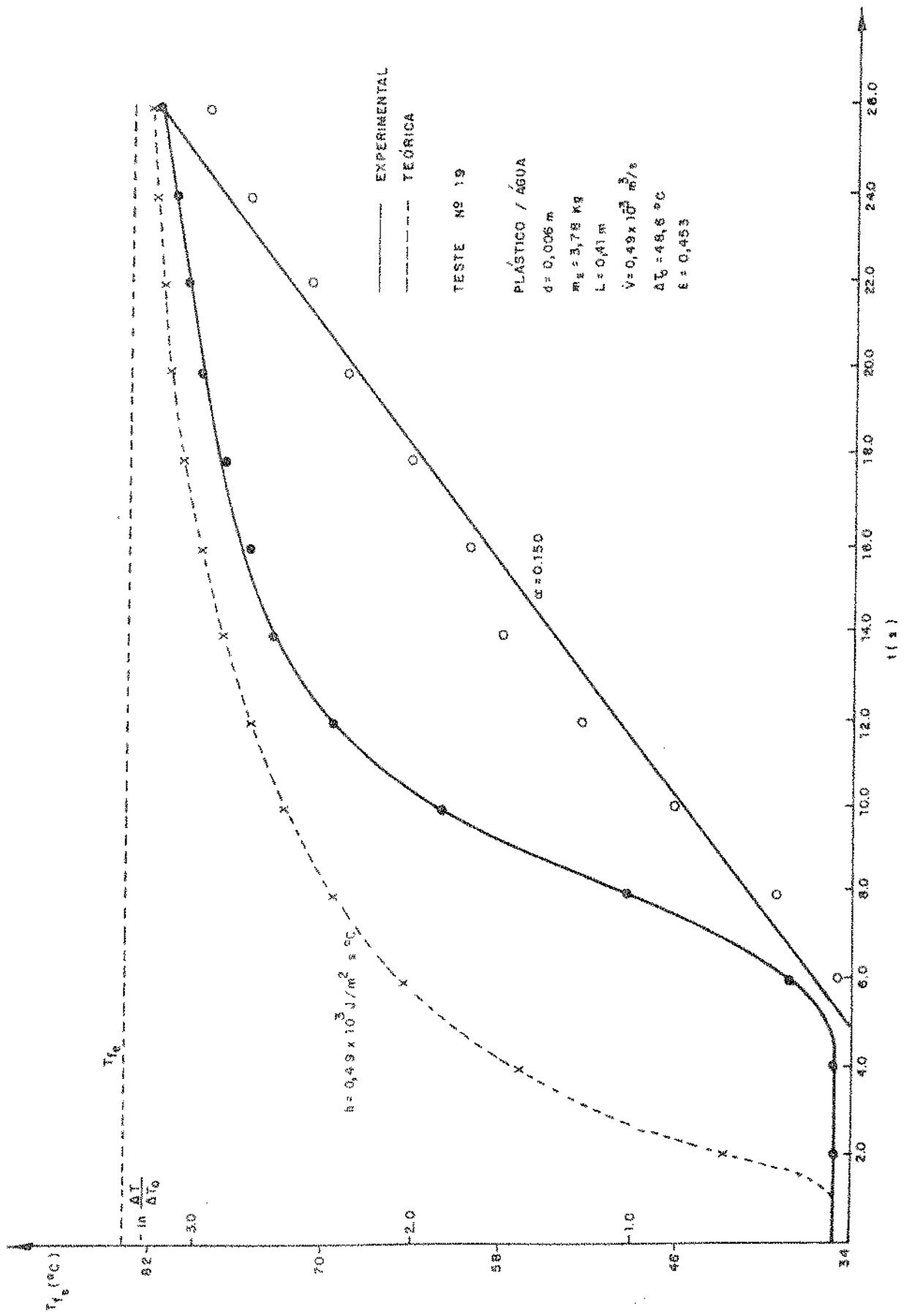


FIG. (25) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

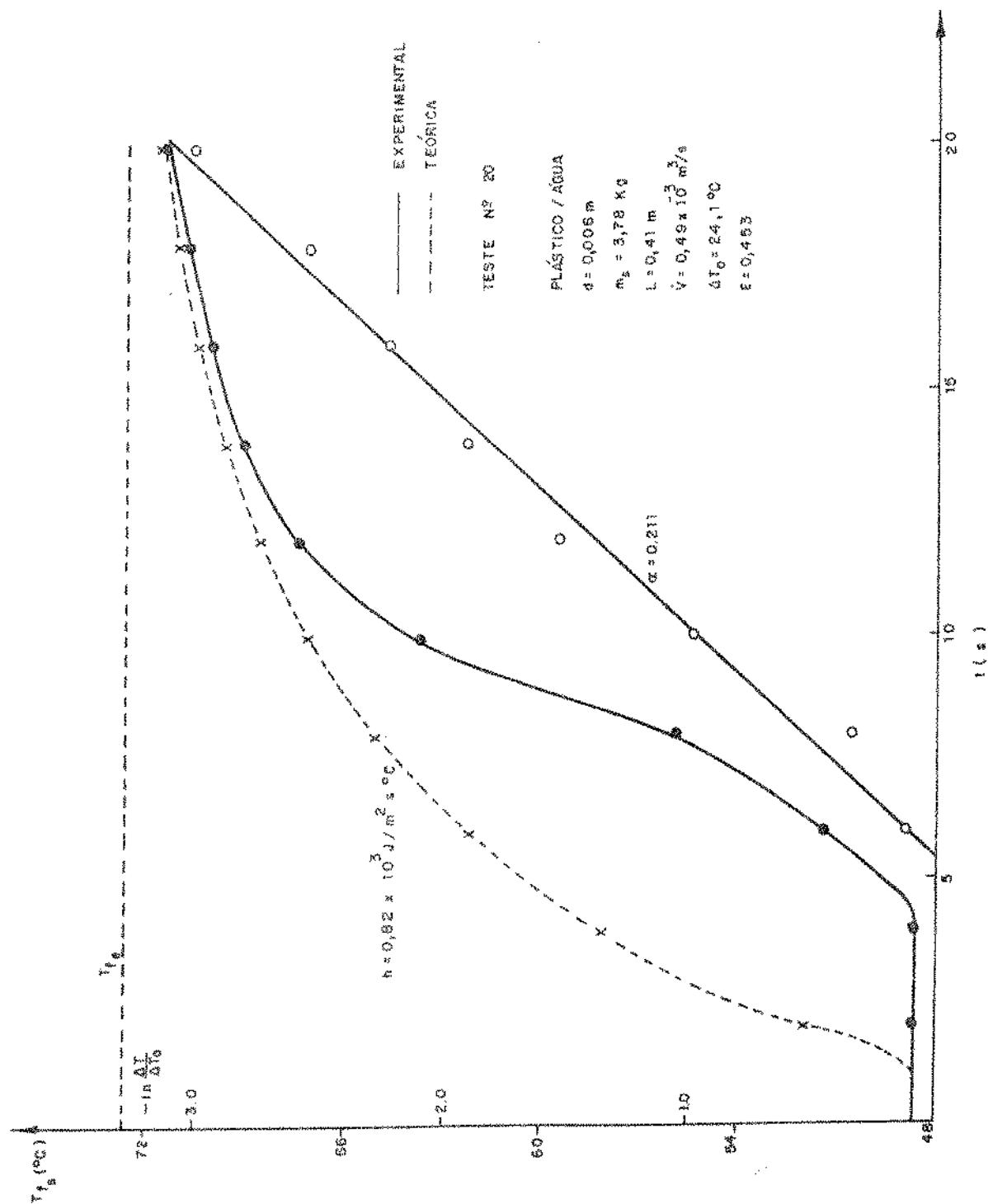


FIG. (26) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

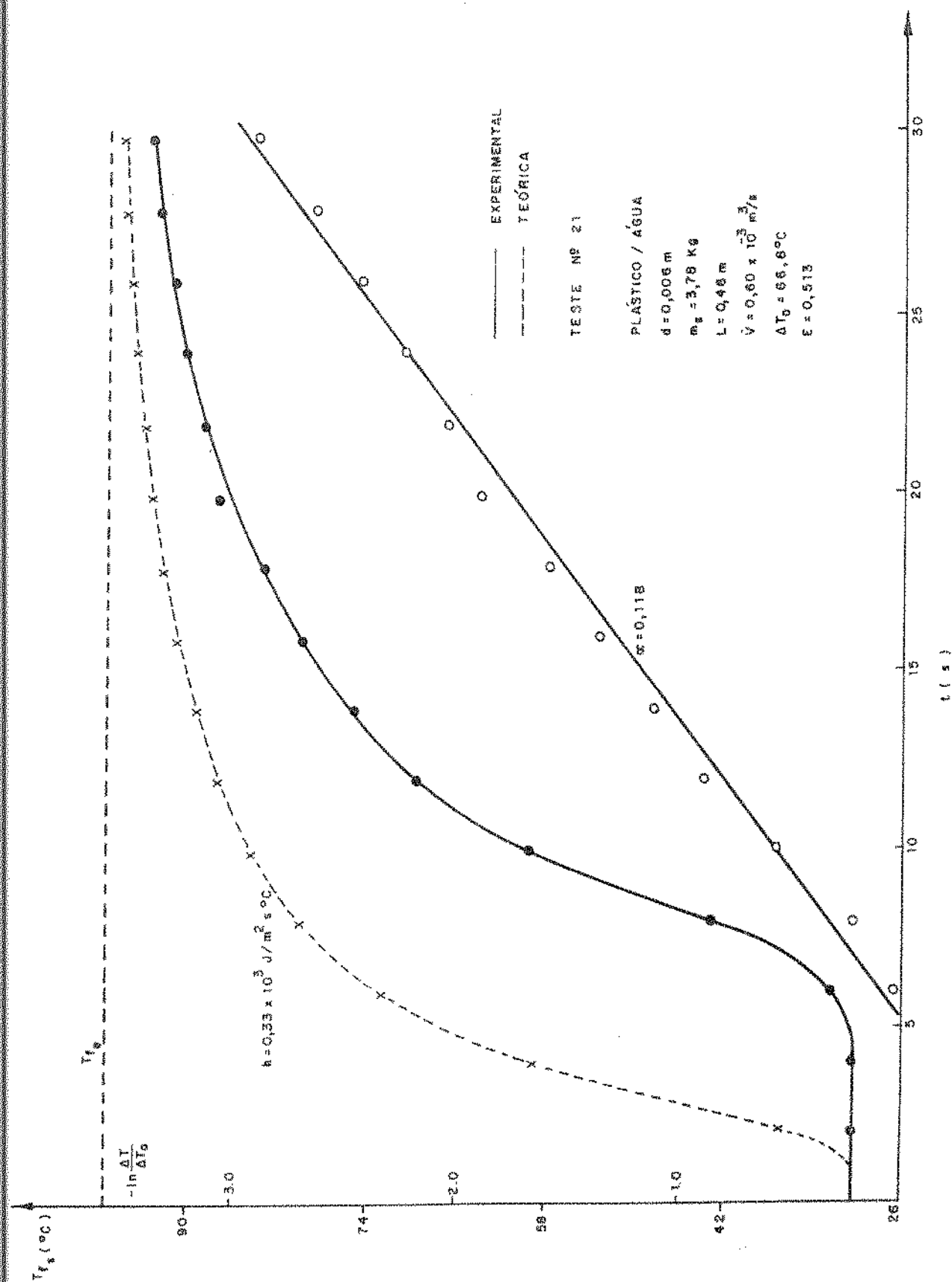


FIG. (27) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

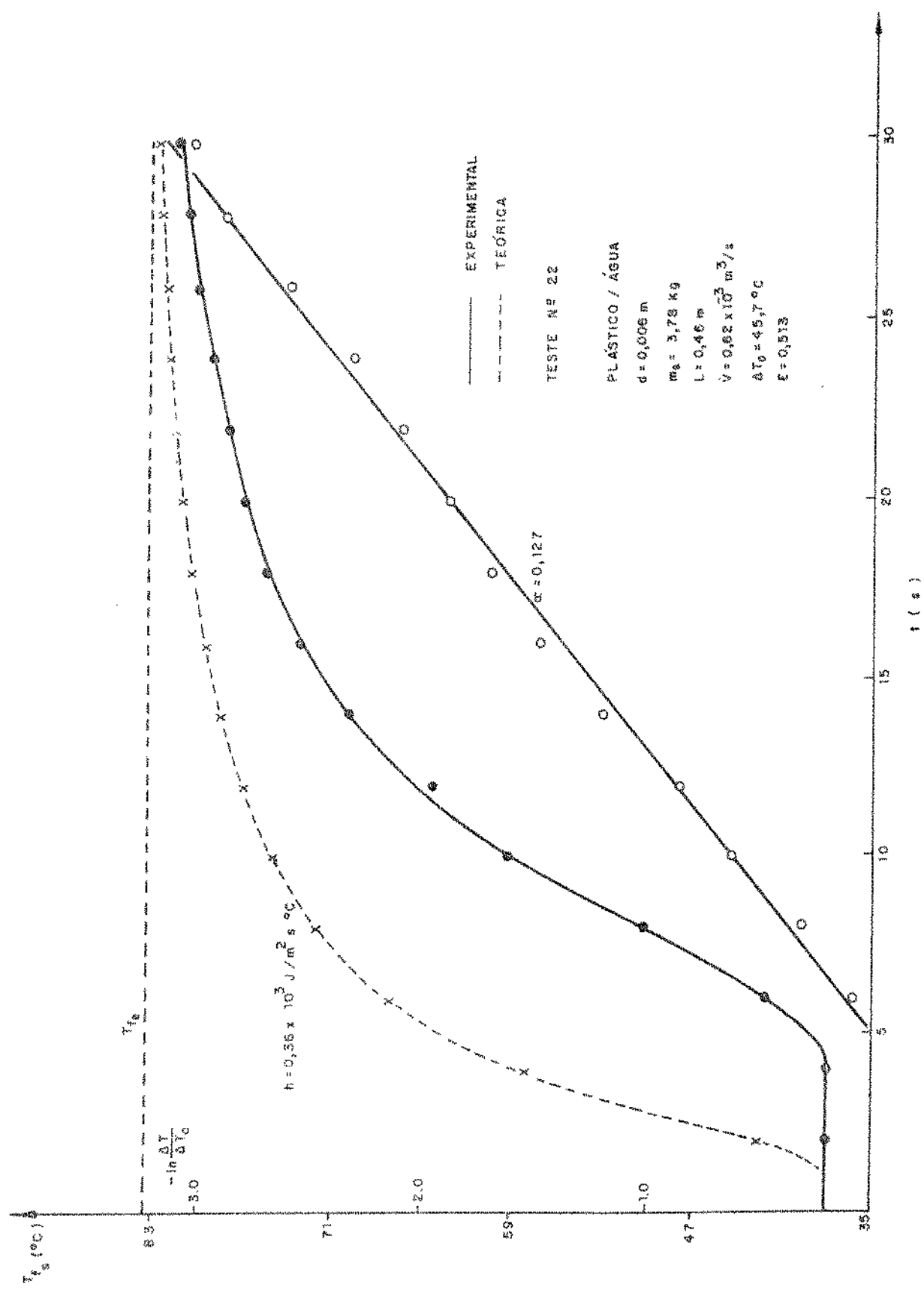


FIG. (28) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

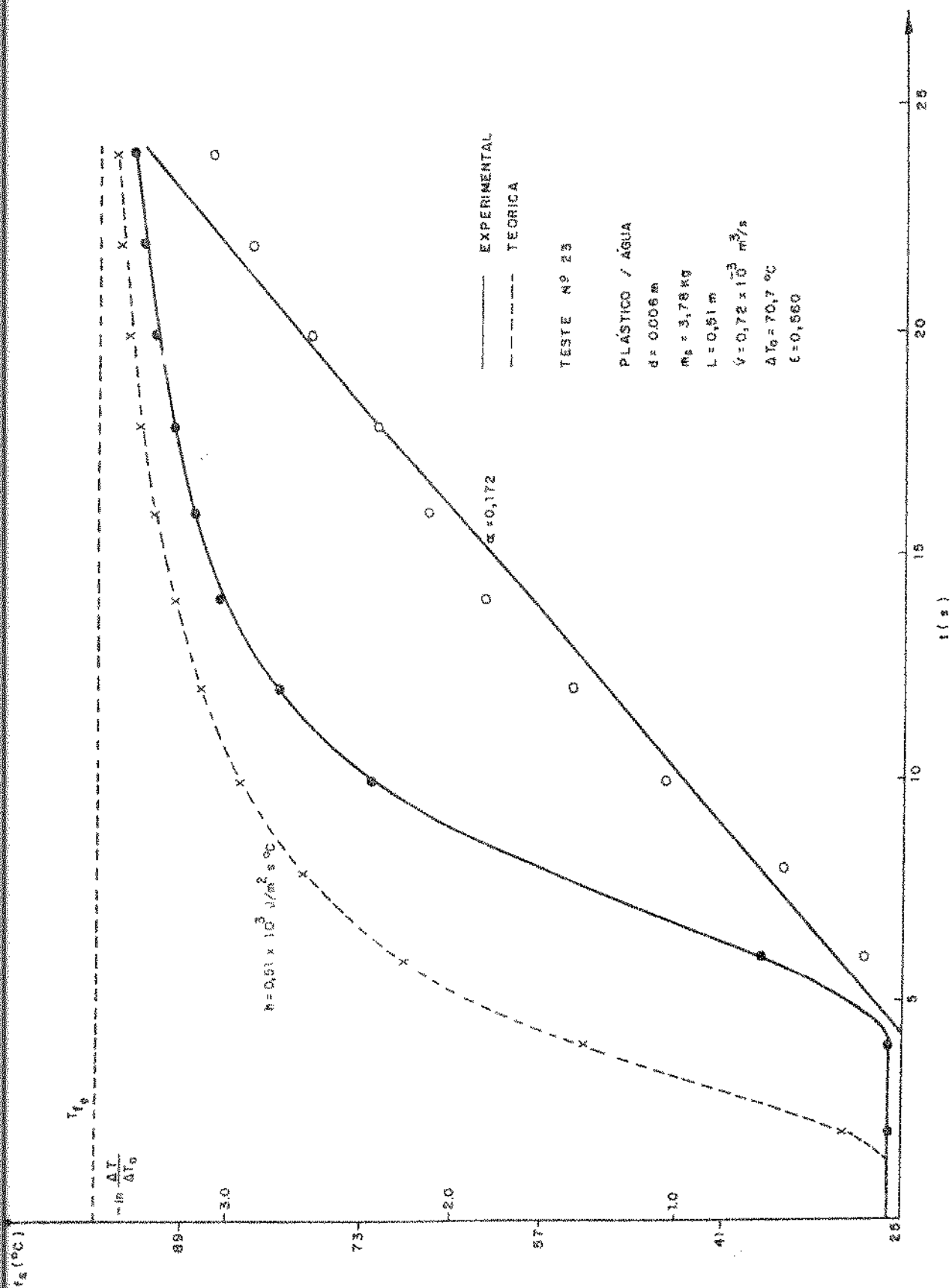


FIG. (29) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

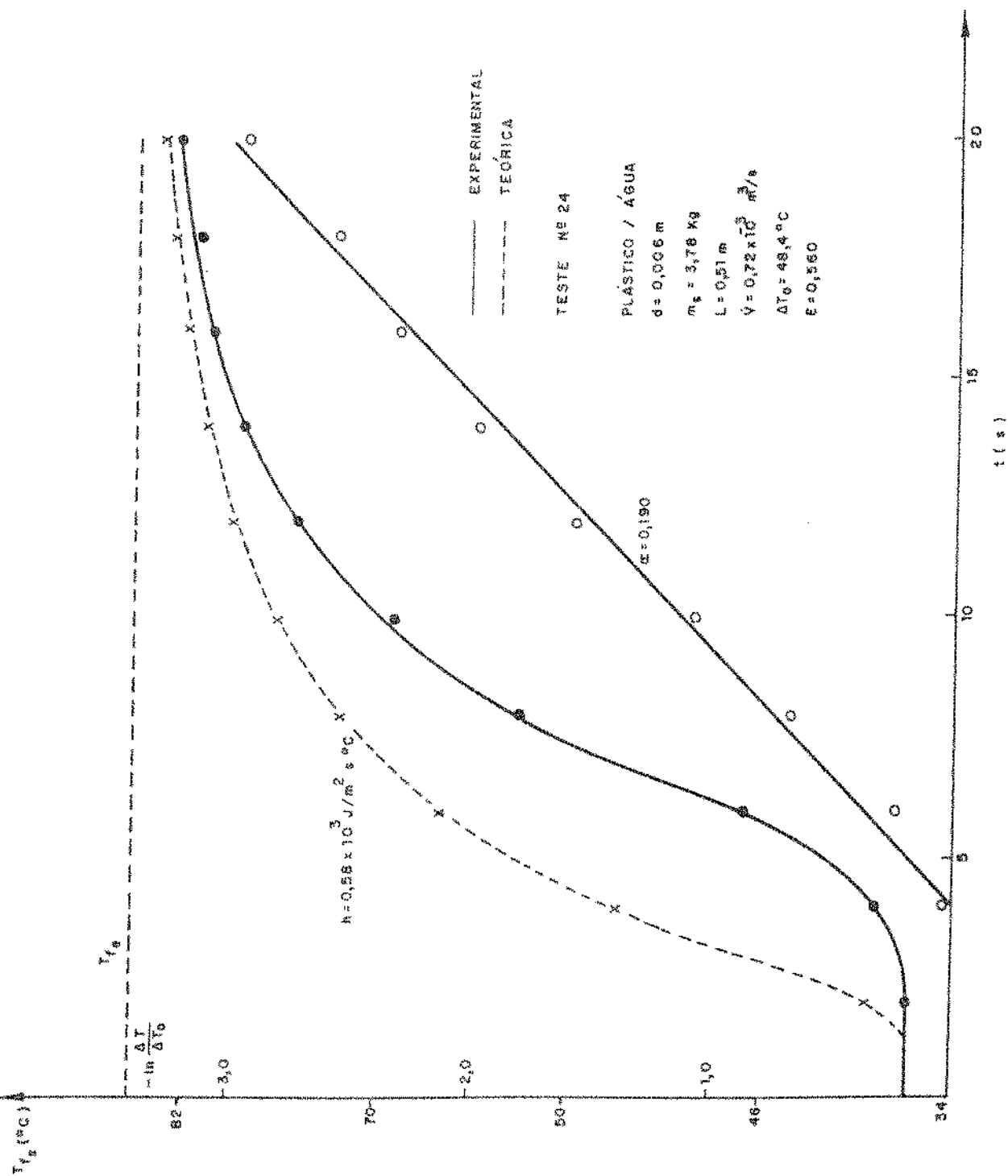


FIG. (30) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

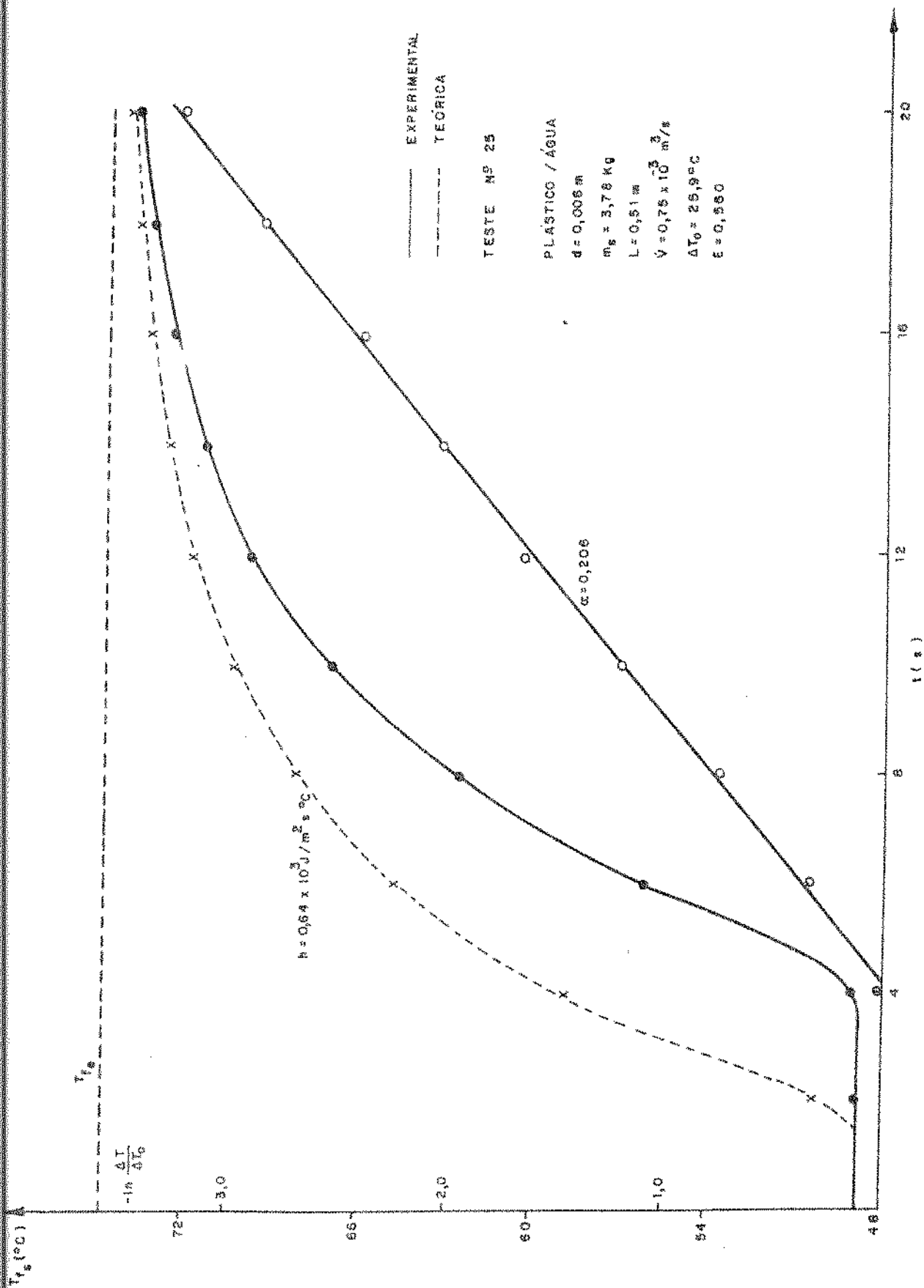


FIG. (31) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

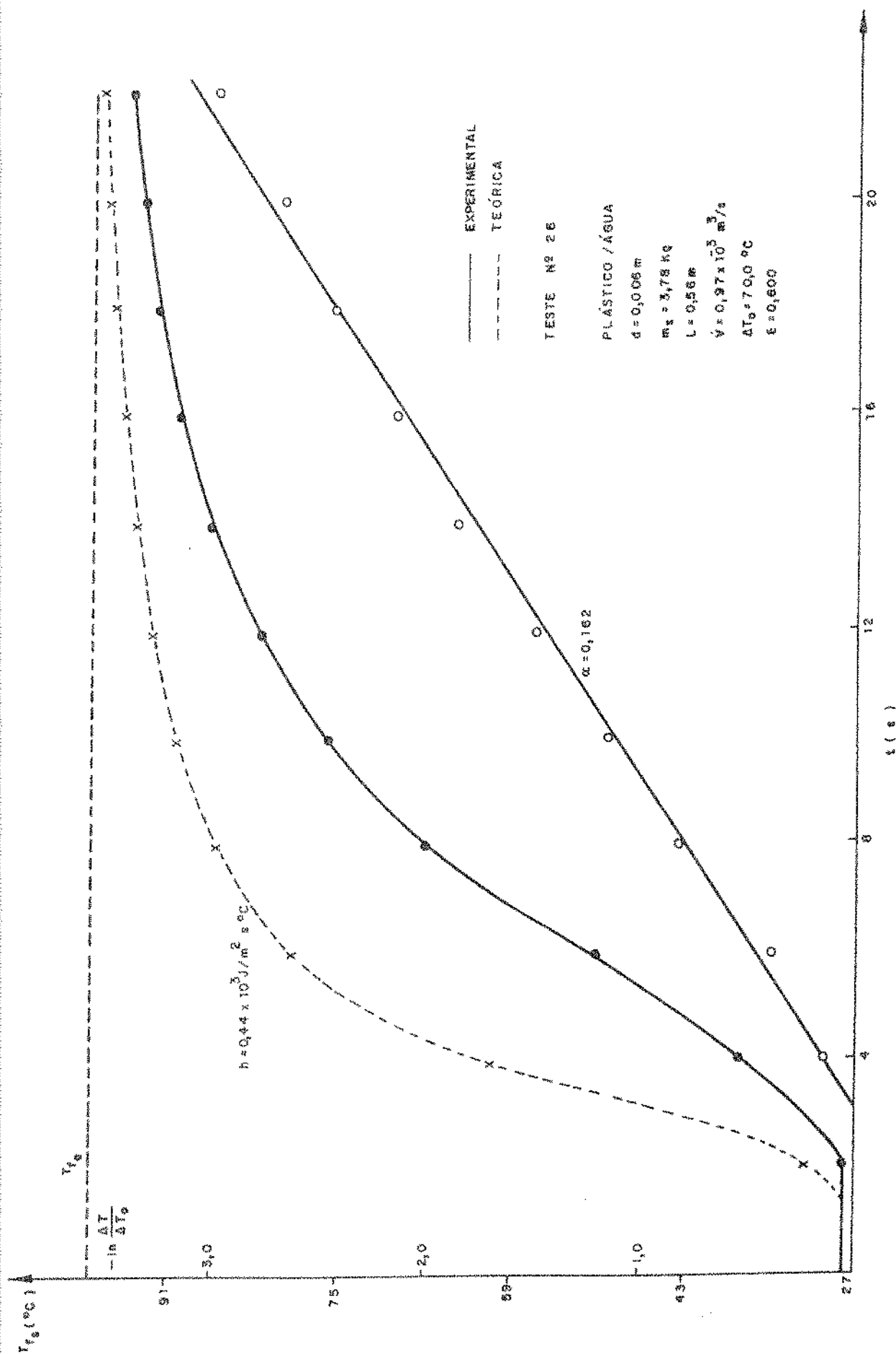


FIG. (32) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

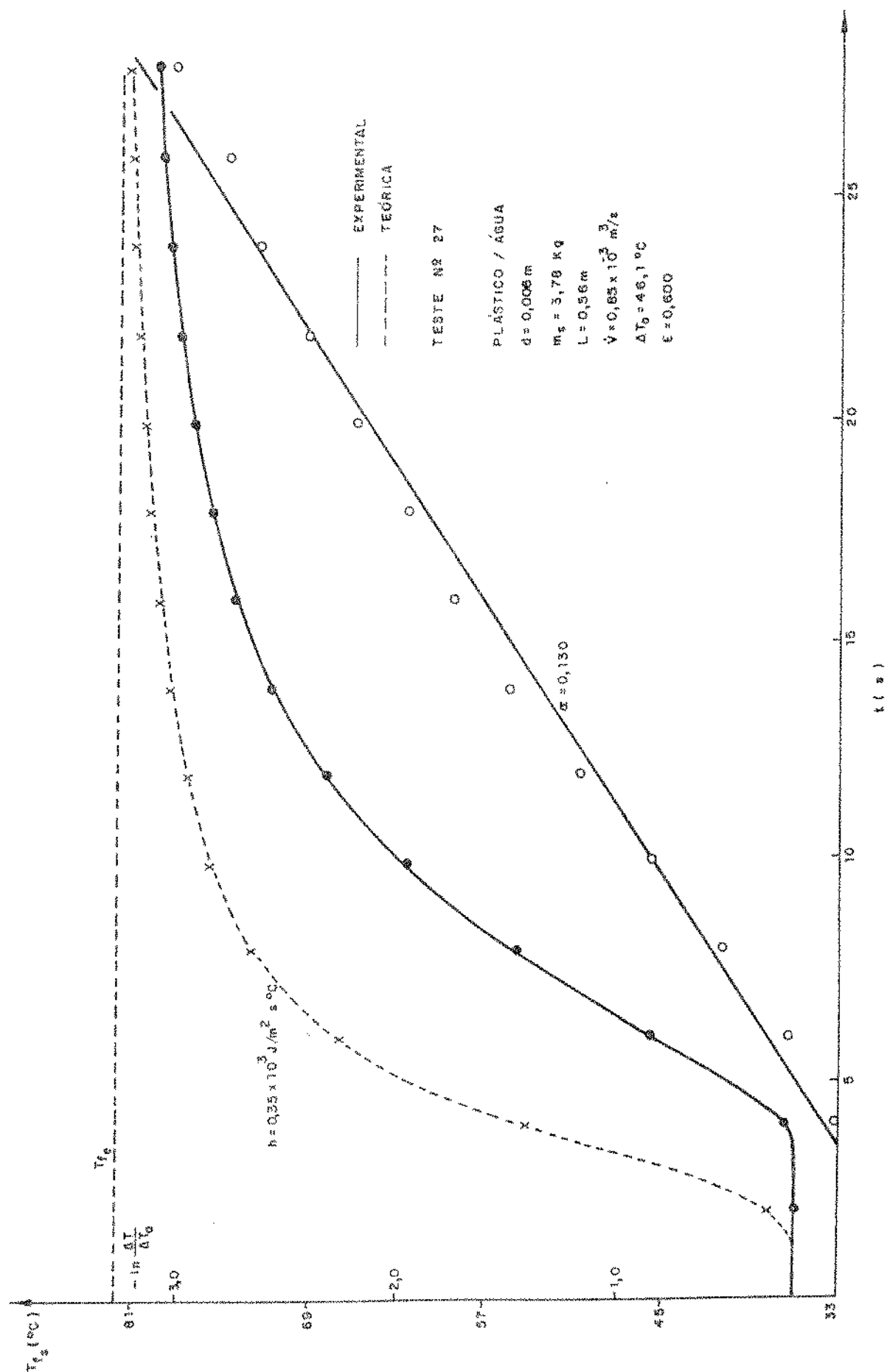


FIG. (33) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

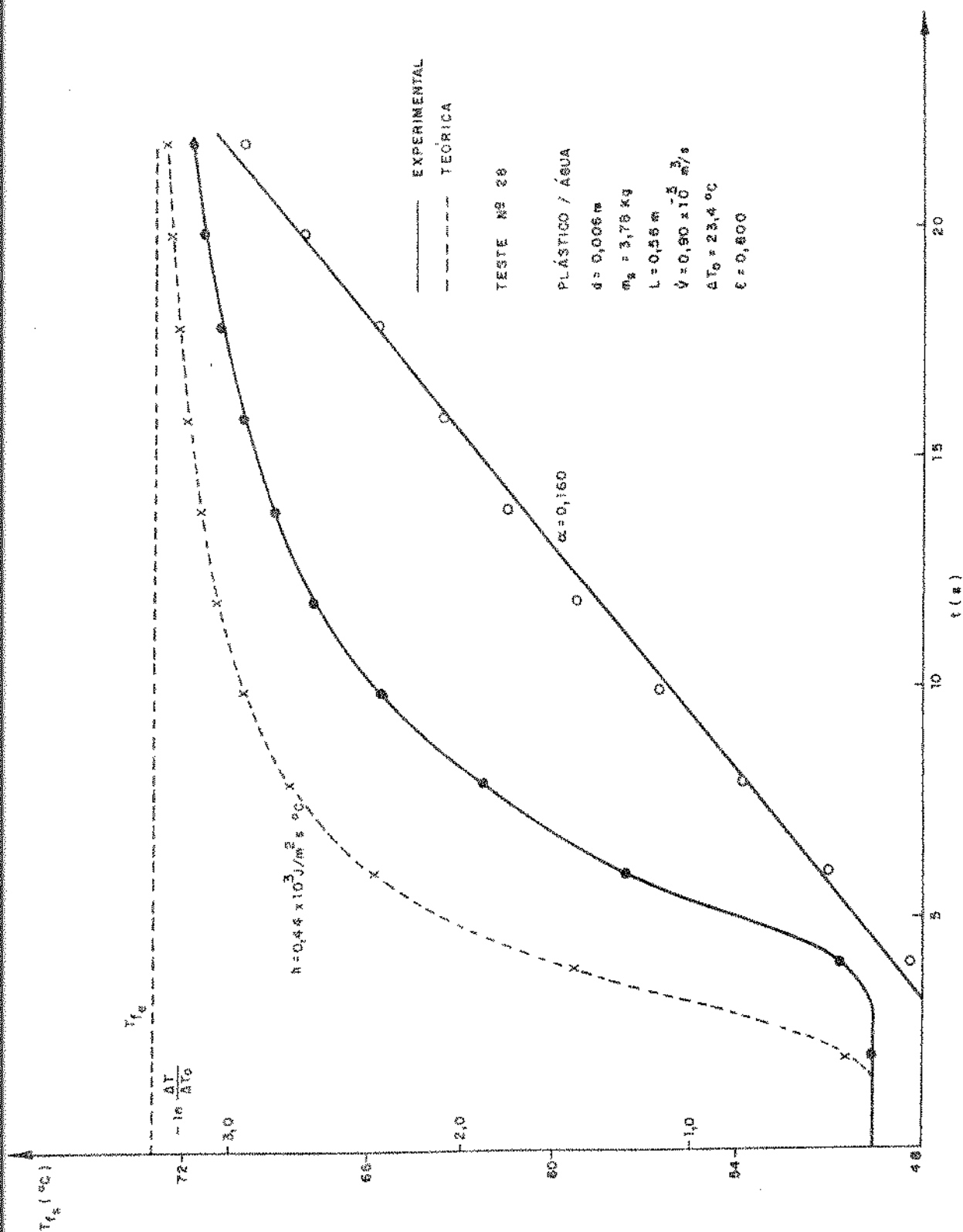


FIG. (34) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

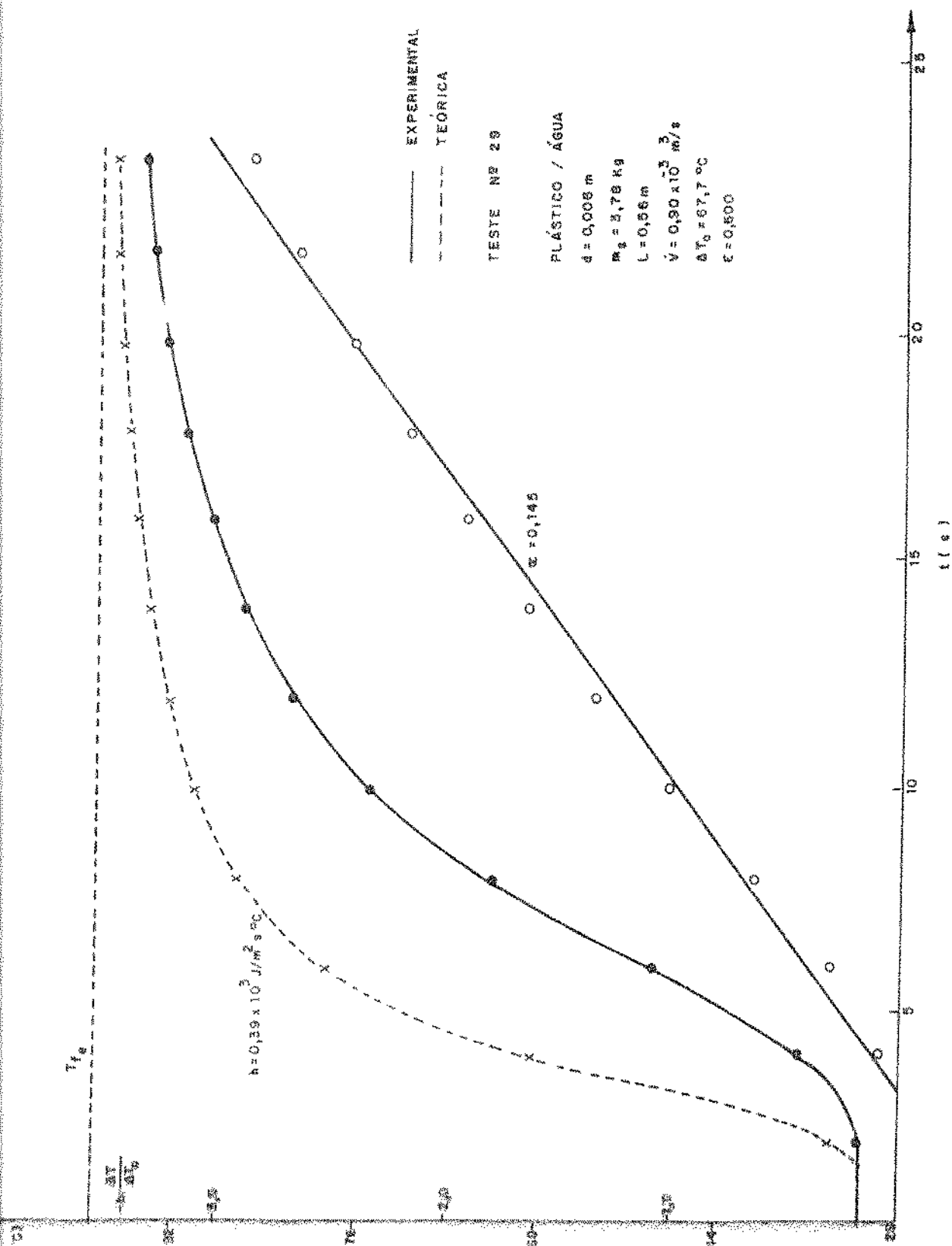


Fig. 3.5.3 VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

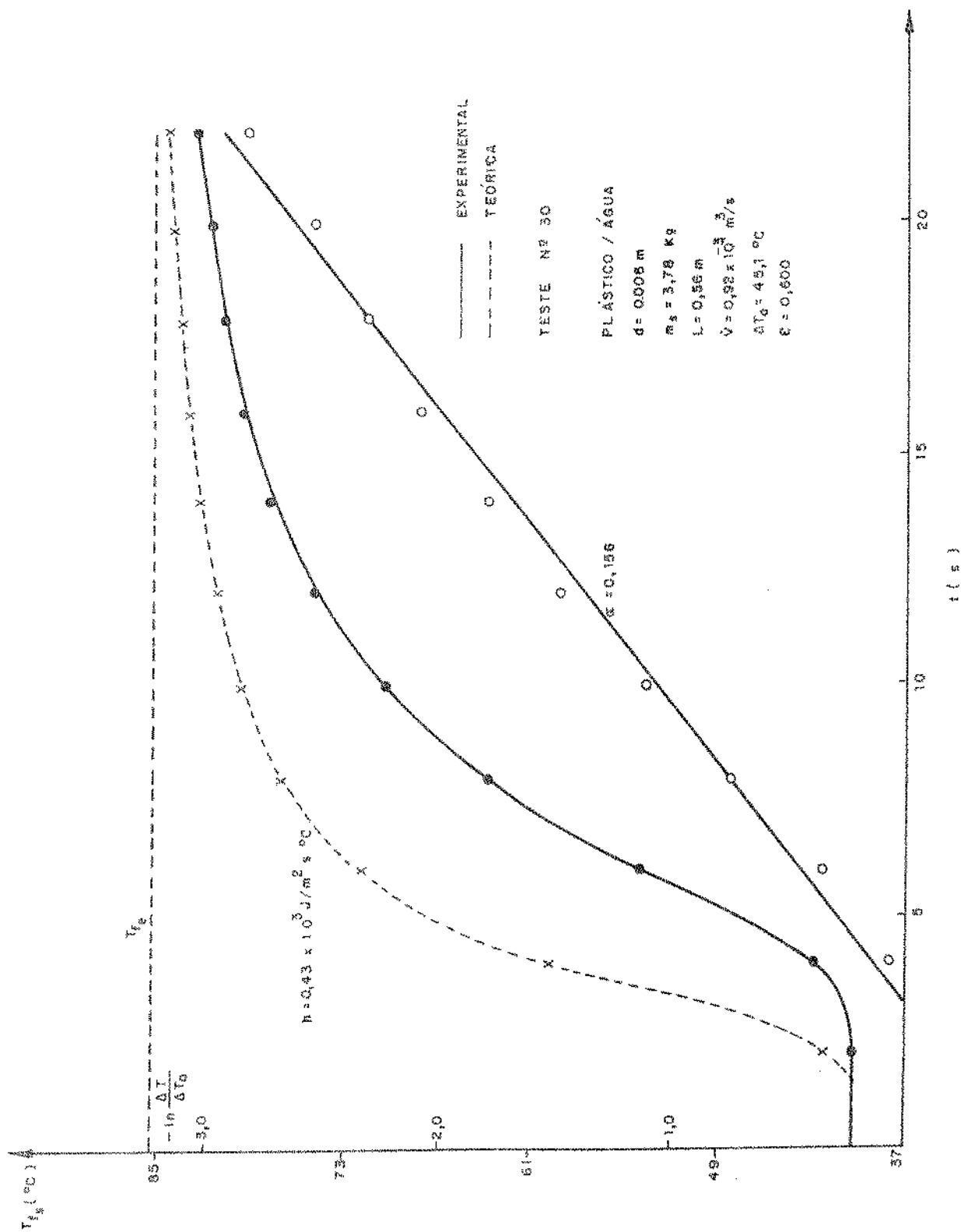


FIG. (38) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLÚIDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

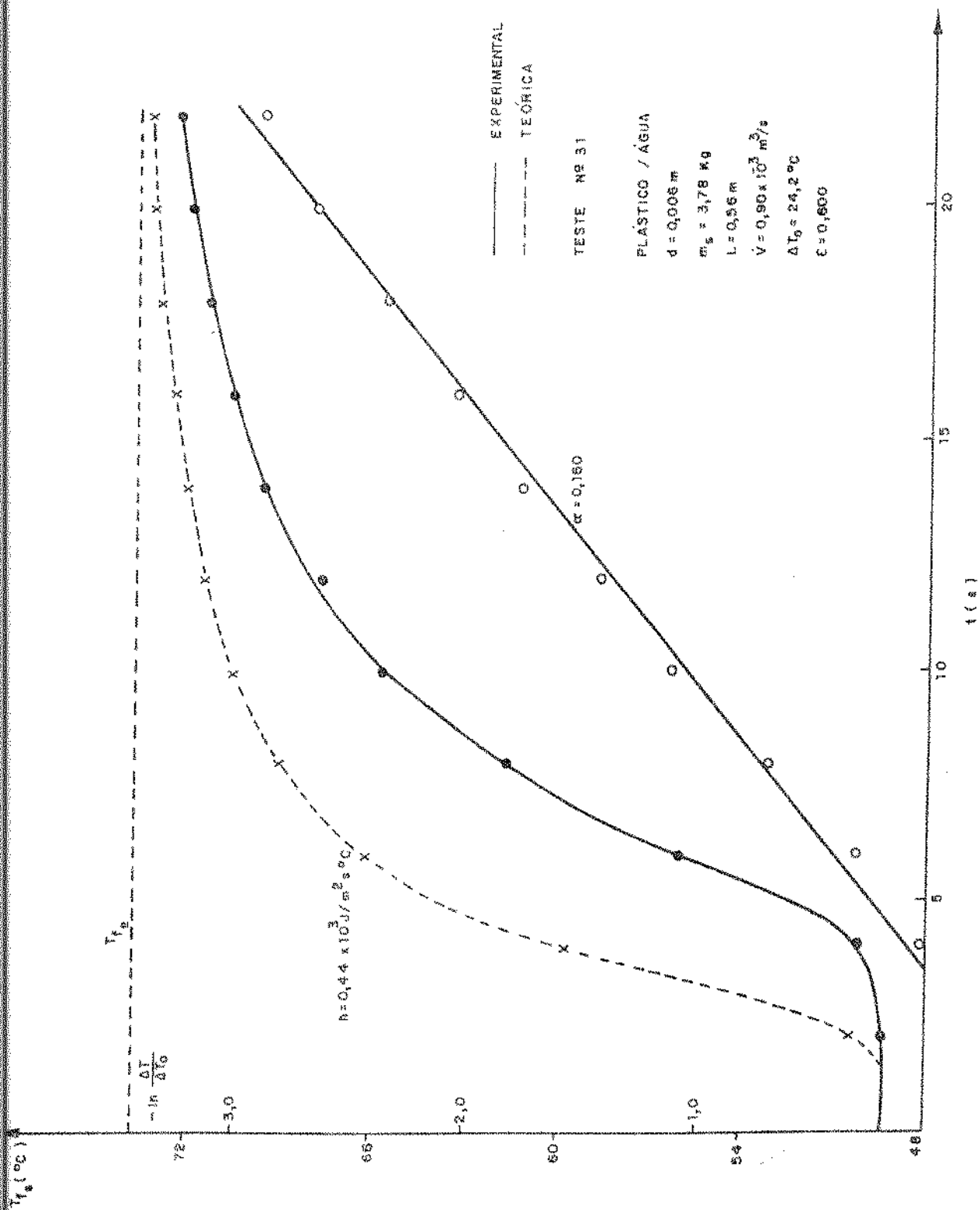


FIG. (37) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO LEITO

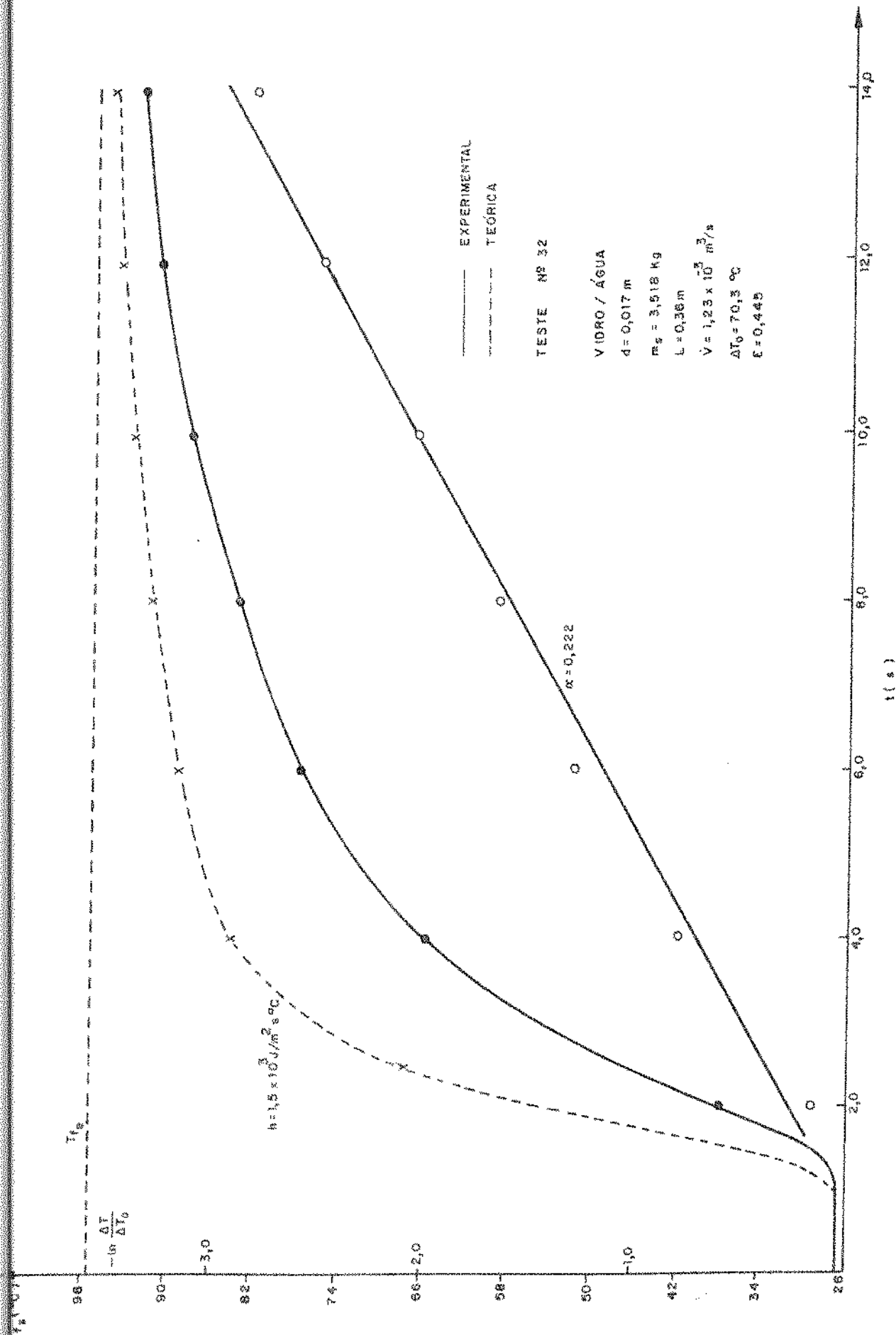


FIG. (38) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

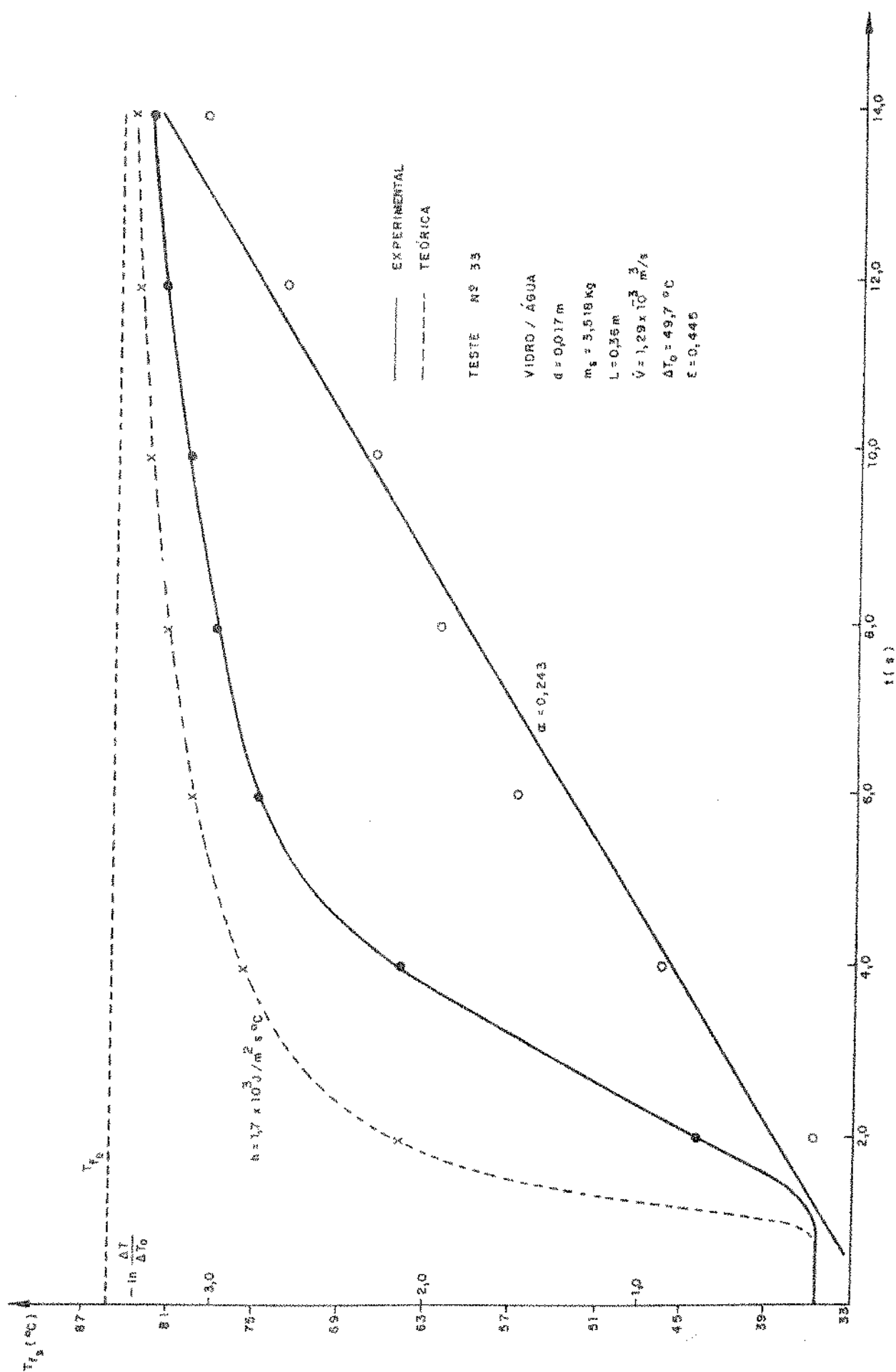


FIG. (39) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

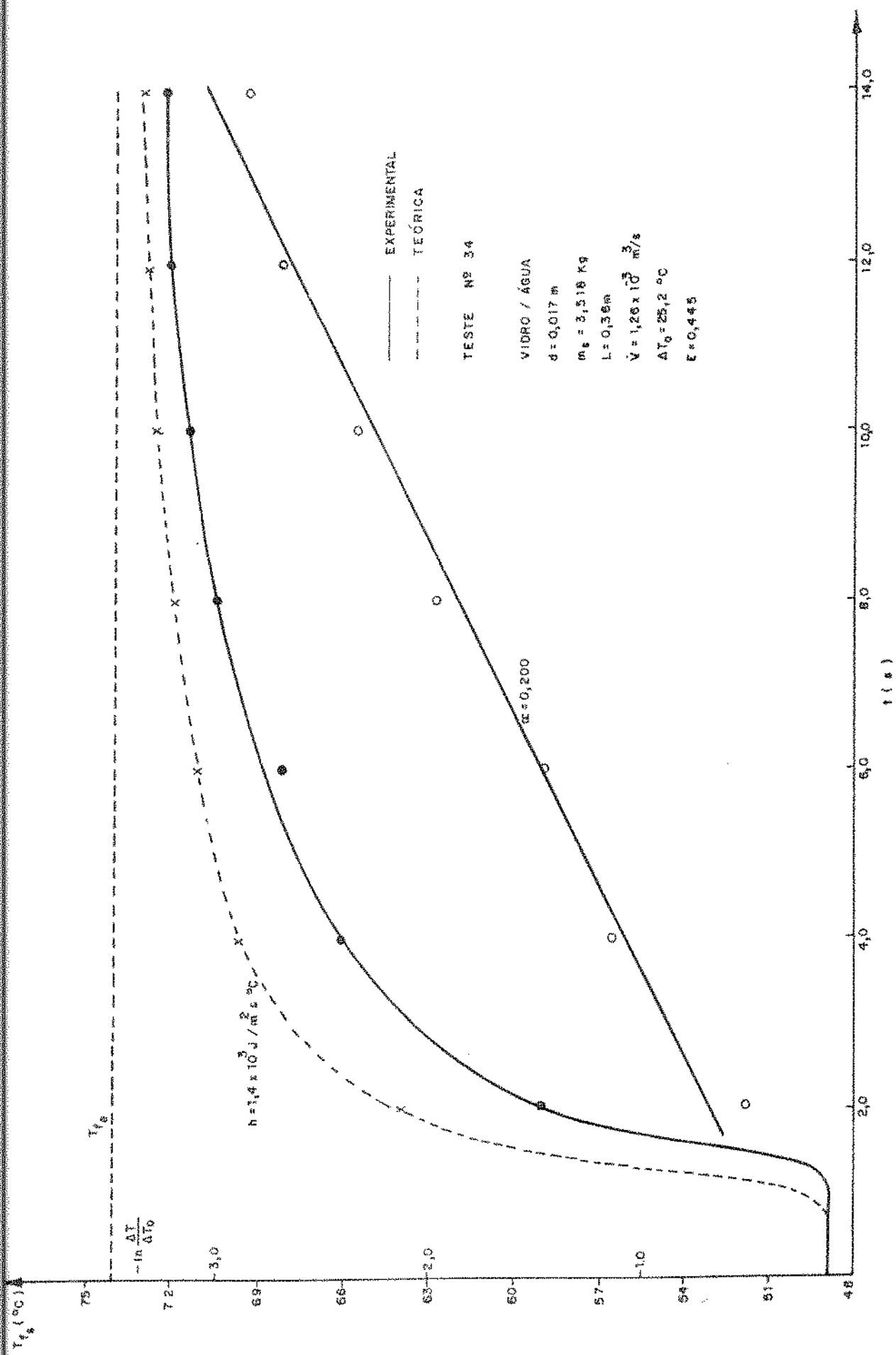


FIG. (40) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

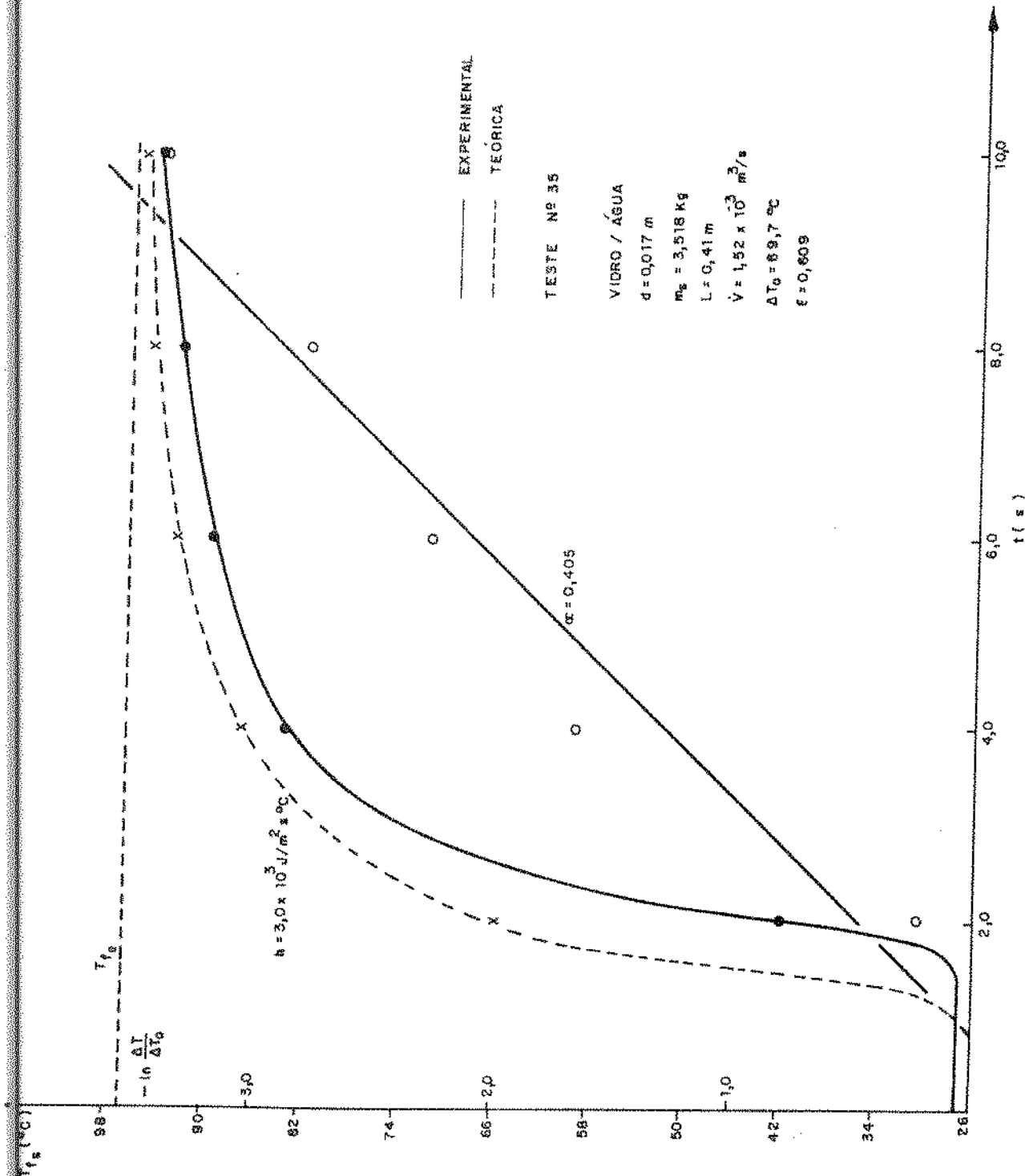


FIG. (41) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

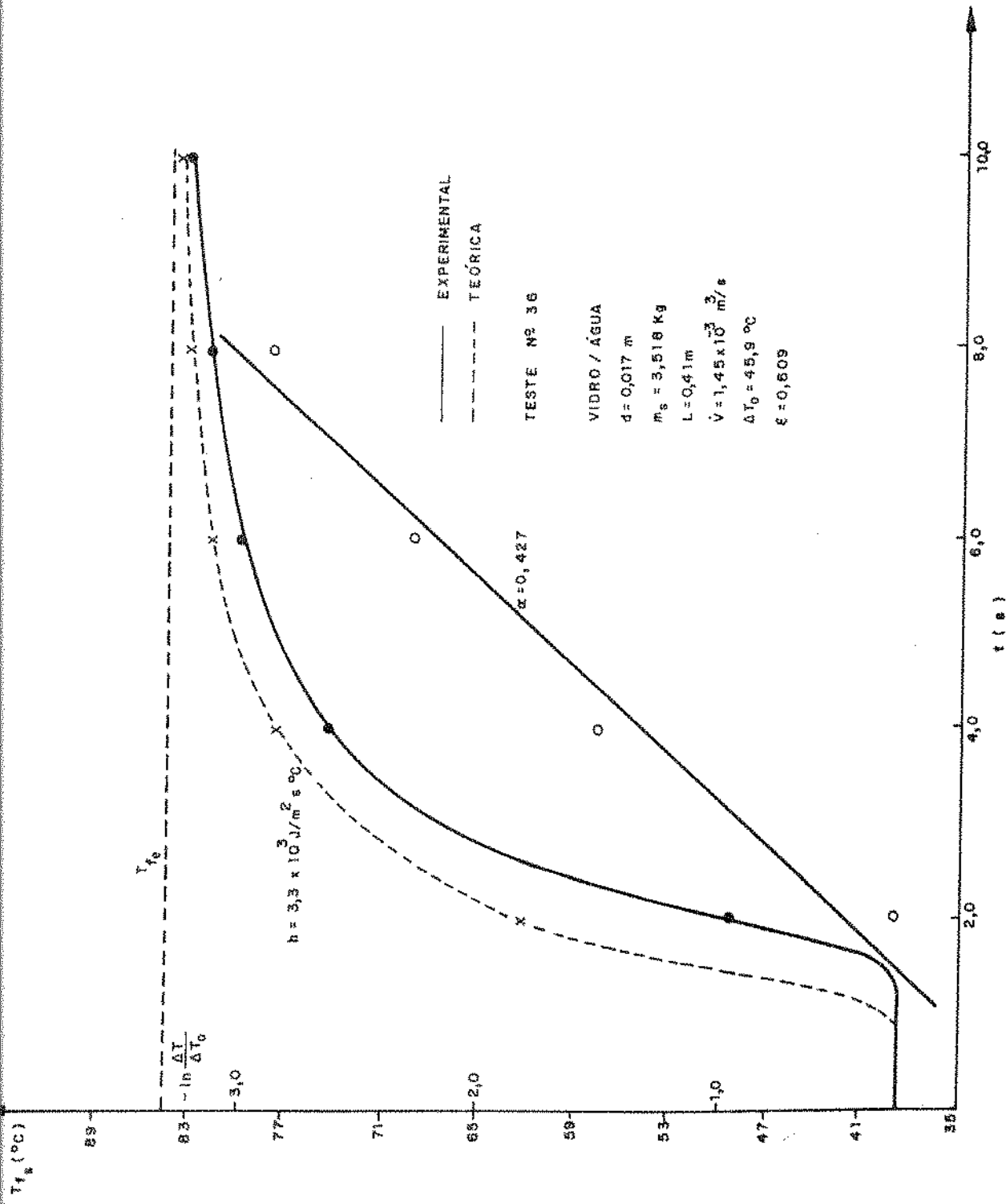


FIG. (42) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

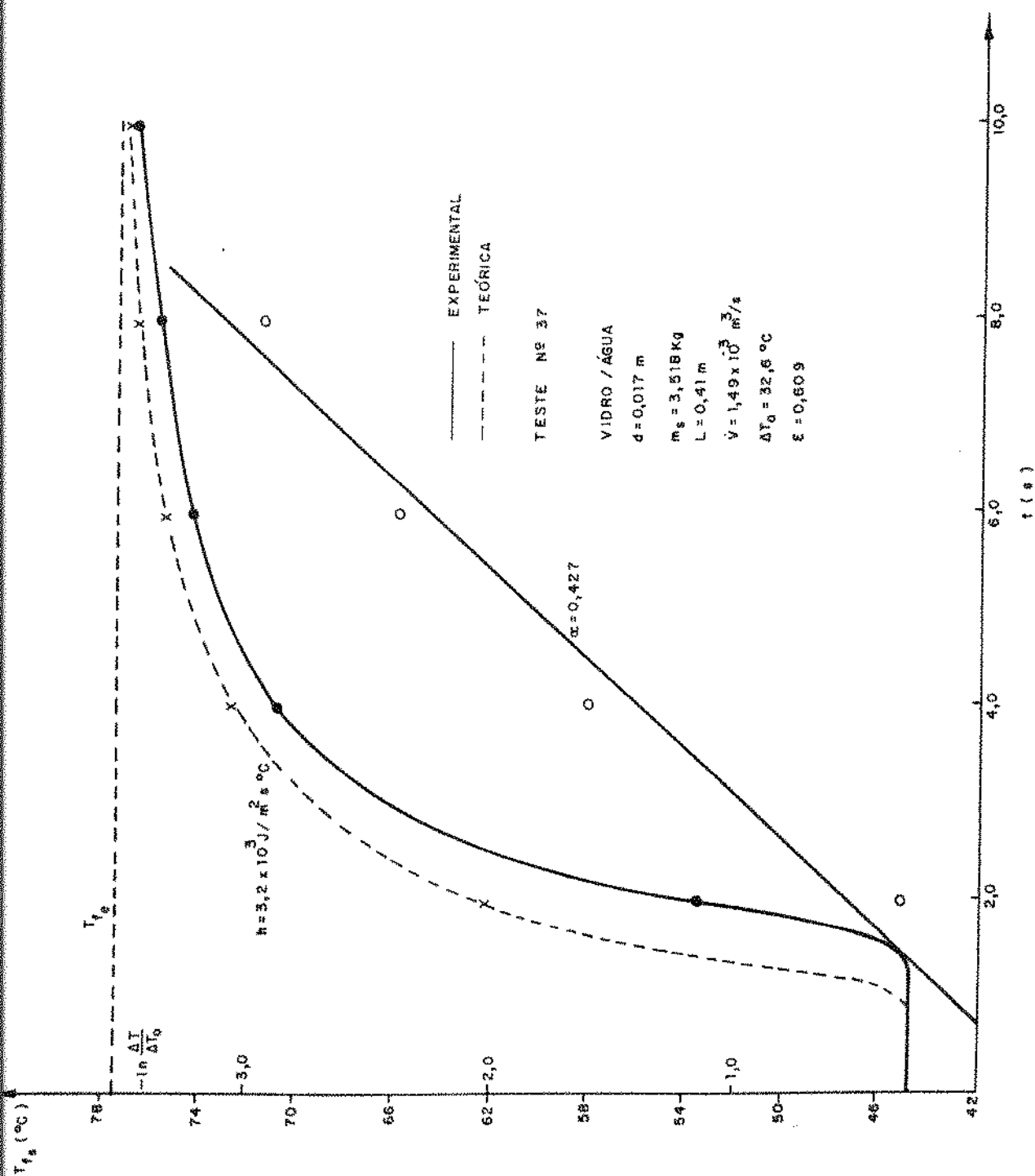


FIG. (43) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

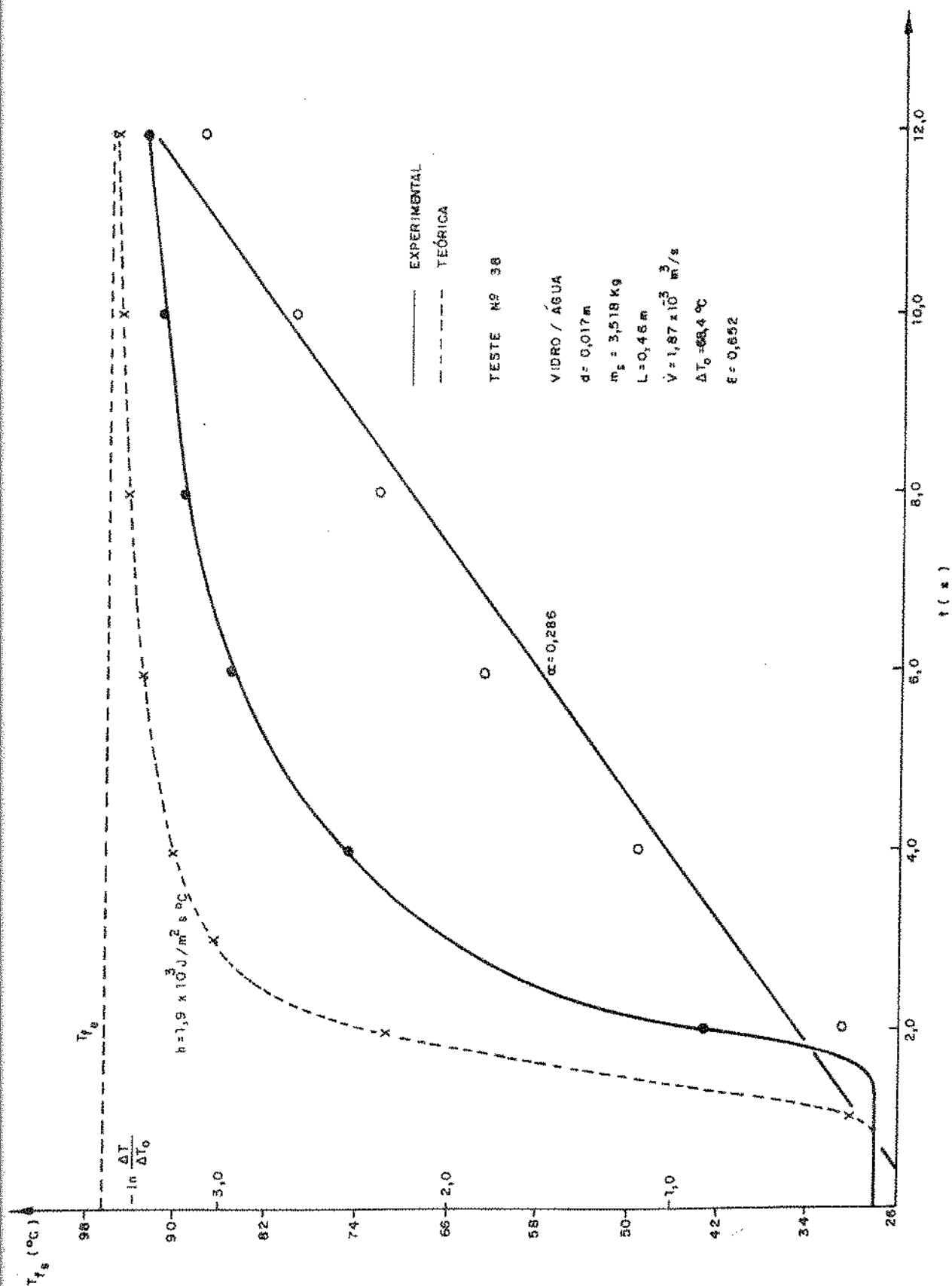


FIG. (44) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

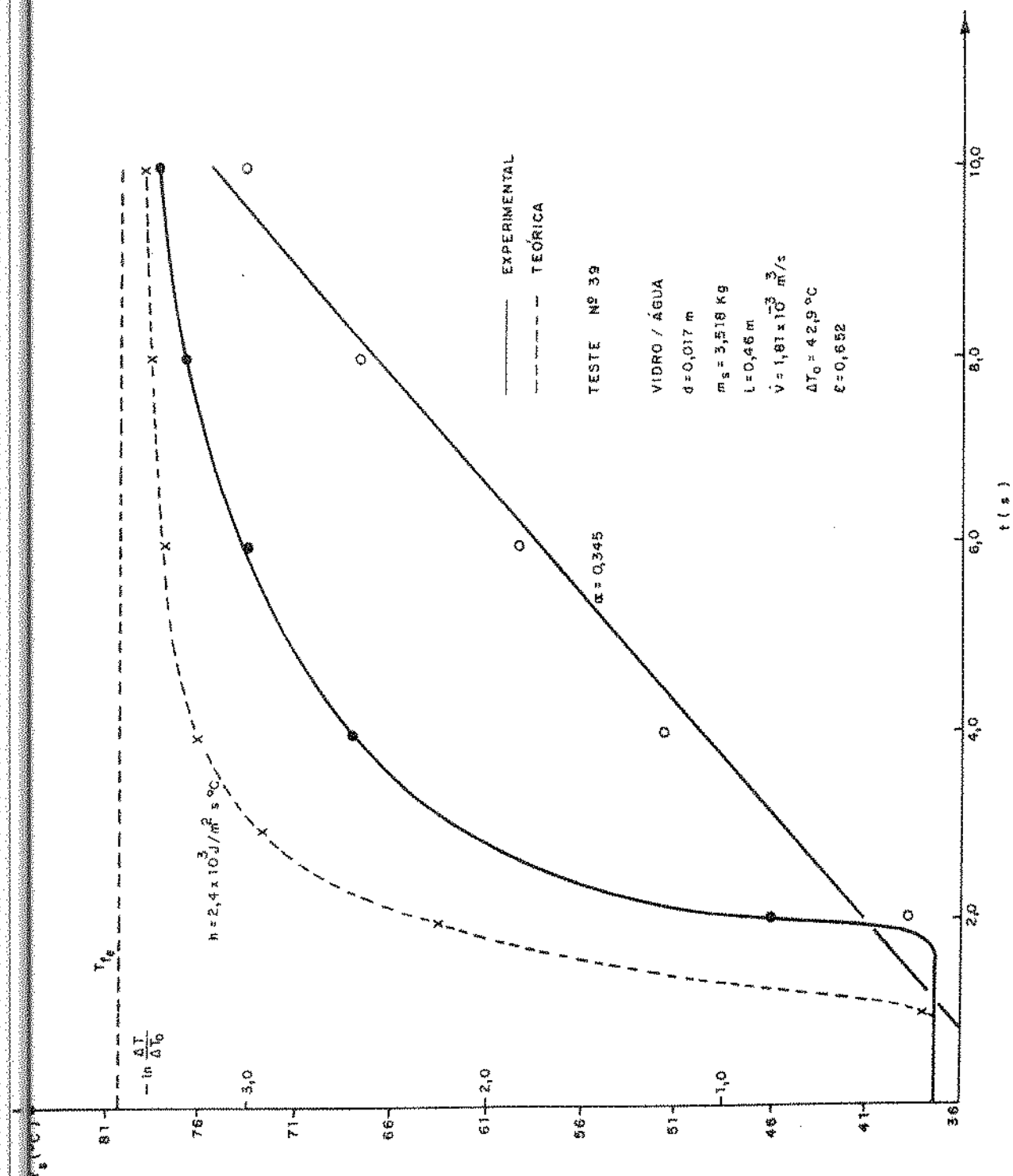


FIG. (45) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

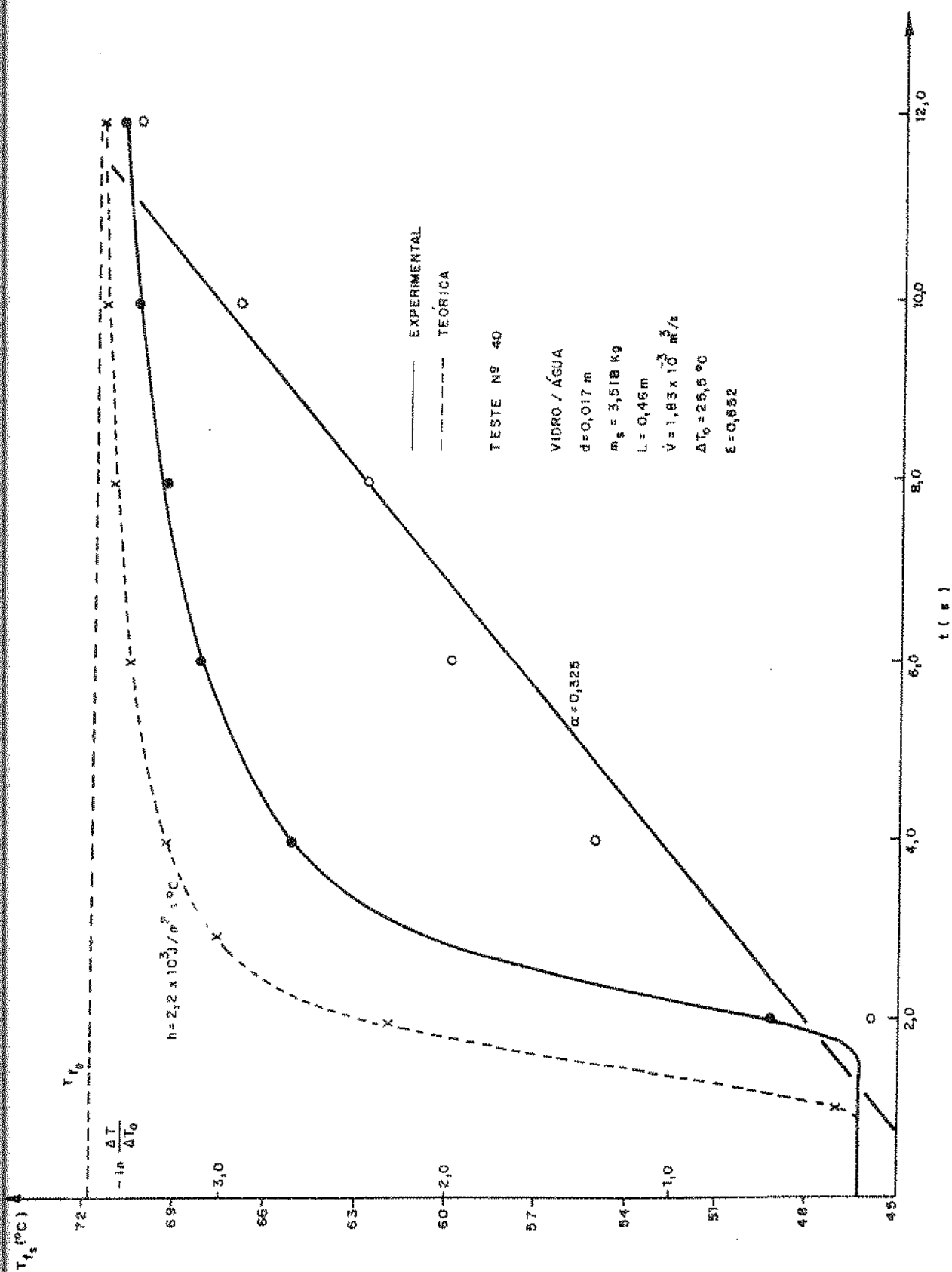


FIG. (46) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

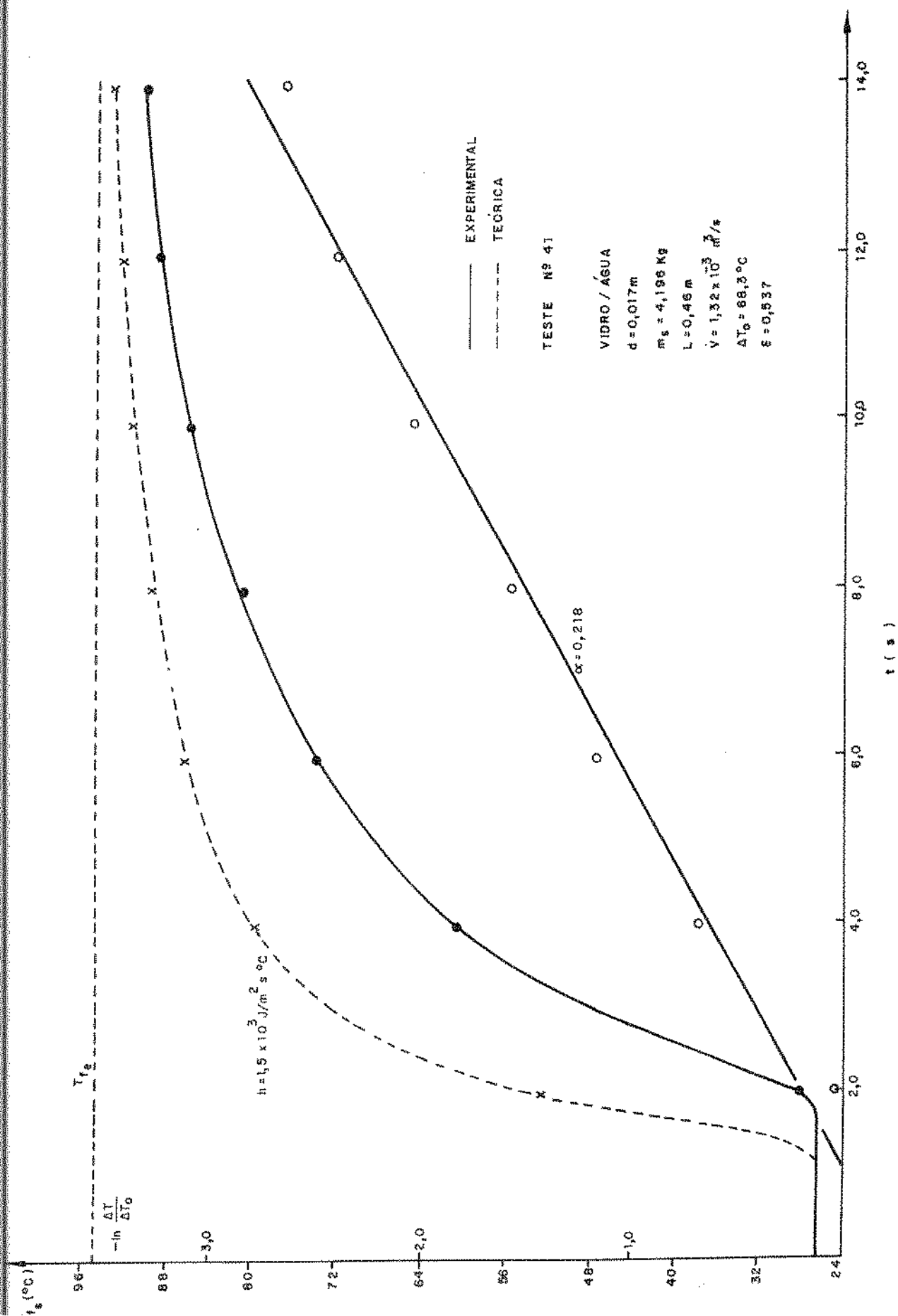


FIG. (47) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

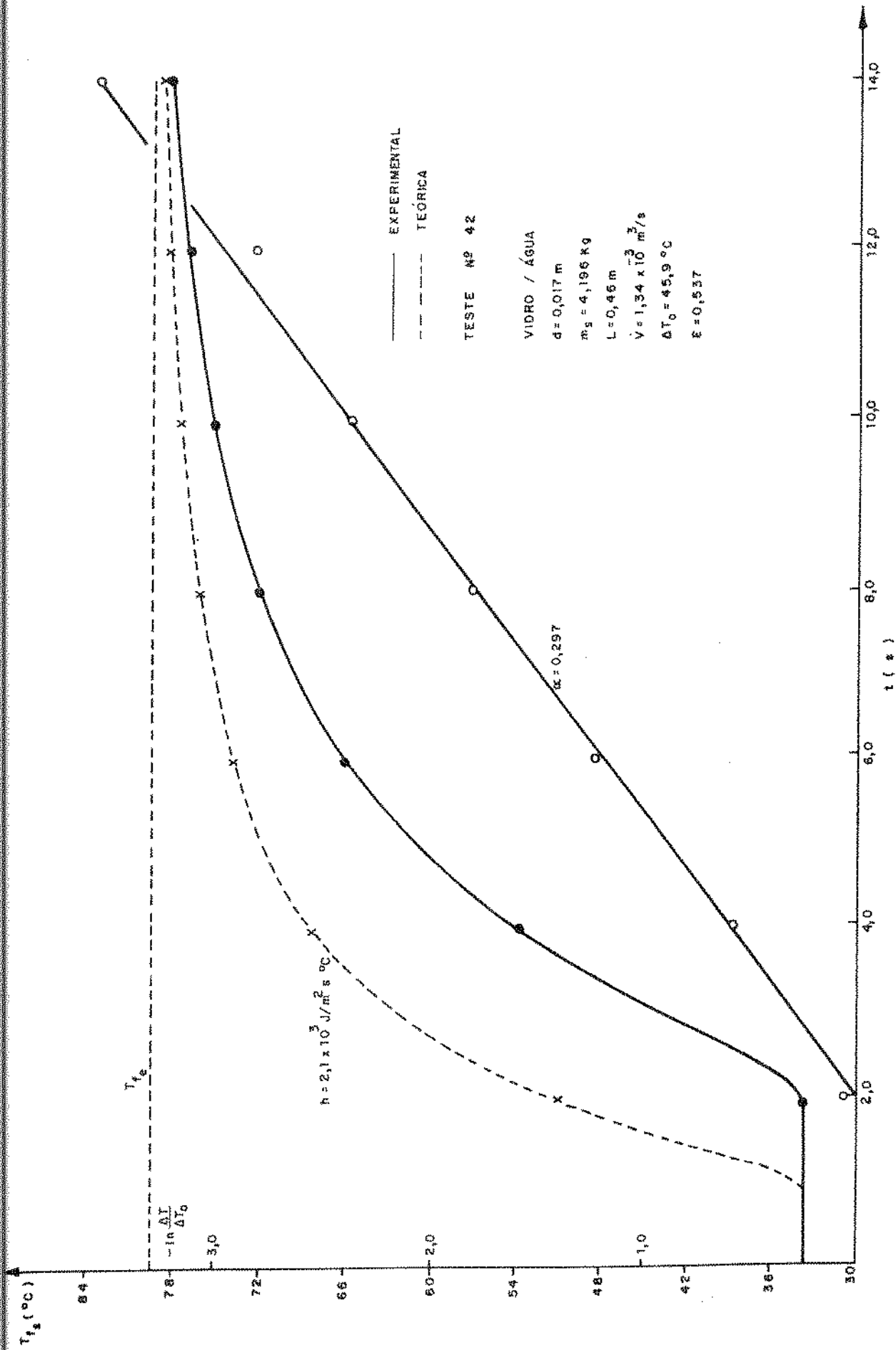


FIG. (48) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

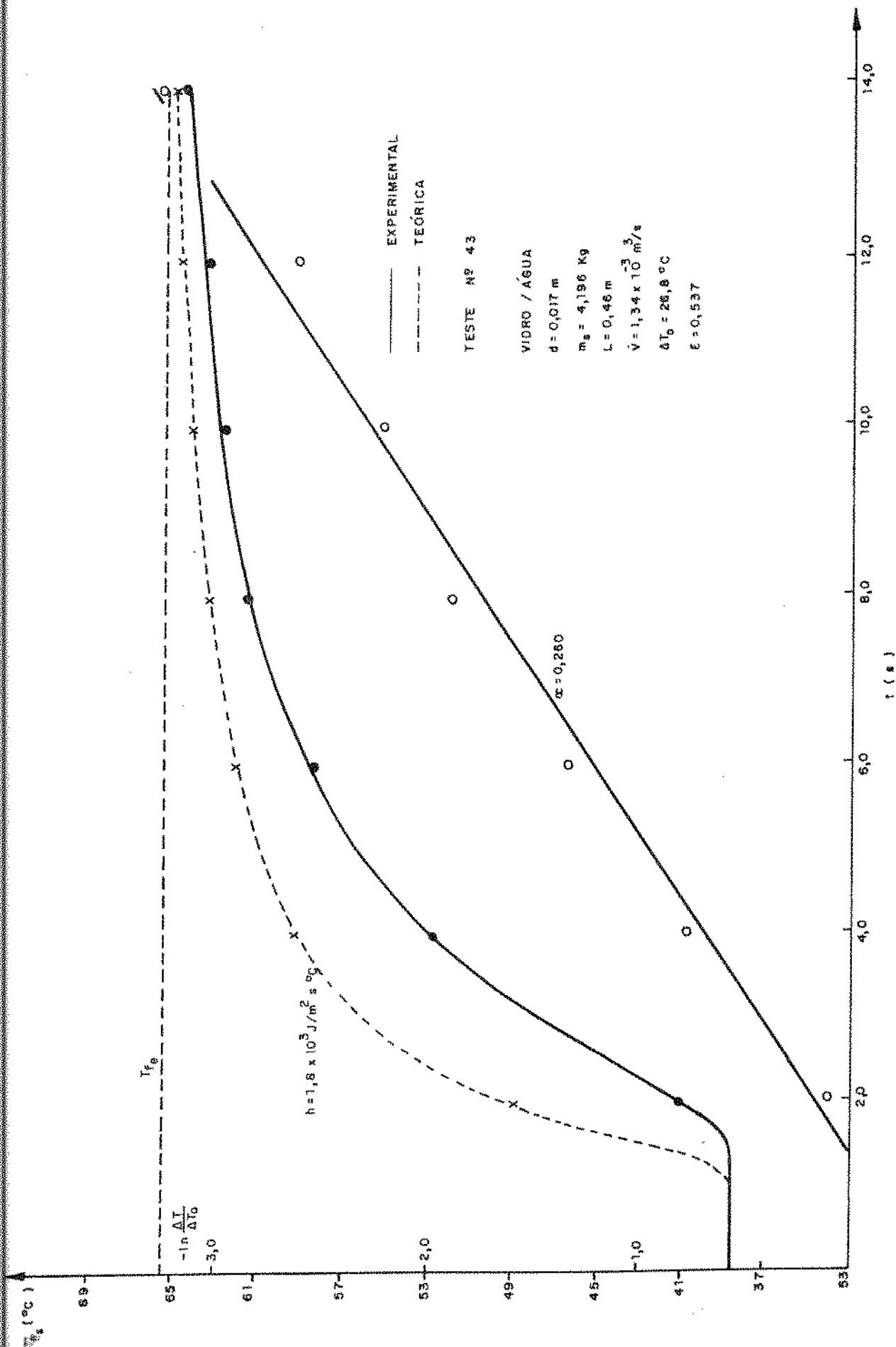


FIG. (49) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

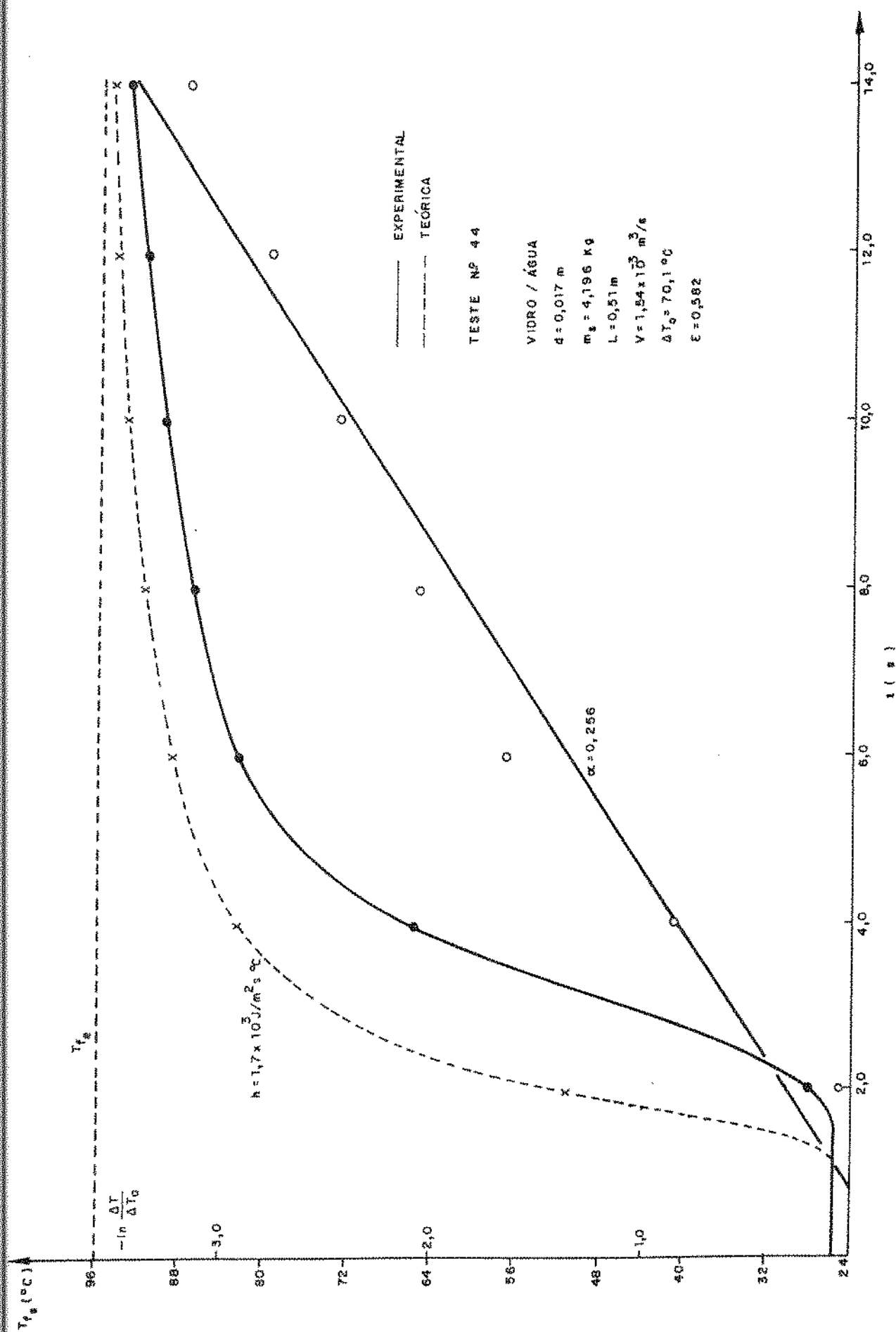


FIG. (50) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

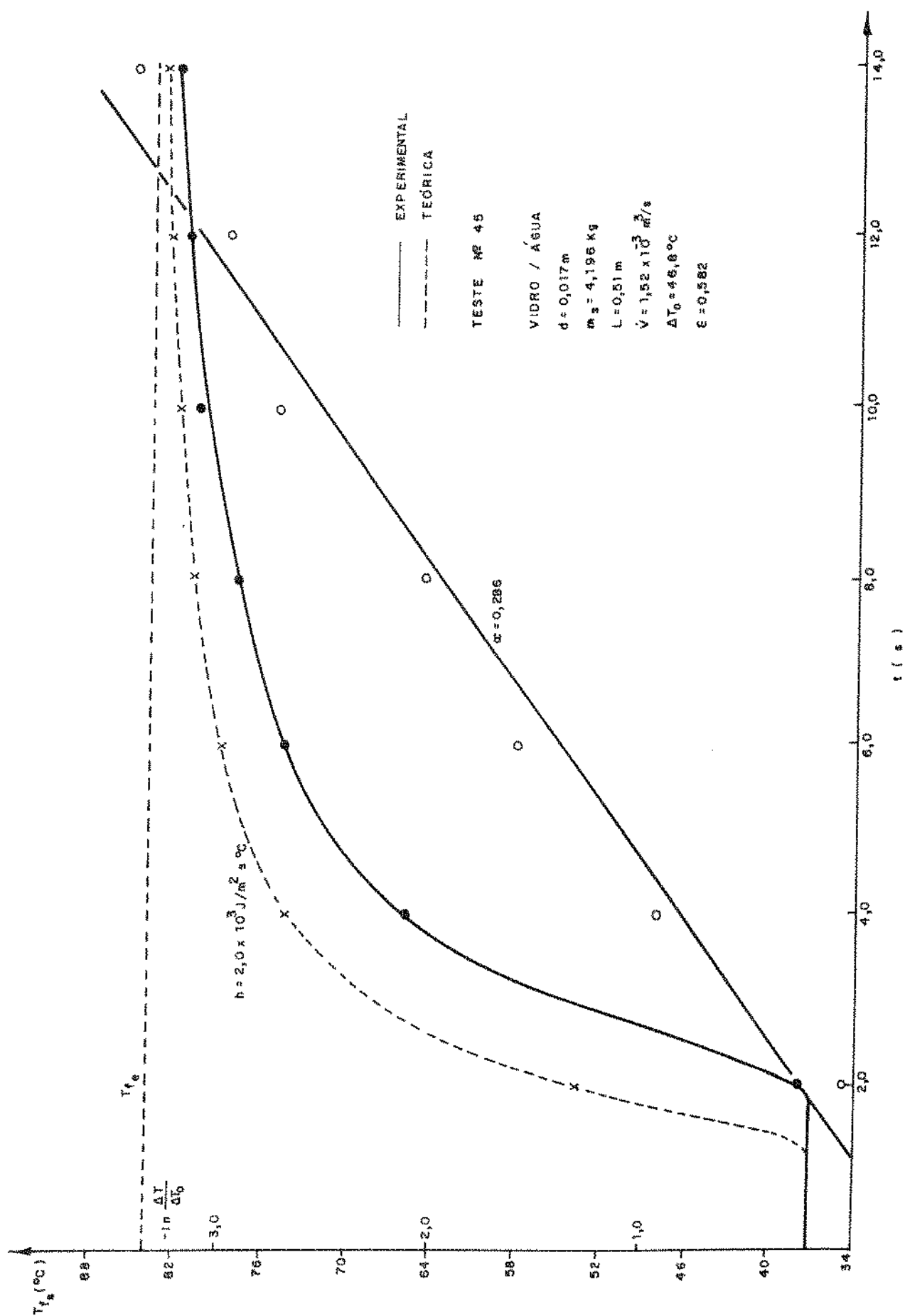


FIG. (51) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

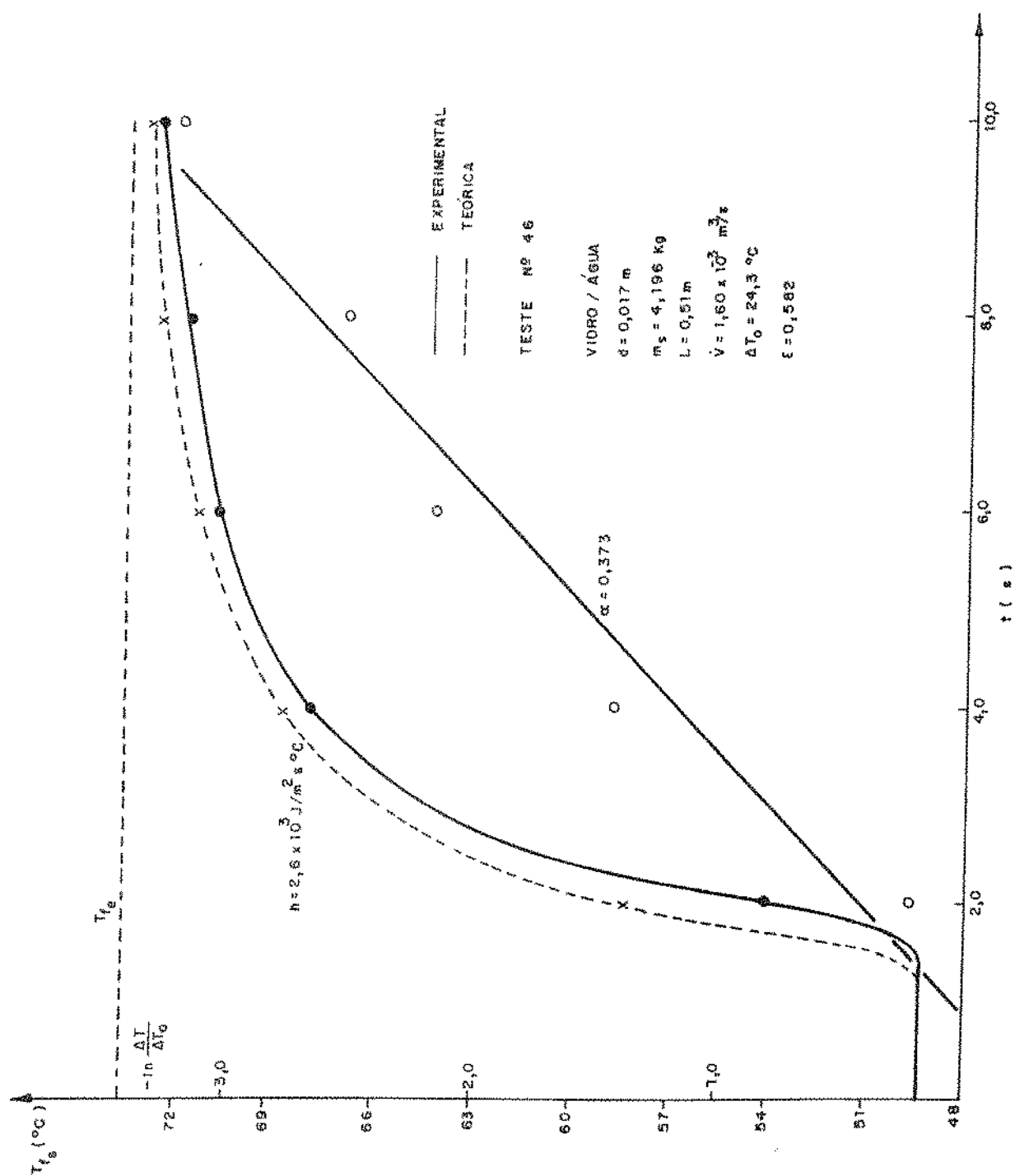


FIG. (52) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

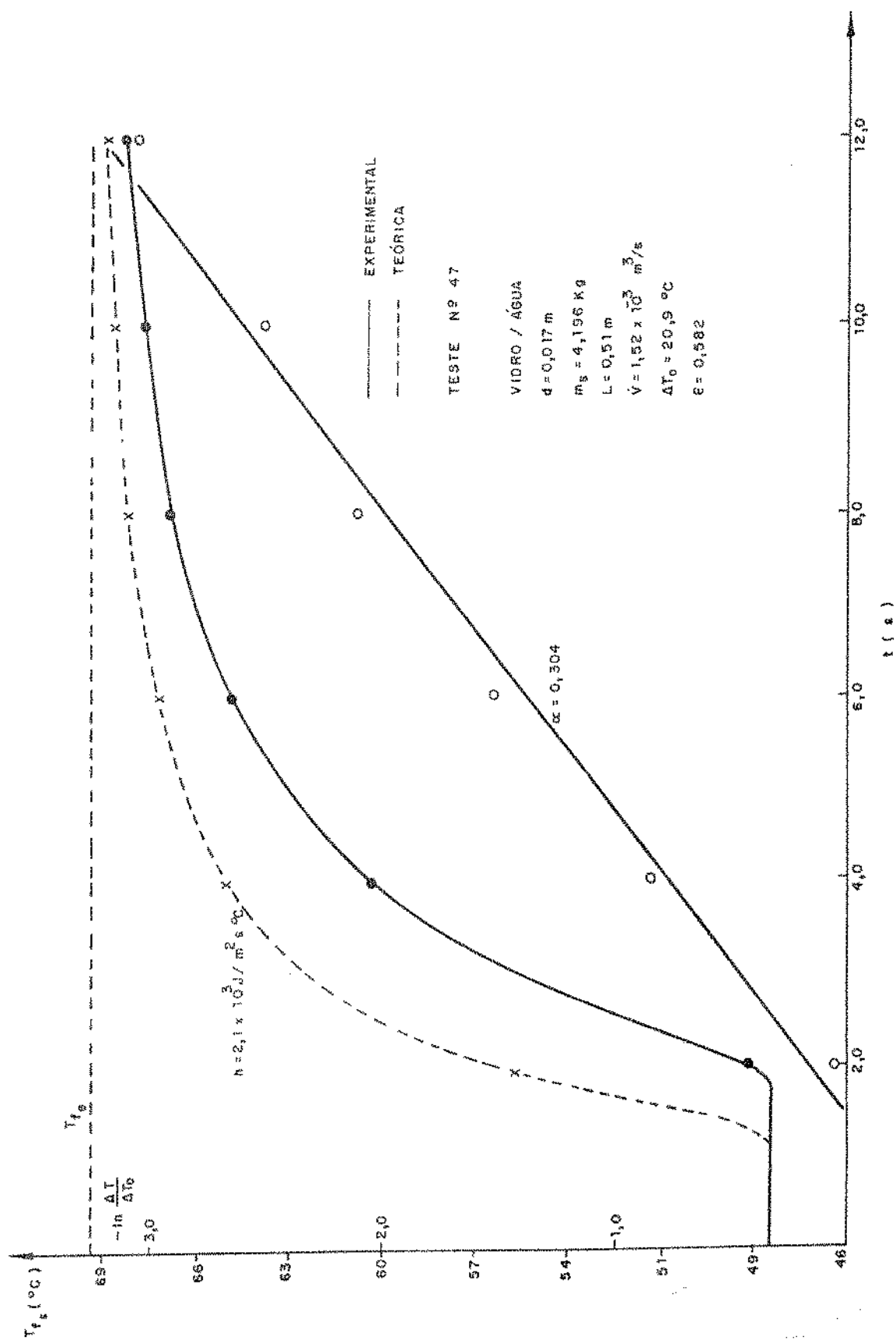


FIG. (53) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

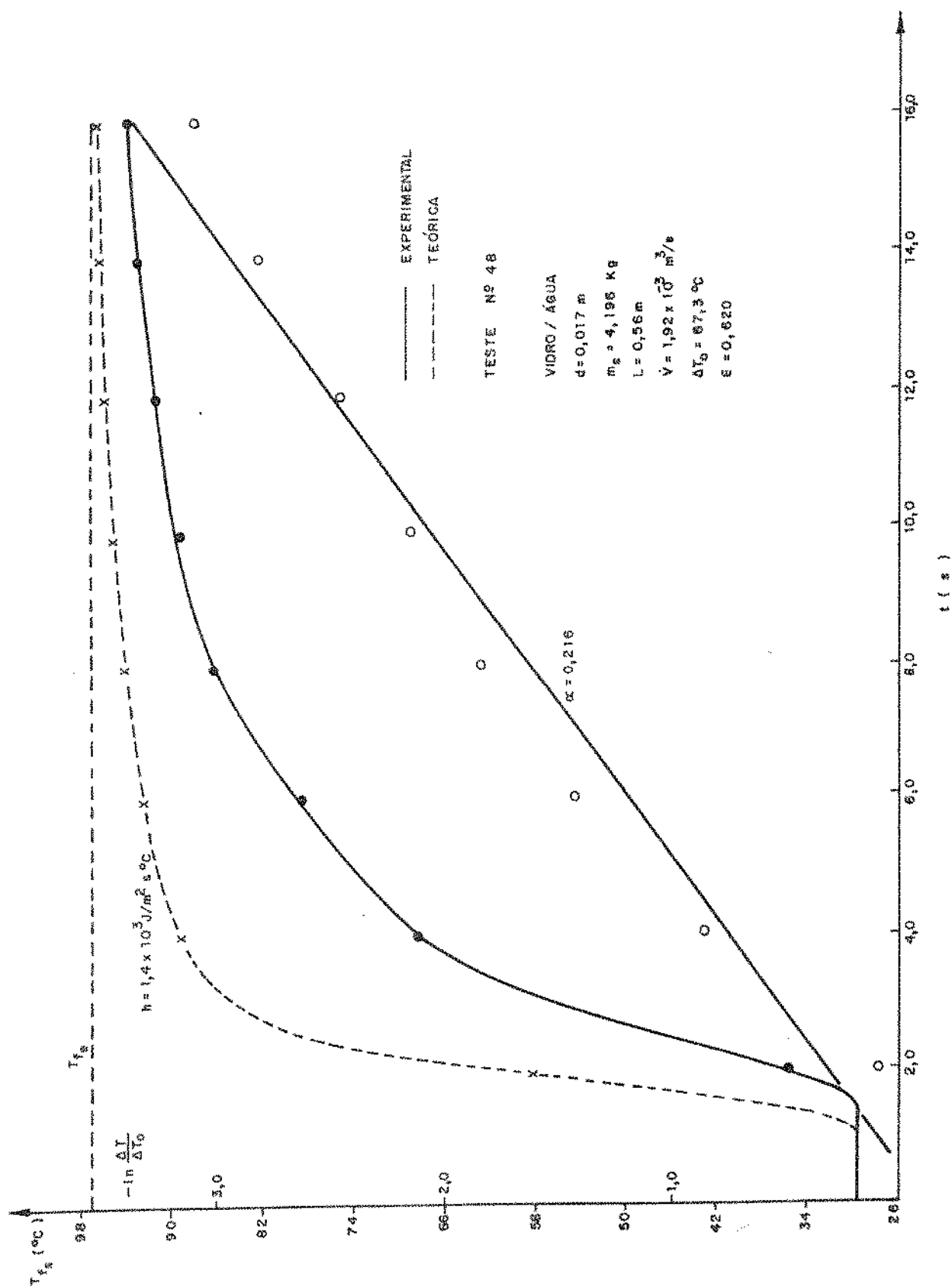


FIG. (54) VARIACÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

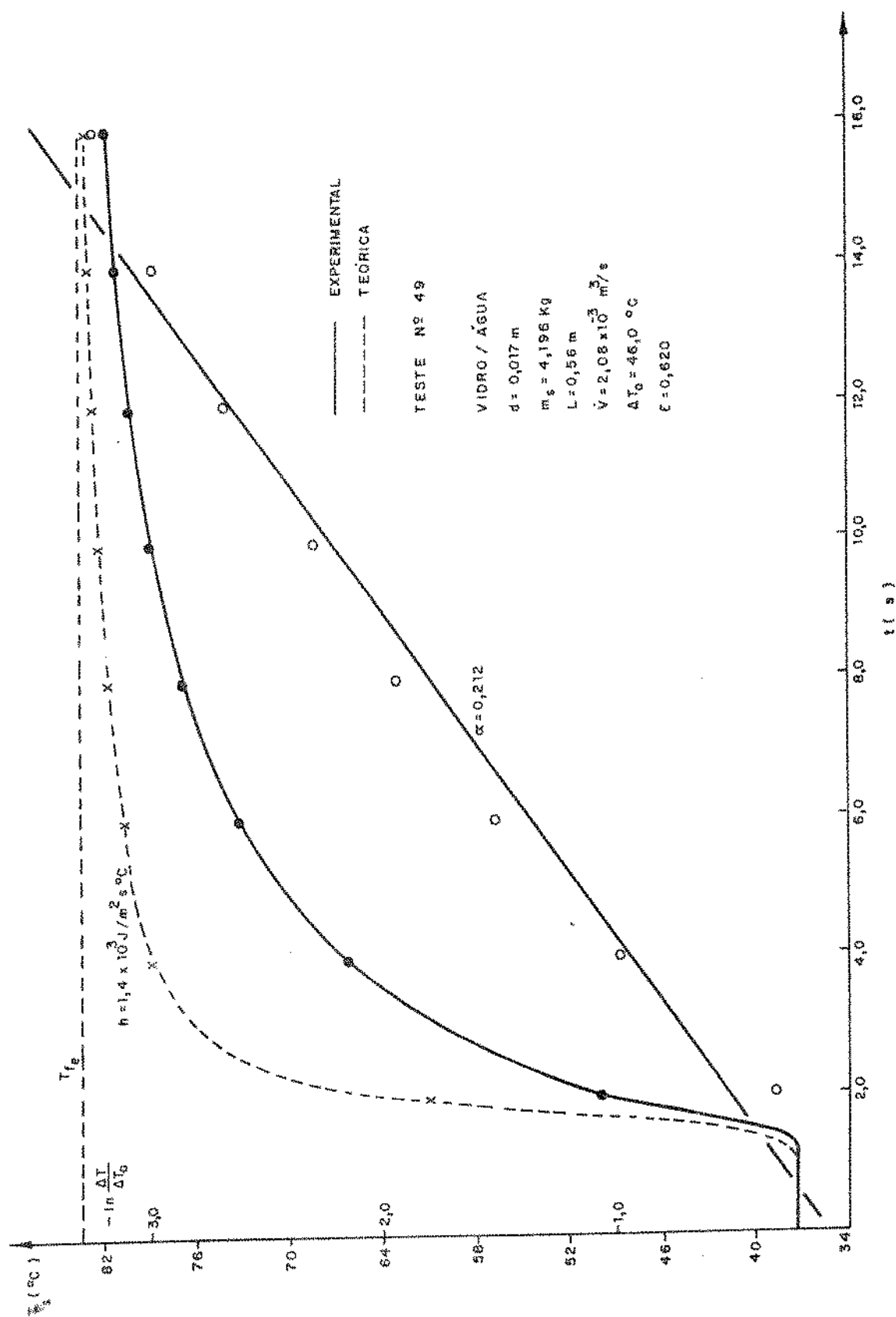


FIG. (55) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

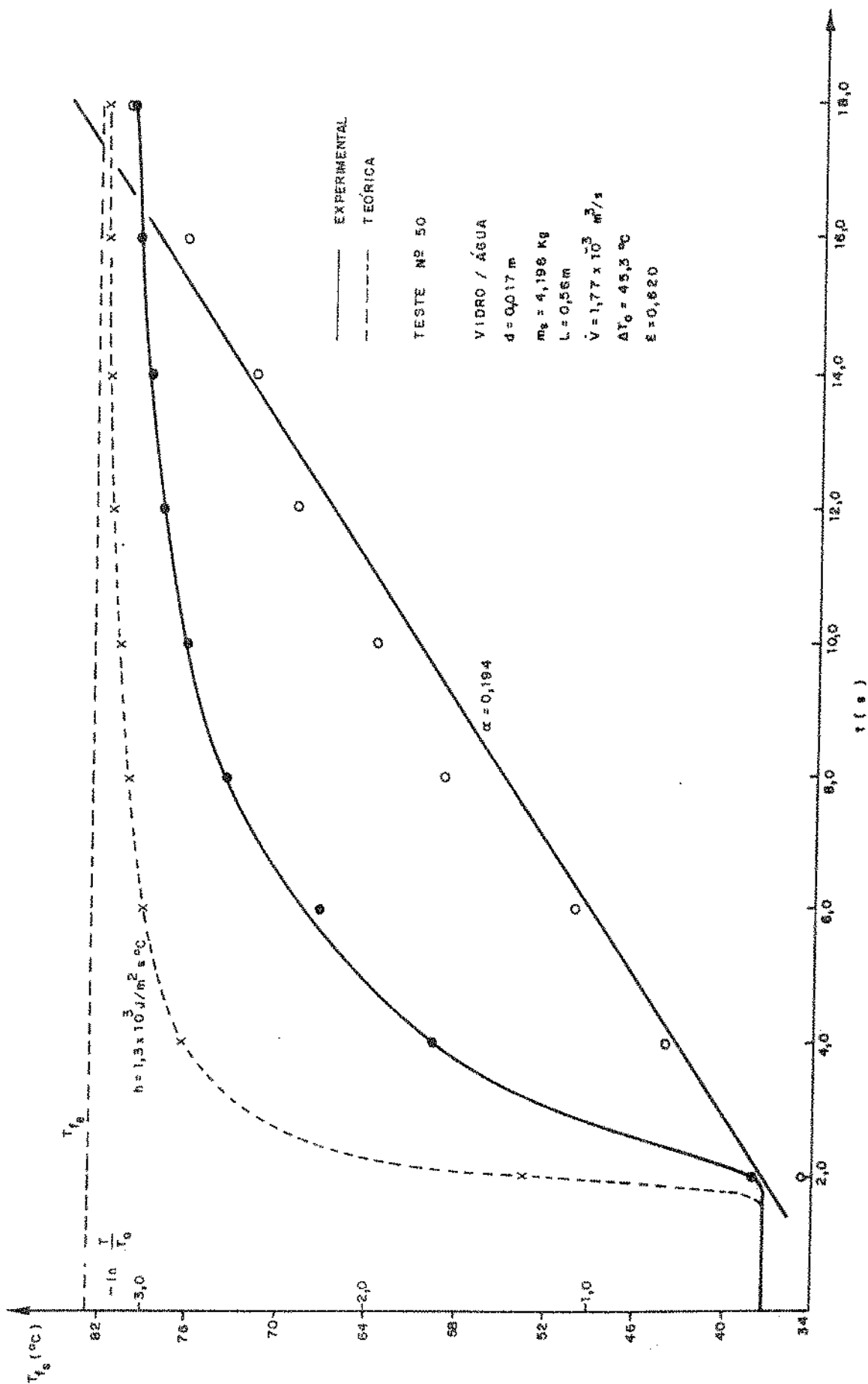


FIG. (56) VARIACÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

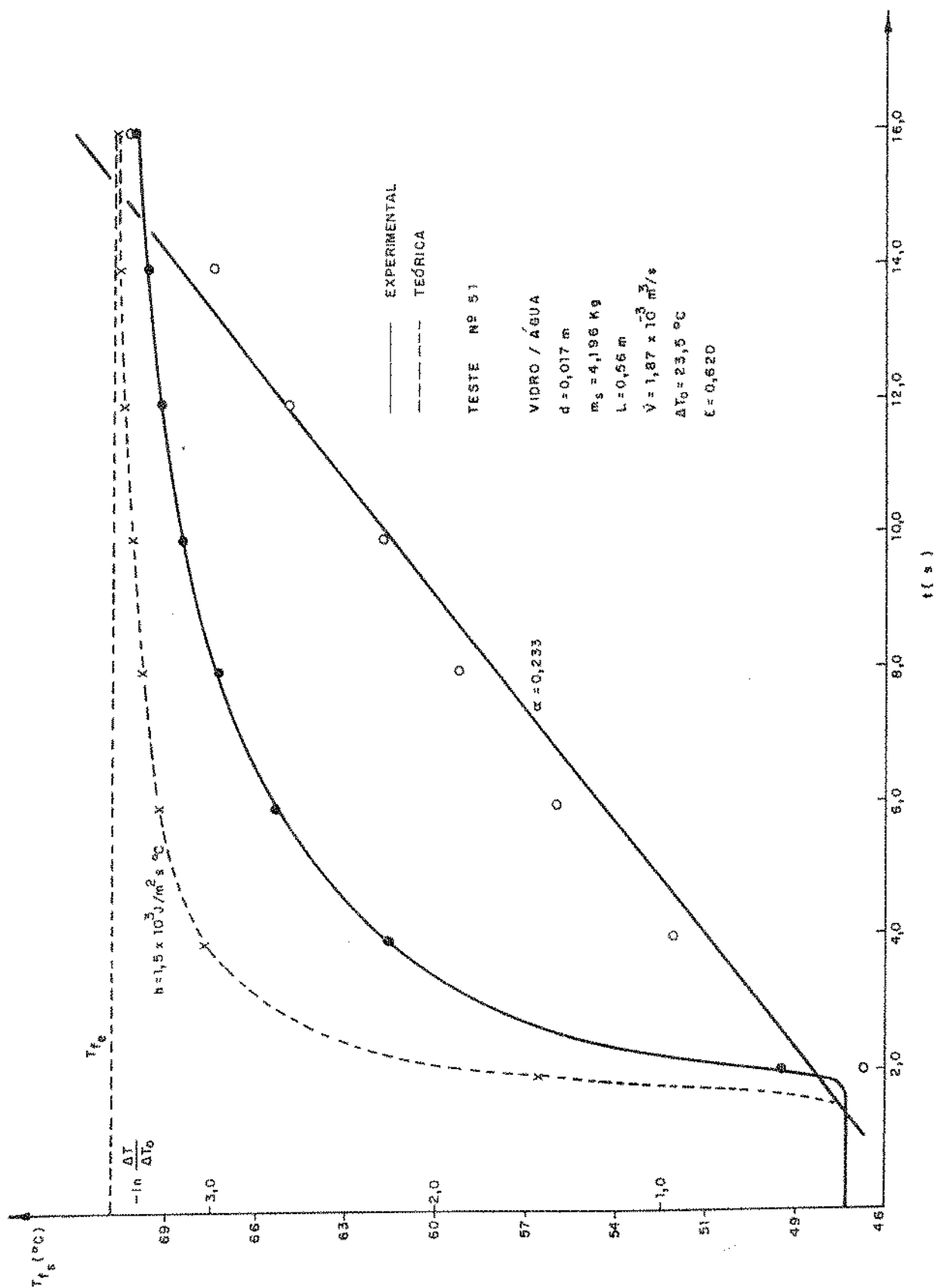


FIG. (57) VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DO FLUÍDO NA SAÍDA DO LEITO EM FUNÇÃO DO TEMPO

TABELA 1

1. Cilindros de alumínio/água			
$d(m)$	$m_s(kg)$	$L(m)$	$\dot{v}(\ell/s)$
0,010	3,852-5,778	0,36-0,76	1,02-1,61
ε	$T_i(^{\circ}C)$	$T_e(^{\circ}C)$	$h(kJ/m^2s^{\circ}C)$
0,460-0,638	20,3-45,8	58,7-98,0	0,63-3,2
2. Esferas de plástico/água			
$d(m)$	$m_s(kg)$	$L(m)$	$\dot{v}(\ell/s)$
0,006	3,78	0,41-0,56	0,45-0,97
ε	$T_i(^{\circ}C)$	$T_e(^{\circ}C)$	$h(kJ/m^2s^{\circ}C)$
0,453-0,600	25,5-49,6	72,7-99,2	0,26-0,82
3. Esferas de vidro/água			
$d(m)$	$m_s(kg)$	$L(m)$	$\dot{v}(\ell/s)$
0,017	3,518-4,196	0,36-0,56	1,23-2,08
ε	$T_i(^{\circ}C)$	$T_e(^{\circ}C)$	$h(kJ/m^2s^{\circ}C)$
0,445-0,620	25,5-49,4	65,4-97,1	1,3-3,3

As curvas de perda de pressão em função da vazão volumétrica, obtida experimentalmente, são apresentadas junto com o valor da perda de pressão estimada teoricamente Δp_{eq} , pela equação (1) e constam nas Figuras 58 a 64.

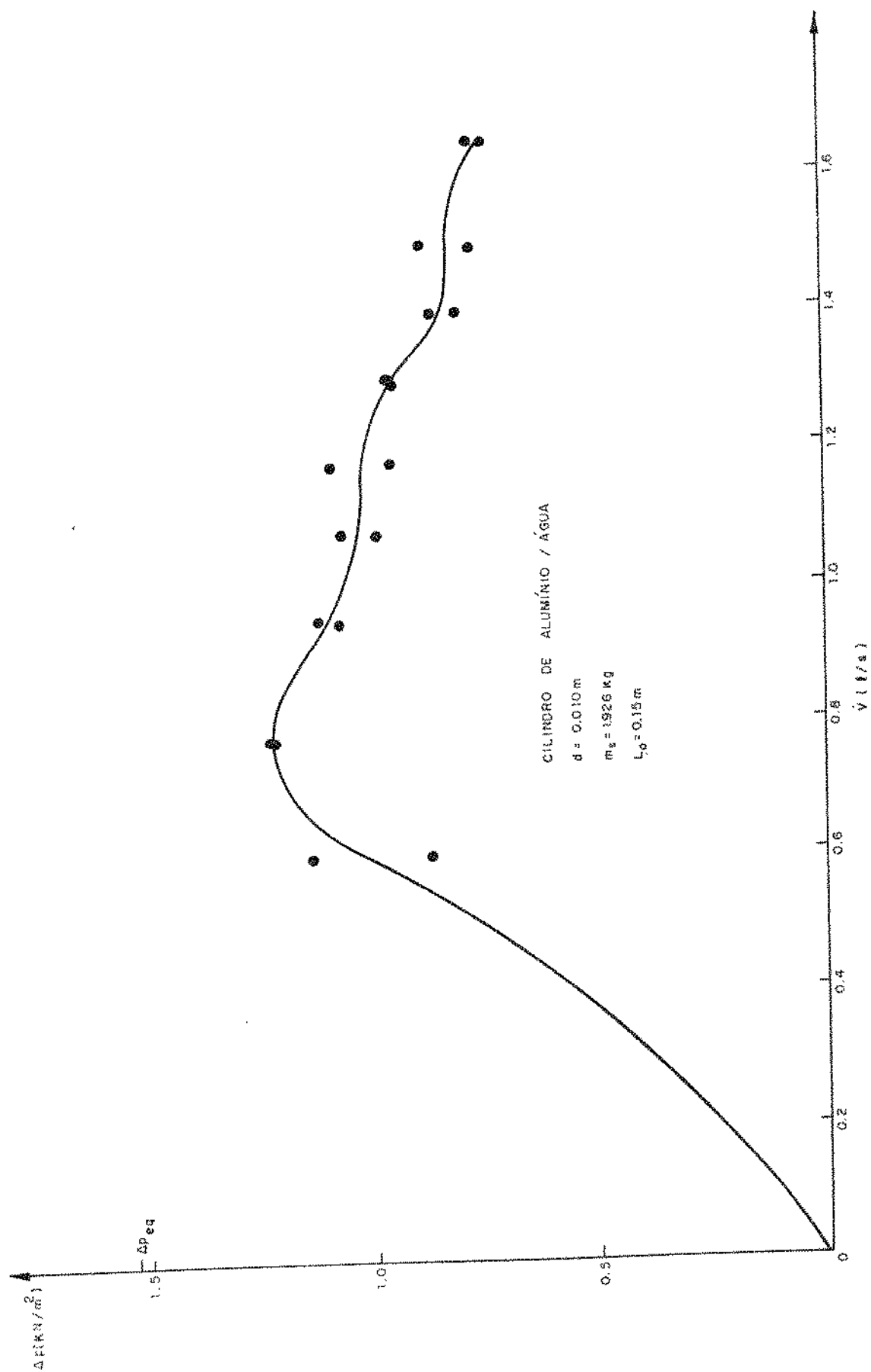


FIG. (58) PERDA DE PRESSÃO ATRAVÉS DO LEITO FLUIDIZADO EM FUNÇÃO DA VAZÃO DE FLUÍDO

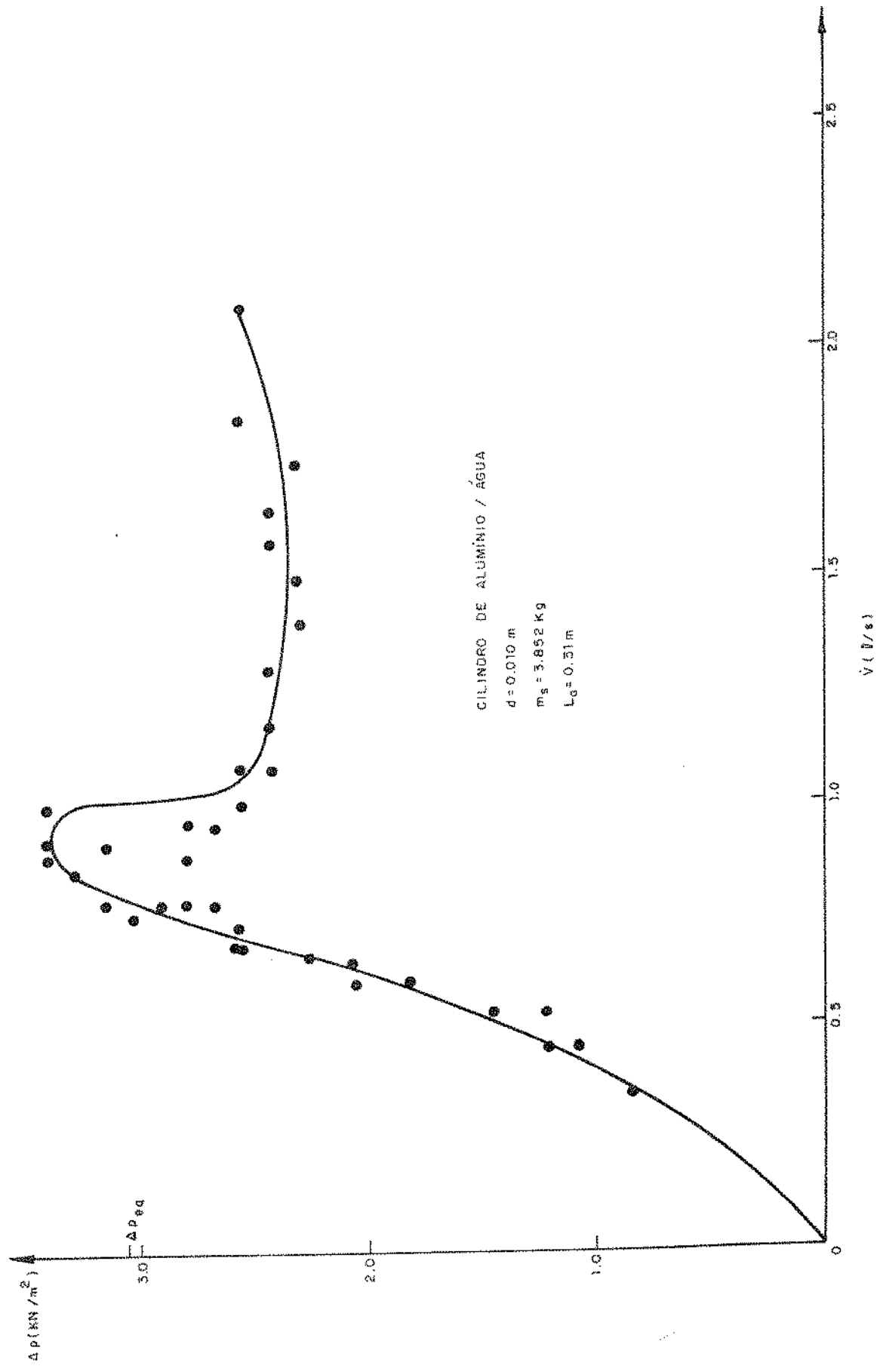


FIG.(59) PERDA DE PRESSÃO ATRAVÉS DO LEITO FLUIDIZADO EM FUNÇÃO DA VAZÃO DE FLUÍDO

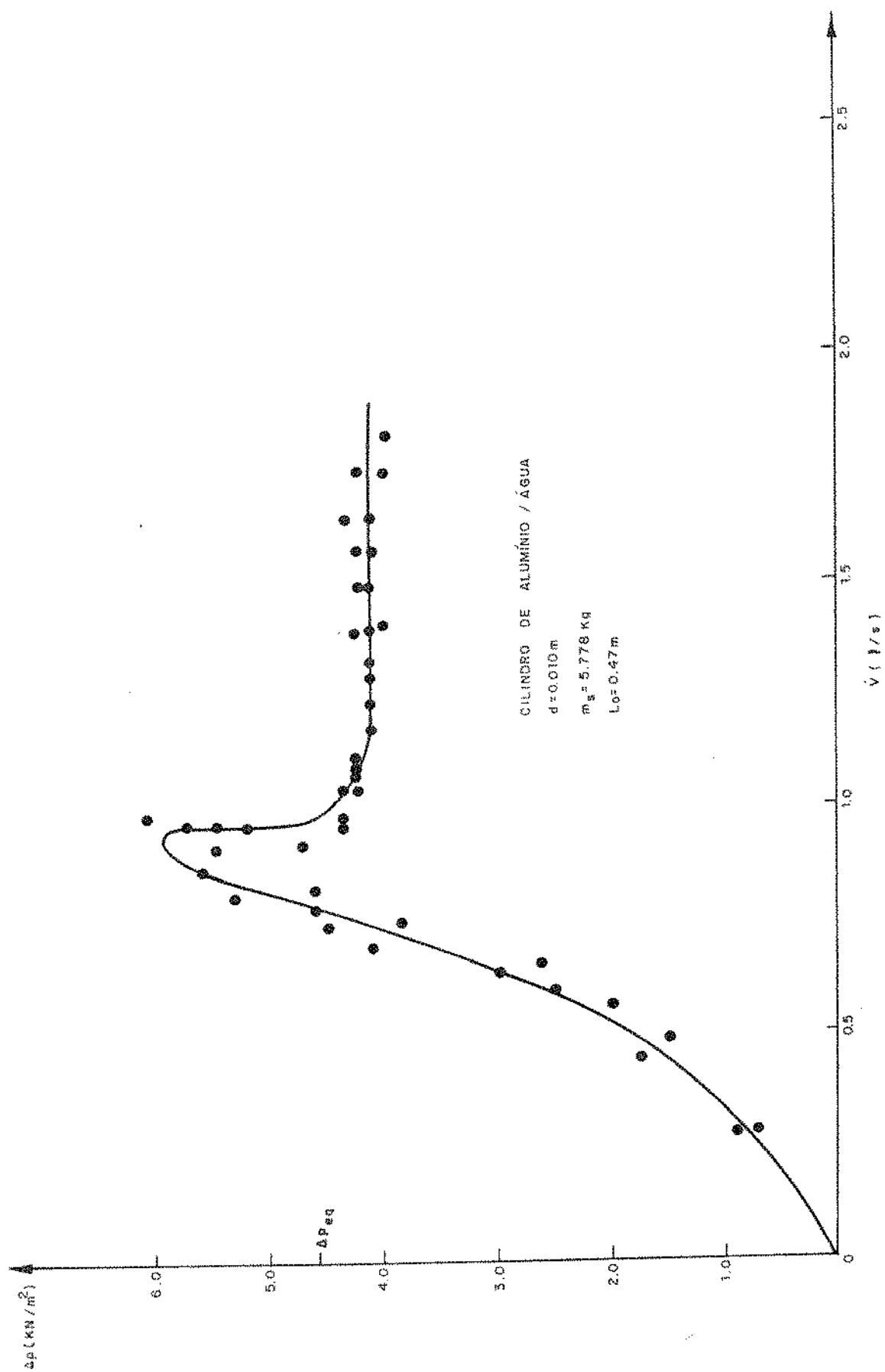


FIG. (60) PERDA DE PRESSÃO ATRAVÉS DO LEITO FLUIDIZADO EM FUNÇÃO DA VAZÃO DE FLUÍDO

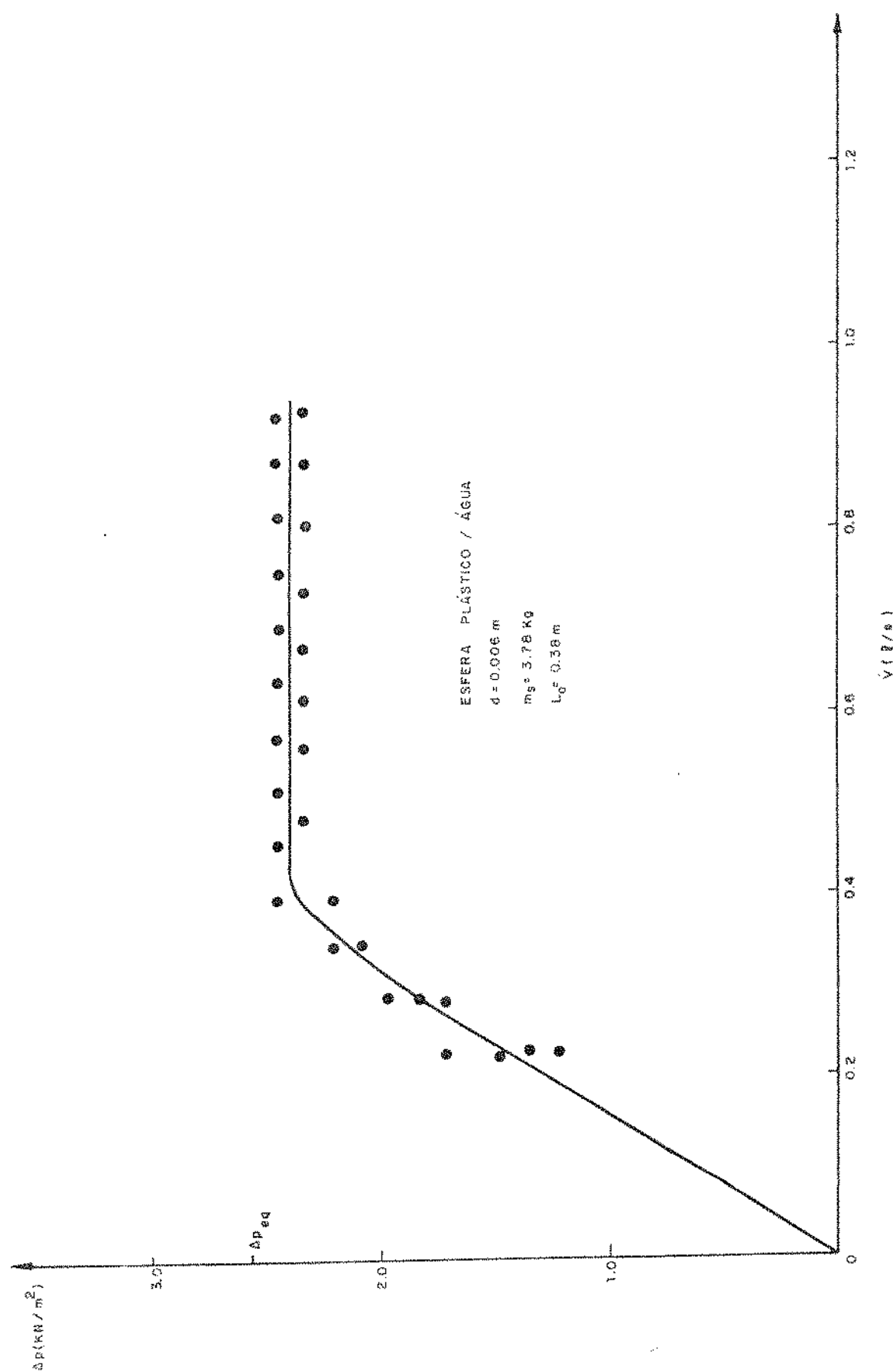


FIG. (61) PERDA DE PRESSÃO ATRAVÉS DO LEITO FLUIDIZADO EM FUNÇÃO DA VAZÃO DE FLUÍDO

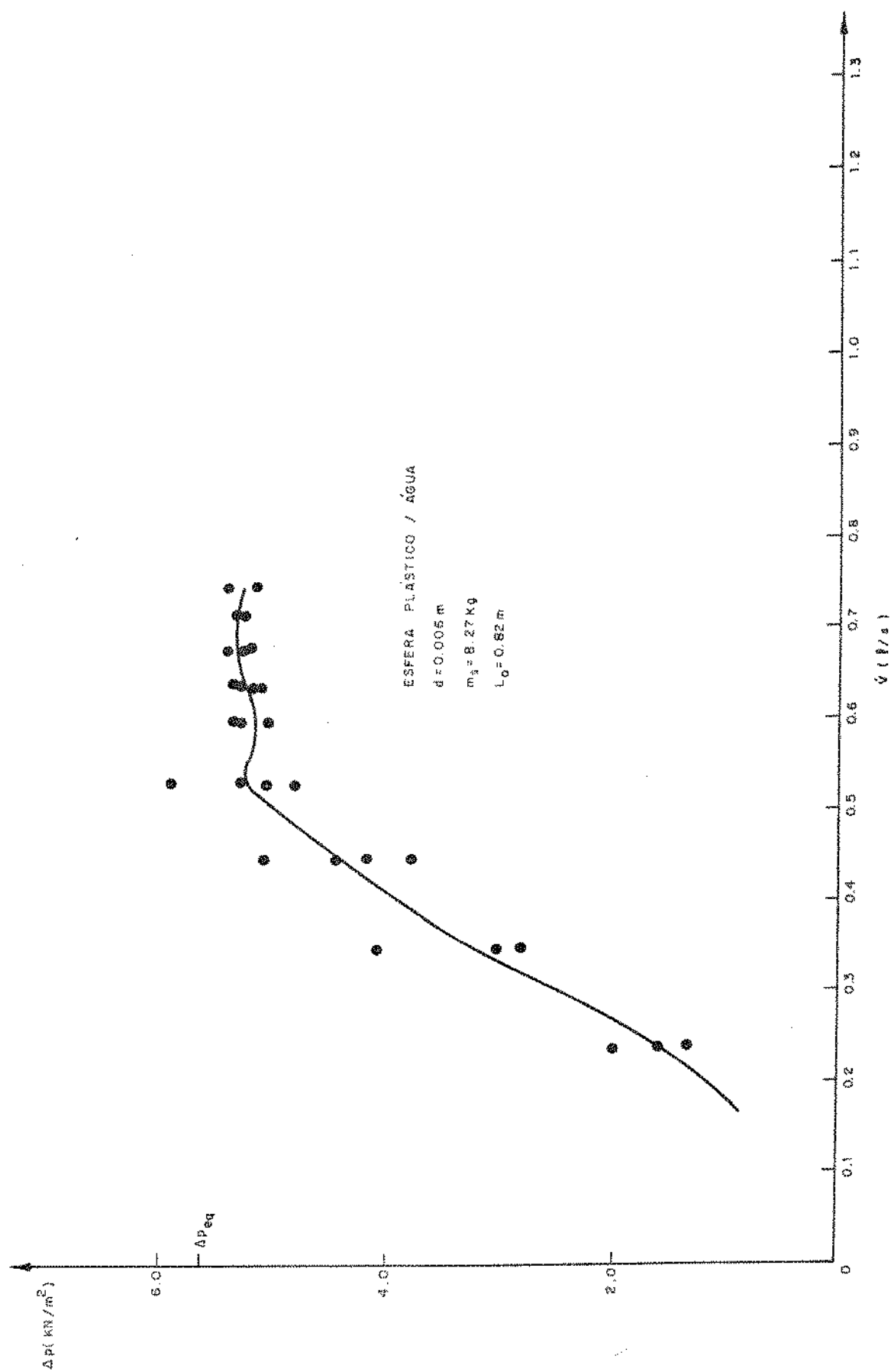


FIG. (62) PERDA DE PRESSÃO ATRAVÉS DO LEITO FLUIDIZADO EM FUNÇÃO DA VAZÃO DE FLUÍDO

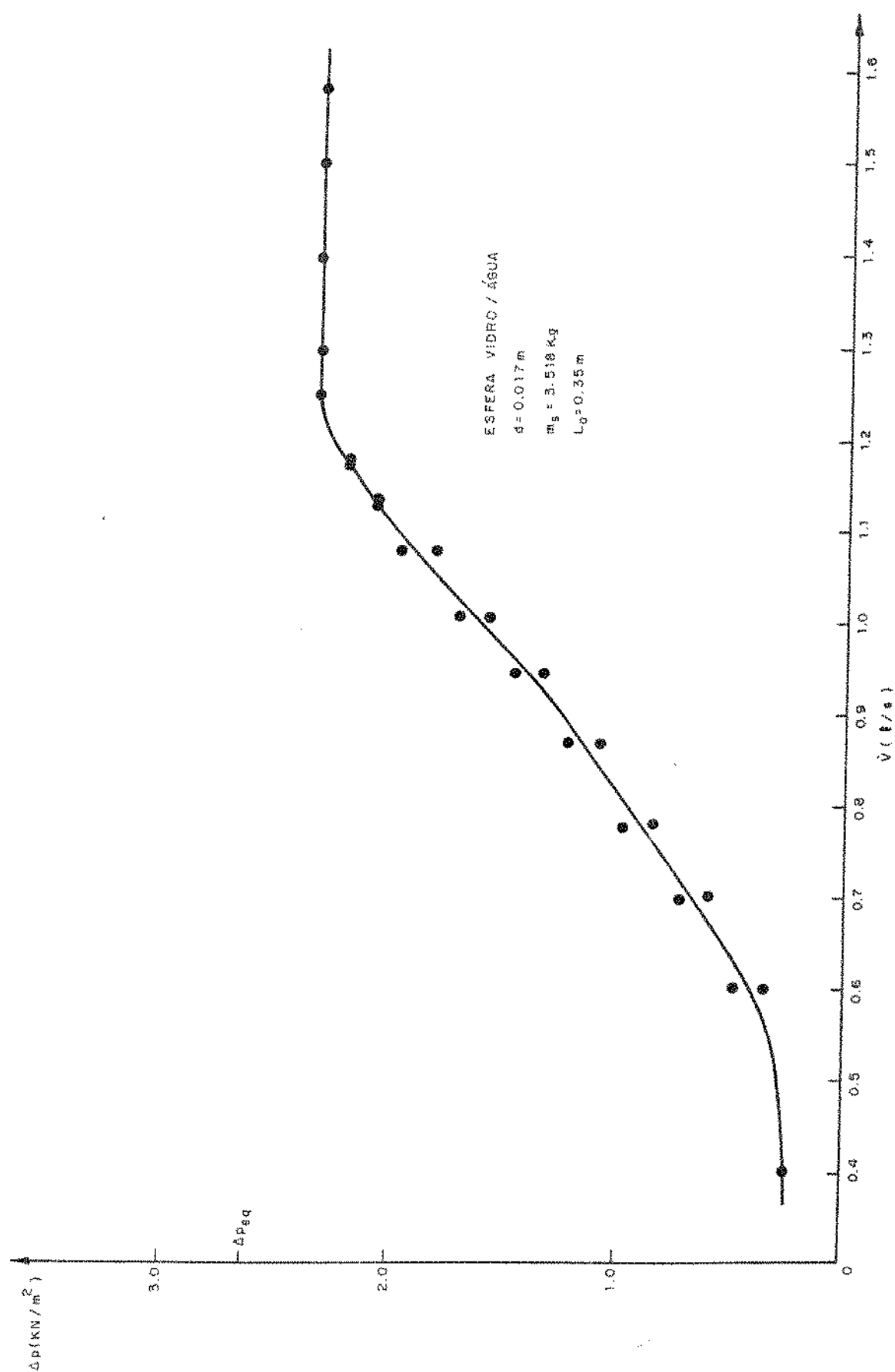


FIG. 10.3. - PERDA DE PRESSÃO ATRAVÉS DO LEITO FLUIDIZADO EM FUNÇÃO DA VAZÃO DE FLUÍDO

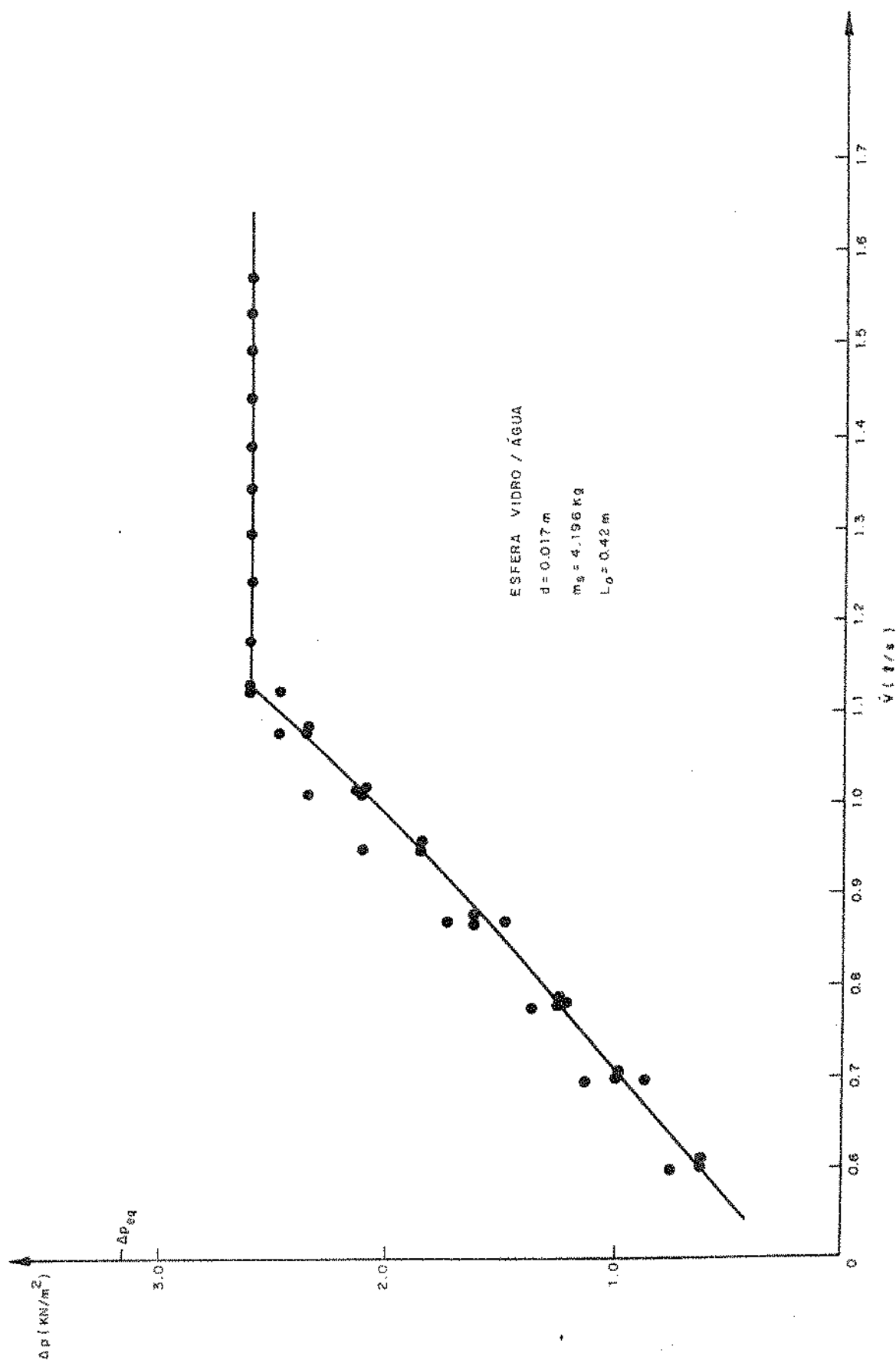


FIG. (64) PERDA DE PRESSÃO ATRAVÉS DO LEITO FLUIDIZADO EM FUNÇÃO DA VAZÃO DE FLUÍDO

5.2. ANÁLISE DOS RESULTADOS OBTIDOS

Verifica-se que o calor total cedido pelo fluido ao leite, baseado no modelo teórico, é sempre inferior ao calor perdido pelo fluido no ensaio experimental, ou seja, para um determinado instante de tempo a temperatura teórica do fluido na saída do leite é superior àquela verificada experimentalmente.

Este desvio encontra justificativa nas hipóteses assumidas no modelo teórico, isto é, admite-se que a temperatura do fluido na entrada do leite permanece constante durante todo o processo de armazenagem e que a capacitância térmica do envoltório do leite é desprezível frente à capacitância térmica do leite como um todo.

Se, por um lado, o calor transferido para a tubulação que envolve o leite contribui para a redução da temperatura de saída do fluido, o calor transferido para a tubulação, entre o desvio na entrada do armazenador e o distribuidor, implica numa variação da temperatura do fluido na entrada do leite, não correspondente à uma variação em degrau no início do processo de armazenagem.

A influência do calor transferido para a parede do armazenador, na previsão teórica da variação da temperatura de saída do fluido é maior no final do processo de carregamento térmico. Por outro lado, a variação da temperatura de entrada do fluido tem uma influência, na previsão teórica, maior no início do processo. Como o desvio entre a previsão teórica e o resultado experimental é mais acentuado justamente no início da operação do armazenador, pode-se considerar que a variação de temperatura do fluido na entrada do leite é o fator dominante deste desvio.

A fim de avaliar a influência da temperatura de entrada do fluido na previsão teórica da temperatura do fluido na saída do leite, adotou-se o seguinte procedimento: a curva experimental da temperatura de entrada do fluido no leite fluidizado foi dividida em três intervalos e aproximada por segmentos de reta, para facilitar a sua introdução no modelo numérico. Para o teste nº 10 por exemplo, estes segmentos de reta foram definidos pelas expressões:

$$T_{fe} = 27,5 + 37 t$$

$$0 < t < 1 \text{ s}$$

$$T_{fe} = 63,7 + 0,8 t \quad 1 < t < 6 \text{ s}$$

$$T_{fe} = 68,0 + \frac{t}{12} \quad 6 < t < 18 \text{ s}$$

Substituindo os valores da temperatura de entrada do fluido, obtidos desta forma, no modelo de previsão teórica, chega-se à uma nova curva de variação da temperatura de saída do fluido.

As previsões teóricas de alguns ensaios experimentais foram corrigidas e as curvas de variação da temperatura de saída do fluido foram traçadas, junto com as curvas obtidas sem a correção. As figuras 65 a 70 mostram os resultados obtidos incluindo a correção descrita.

Como a temperatura do fluido na saída do leito, prevista teoricamente, tende à temperatura de saída do fluido verificada experimentalmente, comprova-se a validade da hipótese de que o calor perdido pelo leito para o ambiente é desprezível.

O calor total armazenado no leito pode ser avaliado integrando-se a diferença de temperatura do fluido entre a saída e a entrada, ao longo do tempo, ou seja:

$$Q = \dot{m} c_f \int_0^{\infty} (T_{fs} - T_{fe}) dt \quad (56)$$

Nos gráficos dos resultados teóricos reformulados (Figuras 65 a 70) a integral da equação (56) corresponde à área compreendida entre a curva de temperatura de entrada do fluido e a curva da temperatura de saída do fluido. Considerando que, para as previsões teóricas reformuladas, esta área aproxima-se significativamente da área compreendida entre as curvas experimentais, pode-se assegurar a validade do modelo matemático proposto, bem como do método experimental de determinação do coeficiente de troca de calor entre fluidos e partículas.

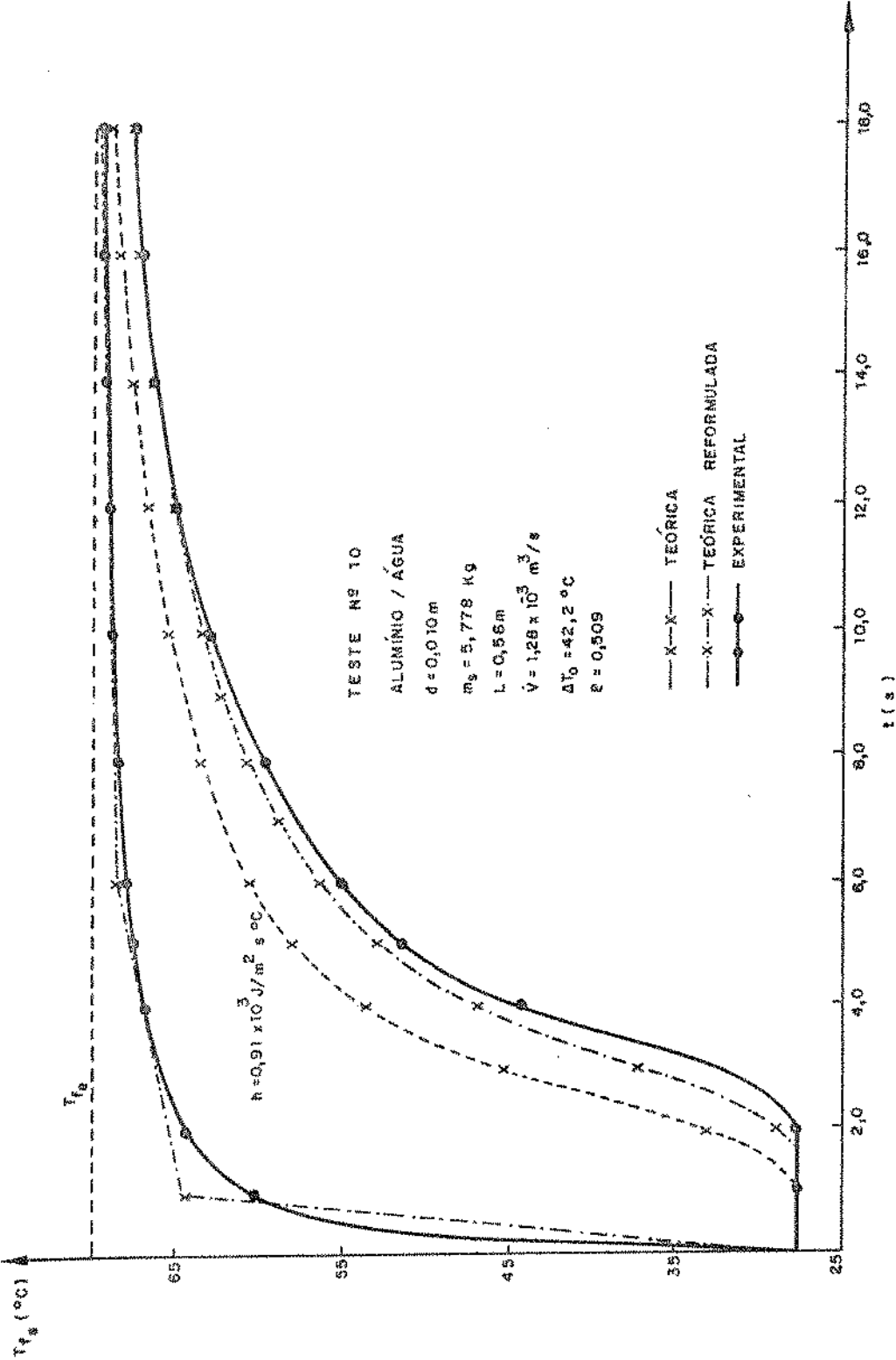


FIG. 65 INFLUÊNCIA DA VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DE ENTRADA DO FLUÍDO NA PREVISÃO TEÓRICA

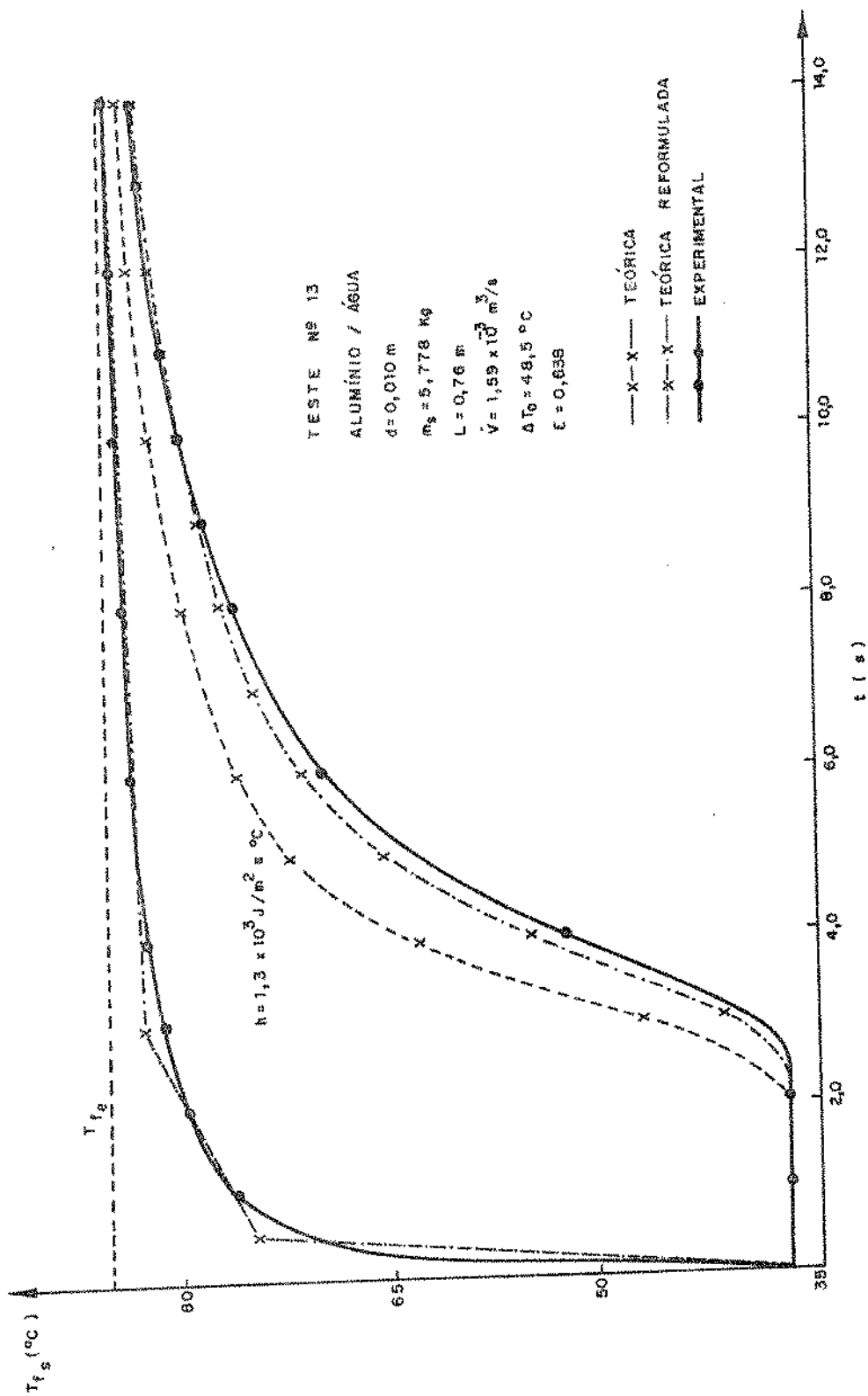


FIG. (66) INFLUÊNCIA DA VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DE ENTRADA DO FLUÍDO NA PREVISÃO TEÓRICA

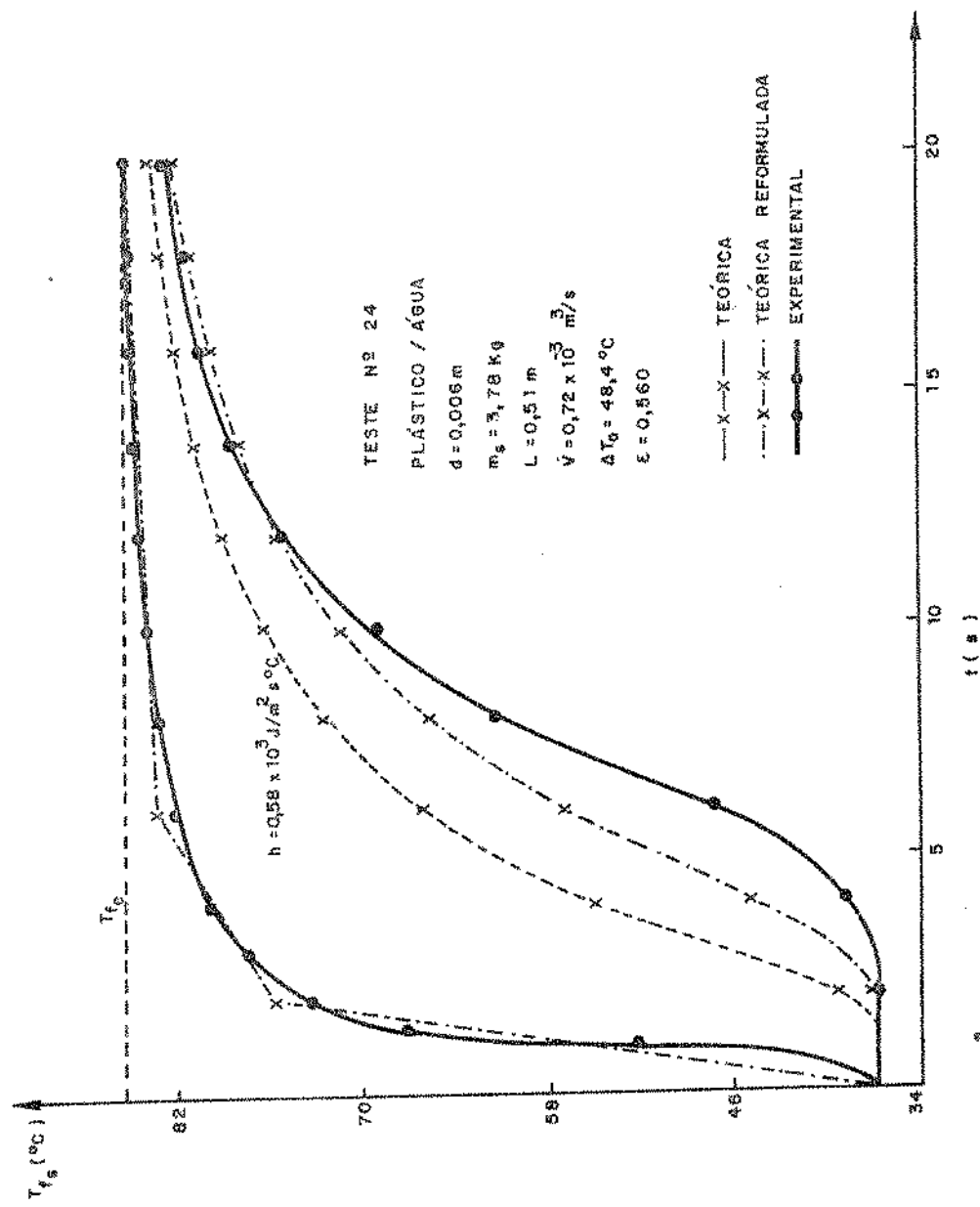


FIG. (67) INFLUÊNCIA DA VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DE ENTRADA DO FLUÍDO NA PREVISÃO TEÓRICA

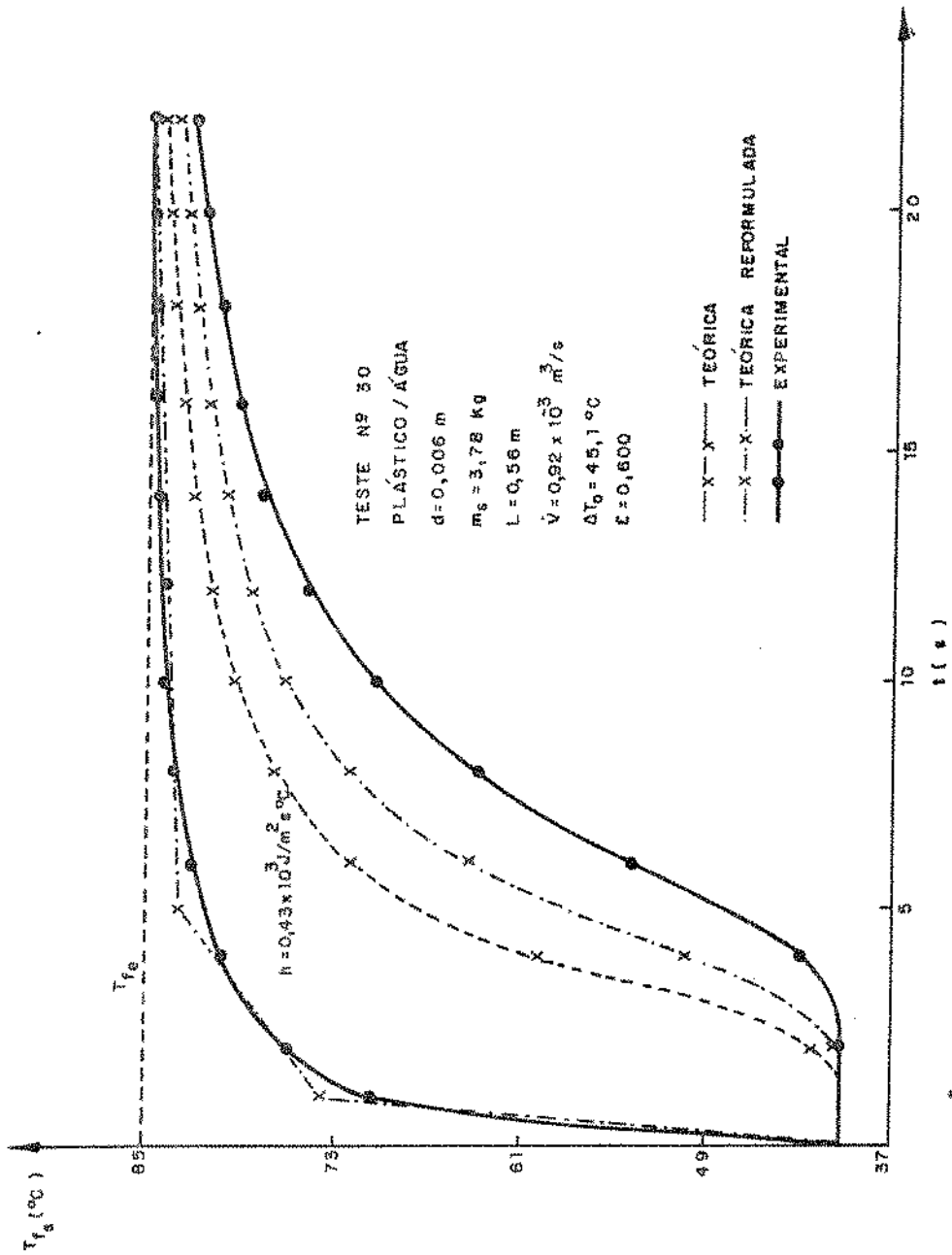


FIG. (68) INFLUÊNCIA DA VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DE ENTRADA DO FLUÍDO NA PREVISÃO TEÓRICA

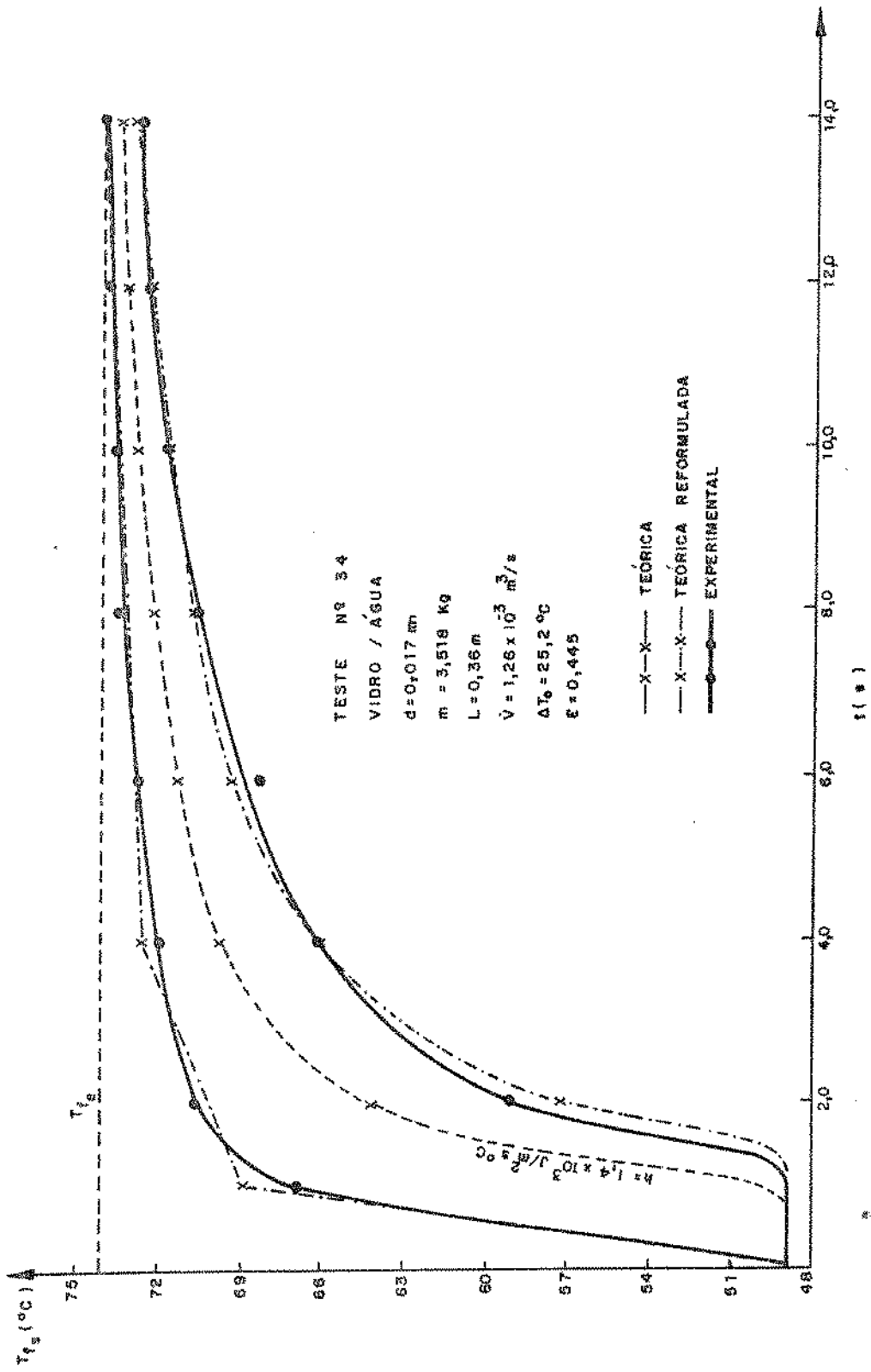


FIG. (69) INFLUÊNCIA DA VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DE ENTRADA DO FLUÍDO NA PREVISÃO TEÓRICA

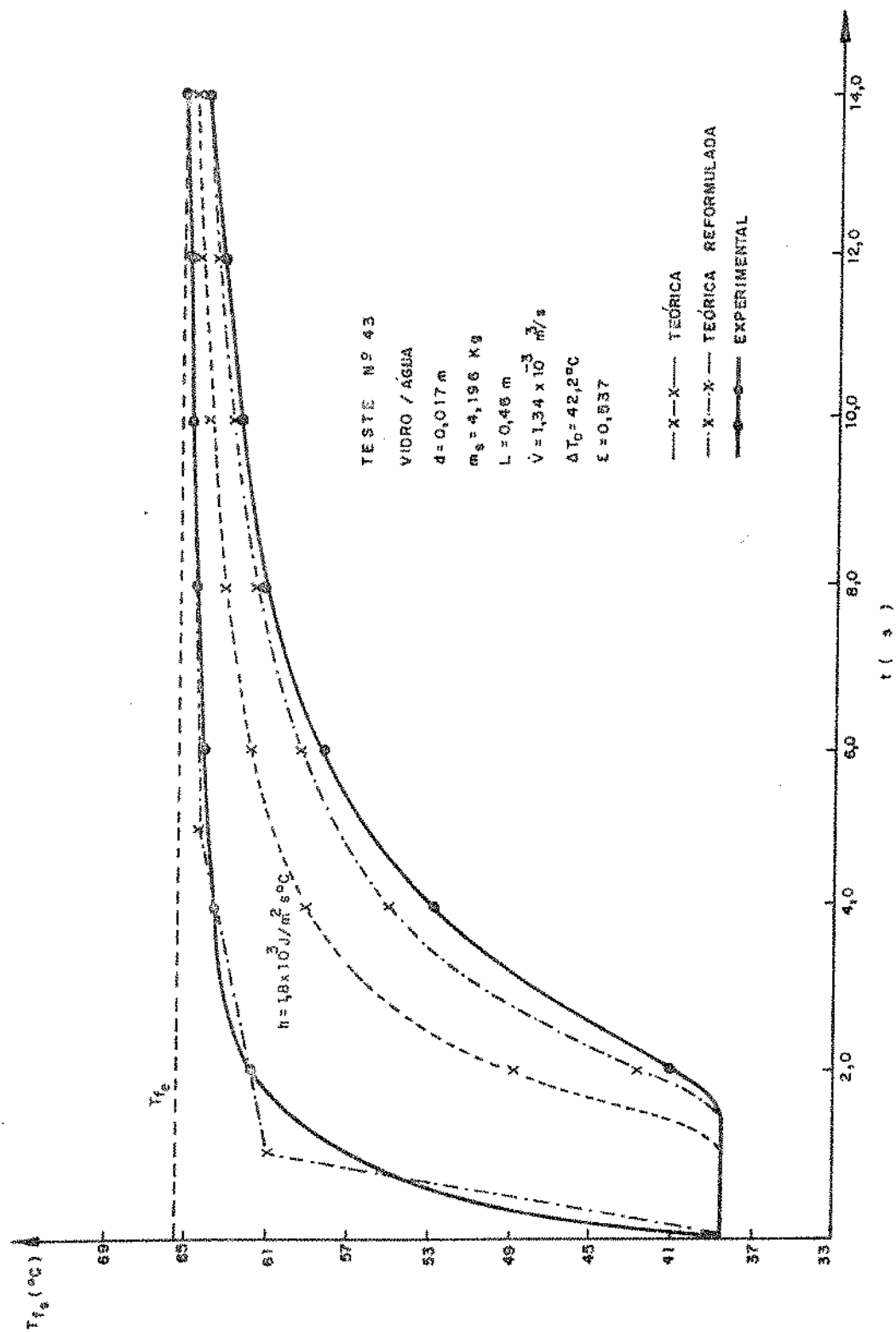


FIG. (70) INFLUÊNCIA DA VARIÇÃO DA TEMPERATURA DE ENTRADA DO FLUÍDO NA PREVISÃO TEÓRICA

5.3. EXPRESSÕES GERAIS PARA ARMAZENADORES DE LEITO FLUIDIZADO

A fim de obter uma expressão que relacione o coeficiente de transferência de calor entre fluido e partículas com os parâmetros relativos ao escoamento do fluido optou-se pela utilização de grupos adimensionais. Inicialmente procuramos relacionar os dados obtidos na forma

$$Nu = C Re^a \quad (57)$$

onde a e C são constantes e o número de Reynolds é baseado no diâmetro da partícula e na velocidade superficial (calculada para $\varepsilon=1$).

A equação que representa o conjunto de dados experimentais é:

$$Nu = 2,3 \times 10^{-4} Re^{1,39} \quad (58)$$

sendo que o número de Reynolds variou de $0,7 \times 10^3$ a $9,4 \times 10^3$. A Figura (71) mostra o conjunto de pontos obtidos experimentalmente e a curva representativa da equação (58).

Em seguida a influência da porosidade foi estudada utilizando-se um fator de correção da velocidade superficial baseado no desenvolvimento feito por Holman et al [6]. Segundo este desenvolvimento, o fator de correção é dado por:

$$F_c = \left[\frac{1}{1 - (1 - \varepsilon)^{2/3} \pi^{1/3} (3/4)^{2/3}} \right] \quad (59)$$

Aplicando o fator de correção da velocidade superficial diretamente no número de Reynolds a correlação torna-se:

$$Nu = C (Re F_c)^a \quad (60)$$

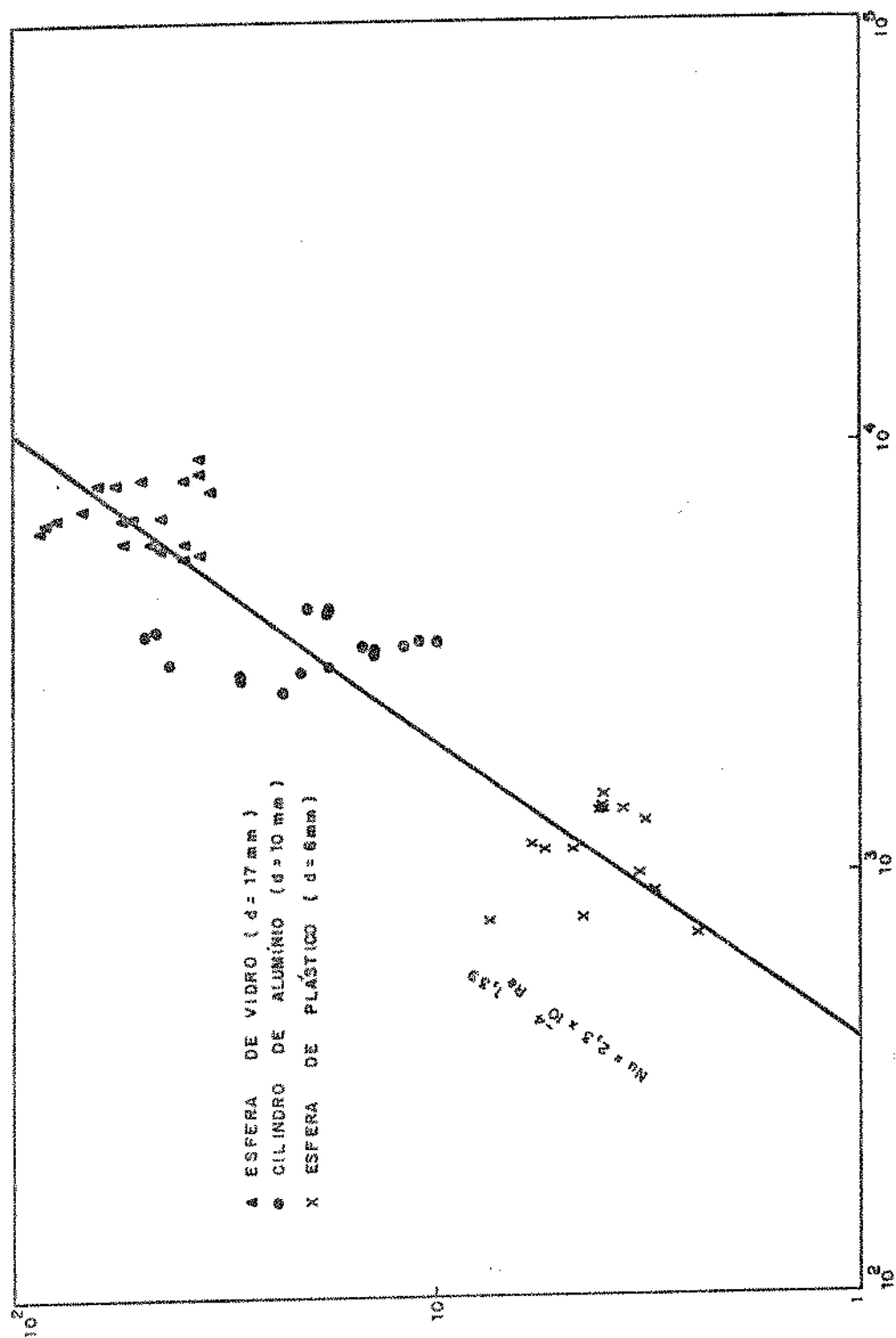


FIG. (71) CORRELAÇÃO DOS DADOS EXPERIMENTAIS

A equação que representa os resultados obtidos é:

$$Nu = 2,4 \times 10^{-5} (Re F_E)^{1,45} \quad (61)$$

sendo que o número de Reynolds modificado variou de $3,6 \times 10^3$ a $3,2 \times 10^4$. A Figura (72) mostra o conjunto de pontos obtidos e a curva representativa da equação (61).

Finalmente os efeitos da razão dos diâmetros, do número de Prandtl e da razão de densidades foram investigados. Os expoentes para estes grupos adimensionais foram usados de acordo com o trabalho de Holman et al [6]. A equação desenvolvida considerando todos os grupos adimensionais é da forma:

$$Nu = C (Re F_E)^a Pr^{0,67} \left(\frac{\rho_f}{\rho_p} \right)^2 \left(\frac{D_T}{D_p} \right)^{0,5} \quad (62)$$

A curva representativa desta equação, mostrada na Figura (73), e que representa o resultado final deste trabalho é

$$Nu = 2,45 \times 10^{-7} (Re F_E)^{1,94} Pr^{0,67} \left(\frac{\rho_f}{\rho_p} \right)^2 \left(\frac{D_T}{D_p} \right)^{0,5} \quad (63)$$

Para permitir uma comparação entre os resultados obtidos neste trabalho com os resultados de outros investigadores foi necessário definir uma nova relação, utilizando o número de Reynolds baseado na velocidade superficial, da seguinte forma:

$$Nu = C Re^a Pr^{0,67} \left(\frac{D_T}{D_p} \right)^{0,5} \left(\frac{\rho_p}{\rho_f} \right) \quad (64)$$

A equação que relaciona os dados deste trabalho com os dados obtidos por Holman et al [6], Walton et al [7] e Ketten-

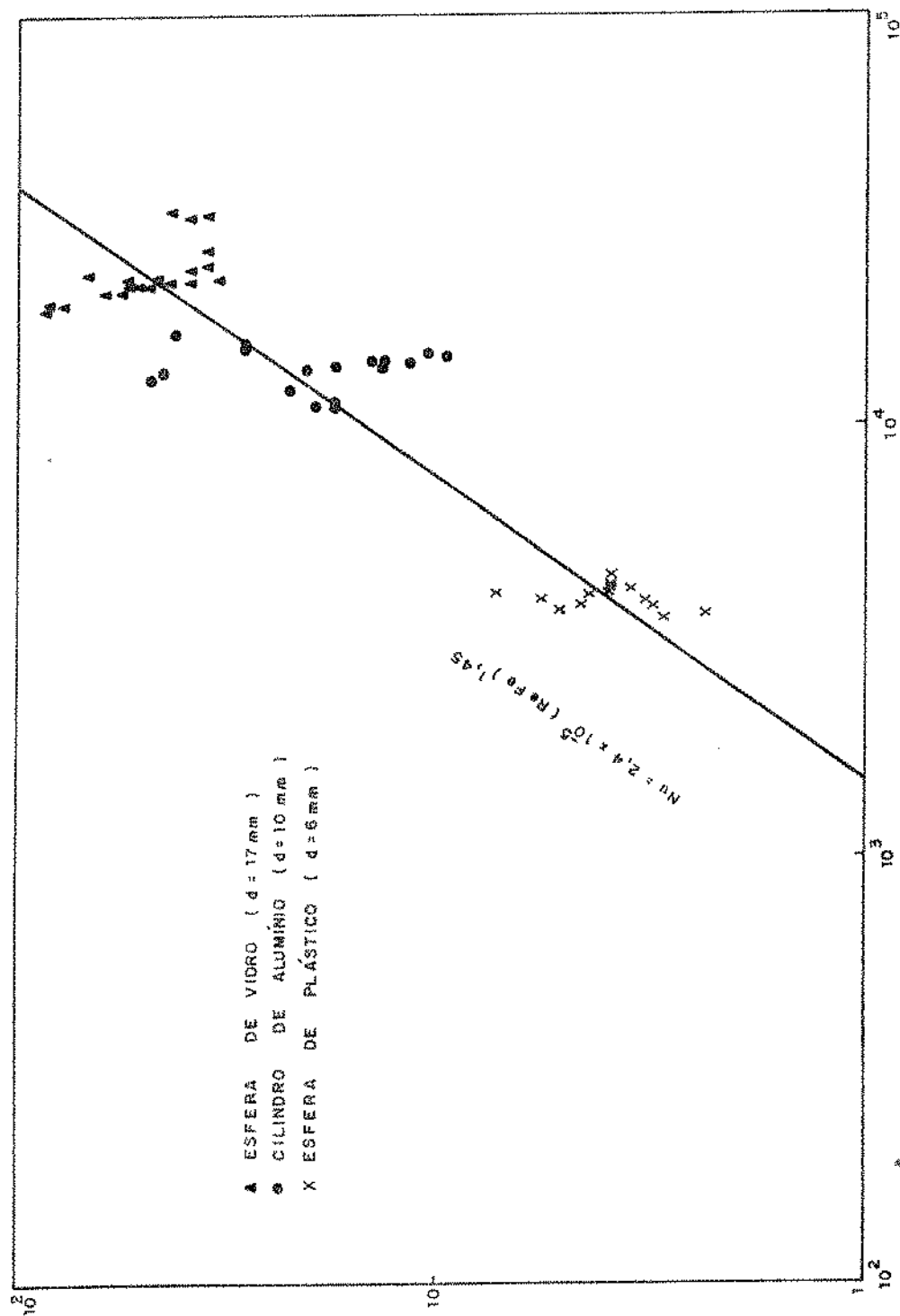


FIG. (72) CORRELAÇÃO DOS DADOS EXPERIMENTAIS

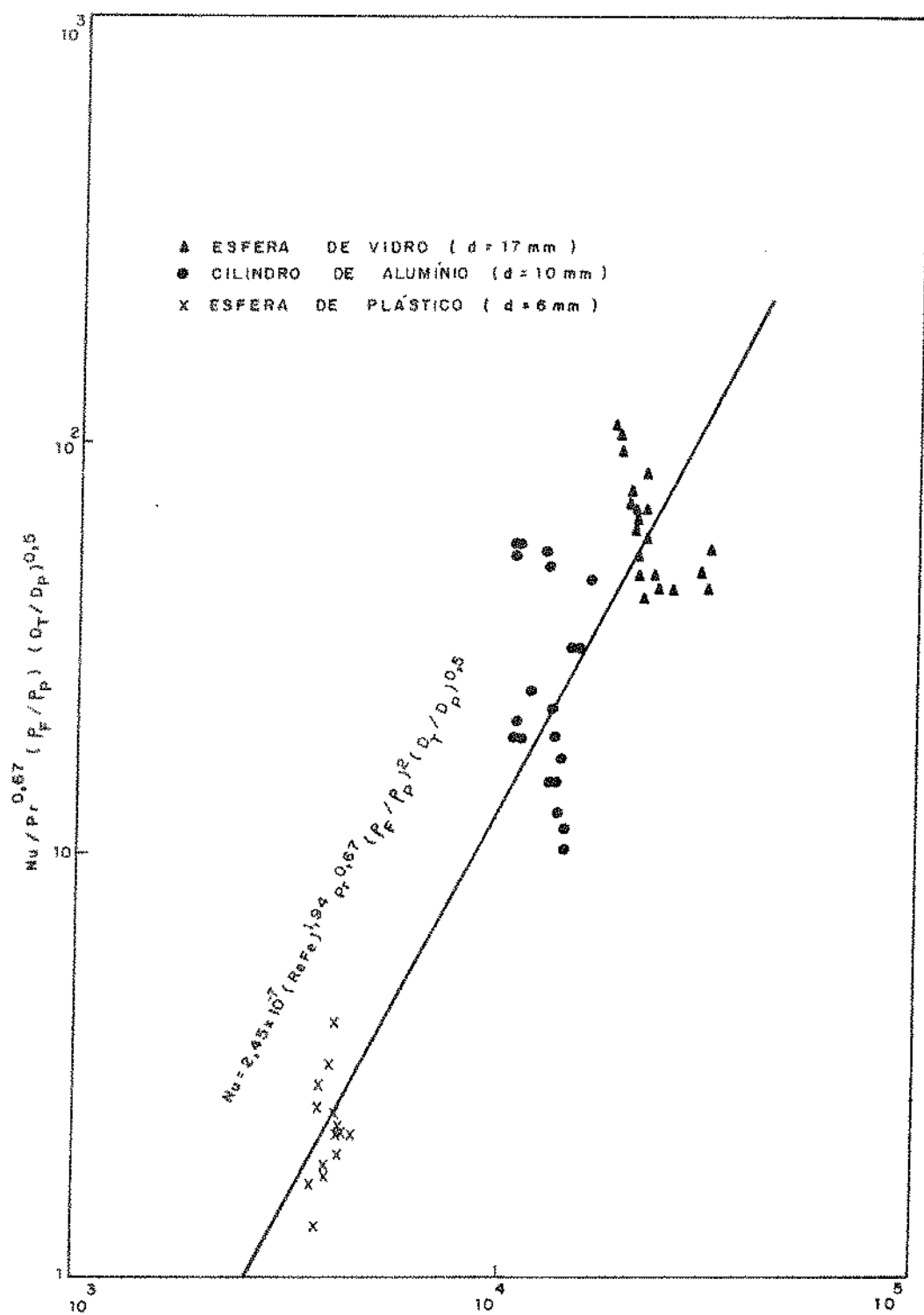


FIG. (73) CORRELAÇÃO DOS DADOS EXPERIMENTAIS

ring et al [8] é a seguinte:

$$Nu = 0,280 \times 10^{-6} Re^{1,84} Pr^{0,67} \left(\frac{D_T}{D_p} \right)^{0,5} \left(\frac{\rho_p}{\rho_f} \right) \quad (65)$$

A Figura (74) mostra os resultados deste trabalho comparativamente aos resultados de outros investigadores. A boa concordância obtida com relação aos outros trabalhos comprova a validade do método experimental empregado.

A equação (65) representa uma correlação para o calor trocado entre o fluido e partículas de sílica gel e alumina fluidizadas com ar [8], carvão fluidizado com ar [7], partículas de chumbo e aço inoxidável fluidizadas com água [6] e partículas de plástico, alumínio e vidro fluidizadas com água, do presente trabalho. Esta correlação pode ser usada para prever o coeficiente de troca de calor entre fluido e partículas para uma ampla faixa do número de Reynolds (10 a 10^4) e para uma variedade de condições físicas.

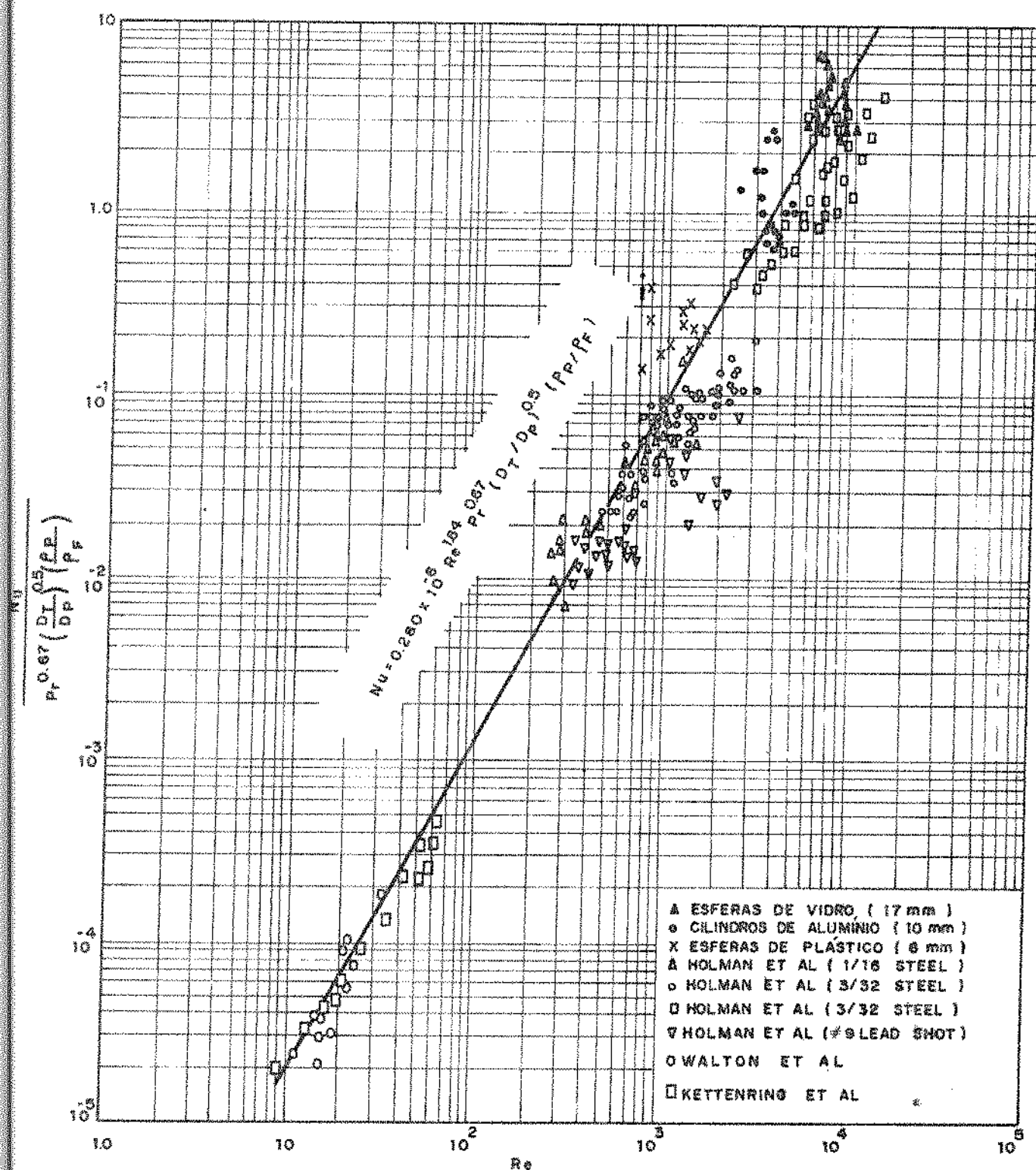


FIG. (74) CORRELAÇÃO DOS DADOS DESTA TRABALHO COM OS DADOS DE HOLMAN ET AL [6], WALTON ET AL [7] E KETTENRING ET AL [8]

CAPÍTULO 6

CONCLUSÃO

Uma comparação foi feita entre as curvas experimentais de carregamento térmico do armazenador e as curvas calculadas baseando-se no modelo teórico e no valor do coeficiente de transferência de calor obtido experimentalmente. O resultado desta comparação comprova a validade do modelo proposto para prever o comportamento dinâmico de armazenadores de calor sensível de leito fluidizado.

A análise dos grupos adimensionais significativos no desenvolvimento da correlação empírica para a transferência de calor entre fluido e partículas resultou na equação (63), que melhor representa os resultados experimentais obtidos neste trabalho. Verificou-se, através do desenvolvimento de uma nova correlação, uma boa concordância entre os resultados deste trabalho e os resultados obtidos por outros investigadores, como pode ser observado na figura (74). Esta nova correlação resultou na equação (65) que representa dados de sistemas fluidizados líquido-sólido e gás-sólido, com partículas metálicas e não-metálicas de diversos diâmetros, para uma ampla faixa do número de Reynolds. Deve-se ressaltar, ainda, que foram obtidos e correlacionados dados experimentais utilizando-se materiais de possível aplicação em armazenadores térmicos de leito fluidizado.

Para o aprimoramento tanto do modelo teórico como da análise experimental, pode-se formular as seguintes sugestões:

- desenvolvimento do modelo teórico para levar em conta o calor armazenado na parede do armazenador. A dificuldade inerente à esta modificação é a determinação do coeficiente de transferência de calor entre o leito fluidizado e a parede do armazenador;
- introdução no modelo numérico do cálculo da variação das propriedades térmicas, principalmente a viscosidade, com a temperatura;

- desenvolvimento do procedimento de determinação do coeficiente de transferência de calor entre fluido e partículas. Uma hipótese é adotar um perfil de temperatura do fluido, ao longo do leito, mais adequado aos sistemas de fluidização líquida (perfil linear ou logarítmico, por exemplo). Outra hipótese é adotar o perfil de temperatura obtido por medição direta da temperatura do fluido ao longo do leito.

CAPITULO 7

BIBLIOGRAFIA

- [1] ERGUN, S. (1952) Chem. Eng. Prog. 48, 89.
- [2] DAVIDSON, J.F. and HARRISON, D. (1971) Fluidization, Academic Press, London and New York.
- [3] FRANTZ, J.F. (1961) Chem. Eng. Prog. 57, 35.
- [4] ZAHAVI, E. (1971) Int. J. Heat Mass Transfer, 14, 835.
- [5] WAMSLEY, W.W. and JOHANSON, L.N. (1954) Chem. Eng. Prog. 50, 347.
- [6] HOLMAN, J.P., MOORE, T.W. and WANG V.M. (1965) Ind. Eng. Chem. (Fund) 4, 21.
- [7] WALTON, J.S., OLSON, R.L. and LEVENSPIEL, O. (1952) Ind. Eng. Chem. 44, 1474.
- [8] KETTENRING, K.N., MANDERFIELD, H.L. and SMITH, J.M. (1950). Chem. Eng. Prog. 46, 139.

Bibliografía Adicional

- 1. KUNII, D. and LEVENSPIEL, O. (1968), Fluidization Engineering, John Wiley, New York.
- 2. DAVIDSON, J.F. and HARRISON, D. (1963), Fluidized Particles, Cambridge University Press.
- 3. LEVA, M. (1969), Fluidization, McGraw-Hill Book Company, New York.

DIAGRAMA DE BLOCOS PARA OS PROGRAMAS DA COMPARAÇÃO
DOS MÉTODOS DE CÁLCULO