

A FLUÊNCIA NÃO-DRENADA SEGUNDO O MODELO DE MARTINS (1992)

Gilberto Ferreira Alexandre

TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DA COORDENAÇÃO DOS PROGRAMAS DE PÓS-GRADUAÇÃO DE ENGENHARIA DA UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM CIÊNCIAS EM ENGENHARIA CIVIL .

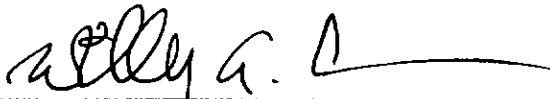
Aprovado por:



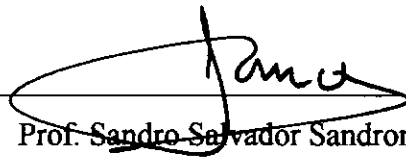
Prof. Ian Schumann Marques Martins, D. Sc.




Prof. Paulo Eduardo Lima de Santa Maria, Ph. D.



Prof. Willy Alvarenga Lacerda, Ph. D.



Prof. Sandro Salvador Sandroni, Ph. D.



Eng. Álvaro Maia da Costa, D. Sc.

ALEXANDRE, GILBERTO FERREIRA

A fluência não-drenada segundo o modelo
de Martins (1992) [Rio de Janeiro] 2000

VII, 124 p. 29,7 cm (COPPE/UFRJ, M. Sc.,
Engenharia Civil, 2000).

Tese - Universidade Federal do Rio de
Janeiro, COPPE

1. Fluência não-drenada

I. COPPE/UFRJ II. Título (série)

DEDICATÓRIA

Dedico este trabalho aos meus avós

Luciana Julia Anacleto Alexandre †
João Alexandre

e

Sylvia Carvalho Ferreira †
Mário Torres Ferreira †

AGRADECIMENTOS

A Deus, meu pai.

A minha família, pelo amor que nos une.

Aos meus amigos Adriana, Antônio, Digna, Marquinhos, Daniel, Edgar, Flávia, Patrícia, e Renato.

Aos engenheiros eletrônicos Ricardo Gil e Paulinho, pela ajuda com o sistema de aquisição de dados.

Aos professores Ian S. M. Martins e Paulo Eduardo de L. Santa Maria pela orientação cuidadosa, precisa e segura deste trabalho.

Ao CNPq pelo apoio financeiro.

A minha querida Luciana, pelo seu amor e por sua coragem.

Ao amigo Renato Marques Bastos, pelos artigos gentilmente cedidos.

Ao Eduardo, Hélcio e Marquinhos pelas inúmeras caronas.

Ao Marko e a Lígia pela ajuda com o meu micro que quase me deixou a ver navios.

Resumo da Tese apresentada à COPPE/UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Mestre em Ciências (M.Sc.)

A FLUÊNCIA NÃO-DRENADA SEGUNDO O MODELO DE MARTINS (1992)

Gilberto Ferreira Alexandre

Maio/2000

Orientadores: Ian Schumann Marques Martins

Paulo Eduardo Lima de Santa Maria

Programa: Engenharia Civil

Inicialmente expõem-se de maneira resumida os fundamentos do modelo reológico de comportamento de solos argilosos saturados normalmente adensados proposto por Martins (1992).

À luz do modelo reológico proposto, examina-se detidamente o fenômeno da fluência não-drenada. Como verificação do modelo, são examinados ensaios de fluência não-drenada, realizados com controle de temperatura e com aquisição automática de dados, em um solo argiloso fabricado em laboratório.

Com base nos resultados dos ensaios, conclui-se que o modelo de Martins (1992), se mostrou satisfatório na interpretação do fenômeno da fluência não-drenada, apesar de ter sido constatado a interferência de tixotropia nos ensaios. Por fim cogita-se que a tixotropia possa ser vista como um fenômeno viscoso.

Abstract of Thesis presented to COPPE/UFRJ as a partial fulfilment of the requirement for the degree of Master of Science (M.Sc.)

THE UNDRAINED CREEP BY MARTINS MODEL (1992)

Gilberto Ferreira Alexandre

May/2000

Advisors : Ian Schumann Marques Martins

Paulo Eduardo Lima de Santa Maria

Department: Civil Engineering

Initially, is presented briefly the fundamentals of Martins' model of behaviour of saturated normally consolidated clayey soils.

In the light of the present model, the undrained creep behaviour has been examined in detail. To verify the model, undrained creep tests were carried out in a room with temperature control and automatic data acquisition.

Upon those test results, is concluded that Martins' model satisfactorily explains the phenomena of undrained creep behaviour, although tixotropic phenomena were also realised. Finally, there is an expectation on what concerns that tixotropic phenomena might be accepted as a viscous effect.

ÍNDICE

CAPÍTULO I – INTRODUÇÃO

I.1 – Considerações preliminares.	1
I.2 – Objetivos da Tese.	2
I.3 – Ordenação dos capítulos.	2

CAPÍTULO II – REVISÃO BIBLIOGRÁFICA SOBRE O FENÔMENO DA FLUÊNCIA NÃO-DRENADA

II.1 – Introdução.	3
II.2 – Revisão bibliográfica.	3
II.2.1 – Observações sobre a fluência na literatura.	3
II.2.2 – Modelos propostos para explicar o mecanismo da fluência.	14
II.2.2.1 – A teoria dos processos cinéticos.	14
II.2.2.2 – Outros modelos.	24

CAPÍTULO III – O MODELO REOLÓGICO DE MARTINS (1992)

III.1 – Introdução.	26
III.2 – Os fundamentos do modelo.	26
III.2.1 – O princípio das tensões efetivas.	26
III.2.2 – Uma visão mecânica a respeito do cisalhamento dos solos.	28
III.2.3 – O fenômeno do atrito.	30
III.2.4 – O fenômeno da viscosidade.	31
III.3 – O modelo.	32
III.3.1 – A hipótese de Martins (1992).	32
III.3.2 – O princípio das tensões efetivas expandido.	33
III.3.3 – As elipses de Coulomb e Taylor.	34
III.3.4 – Redefinição do critério de ruptura em solos.	36
III.4 – Os ensaios à luz do modelo proposto por Martins (1992).	38
III.4.1 – Introdução.	38
III.4.2 – Normalização das curvas $p' \times q'$, $q' \times \varepsilon_f$ e $u \times \varepsilon_f$.	40
III.4.3 – O efeito da velocidade–Fundamentos e evidências experimentais.	43
III.4.4 – A poro-pressão.	44

CAPÍTULO IV – A FLUÊNCIA NÃO-DRENADA SEGUNDO O MODELO PROPOSTO POR MARTINS (1992).

IV.1 – Introdução.	49
IV.2 – A lei de Taylor.	51
IV.3 – O fenômeno da Fluência não-drenada.	51

CAPÍTULO V – ENSAIOS DE FLUÊNCIA NÃO-DRENADA REALIZADOS EM AMOSTRAS DE UM SOLO ARGILOSO FABRICADO EM LABORATÓRIO.

V.1 – O solo estudado.	54
V.2 – O sistema de aquisição automática de dados.	54
V.3 – Calibração dos equipamentos.	55
V.4 – Cuidados especiais tomados na execução dos ensaios.	55
V.4.1 – O Laboratório de Reologia e o controle de temperatura.	55
V.4.2 – Preparação das amostras e dos corpos-de-prova.	56
V.4.3 – A técnica das extremidades livres.	57
V.4.4 – Prevenção da difusão da água pela membrana e a verificação da distribuição da umidade nos corpos de prova ensaiados.	58
V.4.5 – O sistema de aplicação de carga e a correção da tensão desviadora.	58
V.5 – Procedimento de ensaio.	59
V.6 – Apresentação dos resultados experimentais.	60

CAPÍTULO VI – ANÁLISE DOS RESULTADOS

VI.1 – Introdução.	80
VI.2 – Ensaio Flu-01.	80
VI.3 – Ensaio Flu-02.	82
VI.4 – Ensaio Flu-05.	83
VI.5 – Análise dos resultados.	86

CAPÍTULO VII - CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA PESQUISAS FUTURAS.

VII.2 – Conclusões.	106
VII.3 – Sugestões para pesquisas futuras.	107

BIBLIOGRAFIA.	110
----------------------	------------

INTRODUÇÃO

I.1 – CONSIDERAÇÕES PRELIMINARES

Somente a partir de 1925, quando Terzaghi introduziu o princípio das tensões efetivas, é que a engenharia de solos pôde ser tratada com uma abordagem mais científica. Até então, dominava o empirismo com suas práticas bastante questionáveis e valorização excessiva da experiência de poucos. Aos poucos, a engenharia de solos passou a gozar de práticas de aceitação universal, como aquelas há muito difundidas na ciência dos materiais e nos materiais de construção, como o concreto e o aço, com suas rotinas de laboratório para avaliação das propriedades mecânicas, etc. Assim, a partir da tal década, passou a existir formalmente a **Mecânica dos Solos**, devido à grande aplicação dos conceitos da mecânica clássica ao comportamento dos solos, especialmente as teorias da elasticidade e da plasticidade.

Apesar de já se conhecer o fenômeno da fluência em materiais como o concreto e o aço, foi apenas no final da década de 40 e início da década de 50 que se começou a pesquisar tal fenômeno em solos, cujo trabalho pioneiro é o de Casagrande e Wilson (1950). Nesse artigo, os autores vislumbraram a possível ligação deste fenômeno com escorregamentos de taludes, que por décadas ou mais se mantinham de pé. Nas décadas seguintes, vários outros pesquisadores já estavam estudando o assunto a fundo devido à importância do mesmo, porém, na visão do autor desta tese, de maneira ora equivocada, ora complexa demais e de aplicação restrita, como a Teoria dos Processos Cinéticos, a chamada “Rate Process Theory”.

Em 1992, Martins em sua tese de doutorado propôs um modelo reológico de comportamento dos solos cujos fundamentos são baseados em fortes evidências experimentais, como as apresentadas por Lacerda (1976) e Lima (1993) e em conhecimentos teóricos como a resistência viscosa oferecida por um fluido em escoamento uniforme, estabelecida por Newton, e as leis de atrito de Coulomb. Tal modelo, na opinião do autor, explica de maneira mais simples e lógica fenômenos dependentes do tempo, como a fluência e a relaxação de tensões que os demais modelos e proposições.

L2 – OBJETIVO DA TESE

A presente tese tem como objetivo a verificação experimental do modelo de Martins (1992).

Nesse intuito, foram realizados ensaios triaxiais de fluência não-drenada em corpos de prova de 14 cm de altura por 7 cm de diâmetro, em ambiente com temperatura controlada e com aquisição automática de dados. O solo utilizado foi um solo argiloso saturado fabricado em laboratório.

L3 – ORDENAÇÃO DOS CAPÍTULOS

No capítulo II é apresentada uma revisão bibliográfica crítica sobre o tema desta tese, abordando relatos e observações experimentais bem como os modelos propostos para representação do fenômeno da fluência não-drenada.

O capítulo III e IV são destinados à apresentação do modelo de Martins (1992), sendo que no capítulo III apresentam-se os fundamentos e no capítulo IV analisa-se detidamente o fenômeno da fluência segundo esta visão.

O capítulo V versa sobre o estudo experimental do fenômeno de maneira detalhada, incluindo as técnicas, procedimentos, materiais, equipamentos e seus cuidados especiais. Neste capítulo são apresentados os resultados obtidos.

O capítulo VI se presta à análise dos resultados a partir do confronto entre o que é previsto pelo modelo e o que foi constatado nos ensaios.

Por fim, no capítulo VII, são apresentadas as conclusões deste estudo e as sugestões do autor para a continuação desta pesquisa.

REVISÃO BIBLIOGRÁFICA SOBRE O FENÔMENO DA FLUÊNCIA NÃO-DRENADA

II.1 – INTRODUÇÃO

Os relatos encontrados na literatura sobre o fenômeno da fluência são basicamente sobre a observação do fenômeno e os vários modelos propostos para representação da fluência.

Desta forma a revisão bibliográfica é apresentada em dois compartimentos; no primeiro são apresentados aqueles artigos que se destinam mais a observação do comportamento do solo, enquanto que no segundo são apresentados os modelos propostos para representação deste comportamento.

II.2 – REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

II.2.1 – OBSERVAÇÕES SOBRE A FLUÊNCIA NA LITERATURA

O artigo de Casagrande e Wilson (1950) parece ter sido o primeiro trabalho sobre a fenômeno da fluência nos solos. Nesse artigo os autores relatam a execução de um programa de ensaios para investigar o comportamento tensão-deformação-tempo, onde foram executados ensaios de tensão e de deformação controlada em nove tipos de solos naturais, sendo dois no estado compactado e um no estado não-saturado.

Com esse programa foi verificado que os solos se comportavam de maneira diferente dependendo do tipo de ensaio realizado. Observou-se que no caso dos solos saturados os corpos de prova rompiam com tensões desviadoras de fluência na faixa de 40 a 80 % da tensão desviadora máxima de um ensaio de deformação controlada, e que para os solos compactados e o não-saturado a resistência ao cisalhamento aumentava com o tempo.

Chama atenção em tais ensaios os cuidados na execução. O top-cap utilizado tinha na parte central da face superior uma peça na forma de um cilindro vazado que permitia a entrada com pequena folga do pistão e impedia a rotação do topo do corpo de prova

em relação a base e o carregamento excêntrico. Como os ensaios foram conduzidos com célula de carga externa, fez-se uso de um guia com rolamentos para minimizar o atrito no pistão e, como prevenção à difusão, fez-se uso de duas membranas de látex separadas por uma fina camada de graxa de silicone. Pelo que foi relatado, esse último cuidado foi eficiente pois o aumento da umidade do corpo de prova, quando acontecia, raramente chegava a 0.5 %.

Por fim, é importante destacar a definição de ruptura utilizada. Para os autores a ruptura era configurada quando se observava a formação da superfície de concentração de deformações cisalhantes. Estas superfícies quase sempre eram observadas, mesmo através das duas membranas de látex, após o ponto de inflexão do gráfico deformação x tempo, ou seja no início da chamada fluência terciária.

Infelizmente esse tipo de relato não é comum, o que é uma pena, pois, se fosse confirmada, esta observação tornaria sem sentido maiores considerações à respeito da aceleração na fluência, uma vez que, ao se formar o plano de ruptura, a hipótese de continuidade no campo de deslocamentos não seria mais atendida.

Bishop e Lovenbury (1969) realizaram uma campanha de ensaios de fluência drenada na argila de Londres e de Pisa (Pancone clay). Esses ensaios foram realizados em corpos de prova de 3”(75mm) de altura por 1 ½ ”(37.5mm) de diâmetro, que contavam com um encamisamento cilíndrico preenchido com mercúrio, de modo a prevenir a difusão da água da câmara triaxial para dentro dos corpos de prova. Pelo relatado no artigo, as medidas de volume eram feitas com este dispositivo que se mostrou eficiente na prevenção da difusão. É relatado ainda a ausência da fluência secundária e que funções de potência ou logarítmica foram de aplicação restrita na representação das curvas deformação x tempo.

Arulunandan et al. (1971) conduziram ensaios de fluência na argila da baía de São Francisco. Apesar do principal objetivo do trabalho ser o de analisar o método proposto por Murayama e Shibata (1958) (que se mostrou satisfatório), os autores atentaram para o mecanismo de geração de poro-pressão durante a fluência não-drenada. Segundo os próprios, a poro-pressão teria duas componentes: uma delas função da deformação cisalhante e outra relacionada ao adensamento secundário. Essa segunda componente foi identificada ao serem feitos ensaios de fluência não-drenada sem tensão desviadora. Chama atenção nestes ensaios realizados por Arulunandan et al (1971) os resultados dos ensaios hidrostáticos. Esses ensaios consistiam em adensar os corpos de prova sob um estado de tensões hidrostático e, ao fim do adensamento primário, fechar a drenagem

para observar a poro-pressão. O que se observou foi que o crescimento da poro-pressão. Nestes ensaios observou-se o crescimento da poro-pressão que atingia valores tão menores quanto maior fosse o tempo decorrido entre o fim do adensamento primário e o momento do fechamento da drenagem. O autor relata que observações deste tipo foram feitas por Walker (1969), Campanella (1965) e Bjerrum et al. (1958), sendo que Walker atribuiu este efeito ao impedimento do adensamento secundário enquanto que Bjerrum atribuiu à difusão de água pela membrana. Holzer et al. (1972) também observaram o mesmo comportamento.

Para tentar evidenciar a relação entre a geração de poro-pressão e adensamento secundário Arulanandan et al. (1971) realizaram o mesmo tipo de ensaio com um solo caulinitico fabricado em laboratório, cujo coeficiente de adensamento secundário é bem menor que o da argila da baía de São Francisco, sendo que o comportamento observado desses dois solos consta da Figura II.1.

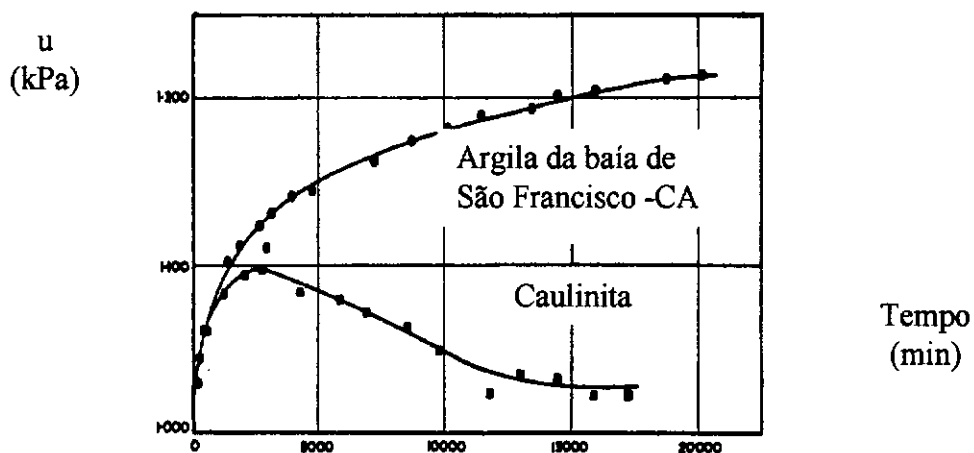


Figura II.1 – Crescimento da poro-pressão e efeito da tixotropia sob condições não-drenadas após adensamento hidrostático, Arulanandan et al. (1971).

Nesta figura observa-se que a caulinita apresenta inicialmente um crescimento (menor que a da argila de São Francisco) até 2500 minutos e depois uma acentuada queda até os 17500 minutos. Esta queda foi interpretada como sendo efeito da tixotropia.

Ainda neste artigo, Arulanandan et al. (1971), manifestaram preocupação com a difusão fazendo uso de duas membranas de látex separadas por uma fina camada de graxa de silicone.

Finn e Snead (1973) realizaram ensaios de fluência não-drenada e drenada em amostras de um solo silto-argiloso sobreconsolidado, marinho, sensível, oriundo da British Columbia, chamada argila Haney. Os ensaios foram conduzidos em ambiente com temperatura controlada ($20^{\circ}\text{C} \pm 0.2^{\circ}$) em corpos de prova de 2.5" (62.5mm) de diâmetro por 5" (127mm) de altura, sendo a tensão desviadora corrigida continuamente com pequenos pesos. Entre as fases de cisalhamento e de adensamento, os corpos de prova foram deixados com drenagem impedida por 8 horas, período este onde a maior parte da poro-pressão devido ao impedimento do adensamento secundário se processou. Segundo os autores, a fase de fluência secundária observada nos gráficos de deformação x tempo é aparente, pois esta não era observada nos gráficos de velocidade de deformação x tempo. Nestes gráficos a velocidade inicialmente alta caía até uma velocidade mínima e a partir daí crescia novamente até a ruptura. As figuras II.2, II.3 e II.4 ilustram um ensaio típico. Interessante notar o crescimento da poro-pressão juntamente com a aceleração da fluência.

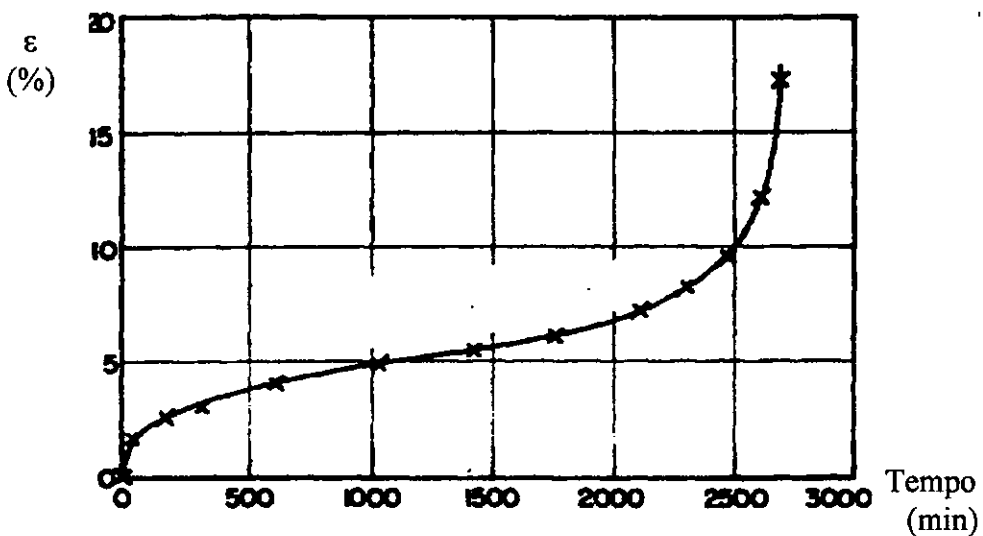


Figura II.2 – Curva deformação x tempo, Finn e Snead (1973).

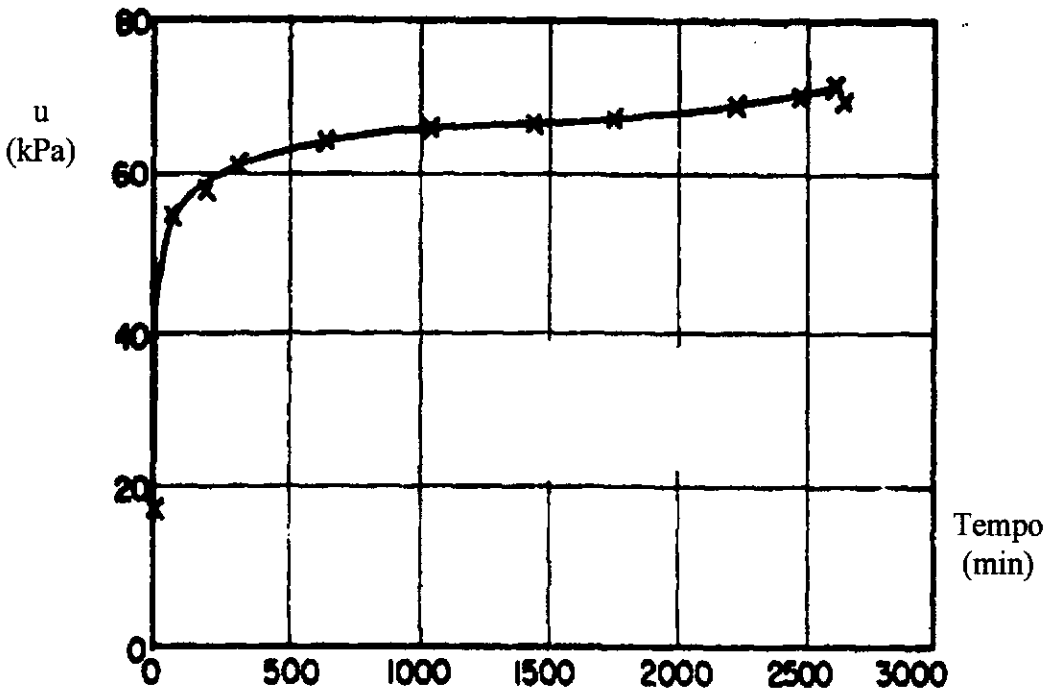


Figura II.3 –Comportamento Poro-pressão x tempo, Finn e Snead (1973).

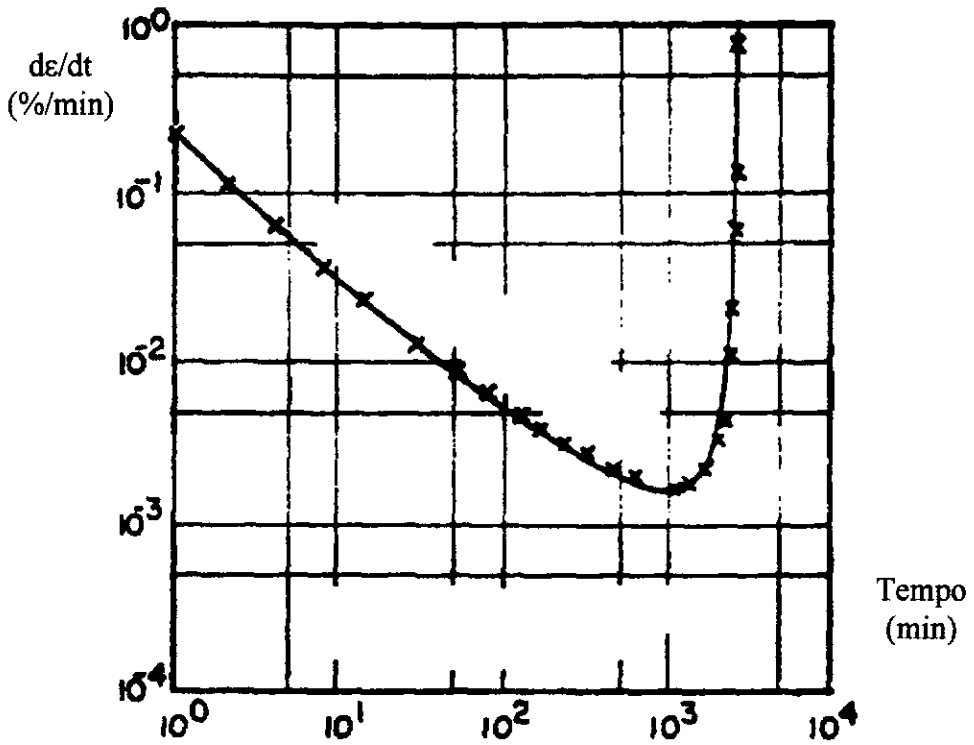


Figura II.4 – Velocidade de deformação x tempo, Finn e Snead (1973).

Ainda segundo Finn e Snead (1973), o começo da ruptura se daria neste ponto de velocidade mínima e existiria uma relação bi-logarítmica entre a velocidade de deformação e o tempo para a ruptura, independentemente da condição de drenagem e da história de tensões do solo. Segundo essa ótica, o ponto de velocidade mínima estaria ligado a existência de uma tensão de escoamento superior (σ_{uy}), onde qualquer solo submetido a uma tensão menor que σ_{uy} jamais romperia, idéia esta advogada por Murayama e Shibata (1961) e por Vialov e Skibitsky (1957). Finn e Snead (1973) chegam a propor uma equação para determinação desta tensão de escoamento superior, que seria :

$$\sigma_d = \sigma_{uy} + K \cdot (d\varepsilon/dt)^{1/n} \quad \text{II.1}$$

onde :

σ_d é a tensão desviadora máxima de um ensaio CIU convencional;

σ_{uy} é a tensão de escoamento superior;

$d\varepsilon/dt$ é a velocidade de deformação;

K e n são constantes.

Para a argila Haney os autores acharam $n = 3$, valor este confirmado por Sherif (1965) para as argilas de Seattle. Esta equação proposta é bastante interessante, pois tem uma grande semelhança com a proposta por Martins (1992), que é apresentada no transcorrer desta tese, sendo que o último termo da equação de Finn e Snead (1973) lembra uma lei de viscosidade adotada para líquidos não-Newtonianos, conhecida pelo nome de equação de Ostvald- deWaele (1928).

Vaid e Campanella (1977) conduziram uma campanha de ensaios, composta tanto de ensaios de tensão quanto de deformação controlada na argila Haney. O intuito era o de verificar a hipótese, por eles levantada, que a tensão desviadora num ensaio CIU seria, para uma dada tensão de adensamento, função da deformação cisalhante e da velocidade de deformação cisalhante $d\varepsilon/dt$. Esta campanha foi cercada de cuidados como ambiente com temperatura controlada (variação máxima de ± 0.25 °C), uso de um sistema de aquisição automática de dados com alta taxa de aquisição de dados, fase não drenada anterior ao cisalhamento para desenvolvimento da poro-pressão dependente do adensamento secundário, etc.

A hipótese levantada pelos autores era a de que nenhum valor de tensão pode ser associado a uma determinada deformação sem que se leve em conta a velocidade de deformação, de maneira a termos $q = q(\epsilon, d\epsilon/dt)$.

Para testar esta hipótese, inicialmente os autores realizaram dois ensaios CIU convencionais com velocidades $d\epsilon/dt$ iguais a $3.8 \times 10^{-3} \text{ %/min}$ e $4.7 \times 10^{-2} \text{ %/min}$, obtendo as curvas I e II da figura II.5 abaixo.

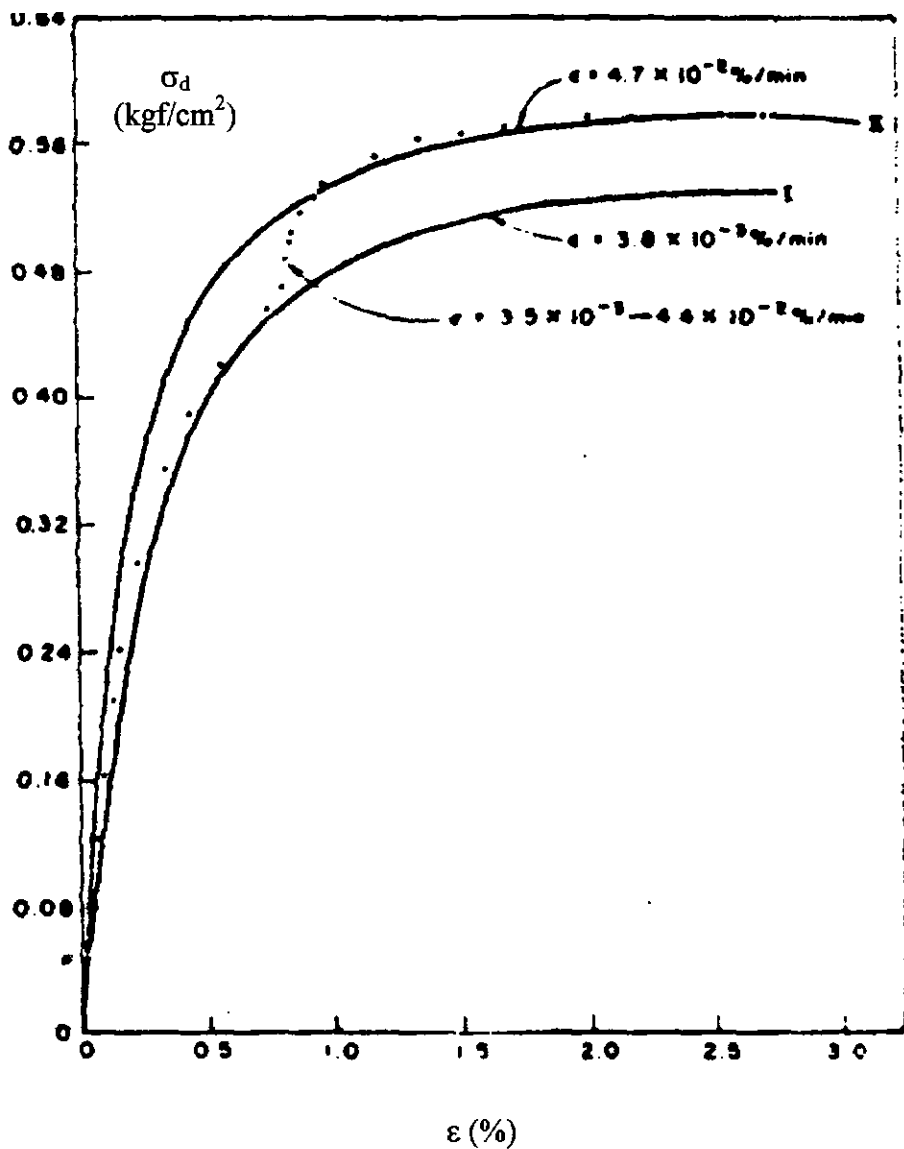


Figura II.5 – Teste da hipótese $q = q(\epsilon, d\epsilon/dt)$, Vaid e Campanella (1977).

Um terceiro corpo de prova começou a ser cisalhado com a velocidade do primeiro ensaio até a deformação de 0.8 %. Nesse ponto aumentou-se a velocidade de modo a igualá-la à velocidade do ensaio II. O que se observa é que até esta determinada deformação, a curva do terceiro ensaio coincide com a curva do ensaio I e deste ponto em diante a curva passa a coincidir com a curva do ensaio II a menos de um período de transição.

Um outro teste foi realizado com os ensaios de tensão controlada. A exemplo do primeiro teste, dois ensaios de fluência não-drenada foram realizados, o primeiro com $q/q_{m\acute{a}x} = 0.554$ e o segundo com $q/q_{m\acute{a}x} = 0.586$, obtendo-se as curvas I e II da figura II.6 ($q_{m\acute{a}x}$ é a máxima tensão cisalhante atingida em um ensaio do tipo CIU).

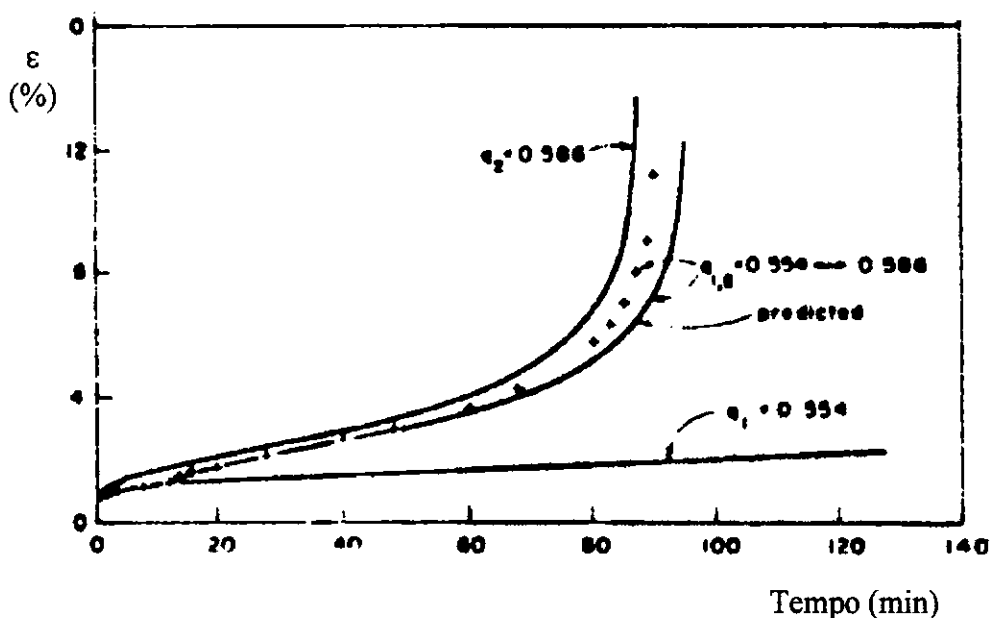


Figura II.6 – Teste da hipótese $q = q(\epsilon, d\epsilon/dt)$ para os ensaios de fluência não-drenada, Vaid e Campanella (1977).

Um terceiro ensaio de fluência não-drenada foi iniciado com $q/q_{m\acute{a}x}$ igual a do ensaio I e na deformação de 1.3 % a tensão desviadora foi aumentada para $q/q_{m\acute{a}x} = 0.568$ e o que se observou foi que a curva deformação x tempo deste ensaio é coincidente com a do ensaio I até a deformação de 1.3 %, a partir deste ponto em diante

a curva do terceiro ensaio se assemelha bastante com a do ensaio II a menos de uma translação.

Com estes testes os autores confirmaram a hipótese levantada, e de posse dos ensaios de fluência realizados com $q/q_{máx}$ variando de 0.374 a 0.638, fizeram um terceiro e definitivo teste, que consistiu em obter curvas de ensaios CIU convencional para diversas velocidades a partir dos pontos dos ensaios de fluência, obtendo a figura II.7 a seguir.

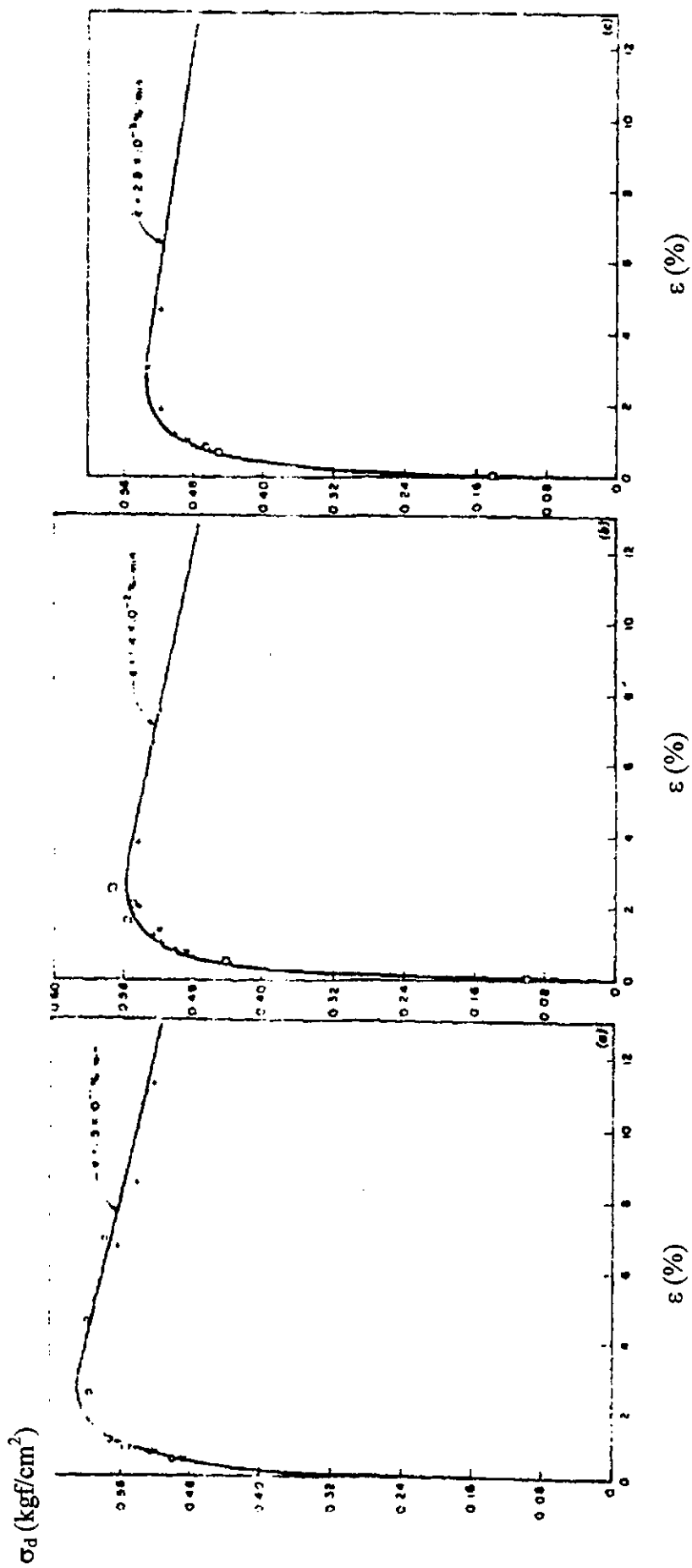


Figura II.6 – Previsão de ensaios CIU a partir dos ensaios de fluência, Vaid e Campanella (1977)

Observa-se uma grande concordância entre a curva real e a prevista a partir dos ensaios de fluência. É importante notar que esta hipótese foi verificada inclusive para a chamada fluência terciária.

Vaid e Campanella (1977) destacam também a concordância entre os valores das deformações de ruptura obtidos nos ensaios convencionais e aqueles obtidos para as velocidades mínimas de deformação dos ensaios de fluência não-drenada (nos ensaios onde de/dt passa por um mínimo). As primeiras foram da ordem de 2.5 a 3.0 % enquanto que as de fluência ficaram em torno de 2.5 %, constatação esta feita também por Lefebvre (1981). Por fim, os autores tentaram avaliar a manifestação da tixotropia na argila Haney. Para levar a cabo tal tarefa, os autores fizeram um ensaio de fluência não-drenada com baixa tensão desviadora que durou 20000 minutos, sendo que dos 10000 minutos até os 20000 minutos, o corpo de prova se deformou apenas 0.04 %. Atingido o tempo de 20000 minutos, o corpo de prova foi submetido a um cisalhamento com velocidade constante. Observou-se, então, que nessa fase o corpo de prova apresentou uma resistência de pico bem superior ao de um ensaio realizado com a mesma velocidade de deformação. Essa constatação é surpreendente, uma vez que não é de se esperar a manifestação de tixotropia em solos naturais indeformados, como é o caso da argila Haney, ainda mais com velocidade de deformação diferente de zero. Esta observação leva à conjectura de que é possível a tixotropia se manifestar mesmo havendo deformação, restando a pergunta se haveria algum valor limite de de/dt a partir do qual a tixotropia não se manifestaria.

Em outro artigo, Vaid et al. (1977), realizaram uma campanha de ensaios de fluência não-drenada na argila Leda (que também é uma argila marinha sensível, hipoteticamente cimentada conforme descrito por Crawford (1968)) proveniente do escorregamento de Saint-Jean-Vianney em Quebec, ocorrido em junho de 1961. Nesta campanha os corpos de prova tinham 3.5 cm de diâmetro por 7.5 cm de altura e foram envoltos por duas membranas de látex com uma fina camada de graxa de silicone entre elas para prevenir a difusão de água da câmara triaxial (segundo o relato esta medida se mostrou bastante eficiente). A aquisição de dados era automática e especial atenção foi prestada na operação de corte das extremidades dos corpos de prova para evitar rupturas prematuras devido ao não paralelismo das faces.

Como observado em Vaid e Campanella (1977) a hipótese da resistência ao cisalhamento ser função da deformação cisalhante e de sua velocidade foi confirmada,

assim como a concordância entre as deformações para $d\varepsilon/dt$ mínimo e para o pico de resistência dos ensaios CIU convencionais (respectivamente nas faixas de 0.42 – 0.49 % e 0.40 – 0.68 %). Esta deformação, como sugerem os autores, seria a necessária para a total mobilização da resistência fornecida pela cimentação entre as partículas do solo, e a ela estaria ligada a tensão de escoamento superior. Esta idéia é, aliás, compartilhada por Sheahan (1994) e por O'reilly et al. (1989), que inclusive sustenta a hipótese da existência de superfícies de escoamento de origem viscosa. Ainda segundo O'reilly et al. (1989), quando as velocidades de deformação fossem muito baixas, as superfícies de escoamento de origem viscosa e a superfície de escoamento superior coincidiriam.

Um fato curioso nos ensaios neste solo é o de que, a partir da deformação de ruptura, a queda na poro-pressão é grande, chegando a valores iguais em módulo, aos da poro-pressão positiva até ε_f . Segundo Vaid et al. (1977), o que se observou foi a formação de trincas verticais de tração quando os corpos de prova atingiam a deformação de ruptura ε_f , e estas seriam devidas ao crescimento da poro-pressão que, ao chegar ao seu valor máximo, igualavam a tensão de adensamento hidrostático tornando a tensão efetiva de confinamento igual a zero.

Por fim, cabe ressaltar que não foi visto em nenhum artigo, a preocupação em apresentar uma definição formal do fenômeno da fluência, seja ela drenada ou não drenada, nem do que vem a ser a ruptura. Nesta tese se adotará a seguinte definição de fluência não-drenada.

Definição : Entende-se por fluência não-drenada o fenômeno de deformação ao longo do tempo sob condições não-drenadas e estado de tensões totais constantes.

Já a definição de ruptura será apresentada oportunamente no decorrer desta tese, sob o contexto do modelo de Martins (1992).

II.2.2 – MODELOS PROPOSTOS PARA O MECANISMO DA FLUÊNCIA

II.2.2.1 – A TEORIA DOS PROCESSOS CINÉTICOS

Um dos principais modelos propostos para tentar explicar o fenômeno da fluência nos solos é a chamada Teoria dos Processos Cinéticos, a “Rate process Theory”. Esta teoria foi inicialmente desenvolvida para o cálculo das velocidades de reação na área do conhecimento denominada Físico-Química. A idéia principal era a de se chegar em uma expressão da velocidade de reação a partir das mais fundamentais propriedades dos elementos químicos, que são as distâncias e forças interatômicas e a configuração espacial dos átomos nas moléculas dos reagentes e dos produtos de uma reação química.

Esta teoria tem seu início com o desenvolvimento, por Arrhenius, da equação para a determinação da velocidade de reação da inversão da sacarose, em função da temperatura, equação essa que leva seu nome. Porém a teoria dos processos cinéticos só experimentou um grande avanço quando do desenvolvimento da mecânica quântica no início deste século por Planck, Compton, de Broglie, Heisenberg, Schrödinger e Einstein, entre outros.

Apesar de inicialmente desenvolvida no âmbito da cinética química, Glasstone et al. (1941) afirmam que a teoria é geral e seu potencial é ilimitado, podendo em princípio ser aplicada a qualquer outro processo cinético que envolva rearranjo de matéria. Glasstone et al. (1941) chegam mesmo a aplicar esta teoria para processos como a **viscosidade**, difusão, rotação de dipolos, migração eletrolítica e a descarga de íons em soluções. A seguir serão expostos de maneira sucinta os princípios da teoria dos processos cinéticos.

Segundo Glasstone et al. (1941) a equação de Arrhenius é a seguinte :

$$\ln \kappa = \ln A - (E/R \cdot T) \quad \text{II.2}$$

onde :

κ é a velocidade específica da reação;

R é a constante universal dos gases ($8.31 \text{ J/mol} \cdot ^\circ\text{K}$);

T é a temperatura absoluta;

E é a diferença de energia calorífica por unidade de massa entre os reagentes e os produtos e;

A é uma constante.

A equação II.2 pode ser escrita na forma exponencial como abaixo :

$$k = A \cdot e^{-E/RT}$$

II.3

Esta é a expressão que dá a relação entre a temperatura e a velocidade média em uma reação química, admitindo uma variação não muito grande da temperatura, pois na verdade A e E são funções desta. Modernamente essas duas constantes, A e E, são chamadas respectivamente de **Fator de Freqüência** e **Energia de Ativação**, e são os dois pontos-chave na teoria dos processos cinéticos. Conhecendo-se o fator de freqüência e a energia de ativação pode-se calcular a velocidade com a qual se dará, para uma determinada temperatura, a reação química.

Inicialmente achava-se que a energia de ativação seria fornecida sob a forma de radiação e esta obedeceria a equação da radiação de Planck, onde as moléculas só podem absorver energia de uma determinada freqüência em “pacotes de energia”, os chamados fótons, sendo esta energia :

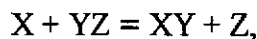
$$E_f = h \cdot \nu$$

II.4

onde :

E_f é a energia do fóton;
 ν é a freqüência da luz e
 h é a constante de Planck.

Porém isto só é verdade para as reação **FOTOQUÍMICAS** sendo exemplos as reações de fotossíntese e a de fotólise. Foi então necessário procurar outra maneira de abordar o problema. Somente em 1928 F. London mostrou que a maioria das reações químicas não envolveriam transição de elétrons entre os níveis de energia dos átomos. Considerando a seguinte reação química :



a energia E poderia ser obtida através da seguinte equação :

$$E = A + B + C - \left\{ \frac{1}{2} [(\alpha - \beta)^2 + (\beta - \gamma)^2 + (\gamma - \alpha)^2] \right\}^{1/2}$$

II.5

onde :

A, B, e C são energias devido às forças de atração elétrica de Coulomb dos pares de elétrons entre os átomos X e Y, Y e Z e entre Z e X; α , β , e γ são as energias devidas as forças de repulsão entre os mesmos átomos.

Sendo que A, B, C, α , β , e γ dependem das distâncias entre átomos. Conforme a disposição e proximidade dos átomos ter-se-ia uma determinada energia de ativação. Esta energia de ativação nada mais é que a energia que deve ser fornecida aos reagentes para que a reação venha a ocorrer. O gráfico da energia de ativação seria algo como a figura II.7 abaixo.

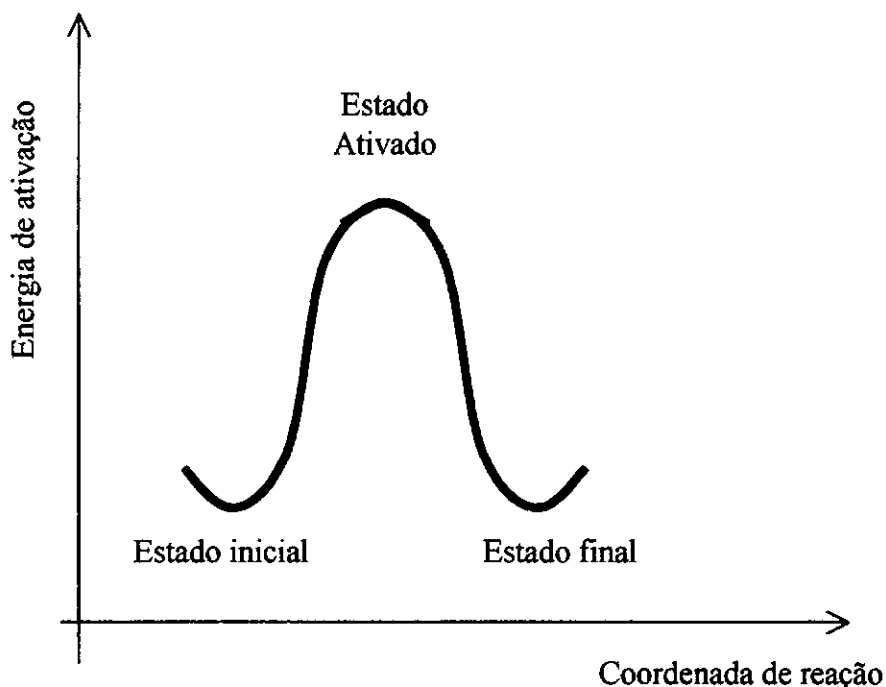


Figura II.7 – Gráfico da energia de ativação, Glasstone et al. (1941).

Por fim o coeficiente A, é também chamado frequência de colisão, ou seja, é uma medida da frequência com a qual os átomos se chocam na reação, quanto maior for este número maior será a velocidade da reação. Ele pode ser calculado a partir da teoria atômica das colisões.

O mecanismo das reações seria o seguinte : ao colocar, por exemplo, dois gases em contato direto, o que se observará é que um deles se difundirá por entre o outro, fazendo com que as moléculas dos dois gases venham a colidir com uma determinada frequência. Se a este sistema for fornecido uma determinada quantidade de energia (igual ou superior a energia de ativação) o que acontecerá é que as moléculas dos dois gases, de posse desta energia, ao se chocarem terão uma grande probabilidade de

reagirem entre si e formarem o produto da reação. Vale ressaltar que a velocidade da reação k é na verdade uma velocidade média, sendo a velocidade instantânea de reação, segundo Feltre (1997), igual a:

$$v = d[C]/dt \quad \text{II.6}$$

onde $[C]$ é a concentração dos reagentes.

Apesar de mundialmente aceita, a teoria dos processos cinéticos também tem suas exceções e simplificações. Glasstone et al. (1941) relatam diferenças nas velocidades de reação calculada e real da reação do tipo Menschutkin da ordem de 10^{-8} vezes, e uma das simplificações é a admissão que o efeito de *vazamento* ou *tunelamento* é desprezível no processo. Este efeito é garantido pela mecânica quântica e diz que é possível que moléculas do reagente venham a se combinar e formar o produto da reação sem que seja necessário que elas recebam energia igual à energia de ativação. Se a energia de ativação fosse vista como uma barreira de energia potencial, as moléculas para se transformarem no produto da reação teriam que ter sua energia elevada até o cume desta curva de energia potencial (na nomenclatura da cinética química, este “cume” é chamado *Complexo Ativado*). Nesta ótica o efeito de vazamento seria a possibilidade das moléculas do reagente atravessarem, ou vazarem pela barreira.

No capítulo IX, Glasstone et al. (1941), vendo uma analogia entre os processos de reação e o fenômeno da viscosidade, aplicam os princípios da teoria dos processos cinéticos ao problema da viscosidade. Como se está tratando nesta tese de efeitos viscosos nos solos argilosos segue abaixo uma síntese desta abordagem.

Considere duas camadas de um fluido, cada uma composta por moléculas justapostas e representadas por círculos como na figura II.8 abaixo.

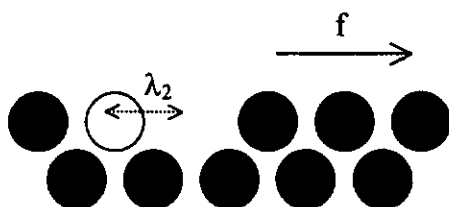


Figura II.8 – Analogia com o fenômeno da viscosidade, Glasstone et al. (1941).

Para que a camada de cima se movimente por sobre a de baixo é necessário que cada molécula da camada de cima se movimente de uma distância λ . O “pulo” de cada molécula de uma posição de equilíbrio para outra poderia assim ser vista como equivalente à passagem por sobre uma barreira de energia potencial. Considerando f como sendo a força por unidade de área (força atuando numa área retangular $\lambda_2 \cdot \lambda_3$) que produz o deslocamento relativo entre camadas e sendo Δu a diferença de velocidade das duas camadas, então por definição :

$$\eta = f \lambda_1 / \Delta u \quad \text{II.7}$$

onde :

η o coeficiente de viscosidade do fluido e

λ_1 é distância entre as camadas de cima e a de baixo do fluido.

Considerando que a área de cada molécula é igual a $\lambda_2 \cdot \lambda_3$, então a força que atua em cada molécula será $f \lambda_2 \cdot \lambda_3$. Considerando também que a barreira de energia potencial seja simétrica, então a distância entre a posição de equilíbrio e o “cume” (complexo ativado) será igual a $\lambda/2$. A partir das considerações acima, a energia de ativação para uma única molécula seria igual ao trabalho realizado por esta molécula para ir da posição de equilíbrio até o complexo ativado, ou seja, igual a $f \lambda_2 \cdot \lambda_3 \cdot (\lambda/2)$. O efeito desta força na barreira de energia seria de reduzi-la na direção da força e aumentá-la na direção contrária, conforme figura II.9.

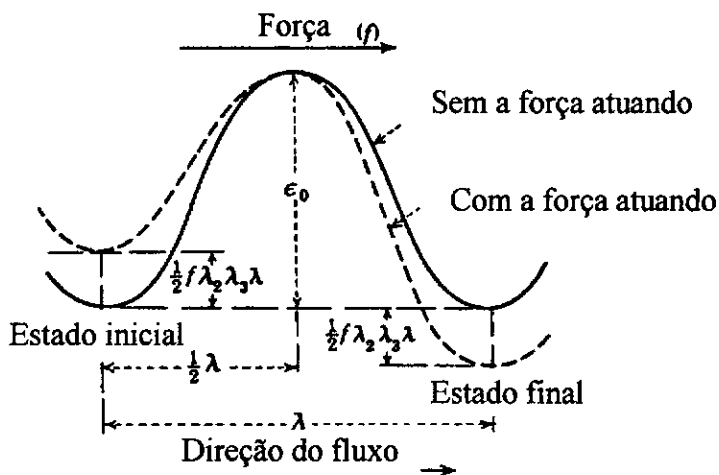


Figura II.9 – Barreira de energia potencial para a analogia de fluxo viscoso, com e sem força atuando, Glasstone et al. (1941).

Considerando que ε_0 é a energia de ativação à temperatura de 0 °K sem nenhuma força atuando no fluido, então o número (K) de vezes que cada molécula passa pela barreira em ambas as direções é :

$$\kappa = (kT/h) \cdot (F_{\ddagger}/F) \cdot e^{-\varepsilon_0/kT} \quad \text{II.8}$$

onde :

$(kT/h) \cdot (F_{\ddagger}/F) = A$ é o fator de frequência, ou de colisão;

F_{\ddagger} e F são chamadas funções de partição.

As funções de partição segundo definição de Glasstone et al. (1941) são funções que dão a medida da probabilidade de uma molécula estar em um determinado espaço ou volume, e é igual a soma dos termos $e^{-\varepsilon/RT}$ para todas as formas de energia, sejam elas de origem translacional, rotacional, vibracional, nuclear, eletrônica, etc.

Levando em conta o efeito da força na barreira de potencial nas direções a favor e contrária à força, Ter-se-ia respectivamente:

$$\kappa_f = (kT/h) \cdot (F_{\ddagger}/F) \cdot e^{-\varepsilon_0/kT - \frac{1}{2} f \lambda_2 \lambda_3 \lambda} \quad \text{II.9}$$

$$\kappa_c = (kT/h) \cdot (F_{\ddagger}/F) \cdot e^{-\varepsilon_0/kT + \frac{1}{2} f \lambda_2 \lambda_3 \lambda} \quad \text{II.10}$$

Onde os índices f e c indicam as direções a favor e contrária à força. As equações II.9 e II.10 indicam que, para um determinado instante, as moléculas cruzam a barreira de potencial nas duas direções, porém a quantidade de moléculas que cruza na direção da força é maior que na direção contrária. Assim a velocidade com a qual o processo se dá será :

$$\Delta u = \lambda \cdot (\kappa_f - \kappa_c) \quad \text{II.11}$$

Combinando as equações II.8, II.9, II.10 e II.11, tem-se :

$$\Delta u = \lambda \cdot (kT/h) \cdot (F_{\ddagger}/F) \cdot e^{-\varepsilon_0/kT} \cdot [e^{\frac{1}{2} f \lambda_2 \lambda_3 \lambda/kT} - e^{-\frac{1}{2} f \lambda_2 \lambda_3 \lambda/kT}]$$

II.12

Lembrando que $[e^{(\frac{1}{2} f \lambda_2 \lambda_3 \lambda / kT)} - e^{(-\frac{1}{2} f \lambda_2 \lambda_3 \lambda / kT)}] = 2 \cdot \sinh (f \lambda_2 \lambda_3 \lambda / 2kT)$ e que $\Delta u / \lambda = d\varepsilon / dt$:

$$d\varepsilon / dt = (2kT/h) \cdot (F_{\ddagger} / F) \cdot e^{(-\varepsilon_0 / kT)} \cdot \sinh (f \lambda_2 \lambda_3 \lambda / 2kT) \quad \text{II.13}$$

E, por fim, combinando-se as equações II.7 e II.13 chega-se à expressão do coeficiente de viscosidade η do fluido :

$$\eta = f \lambda_1 / 2 \lambda k \cdot \sinh (f \lambda_2 \lambda_3 \lambda / 2kT) \quad \text{II.14}$$

Assim, segundo Glasstone et al.(1941), basta que se conheçam as propriedades básicas das moléculas do fluido, como as distâncias intermoleculares λ , λ_1 , λ_2 e λ_3 e as constantes universal dos gases e de Boltzman para se poder calcular o coeficiente de viscosidade.

Foi só a partir do final da década de 50 que a teoria dos processos cinéticos começou a ser introduzida na mecânica dos solos, inicialmente com Murayama e Shibata (1958, 1961, 1964), Mitchell (1964), Andesland e Douglas (1970) e outros mais. Murayama e Shibata (1958) fazem uso da teoria para calcular o coeficiente de viscosidade de um solo com vistas à sua aplicação em um modelo viscoelástico. Já os demais discorrem sobre a aplicação direta da teoria no comportamento do solo, sendo Mitchell seu maior entusiasta. A seguir será apresentada a dedução da aplicação da teoria dos processos cinéticos ao comportamento dos solos, tal como foi feita por Mitchell (1976).

Com exceção feita à equação II.7 (que estranhamente não é apresentada), e com algumas pequenas alterações, Mitchell (1976) conduz a dedução de maneira muito semelhante aquela exposta acima para o caso da viscosidade e chega à seguinte equação :

$$d\varepsilon / dt = 2X(kT/h) \cdot e^{(-\Delta F / RT)} \cdot \sinh (f \cdot \lambda / 2kT) \quad \text{II.15}$$

Por comparação com a equação II.13 chega-se a conclusão que $X = F_{\ddagger} / F$, $\Delta F / R = \varepsilon_0 / k$ e $f = f \lambda_2 \lambda_3$, cabendo ressaltar que f é uma força enquanto que f é uma tensão. Um ponto obscuro nesta dedução é o parâmetro X (chamado por Feda (1989) de função

enigmática), que segundo Mitchell (1976), é um parâmetro que pode ser dependente do tempo e da estrutura do solo. Porém, na comparação feita acima, ele é igual às funções de partição F_{\ddagger} e F e, até aonde foi a compreensão do autor desta tese, não é função nem da estrutura nem do tempo. F_{\ddagger} e F , por definição, são somatórios das contribuições das várias formas de energia (translacional, rotacional, vibracional, nuclear, eletrônica, etc.) que dão a probabilidade de uma molécula estar em um determinado espaço ou volume definido.

Continuando a dedução apresentada por Mitchell (1976), o autor argumenta que $(f\lambda/2kT) > 1$ e então:

$$\sinh(f\lambda/2kT) \approx \frac{1}{2} \cdot e^{f\lambda/2kT} \quad \text{II.16}$$

De modo que:

$$d\varepsilon/dt = X \cdot (kT/h) \cdot e^{(-\Delta F/RT)} \cdot e^{f\lambda/2kT} \quad \text{II.17}$$

Se S for o número de partículas por unidade de área que atravessam a barreira de potencial (na denominação de Mitchell (1976) cada partícula que atravessa a barreira é uma **unidade de fluxo**), então :

$$f = \tau/S \quad \text{II.18}$$

Representando por D a tensão desviadora em um estado triaxial de tensões, então:

$$f = D/2S \quad \text{II.19}$$

Substituindo II.19 em II.17:

$$d\varepsilon/dt = X \cdot (kT/h) \cdot e^{(-\Delta F/RT)} \cdot e^{D\lambda/4SkT} \quad \text{II.20}$$

Chamando $\lambda/4SkT$ de α , e $X \cdot (kT/h) \cdot e^{(-\Delta F/RT)}$ de $K(t)$, tem-se finalmente:

$$d\varepsilon/dt = K(t) \cdot e^{\alpha D} \quad \text{II.21}$$

O termo $K(t)$ foi determinado a partir dos ajustes de curvas nos gráficos de deformação específica versus tempo (na escala log), e $d\epsilon/dt$ versus tensão desviadora (na escala log), de maneira que:

$$K(t) = A \cdot (t_1/t)^m \quad \text{II.21}$$

Onde os parâmetros A , t_1 , α e m são determinados a partir de quaisquer dois ensaios de fluência. Segundo Mitchell (1976), a função $K(t)$ tem se mostrado bastante eficiente na representação da fluência em qualquer tipo de solo sob qualquer história de tensões e condição de drenagem.

Na literatura internacional, a aplicação da teoria dos processos cinéticos teve uma grande penetração, sendo de longe a principal teoria para tentar explicar o fenômeno da fluência em solos, como se pode perceber pelo número de publicações a este respeito, como por exemplo: Murayama e Shibata (1958), Singh e Mitchell (1968), Mitchell et al. (1968), Shibata e Karube (1969), Mitchell et al. (1969), Singh e Mitchell (1969), Andersland e Douglas (1970), Tavenas et al. (1978), Tavenas et al. (1979), Kavazanjian e Mitchell (1980), Pusch e Feltham (1980), Mesri et al. (1981), Borja e Kavazanjian (1985), Feda (1989) e Kuhn e Mitchell (1993).

Como afirmado na introdução deste trabalho e, pelo o que foi exposto acima, a aplicação da teoria dos processos cinéticos ao comportamento do solo, pelo menos da maneira como ela foi utilizada, não parece ser correta. De maneira resumida pode-se apresentar as seguintes críticas:

- 1) O parâmetro X não parece ser função do tempo nem da estrutura do solo, e sem este parâmetro a teoria não pode levar em conta os estágios ditos primário e terciário da fluência, uma vez que a teoria dos processos cinéticos em sua essência fornece a velocidade média do processo, e não a velocidade instantânea.
- 2) Sem levar em conta a equação II.7 a dedução feita por Mitchell (1976) também não parece estar correta, e se for levada em conta só contempla o fenômeno viscoso, deixando de fora o fenômeno do atrito que reconhecidamente participa do processo.
- 3) A teoria dos processos cinéticos em sua essência não é capaz de explicar fisicamente porque a velocidade de deformação varia durante a fluência.

II.2.2.2 – OUTROS MODELOS

Na literatura são encontrados outros modelos que tentam explicar o fenômeno da fluência, porém estes estão em muito menor número que a teoria dos processos cinéticos e também são questionáveis. Basicamente eles se baseiam nas teorias viscoelásticas, viscoplásticas e visco-elasto-plásticas.

As críticas que sofrem em sua maioria esses modelos não estão relacionadas ao uso de tais teorias e sim na maneira como elas pretendem abordar a dependência das propriedades do solo com o tempo.

Sekigushi (1984) apresenta um modelo visco-elasto-plástico de comportamento de solo onde as fluências drenada e não-drenada são previstas fazendo uso do índice de compressão secundária do solo, $C\alpha_e$. Como se presume, ver por exemplo Martins e Lacerda (1989), o índice de compressão secundária não representa física ou matematicamente o fenômeno do adensamento secundário, assim comprometendo o modelo. Esta mesma crítica vale para Kutter e Sathialingam (1992), que elaboraram um modelo visco-plástico fazendo uso também do índice de compressão secundária.

Murayama e Shibata (1956, 1961, 1964) elaboraram um modelo reológico composto por uma série de elementos de mola (de comportamento linear) e um elemento de Voigt modificado. Sendo que o coeficiente de viscosidade do amortecedor que faz parte do elemento de Voigt foi calculado baseado na teoria dos processos cinéticos. Adachi e Okano (1974) chegaram a equações constitutivas visco-elasto-plásticas combinando a teoria de Perzina com a teoria energética de Roscoe. A crítica que se pode fazer a estes tipos de abordagem é que os modelos se baseiam no princípio das tensões efetivas que, por si só, não é válido para todos os casos. Então, qualquer modelo que se baseie em um princípio que não é válido também não o será. Seria algo como fazer uma previsão de comportamento na mecânica relativística de Einstein usando-se os princípios da mecânica clássica de Newton.

Justamente por ter notado a limitação do princípio das tensões efetivas de Terzaghi, Martins (1992), calcado em fortes evidências experimentais e conhecimento teórico se aventurou em propor um novo princípio, chamado por ele de princípio das tensões efetivas expandido. Com este novo princípio, Martins (1992) foi capaz de abordar de uma maneira muito mais simples e racional os problemas relacionados à reologia dos solos, notadamente os solos argilosos.

Por se tratar esta tese de um estudo sobre a fluência não-drenada segundo a visão de Martins (1992), é que o modelo de Martins (1992) não é apresentada neste capítulo e sim nos capítulos que se sucedem, e de maneira detida.

O MODELO REOLÓGICO DE MARTINS (1992)

III.1 – INTRODUÇÃO

O trabalho de Martins (1992) é uma tentativa de agregar à Mecânica dos Solos dos Estados Críticos os efeitos do tempo, para tanto o autor se dirigiu ao estudo do Princípio das Tensões Efetivas de Terzaghi e sua validade.

Por julgar que vários fenômenos observados não eram contemplados pelo princípio de Terzaghi (1936) tais como a fluência não-drenada e a relaxação de tensões entre outros, Martins (1992) se aventurou em propor um novo princípio, batizado de **Princípio das Tensões Efetivas Expandido**, que é apresentado mais adiante. Neste novo princípio o autor inclui o fenômeno da viscosidade, a partir do que é retratado por Terzaghi (1941).

Para que se possa entender o princípio de Martins (1992) em sua plenitude, é necessário que se apresente o Princípio das Tensões Efetivas de Terzaghi e suas limitações, alvos dos tópicos que se seguem.

III.2 – OS FUNDAMENTOS DO MODELO

III.2.1 – O PRINCÍPIO DAS TENSÕES EFETIVAS

A seguir transcreve-se o enunciado do princípio das tensões efetivas de Terzaghi.

1ª Parte :

“As tensões em qualquer ponto de uma seção numa massa de solo podem ser computadas a partir das tensões principais totais σ_1 , σ_2 e σ_3 que agem neste ponto. Se os vazios do solo estiverem preenchidos por água sob uma pressão u , as tensões principais totais consistem de duas parcelas. Uma parcela u que atua na água e nos grãos sólidos em todas as direções com igual intensidade. Esta parcela é chamada de pressão neutra. As diferenças, $\sigma'_1 = \sigma_1 - u$; $\sigma'_2 = \sigma_2 - u$ e $\sigma'_3 = \sigma_3 - u$, representam um excesso sobre a

pressão neutra e são suportadas exclusivamente pela fase sólida do solo. Estas parcelas das tensões principais totais são chamadas tensões principais efetivas”.

Com a primeira parte do enunciado de Terzaghi sabe-se como computar as tensões efetivas, e com a segunda parte que será transcrita abaixo se compreenderá a importância deste cômputo.

2ª Parte :

“Todos os efeitos mensuráveis oriundos da variação de tensões, tais como compressão, distorção e mudança na resistência ao cisalhamento, são exclusivamente devidos às variações das tensões efetivas”.

É importante notar que da forma como foi escrito, o princípio só funciona em um sentido que é o seguinte : em havendo variação de volume, distorção e mudança na resistência ao cisalhamento se saberá que houve uma variação nas tensões efetivas, porém a recíproca não é assegurada. Assim se houver uma variação no estado de tensões efetivas não se pode afirmar que esta mudança ocasionará variação de volume, distorção ou variação na resistência ao cisalhamento. E é justamente a recíproca que interessa ao engenheiro, pois ao se projetarem obras assentes no solo computam-se o acréscimo de tensões produzidos pela construção e objetivando saber se com esse acréscimo de tensões ter-se-á ou não problemas de deformação excessiva do solo ou de ruptura do mesmo.

É interessante se fazer essa ressalva aqui já que poucos são os autores que se deram ao trabalho deste esclarecimento. Neste sentido, seria correto, na falta de um princípio das tensões efetivas mais abrangente, que se fizesse a ressalva tal como a apresentada por Bolton (1965) que diz explicitamente “neste trabalho admite-se a recíproca do princípio das tensões efetivas.”

Atkinson e Bransby (1978) enunciam os seguintes corolários:

Corolário nº 1: “O comportamento (em termos de engenharia) de dois solos com a mesma estrutura e mineralogia será o mesmo se eles tiverem a mesma tensão efetiva”.

Corolário nº 2: “Se um solo for carregado ou descarregado sem qualquer variação de volume e sem qualquer distorção não haverá variação da tensão efetiva”.

Corolário nº 3: “Um solo expandirá em volume (e se enfraquecerá) ou comprimirá (e se tornará mais resistente) se a poro-pressão isoladamente for aumentada ou diminuída”.

Como esses corolários foram baseados na recíproca do princípio das tensões efetivas que é falso os corolários também serão, bastando então que se apresente apenas um contra-exemplo para cada corolário para se demonstrar que são realmente falsos.

Contra-Exemplo nº 1: Corpos de prova de um mesmo solo submetidos a ensaios triaxiais com velocidades de deformação diferentes apresentam resistências diferentes. Tal fato já foi verificado por diversos pesquisadores tais como Lacerda (1976) Vaid e Campanela (1977) e Guimarães (2000). Esses exemplos contradizem o primeiro corolário.

Contra-Exemplo nº 2: Ensaios triaxiais não drenados de relaxação de tensões realizados por Lacerda (1976) mostram que mesmo sem ter variação de volume ou distorção há a variação das tensões efetivas, violando assim o segundo corolário.

Contra-Exemplo nº 3 : Ensaios de adensamento edométrico realizados por Lima (1992) e ensaios de adensamento hidrostáticos realizados por Arulanandan (1971) e por Thomasi (2000) mostraram que ao “final do adensamento primário” quando o excesso de poro-pressão era praticamente zero, ao fechar a drenagem a poro-pressão tornava a crescer. Esses ensaios demonstram que o terceiro corolário é então falso pois esse crescimento da poro-pressão não foi acompanhado por uma expansão do corpo de prova que devido a drenagem impedida não poderia variar de volume.

Diante de tais constatações verifica-se que de posse do princípio de Terzaghi não se pode explicar tais fenômenos. E para que esses fenômenos possam ser explicados tem-se duas alternativas : ou se enuncia um outro princípio de maneira que este novo princípio passe então a explicá-los, ou se modifica o princípio de Terzaghi. Esta segunda alternativa foi levada a cabo por Martins (1992) resultando no **Princípio das Tensões Efetivas Expandido**.

III.2.2 – UMA VISÃO MECÂNICA A RESPEITO DO CISALHAMENTO DOS SOLOS

O modelo de Martins (1992) é baseado na visão de Terzaghi (1941) e de Taylor (1942, 1948) sobre as partículas de argila.

Segundo Terzaghi (1941) basicamente a visão seria a seguinte : ao redor das partículas sólidas haveria uma fina camada de água adsorvida sólida fortemente aderida às mesmas. Distanciando-se da partícula essa água não seria mais sólida, porém seria detentora de uma alta viscosidade, sendo que essa mesma viscosidade diminuiria com a

distância da partícula, até que para uma determinada distância essa viscosidade seria a da água comum. Essa água comum seria a água livre, aquela que poderia percolar pelo solo enquanto que a primeira não. Esta visão está ilustrada na figura III.1.

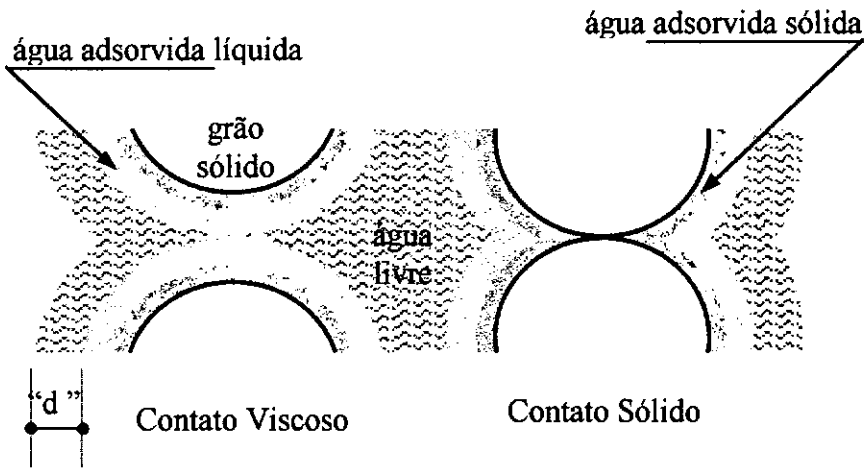


Figura III.1 – Tipos de contato nos solos na visão de Terzaghi (1941).

Admitida essa visão, dois seriam os tipos de contato entre as partículas : o primeiro seria feito entre as camadas de água adsorvida líquida muito viscosa; e o segundo tipo de contato seria entre as camadas de água adsorvida no estado sólido. Terzaghi chamou esses contatos respectivamente de “film bonds” e “solid bonds”, e disse ainda que ambos os contatos seriam capazes de transmitir tensões efetivas.

Taylor (1942), descreve uma visão bem próxima a de Terzaghi (1942) e vai além vislumbrando como essa descrição poderia afetar a resistência ao cisalhamento dos solos chegando a dizer que esta seria composta de duas parcelas, sendo uma delas devida a viscosidade do solo, chamada por ele de “plastic resistance”, parcela esta dependente da velocidade de deformação do solo.

Martins (1992), a exemplo de Taylor (1942), associou aos contatos do tipo “film bond” uma resistência viscosa, e associou aos contatos do tipo “solid bond” uma resistência friccional.

A seguir serão descritos sucintamente os dois fenômenos para que depois se possa enunciar o Princípio das Tensões Efetivas Expandido.

III.2.3 – O FENÔMENO DO ATRITO

O atrito propriamente dito é a resistência que se encontra quando se quer impor um deslocamento relativo entre dois corpos que se tocam por uma interface. Esta interface, por mais polida que seja, ao nível microscópico será sempre irregular e rugosa fazendo com que a área real de contato entre os corpos seja consideravelmente menor que a área aparente.

Como a área de contato é muito pequena, as forças que nela atuam induzem tensões elevadíssimas chegando em certos pontos a serem iguais as tensões de escoamento do material. Quando esta condição é alcançada há o escoamento do material naquele ponto, redistribuindo tensões pelos demais pontos de contato já existentes e fazendo novos pontos de contato. Nesses contatos, devido a proximidade dos átomos e moléculas dos dois materiais surgem forças de ligação interatômica, que Bowden e Tabor (1956) chamaram de solda fria (“cold welding”). Essas forças é que se opõem ao deslocamento relativo entre as superfícies.

São duas as leis que regem o fenômeno do atrito, sendo estas conhecidas como as leis do atrito de Coulomb, embora não tenha sido o próprio quem primeiro as enunciou. Segundo Bowden e Tabor (1956) as leis do atrito foram enunciadas por Amontons no final do século XVII.

1ª Lei do atrito : “A força tangencial necessária a vencer o atrito entre dois corpos é independente da área de contato entre eles”.

2ª Lei do atrito : “A força tangencial necessária a vencer o atrito entre dois corpos sólidos é proporcional à força normal entre eles”.

Designando por T a força tangencial e por N a força normal a segunda lei do atrito pode ser vista matematicamente por :

$$T = f \cdot N \quad \text{III.1}$$

onde f é designado coeficiente de atrito.

Em uma massa de solo sem cimentação o que se passa é algo parecido com a segunda lei do atrito de Coulomb (uma vez que há ainda a dilatância, rolamento de grãos uns sobre os outros e etc.).

Se em um corpo de prova for considerado um plano qualquer de área A ter-se-á, dividindo a equação III.1 por A , a seguinte expressão:

$$\tau = \text{tg } \phi \cdot \sigma \quad \text{III.2}$$

onde $\text{tg } \phi = f/A$. Assim, quando mobilizada toda a resistência τ necessária para fazer deslocar uma porção de solo sobre a outra haverá então a ruptura do solo. À equação III.2 dá-se o nome de critério de ruptura de Coulomb.

III.2.4 – O FENÔMENO DA VISCOSIDADE

A lei de viscosidade estabelecida por Newton diz que à todo fluxo uniforme estabelecido existe uma resistência que se opõe ao movimento de duas “camadas” de fluido vizinhas. Além disso, Newton estabelece que essa resistência é diretamente proporcional à variação transversal da velocidade de fluxo entre essas duas “camadas adjacentes”. Matematicamente a equação se escreve:

$$\tau = \mu \cdot (dv/dy) \quad \text{III.3}$$

sendo que nesta equação :

μ é o coeficiente de viscosidade;

v é a velocidade de fluxo e

y é a direção perpendicular ao fluxo.

É importante notar que, em se impondo uma tensão τ em um fluido, a pergunta que se deve fazer não é o quanto esse fluido irá se “deformar”, e sim com que velocidade ele irá se “deformar”. Assim mantida essa tensão o fluido irá se “deformar” indefinidamente e com velocidade constante.

Essa idéia será de grande valia quando se for falar em ruptura do solo sob o contexto do Princípio das Tensões Efetivas Expandido de Martins (1992).

III.3 – O MODELO

III.3.1 – A HIPÓTESE DE MARTINS (1992)

A hipótese de Martins (1992) é a de que o solo ao ser submetido a uma tensão cisalhante oriunda de um carregamento qualquer resiste internamente com duas parcelas, uma de natureza friccional e a outra de natureza viscosa.

A parcela de natureza friccional seria devida aos contatos sólido-sólido (“solid-bonds”) feitos entre as camadas de água adsorvida no estado sólido, e estaria sujeita às leis de atrito de Coulomb. Já a parcela de natureza viscosa seria devida aos contatos viscosos (“film-bonds”) feito entre as camadas de água adsorvida líquida muito viscosa, e estaria sujeita à lei da viscosidade de Newton.

O que acima foi descrito em palavras, matematicamente pode ser escrito:

$$\tau = \tau_f + \tau_v \quad \text{III.4}$$

onde os índices f e v representam respectivamente as origens friccional e viscosa das tensões cisalhantes. Por sua vez τ_f e τ_v seriam :

$$\tau_f = \sigma' \cdot \text{tg } \phi_{\text{mob}} \quad \text{III.5}$$

e

$$\tau_v = \eta \cdot (d\varepsilon/dt) \quad \text{III.6}$$

É importante ressaltar que o coeficiente de viscosidade η no presente modelo é função do índice de vazios e , e que ϕ_{mob} é o ângulo de atrito mobilizado do solo. Para uma descrição mais detalhada o leitor deve se reportar à tese de Martins (1992).

Por fim, é preciso lembrar que a hipótese da resistência viscosa ser uma função linear da velocidade de deformação para solos não é na realidade correta. O que se observa na verdade é um aumento de 5 a 10 % na resistência para um correspondente aumento da velocidade de uma ordem de grandeza. Muito provavelmente esta questão

deverá ser revista considerando funções não-lineares como por exemplo a lei de viscosidade de Prandtl-Eyring (1928) ou a de Ostwald-de Waele (1926). A utilização da Lei de Newton da viscosidade se justifica por sua simplicidade e “facilidade” do tratamento matemático.

III.3.2 – O PRINCÍPIO DAS TENSÕES EFETIVAS EXPANDIDO

Admitida como válida a hipótese de Martins (1992), o Princípio das tensões efetivas de Terzaghi foi reformulado dando origem ao Princípio das Tensões Efetivas Expandido, que é transcrito abaixo :

1ª Parte :

“Em qualquer plano de um elemento de solo saturado no qual estejam atuando a tensão normal σ e a tensão cisalhante τ estarão atuando internamente : como reação à σ a soma ($\sigma' + u$) sendo σ' a tensão normal efetiva e u a poro-pressão; e como reação à τ a soma das resistências por atrito e por viscosidade”. Ou seja :

$$\sigma = \sigma' + u \quad \text{III.7}$$

$$\tau = \tau_f + \tau_v \quad \text{III.8}$$

2ª Parte :

“Toda vez que houver variação da parcela de atrito mobilizado haverá deformações cisalhantes e reciprocamente toda vez que houver deformações cisalhantes haverá variação da parcela de atrito mobilizado (casos não-drenados)”.

A segunda parte deste enunciado é limitada até a deformação de ruptura, pois a partir desta não há mais mobilização de atrito, que permanece constante daí em diante. Não se aplica também aos solos sensíveis, sobreadensados e os detentores de uma grande porcentagem de argila no domínio de deformações próximo a região da resistência residual, que apresentam uma desmobilização do atrito após o pico.

Vale salientar que, apesar de ter sido levada em conta na tensão cisalhante, a componente viscosa na tensão normal foi desprezada. Este estudo foi levado a cabo por Thomasi (2000).

A restrição aos casos não-drenados se deve ao fato de que nos ensaios de adensamento edométrico há deformação cisalhante mas não há variação no atrito mobilizado. A extensão deste princípio aos casos drenados (restrita ao caso edométrico) foi feita por Garcia (1996), porém como o objetivo desta tese é o estudo da fluência não-drenada o autor da mesma se furtará a apresentá-la, devendo o leitor se referir a Garcia (1996).

O princípio acima enunciado vale, segundo Martins (1992), para solos saturados e na ausência de acelerações. Essa última ressalva se deve ao fato de que, na maioria dos casos práticos em mecânica dos solos, a variação da velocidade de deformação é tão pequena que não se justifica adicionar um outro termo para levar em consideração as forças de inércia, termo este que deve ser acrescido no caso de problemas relacionados a dinâmica dos solos.

III.3.3 – AS ELIPSES DE COULOMB E TAYLOR

Neste tópico será mostrado que segundo a representação do estado de tensões de Mohr, o círculo das tensões efetivas pode ser visto como a soma de duas elipses que representam as resistências friccional e viscosa. Essas elipses foram batizadas por Martins (1992) respectivamente de elipses de Coulomb e de Taylor.

Para tanto é preciso recordar que a deformação cisalhante ε_s se escreve :

$$\varepsilon_s = [(\varepsilon_1 - \varepsilon_3) \cdot \text{sen } 2\alpha] / 2 \quad \text{III.9}$$

Assim as equações da velocidade de deformação $d\varepsilon/dt$ e da tensão cisalhante de origem viscosa se escrevem :

$$d\varepsilon_s/dt = 1/2 \cdot [d(\varepsilon_1 - \varepsilon_3)/dt] \cdot \text{sen } 2\alpha \quad \text{III.10}$$

e

$$\tau_v = 1/2 \cdot \eta \cdot [d(\varepsilon_1 - \varepsilon_3)/dt] \cdot \text{sen } 2\alpha. \quad \text{III.11}$$

Lembrando que a tensão σ' pode ser escrita da seguinte maneira :

$$\sigma' = 1/2 \cdot (\sigma'_1 + \sigma'_3) + 1/2 \cdot (\sigma'_1 - \sigma'_3) \cdot \cos 2\alpha \quad \text{III.12}$$

As equações III.11 e III.12 representam o ESTADO DE VISCOSIDADE MOBILIZADA do solo em um determinado instante e são as equações paramétricas de uma elipse (chamada elipse de Taylor) com centro nas coordenadas $[\frac{1}{2} \cdot (\sigma'_1 + \sigma'_3), 0]$, cujos eixo maior e menor são respectivamente $(\sigma'_1 - \sigma'_3)$ e $\eta \cdot [d(\epsilon_1 - \epsilon_3)/dt]$, representado na figura III.2.

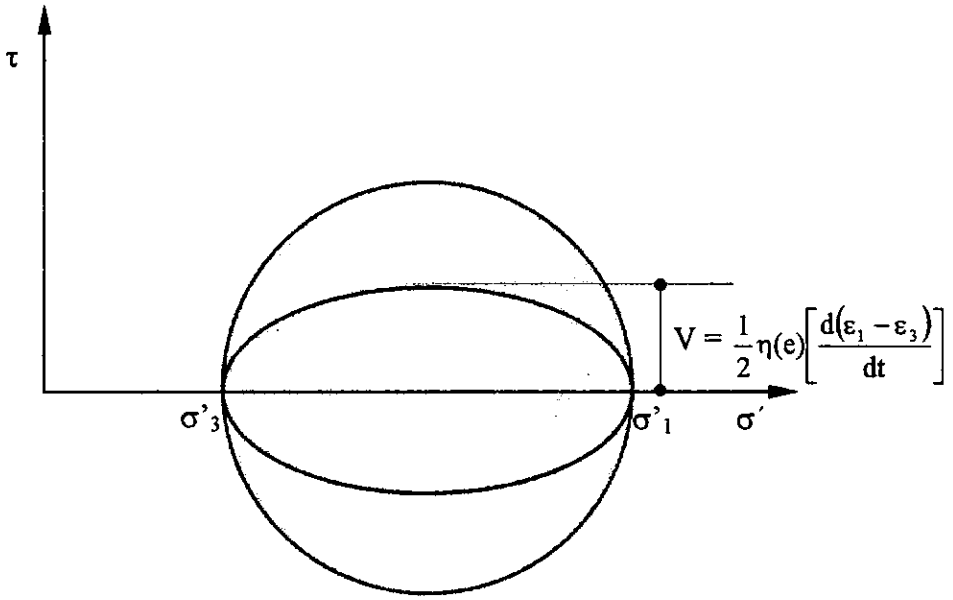


Figura III.2 – Estado de viscosidade mobilizada.

Assim a tensão cisalhante de origem viscosa é um vetor e varia com o plano considerado. Como $\tau_f = \tau - \tau_v$ segue que :

$$\tau_f = [\frac{1}{2} \cdot (\sigma'_1 - \sigma'_3) \cdot \text{sen } 2\alpha] - \{ \frac{1}{2} \cdot \eta \cdot [d(\epsilon_1 - \epsilon_3)/dt] \cdot \text{sen } 2\alpha \} \quad \text{III.13}$$

Que rearrumada conduz a :

$$\tau_f = [\frac{1}{2} \cdot (\sigma'_1 - \sigma'_3) - V] \cdot \text{sen } 2\alpha \quad \text{III.14}$$

Sendo $V = \frac{1}{2} \cdot \eta \cdot [d(\epsilon_1 - \epsilon_3)/dt]$ a tensão viscosa que atua no plano que faz 45° com a direção da tensão efetiva principal maior σ'_1 .

As equações III.12 e III.14 representam o ESTADO DE ATRITO MOBILIZADO do solo em um determinado instante e são as equações paramétricas de uma elipse (chamada elipse de Coulomb) com centro nas coordenadas $[\frac{1}{2} \cdot (\sigma'_1 + \sigma'_3), 0]$, cujos eixo maior e menor são então $(\sigma'_1 - \sigma'_3)$ e $[(\sigma'_1 - \sigma'_3) - 2 \cdot V]$, figura III.3.

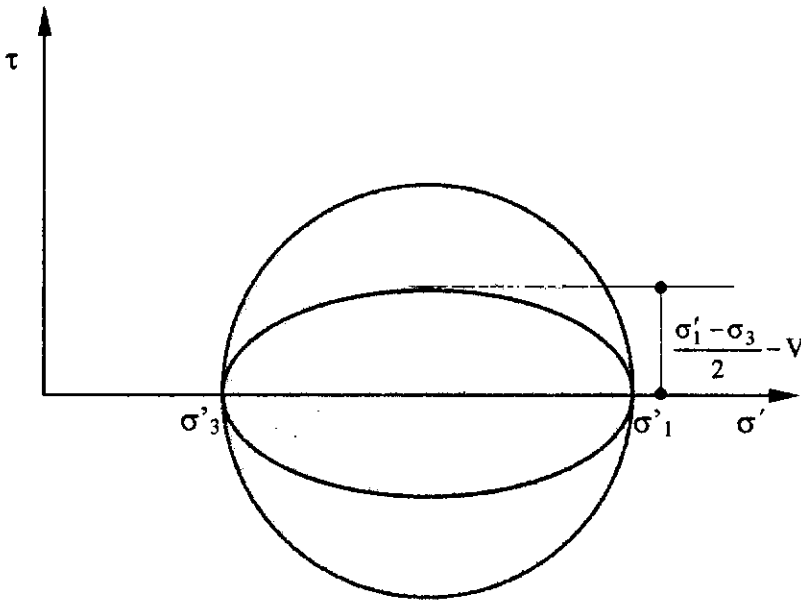


Figura III.3 – Estado de atrito mobilizado.

É preciso lembrar que as elipses de Taylor e de Coulomb não podem existir uma sem a outra, pois só o círculo de Mohr representa o estado tensional de um ponto numa massa de solo. Se em um determinado instante o solo estiver resistindo isoladamente a um carregamento imposto exclusivamente por atrito ou por viscosidade as elipses de Coulomb e de Taylor irão se degenerar no círculo de Mohr visto que a equação III.8 deve ser satisfeita a todo momento.

III.3.4 – REDEFINIÇÃO DO CRITÉRIO DE RUPTURA EM SOLOS

Para ilustrar este tópico podemos lançar mão de um ensaio triaxial não-drenado com velocidade de deformação constante.

No instante em que se liga a prensa se estabelece uma velocidade de deformação constante e o solo começa a ser deformado. Neste exato instante a resistência viscosa é mobilizada e permanecerá constante durante todo o ensaio, isto porque pela hipótese a resistência viscosa é função não só da velocidade como do índice de vazios. Como a resistência viscosa permanece constante e o que se observa ao longo do ensaio é que há

uma mobilização gradativa de resistência, chega-se à conclusão de que o que está sendo mobilizado só pode ser a resistência friccional.

Assim, a ruptura do solo se dará pelo esgotamento da capacidade que o solo tem de resistir ao carregamento imposto exclusivamente por atrito. Desta evidência chega-se a uma outra, que é a constatação de que existem para cada ensaio duas envoltórias, sendo uma delas aparente e a outra correspondente a resistência friccional. A envoltória aparente dependerá da velocidade com a qual se faz o ensaio e será tanto mais inclinada quanto maior for a velocidade escolhida para se levar a cabo o ensaio. Já a envoltória de atrito não. Essa é imutável, e assim sendo é uma propriedade do solo.

Considerando que :

$$\sigma' = p' + q \cdot \cos 2\alpha \quad \text{III.15}$$

e que :

$$\tau_f = (q - V) \cdot \sen 2\alpha \quad \text{III.16}$$

Pode-se chegar a expressão que dá a inclinação α do plano de ruptura. Para tanto basta derivar a razão (τ_f / σ') em relação a α e igualar a zero. Por brevidade não são apresentados os passos intermediários, apresentando-se de imediato a equação de α , que é :

$$\alpha = 45^\circ + \phi_A / 2 \quad \text{III.17}$$

onde ϕ_A representa o ângulo de atrito aparente do solo, que é dependente da velocidade de deformação. Se fosse possível realizar um ensaio triaxial convencional com velocidade de deformação nula, encontrar-se-ia para o valor de α :

$$\alpha = 45^\circ + \phi_b / 2 \quad \text{III.18}$$

Onde ϕ_b é o ângulo de atrito interno básico do solo, que é obtido ao se traçar a envoltória de resistência tangente a elipse de Coulomb, figura III.4.

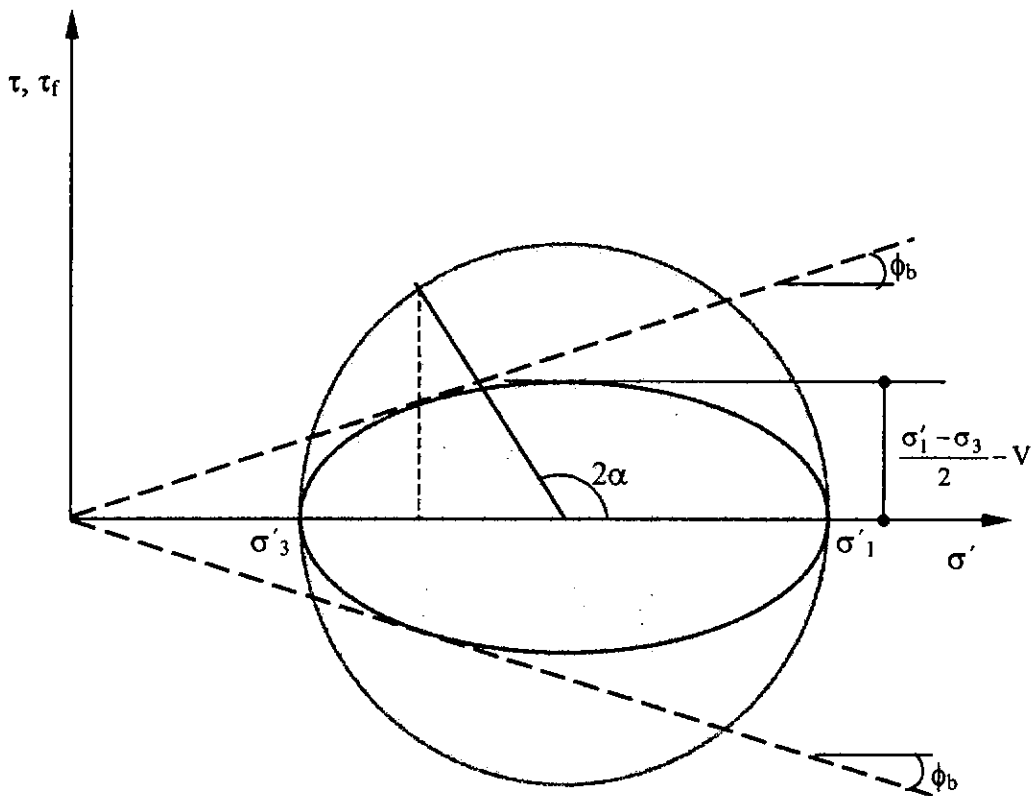


Figura III.4 – Redefinição do critério de ruptura em solos.

Assim se vê que α também é dependente da velocidade de deformação com a qual é realizado o ensaio.

Uma outra equação de grande valia no presente estudo é a que fornece o ângulo de atrito básico ϕ_b em função de V e de q e p' na ruptura, que é :

$$\tan \phi_b = (q - V) / (p'^2 - q^2)^{1/2} \quad \text{III.19}$$

III.4 – OS ENSAIOS NÃO-DRENADOS CONVENCIONAIS À LUZ DO MODELO PROPOSTO POR MARTINS (1992)

III.4.1 – INTRODUÇÃO

Esta quarta parte deste capítulo se destina a mostrar como os ensaios triaxiais convencionais seriam vistos perante o modelo de Martins (1992). Com este objetivo são

apresentados conceitos da Mecânica dos Solos dos Estados Críticos como a normalização dos caminhos de tensões efetivas e evidências experimentais baseadas principalmente nos ensaios de Lacerda (1976).

Baseado nestes ensaios e nos conceitos teóricos, Martins (1992) chega à conclusão similar à hipótese de Lo (1969), de que a geração da poro-pressão na fase de cisalhamento de qualquer ensaio triaxial é função da deformação cisalhante, do caminho de tensões totais e da tensão de adensamento hidrostático p'_e .

Atualmente já se sabe que a poro-pressão é função também da velocidade de deformação volumétrica, no fim da fase de adensamento quando a drenagem é fechada para o início do cisalhamento, como concluiu Thomasi (2000). No final deste capítulo é discutido o impacto dessa constatação no modelo de Martins (1992).

Só serão considerados neste capítulo os ensaios não-drenados realizados em solos normalmente adensados. Esta simplificação tem apenas por objetivo proporcionar um encadeamento lógico e direto do assunto do qual esta tese se ocupa.

Antes de falar dos assuntos a que se propõem os tópicos que seguem é necessário primeiro atentar para algumas peculiaridades dos ensaios triaxiais convencionais.

Para fins práticos se considerará nesta tese que os ensaios triaxiais convencionais são conduzidos com velocidades de deformação constante, o que não é bem verdade. Na verdade o que acontece é que os ensaios são realizados com **velocidade de deslocamento dos pratos constante**. E como a variação do deslocamento no tempo é constante, falando de maneira rigorosa, o que se terá é uma velocidade de deformação que aumenta no transcorrer do ensaio, uma vez que a altura do corpo de prova vai diminuindo ao longo do mesmo. Para que se pudesse fazer um ensaio com uma velocidade de deformação constante seria necessário corrigir a todo momento a velocidade de deslocamento dos pratos da prensa, diminuindo-a conforme a diminuição da altura do corpo de prova.

Outro detalhe é a relação entre a deformação cisalhante e a deformação axial e suas respectivas velocidades em um ensaio não-drenado. Tal como foi colocado no início desta tese a parcela friccional da tensão cisalhante é função da deformação cisalhante ϵ_s , e não da deformação axial ϵ_a . Porém no ensaio não-drenado, a primeira, para um plano a 45°, vale $\frac{3}{4}$ da segunda, mantendo-se essa proporção para as velocidades. Assim nesta tese se falará indistintamente em velocidades de deformação axial e cisalhante quando a rigor só se deveria falar na segunda.

III.4.2 – NORMALIZAÇÃO DAS CURVAS $p' \times q'$, $q' \times \epsilon$ E $u \times \epsilon$

A parcela da resistência ao cisalhamento de origem viscosa pode ser encarada como uma resistência “parasita”, um efeito do qual o solo não pode se livrar em existindo uma velocidade de deformação. Como qualquer ensaio realizado requer uma velocidade, mesmo que pequena, a resistência viscosa estará lá, sempre presente. Só seria possível se “livrar” de tal efeito se se realizasse um ensaio com “velocidade zero”, o que é impossível.

Considere-se agora um ensaio triaxial convencional realizado com velocidade de deformação constante. Desprezando-se a aceleração da prensa, ao ligá-la o que se verificará é que esta assumirá instantaneamente a velocidade escolhida para o ensaio. Neste instante, apesar de já existir uma velocidade de deformação, não há ainda deformação do corpo de prova. Assim, toda resistência oferecida pelo solo será de origem viscosa, uma vez que, para mobilizar a resistência friccional, o solo terá de se deformar, (2ª parte do Princípio das Tensões Efetivas Expandido).

Lembrando o tópico III.3.3, a elipse de viscosidade não pode existir sem a elipse de atrito, assim, no instante em que se inicia o ensaio, a primeira se degenera no círculo de Mohr resultando em um caminho de tensões efetivas coincidente com o caminho de tensões totais, ou seja, fazendo um ângulo de 45° com o eixo hidrostático. A partir daí o que se observa é que o solo começa a se deformar, mobilizando atrito e gerando poro-pressão positiva, fazendo com que o caminho de tensões efetivas fique à esquerda do caminho de tensões totais até atingir a ruptura. A figura III.5 ilustra este mecanismo.

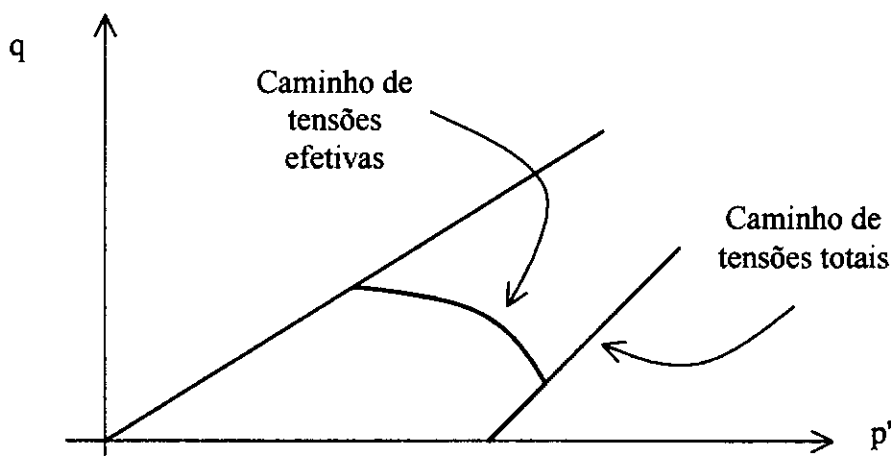


Figura III.5 – Caminho de tensões efetivas de um ensaio CIU em uma argila normalmente adensada, Martins (1992).

No gráfico $\sigma_d \times \varepsilon$ o que se observa inicialmente é um segmento vertical coincidente com o eixo das abcissas para $\varepsilon = 0$ correspondente à mobilização instantânea da resistência viscosa. Após este instante o que se observa é a gradativa mobilização da resistência friccional até que, para uma determinada deformação, se tenha $d\sigma_d/d\varepsilon = 0$, figura III.6.

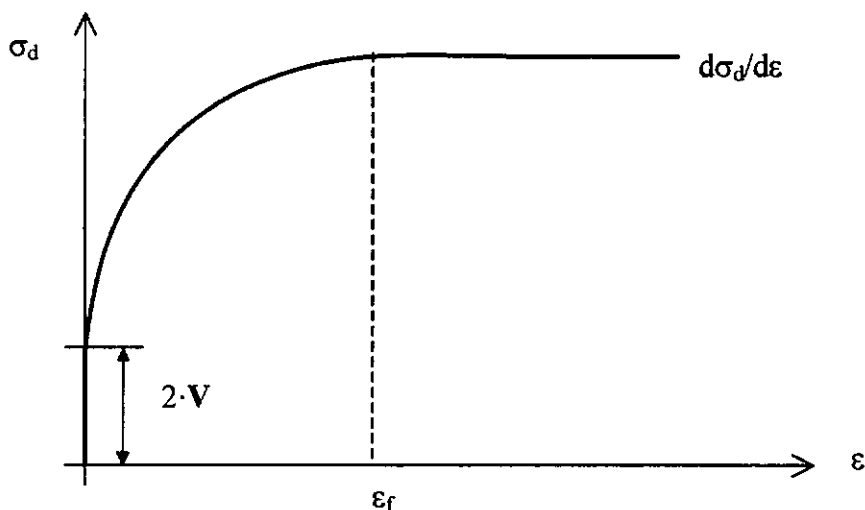


Figura III.6 – Gráfico $q \times \varepsilon$ de um ensaio CIU em um solo normalmente adensado, Martins (1992).

Já a curva poro-pressão \times deformação é monótona crescente desde o seu início até a deformação de ruptura onde se tem $du/d\varepsilon = 0$. Neste momento se caracteriza o ESTADO CRÍTICO. figura III.7.

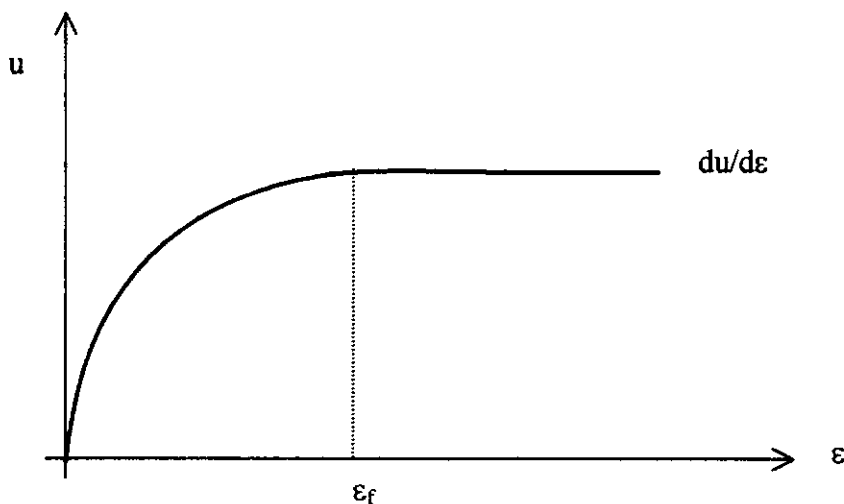


Figura III.7 – Gráfico $u \times \varepsilon$ de um ensaio CIU em um solo normalmente adensado, Martins (1992).

Considere agora não apenas um ensaio, mas sim vários, cada um adensado à uma tensão de adensamento hidrostático e cisalhados com a mesma velocidade. O que se verá é algo como a figura III.8.

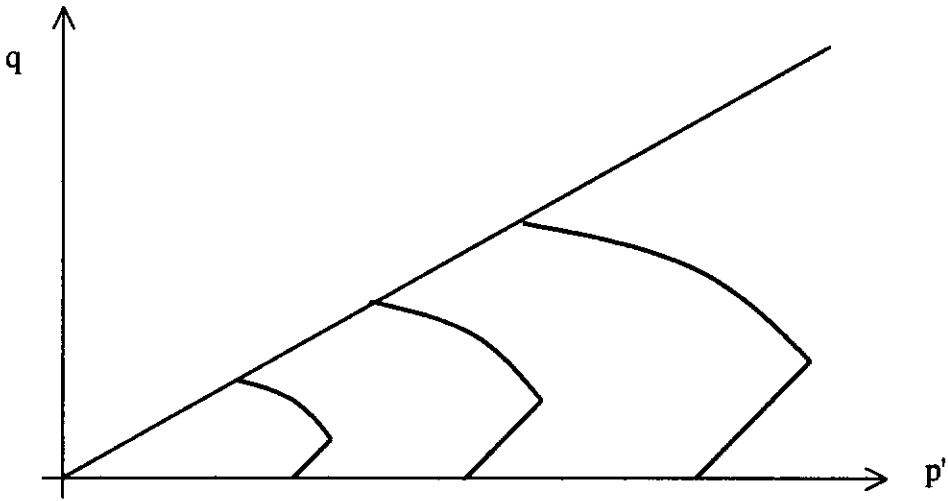


Figura III.8 – Caminhos de tensão efetiva para vários ensaios CIU em um solo normalmente adensado, Martins (1992).

Dividindo-se os valores de q' e p' pela tensão de adensamento o que se terá é uma curva única no espaço $q' \times p'$. O conceito que acabou de ser exposto chama-se NORMALIZAÇÃO, e a curva resultante desta operação é a curva NORMALIZADA, figura III.9. O principal objetivo que está por trás deste conceito é o de se poder reproduzir várias curvas de caminhos de tensões efetivas a partir de apenas um.

A parcela viscosa também pode ser normalizada. Devido à homotetia dos “saltos” de viscosidade para diferentes valores da tensão de adensamento hidrostático, tem-se que :

$$V = \eta(e) \cdot d\varepsilon/dt = C_0 \cdot p'_e \tag{III.20}$$

De modo que :

$$C_0 = [\eta(e) \cdot (d\varepsilon/dt)] / p'_e \tag{III.21}$$

Ou seja, a função C_0 é a resistência viscosa normalizada.

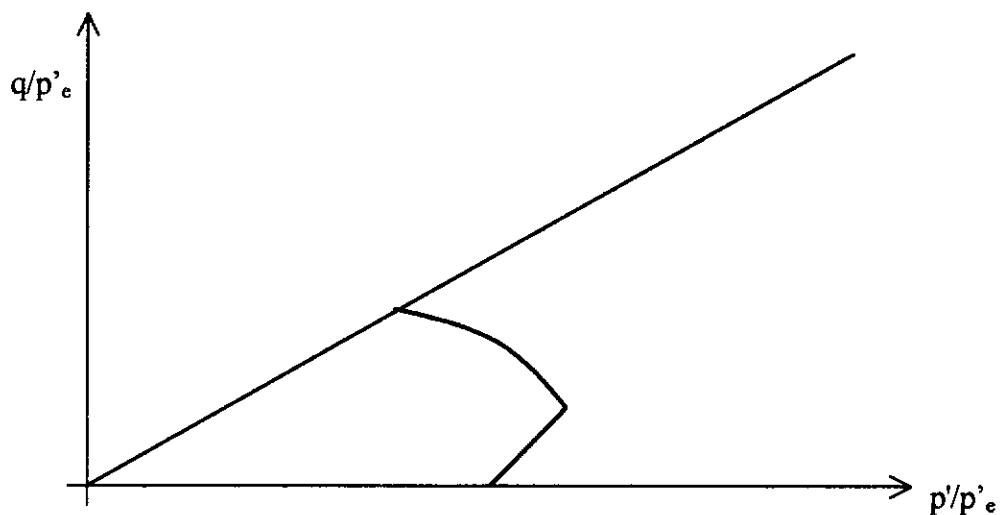


Figura III.9 – Normalização dos caminhos de tensão efetiva, Martins (1992).

III.4.3 – O EFEITO DA VELOCIDADE – FUNDAMENTOS E EVIDÊNCIAS EXPERIMENTAIS

Considere-se agora ensaios adensados à mesma tensão de adensamento hidrostático e cisalhados com diferentes velocidades. O que se verá segundo o modelo de Martins (1992) é o ilustrado na figura III.10.

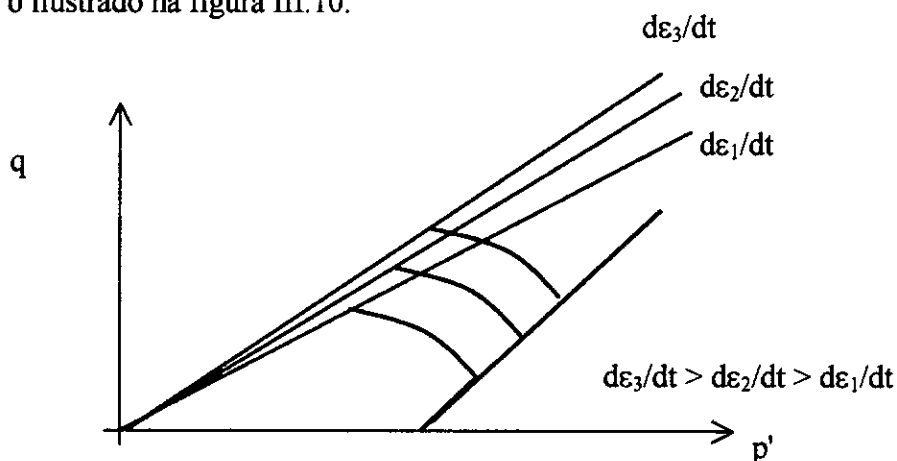


Figura III.10 – Caminhos de tensão efetiva para corpos de prova adensados a mesma tensão hidrostática, porém ensaiados com diferentes velocidades, Martins (1992).

Sendo a resistência friccional função da deformação cisalhante e da tensão de adensamento hidrostático e independente da velocidade do ensaio, esta parcela terá a mesma magnitude para todos os ensaios. Já a parcela da resistência viscosa é diretamente proporcional à velocidade e deverá se apresentar em maior magnitude no ensaio realizado com a maior velocidade de deformação. Disto decorre que ensaios realizados com velocidades diferentes deverão apresentar ângulos de atrito aparente diferentes.

É importante ressaltar que esta construção se deve ao fato de que no modelo de Martins (1992) a poro-pressão ter sido admitida função exclusiva da deformação cisalhante e independente portanto, da velocidade de deformação. Assim, qualquer que seja a velocidade de ensaio a curva poro-pressão x deformação é única.

O modelo de Martins (1992) está de acordo com o que é relatado na literatura sobre a influência da velocidade de deformação na resistência ao cisalhamento dos solos, notadamente os solos argilosos. Dois desses relatos são os de Bishop e Henkel (1962) e Vaid e Campanella (1977). No trabalho citado em primeiro lugar, os autores dizem ter encontrado uma diferença de 5% no cômputo da tangente do ângulo de atrito efetivo para variações na velocidade da ordem de 10 vezes. Já no segundo trabalho os autores observaram variações de 20% no valor da tensão desviadora máxima para uma variação na velocidade de 1000 vezes.

Apesar de, em um primeiro momento, se ficar tentado a achar que esta variação é pequena, deve-se fazer as seguintes perguntas : Qual é a menor velocidade com que um talude natural ou uma fundação chega a se deformar ? Quantas vezes esta velocidade é menor que as velocidades comumente adotadas nos ensaios ?

III.4.4 – A PORO-PRESSÃO

Diferentemente do que Martins (1992) admitiu, a poro-pressão num ensaio não é função exclusiva da deformação cisalhante, porém ela também não é função da velocidade de deformação com a qual é conduzido o ensaio. A poro-pressão é função da deformação cisalhante e da velocidade de deformação volumétrica, na qual se encontra o corpo de prova, quando fecha-se a drenagem para iniciar a fase de cisalhamento não-drenado.

Thomasi (2000) realizou ensaios de adensamento hidrostático especiais com o intuito de verificar a existência de uma parcela viscosa na tensão normal efetiva. A

possibilidade da existência dessa parcela nas tensões normais efetivas já tinha sido aventada por Taylor (1942) para o caso do adensamento edométrico. Assim a equação do Princípio das Tensões Efetivas passaria de :

$$\sigma = \sigma' + u \quad \text{III.18}$$

para :

$$\sigma = \sigma'_s + \sigma'_v + u \quad \text{III.19}$$

Onde σ'_s seria a tensão efetiva devida aos sólidos e seria função exclusiva do índice de vazios e . Já a parcela σ'_v seria devida aos contatos feitos entre a água adsorvida líquida muito viscosa e seria função do índice de vazios e da velocidade de deformação $d\epsilon_v/dt$.

Raciocinando de maneira análoga ao que foi feito para a tensão cisalhante, em havendo uma velocidade de deformação volumétrica, parte da tensão normal efetiva seria devida a parcela viscosa, podendo esta também ser vista como um “efeito parasita” do qual o solo não pode se livrar a não ser que sua velocidade atinja o valor zero.

A partir do que foi exposto acima, o adensamento secundário seria assim visto como uma manifestação viscosa. Explorando a hipótese da existência dessa parcela de origem viscosa como causa do adensamento secundário Thomasi (2000) realizou ensaios de adensamento hidrostático compreendendo cada ensaio duas fases :

1ª Fase : Adensamento hidrostático com medida de poro-pressão

2ª Fase : Monitoração da poro-pressão gerada pelo impedimento do adensamento secundário quando do fechamento da drenagem ao “término” do adensamento primário

As variáveis dos ensaios foram as velocidades de deformação volumétrica e a tensão de adensamento hidrostático. Levada a cabo essa campanha de ensaios verificou-se que :

1) A poro-pressão gerada era tanto maior quanto maior era a velocidade de deformação volumétrica quando do fechamento da drenagem.

2) A poro-pressão gerada era tanto maior quanto maior era a tensão de adensamento hidrostático.

O mecanismo proposto por Thomasi (2000) para explicar esse fenômeno é em linhas gerais o seguinte : No momento do fechamento da drenagem o excesso de poro-pressão é praticamente zero, porém o solo continua a se deformar com uma velocidade

de deformação sempre decrescente. Em existindo uma velocidade de deformação, existirá uma parcela da tensão normal efetiva de origem viscosa.

Assim, quando a drenagem é fechada, obrigatoriamente a velocidade de deformação cai a zero fazendo o mesmo com a parcela viscosa. Como a tensão total é constante ao longo de todo o processo e como σ'_s é tida neste modelo como uma função apenas do índice de vazios só resta à parcela viscosa ser transferida para a poro-pressão que então crescerá com o tempo. Ao fim de um determinado tempo esta poro-pressão deverá estabilizar em um valor que, segundo o mecanismo proposto, revelaria o valor da parcela viscosa quando do fechamento da drenagem.

Desta maneira a hipótese de que a poro-pressão é função exclusiva da deformação cisalhante não pode ser admitida como verdadeira, e como o modelo de Martins (1992) se baseia em parte nesta hipótese, precisa então ser revisto.

O modelo de Martins (1992) só continuaria válido se, antes de se proceder à fase de cisalhamento, fosse permitido ao solo transferir toda a parcela viscosa para a poro-pressão, ou então que o processo de adensamento cessasse, ou seja, a velocidade de deformação volumétrica caísse a zero.

Seria possível também admitir a hipótese de Lo (1969) e o modelo de Martins (1992) como razoavelmente corretos se o tempo necessário para realizar o ensaio fosse suficientemente curto para se poder desprezar a contribuição da poro-pressão devida ao impedimento da fluência hidrostática. A seguir, nas figuras III.11 e III.12, são apresentados os resultados dos ensaios hidrostáticos especiais realizados por Thomasi (2000) nas tensões de adensamento de 90 e de 140 kPa e nas velocidades de deformação volumétrica indicadas nas legendas. Na nomenclatura usada por Thomasi (2000), a sigla ah-N, significa adensamento hidrostático, onde N é o número do ensaio.

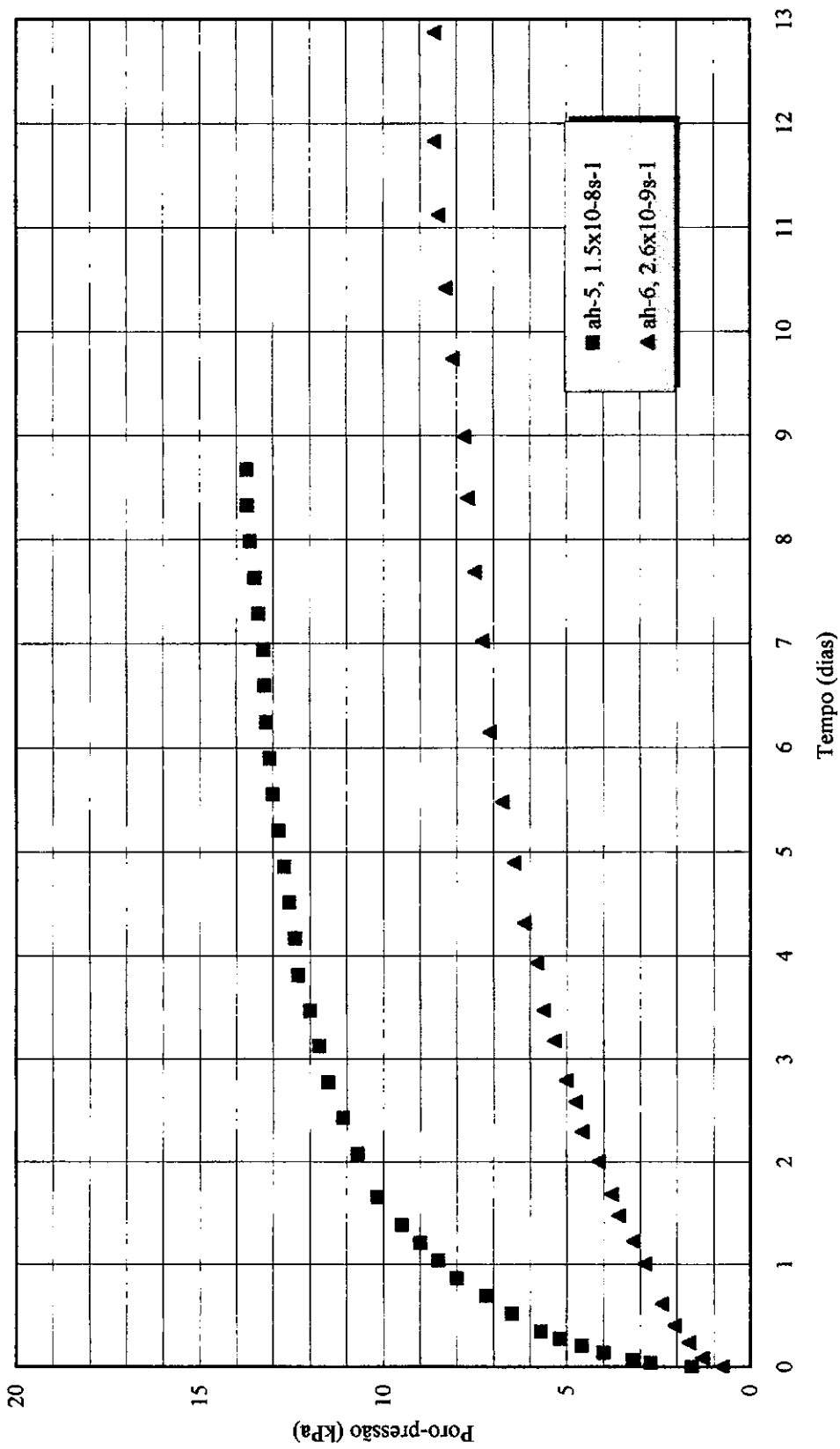


Figura III.11 - Curva de desenvolvimento da poro-pressão após o fechamento da drenagem - $p'_e = 90\text{kPa}$.

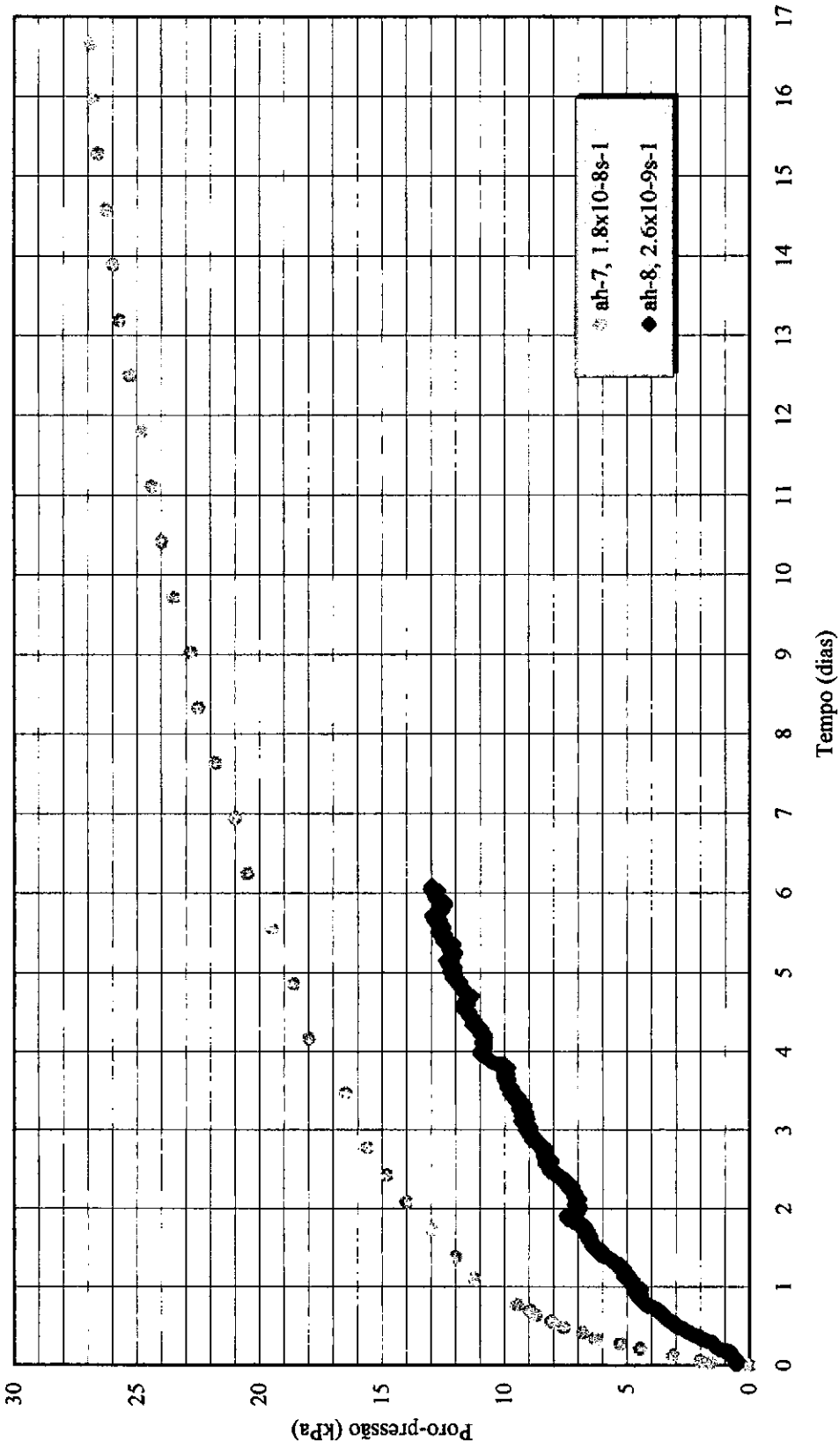


Figura III.12 - Curva de desenvolvimento da poro-pressão após o fechamento da drenagem - $p'_e = 140 kPa$.

A FLUÊNCIA NÃO-DRENADA SEGUNDO O MODELO PROPOSTO POR MARTINS (1992)

IV.1 – INTRODUÇÃO

O objetivo dos ensaios de laboratório é o de determinar as propriedades (sejam elas físicas, químicas ou mecânicas) dos materiais que se deseja investigar. O principal atrativo de tais ensaios é que os mesmos são conduzidos de maneira bem controlada, uma vez que em laboratório, fazendo-se uso de técnicas, procedimentos e equipamentos específicos e apropriados a cada caso. Pode-se, assim, determinar de maneira acurada o contorno e geometria do problema, o estado de tensões e deformações do material, condições de fluxo e etc., o que é impraticável no campo.

Para que se obtenha êxito em tal tarefa é preciso tentar reproduzir da maneira mais fiel possível as condições as quais o material virá a ser submetido no caso real, caso contrário os resultados obtidos tornam-se sem valor.

Nessa tentativa faz-se uso de aproximações e hipóteses que, dependendo do caso, têm um maior ou menor grau de semelhança com a realidade.

Com isto em mente, e baseado no fato de que ensaios de deformação e tensão controlada em solos argilosos podem conduzir a resultados diferentes, não se pode afirmar que todas as hipóteses ou aproximações admitidas sejam verdadeiras. Na ótica até agora exposta tal hipótese é a admissão (implícita) de que o estado de tensões e deformações é independente do tempo.

Seguindo este raciocínio, chega-se à conclusão de que o ensaio mais recomendado neste caso é aquele onde a tensão é controlada (ensaio de fluência), uma vez que o cisalhamento do solo subjacente a uma estrutura qualquer que lhe transmite um acréscimo de carga não é feito à velocidade de deformação controlada e sim à tensão controlada ou muito próximo disso. Em uma última análise, em havendo ruptura, esta se dará sempre por critério de velocidade de deformação, seja a velocidade alta ou baixa.

Como exemplo, podemos tomar o de uma estrutura isostática (apenas por uma questão de simplicidade, pois em uma estrutura hiperestática, ao haver recalques diferenciais haveria também uma re-distribuição de esforços e, conseqüentemente, de tensões) erguida sobre fundação direta sobrejacente a uma camada de solo argiloso. Neste caso a tensão transmitida à camada de solo será sempre a mesma (a menos do período de construção e carregamento). Assim, um ensaio de deformação controlada,

mesmo que com uma baixa velocidade de deformação, não seria representativo do caso real.

A conclusão a que se chegou tem importantes conseqüências, listadas abaixo :

1) Qualquer tentativa de se descrever o estado de tensões e deformações em uma massa de solo argiloso de maneira independente do tempo é incorrer em erro grave e qualquer previsão sobre a estabilidade de tal massa, por mais sofisticada que seja (uso do método dos elementos finitos, etc.), estará equivocada;

2) É preciso estabelecer um novo princípio onde o efeito do tempo seja incluído;

3) É necessário estabelecer um critério de ruptura mais amplo, onde se incluam os ensaios de tensão controlada, uma vez que, desde o início destes ensaios $dq/d\varepsilon = 0$.

Uma vez admitido que o ensaio mais apropriado é o ensaio de fluência, é preciso ressaltar que o ensaio em si não é de muita serventia sem uma teoria que possa fazer previsões sobre as mudanças nos estados de tensão e deformação ao longo do tempo. Caso contrário, seria necessário realizar um número muito grande de ensaios para cada tensão de adensamento hidrostático com o objetivo de responder às três principais perguntas, que são :

1) Dado um determinado estado de tensões inicial, haverá ou não ruptura do mesmo?

2) Caso haja ruptura, quanto tempo se tem até que se atinja a mesma?

3) Caso não haja ruptura, qual será o estado de deformação com a qual o solo se estabilizará?

É desnecessário explicar a importância da primeira pergunta. Já a segunda serve de base para qualquer ação que se deseje tomar, como por exemplo :

1) Ainda há tempo para uma medida corretiva, como um reforço de fundação, ou reforço de uma estrutura de contenção ?

2) Caso não haja, quanto tempo se tem para a evacuação de pessoas e bens ?

Por fim, a pergunta nº 3 tem por finalidade avaliar as conseqüências dos recalques da fundação na estrutura (possível colapso) e como esta terá seu funcionamento afetado.

IV.2 – A LEI DE TAYLOR

Transcreve-se abaixo a Lei de Taylor Generalizada, tal como foi enunciada por Martins (1992) :

“Um solo submetido a um estado de tensões onde as tensões cisalhantes sejam resistidas por viscosidade e por atrito procurará, ao longo do tempo, resistir internamente ao esforço cisalhante apenas por atrito”.

O enunciado acima quer em síntese transmitir a idéia de que o fenômeno “mais natural” é o do solo resistir aos carregamentos impostos apenas por atrito, e de que a resistência viscosa seria um “fenômeno transitório”, do qual o solo quer, mas as vezes não consegue se livrar.

Essa Lei leva o nome de Taylor pois foi ele quem tratou o assunto de maneira mais completa, evidenciando tanto no adensamento quanto na resistência ao cisalhamento seus efeitos.

Será baseado nesta lei que se descreverá o mecanismo que governa o fenômeno da fluência não-drenada.

IV.3 – O FENÔMENO DA FLUÊNCIA NÃO-DRENADA

Consideremos um ensaio de Fluência não-drenada. Neste tipo de ensaio o corpo de prova é inicialmente adensado hidrostaticamente à uma tensão p'_e , onde então é fechada a drenagem e então procede-se à fase de cisalhamento. Nesta fase, a tensão desviadora imposta é mantida constante e são observados os desenvolvimentos das deformações, das suas velocidades e da poro-pressão até que o corpo de prova atinja a ruptura, ou então que o mesmo estabilize em uma determinada deformação. Desta maneira se terá na fase de cisalhamento que :

$$d\tau/dt = 0 \qquad \text{IV.1}$$

Lembrando que segundo a hipótese de Martins (1992) o solo resiste aos esforços cisalhantes lançando mão da resistência viscosa e friccional temos que :

$$d\tau/dt = d\tau_v/dt + d\tau_f/dt = 0 \quad \text{IV.2}$$

De maneira que :

$$d\tau_v/dt = -d\tau_f/dt \quad \text{IV.3}$$

A equação IV.3 é tradução matemática da Lei de Taylor, ou seja, o que a resistência viscosa “perde” em um determinado tempo é exatamente o que a resistência friccional “ganha”. Assim a **Fluência não-drenada, segundo o modelo de Martins (1992), seria o fenômeno de transferência de resistência viscosa para friccional que se dá ao longo do tempo.** Vejamos como esta transferência se processa.

No instante $t = 0$ quando se aplica a tensão desviadora se impõe instantaneamente ao corpo de prova uma velocidade de deformação cisalhante, apesar de no mesmo instante não haver ainda deformação propriamente dita. Sendo a deformação nula, a resistência friccional também será, uma vez que a mobilização do atrito é função da deformação, conforme a 2ª parte do princípio das tensões efetivas expandido. Decorre daí que, para satisfazer a equação III.8, devemos ter $\tau = \tau_v$, com o solo assumindo a velocidade inicial $d\varepsilon/dt = \tau / \eta$. Como a partir deste momento o solo começa a se deformar, tem início a mobilização de atrito e geração de poro-pressão, fazendo τ_f crescer. Para que a equação IV.3 seja atendida, é necessário que a velocidade $d\varepsilon/dt$ caia, uma vez que sendo o coeficiente de viscosidade η do solo função do índice de vazios, este deverá permanecer constante em um ensaio não drenado. O comportamento do solo quanto a velocidade de deformação pode ser melhor entendida fazendo uso da equação III.8, que rearrumada fornece para $d\varepsilon/dt$ a seguinte expressão :

$$d\varepsilon/dt = (\tau - \sigma' \cdot \text{tg } \phi_{\text{mob}})/\eta \quad \text{IV.4}$$

No instante $t = 0$ a parcela $\sigma' \cdot \text{tg } \phi_{\text{mob}}$ é nula e o solo assume a velocidade $d\varepsilon/dt = \tau/\eta$, a partir daí $\sigma' \cdot \text{tg } \phi_{\text{mob}}$ começa a crescer e como τ e η são constantes tem-se que $d\varepsilon/dt$ vai caindo ao longo do tempo. Se a tensão cisalhante τ imposta for menor que aquela que o solo dispõe friccionalmente, ou seja, caso $\tau < \tau_f$, o processo cessará quando a resistência friccional igualar a tensão imposta, anulando o numerador da equação IV.4 e a velocidade $d\varepsilon/dt$. No caso da tensão imposta ser maior que a resistência por atrito do

solo o processo será parecido, com mobilização da resistência friccional e desmobilização de resistência viscosa e conseqüente queda da velocidade de deformação. Porém como $\tau > \tau_f$ ter-se-á que no momento em que toda a resistência por atrito for mobilizada ainda existirá uma resistência viscosa correspondente a diferença $(\tau - \tau_f)$ e a velocidade de deformação deverá, a partir deste instante permanecer constante e igual a $d\varepsilon/dt = (\tau - \sigma' \cdot \text{tg } \phi_b)/\eta$ caracterizando a ruptura no ensaio de Fluência segundo o modelo de Martins (1992).

No parágrafo acima, além do mecanismo de ruptura, expôs-se também a definição de ruptura para um ensaio de tensão controlada enunciado por Martins (1992) que é transcrita a seguir :

Definição : Diz-se que um corpo de prova de solo se encontra no estado de ruptura quando em um ensaio de tensão controlada se tiver $d^2\varepsilon/dt^2 \geq 0$ e $d\varepsilon/dt > 0$.

ENSAIOS DE FLUÊNCIA NÃO-DRENADA REALIZADOS EM AMOSTRAS DE UM SOLO ARGILOSO FABRICADO EM LABORATÓRIO

V.1 – O SOLO ESTUDADO.

As amostras de solo foram fabricadas em laboratório, medida esta que visa facilitar a obtenção das mesmas, e minimizar os efeitos de anisotropia, heterogeneidade, diferença no ambiente da amostra (diferença de concentração de sais e etc.) e amolgamento na amostragem.

Tais amostras são uma mistura de caulim e bentonita, na proporção de 80% e 20%. A adição de bentonita tem como finalidade realçar o comportamento viscoso das amostras, devido à sua alta superfície específica. A definição da proporção foi feita com base em comparações entre os índices físicos de cada mistura (foram estudadas misturas de 10 até 25 % de bentonita) e os índices físicos da argila do Sarapuí. Esta comparação é válida uma vez que a argila do Sarapuí tem propriedades reológicas acentuadas. Todas as amostras preparadas foram feitas com solo do mesmo lote para evitar eventuais diferenças.

Os índices físicos desta argila são $LL = 93\%$, $LP = 22\%$, $IP = 71$ e $G_s = 2.617$. O índice de compressão secundária $C_\alpha = 0.049$. Maiores detalhes podem ser encontrados em Thomasi (2000) e Guimarães (2000).

V.2 – O SISTEMA DE AQUISIÇÃO AUTOMÁTICA DE DADOS.

A aquisição automática de dados é feita por um multímetro digital HP 3472, cujo tempo de aquisição mínimo com filtragem digital é de 40 ms, com capacidade para leitura independente para 18 canais.

A filtragem digital nada mais é do que uma média feita por integração do período de leituras de cada canal. No caso dos ensaios de fluência são usados cinco canais (correspondentes a célula de carga, transdutor de poro-pressão, LVDT, termômetro e voltagem). A aquisição de dados não é simultânea, o requer um período de leitura para os cinco canais é de 200 ms, gerando uma taxa de aquisição de 5 leituras por segundo.

Ao mesmo tempo que é feita a aquisição, os dados são transferidos a um microcomputador onde são mostrados no vídeo e gravados no disco rígido a todo instante. Uma qualidade deste equipamento é que, em faltando energia elétrica e esta retornando, o equipamento volta a executar a aquisição, que fica armazenada em sua memória até um máximo de 50000 leituras. Estas leituras armazenadas podem então ser transferidas para o computador.

V.3 – CALIBRAÇÃO DOS EQUIPAMENTOS.

Os equipamentos utilizados foram calibrados antes e após a execução dos ensaios na temperatura prevista para a execução dos mesmos e para uma voltagem de 10 V.

Na calibração da célula de carga foi utilizado um sistema de pendural e peso morto, sendo a bancada utilizada nivelada e centrada, de forma a centralizar a força aplicada. Foram feitos três ciclos de carga e descarga na faixa de 0 a 100 kgf.

A calibração do transdutor de pressão foi feita conectando o mesmo à árvore do equipamento triaxial e a aplicação de pressão era feita levantando (carga) e baixando (descarga) o pote de mercúrio. A pressão então era lida com auxílio de um manômetro de mercúrio especialmente construído para este fim e cuja resolução é da ordem de 2 mm de coluna de mercúrio (aproximadamente 2.5 kPa). Foram feitos também três ciclos de carga e descarga.

A calibração do LVDT foi feita utilizando um micrômetro cuja menor divisão é de 0.01 mm. Mais uma vez foram feitos três ciclos de deslocamento.

Por fim é importante dizer que todos os equipamentos utilizados foram aterrados.

V.4 – CUIDADOS ESPECIAIS TOMADOS NA EXECUÇÃO DOS ENSAIOS

V.4.1 – O LABORATÓRIO DE REOLOGIA E O CONTROLE DE TEMPERATURA

Devido à natureza viscosa dos solos argilosos, é de se esperar que o comportamento desses solos seja dependente da temperatura. A partir desta observação, tomaram-se medidas especiais no desenvolvimento do laboratório, que assim conta com isolamento térmico (paredes revestidas com madeira e isopor) e controle de temperatura feito com condicionadores de ar e lâmpadas incandescentes para contemplar uma faixa de

variação de temperatura grande. O laboratório de Reologia fica no interior do laboratório de Geotecnia da COPPE/UFRJ, não tendo assim paredes externas sujeitas a insolação e fica separado dos outros laboratórios por uma junta de dilatação, de maneira a ficar protegido de vibrações causadas por ensaios dinâmicos, compactação, etc.

Os ensaios de fluência feitos nesta tese foram realizados com temperatura constante, sendo esta de (19 ± 1) °C no ar, sendo que na água esta faixa é menor, da ordem de (19 ± 0.3) . A temperatura é medida por um transdutor de temperatura (chamado termopar) e por um termômetro de máximo e mínimo alimentado por bateria, de maneira que, quando há falta de energia elétrica, sabe-se a máxima temperatura atingida no ar.

As luzes fluorescentes do laboratório ficam acesas dia e noite, pois verificou-se que ao desligá-las, ao final do expediente, ocorria um ligeiro decréscimo na temperatura durante a madrugada.

V.4.2 – PREPARAÇÃO DAS AMOSTRAS E DOS CORPOS DE PROVA.

Para preparação das amostras utilizou-se uma bateadeira orbital, onde inicialmente era colocada água destilada e depois, para minimizar a incorporação de ar, o caulim pré-misturado com a bentonita. A quantidade de água foi definida como sendo igual à uma umidade de duas vezes o limite de liquidez, no caso 186 % . A homogeneização era feita em 8 horas divididas em períodos de duas horas alternados por 30 minutos de descanso. Neste período de descanso revirava-se a lama depositada no fundo da bateadeira orbital .

Depois de processada na bateadeira, a lama era colocada nos cilindros de aço previamente nivelados e untados com vaselina para minimizar o atrito entre o pistão e a parede do cilindro. Eram retiradas nesta etapa cápsulas para controlar a umidade da lama. Para aplicar a tensão total de 30 kPa, fez-se uso de um pendural onde eram colocados os pesos. A colocação do pendural com os pesos era feita em três dias para evitar “squeezing”. Inicialmente a drenagem era feita por dois discos de geotêxtil (Bidim OP-30) colocados no topo e na base do cilindro, porém com esta montagem o adensamento das amostras levava cerca de 17 dias. Para agilizar o processo de adensamento das amostras optou-se pela adoção de drenagem combinada. Foram colocadas então 8 tiras de Bidim de 2 cm de largura junto as paredes internas do cilindro

comunicadas com os discos de Bidim do topo e da base. Com esta medida o tempo necessário ao adensamento das amostras caiu para 5 dias.

Depois de adensadas, as amostras eram extrudadas dos cilindros e moldadas delicadamente como cilindros de 14 cm de altura por 7 cm de diâmetro, sendo sua umidade obtida com a retirada de no mínimo 3 cápsulas em regiões próximas ao corpo de prova (a umidade medida dos corpos de prova ficou em torno do valor do LL). A adoção de corpos de prova de dimensões superiores às usuais tem por finalidade tornar mais acuradas as medidas de variação de volume, das deformações e suas velocidades e da tensão desviadora.

Após esta fase o corpo de prova era pesado e eram colocadas as placas de acrílico com membranas de látex untadas com graxa de silicone no topo e na base do mesmo. A seguir, o corpo de prova era colocado sobre a pedra-porosa previamente saturada, que por sua vez repousava sobre o pedestal da base triaxial. Em seguida colocava-se o top-cap e eram colocados os dois papéis-filtro cobrindo 100% da área lateral do corpo de prova e em contato com a pedra-porosa. A utilização de dois papéis-filtro fez o tempo de adensamento do corpo de prova cair de 8 para 5 dias. Depois colocava-se com o “cachimbo” duas membranas de látex untadas por graxa de silicone, uma de cada vez e finalmente se colocavam de 6 a 9 elásticos na base e no top-cap.

Maiores detalhes podem ser encontrados em Thomasi (2000) e Guimarães (2000).

V.4.3 – A TÉCNICA DAS EXTREMIDADES LIVRES.

Neste trabalho fez-se uso da técnica das extremidades livres. Tal método reside na colocação de uma fina membrana de látex untada com graxa de silicone entre o corpo de prova e o topo e a base do equipamento triaxial. Essa técnica descrita em Rowe e Barden (1964) visa minimizar os efeitos de restrição de topo e base, garantindo uma maior uniformidade de tensões e deformações.

A idéia que está por trás desta técnica é a de permitir a expansão radial aproximadamente uniforme do corpo de prova, pois do contrário o atrito desenvolvido nas extremidades do corpo-de-prova impede que as mesmas tenham uma deformação radial igual à do centro. Como decorrência deste fato ter-se-ia um campo de tensões e deformações não uniforme, com desenvolvimento da superfície de ruptura prematura no terço central do corpo de prova.

V.4.4 – PREVENÇÃO DA DIFUSÃO DA ÁGUA PELA MEMBRANA E A VERIFICAÇÃO DA DISTRIBUIÇÃO DA UMIDADE NOS CORPOS DE PROVA ENSAIADOS.

Como os ensaios de fluência aqui realizados foram feitos com drenagem impedida, é de se esperar (e é desejável) que não haja variação de volume, pois a resistência ao cisalhamento, entre outras propriedades do solo, é função do índice de vazios, tanto na parcela que diz respeito à mobilização do atrito, como na parcela da resistência viscosa através do coeficiente de viscosidade $\eta(e)$ (que por definição é função do índice de vazios).

Porém, é notória a ocorrência de difusão de água pela membrana que envolve o corpo de prova (sendo este efeito mais pronunciado em ensaios de longa duração, como os ensaios de fluência), e esta difusão é tanto maior quanto maior for a diferença de concentração de sais entre a água da câmara triaxial e a água dos vazios do solo. Neste trabalho, teve-se o cuidado de usar a mesma água tanto para a preparação da amostra como para a aplicação da tensão confinante (água destilada e de-aerada), e como medida adicional fez-se uso de duas membranas de látex separadas por uma fina camada de graxa de silicone, procedimento este sugerido por Rowe e Barden (1964).

Após cada ensaio cortou-se o corpo de prova em cinco partes iguais segundo a altura do mesmo, determinando-se na estufa a umidade de cada parte. A partir deste procedimento pode-se avaliar a difusão de água pela membrana confrontando-se a umidade antes e após a etapa de cisalhamento. Além disso, com a distribuição da umidade do corpo de prova pode-se avaliar a eficiência da técnica das extremidades livres, pois a observação de grandes variações na umidade é um indício de que o campo de deformação sofridas pelo corpo de prova era não uniforme.

V.4.5 – O SISTEMA DE APLICAÇÃO DE CARGA E A CORREÇÃO DA FORÇA DESVIADORA APLICADA.

Como os ensaios de fluência são ensaios de tensão controlada utilizou-se um pendural onde eram colocados os pesos correspondentes à tensão desviadora dos ensaios. O pendural transmitia a força aplicada ao corpo de prova por meio de um pistão (que era lubrificado com óleo antes de cada ensaio), que contava em sua extremidade com uma célula de carga interna (de maneira que a todo instante se sabia a força

aplicada, descontada do atrito desenvolvido entre o pistão e a célula triaxial). É bom que se diga que o atrito no pistão nos ensaios apresentados nesta tese não passou de 2 N. Teve-se o cuidado nesta tese, de nivelar as células triaxiais antes da execução de cada ensaio também como medida preventiva contra o desenvolvimento de atrito no pistão.

Devido ao efeito de Poisson, se fez necessário corrigir a força desviadora aplicada para garantir que a tensão desviadora não variasse muito. Tal correção foi feita com a adição gradativa de pequenas quantidades de areia ensacada. A correção era feita sempre que possível, uma vez que existe um tempo hábil mínimo, para se calcular a deformação axial, o aumento da área transversal do corpo de prova, o acréscimo de peso e então a colocação dos pequenos pesos.

V.5 – PROCEDIMENTO DE ENSAIO

Após a montagem do corpo de prova passa-se ao ensaio propriamente dito. Enche-se a câmara triaxial com água destilada e de-aerada expulsando todo ar pelo respiro da câmara e com um único pote de mercúrio aplica-se a tensão confinante e a contra-pressão, que no presente estudo foi de 50 kPa para todos os ensaios.

A pressão era conferida no manômetro de mercúrio e no transdutor de poro-pressão. O corpo de prova era deixado então na contra-pressão por 48 horas, quando era testado o parâmetro B de Skempton, não se aceitando valores deste menores que 98 % (o volume de água que entrava durante a fase de contra-pressão era registrado pela bureta graduada para se proceder a correção da umidade).

A seguir aplicava-se o acréscimo de tensão confinante e iniciava-se o adensamento, onde eram feitas leituras de variação de volume com o tempo e computadas as velocidades de deformação volumétricas. Esta fase prosseguia até o “final” do adensamento primário e até que a velocidade de deformação fosse da ordem de $3 \times 10^{-8} \text{ s}^{-1}$.

Após o adensamento, ajustava-se o LVDT, fechava-se a drenagem e então aplicava-se a tensão desviadora, que era continuamente corrigida ao longo do ensaio. Após o término do cisalhamento o corpo de prova era então cortado em cinco partes segundo a vertical e determinadas suas respectivas umidades.

Na foto V.1 está mostrada a bancada onde foram executados os ensaios. A foto V.1 mostra também o pendural onde se colocavam os pesos (a bacia mostrada na foto era usada para facilitar a colocação de pequenos pesos), uma placa niveladora para ajudar

no nivelamento da célula triaxial e um macaco de carro para ajudar na aplicação da tensão desviadora.

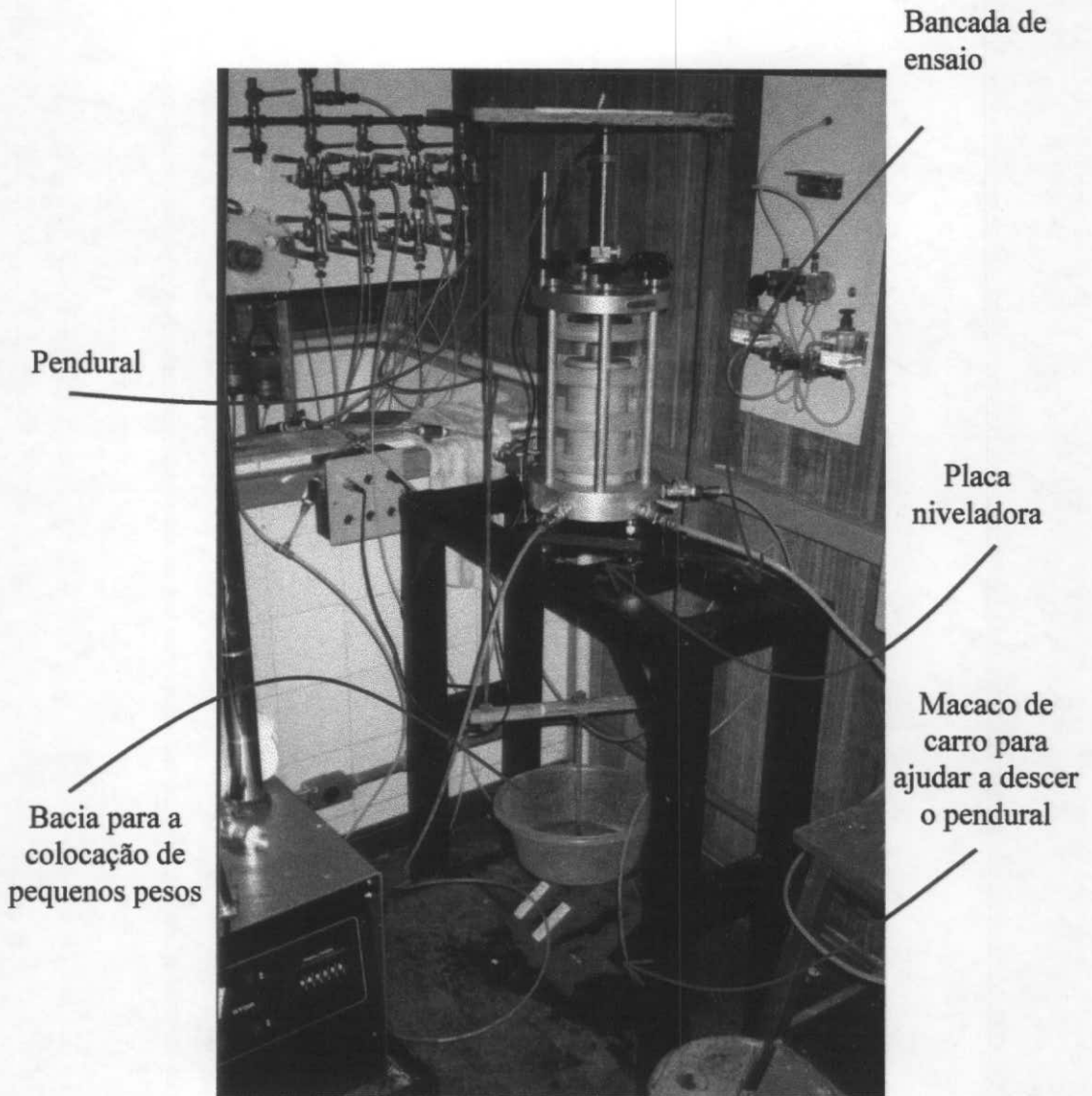


Foto V.1 – Bancada de ensaio, placa niveladora, pendural com bacia e macaco de carro.

V.6 – APRESENTAÇÃO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Foram realizados cinco ensaios, batizados de Flu-01 à Flu-05, sendo que apenas três podem ser aproveitados para análise, que são os ensaios Flu-01, Flu-02 e Flu-05. O ensaio Flu-03 foi descartado por problema de nivelamento da célula triaxial e o ensaio

Flu-04 devido ao desenvolvimento de atrito no pistão. A seguir são apresentadas as curvas $\varepsilon_v \times t$, $\varepsilon \times t$, $u \times t$, $u \times \varepsilon$, $d\varepsilon/dt \times t$ e $d\varepsilon/dt \times \varepsilon$ dos ensaios Flu-01, Flu-02 e Flu-05.

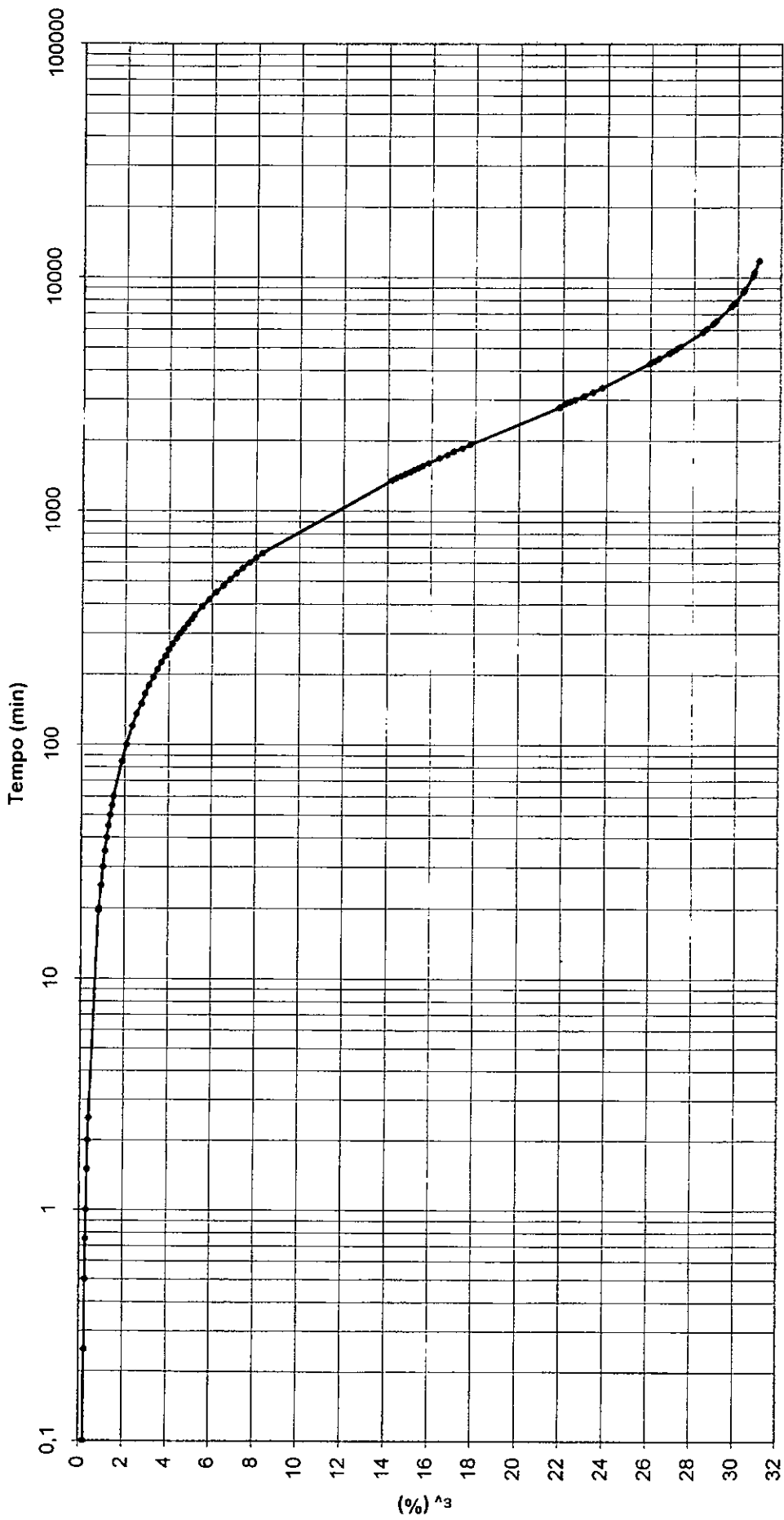


Figura V.1 - Curva de deformação volumétrica x tempo do Ensaio Flu-01 - $p'_c = 90$ kPa

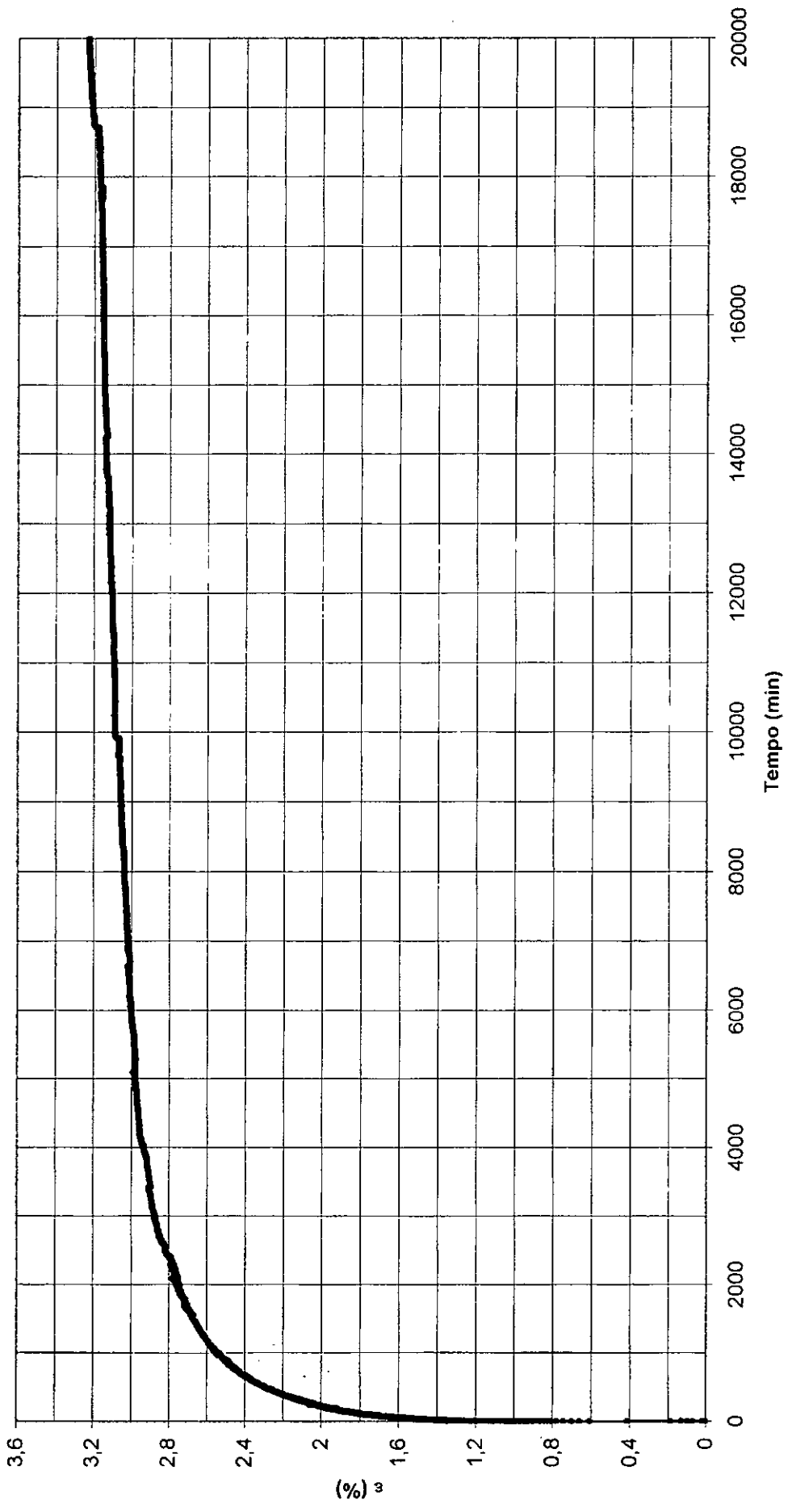


Figura V.2 - Curva de deformação cisalhante x tempo - Ensaio Flu-01

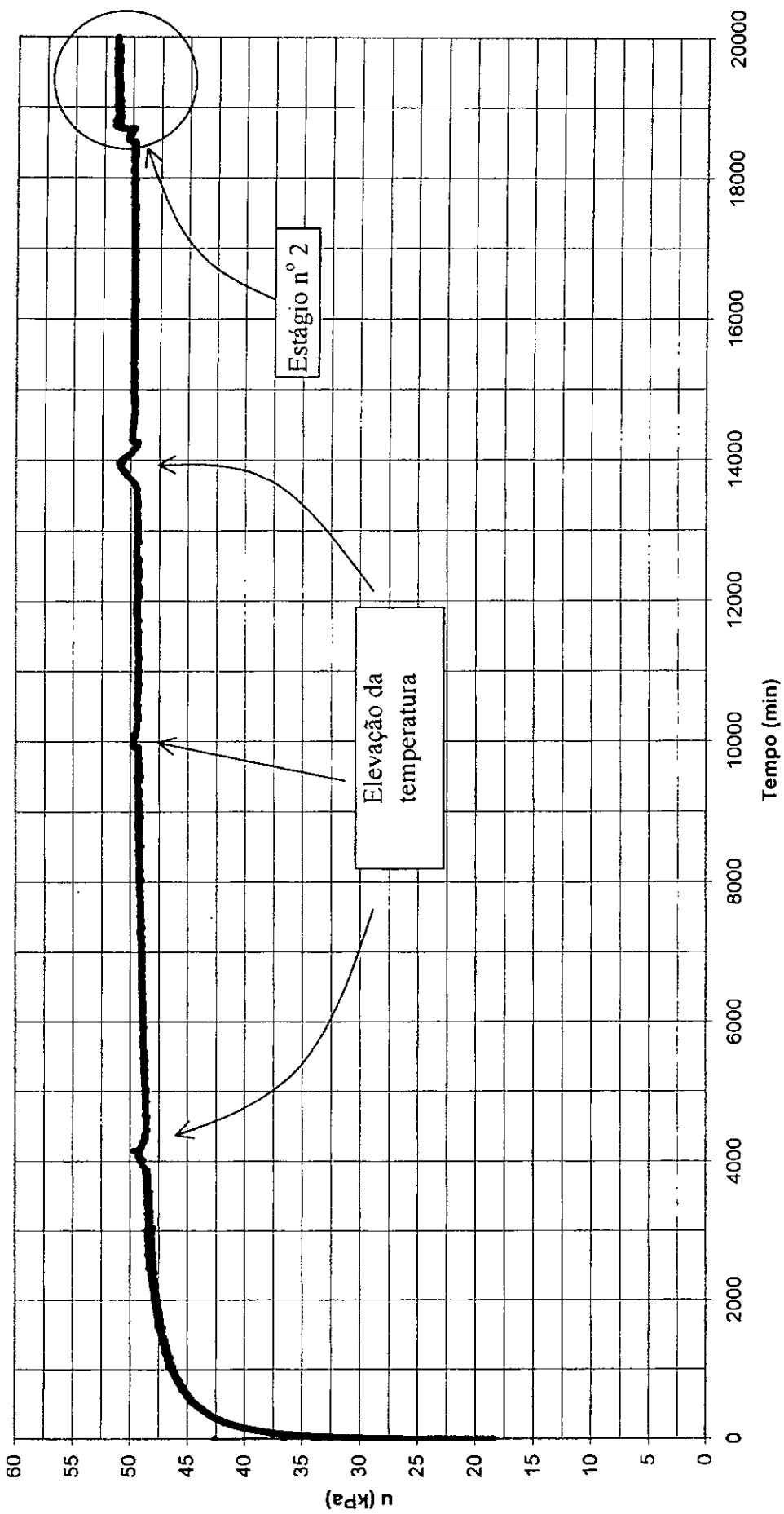


Figura V.3 - Curva de excesso de poro-pressão no cisalhamento x tempo do ensaio Flu-01

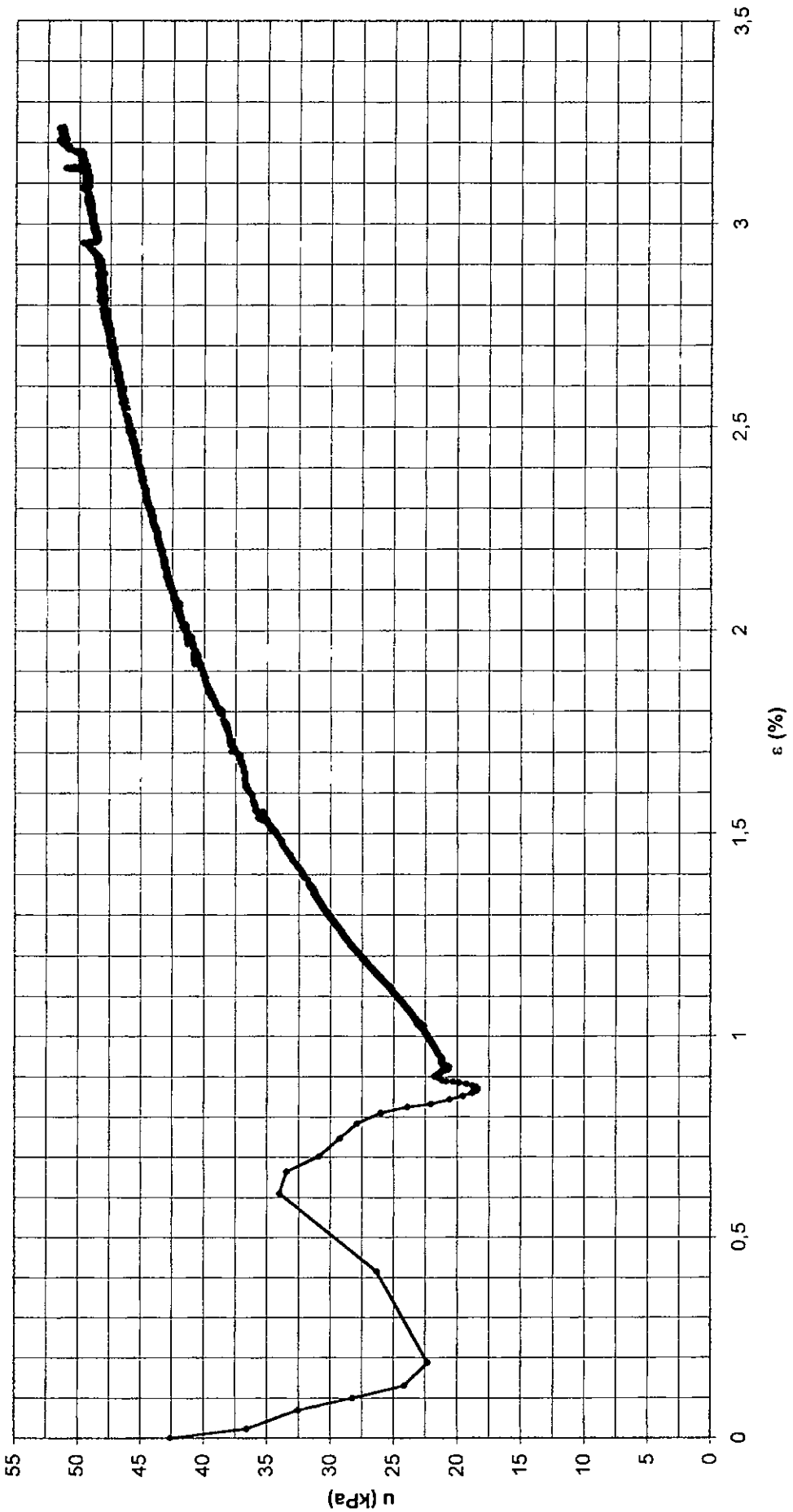


Figura V.4 - Curva de excesso de poro-pressão no cisalhamento x deformação cisalhante do ensaio Flu-01

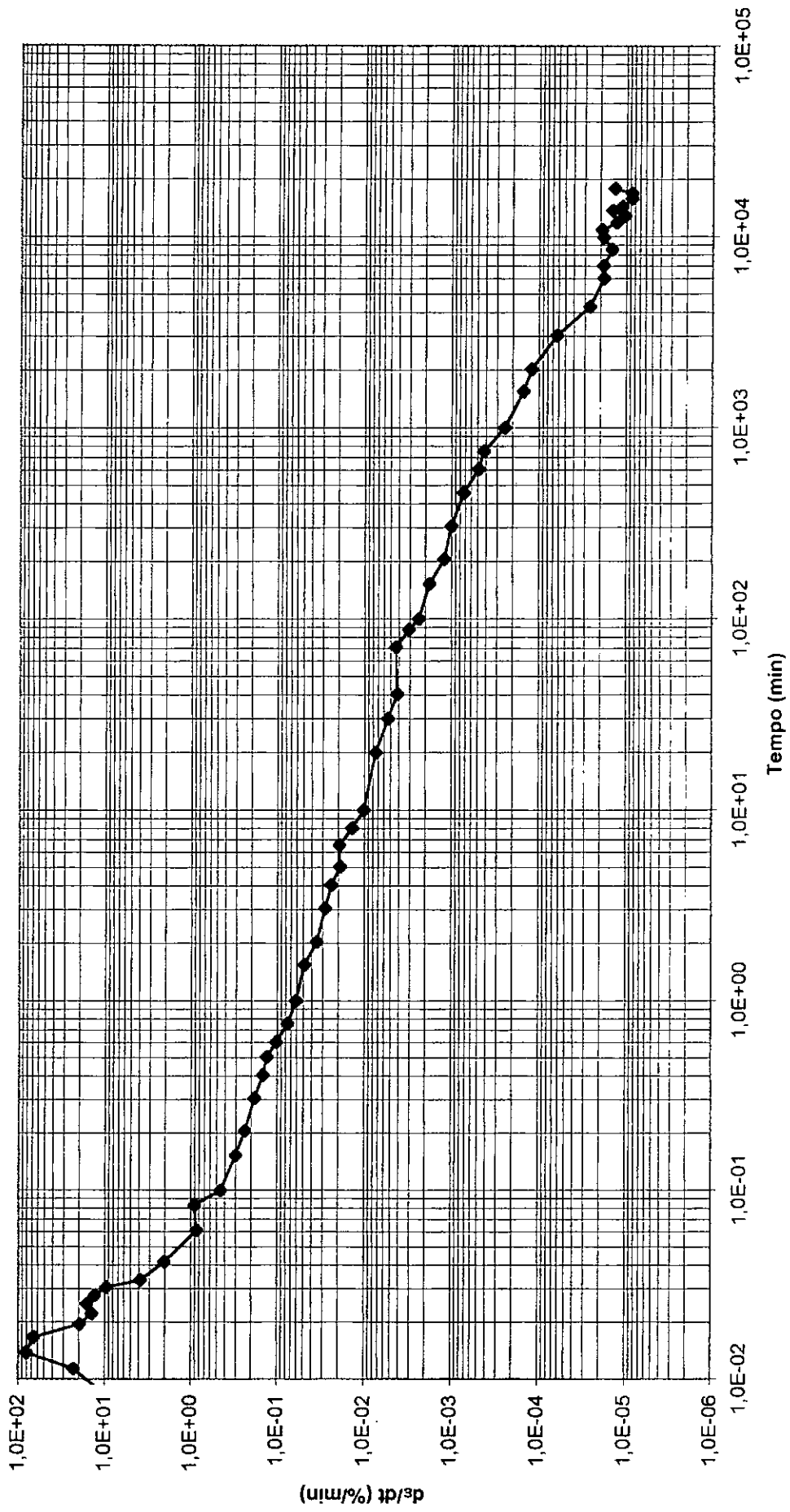


Figura V.5 - Curva de velocidade de deformação cisalhante x tempo - Ensaio Flu-01

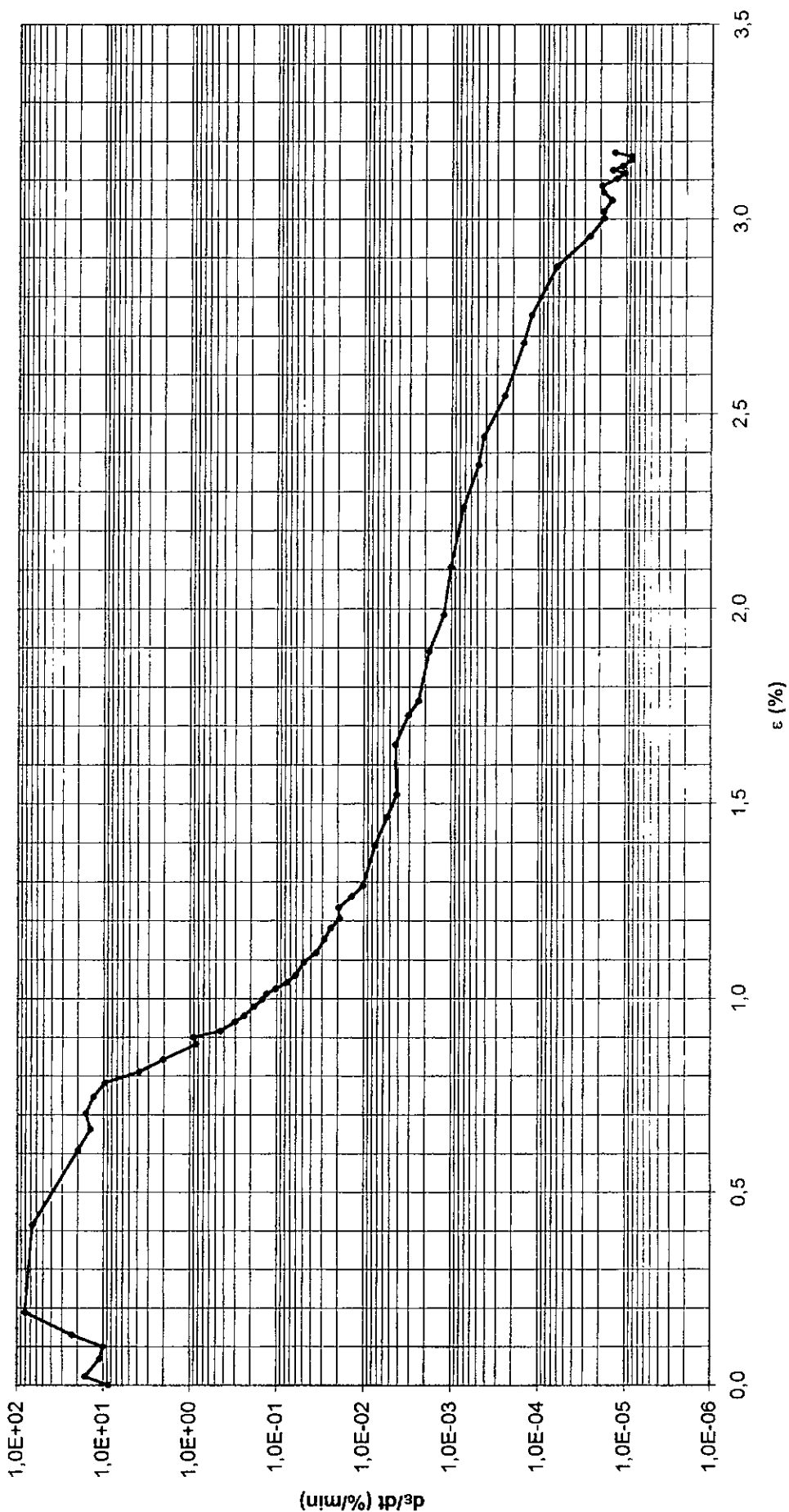


Figura V.6 - Curva de velocidade de deformação cisalhante x deformação cisalhante - Ensaio Flu-01

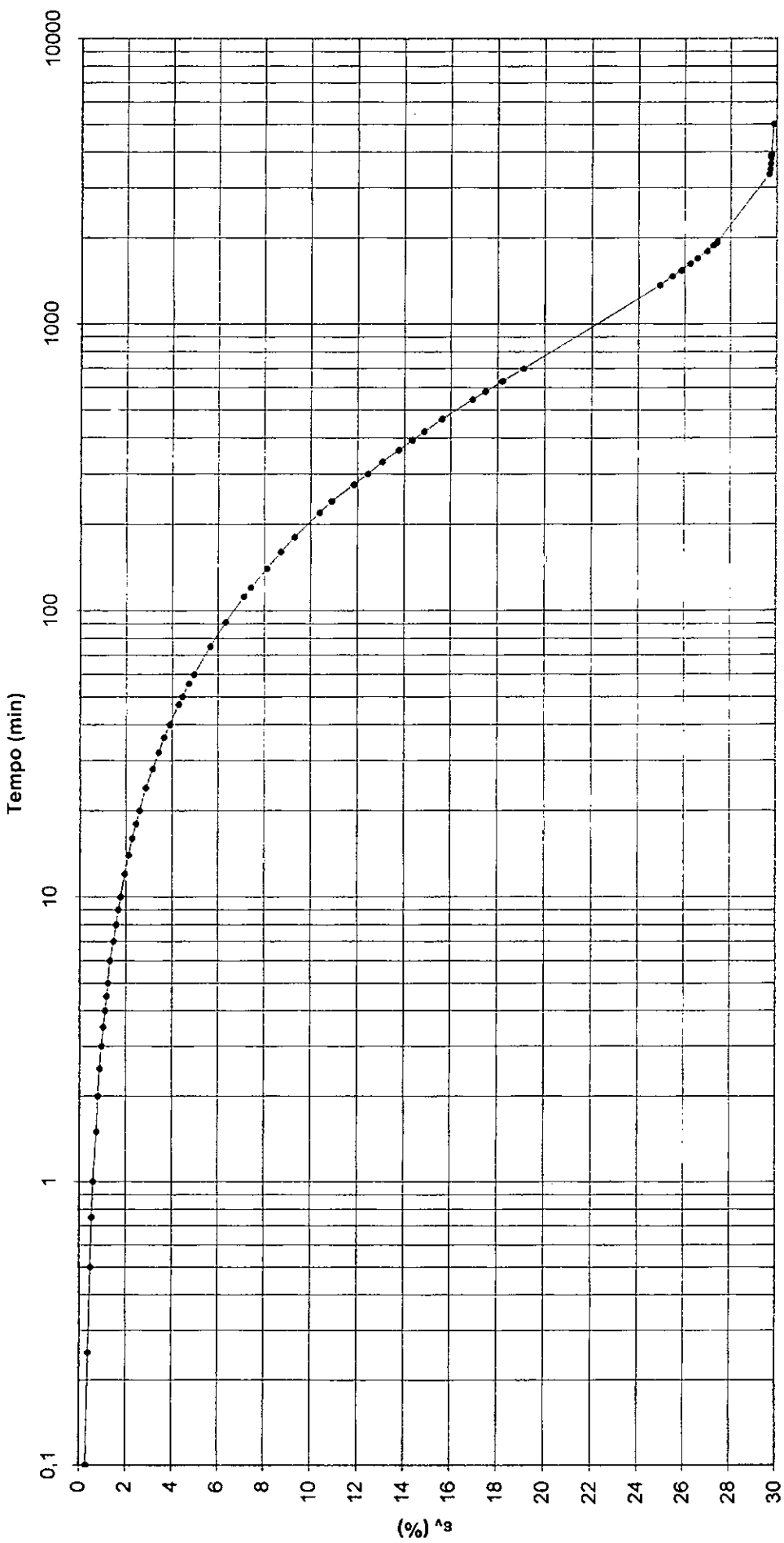


Figura V.7 - Curva de deformação volumétrica x tempo do ensaio Flu-02 - p'e = 90 kPa

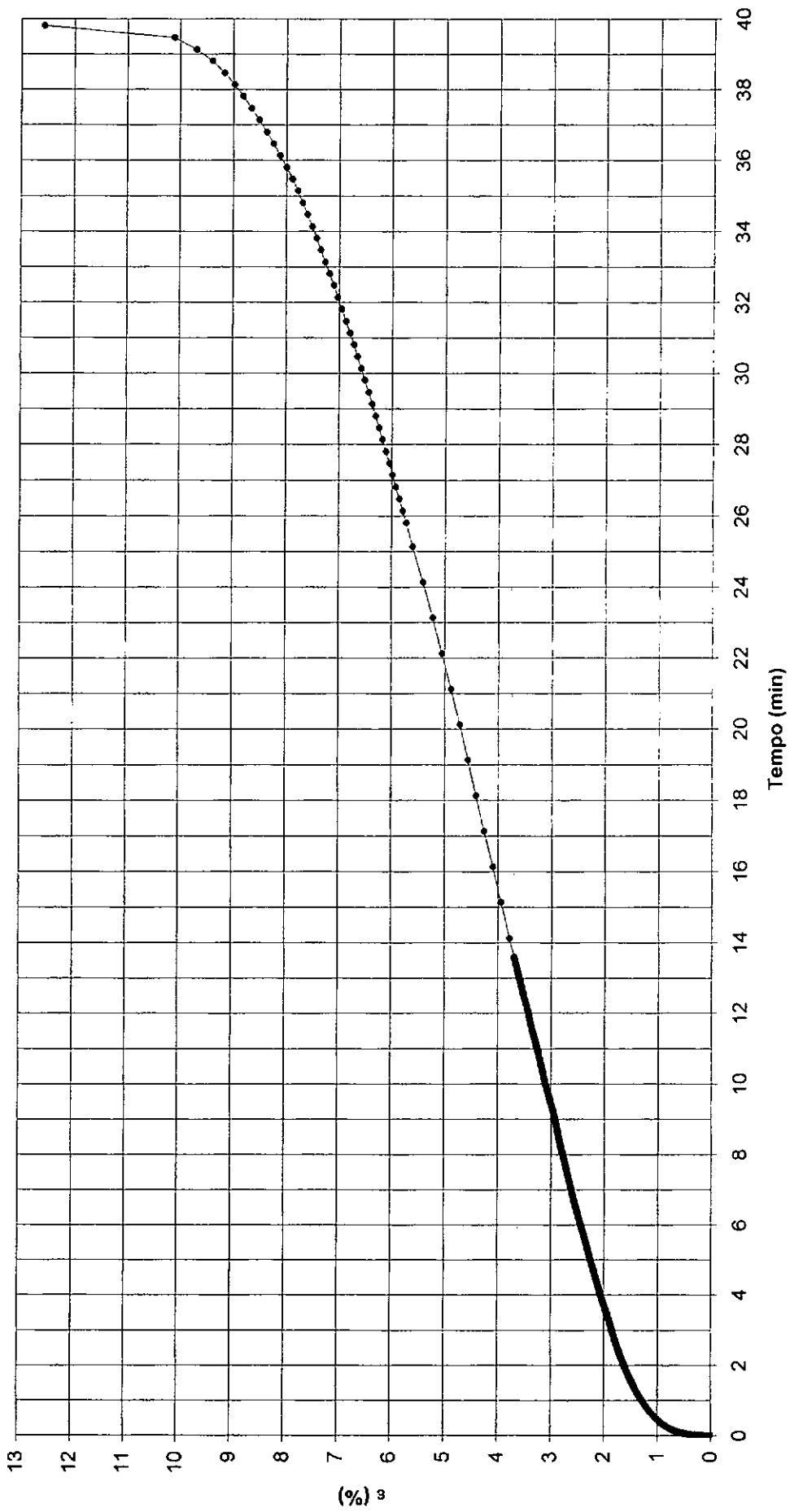


Figura V.8 - Curva de deformação cisalhante x tempo - Ensaio Flu-02

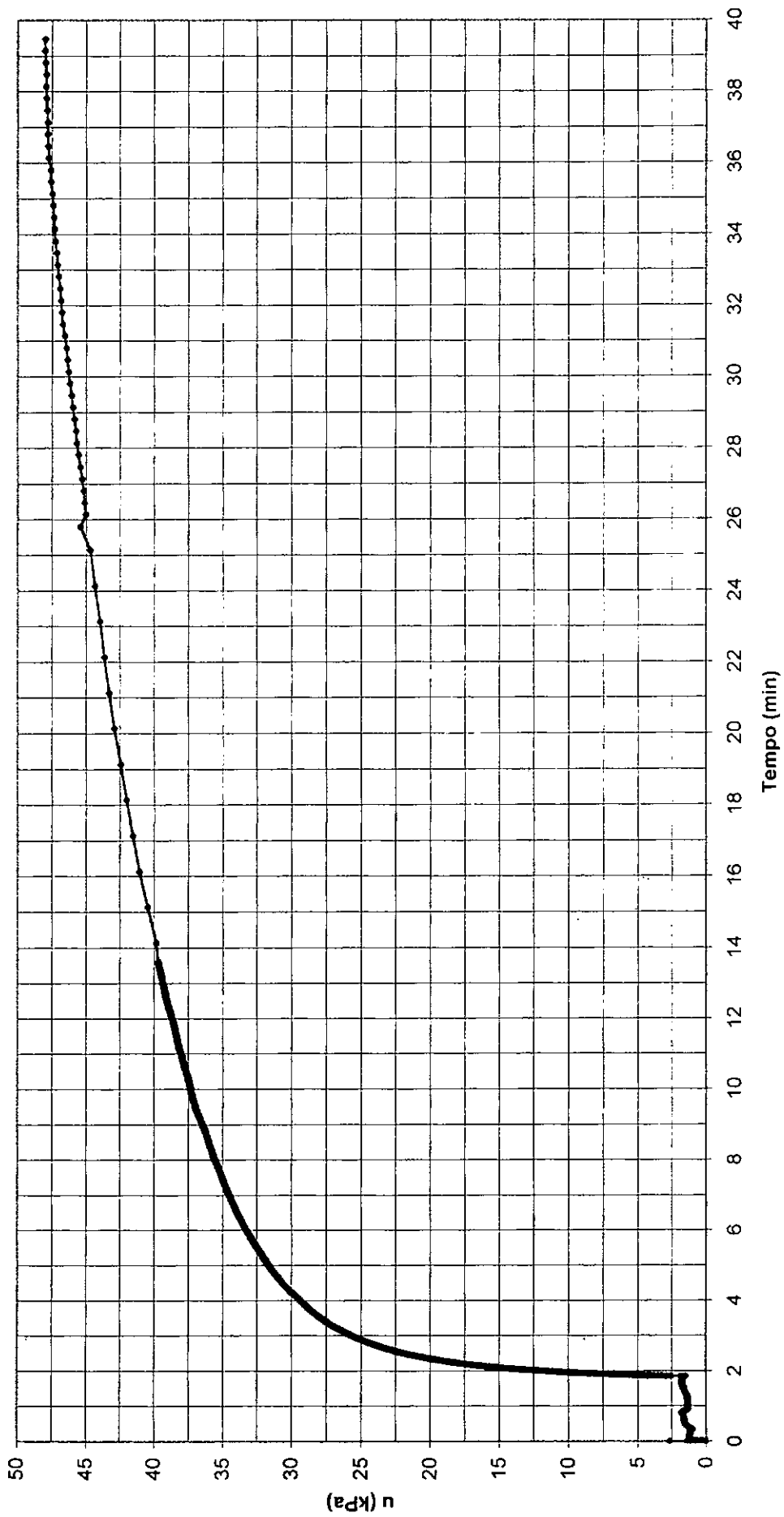


Figura V.9 - Curva de excesso de poro-pressão no cisalhamento x tempo - Ensaio Flu-02

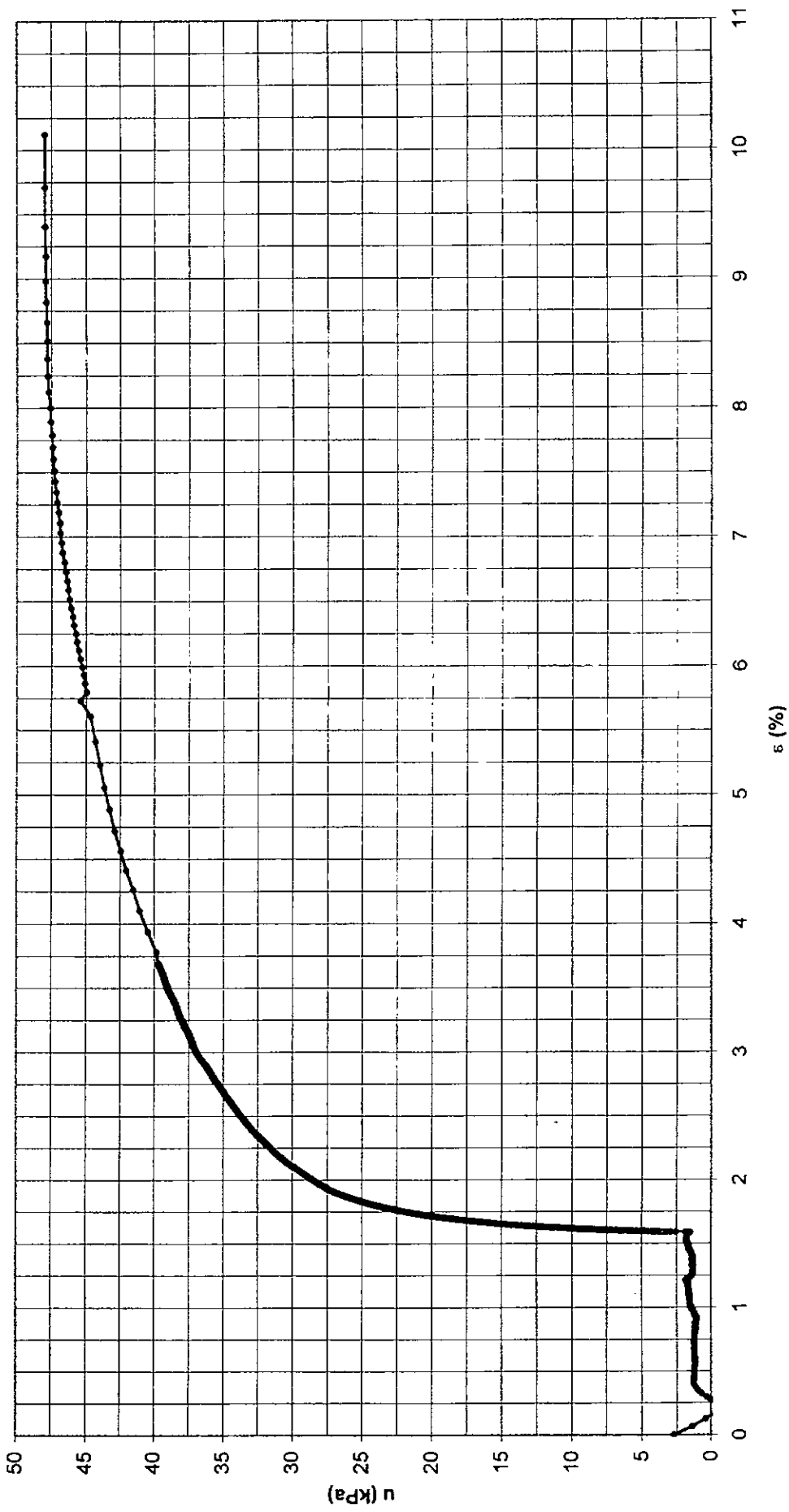


Figura V.10 - Curva de excesso de poro-pressão no cisalhamento x deformação cisalhante - Ensaio Flu-02

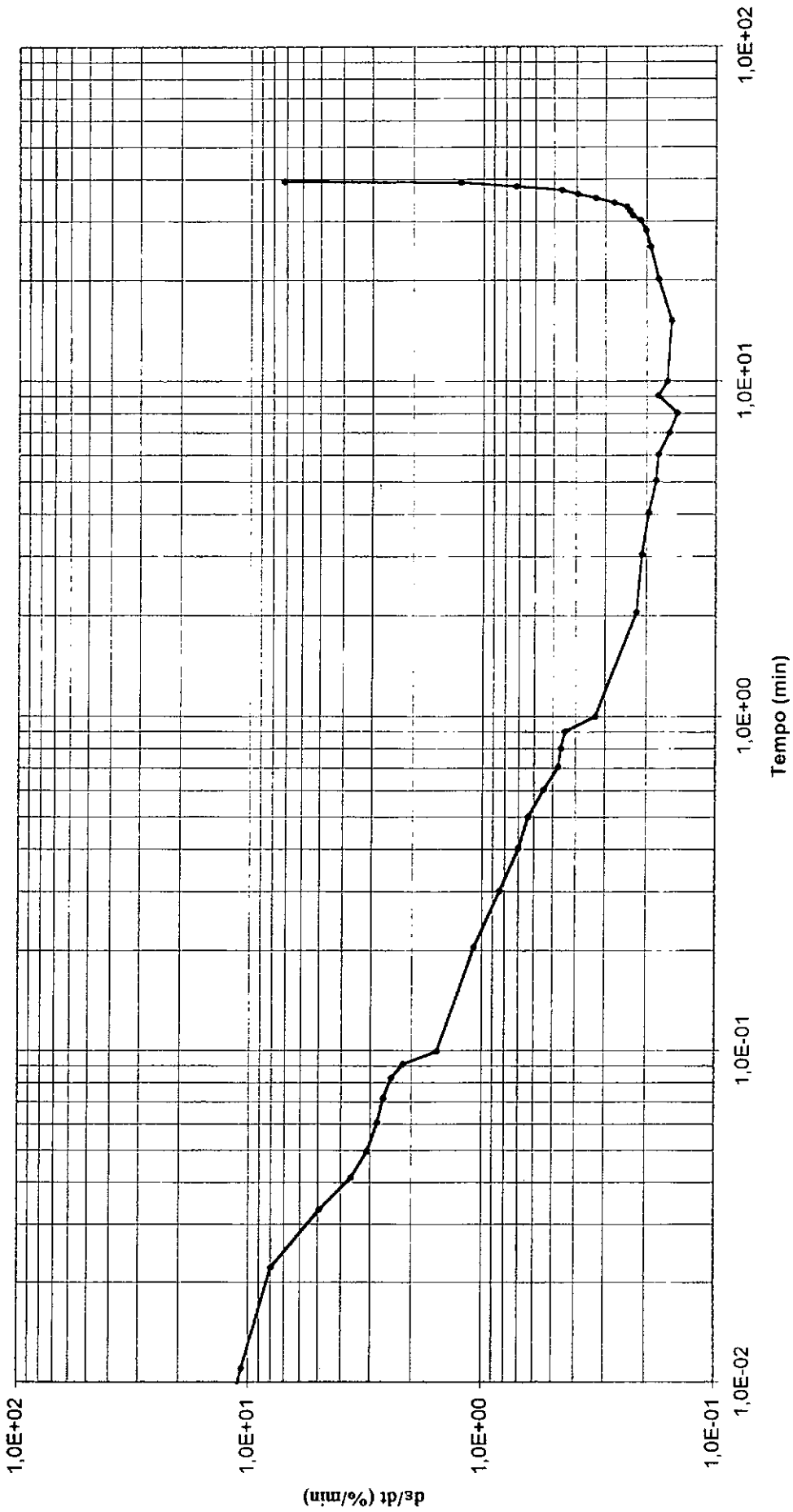


Figura V.11 - Curva de velocidade de deformação cisalhante x tempo - Ensaio Flu-02

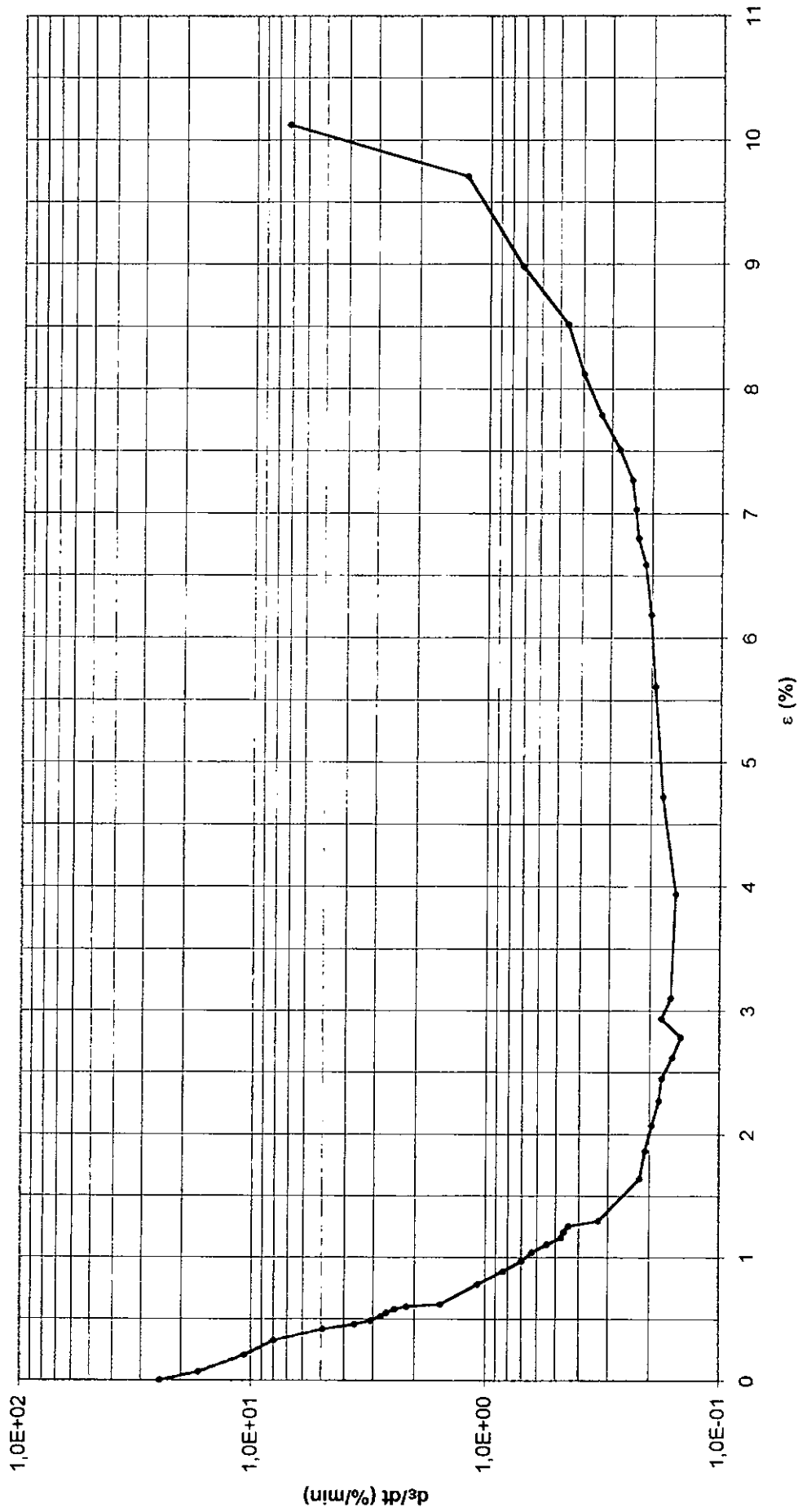


Figura V.12 - Curva de velocidade de deformação cisalhante x deformação cisalhante - Ensaio Flu-02

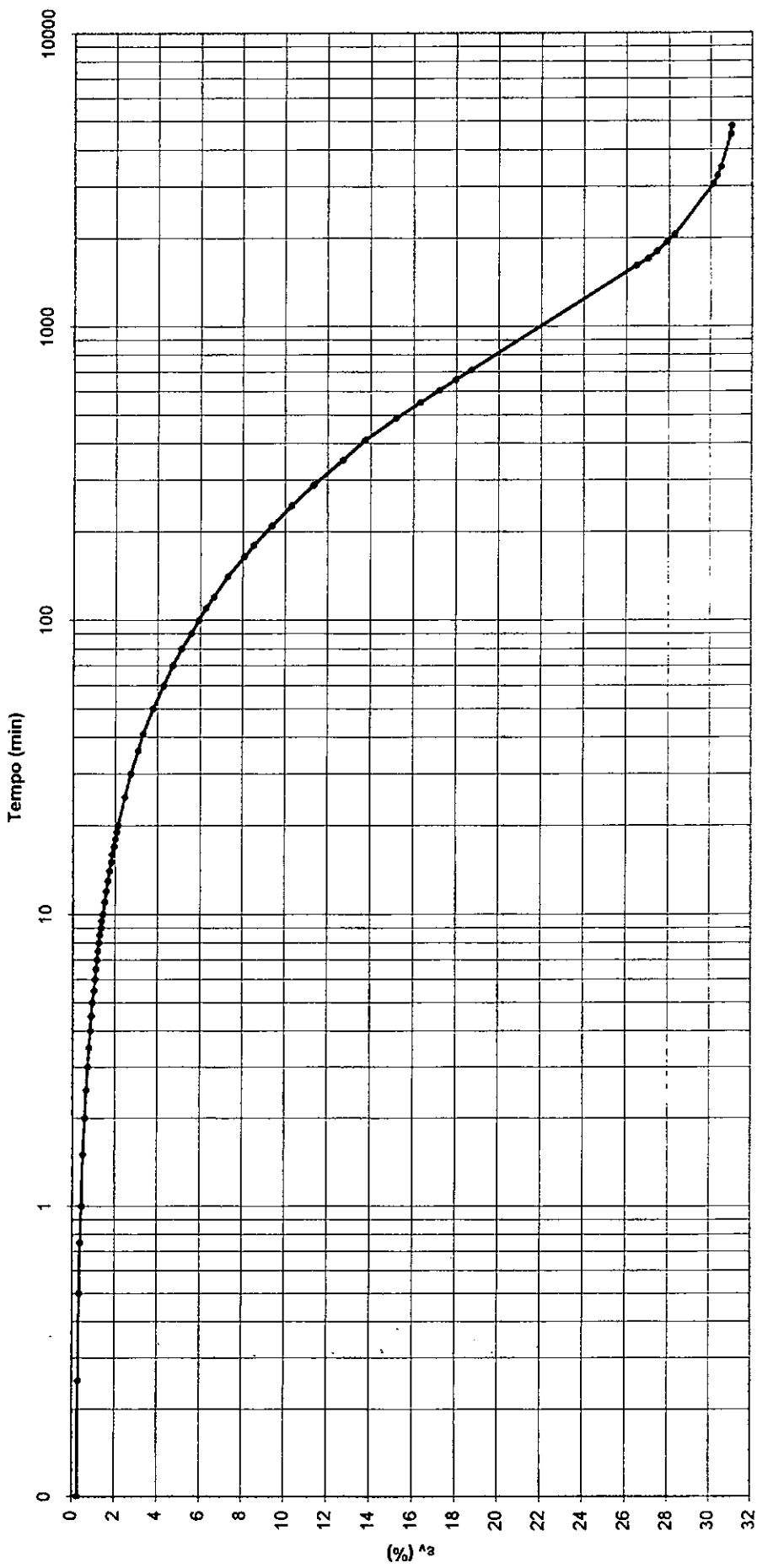


Figura V.13 - Curva de deformação volumétrica x tempo do Ensaio Flu-05 - p'e = 140 kPa

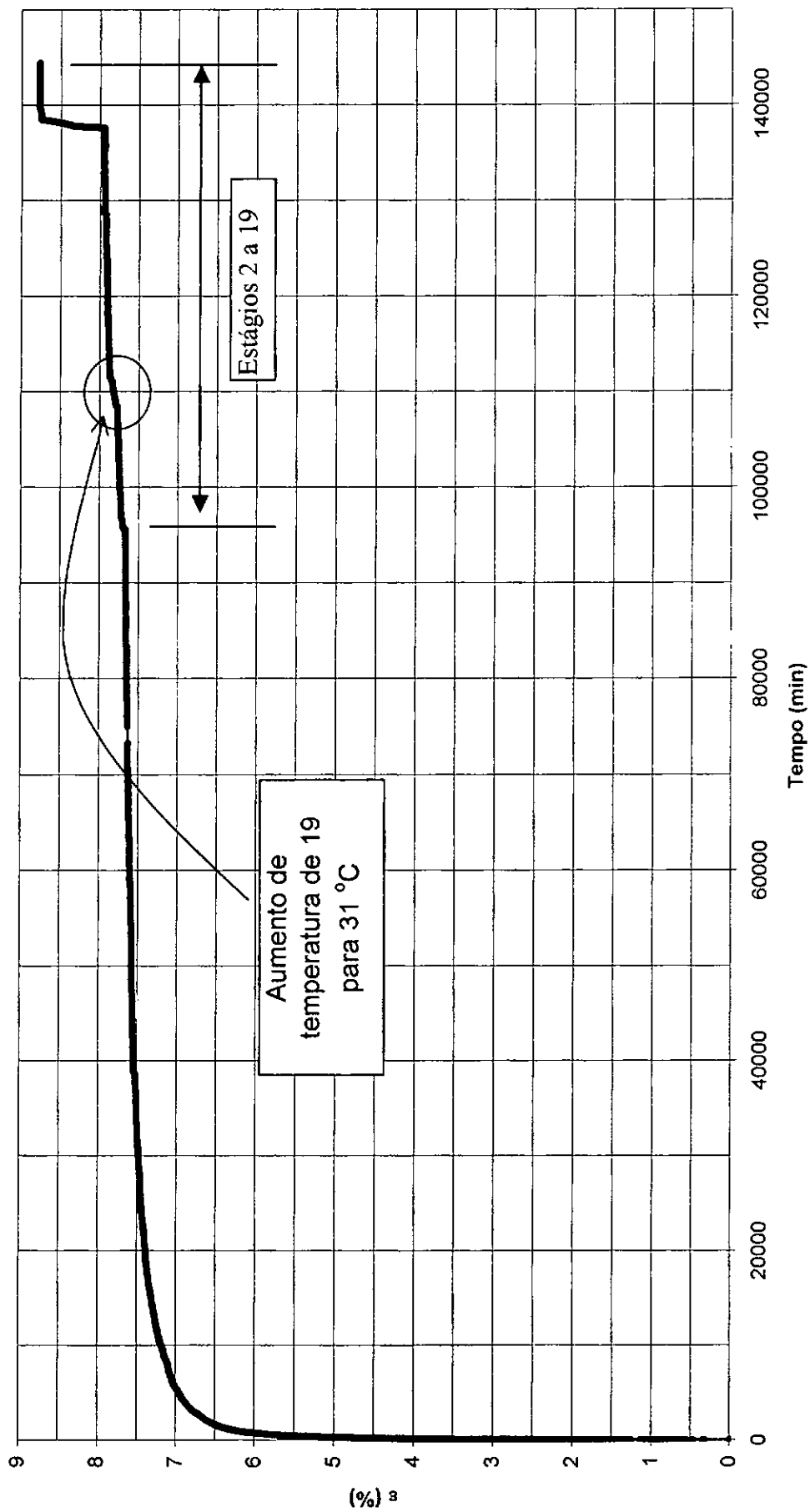


Figura V.14 - Curva de deformação cisalhante x tempo - Ensaio Flu-05

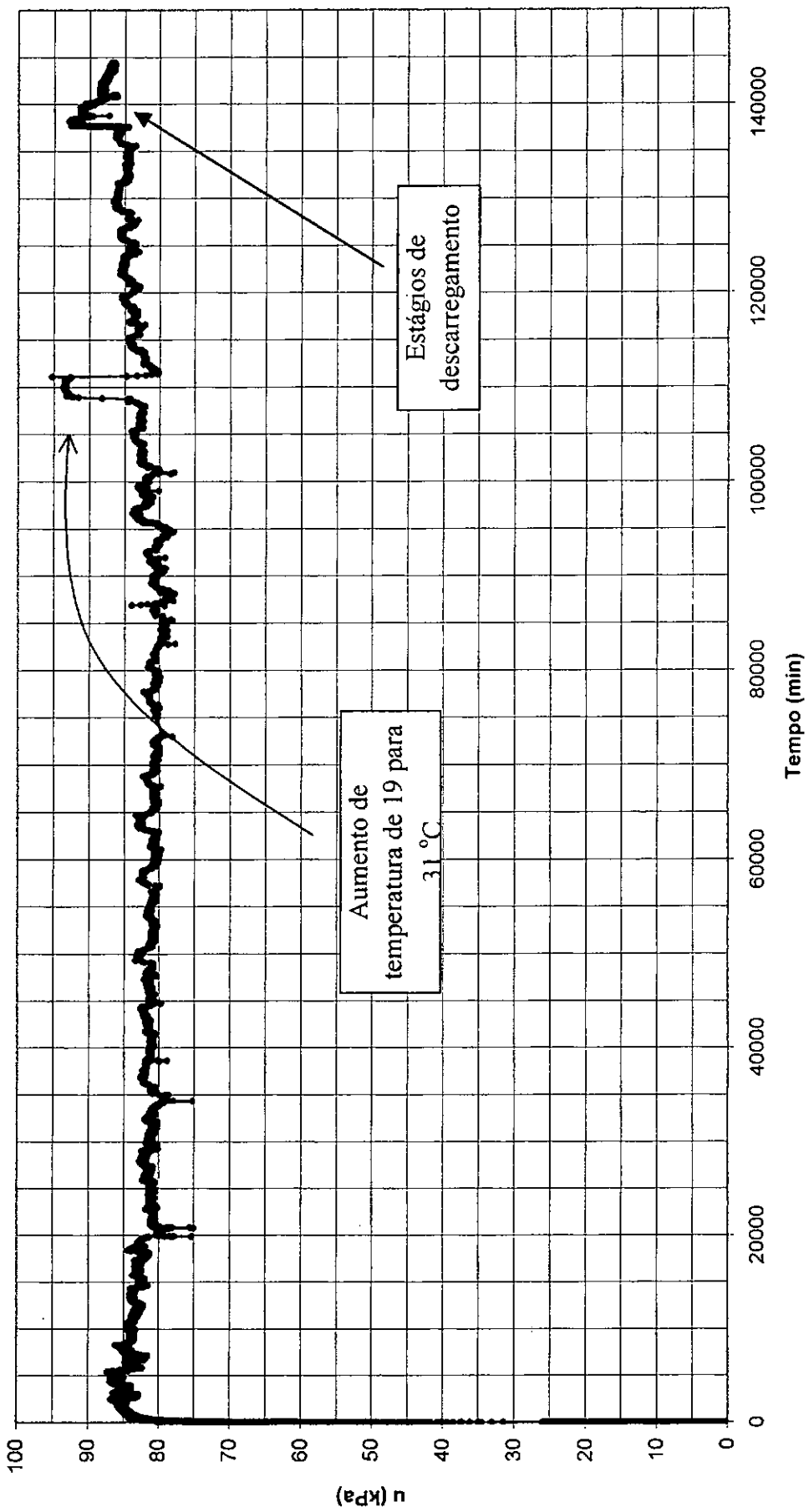


Figura V.15 - Curva de excesso de poro-pressão gerado durante o cisalhamento x tempo - Ensaio Flu-05

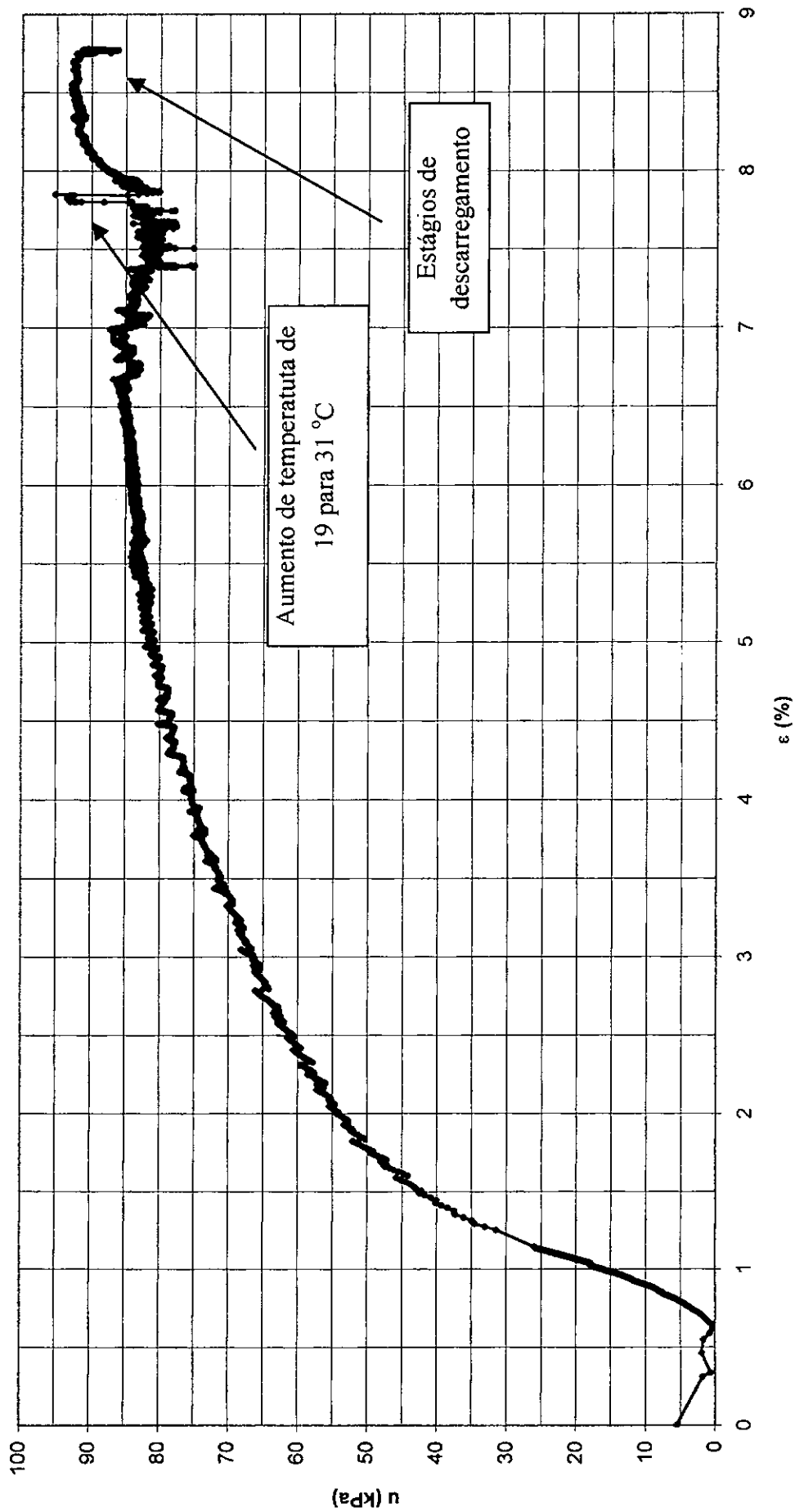


Figura V.16 - Curva de excesso de poro-pressão no cisalhamento x deformação cisalhante - EnsaioFlu-05

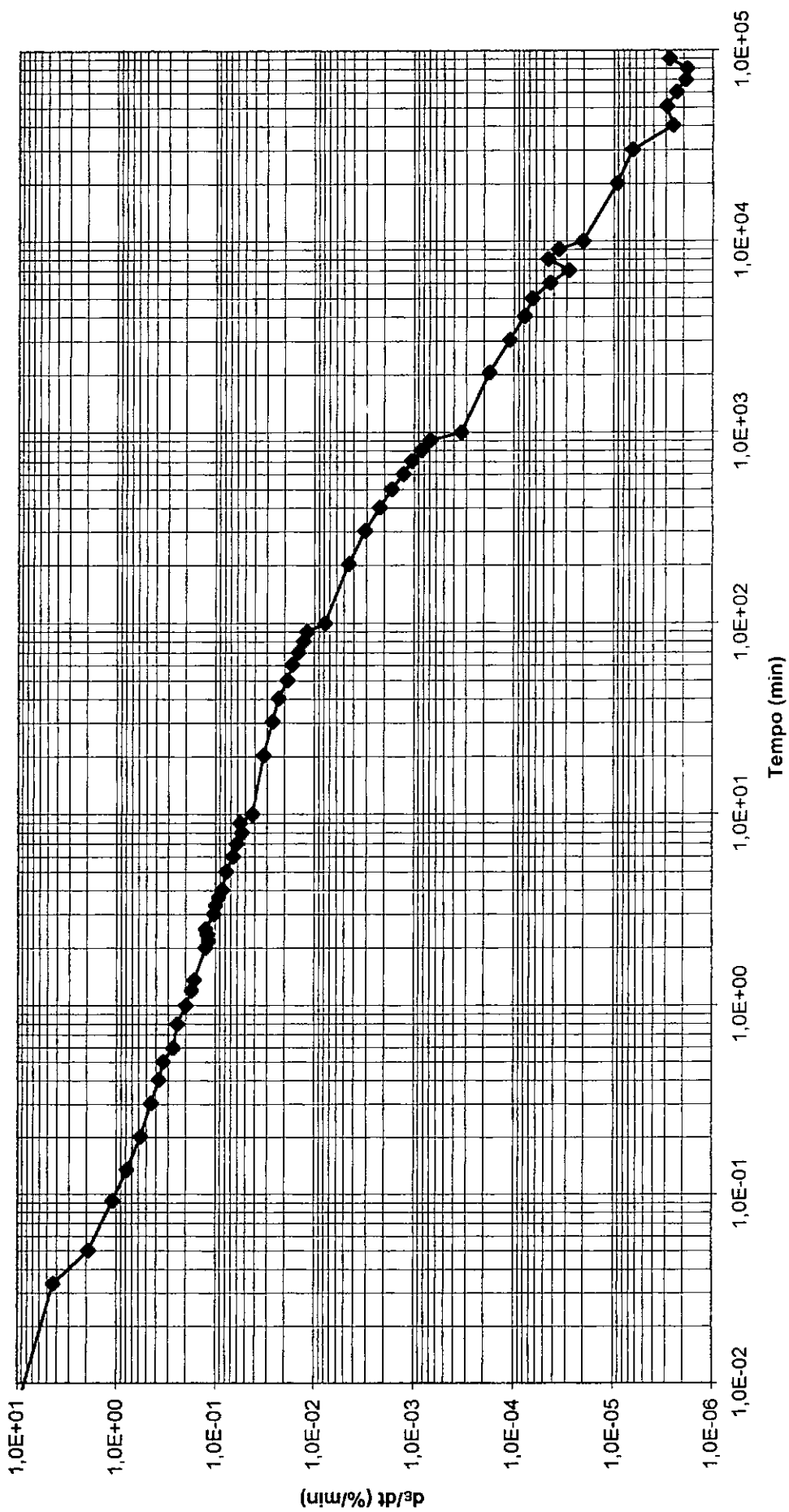


Figura V.17 - Curva de velocidade de deformação cisalhante x tempo - Ensaio Flu-05

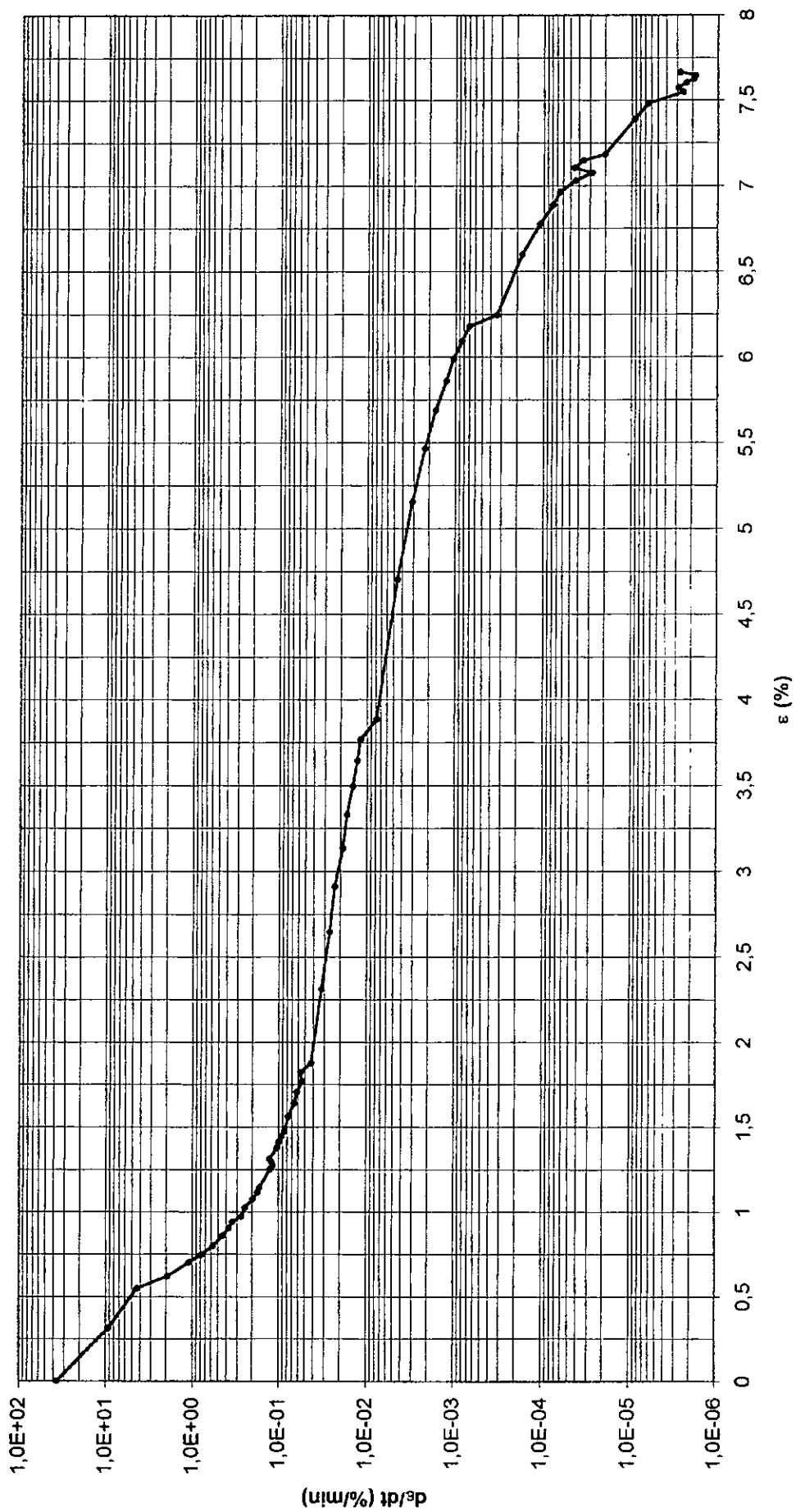


Figura V.18 - Curva de velocidade de deformação cisalhante x deformação cisalhante - Ensaio Flu-05

CAPÍTULO VI

ANÁLISE DOS RESULTADOS

VI.1 – COMPARAÇÃO ENTRE OS RESULTADOS OBTIDOS E OS RESULTADOS PREVISTOS PELO MODELO

VI.1 – INTRODUÇÃO

Antes de fazer a análise propriamente dita dos ensaios, será feita uma descrição detalhada dos ensaios Flu-01, Flu-02 e Flu-05, bem como observações de caráter geral. Esta descrição é pertinente uma vez que o procedimento definitivo de ensaio foi sendo aprimorado ao longo da campanha de ensaios, envolvendo troca de equipamentos, materiais e etc.

VI.2 – ENSAIO FLU-01

A tabela VI.1 apresenta as características do ensaio:

Contra-Pressão (kPa)	Nº de Papéis-Filtro	Tempo de Adensamento (min)	$d\varepsilon_v/dt$ (s^{-1})	p' (kPa)	Índice de Vazios e (após adensamento)	σ_d (kPa)
50	1	~ 12000	3×10^{-8}	90	1.63	42

Tabela VI.1 – Dados do ensaio Flu-01.

Este ensaio teve a fase de adensamento mais longa que os ensaios Flu-02 e Flu-05, pois foi utilizado apenas um papel-filtro ao invés de dois utilizados nos ensaios Flu-02 e Flu-05. Justamente pelo fato do adensamento ser demorado demais, se passou a utilizar dois papéis-filtro, fazendo com que a tempo necessário para se atingir o “final” do adensamento primário caísse para em torno de 5000 minutos. Com o intuito de garantir um campo de deformações mais uniforme, além da medida tomada de se usar membranas de látex untadas com graxa de silicone, foi utilizado um top-cap

especialmente concebido para este fim. Um croquis deste top-cap pode ser visto na figura VI.1 a seguir.

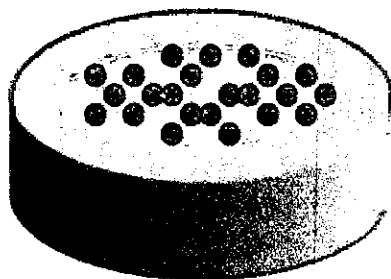


Figura VI.1 – Croquis do top-cap utilizado no ensaio Flu-01.

Como mostrado na figura VI.1, o top-cap tem em sua face superior um recesso onde são colocadas pequenas bilhas de aço. Composto este sistema, tem uma peça de aço batizada “sapata”, mostrada na figura VI.2, que era acoplada a célula de carga e transmitia a força aplicada pelo pendural ao top-cap por um plano horizontal de contato, evitando assim a rotação da porção superior do corpo de prova.

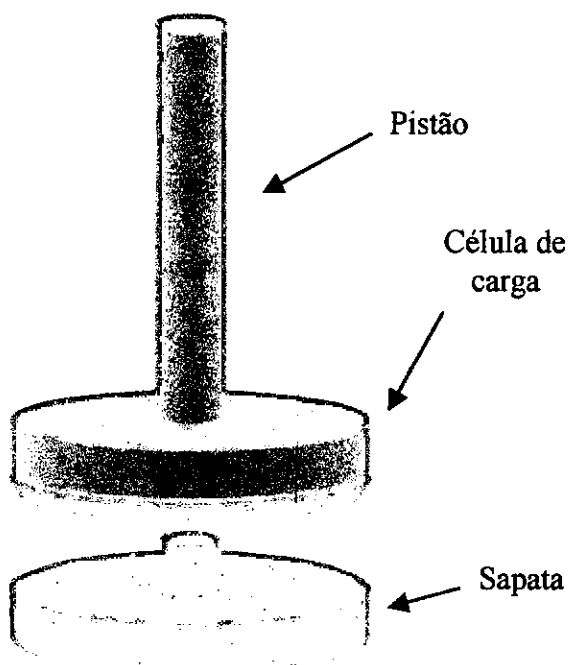


Figura VI.2 – Conjunto pistão + célula de carga + “sapata”.

A aplicação da carga foi feita manualmente, de modo que o pendural era simplesmente apoiado no pistão por uma bilha e esta composição era descida até que a

sapata tocasse o top-cap, o que era registrado pela célula de carga. Em seguida a drenagem era fechada e largava-se o pendural.

Chama atenção neste ensaio a aceleração que se observa nos gráficos V.5 e V.6, e que se deve a utilização do top-cap relatado acima. Quando da fase do adensamento hidrostático deste corpo de prova, observou-se um ligeiro adernamento do top-cap, de modo que as faces do top-cap e da sapata não mais ficaram paralelas. Com esta ligeira inclinação do top-cap, a sapata, na fase de cisalhamento, encostou primeiro na borda do top-cap que no centro. Em seguida quando o pendural foi largado, o top-cap teve um movimento combinado de rotação com deslocamento vertical, fazendo com que houvesse uma aceleração, que então foi registrada pelo LVDT.

Outro fato digno de nota são os crescimentos da poro-pressão aos 4000, 10000 e 14000 minutos ocasionados por falta de luz, fazendo com que a temperatura se elevasse respectivamente para 21 °C, 20.5 °C e 22.2 °C. O crescimento da poro-pressão após os 18500 minutos se deve a um “step creep” de 2 kPa, cuja duração foi de 1500 minutos aproximadamente. O ensaio foi interrompido aos 20000 minutos por se tratar do primeiro ensaio de fluência a ser realizado, e como este apresentava uma velocidade a partir dos 10000 minutos de aproximadamente 1×10^{-5} %/min, seriam precisos 100000 minutos para se ter mais 1 % de deformação. Então decidiu-se terminar este ensaio para que fossem realizados outros mais.

Por fim é importante destacar o comportamento anômalo da poro-pressão até a deformação cisalhante de 1 %. Uma possível explicação para este comportamento, é que no início dos ensaios de fluência as velocidades de deformação são muito altas (neste ensaio em especial as velocidades chegaram a 80%/min, ver figura V.6). Velocidades de deformação altas significam deslocamentos de pistão também altos, e conseqüentemente, deslocamento da água da câmara triaxial para o pote de mercúrio. Porém como o deslocamento do pistão é muito rápido nem toda água que deveria sair para o pote deve ter sido deslocada, e assim a pressão da água da câmara provavelmente aumentou, o que foi registrado pelo transdutor de pressão, uma vez que o parâmetro B de Skempton é ~ 1 .

VI.3 – ENSAIO FLU-02

A tabela VI.2 apresenta as características do ensaio:

Contra-Pressão (kPa)	Nº de Papéis-Filtro	Tempo de Adensamento (min)	$d\varepsilon_v/dt$ (s^{-1})	p' (kPa)	Índice de Vazios e (após adensamento)	σ_d (kPa)
50	2	~ 5000	2×10^{-8}	90	1.62	60

Tabela VI.2 – Dados do ensaio Flu-02.

Neste ensaio o top-cap utilizado foi um top-cap convencional de bilha esquematizado na figura V.9. Para facilitar o ajuste da composição pendural – pistão - célula de carga - top-cap, foi utilizado um macaco de carro para apoiar o pendural, de modo que se podia abaixá-lo de maneira mais segura. Assim abaixava-se a célula de carga com o auxílio do macaco até que a célula de carga acusasse algum registro, ajustava-se o LVDT, fechava-se a drenagem e retirava-se o macaco dando início ao cisalhamento.

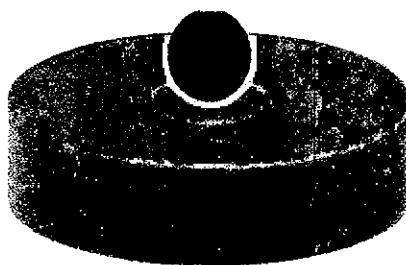


Figura VI.3 – Top-cap utilizado no ensaio Flu-02.

É digno de nota o fato da drenagem ter sido deixada aberta acidentalmente por dois minutos. Apesar deste descuido, não foi observada nenhuma variação de volume neste intervalo de tempo, que pudesse a bureta graduada registrar (a menor divisão da bureta utilizada é de 0.1 cm^3).

VI.4 – ENSAIO FLU-05

A tabela VI.3 apresenta as características do ensaio:

Contra-Pressão (kPa)	Nº de Papéis-Filtro	Tempo de Adensamento (min)	de_v/dt (s^{-1})	p' (kPa)	Índice de Vazios e (após adensamento)	σ_d (kPa)
50	2	~ 4800	1.4×10^{-8}	140	1.45	63

Tabela VI.3 – Dados do ensaio Flu-05.

Neste ensaio foi utilizado um terceiro top-cap, feito nos moldes do top-cap concebido por Bressani (1992), e que vem a ser bastante parecido com o que Casagrande e Wilson (1950) utilizaram. A figura V.16 mostra um croquis do top-cap. O sistema de aplicação de carga foi o mesmo do ensaio Flu-02.

Este top-cap é bastante interessante, uma vez que o prolongador entra por dentro do top-cap fazendo a função de centralizador e impedindo a rotação do top-cap e consequentemente da porção superior do corpo de prova em relação a base.

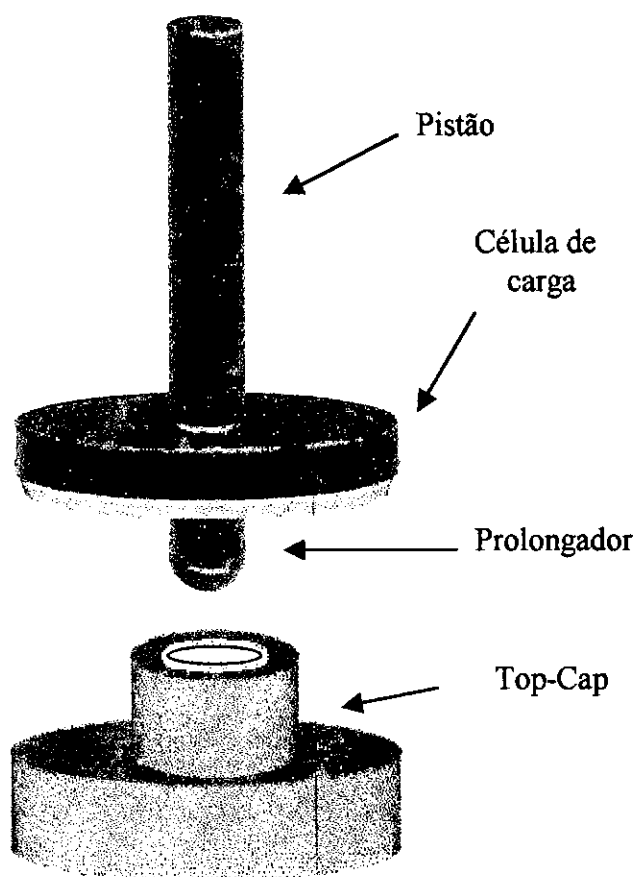


Figura VI.4 – Croquis do top-cap utilizado.

Neste ensaio é importante ressaltar a queda da poro-pressão dos 5000 minutos aos 20000 minutos. Esta queda não está associada a nenhum problema com o transdutor de poro-pressão, pois ao término do ensaio verificou-se a calibração do mesmo. Sendo assim, a suspeita da queda da poro-pressão recai sobre a possível manifestação de tixotropia, como observado por Arulunandan et al. (1971). Outro fato digno de nota é o aumento localizado da poro-pressão e da velocidade de deformação por volta dos 11000 minutos devido a falta de luz, que fez com que a temperatura chegasse a 31 °C.

Para verificar a manifestação da tixotropia, foi realizado após os 95000 minutos um “step creep” até que se chegasse a valores de velocidade comparáveis com a de um ensaio CIU realizado neste mesmo solo e na mesma tensão de adensamento hidrostático $p'_e = 140$ kPa. Foram então realizados 19 estágios, relacionados na tabela VI.4 abaixo, sendo 16 de carregamento e 3 de descarregamento. Por falta de espaço no pendural para colocação de pesos, não foi possível chegar a velocidade de 0.01 %/min, sendo que a máxima velocidade alcançada foi de 0.0074 %/min, correspondente a um acréscimo de 17.2 kPas de tensão cisalhante. Como será visto mais adiante, o ensaio CP12, realizado por Guimarães (2000) na tensão de adensamento hidrostático de 140 kPa, com uma velocidade de deformação cisalhante de 0.01 %/min, atingiu na ruptura, a tensão cisalhante máxima de 32.5 kPas. Isso significa que o efeito da tixotropia é de no mínimo 50 %.

Os estágios do “step-creep” duraram em média 10 minutos. Durante cada estágio foi observado que a velocidade aumentava quase que instantaneamente no momento do carregamento, depois caía um pouco e permanecia aparentemente constante até o fim do estágio.

Por fim é interessante mais uma vez notar o comportamento anômalo da poro-pressão até a deformação de 1%. Como neste ensaio fez-se uso do macaco de carro para apoiar e ajudar a descer o pendural, e como o top-cap utilizado evita a rotação e carregamento excêntrico o crescimento da poro-pressão não foi tão grande quanto o do ensaio Flu-01. Porém mesmo assim houve um pequeno crescimento da poro-pressão. Além disso a curva da figura V.16 está “deslocada” para a direita, quando era de se esperar que ela começasse da origem dos eixos coordenados. Pode ser que esse “deslocamento” seja devido ao tempo de resposta do transdutor de pressão, já que o tempo necessário para se atingir 0.75 % de deformação é de apenas 9 segundos.

Estágio N°	Peso Colocado (kgf)	Acréscimo de tensão aplicada (kPa)	de/dt médio (%/min)
1	1	2,0	2,99E-06
2	0.5	2,8	9,30E-06
3	0.5	3,6	9,00E-05
4	0.5	4,4	1,00E-04
5	0.5	5,2	2,00E-04
6	0.5	6,0	3,19E-04
7	0.5	6,8	4,50E-04
8	0.5	7,6	8,50E-04
9	0.5	8,4	1,45E-03
10	0.5	9,2	1,87E-03
11	1	10,8	2,40E-03
12	1	12,4	3,14E-03
13	1	14,0	3,97E-03
14	1	15,6	4,94E-03
15	1	17,2	7,54E-03
16	-3	12,4	8,66E-04
17	-3	7,6	3,64E-05
18	-3	2,8	5,00E-07

Tabela VI.4 – “Steps” realizados no ensaio Flu-05 após 95000 minutos de ensaio para verificar a manifestação de tixotropia.

Uma vez apresentadas as peculiaridades de cada ensaio, passa-se a comparação entre o que foi observado nos ensaios e o que o modelo prevê.

VI.5 – ANÁLISE DOS RESULTADOS

Segundo o modelo de Martins (1992), no ponto A, em que um ensaio de fluência não-drenada e um ensaio CIU, adensados a mesma tensão de adensamento hidrostático, se cruzam, deve-se ter (figura VI.5 a seguir) :

- A) A mesma poro-pressão (por construção);
- B) Os mesmos valores de q e de p' (por construção);
- C) A mesma deformação cisalhante;
- D) A mesma velocidade de deformação cisalhante;
- E) O mesmo ângulo de atrito mobilizado.

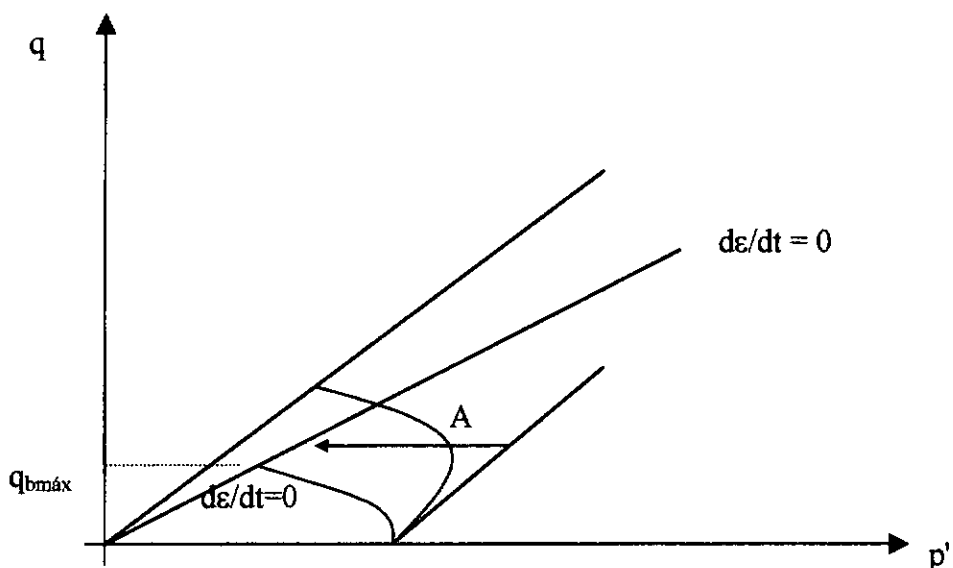


Figura VI.5 – Cruzamento dos caminhos de tensão efetiva de um ensaio CIU e de fluência não-drenada.

Ainda segundo o modelo de Martins (1992), qualquer ensaio de fluência não-drenada, cuja tensão cisalhante imposta, seja maior que a tensão cisalhante friccional máxima ($q_{bmáx}$) romperá. Caso a tensão cisalhante imposta seja menor que $q_{bmáx}$, o corpo de prova deverá atingir a velocidade de deformação zero para uma deformação menor que ϵ_f .

Para fazer esta análise serão utilizados os resultados dos ensaios do tipo CIU realizados por Guimarães (2000), no mesmo solo utilizado nesta tese. Estes ensaios estão apresentados na figura VI.6. Destes ensaios, apenas os ensaios CP08, CP10 e CP12 se prestam as comparações citadas acima. Isto se deve pois são os únicos nas tensões de 90 e 140 kPa, e seus índices de vazios são respectivamente 1.35, 1.62 e 1.45. Assim sendo, as figuras VI.7 e VI.8 mostram apenas estes ensaios.

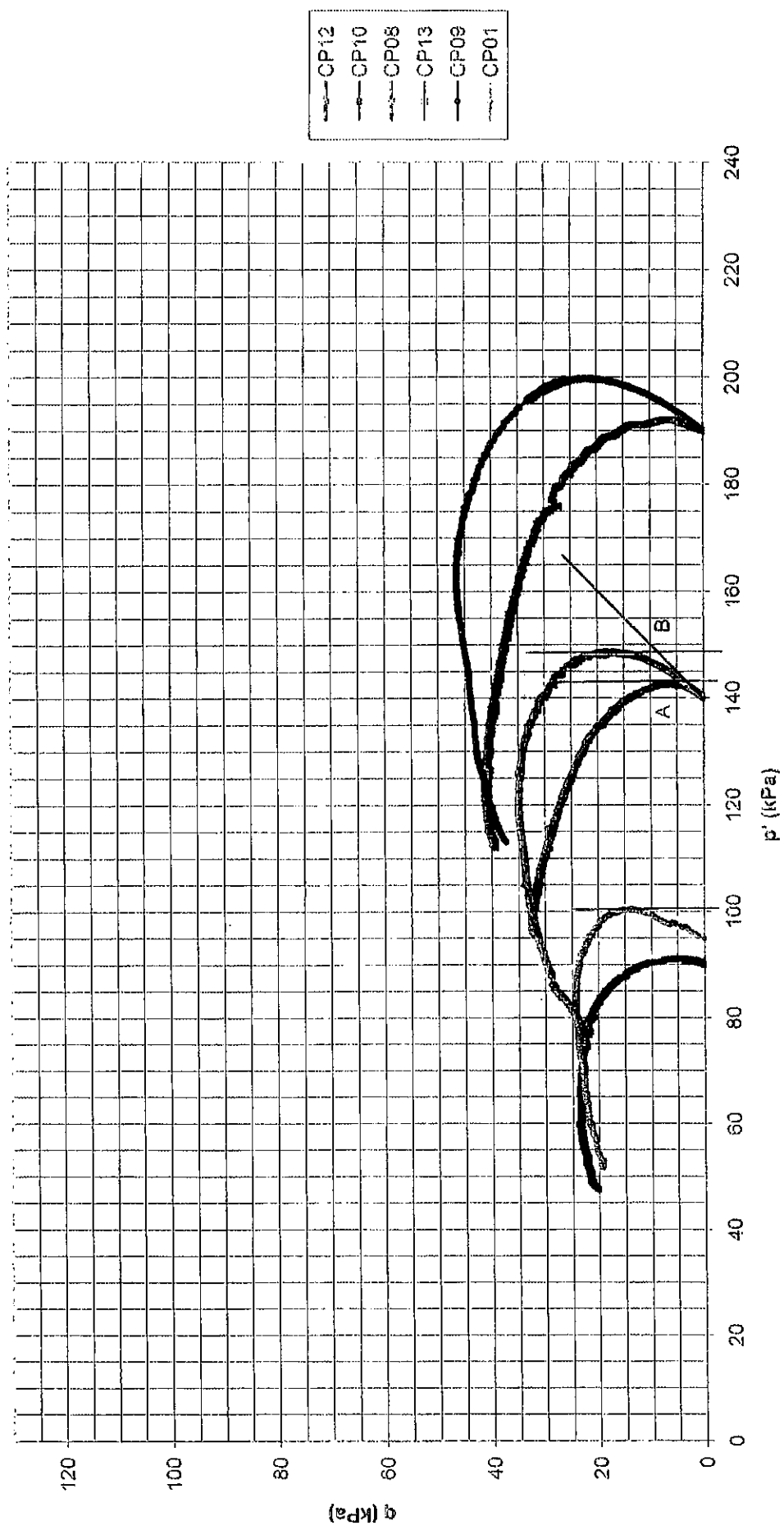
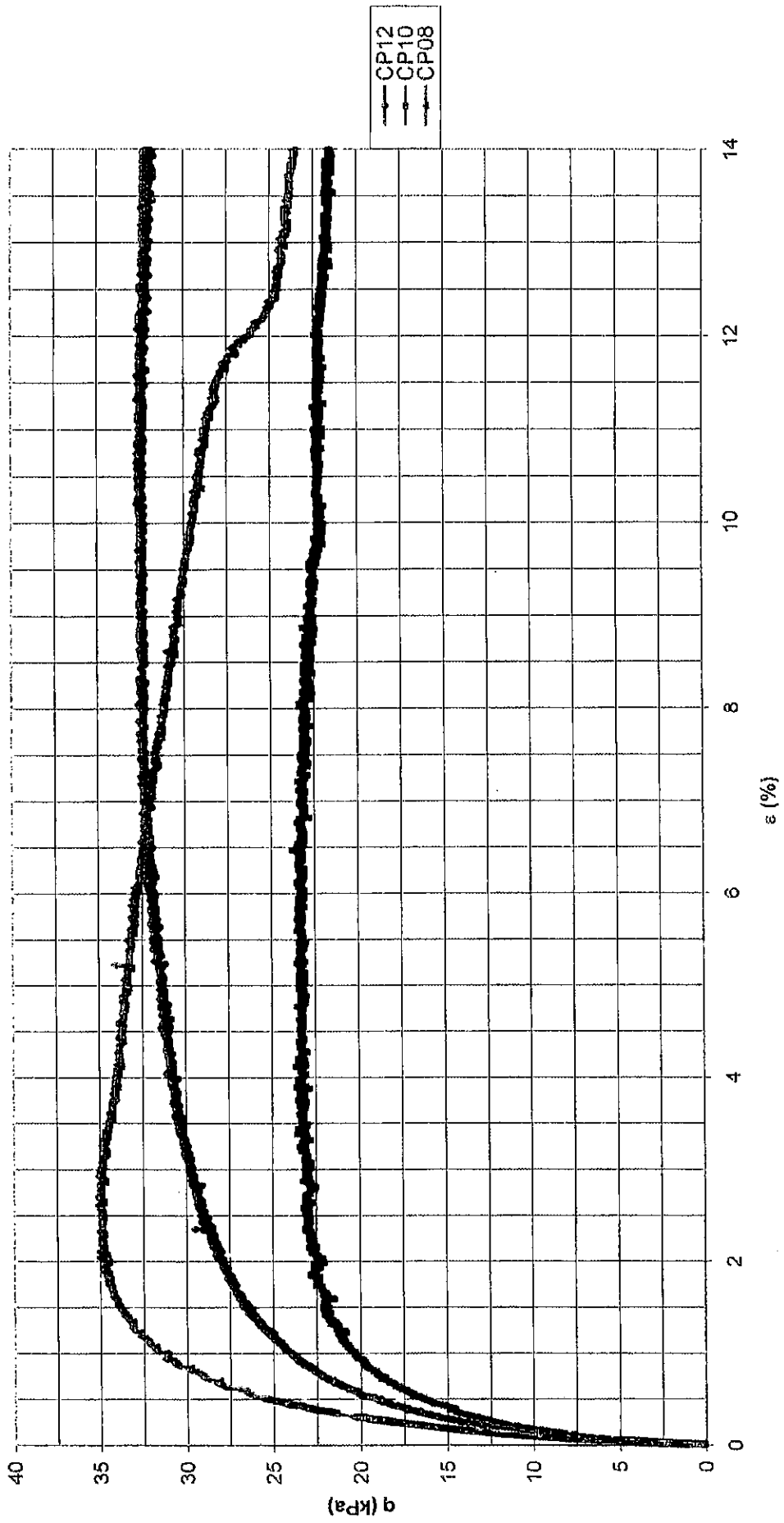


Figura VI.6 - Curvas de caminhos de tensão efetiva - Ensaaios CP01, CP08, CP09, CP10, CP12 e CP13



VI.7 - Curvas de tensão desviadora x deformação cisalhante - Ensaios CP08, CP10 e CP12

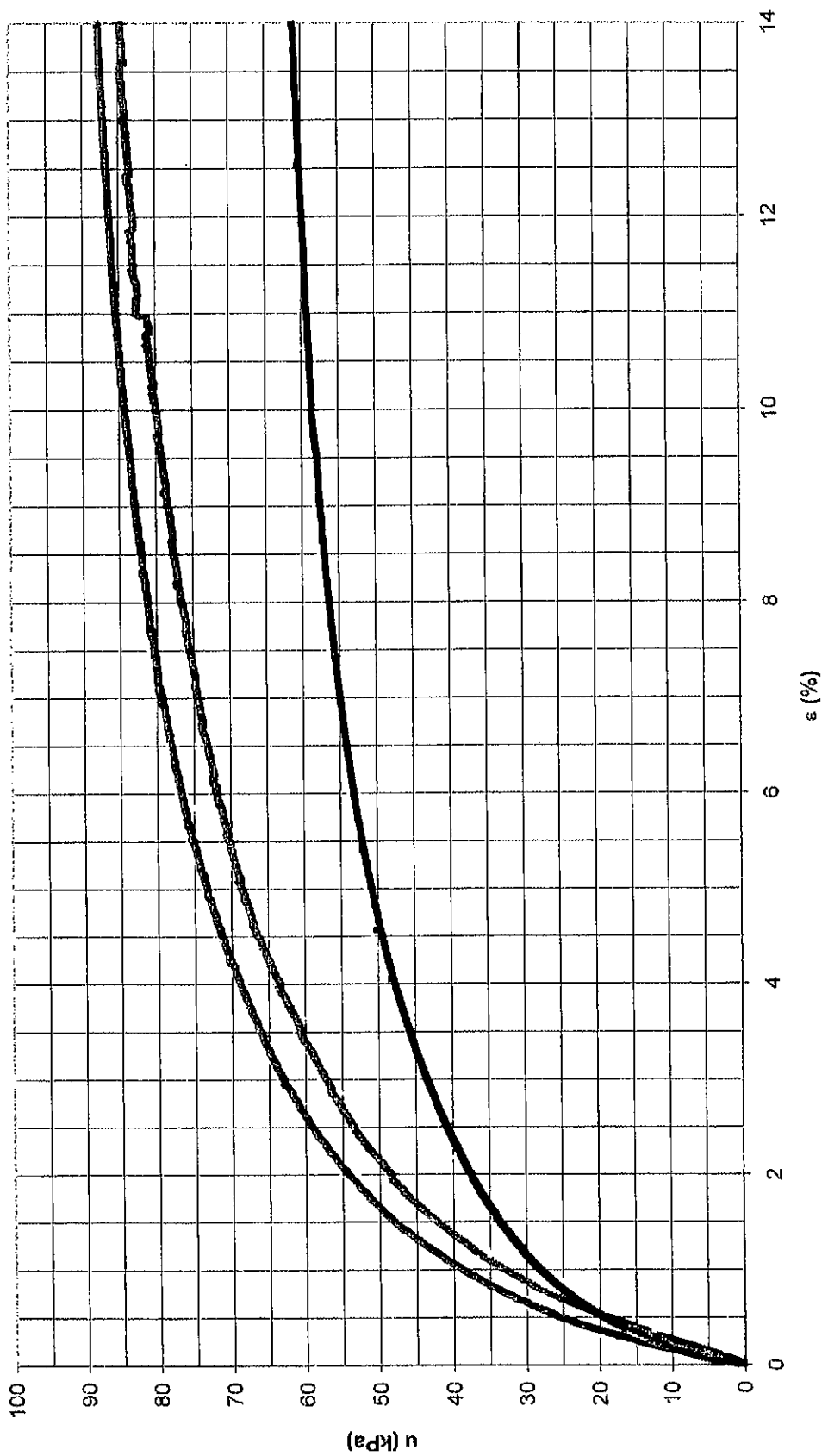


Figura VI.8 - Curvas de poro-pressão no cisalhamento x deformação cisalhante - Ensaíos CP08, CP10 e CP12

A tabela VI.5 abaixo, apresenta as comparações:

Ensaio	u (kPa)	ε (%)	d ε /dt (%/min)	tg ϕ_{mob}
Flu-01	31	1.20	0.01	-
CP10	31	1.33	0.011	0.2327
Erro (%)	-	6.70	10	-
Ensaio	u (kPa)	ε (%)	d ε /dt (%/min)	tg ϕ_{mob}
Flu-05	33	1	0.10	-
CP08	33	1.27	0.11	0.1753
Erro (%)	-	27	10	-
Ensaio	u (kPa)	ε (%)	d ε /dt (%/min)	tg ϕ_{mob}
Flu-05	74	5	0.01	-
CP12	74	3.84	0.095	0.2757
Erro (%)	-	23.20	5	-

Tabela VI.5 – Comparação entre os ensaios CIU e de fluência não-drenada.

Como visto na tabela VI.5 há uma boa concordância entre os valores de deformação e de velocidade de deformação cisalhante, apesar se saber que a poro-pressão não é função exclusiva de ε . Outro ponto que vem corroborar o modelo de Martins (1992) é que os ensaios Flu-01 e Flu-02 ficaram respectivamente 10000 e 50000 minutos com velocidade aproximadamente constante, o que segundo o modelo caracteriza a ruptura. É bom que se diga que os ensaios Flu-01 e Flu-05, só ficaram com as velocidades aproximadamente constantes após atingirem 3.1 % e 7.6 % de deformação . Essas deformações são bem próximas das deformações de ruptura dos ensaios do tipo CIU CP10 e CP12, o que também é concordante com o modelo de Martins (1992).

Já o ensaio Flu-02 atingiu a velocidade mínima de 0.16 %/min aos 3% de deformação para uma tensão desviadora de 60 kPa, e apresentou uma aceleração desta deformação em diante. Apesar da aceleração, este ultimo ponto também é concordante com o modelo de Martins (1992), uma vez que o ensaio CP10 realizado com uma velocidade de 0.1 %/min teve na ruptura, uma tensão desviadora de 23 kPa aos 3 % de deformação.

A aceleração observada no ensaio Flu-02 é um ponto não previsto no modelo de Martins (1992). Porém na concepção do modelo, se admite que, para deformação zero, a mobilização do atrito também é zero, passando a aumentar com o desenvolvimento da deformação de maneira monótona até que se atinja o máximo valor de atrito mobilizado para um determinado valor de deformação. E neste ponto se deverá ter a derivada da mobilização do atrito com a deformação igual a zero, passando então a mobilização do atrito a permanecer constante e independente da deformação. O que foi exposto para a mobilização do atrito vale igualmente para a poro-pressão. Assim, de uma determinada deformação em diante se teria como constantes a mobilização do atrito e da poro-pressão. A consequência desta concepção é que em um ensaio de fluência não-drenada, a parcela $\sigma' \cdot \text{tg } \phi_{\text{mob}}$ também a partir da deformação de ruptura de um ensaio CIU, deverá permanecer constante. Assim será constante também a velocidade de deformação $d\varepsilon/dt$, o que se presume não ser rigorosamente verdade.

Esta queda da resistência friccional pode estar ligada à queda da mobilização do atrito (caso dos solos sensíveis, dos sobre-adensados, daqueles cujo estado de deformações se aproxime da condição residual e daqueles cujo campo de deformações e tensões não é uniforme). Esta queda pode também estar ligada ao crescimento da poro-pressão após a deformação de ruptura. Este crescimento por sua vez está ligado ao impedimento da fluência hidrostática quando do fechamento da drenagem ao “final” do adensamento primário. Se em um ensaio de fluência, a poro-pressão continuar a crescer após ter sido atingida a deformação de ruptura (e é o que acontece para o ensaio Flu-02), a resistência friccional cairá. Esta queda tem que ser acompanhada de um crescimento da resistência viscosa para que a equação III.8 seja satisfeita. Desta maneira a velocidade de deformação deverá crescer.

Uma outra maneira de “ver” este mecanismo é a seguinte : Combinando a equação da resistência ao cisalhamento da mecânica dos solos clássica, $\tau = \sigma' \cdot \text{tg } \phi$, com a equação III.8 tem-se que :

$$\sigma' \cdot \text{tg } \phi = \sigma' \cdot \text{tg } \phi_{\text{mob}} + \eta \cdot d\varepsilon/dt \quad \text{VI.1}$$

Dividindo ambos os termos por σ' , tem-se que :

$$\text{tg } \phi = \text{tg } \phi_{\text{mob}} + (\eta/\sigma') \cdot d\varepsilon/dt \quad \text{VI.2}$$

O que é o mesmo que dizer que o ângulo de atrito efetivo da mecânica dos solos clássica é função da velocidade $d\varepsilon/dt$, e que existe uma envoltória para cada velocidade de deformação. Considere um ensaio de fluência com uma tensão desviadora tal que leve o corpo de prova à ruptura, ou seja com $\tau > \tau_f$. Quando o corpo de prova atingir a deformação de ruptura, este deverá ter uma velocidade de deformação $d\varepsilon_1/dt = (\tau - \tau_f)/\eta$, e então deverá estar sobre a envoltória correspondente a esta velocidade, figura VI.9.

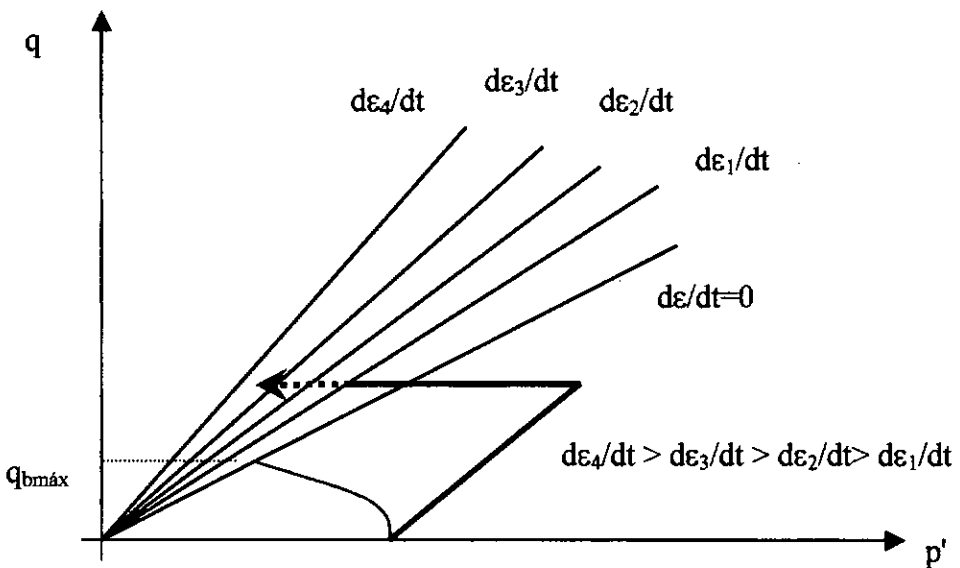


Figura VI.9 – Aceleração na fluência não-drenada devido ao crescimento da poro-pressão após a deformação de ruptura.

Caso o tempo necessário para que o corpo de prova atinja este ponto seja menor que aquele necessário ao completo desenvolvimento da poro-pressão devido ao impedimento da fluência hidrostática, será de se esperar que a poro-pressão continue a crescer.

Com este crescimento o caminho de tensões efetivas se deslocará para a esquerda, e então o corpo de prova deverá estar sobre uma nova envoltória, correspondente à uma velocidade maior que a anterior, uma vez que esta envoltória está a esquerda da primeira. Continuando este processo o que se observaria seria uma aceleração do corpo de prova, fazendo jus ao que se observa no ensaio Flu-02.

Antes de se continuar com a comparação dos resultados deve-se dar destaque as altíssimas velocidades apresentadas pelos corpos de prova no início dos ensaios. Para os ensaios Flu-01, Flu-02 e Flu-05 as velocidades foram respectivamente de 80 %/min, 24 %/min e 37 %/min. Estas velocidades não podem ser contempladas pelo modelo de Martins (1992), uma vez que os carregamentos neste modelo são considerados como quasi-estáticos.

Continuando com a comparação da tabela VI.4, os campos da tangente do ângulo de atrito mobilizado para os ensaios Flu-01 e Flu-05 foram propositadamente deixados em branco pelo seguinte motivo:

Para se efetuar esse cômputo utiliza-se a seguinte equação :

$$\tan \phi_{\text{mob}} = (q - V) / (p'^2 - q^2)^{1/2} \quad \text{III.19}$$

Onde V é a tensão cisalhante de origem viscosa em um plano que faz 45° com os planos principais. Nos ensaios CIU convencionais esta estimativa é o “salto” de viscosidade e é obtida com o auxílio dos caminhos de tensão efetiva traçados nos gráficos $p' \times q$. Porém nos ensaios de fluência, como a parcela viscosa varia ao longo do ensaio, é então necessário sabermos qual é o coeficiente de viscosidade $\eta(e)$ e a velocidade de deformação cisalhante em um determinado instante, para se poder calcular a resistência viscosa $V = \eta(e) \cdot d\varepsilon/dt$. Como a velocidade de deformação pode ser facilmente ser calculada, resta saber quanto vale o coeficiente de viscosidade para a tensão de adensamento hidrostático p'_e . Tarefa esta que pode ser executada bastando apenas que se tenha na tensão de adensamento dos ensaios de fluência, um ou mais ensaios CIU. De posse desses ensaios CIU estima-se o “salto” de viscosidade e com a velocidade do ensaio $d\varepsilon/dt$ calcula-se $\eta(e) = V/[d\varepsilon/dt]$.

O salto de viscosidade pode ser estimado traçando-se na tensão de adensamento hidrostático correspondente ao ensaio, uma reta igualmente inclinada em relação aos eixos p' e q , e uma segunda reta vertical e tangente ao caminho das tensões efetivas do ensaio CIU. O “salto” de viscosidade será então a ordenada correspondente ao cruzamento dessas duas retas. Na figura VI.6, os pontos A e B representam as estimativas dos “saltos” de viscosidade para os ensaios CP08 e CP12. Assim para o ensaio CP08 tem-se $V = 8$ kPa e para o ensaio CP12 V vale 4 kPa.

Com esses valores de V pode-se saber o valor de $\eta(e)$ para os ensaios CP08 e CP12. Considerando que o ensaio CP08 foi realizado com uma velocidade de 0.1 %/min e que o ensaio CP12 foi realizado com a velocidade de 0.01 %/min chega-se aos valores de $\eta(e)$ mostrados na tabela VI.6.

Ensaio	V estimado	d ϵ /dt (%/min)	$\eta(e)$
CP08	8	0.1	80
CP12	4	0.01	400

Tabela VI.6 – Calculo do coeficiente de viscosidade do solo para $p'e = 140$ kPa.

Com valores de $\eta(e)$ tão discrepantes não se pode fazer uma estimativa acurada da tangente do ângulo de atrito mobilizado. Porém como esses valores são tão diferentes pode-se questionar se o coeficiente de viscosidade é função apenas do índice de vazios e .

Para se fazer uma análise da dependência do coeficiente de viscosidade com a velocidade de deformação é preciso estimar a curva de viscosidade do solo. E para levar a cabo esta tarefa, é necessário que nos ensaios de fluência a todo momento se saiba a parcela da tensão cisalhante aplicada que é devida a resistência friccional, para que por diferença, se saiba a resistência viscosa.

Segundo o modelo de Martins (1992) a poro-pressão e a mobilização do atrito são tidas como funções exclusivas da deformação cisalhante, e como decorrência imediata deste fato, a resistência friccional também será. Assim segundo o modelo de Martins (1992), para uma determinada deformação, se poderia estimar uma resistência friccional diretamente. Apesar de se saber que existe na poro-pressão uma componente que não é função da deformação, o procedimento acima descrito pode ser aceito para ensaios rápidos, onde a influência desta parcela é menor. No presente estudo este procedimento pode ser utilizado nos ensaios Flu-01, Flu-02 e Flu-05, uma vez que os mesmos atingem no mínimo 90 % da deformação de ruptura até os 2000 minutos. Para tempos desta ordem de grandeza, a poro-pressão dependente do tempo atinge valores em torno de 10 kPa para a velocidades de deformação volumétrica de $3 \times 10^{-8} \text{ s}^{-1}$ (figuras III.11 e III.12), o que representa algo em torno de 10 % do excesso de poro-pressão gerado na fase de cisalhamento. É importante ressaltar que esta poro-pressão deve ser ainda menor

que 10 kPa, uma vez que Thomasi (2000) relata a manifestação de difusão nos ensaios realizados.

Estimada a resistência friccional, passa-se então a estimar a resistência viscosa por diferença entre a tensão cisalhante aplicada (que é constante nos ensaios de fluência) e a resistência friccional. Assim, para uma determinada deformação em um ensaio de fluência é possível saber a resistência viscosa, a velocidade de deformação e o coeficiente de viscosidade $\eta(e)$ do solo. A figura VI.10 mostra o gráfico da resistência viscosa x velocidade de deformação, e a figura VI.11 mostra a dependência do coeficiente de viscosidade com a velocidade de deformação.

Como mostrado na figura VI.10 a curva de viscosidade do solo não é linear, se assemelhando a curva de viscosidade dos fluidos chamados pseudo-plásticos, que podem ser representadas matematicamente por uma função de potência do tipo $\tau = A \cdot d\varepsilon/dt^{1/n}$.

É importante relatar que Taylor (1942), estimou a curva de viscosidade para a argila de Boston no adensamento e também chegou a uma curva não-Newtoniana, pseudo-plástica, conforme mostra a figura VI.12 abaixo.

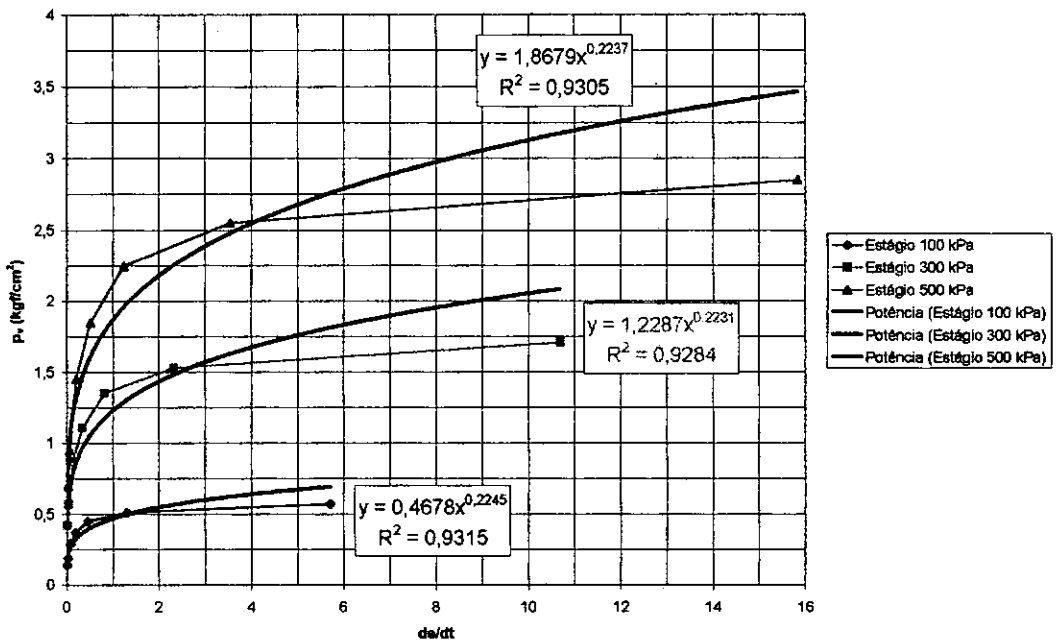


Figura VI.12 – Curva de viscosidade estimada por Taylor para a argila de Boston no adensamento para os estágios de 100, 300, e 500 kPas.

Onde p_v representa a resistência plástica, chamada por Taylor (1942), de 'plastic resistance'.

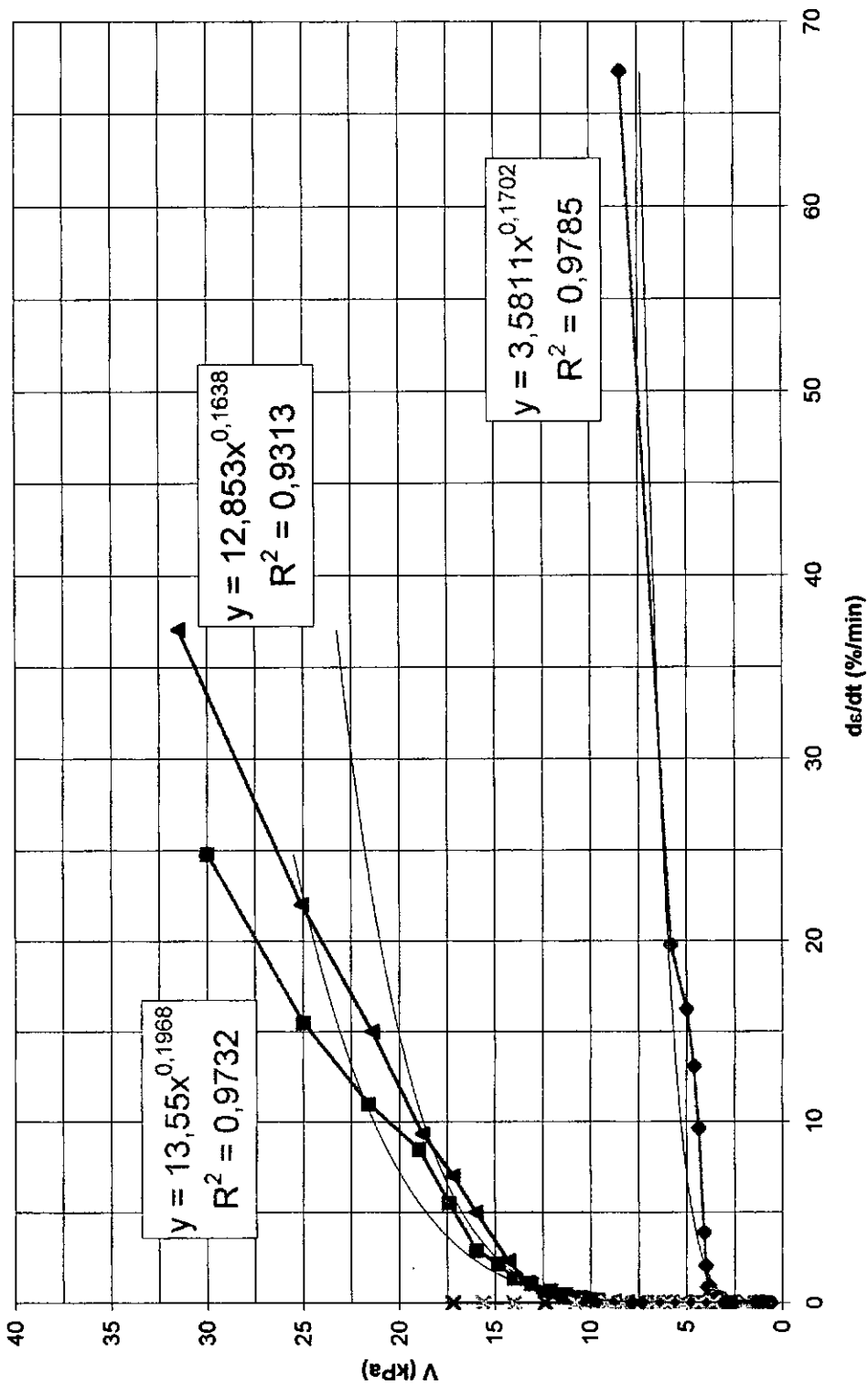


Figura VI.10 - Resistência viscosa V x velocidade de deformação $d\epsilon/dt$ para os ensaios Flu-01, Flu-02 e Flu-05

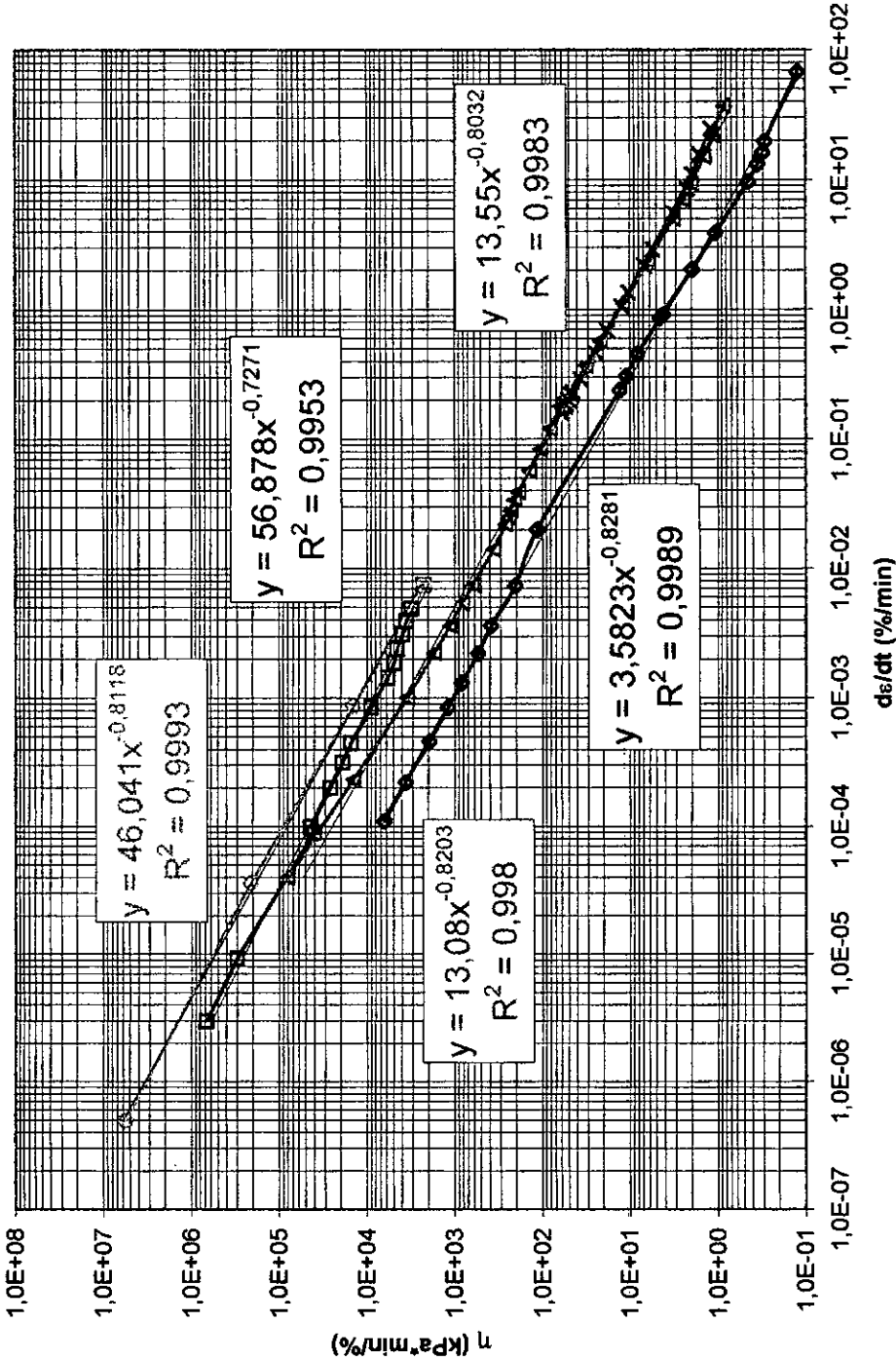


Figura VI.11 - Curvas de viscosidade η x velocidade de deformação $d\epsilon/dt$ para os ensaios Flu-01, Flu-02 e Flu-05

A tabela VI.7 apresenta para os ensaios Flu-01, Flu-02 e Flu-05 os valores de A, n e do coeficiente de correlação R^2 .

Ensaio	A	n	R^2
Flu-01	3.58	5.88	0.9785
Flu-02	13.55	6.11	0.9732
Flu-05	12.85	5.08	0.9313

Tabela VI.7 – Coeficientes das funções de potência para os ensaios Flu-01, Flu-02 e Flu-05 e respectivos coeficientes de correlação.

Segundo Skelland (1967), podem ser enquadrados na categoria de fluidos pseudo-plásticos uma grande variedade de graxas, soluções poliméricas, maionese, certas tintas e **suspensões coloidais** (que é o caso dos solos argilosos). Segundo Skelland (1967), nesta categoria de fluidos é comum se observar que abaixo de uma determinada velocidade, o fluido se comporta como se fosse Newtoniano, o mesmo se observando para velocidades altas.

Segundo Skelland (1967), isso se explicaria pelas características geométricas das partículas ou moléculas que estão em suspensão em fluidos. Para baixas velocidades, as partículas estariam distribuídas de maneira aleatória devido ao movimento Browniano, conferindo ao fluido uma apreciável resistência ao escoamento. Para velocidades altas, o que se teria é uma tendência de orientar essas partículas segundo a direção da maior dimensão da partícula, diminuindo a resistência do fluido ao escoamento, ou seja, diminuindo a coeficiente de viscosidade.

Uma outra possível explicação para esse comportamento, segundo Skelland (1967), seria a mudança na interação de partículas possuidoras de camadas de solvatação causadas pela velocidade de deformação. Camada de solvatação é a camada do fluido dispersante, que adere as partículas dispersas devido a atração elétrica que os coloides (e as partículas de argila tem dimensões coloidais) exercem sobre moléculas polares e/ou dipolos (é interessante lembrar que a água é um dipolo). No presente estudo esta camada de solvatação seria a camada de água adsorvida muito viscosa. Assim, velocidades de cisalhamento altas diminuiriam a interação entre as partículas, e conseqüentemente o coeficiente de viscosidade. Para o solo estudado, só foi possível observar o comportamento Newtoniano para velocidades altas, acima de 1 %/min.

Talvez a tixotropia observada no ensaio Flu-05 tenha afetado a curva de viscosidade para velocidades baixas, fazendo com que não se pudesse observar o comportamento Newtoniano para baixas velocidades de deformação.

Como levantado nesta discussão, e segundo o gráfico da figura VI.11, o coeficiente de viscosidade do solo não é função exclusiva do índice de vazios, sendo assim função também da velocidade de deformação cisalhante. É interessante observar os altos valores dos coeficientes de correlação entre os dados experimentais e as funções de potência.

A partir do gráfico da resistência viscosa em função da velocidade de deformação, figura VI.10, pode-se computar a função C_0 , bastando dividir os valores de V dos ensaios Flu-01, Flu-02 e Flu-05 por p'_e . De posse da função C_0 , pode-se reproduzir a função de viscosidade para qualquer tensão de adensamento hidrostático p'_e . A figura VI.13 mostra a função C_0 . Na figura VI.13 constam também os ensaios CP01, CP08, CP09, CP10, CP12 e CP13. Para que estes ensaios fossem considerados, foram estimados os valores do “salto” de viscosidade pelo processo gráfico descrito anteriormente, e então de posse das velocidades dos ensaios, e das respectivas tensões de adensamento hidrostático, calculou-se os valores de C_0 . A tabela VI.8 abaixo, resume os valores dos “saltos” de viscosidade, tensões de adensamento hidrostático, velocidades de deformação cisalhante e valor da função C_0 para todos os ensaios CIU.

Ensaio	$d\varepsilon/dt$ (%/min)	p'_e (kPa)	V estimado (kPa)	C_0
CP01	0.10	95	5.0	0.0526
CP08	0.10	140	8.0	0.0571
CP09	0.10	190	5.2	0.0274
CP10	0.01	90	2.6	0.0289
CP12	0.01	140	4.0	0.0286
CP13	0.01	190	9.5	0.0500

Tabela VI.8 – Estimativa do valor de C_0 para os ensaios CIU.

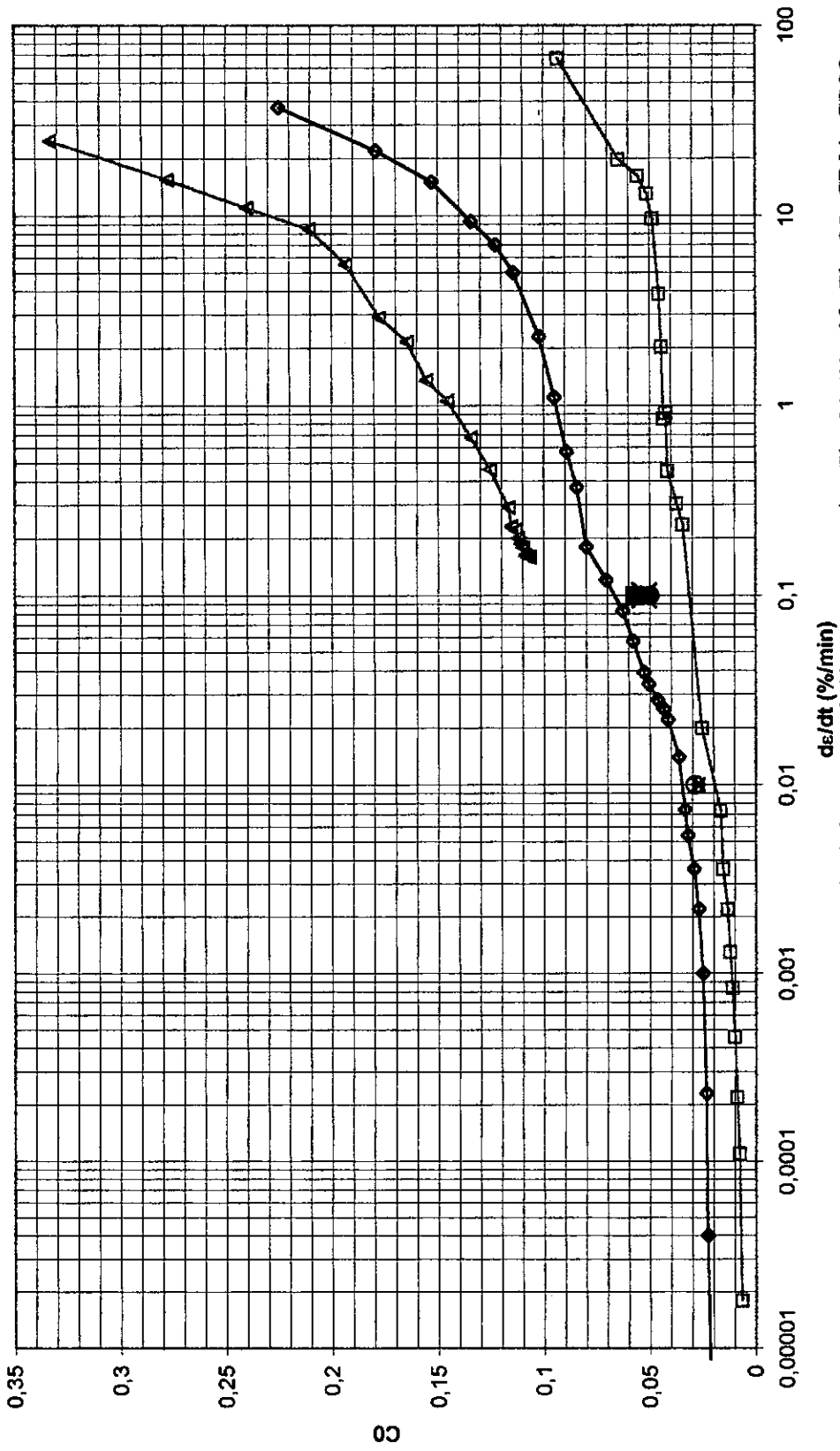


Figura VI.13 - Função C_0 x velocidade de deformação de/dt para os ensaios Flu-01, Flu-02, Flu-05, CP01, CP08, CP09, CP10, CP12 e CP13

A figura VI.13 mostra uma boa concordância entre os valores C_0 calculados com os ensaios do tipo CIU e o ensaio de fluência Flu-05. Os ensaios Flu-01 e Flu-02 apesar de apresentarem a mesma forma que a da curva do ensaio Flu-05, estão respectivamente abaixo e acima da curva do ensaio Flu-05. Provavelmente esta discrepância se deve a alguma incerteza na determinação exata do início do ensaio, devido aos problemas citados anteriormente com o sistema de aplicação de carga e com os top-caps utilizados.

Pois se há alguma incerteza na determinação exata do começo do ensaio, ela se refletirá no cômputo das deformações, porém não se refletirá no cômputo das velocidades de deformação.

Admita-se que exista uma incerteza E no cálculo da deformação, devido por exemplo, ao cômputo incorreto da rotação do top-cap como sendo deformação do corpo de prova. Assim sendo, a deformação computada será igual a deformação verdadeira mais o erro cometido, ou seja:

$$\varepsilon = \varepsilon_{\text{verdadeiro}} + E \quad \text{VI.3}$$

A partir do momento em que o top-cap retornar a posição horizontal, que deve ser logo no início do ensaio, a incerteza não deve mais variar, ou seja, a partir desse momento $dE/dt = 0$. Assim o cálculo das deformações estará “contaminado” com o erro E , mas não o cômputo da velocidade de deformação $d\varepsilon/dt$, uma vez que :

$$d\varepsilon/dt = d(\varepsilon_{\text{verdadeiro}} + E)/dt = d\varepsilon_{\text{verdadeiro}}/dt + dE/dt = d\varepsilon_{\text{verdadeiro}}/dt + 0 = d\varepsilon_{\text{verdadeiro}}/dt$$

Outro ponto a ser colocado nesta análise é o da manifestação da tixotropia. Segundo a mecânica dos solos clássica, a tixotropia é o ganho de resistência que um solo apresenta após ter sido deformado e ter sido deixado em repouso, ou seja, com velocidade de deformação igual a zero. Porém o que se observou neste estudo, e o que observaram Vaid e Campanella (1977), é que o ganho de resistência acontece mesmo existindo uma pequena velocidade de deformação, como é o caso do ensaio Flu-05. Neste ensaio o corpo de prova quando foi submetido ao “step-creep”, apresentava até então, velocidades de deformação da ordem de 2 a 3 x 10⁻⁶ %/min. Na figura VI.11 estão representados os estágios de carregamento e de descarregamento do “step-creep” realizado. Vê-se mais uma vez, uma grande concordância entre os valores dos

coeficientes de viscosidade e as respectivas velocidades de deformação, mostrada pelos altos valores dos coeficientes de correlação, que beiram a unidade. Ambos os estágios de carregamento e de descarregamento podem assim ser descritos por funções de potência, com a diferença observada nas constantes A e n. Aliás, essa diferença de comportamento já tinha sido observada por Taylor (1942) para o caso do adensamento, como atesta o seguinte trecho transcrito a seguir.

“..., it is possible that the maximum resistance is dependent not only on the speed of distortion at the time, but also to some degree on speeds of distortion previously obtained; little is known regarding this matter, but some recent test data which are available indicate that it has but small effect at most and thus need not be considered herein because its effect is probably about the same in all consolidation increments.”

Pelo o que foi colocado acima pode-se levantar a hipótese da tixotropia ser um fenômeno ligado a velocidade de deformação, pois do contrário surge a seguinte pergunta : Se a tixotropia leva a um aumento da resistência ao cisalhamento (formação de vínculos entre as partículas argilosas ou uma espécie de coesão), por que é que o corpo de prova do ensaio FLU-05 não atingiu a velocidade de deformação zero, uma vez que a tixotropia é responsável pelo acréscimo de 50 % na resistência oferecida para velocidades da ordem de 10^{-2} %/min? Não só o ensaio Flu-05 não atingiu a velocidade zero, como permaneceu na velocidade de $2-3 \times 10^{-6}$ %/min dos 40000 aos 95000 minutos, como atestam os gráficos das figuras V.14, V.17 e V.18.

Finalizando a análise dos resultados será verificada a influência da difusão nestes três ensaios, para tanto, basta se comparar a umidade computada ao final do adensamento hidrostático com as umidades obtidas com a secagem na estufa das cinco partes em que foram divididos os corpos de prova, apresentadas na tabela VI.9 abaixo.

Parte do Corpo de Prova	Flu-01	Flu-02	Flu-05
Topo	63.24	61.60	58.20
Terço Superior	63.01	61.83	57.94
Terço Central	62.55	61.47	57.62
Terço Inferior	63.17	62.10	58.13
Base	63.24	63.32	58.35

Tabela VI.9 – Distribuição de umidade nos corpos de prova.

Comparando com as umidades computadas após a fase de adensamento nos ensaios Flu-01, Flu-02 e Flu-05, que são respectivamente 62.31 %, 62.00 % e 55.55 %, concluiu-se que houve realmente difusão de água pelas duas membranas de látex untadas pela graxa de silicone. Observa-se que a difusão é tanto maior quanto maior for o tempo de ensaio. Para o ensaio Flu-02, que durou 45 minutos, não houve difusão. Para o ensaio Flu-01, que durou 20000 minutos a difusão é questionável, devido aos erros correntes na determinação da umidade. Por fim, para o ensaio Flu-05 ela é indiscutível. Destaca-se também, a partir da distribuição razoavelmente uniforme de umidade, que os “free-ends” utilizados se mostraram eficientes em prevenir a formação prematura das superfícies de ruptura.

CAPÍTULO VII - CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA PESQUISAS FUTURAS.

VII.2 – CONCLUSÕES

A partir do que foi analisado nesta tese, pode-se tirar as seguintes conclusões :

- 1) A aplicação da teoria dos processos cinéticos, tal como feita por Mitchell et al. (1968), para explicar o fenômeno da fluência não-drenada não é correta.
- 2) O modelo de Martins (1992) se mostrou válido para os ensaios analisados neste estudo, apesar da poro-pressão não ser função exclusiva da deformação cisalhante. Cogita-se que o modelo de Martins (1992) possa vir a ser admitido como razoavelmente correto para ensaios de curta duração, ou para aqueles onde a parcela da tensão normal viscosa puder ser desprezada.
- 3) A aceleração observada no ensaio Flu-02 está ligada ao crescimento da poro-pressão que continua mesmo após a deformação de ruptura, fazendo com que haja uma diminuição da resistência friccional e um conseqüente aumento da velocidade de deformação.
- 4) A hipótese formulada por Martins (1992) da resistência viscosa ser uma função linear da viscosidade não é verdadeira. Para o solo estudado nesta tese essa função é não-linear, e pode ser representada por uma função de potência.
- 5) A hipótese de Martins (1992), do coeficiente de viscosidade ser uma função exclusiva do índice de vazios não é verdadeira para o solo estudado nesta tese. O coeficiente de viscosidade depende também da velocidade de deformação cisalhante $d\varepsilon/dt$.
- 6) A resistência viscosa do solo depende da história de velocidades de deformação previamente sofrida pelo solo.
- 7) Houve a interferência da tixotropia nos ensaios de fluência realizados neste estudo e presume-se que haja uma ligação entre velocidade de deformação cisalhante e tixotropia.
- 8) O fenômeno de difusão foi observado nos ensaios realizados neste estudo.
- 9) Os altos coeficientes de correlação observados nas curvas $V \times d\varepsilon/dt$ e $\eta \times d\varepsilon/dt$, indicam a manifestação do fenômeno de viscosidade no processo de fluência.

VII.3 – SUGESTÕES PARA PESQUISAS FUTURAS

Sugere-se para continuação do estudo do comportamento viscoso dos solos argilosos saturados, as seguintes propostas:

- 1) Estudar o fenômeno da tixotropia nos ensaios triaxiais, e sua relação com a velocidade de deformação.
- 2) Estudar os carregamentos drenados sob a ótica do modelo de Martins (1992).
- 3) Estudar a fluência não-drenada em solos que apresentem uma resistência viscosa acentuada.
- 4) Estudar a fluência drenada a partir do modelo de Martins (1992).

Esta última sugestão poderia feita a partir da seguinte conjectura:

Quando em campo se aplica um acréscimo de tensão, resultante de uma obra qualquer assente sobre uma camada de solo, o que acontece de fato, é um fenômeno muito mais próximo da fluência drenada que da não-drenada. Isso se deve porque no campo, não podemos “fechar” a drenagem como no laboratório, e assim alguma dissipação de poro-pressão e drenagem deverá ocorrer. Se a drenagem será grande ou pequena dependerá de um grande número de fatores, mas com certeza ela ocorrerá.

Admitido que haverá drenagem, haverá então redução do índice de vazios e um conseqüente aumento da resistência ao cisalhamento do solo. Assim teremos uma “briga” entre a fluência e o adensamento, sendo que quem ganhar esta briga define o “destino” do solo. Caso seja a fluência, ocorrerá a ruptura, caso seja o adensamento, não ocorrerá ruptura.

Poder-se-ia num procedimento a favor da segurança, desprezar a variação de volume e ganho de resistência, e considerar o fenômeno como não-drenado, porém este procedimento pode ser bastante antieconômico.

Conforme o modelo de Martins (1992) a fluência drenada poderia ser vista da seguinte forma:

Considere um corpo de prova adensado a tensão de adensamento hidrostático A , cuja curva básica associada é A_1A_2 , figura VII.1 abaixo. Se for realizado neste corpo de prova um ensaio de fluência não-drenada com $\tau = \tau_{A_2}$, o que se deve esperar é que o

mesmo venha a romper no ponto A_2 com velocidade zero, uma vez que A_2 pertence à envoltória correspondente a $\phi_{mob} = \phi_b$. Se em vez do ensaio ser não-drenado ele fosse drenado, o corpo de prova iria parar em algum ponto a direita de A_2 , por exemplo B , pois parte da poro-pressão que deveria ser gerada no cisalhamento seria dissipada. Como em B a velocidade é zero, o ponto B deve pertencer a uma outra curva básica, no caso B_1B_2 , que como está à direita de A_1A_2 , indica que houve um correspondente adensamento hidrostático de A_1 para B_1 durante o cisalhamento.

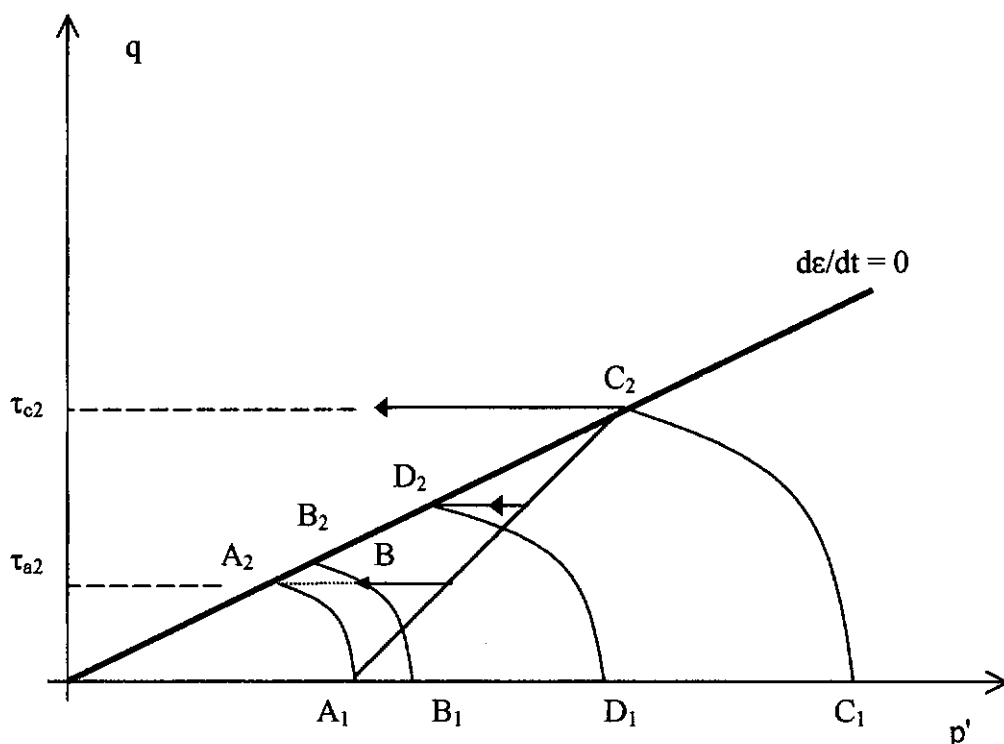


Figura VII.1 – Determinação do ponto ótimo de projeto.

No outro extremo considere outro corpo de prova adensado à mesma tensão A . Se neste corpo de prova fosse feito um ensaio CD com “velocidade zero” o mesmo atingiria a ruptura em C_2 , que está sobre a envoltória $\phi_{mob} = \phi_b$, cuja tensão cisalhante máxima é τ_{c2} . Como por C_2 passa também outra curva básica, nomeada C_1C_2 , conclui-se que durante o cisalhamento ocorreu um correspondente adensamento hidrostático de A_1 para C_1 . Porém se ao invés de um ensaio CD, fosse realizado um ensaio de fluência drenada, com $\tau = \tau_{c2}$, o que aconteceria é que mesmo com a drenagem aberta, o corpo de prova viria a romper, uma vez que o mesmo já partiu da envoltória correspondente a

velocidade zero e se desloca para a esquerda, sem ter tempo suficiente para efetuar o adensamento de A_1 para C_1 .

Assim como temos num extremo um ensaio de fluência drenada com $\tau = \tau_{A2}$ que estabiliza em B, e no outro extremo um ensaio de fluência drenada com $\tau = \tau_{C2}$ que rompe, é de se esperar que exista uma tensão τ ($\tau_{A2} < \tau < \tau_{C2}$), para a qual um corpo de prova submetido a um ensaio de fluência drenada venha a estabilizar sobre a envoltória correspondente à velocidade zero. Representando este ponto pela letra D_2 , teríamos que para esta tensão de cisalhamento, o tempo que o corpo de prova levaria de E à D_2 seria igual ao tempo necessário para que houvesse um correspondente adensamento hidrostático de A até D_1 . Este ponto seria o ponto ótimo de projeto, que conciliaria a máxima economia e segurança.

BIBLIOGRAFIA

- AKAI, K., ADACHI, T., ANDO, N., 1975, "Existence of a Unique Stress-Strain- Time Relation of Clays", *Soils and Foundations*, v. 15, n. 1, pp. 1-16;
- ANDERSLAND, O. B., DOUGLAS, A. G., 1970, "Soil Deformation Rates and Activation Energies", *Geotechnique*. 20, n° 1 pp. 1-16;
- ATKINSON, J. H., BRANSBY, P. L., 1978, "The Mechanics of Soils – An Introduction to Critical State Soil Mechanics". 1ª edição – London, Mc Graw-Hill Book Company (UK) Limited;
- ARULANANDAN, K., SHEN, C. K., YOUNG, R. B., 1971, "Undrained Creep Behaviour of a Coastal Organic Silty Clay", *Canadian Geotechnical Journal*, v. 21, n. 4, pp. 359-375;
- BALLA, A., 1960, "Stress Conditions in Triaxial Compression", *Journal of the Soil Mechanics and Foundations Division*, v. 86, n. SM6 (Dec), pp. 57-84;
- BISHOP, A.W. e HENKEL, D. J., 1962, *The Measurement of Soil Properties in the Triaxial Test*. Edward Arnold, London;
- BISHOP, A. W., LOVENBURY, H. T., 1969, "Creep characteristics of two Undisturbed Clays", In: *Proceedings of the 7th ICSMFE*, v. 1, pp. 29-37, Moscow;
- BORJA, R. I., KAVAZANJIAN, Jr., 1985, "A Constitutive Model for the Stress-Strain-Time Behavior of 'Wet' Clays", *Geotechnique*, n. 35, pp. 283-298;
- BOUDALI, M., LEROUEIL, S. e MURTHY, B. R. S., (1994), "Viscous Behaviour of Natural Clays", In: *Proceedings of the 13th ICSMFE*, Vol. 1, pp. 411-416, New Delhi;

- BUTTERFIELD, R., 1979, "A natural Compression Law for Soils (an advance on e-log p' ", *Geotechnique*, V. 27, pp. 469-480;
- CAMPANELLA, R. G., VAID, Y. P., 1974, "Triaxial and Plane Strain Creep Rupture of na Undisturbed Clay", *Canadian Geotechnical Journal*, v. 11, n. 1, pp.1-10;
- CASAGRANDE, A., WILSON, S. D., 1950, "Effect of Rate of Loading on the Strength of Clays and Shales at Constant Water Content", *Geotechnique*, vol. 2, n. 3, pp. 251 - 263.
- CENPES/PETROBRAS, 1999, "Investigação dos Efeitos da Velocidade de Deformação e do Tempo sobre o Comportamento de Solos Argilosos. Projeto COPPETEC N.º ET-150768, Relatório Parcial (Janeiro/1999).
- FEDA, J., 1989, "Interpretation of Creep of Soils by Rate Process Theory", *Geotechnique*, 39, nº 4 pp. 667-677;
- FINN, W. D. L., SHEAD, D., 1973, "Creep and Creep Rupture of an Undisturbed Sensitive Clay", In: *Proceedings of the 8th ICSMFE*, v. 1.1, pp. 135-142;
- GARCIA, S. G. F., 1996, "Relação entre o Adensamento Secundário e a Relaxação de Tensões de uma Argila Mole Submetida à Compressão Edométrica". Tese de M. Sc., COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro, Brasil;
- GARLANGER, J. E., 1972, "The Consolidation of Soils Exhibiting Creep Under Constant Effective Stress", *Canadian Geotechnical Journal*, v. 22, n. 1, pp. 71-78;
- GLASSTONE, S., LAIDLER, K. J., EYRING, H., 1941, *The Theory of Rate Processes*, McGraw-Hill Book Company, Inc.;
- GUIMARÃES, P. F., 2000, "Estudo da Influência da Velocidade de Deformação na Resistência Não-Drenada das Argilas". Tese de M. Sc., COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro, Brasil.

- HOLZER, T. L., HOEG, K., ARULANANDAN, K., 1973, "Excess Pore Pressures During Undrained Clay Creep", *Canadian Geotechnical Journal*, v. 10, n. 12, pp. 12-24;
- KABBAJ, M., 1985, *Aspects Rhéologiques des argiles naturelles en Consolidation*. Ph.D. Thesis, Université de Laval, Ste-Foy, Canada;
- KAVAZANJIAN Jr., E., MITCHELL, J. K., 1980, "Time-Dependent Deformation Behavior of Clays", *Journal of Geotechnical Engineering*, v. 106, n°. GT6, pp. 611-630.
- KIMURA, T., SAITOH, K., 1983, "The Influence of Strain Rate on Pore Pressure in Consolidated Undrained Triaxial Test on Cohesive Soils", *Soils and Foundations*, JSSMFE, vol. 23, n. 1, (mar), pp. 80-90.
- KUHN, M. R., MITCHELL, J. K., 1993, "New Perspectives on Soil Creep", *Journal of Geotechnical Engineering*, Vol. 119, no 3, pp. 507-524.
- KUTTER, B. L., SATHIALINGAM, N., 1992, "Elastic-Viscoplastic Modeling of the Rate-Dependent Behavior of Clays", *Geotechnique* 42, n° 3, pp. 427-441.
- LACERDA, W. A., 1976, *Stress-relaxation and Creep Effects on Soil Deformation*. Ph.D. Thesis Dissertation, University of California at Berkeley;
- LIMA, G. da P., 1993, *Estudo de uma Teoria Não-Linear para o Adensamento Unidimensional*, Tese de M. Sc., COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro, Brasil;
- LEROUIEL, S., SAMSON L., e BOZOZUK, M., 1983, "Laboratory and Field Determination of Preconsolidation Pressures at Gloucester", *Canadian Geotechnical Journal*, v. 20, n. 4, pp. 803-816;
- LEROUEIL, S., KABBAJ, M., TAVENAS, F. et al., 1985, "Stress-Strain-Strain Rate Relation for the Compressibility of Sensitive Natural Clays", *Canadian Geotechnical Journal*, v. 35, n. 2, pp. 159-180;

- LEROUEIL, S., KABBAJ, M., TAVENAS, F., 1988, "Study of the Validity of a $\sigma_v - \varepsilon_v$ - $\dot{\varepsilon}$ Model in In Situ Conditions ", *Soils and Foundations*, JSSMFE, v. 28, n. 3, pp. 13-25;
- LEROUEIL, S., MARQUES, M. E. S., 1996, "Importance of Strain Rate and Temperature Effects in Geotechnical Engineering";
- LO, K. Y., 1961, "Secondary Compression of Clays", *Journal of the Soil Mechanics and Foundations Division*, v. 87, n. SM4, pp.61-87;
- LO, K. Y., 1969, "The Pore Pressure-Strain Relationship of Normally Consolidated Undisturbed Clays. Part I – Theoretical Considerations", *Canadian Geotechnical Journal*, v. 6, n. 4 (Nov), pp. 383-394;
- LO, K. Y., 1969, "The Pore Pressure-Strain Relationship of Normally Consolidated Undisturbed Clays. Part II – Experimental Investigation and Practical Applications", *Canadian Geotechnical Journal*, v. 6, n. 4 (Nov), pp. 395-412;
- MARTINS, I. S. M., 1983, *Sobre Uma Nova Relação Índice de Vazios Tensão em Solos*. Tese de M. Sc., COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro, Brasil;
- MARTINS, I. S. M., 1992, *Fundamentos de Um Modelo de Comportamento de Solos Argilosos Saturados*. Tese de D. Sc., COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro, Brasil;
- MARTINS, I. S. M. e LIMA, G. P., 1996, "Estudo Comparativo entre Teorias de Adensamento Linear e Não Lineares", *Revista Solos e Rochas*, v. 19, n. 1, p.29-43;
- MESRI ET AL., 1981, "Shear-Stress-Strain Time Behavior of Clays", *Geotechnique*, 31 n° 4, pp. 537-552.
- MITCHELL, J. K., 1960, "Fundamental Aspects of Thixotropy in Soils", *Journal of the Soil Mechanics and Foundations Division*, v. 86, n. SM3 , pp. 19-52;

- MITCHELL, J. K., CAMPANELLA, R. G., SINGH, A. 1968, "Soil Creep as a Rate Process", *Journal of the Soil Mechanics and Foundations Division*, v. 94, n°. SM1, pp. 231-253.
- MITCHELL, J. K., SINGH, A. 1968, "Bonding, Effective Stresses, and Strength of Soils", *Journal of the Soil Mechanics and Foundations Division*, v. 95, n°. SM5, pp. 1219-1246.
- MURAYAMA, S., SHIBATA, T., 1961, "Rheological Properties of Clays" In: *Proceedings of the 5th ICSMFE*, v. 1, pp. 269-273;
- O'REILLY et al., 1989, "Viscous Effect Observed in Tests on an Anisotropically Normally Consolidated Silty Clay", *Geotechnique* 39, n° 1, pp. 153-158.
- PUSCH, R., FELTAHAM, P., 1980, "A Stochastic Model of the Creep of Soils", *Geotechnique* 30, n° 4, pp. 497-506.
- ROUSE, H. e HOWE, J. W. 1953, *Basic Mechanics of Fluids*, New York, John Wiley & Sons;
- ROWE, P. W., BARDEN, L., 1964, "Importance of Free Ends in Triaxial Testing", *Journal of the Soil Mechanics and Foundations Division*, v. 90, n. SM1 (Jan), pp. 1-27;
- SEKIGUSHI, H., 1984, "Theory of Undrained Creep Rupture of Normally Consolidated Clay Based on Elasto-Viscoplasticity", *Soils and Foundations*, v. 24, n. 1, pp. 129-147.
- SHEN, C. K., ARULANANDAN, K., SMITH, W. S., 1973, "Secondary Consolidation and Strength of a Clay", *Journal of the Soil Mechanics and Foundations Division*, v. 99, n. SM1 (Jan), pp. 95-110;

- SHERIF, M. A., 1965, "Flow and Fracture of Seattle Clays", *Research Series n° 1*, University of Washington, Soil Engineering, January.
- SHIBATA, T., KARUBE, D., 1969, "Creep Rate and Creep Strength of Clays", In: *Proceedings of the 7th ICSMFE*, v. 1, pp. 361-367, Mexico.
- SINGH, A. MITCHELL, J. K., 1969, "Creep Potencial and Creep Rupture of Soils", In: *Proceedings of the 7th ICSMFE*, v. 1, pp. 361-367, Mexico.
- SINGH, A. MITCHELL, J. K., 1969, "General Stress-Strain-Time Function for Soils", , *Journal of the Soil Mechanics and Foundations Division*, v. 94, n°. SM1, pp. 21-47.
- SKELLAND, A. H. P., 1967, *Non-Newtonian Flow and Heat Transfer*, New York, John Wiley & Sons;
- SKEMPTOM, A. W., 1954, " The Poro-pressure Coefficients A and B" , *Géotechnique*, 4(4), pp. 143-147;
- TAYLOR, D. W., 1942, "Research on Consolidation of Clays".*Department of Civil and Sanitary Engineering*, MIT, Serial 82, August;
- TAYLOR, D. W., 1948, *Fundamentals of Soil Mechanics*, New York, John Wiley & Sons;
- TAVENAS et al., 1978, "The use of Strain Energy as a Yield and Creep Criterion for Lightly Overconsolidated Clays", *Geotechnique*. 29, n° 3 pp. 285-303.
- TAVENAS et al., 1978, "Creep Behavior of an Undisturbed Lightly Overconsolidated Clay", *Canadian Geotechnical Journal*, v. 15, pp. 402-423;
- TERZAGHI, K., 1936, "The Shearing Resistence of Saturated Soil and the Angle between the Planes of Shear" In: *Proceedings of the 1st ICSMFE*, v. 1, pp. 54-56, Cambridge, Mass.;

- TERZAGHI, K., 1941, "Undisturbed Clay Samples and Undisturbed Clays" In: *Contributions to Soil Mechanics, 1941-1953*, pp. 45-65;
- THOMAS, C. S., 1994, "Interpretation of Undrained Creep Tests in Terms of Effective Stresses", *Canadian Geotechnical Journal*, v. 32, n. 1, pp. 373-379;
- THOMASI, L., 2000, *Sobre a Existência de uma Parcela Viscosa na Tensão Normal Efetiva*. Tese de M. Sc., COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro, Brasil.
- VAID, Y. P., CAMPANELLA, R. G., 1977, "Time-Dependent Behavior of Undisturbed Clay", *Journal of the Geotechnical Engineering Division*, GT7, pp. 693-709;
- VAID, Y. P., ROBERTSON, P. K. CAMPANELLA, R. G., 1977, "Strain Rate Behavior of Saint-jean-Vianney Clay", *Canadian Geotechnical Journal*, v. 16, pp. 34-42.
- VIALOV, S. S., SKIBITSKY, A. M., 1957, "Rheological Processes in Frozen Soils and Dense Clays" In: *Proceedings of the 4th ICSMFE*, v. 1, pp. 120-124, London;
- WROTH, C. P., HOULSBY, G. T., 1985, "Property Characterization and Analysis Procedures" In: *Proceedings of the 11th ICSMFE*, v. 1, pp. ,San Francisco.