

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICO-QUÍMICA

MONTAGEM E CALIBRAÇÃO DE UM APARELHO DE ZVETKOV PARA
MEDIÇÃO DE γ_1 EM CRISTAIS LÍQUIDOS NEMÁTICOS

Tese submetida à Universidade Federal de Santa Catarina para a obtenção do grau de Mestre em Ciências

ABÍLIO LENZI

FLORIANÓPOLIS
SANTA CATARINA-BRASIL
SETEMBRO-1984

MONTAGEM E CALIBRAÇÃO DE UM APARELHO DE ZVETKOV PARA
MEDIÇÃO DE γ_1 EM CRISTAIS LÍQUIDOS NEMÁTICOS

Abílio Lenzi

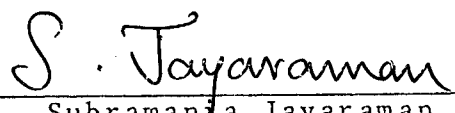
ESTA TESE FOI JULGADA ADEQUADA PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE "MESTRE EM CIÊNCIAS", ESPECIALIZAÇÃO EM FÍSICO-QUÍMICA, E APROVADA EM SUA FORMA FINAL PELO CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO.


Prof. Rosendo Augusto Yunes, Ph. D.
COORDENADOR

BANCA EXAMINADORA:


Prof. Luis Taylor Silveira Siedler, Dr.
ORIENTADOR


Prof. John Dale Gault, Ph. D.


Prof. Subramanja Jayaraman, Ph. D.

À

Aparecida Dolores,
pelo seu amor e de
dicação.

A G R A D E C I M E N T O S

À Universidade para o Desenvolvimento de Santa Catarina (UDESC), em especial, à Faculdade de Engenharia de Joinville (FEJ).

À Fundação Educacional da Região de Joinville (FURJ).

À CAPES, pelo apoio financeiro.

À Universidade Federal de Santa Catarina.

Ao Professor Orientador Luis Taylor Silveira Siedler por sua eficiente orientação e acompanhamento no decorrer dos trabalhos.

Ao Professor José Isidoro A. de Magalhães pelo auxílio no desenvolvimento teórico.

Ao Professor Hugo Alejandro G. Olmeda pela obtenção de MBBA.

Ao Professor John Dale Gault pela obtenção do laurato de potássio e cloreto de decil amônia.

A todos os Professores que participaram direta e indiretamente em minha formação no decorrer deste período.

Aos funcionários da Secretaria e Biblioteca de Pós-Graduação em Físico-Química.

R E S U M OCFM
152

A viscosidade dos cristais líquidos nemáticos é fortemente dependente da orientação entre o alinhamento molecular e a geometria do fluxo, e pode ser alterada por um campo magnético ou elétrico. A rotação de um campo magnético em torno de um recipiente cilíndrico, cheio desse material, produz um torque devido à existência de um coeficiente de viscosidade torcional (twist) γ_1 , característico dos cristais líquidos nemáticos.

A experiência de Zvetkov consiste em medir a variação do torque em função da velocidade angular do campo magnético, o qual nos dá condições de medir γ_1 . Os materiais usados foram: cianobifenils puros, MBBA, laurato de potássio e cloreto de decil amônia. Os resultados das medidas de viscosidade foram analisados em termos da teoria de Leslie-Erickson.

A B S T R A C T

The viscosity of nematic liquid crystals is strongly dependent on the orientation between the molecular alignment and the geometry of flux, and can be altered by a magnetic or electrical field. The rotation of a magnetic field around a cylindrical recipient full of nematic liquid crystals produce a torque because of the existence of a viscosity coefficient γ_1 , characteristic of liquid crystals.

The experience of Zvetkov, consists of measuring the variation of the torque as a function of the angular velocity of the magnetic field, which enables us to measure γ_1 . The materials used were: pure cyanobiphenyls, MBBA, potassium laurate and decyl ammonium chloride. The results of this study of the viscosity measurement were analysed in terms of the Leslie-Ericksen theory.

Í N D I C E

	<u>PAG.</u>
I - INTRODUÇÃO	
1.1 - Considerações Gerais.....	1
1.2 - Propriedades Magnéticas de Cristais Líquidos Nemáticos	5
1.3 - Propriedades Ópticas dos Cristais Líquidos Nemáticos..	5
1.4 - Propriedades Elásticas dos Cristais Líquidos Nemáticos	6
1.5 - Viscosidade.....	7
II - TEORIA DE LESLIE-ERICKSEN E O EXPERIMENTO DE ZVETKOV	
2.1 - Teoria.....	9
2.1.1- Teoria de Leslie-Ericksen.....	9
2.1.2- Leis de Conservação.....	10
2.2 - Teoria de Leslie-Ericksen e o Experimento de Zvetkov	16
2.2.1- Estudo da Orientação de \underline{n} Relativo ao Campo Magnético	17
2.2.2- Estudo da Transmissão do Torque à Parede....	30
2.3 - Expressão das Forças que age sobre o Recipiente	32
2.4 - Torque Total sobre o Recipiente Cilíndrico da Amostra	33
2.5 - Variação do Conjugado em função da Frequência de Rotação	34
III- APARELHO DE ZVETKOV - DESCRIÇÃO - OPERAÇÃO	
3.1 - Descrição do Aparelho.....	38
3.2 - Ajustagem do Aparelho.....	46
3.2.1- Calibração do Fio de Torção.....	46
3.2.2- Calibração do Termistor NTC.....	51
3.2.3- Calibração do Campo Magnético.....	51
3.2.4- Calibração do Forno.....	51

PAG.

3.3 - Operação.....	56
3.3.1- Procedimento com o Recipiente da Amostra.....	56
3.3.2- Leitura de Ângulos e Períodos.....	57
3.3.3- Controle e Medida de Temperatura.....	58
3.3.4- Cálculo de ω e τ	59
3.3.5- Prova em Branco.....	60
3.3.6- Medidas com Amostra.....	60
3.3.7- Cálculo de γ_1	61
 IV - RESULTADOS E DISCUSSÕES	
4.1 - Química.....	63
4.1.1- Cristais Líquidos Cianobifenils.....	63
4.1.2- Nomenclatura e Propriedades Gerais.....	64
4.1.3- MBBA, Laurato de potássio, Cloreto de decil amônia.....	65
4.1.4- Resultados e Discussões.....	67
 V - CONCLUSÕES.....	94
 REFERÊNCIAS.....	101
 APÊNDICE AI - Programa para Microcomputador DGT-101, uti lizado nos cálculos.....	99

CAPÍTULO I

I N T R O D U Ç Ã O

1.1 - CONSIDERAÇÕES GERAIS

O desenvolvimento moderno na pesquisa de propriedades viscosas e hidrodinâmicas de cristais líquidos, começou em 1968, com o trabalho de Leslie ¹ e Ericksen ², sobre a teoria hidrodinâmica.

Em muitas substâncias, principalmente as orgânicas, são observadas fases intermediárias entre a sólida e a líquida isotrópica, conhecidas como mesofases ^{3, 5}. Nestas, os constituintes das substâncias podem apresentar ordem translacional, orientacional ou ambas. A forma anisotrópica da molécula é fundamental na definição da ordem da mesofase ³. As mesofases sem ordem posicional em três dimensões e que apresentam orientação preferencial são conhecidas como cristais líquidos ou mesofases fluidas ordenadas ³. A maioria das substâncias que apresentam esse tipo de comportamento possui moléculas alongadas. Em algumas mesofases além do grau de ordem orientacional, pode ser observado também certo grau de ordem translacional. A denominação de cristal líquido para essas mesofases advém do fato de possuírem propriedades específicas de um líquido, como a fluidez e propriedades próprias dos cristais, como o ordenamento molecular. As moléculas são arranjadas em estruturas que exibem uma certa anisotropia nas propriedades físicas, pelo

fato de apresentarem um certo ordenamento molecular. As substâncias que apresentam o estado cristal líquido estão classificadas em dois grupos ⁴.

a) Cristais líquidos liotrôpicos

São misturas em que ocorre a formação de cristais líquidos em função da concentração, como exemplo, podemos citar a solução de sabão (sulfato dodecyl de sódio) em água. Na medida em que o volume de água aumenta, várias mesofases são obtidas.

b) Cristais líquidos termotrôpicos

Este grupo reúne, geralmente, compostos orgânicos que apresentam diferentes mesofases entre os estados sólido e líquido, e se caracterizam, principalmente, pelas transições de fase, devido às variações de temperatura e pressão. Estas substâncias são largamente utilizadas na confecção de dispositivos eletro-ópticos e de sensores de temperatura e pressão. Foram classificados por G. Friedel em 1922 ⁶, segundo a ordenação de suas moléculas em: esméticos, nemáticos e coléstéricos.

Considerando a classe dos cristais líquidos nemáticos, nestes, as moléculas apresentam ordem orientacional, pois seus eixos maiores se alinham preferencialmente ao longo de uma direção privilegiada no espaço. As forças que mantêm este alinhamento são fracas, e é representado por um vetor unitário n denominado diretor, que representa o alinhamento médio molecular. Esta direção não é fixa, e pode variar de um ponto para outro ⁷ em uma dada amostra, de acordo com as condições de contorno. Os centros de massa das diversas moléculas são dis

postos aleatoriamente no espaço sem guardar ordem translacional definida. Essa ausência de ordem translacional de longo alcance confere um caráter fluido a esse tipo de mesofase, portanto, a mesofase nemática é fluida e simultaneamente anisotrópica.

A constante dielétrica paralela ao eixo longitudinal (ϵ_{\parallel}) é diferente em magnitude da constante dielétrica perpendicular a este (ϵ_{\perp}). Quando $\epsilon_{\parallel} > \epsilon_{\perp}$, chamamos de nemático com anisotropia elétrica positiva.

As propriedades físicas dos cristais líquidos podem ser descritas em termos de teorias moleculares e de meios contínuos. O grupo ^{8,10} de teorias moleculares explica com êxito, propriedades, tais como o parâmetro de ordem S.

Existem fenômenos macroscópicos sujeitos a perturbações externas, produzidas por campo magnético, elétrico, condições de contorno, variações de temperatura, etc., que não podem ser convenientemente discutidas em termos da teoria molecular, e são caracterizados pelas seguintes condições ¹¹:

- a) a energia envolvida em produzir estes efeitos é pequena, comparada com as forças de interação molecular;
- b) as distâncias características envolvidas nestes fenômenos são grandes, comparadas com as dimensões moleculares.

Todos estes fenômenos são mais convenientemente explicados se o cristal líquido é considerado como um meio contínuo. Em vista disto, Zocher ¹², Oseen ¹³ e Frank ¹⁴, desenvolveram uma teoria fenomenológica contínua para cristais líquidos, a qual é muito sucedida em descrever os efeitos indu

zidos por campos elétricos e magnéticos.

Leslie ¹ e Ericksen ¹⁵, propuseram a teoria do contínuo, para explicar os efeitos dinâmicos em cristais líquidos nemáticos. A orientação das moléculas nos nemáticos, não é exatamente paralela na mesma direção; seu grau de orientação pode ser expresso por um parâmetro de ordem ¹⁶ S dado por:

$$S = 1/2 (3 \langle \cos^2 \theta \rangle - 1)$$

onde θ é o ângulo entre o eixo maior da molécula e a orientação preferencial (diretor), S nada mais é do que a medida de alinhamento das moléculas. O parâmetro de ordem S varia de 0 (fluido isotrópico) a 1 (nemático perfeitamente ordenado).

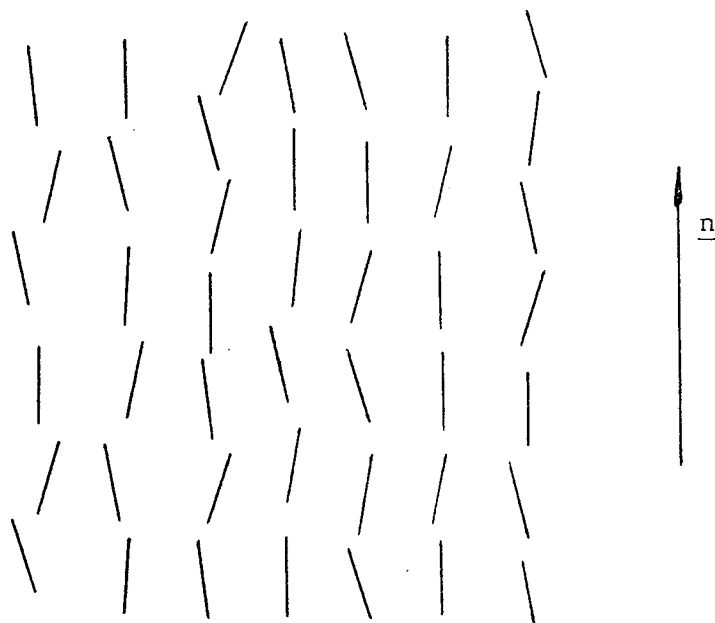


Figura 1 - Representação da estrutura de um cristal líquido nemático ¹⁶⁻¹⁸.

1.2 - PROPRIEDADES MAGNÉTICAS DE CRISTAIS LÍQUIDOS NEMÁTICOS

Quando aplicamos um campo magnético num cristal líquido, o efeito produzido dependerá de três fatores principais ¹⁹:

- a) anisotropia magnética;
- b) constantes elásticas;
- c) geometria e fixação da amostra nas paredes do recipiente.

As mesofases termotrópicas se orientam espontaneamente sob ação de campos elétricos ²⁰ e magnéticos ²¹. A orientação elétrica apresentada por essas mesofases se deve, fundamentalmente, à existência de um momento de dipolo elétrico não nulo nas suas moléculas. A orientação pelo campo magnético H , resulta da propriedade de anisotropia da susceptibilidade diamagnética das moléculas, principalmente pela presença de anéis aromáticos. A variação da orientação depende do valor da anisotropia da susceptibilidade magnética ou da constante dielétrica, isto é, da diferença entre o valor da grandeza perpendicular e paralela a este eixo. Quando aplicamos um campo magnético externo constante, as moléculas tendem a orientar sua direção de maior susceptibilidade paralelamente ao campo externo, o que produz uma modificação no alinhamento molecular.

1.3 - PROPRIEDADES ÓPTICAS DOS CRISTAIS LÍQUIDOS NEMÁTICOS

Em geral, os cristais líquidos nemáticos são opticamente positivos, isto é, o índice de refração extraordinário

é maior que o índice de refração ordinário. A birrefringência nos cristais líquidos nemáticos é bastante elevada, isto é, a diferença entre o índice de refração do raio ordinário e o raio extraordinário é significativa. Os cristais líquidos nemáticos são uniaxiais, existe somente uma direção para a qual não ocorre birrefringência, onde os índices de refração ordinária e extraordinária são iguais. Esta direção coincide com a direção preferencial da orientação.

1.4 - PROPRIEDADES ELÁSTICAS DOS CRISTAIS LÍQUIDOS NEMÁTICOS

Zocher ²³ e Oseen ¹² foram os primeiros a formular as deformações elásticas em cristais líquidos em termos da teoria do contínuo e computar as deformações normais do cristal líquido. Deformação normal na substância nemática é aquela que, desprezando o fluxo e outros fenômenos dinâmicos, leva em conta apenas distorções estáticas.

Numa pequena região do cristal líquido nemático em repouso, as moléculas estão aproximadamente paralelas a uma direção preferencial dada; esta entretanto pode variar ao longo da amostra. A existência de forças elásticas fará com que esta estrutura seja flexível com aplicação de forças externas, voltando à posição de equilíbrio quando estas forças deixarem de agir.

Em um cristal nemático, a ordem do eixo molecular em uma orientação uniforme, representa o estado mínimo de energia livre ou estado de equilíbrio ²⁴.

Qualquer deformação no padrão de orientação causa uma alteração na energia livre e esta alteração pode ser calculada com auxílio de constantes elásticas descritas por Frank ¹⁴. As deformações produzidas em um cristal líquido podem ser decompostas segundo Frank nas três deformações fundamentais:

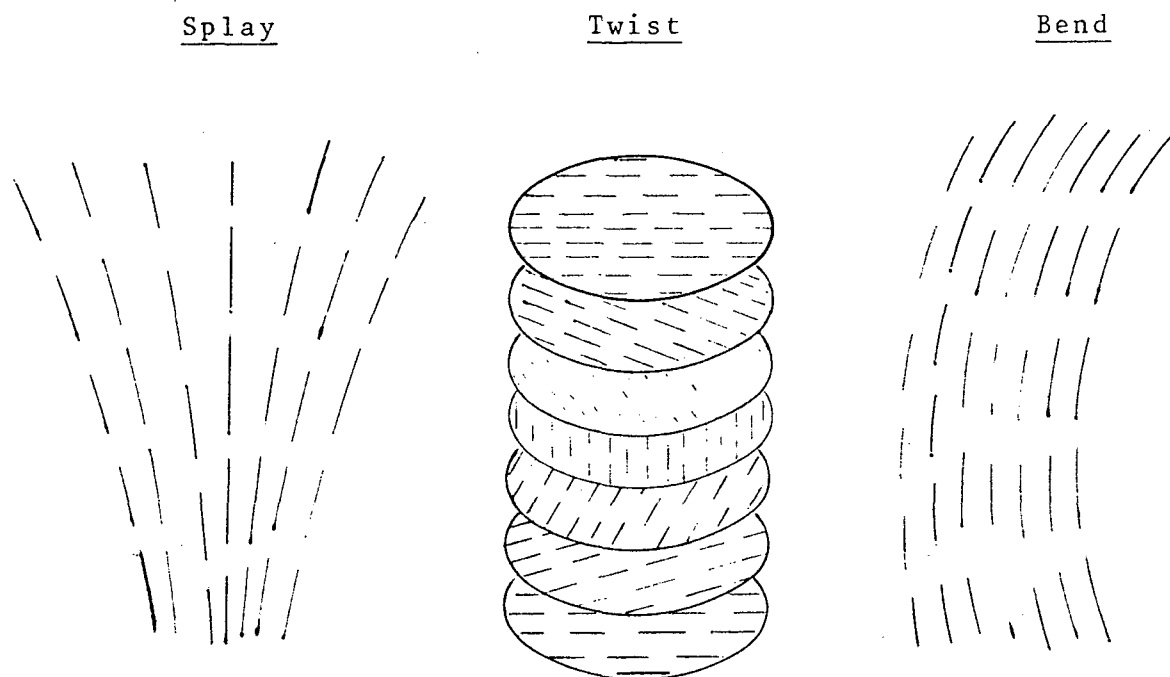


Figura 1.2 - Deformações fundamentais.

1.5 - VISCOSIDADE

A viscosidade é uma importante propriedade física dos fluidos e podemos considerá-la com uma medida de fricção interna do mesmo. Mede a resistência interna oferecida ao movimento relativo das diferentes partes desse fluido ²⁵. Do ponto de vista molecular, a viscosidade pode ser tida como

um processo de transferência de impulso entre camadas vizinhas de um fluido animado de velocidades diferentes, transferência essa supostamente causada pela agitação molecular ²⁶. É uma propriedade de desequilíbrio, de transporte de quantidade de movimento, mas também é função do estado de fluido como: temperatura, pressão, volume, natureza do fluido, etc. Em relação à temperatura, a viscosidade de um líquido diminui, enquanto a viscosidade de um gás aumenta. Num líquido as forças de coesão são muito maiores que nos gases, porque as moléculas estão muito próximas, a coesão parece ser a causa predominante da viscosidade ²⁷. Como a mesma diminui com a temperatura, a viscosidade segue o mesmo comportamento ²⁷. Nos gases a viscosidade é explicada pela teoria cinética, como uma consequência da transferência da quantidade de movimento que acompanha o intercâmbio de moléculas entre camadas de fluidos ²⁸. A temperatura incrementa a atividade molecular, e portanto incrementa o intercâmbio de quantidade de movimento e viscosidade ²⁸.

Supervisando este parâmetro, pode-se controlar muitos processos quanto ao desempenho, que de outro modo seria difícil. As medições da viscosidade também são efetuadas porque fornecem indicações sensíveis de outros parâmetros de um fluido.

No SI a viscosidade é dada em $N.s/m^2$ ou Pa.s (1 Pa.s = 10 Poise).

CAPÍTULO II

TEORIA DE LESLIE-ERICKSEN E O EXPERIMENTO DE ZVETKOV

2.1 - TEORIA

2.1.1 - Teoria de Leslie-Ericksen

Algumas das mais importantes propriedades físicas de um cristal líquido nemático podem ser estudadas, considerando-o como um meio contínuo. Neste modelo interessam-nos os efeitos globais ou médios de muitas moléculas. São esses efeitos macroscópicos que podemos perceber e medir. Portanto, tratamos o fluido como um meio contínuo e não nos preocupamos com o comportamento individual das moléculas.

Esta teoria tem sua origem no trabalho inicialmente desenvolvido por Oseen²⁹ e Zocher¹², no início de 1930, como uma teoria estática, e foi adaptada posteriormente por Frank¹⁴ em sua teoria denominada Elasticidade de Curvatura. A teoria dinâmica de nemáticos foi proposta por Oseen e Anzelius³⁰, mas as equações gerais de conservação e equações descrevendo esse estado, foram estabelecidas por Ericksen^{15,31} e Leslie^{1, 32}. Muitas outras teorias do contínuo tem sido propostas^{33,35} mas para o estado nemático, a de maior aproximação e mais amplamente usada é a de Leslie-Ericksen.

Nas equações usaremos a notação de tensores cartesianos. A vírgula (coma) denota a derivação com respeito a coordenada espacial.

$$v_{i,j} = \frac{\partial v_i}{\partial x_j} ; \quad \dot{\rho} = \frac{\partial \rho}{\partial t}$$

2.1.2 - Leis de Conservação

As leis de conservação para massa, energia, momento linear, momento angular (usando a notação de Leslie), levam às seguintes considerações e equações:

a) Considera-se um fluido incompressível , $\rho = \text{constante}$, logo

$$\dot{\rho} = 0 \tag{2.1}$$

$\rho = \text{densidade}$.

b) $\text{Div } \underline{v} = \nabla \cdot \underline{v} = v_{i,i} = 0 \tag{2.2}$

O divergente deve ser nulo para fluido incompressível ^{36, 37} e os efeitos térmicos são ignorados. v_i é a componente ortogonal cartesiana da velocidade linear; $v_{i,i}$ representa o fluxo em volume, por unidade de volume num ponto.

c) Ordem de orientação das moléculas: a direção preferencial de orientação é representada por um vetor \underline{n} tal que:

$$\begin{aligned} \underline{n} \cdot \underline{n} &= 1 \\ \underline{n} \cdot \underline{\dot{n}} &= 0 \end{aligned} \tag{2.3}$$

Numa amostra nemática, nem todas as moléculas são paralelas a \underline{n} , o ângulo entre \underline{n} e o eixo das moléculas é usado para descrever o grau de orientação do material. Na teoria estática os vetores \underline{n} e $-\underline{n}$ são fisicamente indistinguíveis ($n = -n$).

d) Conservação da massa

Seja um determinado volume de controle, (Figura 2.1)

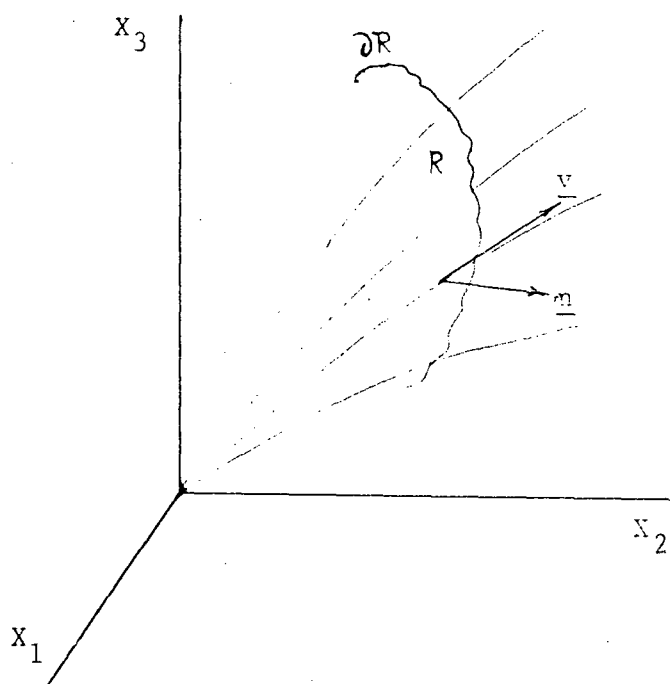


Figura 2.1 - Elemento de volume de controle.

$$\text{então } \left\{ \begin{array}{l} \text{Fluxo de massa que} \\ \text{atravessa a super-} \\ \text{fície } \partial R \end{array} \right\} + \left\{ \begin{array}{l} \text{Taxa de variação} \\ \text{de massa dentro} \\ \text{da região } R \end{array} \right\} = 0 \quad (2.4)$$

na forma diferencial

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \underline{v}) = 0 \quad (2.5)$$

como ρ é constante,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad \text{e} \quad \nabla \cdot (\rho \underline{v}) = 0 \quad (2.6)$$

mas $\nabla \cdot (\rho \underline{v}) = \underline{v} \cdot \nabla \rho + \rho \nabla \cdot \underline{v}$, então

$$\rho \nabla \cdot \underline{v} = 0 \quad \text{ou} \quad (\rho v_i)_{,i} = 0 \quad (2.7)$$

e) Conservação da quantidade de movimento.

Por definição

$$\underline{P} = m \underline{v} \quad \text{onde} \quad d\underline{P}/dt = d(m \underline{v})/dt \quad (2.8)$$

mas

$$\Sigma \underline{F} = d\underline{P}/dt = m d\underline{v}/dt + \underline{v} dm/dt,$$

$m = \text{constante}$, então

$$\Sigma \underline{F} = m d\underline{v}/dt \quad (2.9)$$

Estas forças que atuam no fluido e no material podem ser de Superfície e de Campo (F_s e F_c). Quando são de superfície exigem contato entre o fluido e o outro material (pressão, cisalhamento). Quando são de campo atuam sem contato direto em todos os pontos do fluido (elétricas, magnéticas, etc.).

Para a conservação da quantidade de movimento, se considerarmos um volume de controle (Figura 2.2), temos

$$\underline{\Sigma F} = \left\{ \begin{array}{l} \text{Fluxo da Q. M. que} \\ \text{atravessa a superf\u00edcie } \partial R \\ \text{f\u00edcie } \partial R \end{array} \right\} + \left\{ \begin{array}{l} \text{Taxa de varia\u00e7\u00e3o da Q. M.} \\ \text{em R} \end{array} \right\} \quad (2.10)$$

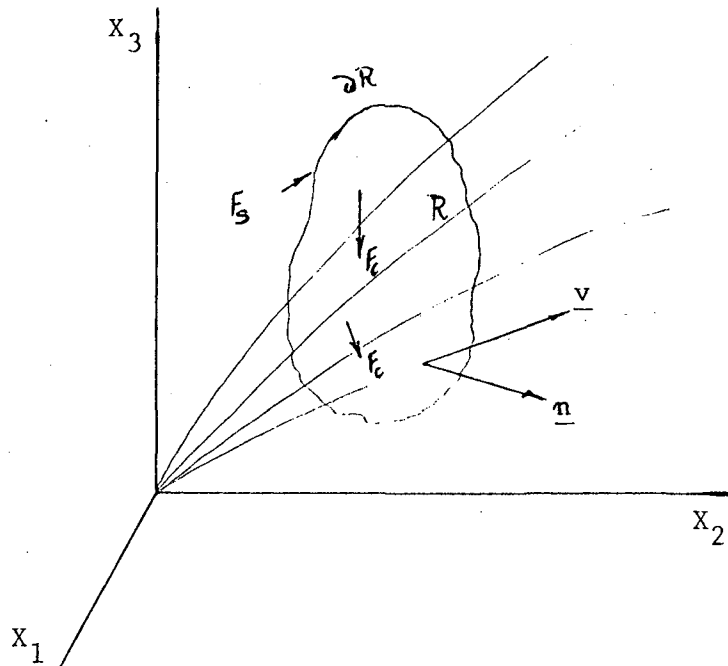


Figura 2.2 - Elemento de volume de controle.

$$\underline{\Sigma F} = \int_{\partial R} \rho \underline{v} \cdot \underline{v} ds + \frac{\partial}{\partial t} \int_R \rho \underline{v} dV$$

ou na forma diferencial

$$\rho \dot{v}_i = t_{ji,j} + F_i \quad (2.11)$$

onde o ponto representa a derivada material em rela\u00e7\u00e3o ao tempo; $t_{ji,j}$ = for\u00e7as de superf\u00edcie por unidade de volume; F_i = for\u00e7as de campo por unidade de volume.

$$t_{ji,j} = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial t_{ji}}{\partial x_j} \quad (2.12)$$

onde t_{ji} é o tensor de cisalhamento sobre o volume (força por unidade de área).

De acordo com a teoria de Leslie-Ericksen, t_{ji} pode ser separado em uma parte estática (ou elástica) t_{ji}^0 , e uma hidrodinâmica ³⁸ (ou viscosa) \tilde{t}_{ji} ,

$$t_{ji} = t_{ji}^0 + \tilde{t}_{ji} \quad (2.13)$$

onde

$$t_{ji}^0 = -p \delta_{ij} - \frac{\partial W}{\partial n_{k,j}} n_{k,i} \quad (2.14)$$

$$\begin{aligned} \tilde{t}_{ji} = & \mu_1 n_k n_m A_{km} n_i n_j + \mu_2 n_j N_i + \mu_3 n_i N_j + \\ & + \mu_4 A_{ji} + \mu_5 n_j n_k A_{ki} + \mu_6 n_i n_k A_{kj} \end{aligned} \quad (2.15)$$

na qual W é a energia livre de Helmholtz por unidade de volume, e depende do vetor n_i e seus gradientes ^{39, 40}; p = pressão hidrostática, $\mu_1 \dots \mu_6$ coeficientes que dependem da temperatura; δ_{ij} = delta de Kronecker; A_{ij} é a taxa de formação por cisalhamento; e N_i é a taxa de variação do diretor relativo a rotação local, sendo

$$A_{ij} = \frac{1}{2} (v_{i,j} + v_{j,i}) \quad (2.16)$$

$$N_i = \dot{n}_i - w_{ik} n_k \quad (2.17)$$

Temos ainda a equação, obtida da conservação da Q.M. angular,

$$\sigma \ddot{n}_i = S_{ji,j} + G_i + g_i \quad (2.18)$$

onde σ é o momento de inércia por unidade de volume, devido ao diretor (pode ser desprezível por ser muito pequeno);

$$S_{ji} = n_i \beta_j + \frac{\partial W}{\partial n_{i,j}} \quad (2.19)$$

é o tensor de stress sobre o diretor, tal que o produto vetorial de \underline{n} , por cada um dos vetores $S_{ji,j}$, G_i e g_i , nos dá, respectivamente, o torque por unidade de volume devido às F_S , F_c e às forças intrínsecas ⁴⁰.

Da mesma forma que o vetor de stress, g_i pode ser separado em uma parte estática (g_i^0) e outra hidrodinâmica (\tilde{g}_i), temos

$$g_i = g_i^0 + \tilde{g}_i \quad (2.20)$$

$$g_i^0 = \gamma n_i - (n_i \beta_j)_{,j} - \frac{\partial W}{\partial n_{i,j}} \quad (2.21)$$

γ e β_j são coeficientes determinados pela normalização de \underline{n} ;

$$\tilde{g}_i = \gamma_1 N_i - \gamma_2 A_{ij} n_j \quad (2.22)$$

com

$$\gamma_1 = \mu_3 - \mu_2 \quad \text{e} \quad \gamma_2 = \mu_6 - \mu_5 \quad (2.23)$$

pela relação de Parodi ⁴¹:

$$\gamma_2 + \gamma_3 = \gamma_6 - \gamma_5 \quad (2.24)$$

Na ausência de gradientes do Diretor, gradientes térmicos e de movimentos de convecção, nas equações 2.14 e 2.15, obtemos

$$t_{ji} = -p \delta_{ij} + \mu_2 n_j \dot{n}_i + \mu_3 n_i \dot{n}_j \quad (2.25)$$

e da equação 2.20, obtemos

$$g_i = \gamma n_i - \gamma_1 N_i = \gamma n_i - \gamma_1 \dot{n}_i \quad (2.26)$$

porque $N_i = \dot{n}_i - w_{ik} n_k$. Sendo o torque sobre o Diretor dado por

$$G_i = \Delta \chi H_i H_\lambda n_\lambda \quad (2.27)$$

e

$$S_{ji} = \beta_j n_i \quad \text{sendo} \quad S_{ji,j} = (\beta_j n_i)_{,j} = 0 \quad (2.28)$$

então,

$$\underbrace{\sigma \dot{n}}_0 = \underbrace{S_{ji,j}}_0 + g_i + G_i \implies G_i + g_i = 0 \quad (2.29)$$

Substituindo a equação 2.26 e 2.27 na equação 2,29 , dentro das condições acima estabelecidas, obtemos

$$\boxed{\gamma n_i - \gamma_1 \dot{n}_i + \Delta \chi H_i H_\lambda n_\lambda = 0} \quad (2.30)$$

Consideremos um pequeno recipiente cilíndrico, com cristal líquido nemático, imerso em um campo magnético rotacional, com velocidade angular w (Figura 2.3). O recipiente que contém o cristal líquido nemático, é posicionado de tal maneira que o seu eixo vertical seja perpendicular ao campo magnético e coincida com o eixo de rotação do mesmo. O campo magnético H deve ser homogêneo e de um volume superior ao recipiente da amostra.

A rotação do campo H produz a rotação de n e com a rotação do diretor há uma interação do cristal líquido com as paredes do recipiente, na qual produz um torque M , que pode ser associado ⁴² com γ_1 , coeficiente de viscosidade torcional. Portanto

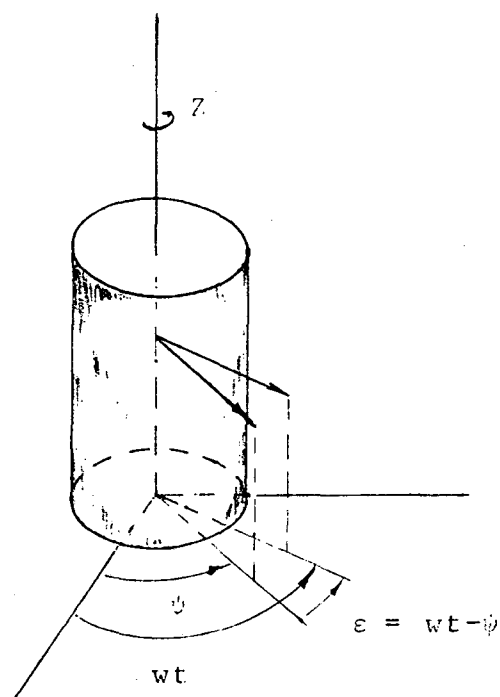
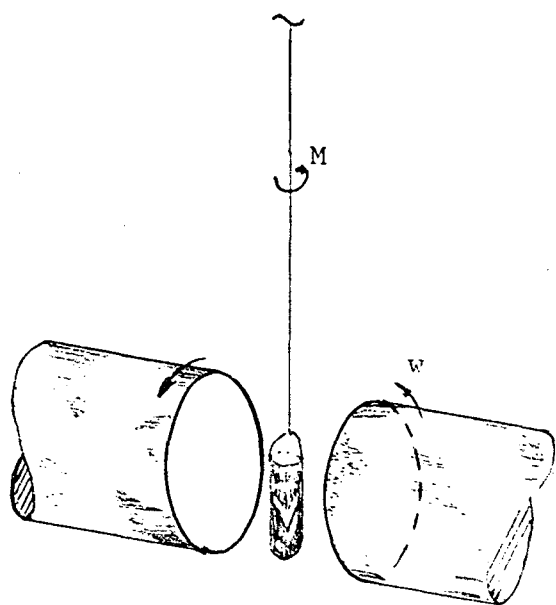


Figura 2.3 - Experimento de Zvetkov

Figura 2.4 - Geometria e Características do experimento de Zvetkov ^{43, 44}.

to, γ_1 pode ser determinado através do torque exercido sobre o cristal líquido nemático ⁴⁵. Este torque M_1 por molécula é proporcional a velocidade angular w , e o torque M de todas as moléculas é proporcional ao número N de moléculas ⁴⁶, portanto ao volume V . Logo, γ_1 pode ser definido pela equação abaixo:

$$M_1 \propto w$$

$$M \propto N \propto V \quad \therefore \quad M \propto wV$$

então,

$$M = \gamma_1 wV \tag{2.31}$$

A medida de γ_1 pode ser determinada conforme sua definição, com o método desenvolvido por Zvetkov ⁴⁸ em 1939, que consiste em estudar a ação de um campo magnético em rotação, sobre a fase nemática de um cristal líquido. Este método foi usado por Prost e Gasparoux ⁴⁵ para determinar a relação entre o torque e γ_1 .

Com as medidas de M , w e V , podemos determinar γ_1 .

2.2.1 - Estudo da orientação de \underline{n} relativo ao campo magnético

Seja a equação $\gamma n_i - \gamma_1 \dot{n}_i + \Delta \chi H_i H_\lambda n_\lambda = 0$, como n_i se orienta em relação ao campo, se multiplicarmos a equação acima por n_i , temos

$$\gamma n_i n_i - \gamma_1 \dot{n}_i n_i + \Delta\chi H_i H_\lambda n_\lambda n_i = 0 \quad (2.32)$$

sendo \underline{n} normalizado $n_i n_i = 1$ e $\dot{n}_i n_i = 0$

$$\therefore \gamma = -\Delta\chi H_i H_\lambda n_\lambda n_i \quad \gamma = -(\underline{H} \cdot \underline{n})^2 \Delta\chi \quad (2.33)$$

Para n_z , direção perpendicular ao plano que contém o campo magnético, $H_z = 0$, pela equação (2.30), obtemos

$$\gamma n_z - \gamma_1 \dot{n}_z = 0 \quad (2.34)$$

$$\dot{n}_z = \frac{\gamma}{\gamma_1} n_z \quad (2.35)$$

integrando, obtemos

$$\int dn_z / dt = \int \frac{\gamma}{\gamma_1} dt = \frac{1}{\gamma_1} \int \gamma dt$$

$$\ln \frac{n_z(t)}{n_z(0)} = \frac{1}{\gamma_1} \int_0^t \gamma dt$$

$$\therefore n_z = n_z(0) \exp\left[-\frac{\Delta\chi}{\gamma_1} \int_0^t (\underline{H} \cdot \underline{n})^2 dt\right] \quad (2.36)$$

Como γ_1 é sempre positivo (Leslie), duas possibilidades se a presentam:

1^a) $\Delta\chi > 0$: Neste caso n_z decresce exponencialmente, $n_z \rightarrow 0$. Se houver qualquer flutuação, a tendência é de se alinhar. So lução estável $n_z = 0$.

2^a) $\Delta\chi < 0$: n_z cresce exponencialmente. Solução estável $n_z =$

1 e $n_x = n_y = 0$. Para este caso o método de Zvetkov não satisfaz.

Tomando as componentes do Diretor e do Campo Magnético na figura 2.4, obtemos

$$\begin{aligned} n_x &= \cos \psi, \quad n_y = \sin \psi, \quad n_z = 0, \\ H_x &= H_0 \cos \omega t, \quad H_y = H_0 \sin \omega t \quad \text{e} \quad H_z = 0. \end{aligned} \quad (2.37)$$

Substituindo estes dados na equação 2.30, temos

$$\gamma \cos \psi + \gamma_1 (\sin \psi) \dot{\psi} + \Delta \chi H_0 \cos \omega t (H_0 \cos \omega t \cos \psi + H_0 \sin \omega t \sin \psi) = 0 \quad (2.38)$$

$$\gamma \sin \psi - \gamma_1 (\cos \psi) \dot{\psi} + \Delta \chi H_0 \sin \omega t (H_0 \cos \omega t \cos \psi + H_0 \sin \omega t \sin \psi) = 0 \quad (2.39)$$

multiplicando a primeira por $\sin \psi$ e a segunda por $-\cos \psi$, temos

$$\begin{aligned} \gamma \cos \psi \sin \psi + \gamma_1 (\sin^2 \psi) \dot{\psi} + \Delta \chi H_0^2 \cos^2 \omega t \cos \psi \sin \psi + \\ + \Delta \chi H_0^2 \cos \omega t \sin \omega t \sin^2 \psi = 0 \end{aligned} \quad (2.40)$$

e

$$\begin{aligned} -\gamma \sin \psi \cos \psi + \gamma_1 (\cos^2 \psi) \dot{\psi} - \Delta \chi H_0^2 \sin \omega t \cos \omega t \cos^2 \psi - \\ - \Delta \chi H_0^2 \sin^2 \omega t \sin \psi \cos \psi = 0 \end{aligned} \quad (2.41)$$

como $\cos^2 A = (1 + \cos 2A)/2$ e $\sin^2 A = (1 - \cos 2A)/2$, substituindo nas equações 2.40 e 2.41, obtemos

$$\gamma_1 \dot{\psi} + \frac{\Delta \chi H_0^2}{2} [(1 + \cos 2\psi) \sin \psi \cos \psi + (1 - \cos 2\psi) \sin \psi \cos \psi - (1 - \cos 2\psi) \sin \psi \cos \psi] = 0 \quad (2.42)$$

mas $1/2 \sin A = \sin A \cos A$, então

$$\gamma_1 \dot{\psi} + \frac{\Delta \chi H_0^2}{2} (1/2 \sin 2\psi + 1/2 \sin 2\psi \cos 2\psi + 1/2 \sin 2\psi \cos 2\psi - 1/2 \sin 2\psi \cos 2\psi - 1/2 \sin 2\psi \cos 2\psi - 1/2 \sin 2\psi + 1/2 \sin 2\psi \cos 2\psi) = 0 \quad (2.43)$$

$$\gamma_1 \dot{\psi} + \Delta \chi H_0^2 / 2 (\sin 2\psi \cos 2\psi - \cos 2\psi \sin 2\psi) = 0. \quad (2.44)$$

Sabendo que,

$$\sin(A + B) = \sin A \cos B + \cos A \sin B$$

então,

$$\gamma_1 \dot{\psi} + \frac{\Delta \chi H_0^2}{2} \sin(2\psi - 2\psi) = 0 \quad (2.45)$$

mas

$$\sin(-A) = -\sin A$$

logo,

$$\dot{\gamma}_1 \psi = \frac{\Delta \chi H_0^2}{2} \text{sen}2(\omega t - \psi) \quad (2.46)$$

Obs: Esta equação serve somente para o movimento do diretor, não incluindo qualquer termo de interação do conteúdo com as paredes. Ela é similar a estabelecida por Zvetkov^{47, 48}, que resolvendo-a em termos da velocidade angular crítica w_0 , teremos

$$(\Delta \chi H_0^2) / (2 \gamma_1) = w_0, \quad (2.47)$$

denominada frequência crítica. Portanto, o diretor gira junto com o campo, mas existe um ângulo de fase $\epsilon = \omega t - \psi$, a qual depende se w é menor, igual ou maior que w_0 . Para análise, substituímos w_0 na equação 2.46, obtendo

$$\dot{\psi} = w_0 \text{sen}2(\omega t - \psi) \quad (2.48)$$

$$\dot{\psi} = w_0 2 \text{sen}(\omega t - \psi) \cos(\omega t - \psi) \quad (2-49)$$

multiplicando por (-1) e adicionando w aos dois membros na equação 2.49, obteremos

$$w - \dot{\psi} = w - w_0 2 \text{sen}(\omega t - \psi) \cos(\omega t - \psi) \quad (2.50)$$

e multiplicando por $\sec^2(\omega t - \psi)$, temos

$$\begin{aligned} \sec^2(wt - \psi)(w - \dot{\psi}) &= \sec^2(wt - \psi)w - 2w_0 \sec(wt - \psi) \cdot \\ &\quad \cdot \sin(wt - \psi) / \cos(wt - \psi) \\ \sec^2(wt - \psi)(w - \dot{\psi}) &= \sec^2(wt - \psi)w - 2w_0 \sin(wt - \psi) \cdot \\ &\quad \cdot \cos(wt - \psi) / \cos^2(wt - \psi) \\ \sec^2(wt - \psi)(w - \dot{\psi}) &= w [1 + \operatorname{tg}^2(wt - \psi)] - \\ &\quad - 2w_0 \operatorname{tg}(wt - \psi) \end{aligned} \quad (2.51)$$

$$\frac{d}{dt} \operatorname{tg}(wt - \psi) - w \operatorname{tg}^2(wt - \psi) + 2w_0 \operatorname{tg}(wt - \psi) = w \quad (2.52)$$

fazendo, $y = \operatorname{tg}(wt - \psi)$, obtemos

$$\dot{y} - wy^2 + 2w_0y - w = 0, \quad (2.53)$$

que é uma equação de Ricatti. Fazendo uma troca de variáveis, obtém-se

$$y = y_1 + 1/z \quad (2.54)$$

onde, y_1 é uma solução particular. Admitindo y_1 constante, então $\dot{y}_1 = 0$, logo, y_1 pode ser dado pelas raízes da equação:

$$-wy_1^2 + 2w_0y_1 - w = 0 \quad (2.55)$$

$$y_1 = \frac{w_0 \pm \sqrt{w_0^2 - w^2}}{w} \quad (2.56)$$

$$y_1 = \begin{cases} w/w_0 - \sqrt{(w_0/w)^2 - 1} \\ w_0/w = \sqrt{(w_0/w)^2 - 1} \end{cases} \quad (2.57)$$

19) CASO: $w < w_0$

Tomando a segunda raiz da equação 2.57 e substituindo na equação 2.54, obtemos

$$y = w_0/w + \sqrt{(w_0/w)^2 - 1} + 1/z \quad (2.58)$$

$$\dot{y} = -\frac{\dot{z}}{z^2} \quad (2.59)$$

Substituindo a equação 2.58 e 2.59 na equação 2.53, teremos

$$\begin{aligned} & -z/z^2 - 2w_0^2/w - 2w \sqrt{(w_0/w)^2 - 1} - 2w_0/z + w - w/z - \\ & - 2w/z \sqrt{(w_0/w)^2 - 1} + 2w_0^2/w + 2w_0 \sqrt{(w_0/w)^2 - 1} + \\ & + 2w_0/z - w = 0 \end{aligned} \quad (2.60)$$

Fazendo $k = \sqrt{(w_0/w)^2 - 1}$, e multiplicando a equação 2.60 por $(-z^2)$, obtemos

$$\dot{z} + 2wkz + w = 0 \quad (2.61)$$

que tem como solução

$$\begin{aligned} z &= \left[\int (-w) e^{\int 2wk dt} dt + C \right] e^{-\int 2wk dt} \\ z &= \left[C - w \int e^{2wkt} dt \right] e^{-2wkt} \end{aligned} \quad (2.62)$$

$$\therefore z = C e^{-2wkt} - \frac{1}{2k} \quad (2.63)$$

logo, substituindo na equação 2.58, obtemos

$$y = w_0/w + k + 2k/(2Cke^{-2wkt} - 1) \quad (2.64)$$

ou seja,

$$y = \operatorname{tg}(wt - \psi) = \frac{2C(w_0/w) + \sqrt{(w_0/w)^2 - 1} \sqrt{(w_0/w)^2 - 1}}{2C \sqrt{(w_0/w)^2 - 1} e^{-2t \sqrt{w_0^2 - w^2}} - 1}$$

$$e^{-2t \sqrt{(w_0^2 - w^2)}} = \frac{w_0/w + \sqrt{(w_0/w)^2 - 1}}{2C \sqrt{(w_0/w)^2 - 1} e^{-2t \sqrt{(w_0/w)^2 - 1}}}$$

Multiplicando assim, o numerador e o denominador por (-1) e fazendo $1/(2C) = A$, obtemos

$$\operatorname{tg}(wt - \psi) = \frac{A \left(\frac{w_0}{w} - \sqrt{\frac{w_0^2}{w^2} - 1} \right) - \left(\frac{w_0}{w} + \sqrt{\frac{w_0^2}{w^2} - 1} \right) \sqrt{\frac{w_0^2}{w^2} - 1} e^{-2t \sqrt{w_0^2 - w^2}}}{A - \sqrt{\frac{w_0^2}{w^2} - 1} e^{-2t \sqrt{w_0^2 - w^2}}} \quad (2.65)$$

onde A permite ter em conta as condições iniciais.

Para $t \rightarrow \infty$, temos

$$\operatorname{tg}(wt - \psi) \rightarrow \frac{w_0}{w} - \sqrt{\frac{w_0^2}{w^2} - 1} \quad (2.66)$$

logo,

"O DIRETOR n MANTÉM UMA DIFERENÇA DE FASE CONSTANTE ⁴⁹ EM RELAÇÃO AO CAMPO H PARA UM DADO w'''' "

2º CASO: $w = w_0$

Se $w = w_0$, pela equação 2.57 e 2.58, obtemos

$$y_1 = 1 \quad (2.67)$$

$$y = 1 + 1/z \quad (2.68)$$

$$\dot{y} = \dot{z}/z^2 \quad (2.69)$$

e substituindo na equação 2.53, teremos

$$- \dot{z}/z^2 - w(1 + 2/z + 1/z^2) + 2w_0(1 + 1/z) - w = 0 \quad (2.70)$$

$$- \dot{z}/z^2 - w/z^2 = 0 \quad (2.71)$$

Multiplicando a equação por $(-z^2)$ e resolvendo-a, obtemos

$$\dot{z} + w = 0 \quad \text{ou} \quad dz/dt = -w \quad (2.72)$$

$$\therefore z = -wt + C_1 \quad (2.73)$$

Logo, substituindo a equação 2.73 na equação 2.68, temos

$$y = 1 + 1/(C_1 - wt) \quad (2.74)$$

Quando $t \rightarrow \infty$, temos que $wt - \psi \rightarrow \pi/4$, logo

"A DIFERENÇA DE FASE È CONSTANTES E MÁXIMA ⁴⁹ ;
IGUAL A $\pi/4$ "

3º) CASO: $w > w_0$

Se $w > w_0$, vamos obter

$$y_1 = \begin{cases} w_0/w - i \sqrt{1 - (w_0/w)^2} \\ w_0/w + i \sqrt{1 - (w_0/w)^2} \end{cases} \quad (2.75)$$

Tomando a segunda raiz da equação 2.75 e substituindo na equação 2.53, fazendo ainda $k = (1 - (w_0/w)^2)^{1/2}$, obtemos

$$y_1 = w_0/w + ik \quad (2.76)$$

Substituindo a equação 2.76 na equação 2.54, temos

$$-\dot{z}/z^2 - w(w_0/w + ik + 1/z)^2 + 2w_0(w_0/w + ik + 1/z) - w = 0$$

$$-\dot{z}/z^2 + wk^2 - 2iwk/z - w/z^2 + w_0^2/w - w/z^2 = 0$$

$$\dot{z} + 2iwkz + wz^2(1 - k^2 - w_0^2/w) = -w \quad (2.77)$$

$$\therefore \dot{z} + 2iwkz = -w$$

Esta equação tem como solução:

$$z = -w e^{2iwkdt} dt + C e^{-2iwkdt}$$

$$z = C - w e^{2iwkdt} dt e^{-2iwkdt}$$

$$z = C \exp(-2iwkdt) - 1/(2ik) = C \exp(-2iwkt) + 1/(2k)$$

$$\therefore z = \frac{2ikC \exp(-2ikwt) - 1}{2ik} \quad (2.78)$$

Como $y = w_0/w + ik + 1/z$, então

$$y = w_0/w + ik + (2ik)/(2ikC \exp(-2iwkt) - 1) \quad (2.79)$$

mas $k = (1 - w_0^2/w^2)^{1/2}$, portanto

$$y = w_0/w + \sqrt{1 - (w_0/w)^2} (i + 2i/(2ikC \exp(-2iwkt) - 1))$$

$$y = w_0/w + \sqrt{1 - (w_0/w)^2} \left(\frac{-2kC \exp(-2iwkt) + i}{2ikC \exp(-2iwkt) - 1} \right)$$

$$y = w_0/w + \sqrt{1 - (w_0/w)^2} \left(\frac{i - 2kC \exp(-2ikwt)}{2ikC \exp(-2iwkt) - 1} \right) \quad (2.80)$$

Desenvolvendo só a parte entre parênteses, obtemos

$$\frac{(i - 2kC \exp(-2ikwt))}{2ikC \exp(-2iwkt) - 1} = R$$

$$R = \frac{(ie^{iwkt} - 2kCe^{-iwkt})e^{-iwkt}}{(2ikCe^{-iwkt} - e^{iwkt})e^{-iwkt}}$$

$$R = \frac{icoswkt - senwkt - 2kCcoswkt + 2ikCsenwkCt}{2ikCcoswkt + 2kCsenwkt - coswkt - isenwkt}$$

$$R = \frac{(2ikC - 1)\text{sen}wkt + (i - 2kC)\text{cos}wkt}{(2ikC - 1)\text{cos}wkt - (i + 2kC)\text{sen}wkt}$$

fazendo $(2ikC - 1) = a$ e $(i - 2kC) = b$, substituindo, teremos

$$R = \frac{a \text{sen}wkt + b \text{cos}wkt}{a \text{cos}wkt - b \text{sen}wkt}$$

$$R = \frac{\sqrt{a^2 + b^2} (a/(\sqrt{a^2 + b^2}) \text{sen}wkt + b/(a^2 + b^2)^{1/2} \text{cos}wkt)}{\sqrt{a^2 + b^2} (a/(\sqrt{a^2 + b^2}) \text{cos}wkt - b/(a^2 + b^2)^{1/2} \text{sen}wkt)}$$

$$R = \frac{\cos\psi_0 \text{sen}wkt + \text{sen}\psi_0 \text{cos}wkt}{\cos\psi_0 \text{cos}wkt - \text{sen}\psi_0 \text{sen}wkt} = \frac{\text{sen}(wkt + \psi_0)}{\text{cos}(wkt + \psi_0)}$$

logo,

$$R = \text{tg}(wkt + \psi_0) \quad (2.81)$$

Então, substituindo a equação 2.81 e o respectivo valor de k na equação 2.80, obteremos

$$y = w_0/w + \sqrt{1 - w_0^2/w^2} \text{tg}\left(w \sqrt{\frac{w^2 - w_0^2}{w^2}} t + \psi_0\right) \quad (2.82)$$

$$y = w_0/w + \sqrt{1 - w_0^2/w^2} \text{tg}(\sqrt{w^2 - w_0^2} t + \psi_0),$$

como $y = \text{tg}(wt - \psi)$, vem

$$\text{tg}(wt - \psi) = \frac{w_0}{w} + \sqrt{1 - \frac{w_0^2}{w^2}} \text{tg}\left[\sqrt{w^2 - w_0^2} t + \psi_0\right] \quad (2.83)$$

Logo,

"QUANDO $\omega > \omega_0$, O DIRETOR GIRA COM UMA VELOCIDADE ANGULAR MAIS LENTA QUE ω , E ϵ AUMENTA COM O TEMPO ⁴⁹."

$\epsilon = \omega t - \psi$ é uma função periódica do tempo; ψ_0 depende das condições iniciais e é constante.

2.2.2 - Estudo da Transmissão do Torque à Parede

Este estudo supõe que a camada limite está colada com a parede. $\nabla_{\underline{n}} = 0$. Também a equação 2.46 tem sido estabelecida na ausência de $\nabla_{\underline{n}}$. Isto implica que \underline{n} não tem nenhuma "orientação definida" das moléculas sobre as paredes do recipiente de medida. Quando esta condição é satisfeita, o DIRETOR é governado pela equação 2.46.

Para um ponto na interfase 'recipiente e nemático' ⁴⁹ em coordenadas cilíndricas, tiramos

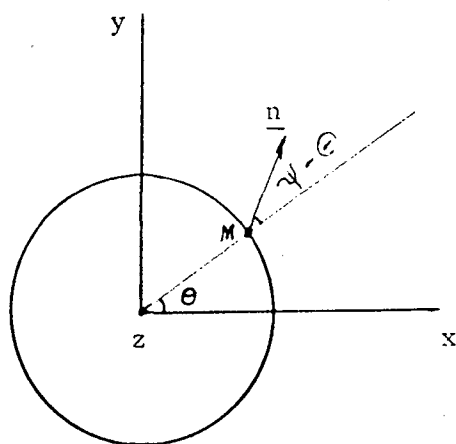


Figura 2.5 - Localização de um ponto na interfase, 'recipiente nemático' ⁴⁹.

$$\begin{aligned}
 n_r &= \cos(\psi - \theta) & \dot{n}_r &= -\operatorname{sen}(\psi - \theta) \\
 n_\theta &= \operatorname{sen}(\psi - \theta) & \dot{n}_\theta &= \cos(\psi - \theta) \\
 n_z &= 0 & \dot{n}_z &= 0
 \end{aligned} \tag{2.84}$$

Como

$$\tau_{ji} = -p \delta_{ij} + \mu_2 n_j \dot{n}_i + \mu_3 n_i \dot{n}_j$$

então

$$\begin{aligned}
 \tau_{rr} &= -p - \mu_2 \cos(\psi - \theta) \operatorname{sen}(\psi - \theta) \dot{\psi} - \mu_3 \cos(\psi - \theta) \\
 &\quad \cdot \operatorname{sen}(\psi - \theta) \dot{\psi}
 \end{aligned}$$

$$\tau_{rr} = \left(\frac{\mu_2 + \mu_3}{2} \right) \frac{d}{dt} \cos^2(\psi - \theta) - p \tag{2.85}$$

$$\tau_{r\theta} = \mu_2 \cos(\psi - \theta) \cos(\psi - \theta) \dot{\psi} + \mu_3 \operatorname{sen}(\psi - \theta) [-\operatorname{sen}(\psi - \theta) \dot{\psi}]$$

$$\tau_{r\theta} = \mu_2 \cos^2(\psi - \theta) \dot{\psi} - \mu_3 \operatorname{sen}^2(\psi - \theta) \tag{2.86}$$

$$\tau_{rz} = 0 \tag{2.87}$$

$$\tau_{\theta r} = \mu_2 \operatorname{sen}(\psi - \theta) [-\operatorname{sen}(\psi - \theta) \dot{\psi}] + \mu_3 \cos(\psi - \theta) \cos(\psi - \theta) \dot{\psi}$$

$$\tau_{\theta r} = \mu_3 \cos^2(\psi - \theta) - \mu_2 \operatorname{sen}^2(\psi - \theta) \dot{\psi} \tag{2.88}$$

$$\tau_{\theta\theta} = -p + \mu_2 \operatorname{sen}(\psi - \theta) \cos(\psi - \theta) \dot{\psi} + \operatorname{sen}(\psi - \theta) \cos(\psi - \theta) \dot{\psi}$$

$$\tau_{\theta\theta} = \left(\frac{\mu_2 + \mu_3}{2} \right) \frac{d}{dt} \operatorname{sen}^2(\psi - \theta) - p \tag{2.89}$$

$$\tau_{\theta z} = \tau_{zr} = \tau_{z\theta} = 0 \quad \text{e} \quad \tau_{zz} = -p \quad (2.90)$$

2.3 - EXPRESSÃO DAS FORÇAS QUE AGEM SOBRE O RECIPIENTE

Consideremos um ponto S situado sobre o fundo do recipiente conforme a figura 2.6. As forças que agem sobre este elemento são:

$$df_r = df_\theta = 0 \quad (2.91)$$

e

$$df_z = -\tau_{zz} dS_z = p dS_z$$

$$\therefore df_z = p dS_z \quad (2.92)$$

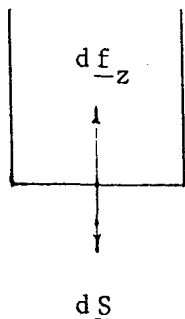


Figura 2.6 - Forças que agem sobre o fundo do recipiente.

A força transmitida através do fundo da superfície é ortogonal a mesma e se reduz a força de pressão hidrostática.

Para a parede lateral (Figura 2.7) obtemos

$$df_r = -\tau_{rr} dS_r \quad (2.93)$$

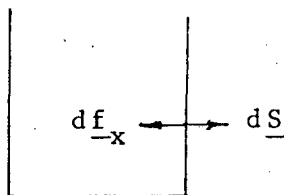


Figura 2.7 - Forças que agem sobre a parede lateral.

$$df_r = \left\{ -\left(\frac{\mu_2 + \mu_3}{2}\right) \frac{d}{dt} [\cos^2(\psi - \theta)] + p \right\} dz r d\theta, \quad (2.94)$$

para a componente tangencial

$$df_\theta = -\tau_{r\theta} dS_r$$

$$df_\theta = -\{\mu_2 \cos^2(\psi - \theta) - \mu_3 \sin^2(\psi - \theta)\} \dot{\psi} dz r d\theta \quad (2.95)$$

$$df_z = -\tau_{rz} dS_r = 0 \quad \therefore \quad df_z = 0 \quad (2.96)$$

Sobre a parede lateral também temos uma pressão aparente, que pode ser dada por:

$$p = p + \frac{\mu_2 + \mu_3}{2} \sin^2(\psi - \theta) \dot{\psi} \quad (2.97)$$

2.4 - TORQUE TOTAL SOBRE O RECIPIENTE CILÍNDRICO DA AMOSTRA

Seja M o torque resultante em relação ao eixo do

cilindro, de raio R e altura h, assim

$$M = \iint R df_e \quad (2.98)$$

$$M = \int_0^h \int_0^{2\pi} (-\tau_{re} R) d\theta dz \quad (2.99)$$

Na equação 2.98, substituindo df_e pela equação 2.95, temos

$$M = \int_0^h \int_0^{2\pi} [\mu_3 \sin^2(\psi-\theta) - \mu_2 \cos^2(\psi-\theta)] \dot{\psi} h R^2 d\theta dz$$

$$M = \int_0^{2\pi} [\mu_3 \sin^2(\psi-\theta) - \mu_2 \cos^2(\psi-\theta)] \dot{\psi} h R^2 d\theta$$

$$M = \pi R^2 h (\mu_3 - \mu_2) \dot{\psi} \quad (2.100)$$

como $\pi R^2 h = V$ (volume da amostra) e $\mu_3 - \mu_2 = \gamma_1$, então

$$M = \gamma_1 V \dot{\psi} \quad (2.101)$$

O conjugado tende a fazer girar o recipiente no mesmo sentido que as moléculas. Na equação 2.101, γ_1 é o coeficiente torcional de viscosidade.

2.5 - VARIAÇÃO DO CONJUGADO EM FUNÇÃO DA FREQUÊNCIA DE ROTAÇÃO

As considerações desenvolvidas mostram que o movi

mento molecular \bar{e} é caracterizado por dois coeficientes fenomenológicos: γ_1 e $\Delta\chi$. O estudo do movimento transmitido em função de w , permite conhecer o valor destes dois coeficientes.

a) Se $w \leq w_0$ e $t \rightarrow \infty$

Sabendo que $M = 1/2 V \Delta\chi H_0^2 \text{sen}2(wt - \psi)$, e desenvolvendo $\text{sen}2(wt - \psi)$, teremos

$$\begin{aligned} \text{sen}2(wt - \psi) &= 2\text{sen}(wt - \psi) \cos(wt - \psi) \\ &= \frac{2\text{sen}(wt - \psi) \cos^2(wt - \psi)}{\cos(wt - \psi)} \\ &= 2\text{tg}(wt - \psi) \frac{1}{\sec^2(wt - \psi)} \\ &= \frac{2\text{tg}(wt - \psi)}{1 + \text{tg}^2(wt - \psi)} \end{aligned}$$

mas $\text{tg}(wt - \psi) = w_0/w - \sqrt{(w_0/w)^2 - 1}$, então, substituindo temos,

$$\text{sen}2(wt - \psi) = \frac{2(w_0/w) - \sqrt{(w_0/w)^2 - 1}}{1 + (w_0/w)^2 - 2w_0/w \sqrt{(w_0/w)^2 - 1} + w_0^2/w^2 - 1}$$

$$\text{sen}2(wt - \psi) = 1/(w_0/w)$$

logo,

$$\text{sen}2(wt - \psi) = w/w_0 \quad (2.102)$$

Portanto, o torque será:

$$M = 1/2 \Delta\chi H_0^2 w/w_0 V \quad (2.103)$$

$$M = \gamma_1 w V \quad (2.104)$$

Para o caso em que $w = w_0 \rightarrow M/V = 1/2 \Delta\chi H_0^2$, podemos determinar o valor de $\Delta\chi$ diretamente.

b) Se $w > w_0$ e como $\sin 2(wt - \psi) = \frac{2 \operatorname{tg}(wt - \psi)}{1 + \operatorname{tg}^2(wt - \psi)}$, podemos escrever a expressão do momento sob a forma:

$$M = \frac{1}{2} \cdot \Delta\chi H_0^2 V \frac{2 \left[w_0/w + \sqrt{1 - (w_0/w)^2} \operatorname{tg} \sqrt{w^2 - w_0^2} (t - t_0) \right]}{1 + \left[w_0/w + \sqrt{1 - w_0^2/w^2} \operatorname{tg} \sqrt{w^2 - w_0^2} (t - t_0) \right]^2} \quad (2.105)$$

O momento transmitido às paredes é então, periódico e de período igual a $2\pi / \sqrt{w^2 - w_0^2}$, seu valor médio é dado por ⁵⁸

$$\langle M \rangle = 1/2 \frac{\Delta\chi H_0^2 V}{(w_0/w + \sqrt{w^2/w_0^2 - 1})} \quad (2.106)$$

Se a idealização do problema corresponde à realidade ^{50, 51}, a curva experimental (torque reduzido) M_r , em função da velocidade angular (reduzida) w_r , experimentalmente será dada segundo a figura 2.7.

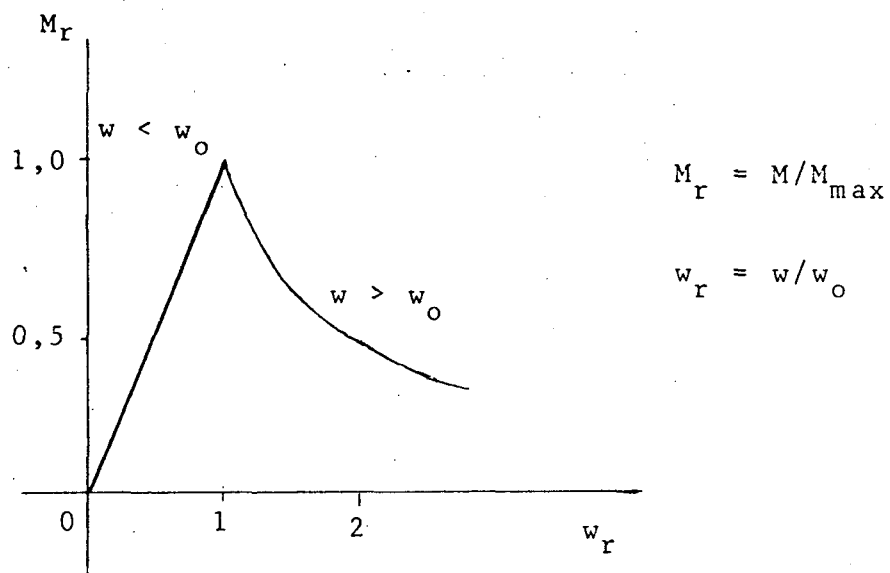


Figura 2.7 - Variação do momento transmitido ao recipiente em função da velocidade angular do campo magnético.

CAPÍTULO III

APARELHO DE ZVETKOV-DESCRIÇÃO-OPERAÇÃO3.1 - Descrição do Aparelho

A figura 3.1 mostra o esquema do aparelho utilizado.

a) Eletroímã

Constituído de duas bobinas, sendo que a resistência de uma é de 3,56 ohms, em um número de 1299 espiras, e a outra possui uma resistência de 3,61 ohms, em um número de 1302 espiras. A máxima tensão é de 120v/15A. O tempo de funcionamento para a máxima potência é de 15 minutos. Os cilindros polares possuem um diâmetro de 9,78 cm. Está instalado sobre trilhos, colocados no piso para evitar que as vibrações produzidas pelo mecanismo onde o mesmo gira, sejam transmitidos para o fio de torção ou amostra. O mecanismo de sustentação do eletroímã giratório se encontra sobre uma base muito firme, isto devido ao grande momento de inércia do eletroímã. A base de sustentação do eletroímã possui três niveladores, além de mais dois graus de liberdade, para facilitar a regulagem entre o campo magnético e o eixo vertical da amostra. Para o caso de aquecimento no eletroímã, um sistema de refrigeração à água ou ar pode ser acionado, possibilitando maior controle na temperatura e evita a danificação do eletroímã.

Figura 3.1 - Esquema do aparelho de Zvetkov.

p - prisma

t - transferidor

c - catetômetro

e - espelho

f - fio de torção

l - lâmpada

o - amortecedor imerso em óleo

N,S - peças polares

r - recipiente da amostra

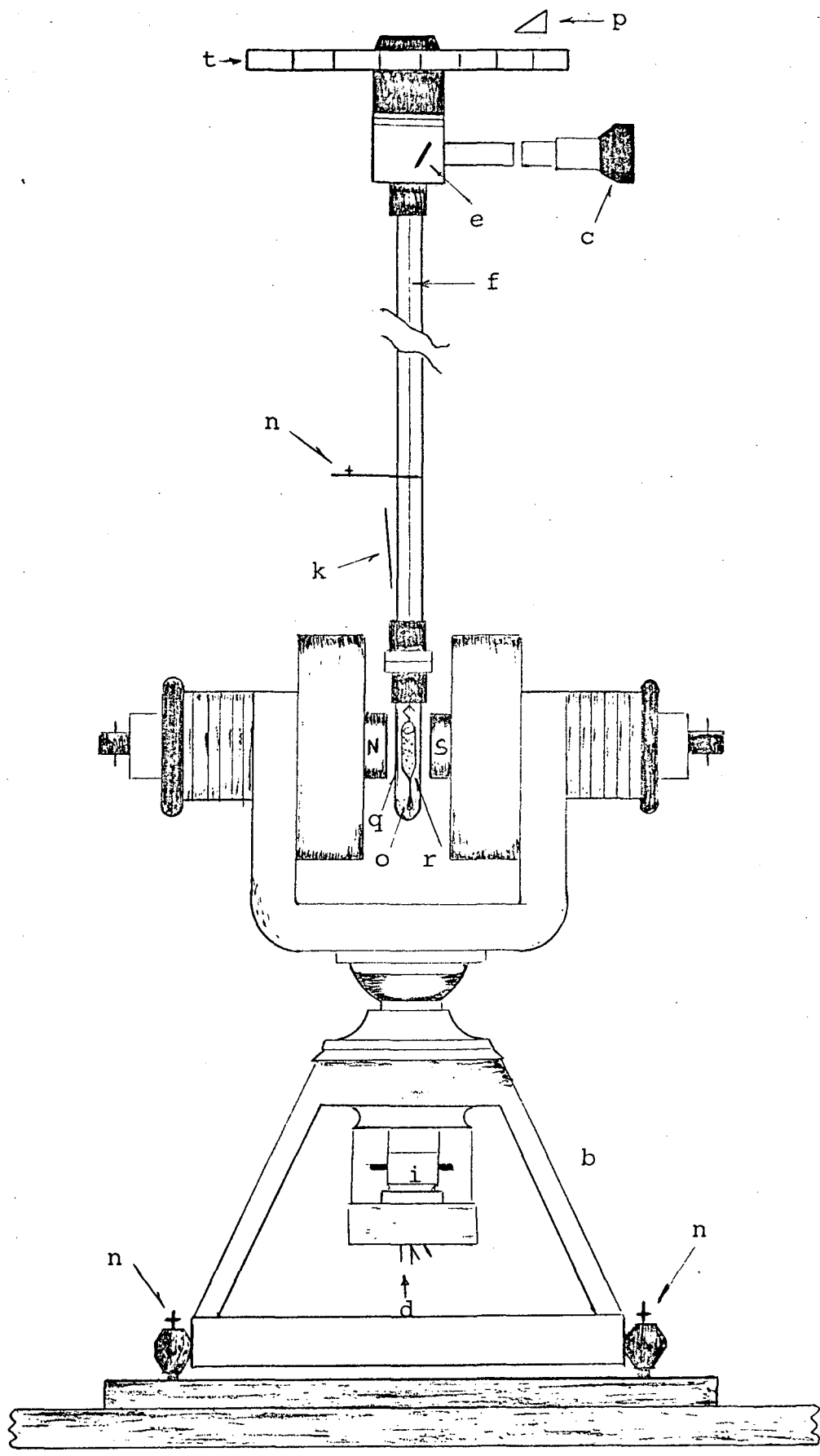
b - base de sustentação

i - eixo de rotação do eletroímã

d - entrada e saída de água ou ar para refrigeração das bobinas

n - niveladores

q - forno



b) Mecanismo de rotação e sistema de controle

A rotação do campo magnético consiste na rotação do eletroímã. Este foi montado sobre uma plataforma giratória conforme a figura 3.1. A rotação do mesmo é feita através de um motor de corrente contínua de 24V, 2A. Este motor foi conectado à plataforma giratória por meio de uma caixa de redução. O controle da velocidade é feito através de um controlador eletrônico. A velocidade angular máxima atingida é de 0,731 rad/s.

Tendo estabelecido uma determinada velocidade angular constante pelo controlador de rotações, através de um cronômetro, cronometramos o tempo do número de rotações que preferimos. Como ponto inicial e final estabelecemos uma marca sobre a plataforma giratória, fixa ao eletroímã.

Outro sistema é o controle feito através de uma fotocélula, estabelecida sobre a plataforma giratória, que através de um contador fornece o número de rotações.

c) Recipiente da amostra

O recipiente da amostra é construído de vidro. Este material deve ser bem selecionado para que os efeitos do campo magnético sobre o recipiente sejam mínimos. Caso contrário, poderá mascarar os resultados e os mesmos não serão satisfatórios. Na parte inferior, o recipiente contém uma causa, cujo comprimento pode ser adaptado de acordo com a altura da base inferior do recipiente da amostra e o meio da altura do óleo, colocado na base inferior do vidro protetor ao forno. A altura do óleo pode variar de 1,5 a 2,0 cm. A finalidade é de regular o regime de oscilação própria do pêndulo. Ainda é de conveniência que esta haste seja do mesmo material do recipiente.

Sempre deve ser levado em consideração que o recipiente da amostra fique no centro do campo magnético. Na parte superior o mesmo deve conter uma tampa que permita a introdução da amostra e possibilite um bom fechamento. Este fechamento pode evitar alterações na amostra por contaminação. A tampa de fechamento pode ser de borracha, mas bastante pequena. Sobre esta tampa é feita uma marcação (mira) para visualizar melhor, através do catetômetro, o deslocamento angular do recipiente. A adaptação para a sustentação do recipiente da amostra foi construída com fio de cobre de 0,9 mm de diâmetro conforme mostrado na figura 3.2.

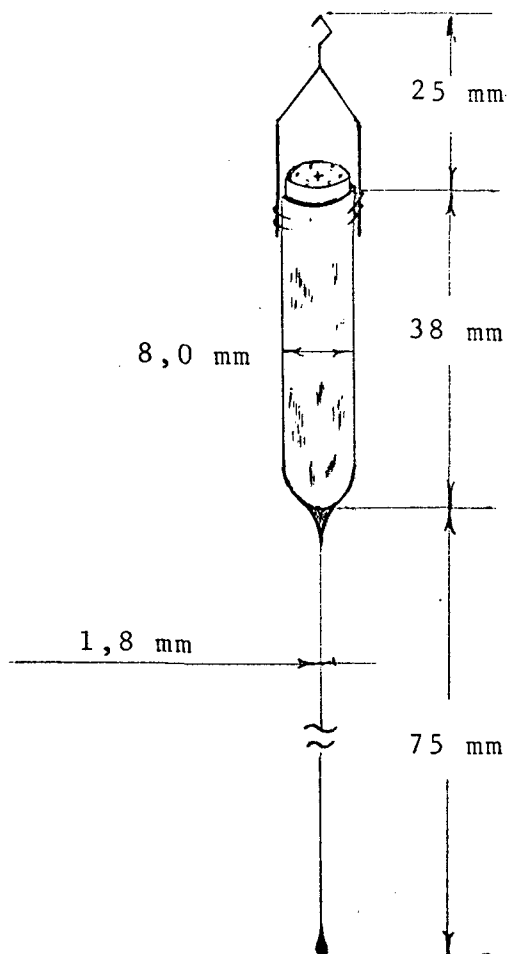


Figura 3.2 - Recipiente da amostra.

A fixação da haste de sustentação no recipiente, para obtenção de bons resultados, pode ser feita através de pequenas tiras de fita adesiva (durex); quanto menor, melhor.

d) Instalação do fio de torção e recipiente da amostra

Construído de Ni/Cr, o fio de torção possui um comprimento aproximado de 112 cm, e um diâmetro de 0,058 mm. Foi isolado do meio externo por um tubo de vidro, cujo diâmetro é de 3,0 cm. Numa das extremidades o fio está fixo a um medidor de ângulos (transferidor) e no outro é fixo o recipiente da amostra, na qual suspende a mesma entre os polos do eletroímã. O recipiente da amostra está fixo em um gancho de fio de cobre, através de tiras de fita adesiva (durex). O gancho de sustentação do recipiente é preso a um anel feito na extremidade do fio. O tamanho deste anel deve ser o menor possível, com um diâmetro aproximadamente igual ao gancho de sustentação do recipiente. Ainda é interessante colocar uma pequena quantidade de cola no nó do fio, onde for feito o anel, para evitar problemas de escorregamento ou aumento do comprimento no fio.

O sistema de sustentação do fio de torção e o forno está instalado em uma armação fixa ao vidro de proteção e sustentação. O tubo de vidro de sustentação, protetor do fio e do recipiente da amostra está instalado em uma armação de ferro fixa à parede. Este tubo, em parte, está isolado com espuma, para evitar vibrações. Com a mesma função na instalação da armação foram usados, para a fixação, parafusos com arruelas de borracha. O tubo de sustentação do fio de torção possui seis graus de liberdade, para facilitar o difícil ajuste da perpendicularidade e a centralização do fio com o campo magnético, que é vital para obtenção de

bons resultados. Para isto, o eixo de rotação dos polos do ele
troímã deve coincidir com o eixo vertical do recipiente da amos
tra e o fio de torção.

e) Forno

O forno foi construído com um filamento de Ni/Cr, com resistência de 101 Ohms, enrolado em um cilindro de alumínio. Es
te sistema é colocado dentro de um tubo de vidro, com uma das ex
tremidades fechadas, conforme a figura 3.3. O tubo de vidro pos
sui 15,0 cm de comprimento e 3,0 cm de diâmetro. A tensão máxima é de 110 V. Entre a resistência e o tubo de vidro foi colocada lã

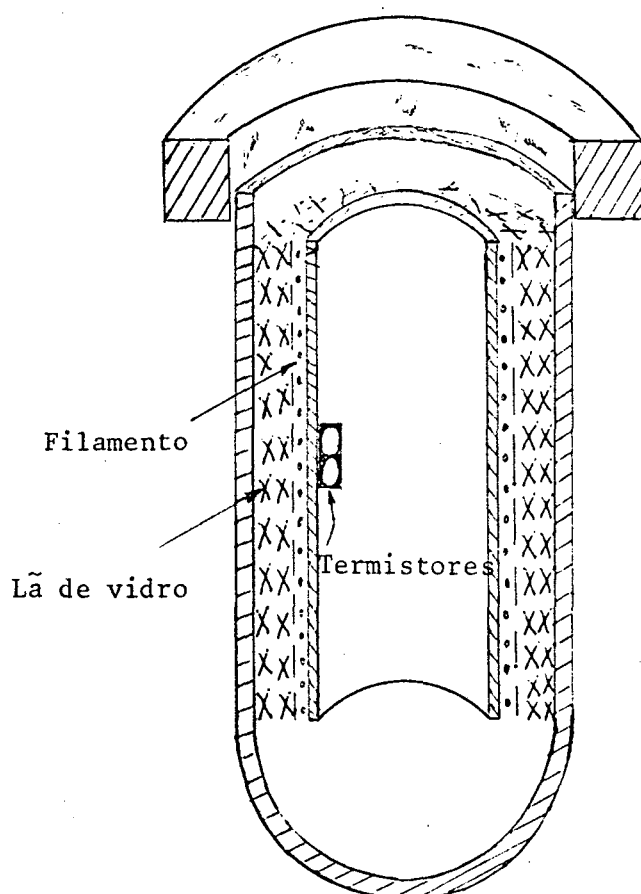


Figura 3.3 - Corte do forno.

de vidro, a fim de obter um isolamento térmico para controlar a energia. A extremidade superior do tubo de vidro que compõe o forno possui um adaptador, permitindo fixar o sistema ao tubo de vidro que envolve o fio de torção, tornando-o um sistema fechado, e ao mesmo tempo permite também a introdução ou a remoção do recipiente da amostra.

Conforme podemos ver na figura 3.3, dentro do forno, fixamos dois termistores de 10K Ohms (25°C) cada um. Um está ligado ao controlador de temperatura e o outro a um multímetro, permitindo, assim, controlar e medir a temperatura.

f) Sistema de controle de temperatura 52

Trata-se de um controlador proporcional, construído com base no esquema do circuito da figura 3.4, prevendo o funcionamento descrito em Journal of Physics and Scientific Instrument 52.

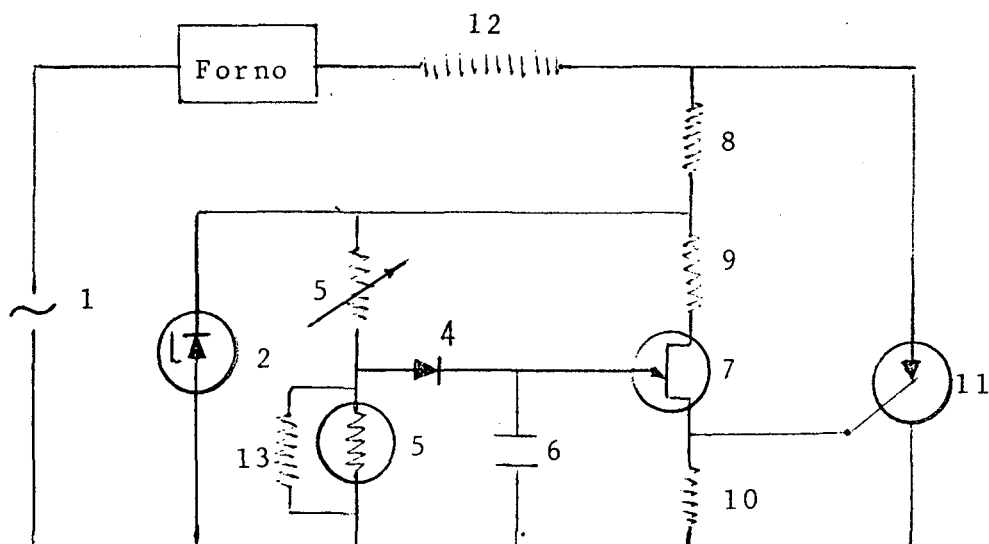


Figura 3.4 - Circuito do controlador proporcional de temperatura.

onde: 1) 120V ca., 60Hz

2) Diodo Zener 12V, 1W

- 3) Termistor 2-5K Ohms a 25°C
- 4) Diodo de sinal 1N4148
- 5) Potenciômetro 1K Ohms
- 6) Capacitor 0,0039 micronF
- 7) Transistor unifunção 2N2646
- 8) Resistor 1K Ohms, 1/2 W
- 9) Resistor 1K Ohms, 1/2 W
- 10) Resistor 47 Ohms, 1/2 W
- 11) Retificador controlador de silício 35A, 2N3897
- 12) Resistor 150 Ohms, 25 W
- 13) Resistor 1K Ohms

Foram efetuadas uma série de modificações no circuito original, a fim de adaptá-lo ao forno do aparelho. A figura 3.4 mostra a configuração atual do controlador.

3.2 - AJUSTAGEM DO APARELHO

3.2.1 - Calibração do Fio de Torção

O fio utilizado para este evento foi Ni/Cr, com diâmetro de 0,058 mm. O comprimento do mesmo foi estabelecido de tal maneira, que a partir do ponto fixo no transferidor, a outra extremidade deve deixar o recipiente da amostra no centro do campo. Quando a posição da amostra satisfaz a esta condição, retira-se o recipiente da amostra e calcula-se a constante elástica C do fio, deixando no mesmo local para evitar qualquer variação ($L =$

107 cm).

Para o cálculo de C procede-se como segue:

1º) Mede-se o período de oscilação P_1 , dado teoricamente por $P_1 = 2\pi\sqrt{I_0/C}$, de uma massa em que contém um gancho e que o cálculo direto de I_0 não apresenta precisão. O valor médio experimental de P_1 está no item 3º. Após a determinação experimental de P_1 , neste mesmo suporte e mesmo fio, coloca-se uma massa conhecida (conforme figura 3.5) e novamente se mede experimentalmente o período P_2 , dado teoricamente por $P_2 = 2\pi\sqrt{(I + I_0)/C}$. De uma série de medidas obtêm-se o valor médio experimental P_2 dado no item 3º.

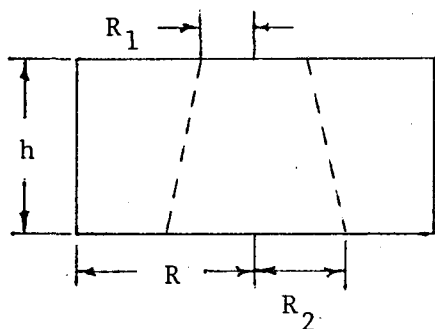


Figura 3.5 - Peça cilíndrica com furo cônico.

2º) Tomando as expressões de P_1 e P_2 e dividindo uma pela outra, obtemos

$$I_0 = \frac{I P_1^2}{P_2^2 - P_1^2} \quad (3.1)$$

e da equação $P_2 = 2\pi\sqrt{(I + I_0)/C}$, obtemos

$$C = \frac{4\pi^2}{P_2^2} (I + I_0) \quad (3.2)$$

então, substituindo I_0 pela expressão 3.1, teremos

$$C = \frac{4\pi^2 I}{P_2^2 - P_1^2} \quad (3.3)$$

C = constante do fio de força

3º) Cálculo de I . Para o cálculo de I toma-se uma peça de massa e formato conhecidos, podendo ser de alumínio, conforme a figura 3.5, onde R_1 é o raio interno menor, R_2 raio interno maior, R raio externo e h altura. O momento de inércia desta peça será

$$I = I' - I_c \quad (3.4)$$

onde I' é o momento de inércia do cilindro todo, I_c momento de inércia da parte cônica, então

$$I_c = 3/10 M_c (R_2^5 - R_1^5) / (R_2^3 - R_1^3) \quad (3.5)$$

e

$$I' = 1/2 M' R^2$$

Substituindo as equações 3.5 na equação 3.4, teremos

$$I = 1/2 M' R^2 - 3/10 M_c (R_2^5 - R_1^5) / (R_2^3 - R_1^3) \quad (3.6)$$

Como $M_c = \rho V_c = \rho \pi H / 3 (R_2^2 + R_1^2 + R_1 R_2)$ e $M' = \rho \pi R^2 H$, substituindo na equação 3.6, obtemos

$$I = \frac{1}{2} \rho \pi H \left[R^4 - \frac{1}{5} (R_2^2 + R_1^2 + R_1 R_2) (R_2^5 - R_1^5) / (R_2^3 - R_1^3) \right] \quad (3.7)$$

mas facilmente conhecemos a massa do tronco de cilindro oco, e

$$\rho = \frac{M}{V} \quad (3.8)$$

substituindo a equação 3.8 e V em função dos raios na equação 3.7, obtemos

$$I = \frac{3 M}{6R^2 - 2(R_2^2 + R_1^2 + R_1 R_2)} \left[R^4 - \frac{1}{5} (R_2^2 + R_1^2 + R_1 R_2) \left(\frac{R_2^5 - R_1^5}{R_2^3 - R_1^3} \right) \right] \quad (3.9)$$

Portanto, calculando a massa e os raios, obtemos I.

Para o nosso cálculo de I, foram feitas várias medidas de R_1 , R_2 e R , com um paquímetro de precisão 0,05 mm, e a massa M foi obtida através de uma balança analítica.

$$M = 14,4042 \text{ g}$$

$$\bar{R} = 1,501 \pm 0,002 \text{ (cm)}$$

$$\bar{R}_1 = 0,461 \pm 0,001 \text{ (cm)}$$

$$\bar{R}_2 = 0,503 \pm 0,002 \text{ (cm)}$$

Com a devida substituição desses dados em 3.9, obteremos

$$I = 17,90 \pm 0,09 \text{ (g.cm}^2\text{)}$$

Para o cálculo da constante C do fio de torção, foram feitas várias medidas de P_1 (período do cilindro cônico com gancho) e P_2 (período com furo cônico + cilindro cônico com gancho) na qual obtemos, como valor médio,

$$\bar{P}_1 = 4,20 \pm 0,01 \text{ (s)}$$

$$\bar{P}_2 = 21,89 \pm 0,02 \text{ (s)}$$

Logo, pela expressão 3.3, teremos

$$C = 1,53 \pm 0,01 \text{ (g.cm}^2\text{/s}^2\text{)}$$

Para cada variação no comprimento do fio ou substituição do mesmo, uma nova calibração deve ser feita.

Apresentamos abaixo os valores de C para os três fios calibrados:

Fio nº	P_1	P_2	$C \cdot 10^7$
1	4,20	21,89	1,53
2	4,17	21,80	1,54
3	4,12	21,55	1,57

C é a constante de torção do fio em N.m/rad

3.2.2 - Calibração do Termistor NTC

A calibragem do termistor consistiu, em verificar a variação da resistência em função da temperatura. O termistor a ser calibrado foi introduzido em um Thermostat-MTA, KUTSZ, tipo 606, em óleo, e estando o termistor ligado a um multímetro digital, medimos as variações da resistência em função da temperatura. As temperaturas do óleo eram fornecidas por um termômetro digital de quartzo ⁵⁴, HP 2804A (USA), com precisão de 0,01°C. Os valores obtidos estão na tabela 3.1. As características de um termistor NTC ⁵⁵ podem ser descritas pela expressão: $R = A e^{B/T}$, ou $R = A \exp(B/T_1 + C/T_2 + D/T_3)$.

3.2.3 - Calibração do Campo Magnético

O campo magnético neste experimento é constante. Mesmo assim, foram feitas várias medidas do campo magnético H, para verificar a influência do mesmo sobre a amostra, e sua constância. Para esta medida do campo magnético entre os polos do eletroímã, foi usado um gaussímetro modelo 640 e uma fonte de tensão estabilizada, modelo TCY 120-15, 1800W, 60Hz.

3.2.4 - Calibração do Forno

A calibração de um forno envolve problemas mecânicos, térmicos e elétricos. Ela consiste em ajustar tais parâmetros a fim de obter a temperatura desejada constante. Inclui o problema

Tabela 3.1 - Variação da resistência em função da temperatura.

nº	T (°C)	R (Ohm) . 10 ²
01	21,62	10,71
02	25,70	88,30
03	26,20	86,33
04	28,84	75,70
05	32,72	63,50
06	36,08	54,70
07	40,50	45,10
08	46,42	35,00
09	49,55	30,70
10	51,15	28,80
11	54,17	25,50
12	61,63	19,00
13	67,39	15,20
14	70,57	13,50
15	75,96	11,10
16	78,78	10,00
17	82,77	8,83
18	86,71	7,70
19	91,21	6,63
20	95,35	5,78
21	99,32	5,06

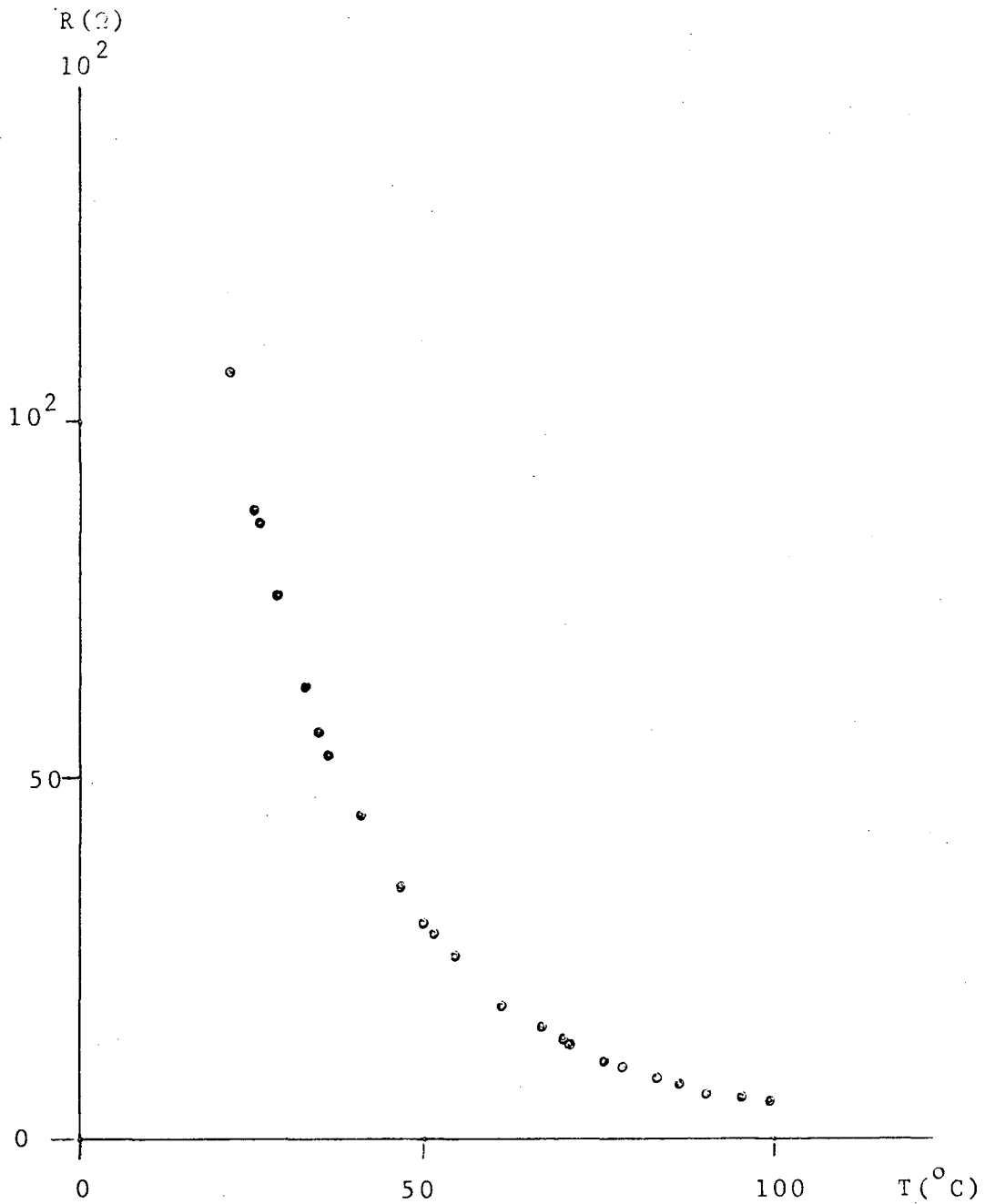


Figura 3.6 - Representação gráfica da variação da resistência do termistor calibrado, em função da temperatura.

da distribuição dos valores da temperatura dentro do forno e a mostra. Para a calibração usamos um sensor NTC, um controlador proporcional de temperatura descrito no item 3.1.2 (f), um traçador XY, uma ponte de Wheatstone, um termômetro e o próprio forno. Entre as paredes internas do vidro e da resistência do forno foi feito um isolamento térmico com lã de vidro, isto para reduzir as perdas de calor por condução e convecção principalmente. Para o nosso caso a faixa de calibração de maior interesse foi de 20 a 60°C. Verificamos o comportamento da temperatura dentro do forno, através de um termômetro e um termistor NTC. Através de um termômetro de precisão 0,1°C, colocado internamente ao forno, foram feitas várias leituras. Conservando entre uma leitura e outra um intervalo de 10 minutos. A leitura teve início quando a temperatura estava estabilizada. Algumas dessas leituras são apresentadas na tabela 3.2. Portanto, podemos observar o comportamento no decorrer do tempo. $\bar{T} = 25,1 \pm 0,1$ e $\bar{T} = 30,0 \pm 0,1$ (°C). Isto só é possível, mantendo uma dissipação externa constante. Qualquer modificação no meio ambiente acarreta alterações na temperatura do forno.

Junto a esse processo foi colocado um sensor NTC na parte interna do forno, estando o mesmo fazendo parte numa ponte de Wheatstone, conforme a figura 3.7. Além deste e o termômetro, tínhamos o traçador XY que permitia a observação no comportamento da temperatura no forno, nos intervalos de tempo observados para a leitura da temperatura no termômetro. Através do traçador XY, era possível observar a pequena variação periódica da temperatura. No intervalo de 20 a 60°C, as oscilações eram na ordem de 0,1°C, naturalmente dentro de certas condições externas favoráveis. Para temperaturas próximas a ambiente, as dificuldades au

Tabela 3.2 - Comportamento da temperatura no forno, no decorrer do tempo.

n	T(°C)	Δ T
1	25,2	0,1
2	25,0	0,1
3	25,1	0,0
4	24,9	0,2
5	25,1	0,0
6	25,0	0,1
7	25,1	0,0
8	25,0	0,1
9	25,1	0,0
10	25,0	0,1
Soma	250,5	0,7
Média	25,1	0,1

n	T(°C)	Δ T
1	30,1	0,1
2	30,0	0,0
3	30,1	0,1
4	30,0	0,0
5	30,1	0,1
6	30,0	0,0
7	30,1	0,1
8	30,0	0,0
9	30,1	0,1
10	30,0	0,0
Soma	300,5	0,5
Média	30,0	0,1

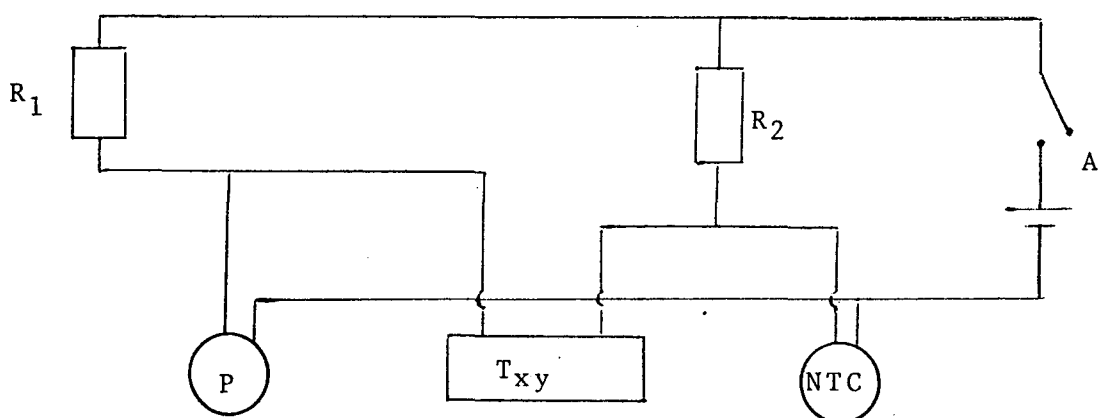


Figura 3.7 - Circuito auxiliar para a calibração do forno.

$R_1 = R_2 = 470 \text{ Ohms}$, NTC-termistor = 10^4 Ohms

A-pilhas $\approx 3,0V$, P-potenciômetro = 10^3 Ohms , T_{XY} -traçador XY

mentam.

Em qualquer caso, as condições externas devem ser controladas para a obtenção de bons resultados.

3.3 - OPERAÇÃO

3.3.1 - Procedimento com o Recipiente da Amostra

O recipiente da amostra requer os maiores cuidados, desde a escolha do tipo de material empregado até o uso do mesmo. O material adequado utilizado como recipiente é aquele que quando colocado num campo magnético homogêneo intenso, apresenta efeitos magnéticos mínimos. Como é de difícil escolha, em nosso caso foi construído um recipiente de vidro (Pirex-boro-silicato-7740) conforme figura 3.2.

O comprimento da cauda inferior deve ser adequado para que a parte final da mesma atinja o meio de 2,0 cm de altura do óleo, colocado no fundo do vidro que contém o forno. Esta e o óleo tem a finalidade de regular o regime de oscilação própria do pêndulo.

O recipiente que contém a amostra deve ser centralizada de modo que o eixo vertical coincida com o eixo perpendicular e vertical do campo magnético giratório. Esta centralização é imprescindível para a obtenção de bons resultados.

Em cada troca de amostra, o recipiente deve ser lavado com muito cuidado, e novamente será feito a prova em branco, con

forme 3.3.5.

3.3.2 - Leitura de Ângulos e Períodos

O deslocamento angular é representado por θ , e o período de rotação do eletroímã por P . A leitura do deslocamento angular da amostra é realizado como segue:

19) Através do catetômetro e um prisma instalado acima da amostra e abaixo do transferidor, observa-se a mesma, iluminada por uma lanterna, instalada logo acima das bobinas.

20) Sobre a tampa do recipiente da amostra há uma mira; esta deve coincidir com a mira do catetômetro. Este ajuste é feito sem o campo aplicado. Anota-se a leitura do ângulo θ_0 , como ponto inicial. A leitura deste ângulo é feita através de um prisma, posicionado logo acima do transferidor. Feito isto, aciona-se o campo magnético e a rotação do eletroímã. Aguarda-se um intervalo

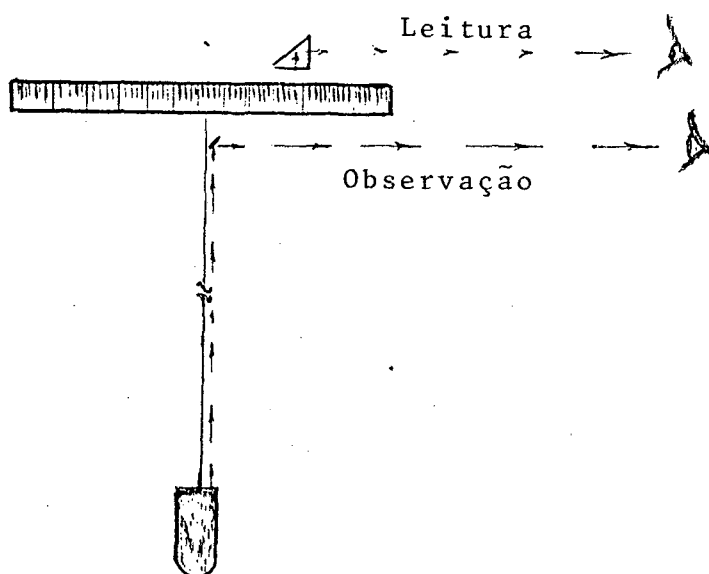


Figura 3.8 - Esquema da observação da amostra e leitura de ângulos.

de tempo para que a velocidade do eletroímã seja constante.

A ação do campo magnético sobre a amostra produz um deslocamento angular no recipiente que a contém. Devido às impurezas no recipiente, a rotação do campo magnético apresenta, além de um determinado deslocamento angular, uma pequena oscilação no recipiente da amostra. Para medir o deslocamento angular gira-se o transferidor no sentido contrário ao do deslocamento do eletroímã, até que o valor médio da oscilação coincida novamente com a mira do catetômetro, registrada na marcação inicial sobre a amostra. Anota-se novamente o valor registrado pelo transferidor através do prisma. A diferença $\theta - \theta_0$ nos dá, então, o deslocamento angular da amostra, para esta determinada velocidade angular. Para a próxima leitura basta aumentar a velocidade angular do campo ou (diminuir) e novamente desloca-se o transferidor até que a mira coincida com o valor médio da nova oscilação, anotando, então, o novo ângulo, e assim, repetir o processo até obter o número desejado de medidas.

O período de rotação do campo magnético pode ser determinado através de um cronômetro ou uma fotocélula instalada sobre a plataforma de rotação. Como as velocidades do eletroímã são muito pequenas, a leitura através de um cronômetro apresenta boa precisão. Basta fazer um marco inicial e registrar a partir deste, o tempo para cinco ou dez revoluções.

3.3.3 - Controle e Medida de Temperatura

O controle de temperatura é feito através de um contro

lador proporcional, anteriormente descrito. A medida da mesma é feita através de um termistor NTC, calibrado. Este é colocado no recipiente do forno próximo a amostra. Ligando o termistor a um multímetro, este nos fornece o valor da resistência em função da temperatura no momento desejado. Como calibramos o NTC em função da temperatura, podemos facilmente obter a mesma através de uma interpolação num diagrama R x T, conforme a tabela 3.1 e figura 3.6. A temperatura também pode ser calculada conforme a referência em catálogo ⁵⁶. Dando como expressão: $1/T = a + b(\ln R) + c(\ln R)^3$. Onde a, b, c devem ser calculados para pequenos intervalos de R. Assim,

$$1/T_1 = a + b(\ln R_1) + c(\ln R_1)^3$$

$$1/T_2 = a + b(\ln R_2) + c(\ln R_2)^3$$

$$1/T_3 = a + b(\ln R_3) + c(\ln R_3)^3 \quad (3.10)$$

obtendo, desta maneira, as constantes a, b, c podemos, no intervalo considerado, determinar T em função de R.

Para medidas próximas ao ambiente ou mesmo acima deve-se controlar o aquecimento nas bobinas do eletroímã, para não anular o efeito do controlador proporcional.

3.3.4 - Cálculo de ω e τ

Com os dados obtidos através da operação 3.3.2, isto é, o tempo 5P para o deslocamento angular, a velocidade angular cons-

tante (por definição $\omega = \Delta\theta/\Delta t$), será

$$\omega_1 = \frac{5 \times 2\pi}{5P} \text{ (rad/s)}. \quad (3.11)$$

Para o cálculo do torque calculamos, inicialmente, a constante C, conforme vimos em 3.2.1 e como em 3.3.2, determinamos o deslocamento angular $\Delta\theta = \theta - \theta_0$ para cada velocidade. Sendo o torque definido por $\tau = C \Delta\theta$ (N.m), substituindo os dados acima, obtemos o mesmo.

3.3.5 - Prova em Branco

A prova em branco consiste em verificar os efeitos do campo magnético sobre o recipiente da amostra. Para tal, instala-se a amostra entre os polos do eletroímã, liga-se o campo magnético e coloca-se o eletroímã a girar. Faz-se uma série de medidas da velocidade angular do campo magnético e o deslocamento angular do recipiente, mantendo um campo magnético constante (0,65 T). Com esses dados calcula-se o torque dado pela expressão $\tau_0 = C\Delta\theta$; C é a constante de torção do fio, determinada em 3.2.1.

Construindo o gráfico $\tau \times \omega$, e usando o programa de mínimos quadrados, escolhe-se os pontos mais alinhados e calcula-se $K_0 = \frac{d\tau}{d\omega}$.

3.3.6 - Medidas com Amostra

Primeiro medir a massa do recipiente da amostra vazio, com uma balança de precisão. Em seguida, medir a massa do mesmo recipiente com amostra. Fazendo a diferença obtém-se a massa da amostra. O recipiente com a amostra é colocado entre os polos do eletroímã, suspenso pelo fio de torção. Procede-se conforme prescrito em 3.3.2. Feita a leitura de θ_0 , liga-se o campo magnético e coloca-se o eletroímã a girar, em velocidades constantes. Faz-se uma série de medidas da velocidade angular do campo magnético e o deslocamento angular correspondente da amostra. Com esses dados calcula-se o torque τ_a , dado por: $\tau_a = C\Delta\theta$. Construindo o gráfico $\tau_a \times \omega$, e usando o programa de mínimos quadrados eliminando pontos fora da linha, calcula-se $K_a = \frac{d\tau_a}{d\omega}$ como,

$$\tau_a = \tau_0 + \tau \longrightarrow \tau = \tau_a - \tau_0 \quad (3.12)$$

onde τ é o torque devido a amostra; τ_a é o torque aparente, torque devido a amostra + o recipiente.

3.3.7 - Cálculo de γ_1

Com a determinação do torque τ , sobre a amostra de cristal líquido nemático devido a presença do campo magnético, determinamos γ_1 através da expressão $\Delta\tau = \gamma_1 \omega V \rightarrow \gamma_1 = \frac{\Delta\tau}{\Delta\omega V}$. O volume da amostra pode ser determinado através da expressão

$$V = m/\rho(T). \quad (3.13)$$

Podemos calcular o valor $\frac{\Delta\tau}{\Delta\omega}$ através do gráfico (linear) $\tau \times \omega$.

Os valores de γ_1 , para todas as tabelas de dados experimentais, foram calculados através do computador conforme o programa AI (que segue em anexo I).

CAPÍTULO IV

RESULTADOS E DISCUSSÕES

4.1 - QUÍMICA

Dois compostos utilizados no experimento pertencem ao grupo de cianobifenils (BDH Chemicals). O MBBA foi sintetizado e purificado e mais dois cristais liotrópicos, cloreto de decil a mônia e laurato de potássio, no Laboratório de Físico-Química da UFSC.

4.1.1 - Cristais Líquidos Cianobifenils

A descoberta do cristal líquido de cianobifenils em 1973 por Gray, Harrison e Nasz ⁵⁷, e a evolução de suas propriedades para Royal Signal and Radar Establishment, revolucionaram a tecnologia do display de cristais líquidos nemáticos.

Há um grande interesse técnico nas propriedades viscosas de cristais líquidos, como tempo resposta para display de nemáticos torcidos, dependente do coeficiente de viscosidade γ_1 . A equação t_{on} e t_{off} nos dá uma estimativa do tempo (turn-on e turn-off) para um TN-LCD ^{58, 59} (Twist Nematic-Liq. Cryst. Displays).

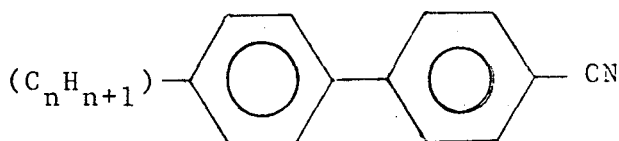
$$t_{\text{on}} = \frac{\gamma_1}{\epsilon_0 \epsilon_a E^2 - k\pi^2/d^2} \quad t_{\text{off}} = \frac{\gamma_1}{k\pi/d^2}$$

$$k = k_{11} + (k_{33} - k_{22})/4.$$

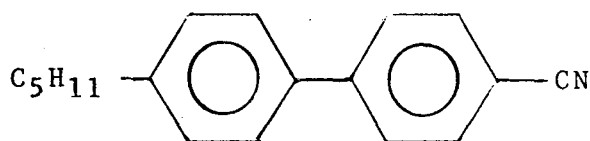
A diminuição de γ_1 reduz o tempo resposta de um TN-LCD.

4.1.2 - Nomenclatura e Propriedades Gerais

Os cristais líquidos cianobifenils são moléculas longas, com a parte central rígida, diferindo de um ao outro por uma cadeia alifática (aberta) ligada em um lado do núcleo. Tem como fórmula geral:



onde n varia de 1 a 12. A nomenclatura corrente usada na literatura foi introduzida por Gray. Consiste no símbolo CB precedido pelo número n . Assim, 5CB designamos: 4ciano-4'- n -pentilbifenil. Outro código usado pelo BDH⁶⁰, é o designado pela letra K seguida por um número. Ex: 5CB \equiv K15.



Propriedades nemáticas aparecem somente para $n = 5$ e persistem⁶¹ até $n = 11$ com exceção de 10, sendo que para $n = 8$

exibe também uma fase esmética.

Há variações regulares na temperatura de transição ao longo da série, e estas tem sido interpretadas em termos da respectiva configuração da cadeia, todos apresentam anisotropia positiva.

Estes materiais possuem grande estabilidade química e fotoquímica, ambas propriedades essenciais para produzir display digital. Quando expostos ao ar úmido, absorvem água até o limite de saturação ⁶² 0,15%. Esta pode ser retirada pelo aquecimento no estado isotrópico, através da passagem de uma corrente de nitrogênio seco no cristal líquido, a uma pressão em torno de 0,1 mmHg, durante algumas horas.

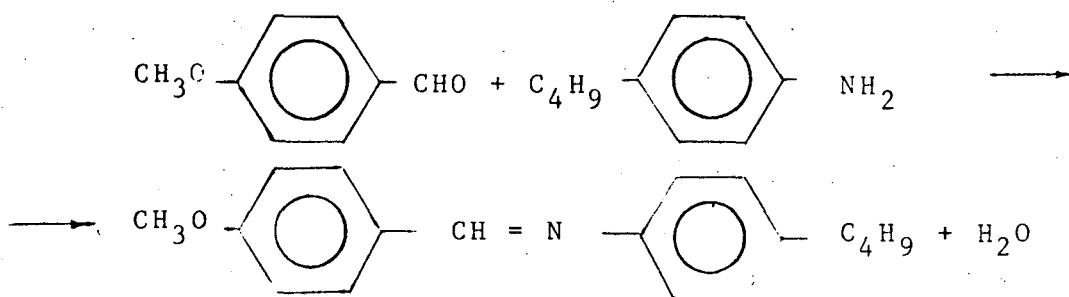
A temperatura de transição dos cianobifenils de acordo com a referência ⁶³, onde n indica o número de átomos de carbono em uma cadeia alifática do cianobifenil, B e G indicam a notação de Gray e BDH, T_i e T_f são as temperaturas de transição de fase.

n	G	B	T_i	T_f
5	5CB	K15	24	35,3
6	6CB	K18	14,5	29

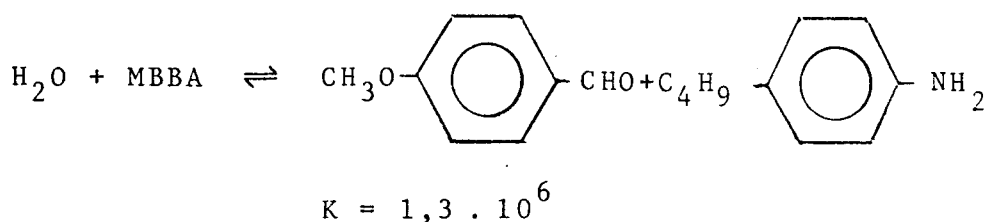
4.1.3 - MBBA, Laurato de potássio e Cloreto decil amônia

O p-methoxybenzol-p-n-butylaniline (MBBA) foi sintetizado e purificado no laboratório de físico-química da UFSC. É produto da reação da condensação entre p-butylaniline e p-metho

xybenzaldeide.

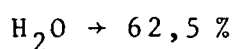


O procedimento recomendado por Rayghavan e Paddock ⁶⁴, consiste na calefação dos reagentes durante 30 horas, em um frasco de base redonda adaptado a um condensador de refluxo e a um Dean-Stark para separar a água. Através de um Rotavapor-Re elimina-se o solvente. É misturado uma quantidade de etanol até a composição tornar-se saturada. O líquido viscoso cristaliza a baixa temperatura (0°C). Este processo é repetido até que a temperatura de transição fique constante. A fase nemática para o MBBA estudado está entre 20 e 40,5°C. É um dos cristais líquidos mais estudados. Infelizmente, não muito estável acima de 20°C, decompondo-se com a absorção de água, contudo a constante de equilíbrio é pequena.



Foram ainda examinados dois cristais líquidos liotrópicos: laurato de potássio e cloreto decil amônia, em concentrações de:

a) Laurato de potássio:



HCl → 3 %

KI → 34,5 %

b) Cloreto de decil amônia:

H₂O → 56 %

CDA → 40 %

NH₄C → 4 %

4.1.4 - Resultados e Discussões

Tabela 4.1 - Medidas de P, α , e cálculo de ω (rad/s) e τ (Nm) ,
para o recipiente da amostra vazio.

N	5P/s	ω (rad/s)	α (°)	$\tau \cdot 10^7$ Nm
01	270,0	0,116	80,0	0,187
02	240,2	0,131	82,0	0,241
03	201,9	0,156	83,8	0,289
04	169,2	0,186	86,0	0,348
05	135,6	0,232	88,0	0,401
06	120,0	0,262	90,0	0,455
07	100,6	0,312	92,2	0,513
08	81,8	0,384	95,5	0,602
09	66,2	0,475	101,0	0,749
10	53,9	0,583	107,5	0,922
11	43,8	0,717	116,2	1,155

Figura 4.1 - O valor médio τ_0 do torque originado pelas impurezas magnéticas no recipiente de vidro é uma função linear da velocidade angular ω do campo magnético. (Linha traçada manualmente).

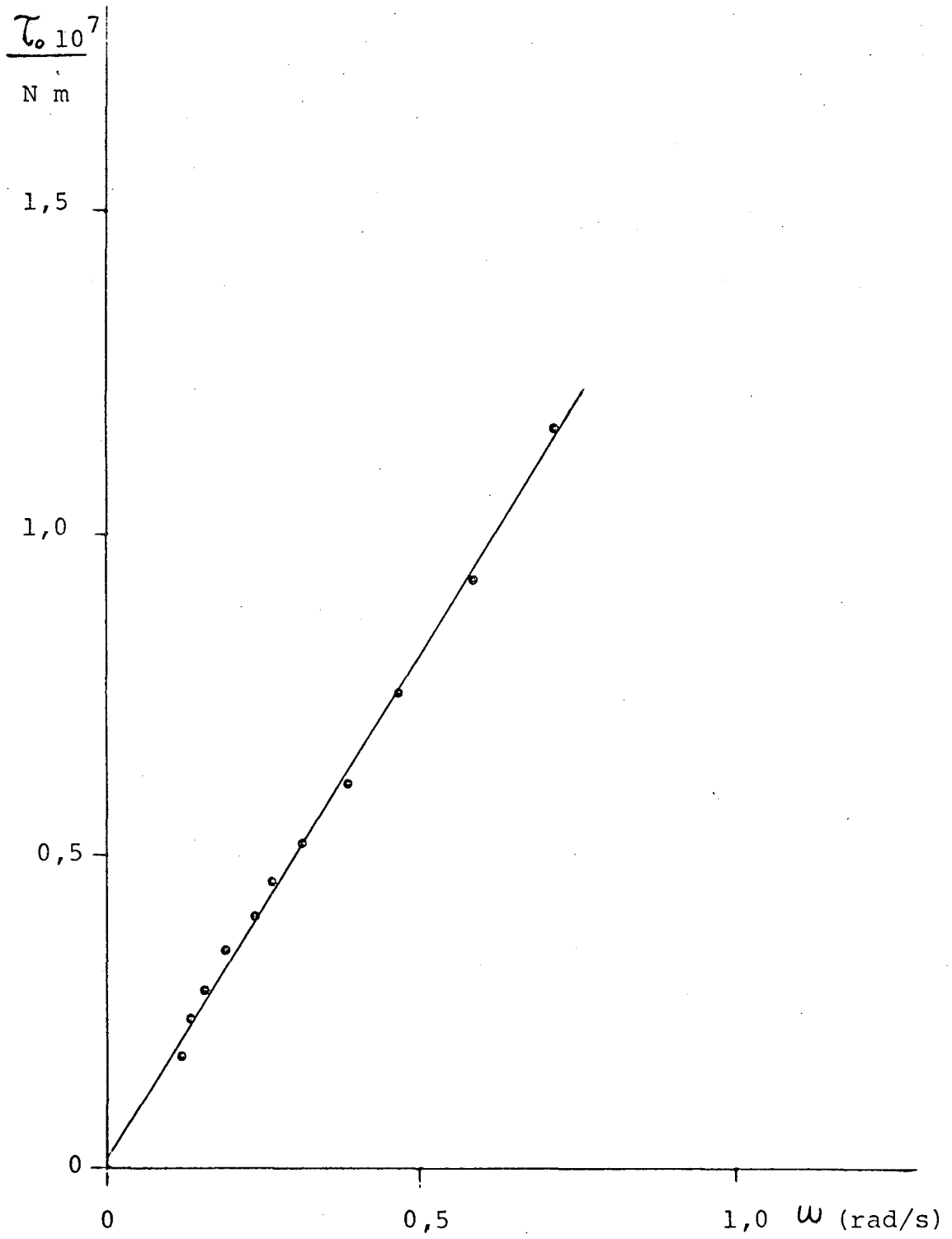


Tabela 4.2 - Período de rotação do campo magnético, deslocamento angular da amostra, velocidade angular, torque devido ao cristal para 6CB, cuja massa é $m = 1,60597$ g a uma temperatura de $22,9^{\circ}\text{C}$. $\alpha_0 = 0$ (marco inicial).

n	5P (s)	w(rad/s)	α (graus)	$\tau_{c+r} \cdot (10^7)$	$\tau_c \cdot (10^7)$
01	356,2	0,088	9	0,241	0,108
02	222,4	0,141	14,5	0,388	0,175
03	190,7	0,165	16	0,428	0,180
04	153,4	0,205	19	0,508	0,200
05	124,7	0,252	25	0,668	0,289
06	101,2	0,310	31	0,829	0,361
07	87,2	0,360	36	0,963	0,420
08	73,4	0,428	41	1,096	0,452
09	61,8	0,408	50	1,337	0,571
10	50,4	0,623	62,7	1,676	0,738
11	45,0	0,698	69	1,845	0,794

τ_{c+r} = Torque devido ao cristal + recipiente (N.m)

τ_c = Torque devido ao cristal líquido (N.m)

Figura 4.2 - Variação do torque viscoso τ , com a velocidade angular do campo, na temperatura de $22,9^{\circ}\text{C}$, em um campo magnético de $0,65\text{ T}$, para os cianobifenils 6CB. (Linha traçada manualmente).

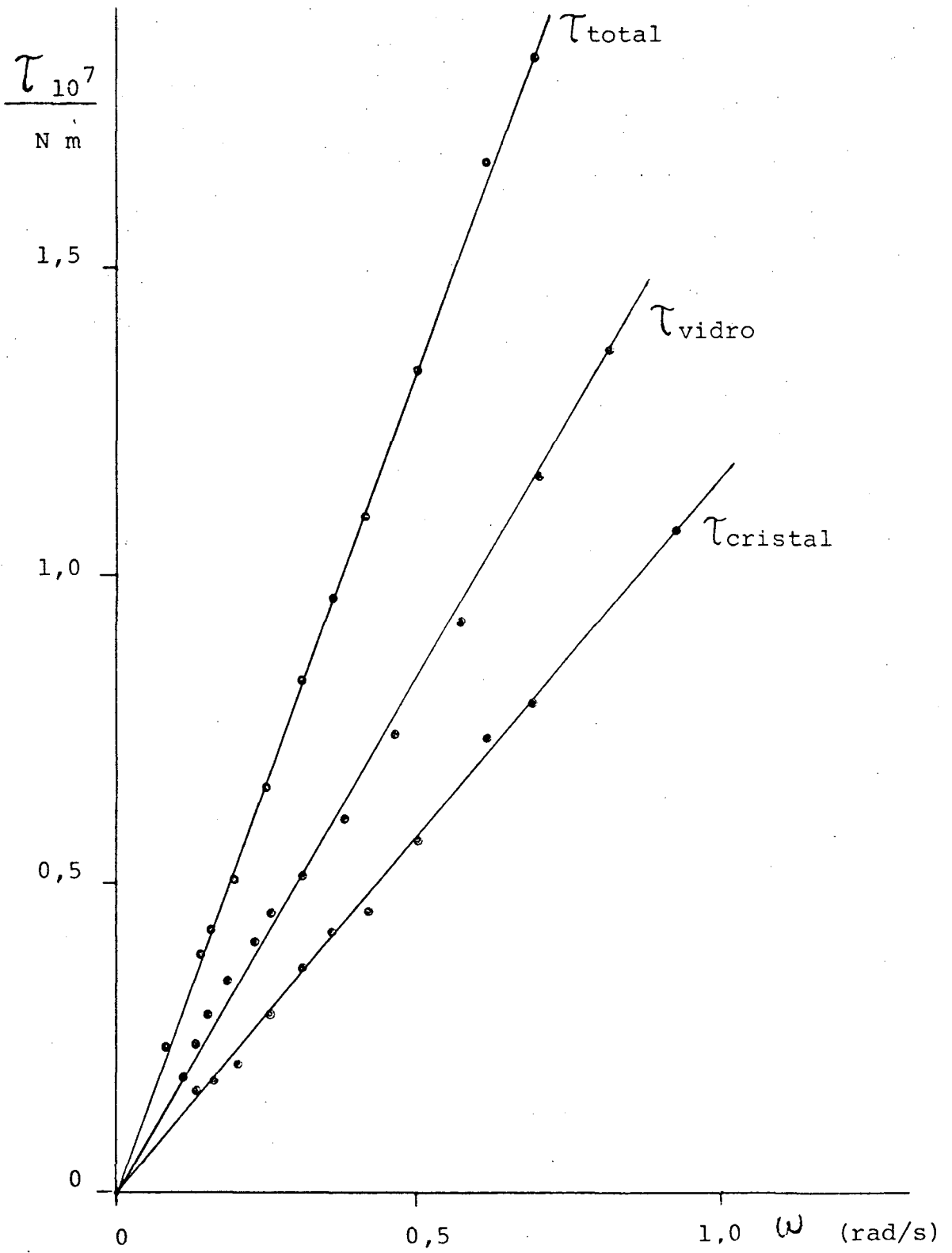


Tabela 4.3 - Viscosidade torcional (Twist) γ_1 (mPa.s) de cianobifenils (5CB e 6CB).

5CB		6CB	
T(°C)	γ_1	T(°C)	γ_1
24,9	83,1	20,9	91,0
25,0	78,2	21,8	81,2
25,5	77,8	22,9	72,3
26,9	70,1	24,4	68,9
27,8	65,7	25,0	61,5
28,6	61,2	26,0	52,6
29,0	59,9	26,4	51,5
29,6	58,8	26,5	49,0
29,9	57,1	27,2	39,0
30,4	52,1	27,5	36,6
33,0	38,8	27,6	32,7
36,0	-	29,0	-

Figura 4.3 - Cianobifenil: variação da viscosidade torcional
(Twist) com a temperatura (6CB).

● - L.T.S. Siedler et al.

▲ - Autor

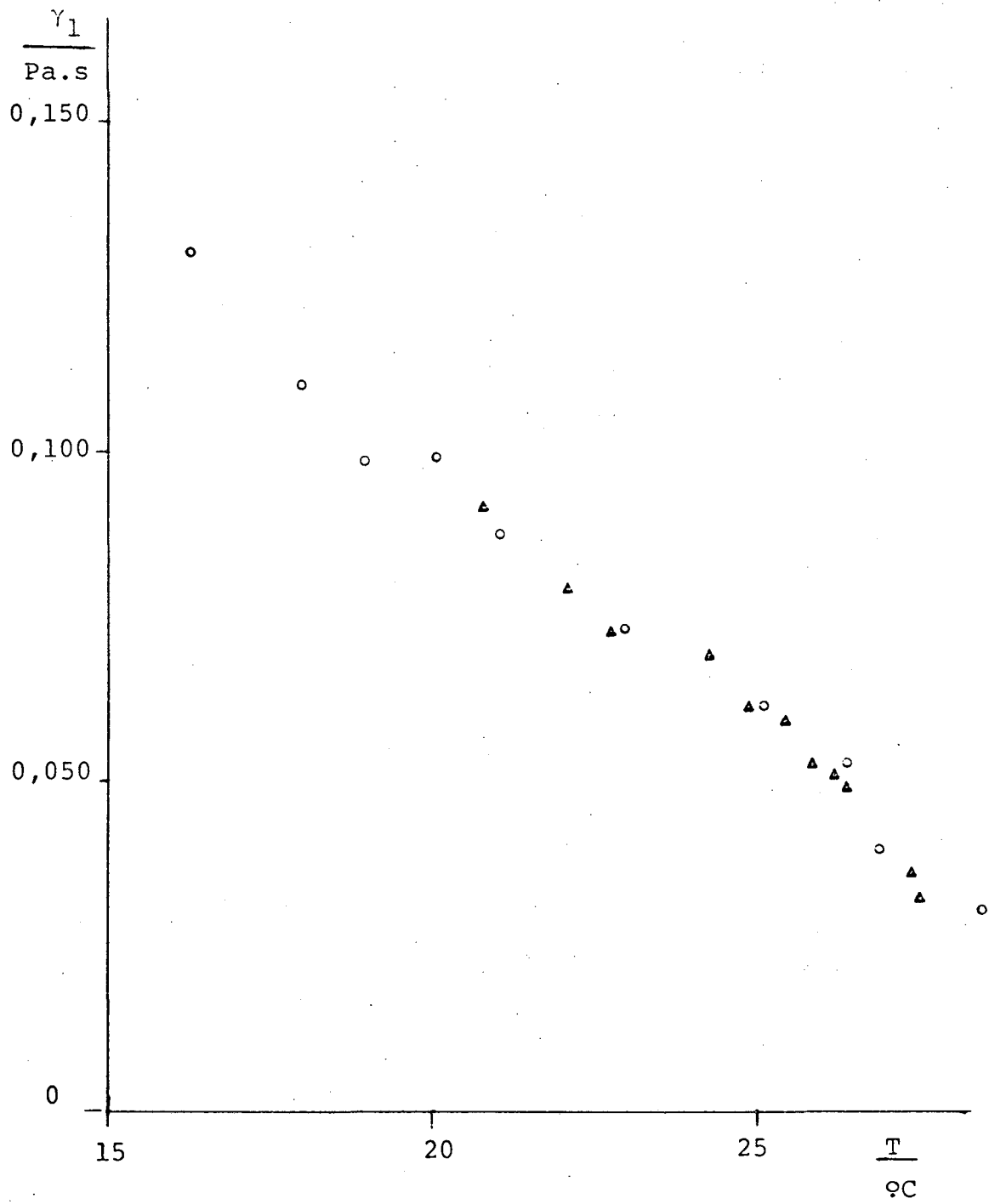


Figura 4.4 - Cianobifenil (5CB): variação da viscosidade torcional (Twist) com a temperatura.

● - L.T.S. Siedler ⁶⁵

▲ - K. Skarp ⁶⁶

○ - H. Kneppe, F. Schneider e N. K. Sharma ⁶⁷

Δ - Autor

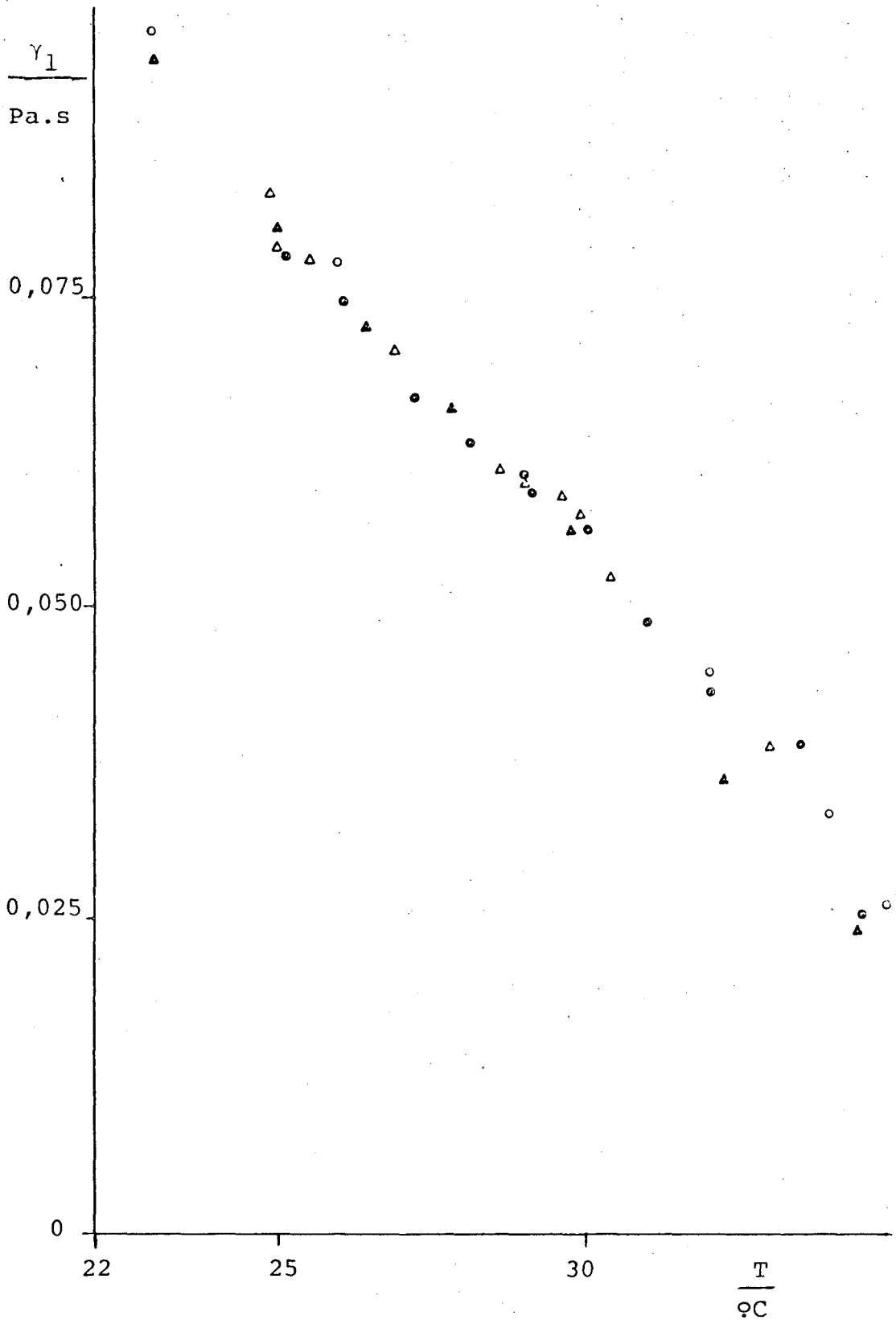


Figura 4.5 - Coeficiente de viscosidade torcional em função da temperatura. (Linha traçada manualmente).

o - L.T.S. Siedler 65, 68

● - Autor

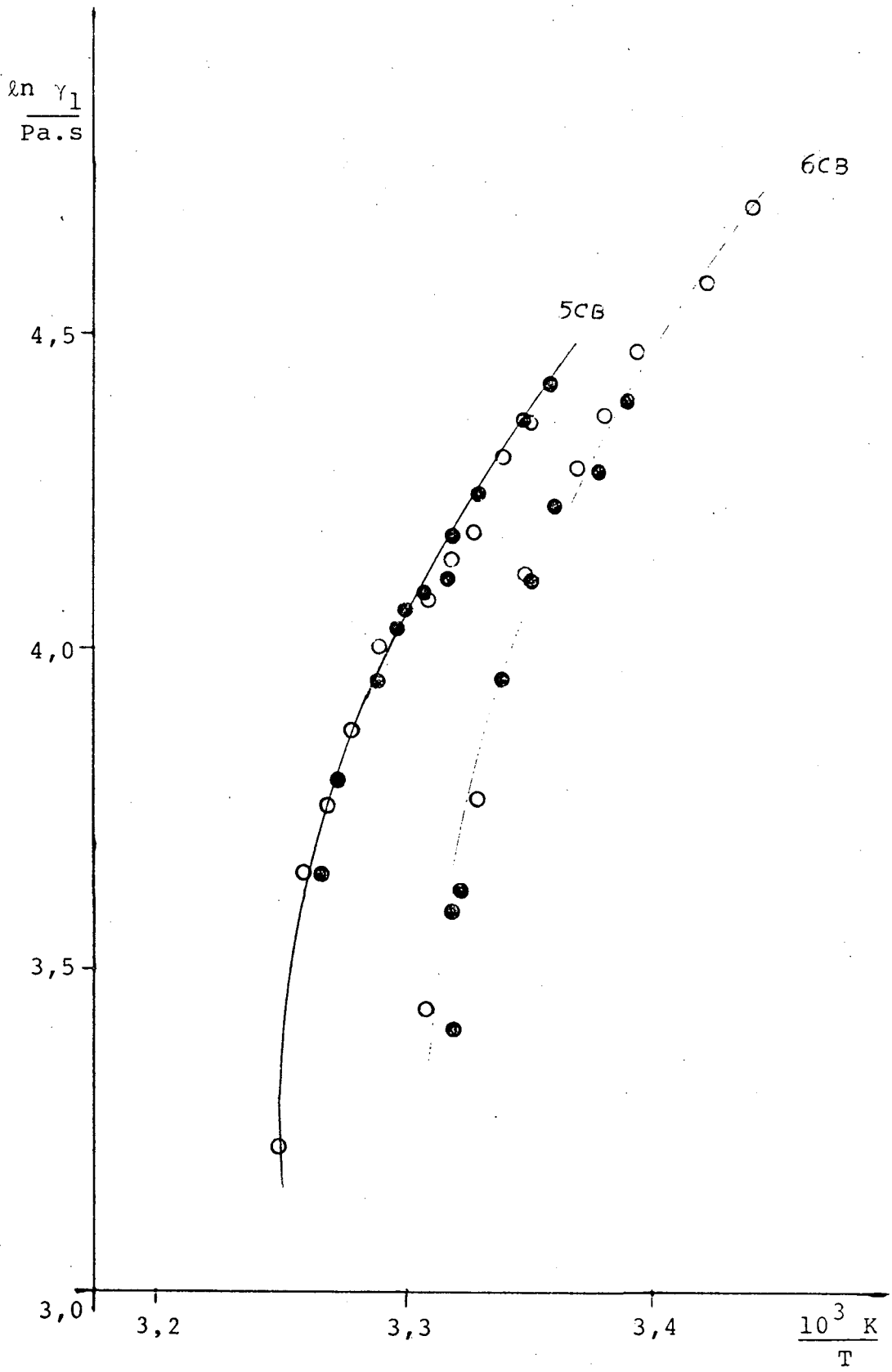


Tabela 4.4 - Viscosidade torcional (Twist) γ_1 (em mPa.s) do MBBA

$T(^{\circ}C)$	γ_1
26,6	99,3
28	87
28,4	84
30,4	75
32	62
33,8	52,2
34	49
36,8	46
37	40,3
37,3	33
39,5	24

Figura 4.6 - MBBA: variação da viscosidade torcional (Twist) com a temperatura. (Linha traçada manualmente).

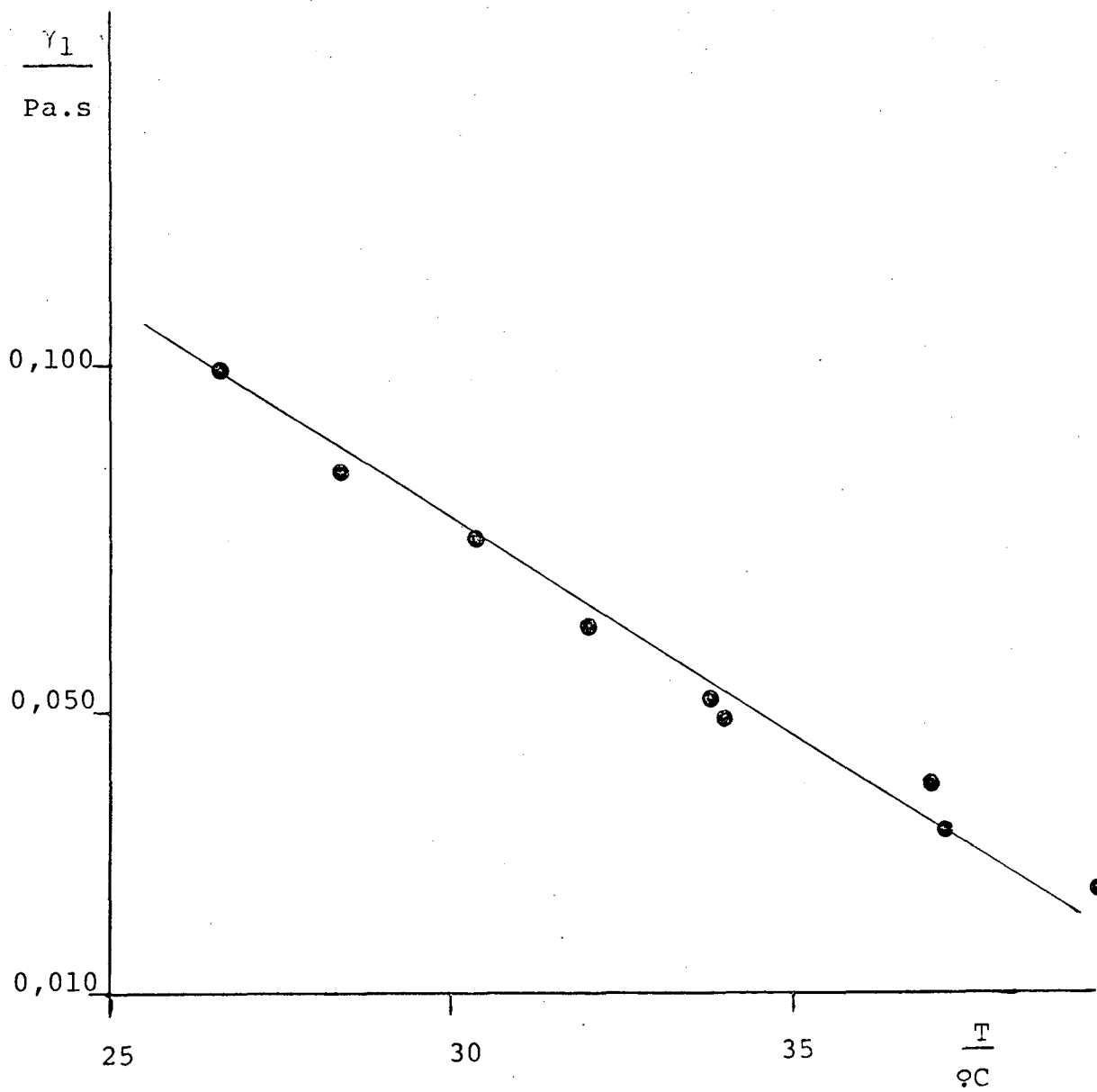


Figura 4.7 - MBBA: variação da viscosidade torcional (Twist) com a temperatura.

o - H. Gasparoux e J. Prost ⁶⁹

● - H. Knepe, F. Schneider e N. K. Sharma ⁶⁷

Δ - L. T. S. Siedler ⁶⁸

▲ - Autor

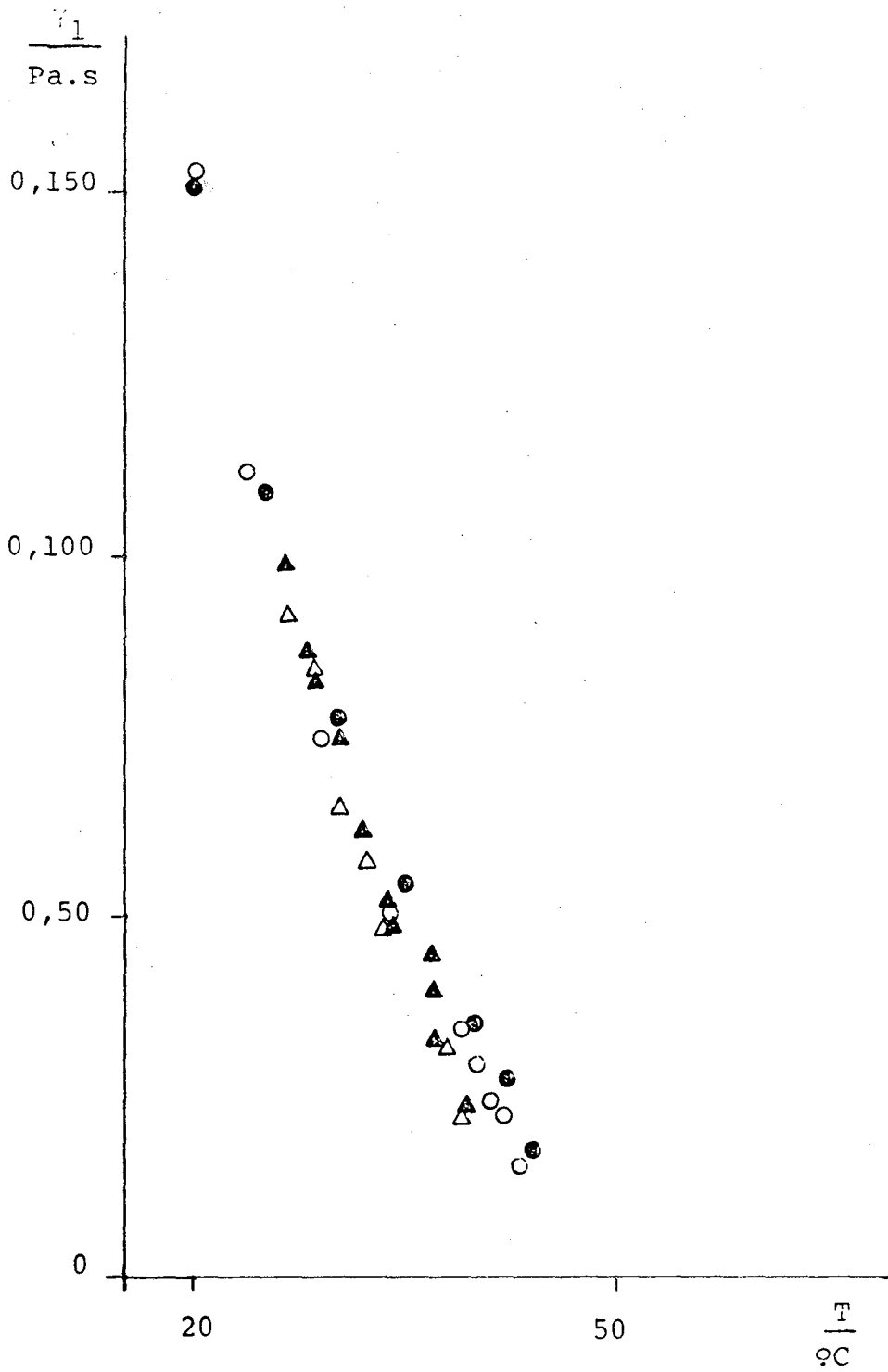


Figura 4.8 - Variação do coeficiente de viscosidade torcional γ_1 , em função da temperatura. MBBA, 5CB e 6CB. (Linha traçada manualmente).

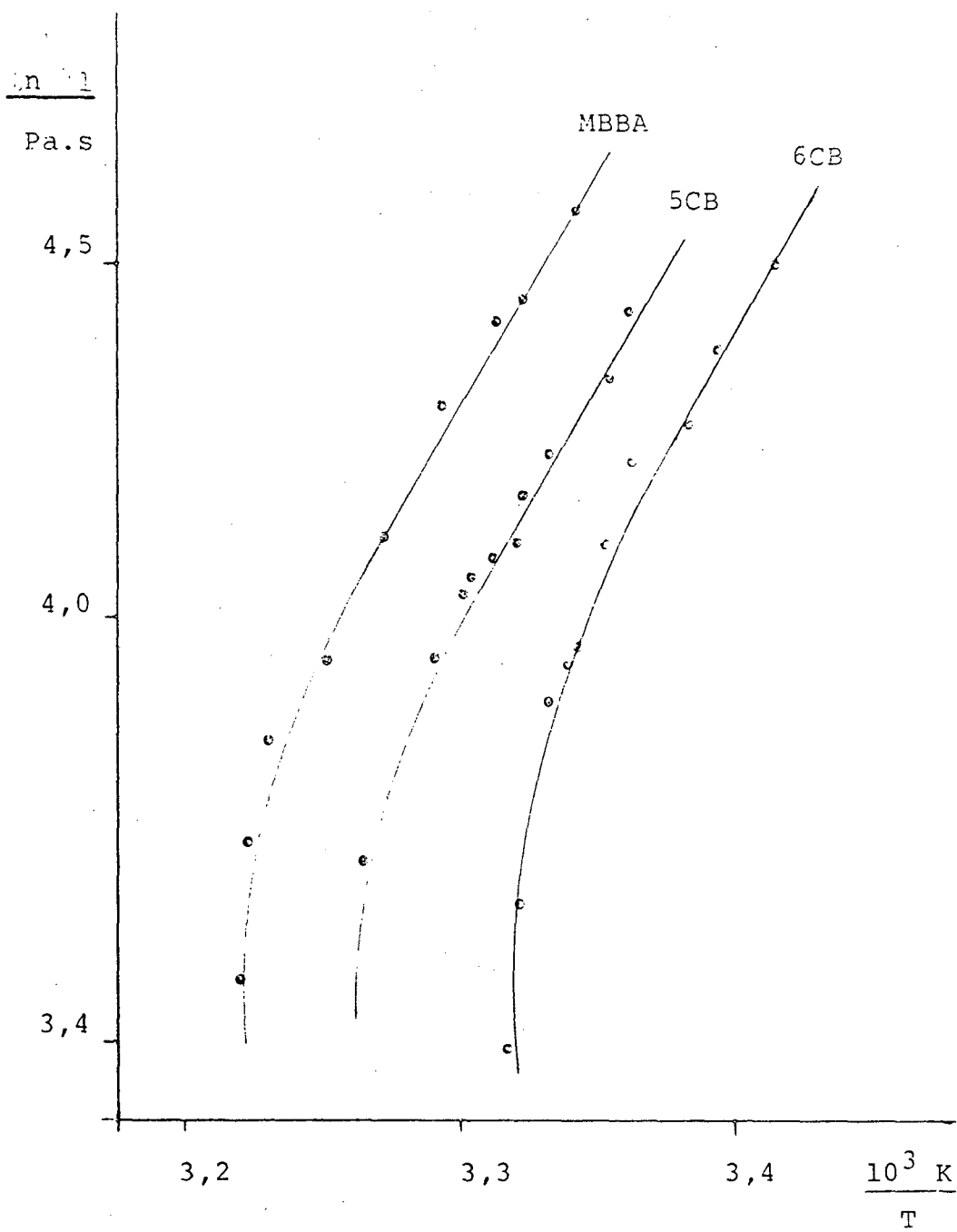


Tabela 4.5 - Valores experimentais em mPa.s, para o MBBA.

T(°C)	Lenzi	Siedler ⁶⁸	de Jeu ⁷⁰	Gähwiller ⁷¹	Prost ⁷²
26,6	99,3	92,7	91	70	90
28,4	84	74,3	75	63	79
30,4	75	65,2	66	56	70
32	62	58	56	50	65
33,8	52,2	48,8	50	44	57

Coeficiente de viscosidade $\gamma_1(T)$

Várias equações têm sido propostas para a dependência do coeficiente de viscosidade $\gamma_1(T)$, em função da temperatura. Equações de: Suan and Muang ⁷³; Imura and Okano ⁷⁴; Prost, Sigand and Regaya ⁷⁵; Diogo e Martins ^{76, 77}; Tseber ⁷⁸, Hess ⁷⁹ and Mar ruci ⁸⁰.

Martins e Diogo previram a variação do coeficiente $\gamma_1(T)$ com a temperatura em termos do movimento orientacional molecular. A equação que Martins ^{76, 77} previu é do tipo:

$$\gamma_1(T) = eS^2 \exp(\epsilon S/kT) \quad (4.1)$$

onde S é o parâmetro de ordem, e é constante, aproximadamente independente ⁸¹ da temperatura, ϵS é denominada energia de ativação e é proporcional ao parâmetro S . É a energia potencial de uma molécula em relação as outras. A altura da barreira de potencial é dada por ⁸²:

$$E = D(\theta)_{\text{máx}} - D(\theta)_{\text{min}} = \epsilon S \quad (4.2)$$

onde $D(\theta)$ é o potencial do campo médio dado por Maier-Saupe ^{83,82} na teoria de nemáticos, e E varia fortemente com a temperatura. A equação 4.1 nos mostra que $\gamma_1(T)$ desaparece na fase isotrópica ($S = 0$).

Para o traçado do gráfico $\ln \gamma_1/S^2$ versus S/T (Figura 4.2) usamos os valores de S calculados por Sherrell ⁸⁵, obtendo para o 5CB e 6CB: $c = 101$ mPa.s, $\epsilon = 9,7$ KJ/mol e $c = 147,5$ mPa.s, $\epsilon = 8,8$ KJ/mol; e na figura 4.3 utilizamos os valores de

S calculados por Karat ⁸⁶.

As discussões destas expressões se tornam difícil porque os valores de S são muito imprecisos ⁸⁴.

Figura 4.10 - Dependência da viscosidade $\gamma_1(T)$ em função da temperatura, segundo a equação de Martins ⁷⁷, para o 5CB (●) e 6CB (▲). Utilizamos os parâmetros de ordem calculados por Sherrell ⁸⁵, P. L. (Linha traçada manualmente).

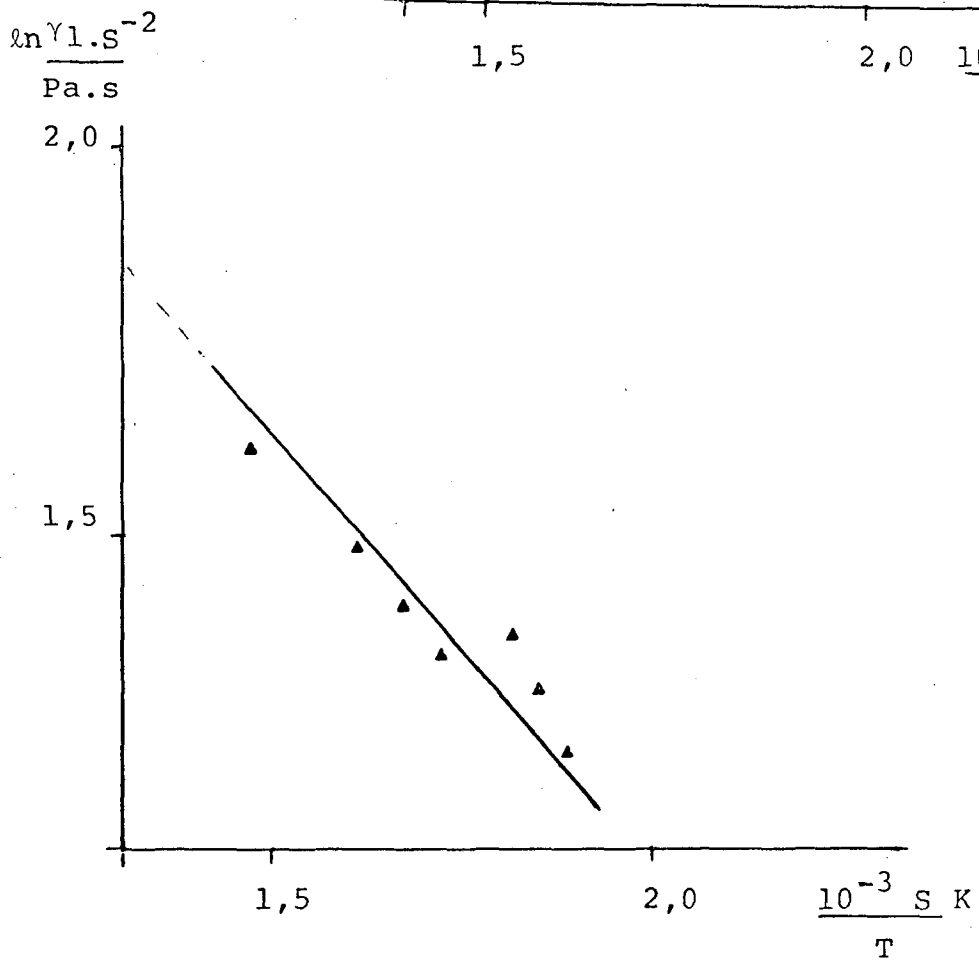
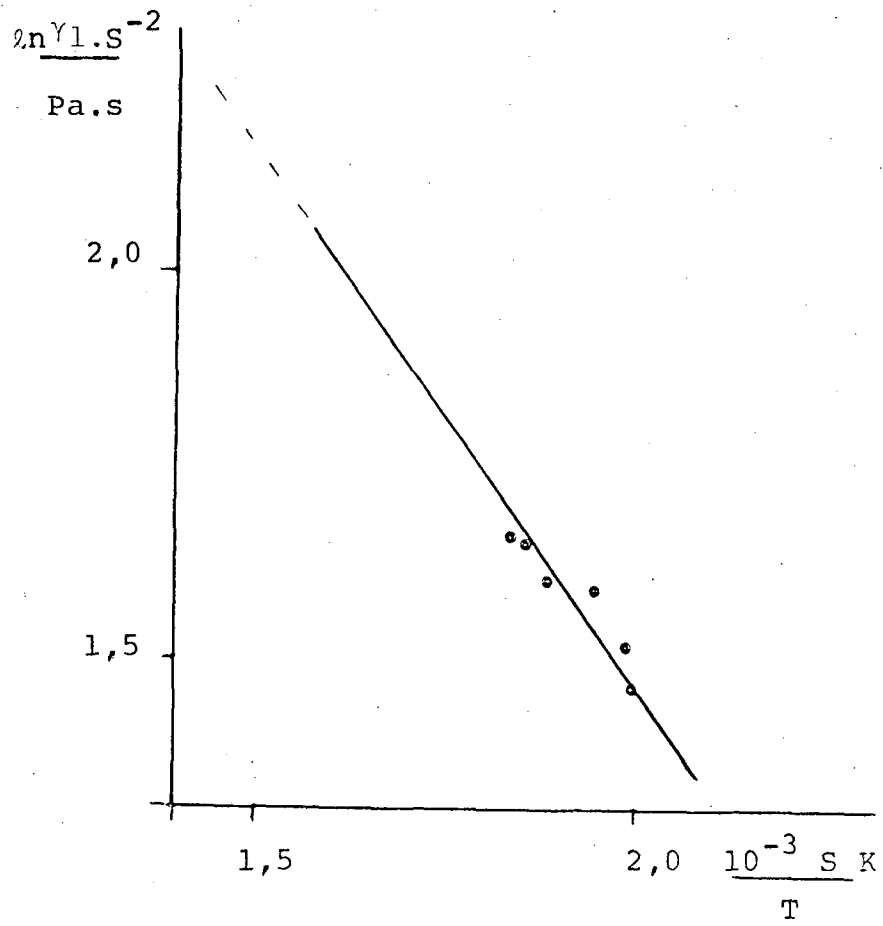
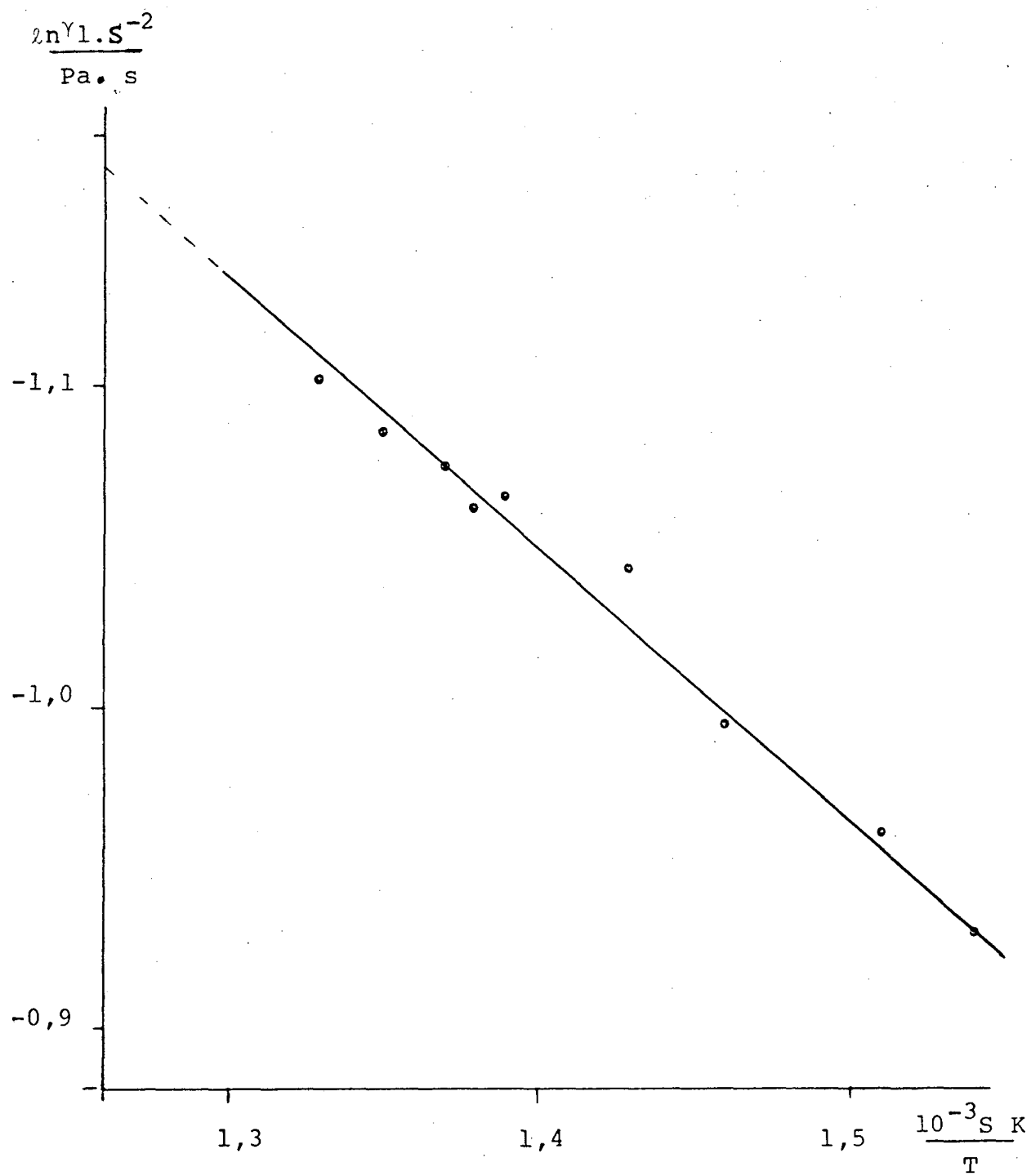


Figura 4.11 - Dependência da viscosidade $\gamma_1(T)$ em função da temperatura, segundo a equação de Martins⁷⁷ para o 5CB utilizando os parâmetros de ordem calculados por Karat⁸⁶. (Linha traçada manualmente).



CAPÍTULO V

CONCLUSÕES

Este trabalho consistiu na montagem e calibração de um aparelho de Zvetkov, para medir o coeficiente de viscosidade (γ_1) de cristais líquidos nemáticos. Após a análise dos resultados obtidos no mesmo, podemos concluir que:

- 1) foi possível verificar experimentalmente os fenômenos descritos na teoria;
- 2) o aparelho apresenta acuidade e sensibilidade suficientes para a medida do coeficiente de viscosidade torcional γ_1 em cristais líquidos nemáticos termotrópicos, confirmando a validade do método para a determinação deste coeficiente;
- 3) as velocidades angulares alcançadas ficam dentro da faixa linear da relação torque versus w , o que permite fazer medidas para valores desde 0,035 rad/s até 0,731 rad/s. Isto torna possível conseguir dados mesmo para materiais que apresentam valores pequenos de γ_1 ; esta é talvez a característica mais importante do aparelho em questão;
- 4) as medidas obtidas são coerentes com a literatura para os cianobifenils. No caso do MBBA, existe grande divergência entre os dados publicados, mas os obtidos por nós se encontram dentro da faixa citada;
- 5) para o cristal líquido laurato de potássio, não foi possível medir γ_1 . Supõe-se que isto seja devido à grande demora de a

- linhamento ⁸⁷, e ao enorme campo magnético que deveria ser aplicado para conseguir-se uma boa orientação ⁸⁷, além do mais essa substância apresenta uma anisotropia magnética bastante pequena, comparada com os cristais líquidos anteriores;
- 6) para o cristal líquido nemático, cloreto de decil amônia, nenhum resultado foi obtido, confirmando que este método não satisfaz para cristais líquidos nemáticos com anisotropia negativa;
- 7) o ajuste para que o eixo vertical do recipiente da amostra coincida com o eixo vertical de rotação dos polos é crítico, e devemos tomar todas as precauções para que isto se verifique;
- 8) a velocidade angular do campo magnético deve ser constante no tempo e no espaço. Se esta condição não for satisfeita, irão aparecer oscilações na amostra, que podem introduzir erros consideráveis nas medidas efetuadas a baixa rotação.

SUGESTÕES PARA MELHORAR O SISTEMA

O controle de temperatura por meio de resistência elétrica não parece ser adequado, ele permite que o aquecimento das bobinas do eletroímã influencie sobre a temperatura da amostra, quando as medidas são feitas a temperatura próxima à ambiente. Sugerimos que seja trocado este sistema para outro, como camisa de água e termostato de circulação externa, com aquecimento por resistência elétrica e refrigeração por água de rede.

```

100 REM ....GAMA3.....ESTE PROGRAMA NECESSITA DOARQUIVO
GAMA/DAD NO DISQUETTE 1
110 CLS
120 CLEAR 2000
130 DIM H(20,2),D(20,2),I(20),N(20),C(20,2)
140 DIM X(20),Y(20),A!(20),B!(20)
145 CLS
150 PRINT TAB(10)"M E N U"
160 PRINT
170 PRINT
180 PRINT"1 - LEITURA DE FICHA"
190 PRINT"2 - GUARDAR DADOS"
200 PRINT"3 - CALCULOS E GRAFICO"
240 PRINT"4 - INSTRU_OES"
245 PRINT"5 - FIM DO PROGRAMA"
250 PRINT
260 PRINT
270 INPUT"ENTRE COM O NUMERO ADEQUADO":X
275 IF X>4 THEN END
280 ON X GOTO 300,500,3000,2100
300 CLS
310 INPUT"INTRODUZA O NUMERO DA FICHA:":RNZ
320 OPEN "I",1,"GAMA/DAD:1","FF",196
321 IF EOF(1) THEN END
330 GET 1,RNZ,350
340 CLOSE 1
342 IF N>0 THEN GOSUB 4270 ELSE GOTO 353
345 GOTO 353
350 (20)N#,A0!,K!,C!,NZ,A!(1),B!(1),A!(2),B!(2),A!(3),B!(3),A!
(4),B!(4),A!(5),B!(5),A!(6),B!(6),A!(7),B!(7),A!(8),B!(8),A!(9)
,B!(9),A!(10),B!(10),A!(11),B!(11),A!(12),B!(12),A!(13),B!(13),
A!(14),B!(14),A!(15),B!(15),
351 A!(16),B!(16),A!(17),B!(17),A!(18),B!(18),A!(19),B!(19),A!
(20),B!(20);
353 CLS
354 PRINT"FICHA No: ";RNZ, N#
355 PRINT
356 PRINT "A0= ";A0!,"K= ";K!,"C= ";C!,"N= ";NZ
357 A0=A0!:K=K!:C=C!:N=NZ
358 PRINT
359 INPUT"DIGITE < C > PARA CONTINUAR":X#
360 PRINT "Po.":TAB(5)"5P(S)":TAB(13)"W(RAD/S)":TAB(24)"A(gr)"
;TAB(32)"T(dyn*cm)":TAB(44)"Tv(dyn*cm)"
370 PRINT
380 FOR I=1 TO NZ
390 PRINT I:TAB(5)A!(I):TAB(24)B!(I)
400 NEXT I
410 INPUT "DIGITE < M > PARA RETORNAR AO MENU OU < A > PARA
ALTERAR OS DADOS ":X#
420 IF X#="M" THEN 145
430 IF X#="A" THEN CLOSE 1 ELSE GOTO 410
500 CLS
510 PRINT "ITRODU_AO DE DADOS"
520 OPEN "D",1,"GAMA/DAD:1","FF",196

```



```

521 INPUT"NUMERO DA FICHA: ";RNZ
522 INPUT"DIGITE:      SUBSTANCIA-NOME-DD/MM/AA";N$
523 PRINT
530 INPUT"ANGULO INICIAL: ";A0!
540 PRINT
550 INPUT"COEF. ANG. DO VIDRO: ";K!
560 PRINT
570 INPUT"CONST. DO FIO: ";C!
580 PRINT
590 INPUT"NUMERO DE PONTOS: ";NZ
600 PRINT
610 PRINT"INTRODUZA A SEGUIR OS PARES DE PONTOS: 5P  E ANGULO"
620 FOR I%=1 TO NZ
625 PRINT TAB(20)"PONTO NUMERO: ";I%
630 INPUT"5P= ";A!(I%)
631 INPUT"ANGULO=";B!(I%)
640 NEXT I%
650 CLS
660 PRINT "A0=";A0!,"K=";K!,"C=";C!,"N=";NZ
665 PRINT
666 PRINT"5 * P","ANGULO"
667 FOR I%=1 TO NZ
668 PRINT A!(I%),B!(I%)
669 NEXT I%
670 INPUT"DESEJA GUARDAR < G > OU MODIFICAR < M > OS DADOS";X$
671 IF X$="G" THEN GOTO 680 ELSE GOTO 673
673 CLOSE 1:IF X$="M" THEN GOTO 500 ELSE GOTO 670
680 PUT 1,RNZ,350
682 CLOSE 1
683 GOTO 145
1500 END
2000 FOR I=1 TO N
2010 C(I,1)=A!(I):C(I,2)=B!(I)
2020 D(I,1)=31.415926/C(I,1)
2030 D(I,2)=C*(C(I,2)-A0)*0.0174532-K*D(I,1)
2040 NEXT I
2050 RETURN
2100 PRINT "ESTE PROGRAMA CALCULA A MELHOR RETA, PELOS MINIMOS
QUADRADOS,QUE PASSA PELOS PONTOS  EXPERIMENTAIS. VOCE PODE VER
OS PONTOS OBTIDOS, E ESCOLHER AQUELES QUE DESEJA INCLUIR NO
CALCULO DA RETA"
2105 PRINT"E NECESSARIO , ANTES DE PROSSEGUIR, LER UM FICHA
PARA OBTER OS DADOS NECESSARIOS AO PROGRAMA"
2110 PRINT"DIGITE < C > PARA CONTINUAR"
2115 X$=INKEY$
2120 IF X$<>"C" THEN 2115
2130 IF X$="C" THEN 3000
2200 PRINT"DIGITE < C > PARA CONTINUAR"
3000 CLS
3110 IF N>0 GOSUB 4270
3120 CLS
3130 PRINT TAB(10) "CALCULOS E GRAFICO"
3140 PRINT
3150 PRINT
3160 PRINT"1 - CONSTANTES"

```

```

3170 PRINT"2 - INSTRU_OES"
3180 PRINT"3 - GRAFICO"
3190 PRINT"4 - ESCOLHA DE PONTOS"
3200 PRINT"5 - MOSTRA DOS RESULTADOS"
3210 PRINT"6 - LEITURA DE FICHA"
3215 PRINT"7 - FINALIZAR O PROGRAMA"
3220 PRINT
3230 INPUT"QUAL A OP_A0 DESEJADA":E
3240 IF E=1 THEN 3300
3250 IF E=2 THEN GOTO 2100
3260 IF E=3 THEN 3550
3270 IF E=4 THEN 3640
3280 IF E=5 THEN 3760
3285 IF E=6 THEN 300
3290 IF E=>7 THEN END
3300 CLS
3310 PRINT"CONST. DO FIO - C=":C
3320 PRINT
3330 PRINT"ANGULO INICIAL - A0=":A0
3340 PRINT
3350 PRINT"COEF.ANGUL.DO VIDRO - K=":K
3360 PRINT
3370 PRINT"NUMERO DE PONTOS -N=":N
3380 PRINT
3390 INPUT"DESEJA ALTERA-LAS?(S/N)":A$
3400 IF A$="N" THEN 3450
3410 INPUT"C=":C
3420 INPUT"K=":K
3430 INPUT"A0=":A0
3440 INPUT"N=":N
3450 CLS
3460 RESTORE
3465 IF N=0 THEN GOTO 4400
3470 FOR I=1 TO N
3480 C(I,1)=A!(I):C(I,2)=B!(I)
3490 D(I,1)=31.415926/C(I,1)
3500 D(I,2)=C*(C(I,2)-A0)*0.0174532-K*D(I,1)
3510 NEXT I
3520 INPUT"DESEJA VER O GRAFICO (G) OU A TABELA DE NUMEROS(T)":A$
3530 IF A$="G" THEN 3550
3540 IF A$="T" THEN 3760 ELSE 3120
3550 GOSUB 3850
3555 IF N=0 THEN 4400
3560 FOR J=1 TO N
3570 L=3+124*D(J,1)/D(N,1)
3580 M=45*(1-D(J,2)/D(N,2))
3590 SET(L,M)
3600 NEXT J
3610 INPUT"DESEJA ESCOLHER PONTOS?(S/N)":A$
3620 IF A$="N" THEN 3120
3630 CLS
3640 INPUT"QUANTOS PONTOS DESEJA UTILIZAR":F
3650 FOR P=1 TO F
3660 INPUT"NUMERO DO PONTO":I
3670 H(P,1)=D(I,1):H(P,2)=D(I,2)

```

```

3680 NEXT P
3690 PRINT "PONTO", "VEL. ANG.", "TORQUE"
3700 FOR I=1 TO F
3710 PRINT I, USING "###.##"          ";H(I,1),H(I,2)
3720 NEXT I
3730 INPUT "DESEJA CALCULAR A INCLINACAO(S/N)";A#
3740 IF A#="S" THEN 3990
3750 IF A#="N" THEN 3120
3760 CLS
3762 IF N=0 THEN 4400
3770 PRINT "PONTO", "ANGULO", "VEL. ANG.", "TORQUE"
3780 PRINT
3790 FOR I=1 TO N
3800 PRINT I, USING "###.###"        ";C(I,2),D(I,1),D(I,2)
3810 NEXT I
3820 INPUT "DESEJA CONTINUAR(S/N)";A#
3830 IF A#="S" THEN 3120
3840 END
3850 CLS
3860 FOR X=3 TO 127
3870 SET (X,45)
3880 NEXT X
3890 FOR Y=0 TO 45
3900 SET (3,Y)
3910 NEXT Y
3920 SET(3,47)
3930 SET(63,47)
3940 SET(123,47)
3950 SET(1,45)
3960 SET(1,25)
3970 SET(1,5)
3980 RETURN
3990 CLS
4000 R=0:S=0:T=0:S2=0:M=0:CX=0
4010 FOR I=1 TO F
4020 X(I)=H(I,1):Y(I)=H(I,2)
4030 R=R+(Y(I))^2
4040 S=S+X(I)
4050 T=T+Y(I)
4060 M=M+X(I)*Y(I)
4070 S2=S2+X(I)^2
4080 NEXT I
4090 HX=(M-S*T/F)/(S2-S^2/F)
4100 AX=(T/F-H*S/F)
4110 CX=(M-S*T/F)^2/(S2-S^2/F)/(R-T^2/F)
4120 PRINT
4130 PRINT
4140 PRINT "COEFICIENTE LINEAR=";AX
4150 PRINT
4160 PRINT "COEFICIENTE ANGULAR=";HX
4170 PRINT
4180 PRINT "CORRELA_AO LINEAR R2=";CX
4190 PRINT
4200 INPUT "DESEJA CALCULAR GAMA 1 (S/N)";X#
4210 IF X#="N" THEN 3120
4220 INPUT "INTRODUZA O VOLUME DA AMOSTRA, EM ml";V

```

```
4230 G1=HX/V
4240 PRINT "GAMA 1 =" ; G1
4250 INPUT "DESEJA CONTINUAR" ; X$
4260 IF X$="S" THEN 3120
4270 REM CALCULO DA MATRIZ DE VARIAVEIS
4290 FOR I=1 TO N
4300 C(I,1)=A!(I);C(I,2)=B!(I)
4305 IF C(I,1)=0 THEN C(I,1)=100
4310 D(I,1)=31.415926/C(I,1)
4320 D(I,2)=C*(C(I,2)-A0)*0.0174532-K*D(I,1)
4330 NEXT I
4340 RETURN
4400 PRINT "FALTAM DADOS; RETORNE AO MENU PRINCIPAL E ESCOLHA
UMA FICHA. APERTE < C > PARA CONTINUAR"
4410 X$=INKEY$
4420 IF X$<>"C" THEN 4410 ELSE 100
5000 FOR I=1 TO 18
5012 C(I,1)=A!(I)
5013 PRINT C(I,1)
5020 NEXT I
5100 END
```

R E F E R Ê N C I A S

- 1 - LESLIE, F. M.. Some constitutive equations for liquid crystals. Arch. Rotational Mec. Anal., 28: 265, 1968.
- 2 - ERICKSEN, J. L.. Continuum theory of liquid crystals of nematic type. Mol. Cryst. Liq. Cryst. Printed in Great Britain, 7: 153, 1969.
- 3 - PRIESTLEY, E. B.; WOJTOWICZ, P. J. & SHENG, P..ed. Introduction to liquid crystals. New York, Plenum Press, c 1975. 356p.
- 4 - BROWN, G. H. & WOLKEN, J. J.. Liquid crystals and biological structures. New York, Academic Press, 1979. p. 3-51.
- 5 - BROWN, G. A.. J. Coll. & interf. Sci., 58: 534, 1977.
- 6 - FRIEDEL, G.. Les états Mesomorphes de la matière. Ann. Phys., 18: 273, 1922.
- 7 - LESLIE, F. M.. Continuum theory of liquid crystals. Rheol. Acta, 10: 91, 1971.
- 8 - MAIER, W. & SAUPE, A.. Z. Naturforsch. 41a: 882, 1959.
- 9 - MAIER, W. & SAUPE, A.. Z. Naturforsch. 15a: 287, 1960.
- 10- WOJTOWICZ, P. J.. Introduction to the molecular theory of nematic liquid crystals. RCA. Rev., 35: 118, 1974.
- 11- SIEDLER, L. T. S.. The measurement of viscosity coefficients of some nematic liquid crystals. 222f. Thesis (PhD).

University of Strathclyde, Glasgow, 1980. p.27.

- 12 - ZOCHER, H.. The effect of a magnetic field on the nematic state. Trans. Farad. Soc., 29: 945, 1933.
- 13 - OSEEN, C. W.. The theory of liquid crystals. Trans. Farad. Soc. 29, 883, 1933.
- 14 - FRANK, F. C.. On the theory of liquid crystals. Farad Soc. Disc., 25: 19, 1958.
- 15 - ERICKSEN, J. L.. Trans. Soc. Rheol., 5: 23, 1961.
- 16 - WOJTOWICZ, P. J.. In troduction to the molecular theory of nematic liquid crystals. In: PRIESTLEY, E. B.; WOJTOWICZ, P. J.; SHENG, P. (ed.). RCA Laboratories, Princeton, N. J., 3: 34, 1979.
- 17 - PRIESTLEY, E. B., WOJTOWICZ, P. Z. & SHENG, P..ed. Intro-duction to liquid crystals. New York, Plenum Press, 1975. p.5.
- 18 - CHANDRASEKHAR, S.. Liquid crystals. New York, Univ. Cambridge, 1977. p.2.
- 19 - SIEDLER, L. T. S.. The measurement of viscosity coefficients of some nematic liquid crystals. 222f. Thesis (PhD). University of Strathclyde, Glasgow, 1980. p.34.
- 20 - EKWALL, P.. In: Advances in liquid crystals. Ed. Brow, G. H. Press. Inc., London, 1: 1-142, 1979.
- 21 - DE GENNES, P. G.. The physics of liquid crystals. Oxford. Clarendon, Press., 1974.

- 22 - CHEUNG, L.; MAYER, R. B. & GRULER, H.. Phys. Rev. Lett.,
31: 443, 1973.
- 23 - ZOCHER, H.. Effect of a magnetic field upon the nematic.
Transaction of the Faraday Society London, 29: 945-57,
1933.
- 24 - SCHEFFER, T. J.; GRUBER, H. & MAYER, G.. Elastic constantes
of nematic liquid crystals. Z. Naturforsch, A. Freiburg.
Ger, 27(6): 966-76, 1972.
- 25 - MEDIÇÃO da viscosidade. Rev. C. & I., S. Paulo, 2(105):
24-9 out., 1980.
- 26 - VIEIRA; R. C. C.. Atlas de mecânica dos fluidos. Ed. Univ.
de S. Paulo, 1971. p. 51.
- 27 - STREETER, V. L. & WYLIE, E. B.. Mecânica dos fluidos.
7 ed. S. Paulo, McGraw-Hill, 1982. p. 8.
- 28 - DAILY, J. W. & HARLEMAN, D. K. F.. Dinâmica de los fluidos.
México, Centro Regional de Ayda Tecnica, 1969, p. 20-25.
- 29 - OSEEN, C. V.. Trans. Farad. Soc., 25: 19, 1933.
- 30 - ANZELINS, A.. Uppsala Univ. Ars. Mat. Och. Naturvet,
1931. p. 1.
- 31 - ERICKSEN, J. I.. Arch. Rat. Mech. Anal. 4: 231,
1960.
- 32 - LESLIE, F. M.. Quant. J. Mech. Appl. Math., 19: 357, 1966.
- 33 - MARTIN, P.; PARODI, O. & PERSHAM, P. S.. Phys. Rev. A.

- 34 - LEE, J. D. & ERINGER, A. C.. J. Chem. Phys., 54: 5027, 1971.
- 35 - SCHMIDT, H. & JAHNING, J.. Ann. Phys., 71: 129, 1972.
- 36 - STREETER, V. I. & BENJAMIN, E. W.. Mecânica dos fluidos, McGraw Hill, 3: 103, 1982.
- 37 - LESLIE, F. M.. Continuum theory of liquid crystals. Rheol. Acta., 10: 91-5, 1971.
- 38 - CHANDRASEKHAR, S.. Liq. cryst. Cambridge, Univ. 3: 111, 1977.
- 39 - LESLIE, F. M.. Some magneto-hydrostatic effects in nematic liq. Dep. of Math. Univ. of Strathclyde, Glasgow. Ms. Received 13 th Feb., 1970. p. 890.
- 40 - LESLIE, F. M.. Theory of flow phenomena in liquid crystals. In: BROWN, G. H. (ed.) Advances in liquid crystals. New York. Academic Press, 4: 7-8, 1979.
- 41 - PARODI, O.. Stress tensor for a nematic liquid crystals. J. Phys., 31: 581, 1970.
- 42 - SCHNEIDER, F.. Viscous properties of nematic liquid crystals. Universitat Siegen, Siegen. Freiburg, 1982. 17p.
- 43 - GASPAROUX, H. & PROST, J.. Détermination directe de l'anisotropie magnétique de cristaux liquides nématiques. J. Physique, 32: 954, 1971.
- 44 - SIEDLER, L. T. S. The measurement of viscosity coef. of some nematic liq. cryst. Thesis for Degree of Doctor. Univ. of Strathclyde, Glasgow, 57, 1980. p. 57.

- 45 - GASPAROUX, H. & PROST, J.. Determination directe de l'anisotropie magnétique de cristaux liquides nématiques. J. Physique, 32: 953-62, 1971.
- 46 - SCHNEIDER, F. & KNEPPE, H.. Rotational viscosity of some nematic liquid crystals. Univ. Siegen. Freiburger, 1982. 10p.
- 47 - GASPAROUX, H. & PROST, J.. Determination directe de l'anisotropie magnétique de cristaux liquides nématiques. J. Physique, 32: 954-55, 1971.
- 48 - ZVETKOV, V.. Acta physicochim. USSR, 10: 557, 1939.
- 49 - GASPAROUX, H. & PROST, J.. Determination directe de l'anisotropie magnétique de cristaux liquides nématiques. J. Physique, 32: 955, 1971.
- 50 - SIEDLER, L. T. S.. The measurement of viscosity coefficients of some nematic liquid crystals. 222f. Thesis (PhD). University of Strathclyde, Glasgow, 1980. p. 57.
- 51 - GASPAROU, H. & PROST, J.. Determination directe de l'anisotropie magnétique de cristaux liquides nématiques. J. Physique, 32: 957, 1971.
- 52 - SPOMER, L. A.. A simple, inexpensive proportional waterbath temperature controller. Scientific instrument, Jour. of Phys., 15(11): 1163-4, 1982.
- 54 - PACKARD, H.. Operating and service manual, 2804 A. Quartz-Thermometer, H. P., c1978. (catálogo).

- 55 - TERMISTORES NTC, Bol. Tec. Inf. Icotron (jun/jul), 1981.
p. 5.
- 56 - YSI. Precision thermistor products. Cleveland. RDP
Comporation, 19 p. (folheto).
- 57 - GRAY, G. W.; HARRISON, K. J. & NASH, J. A.. New family of
nematic liquid crystals for displys. Eletron, lett,
9: 130, 1973.
- 58 - JAKERMAN, E. & RAYNES, E. P.. Phys. lett, 39a: 69, 1972.
- 59 - CHADT, M. & MULLER, F.. IEE Trans. Electr. Dev., 15: 1125,
1978.
- 60 - BDH, Chemicals Ltda. Liquid crystals. Technical Publica-
tion, 1979. p. 5-8.
- 61 - SIEDLER, L. T. S.. The measurement of viscosity coefficients
of some nematic liquid crystals. 222f. Thesis (PhD).
University of Strathclyde, Glasgow, 1980. p. 139.
- 62 - BDH, Chemicals Ltda. Liquid crystals. Technical Publica-
tion, 1979. p. 9.
- 63 - BDH, Chemicals Ltda. Liquid crystals. Technical Publica
tion, 1979. p. 18.
- 64 - RAYGHAVAN, N. V. & PADDOER, L. A.. OPPI Briefs. 7: 311, 1975.
- 65 - SIEDLER, L. T. S.. The measurement of viscosity coefficients
of some nematic liquid crystals. 222f. Thesis (PhD).
University of Strathclyde, Glasgow, 1980. p. 185.

- 66 - SHARP, K. L. & STEBLER, B.. Measurements of hydrodynamic Parameters for nematic 5CB. Mol. cryst. liq. cryst., 60: 235, 1980.
- 67 - KNEPPE, H.; SCHNEIDER, F. & SHARMA, N. K.. Rotational viscosity γ_1 of nematic liquid crystals. J. Chem. Phys., Universität Siegen, 77: 3208, 1982.
- 68 - SIEDLER, L. T. S.. The measurement of viscosity coefficients of some nematic liquid crystals. 222f. Thesis (PhD). University of Strathclyde, Glasgow, 1980. p. 186.
- 69 - GASPAROUX, H. & PROST, J.. Determination directe de l'anisotropie magnétique de cristaux liquides nématiques. J. Physique, 32: 961, 1971.
- 70 - DE JEU, W. H.. On the viscosity coefficients of nematic MBBA and the validity of the Ouzager-Parodi relation. Phys. Lett., 69A: 122, 1978.
- 71 - GAHWILLER, C.. Direct determination of the five independent viscosity coefficients of nematic liquid crystals. Mol. cryst. liq., 20: 301, 1971.
- 72 - PROST, J. & GASPARAUX, H.. Phys. Lett, 36A: 245, 1971.
- 73 - SUN, M. L.; HUANG, H. M. & CHIN, J. Phys., 15: 162, 1977.
- 74 - IMURA, M. & OKANO, K.. Jpn. J. Appl. Phys., 11: 1440, 1972.
- 75 - PROST, J.; SIGAUND, G. & REGAYA, B.. On the thermal dependence of the twist viscosity in nematic liquid crystals. J. Phys. Lett. (Paris), 37: L-341, 1976.

- 76 - DIOGO, A. C. & MARTINS, A. F.. Mol. cryst. liq. cryst.,
66: 133, 1981.
- 77 - MARTINS, A. F. & DIOGO, A. C.. Simple molecular statistical
interpretation of the nematic viscosity γ_1 . Port. Phys.,
9: 129, 1975.
- 78 - TSEBERG, A. O.. Magnitnaya Hidrodinamika, 3: 3, 1978.
- 79 - HESS, S.. Z. Naturforsch, 30a: 1224, 1975.
- 80 - MARRUCCI, G.. Mol. cryst. liq. cryst. lett., 72: 153, 1982.
- 81 - MARTINS, A. F. & DIOGO, A. C.. Simple molecular statistical
interpretation of the nematic viscosity γ_1 . Port. Phys.,
9: 135, 1975.
- 82 - MARTINS, A. F. & DIOGO, A. C.. Simple molecular statistical
interpretation of the nematic viscosity γ_1 . Port. Phys.,
9: 131, 1975.
- 83 - MAIER, W. & SUPE, A.. Z. naturf, 14A: 882, 1959 e 15A: 287,
1960.
- 84 - KNEPPE, H.; SCHNEIDER, F. & SHARMA, N. K.. J. Chem. Phys.,
Univ. Siegen, 77(6): 3203, 1982.
- 85 - SHERRELL, P. L. & CRELLIN, D. A.. Susceptibilities and order
parameters of nematic liquid crystals, 40: 215, 1979.
- 86 - KARAT, P. P. & MADHUSUDANA, V. N.. Mol. cryst. liq. cryst.,
36: 59, 1976.
- 87 - FIGUEREDO NETO, A. M.. Tese de doutoramento. Universidade
de São Paulo, 1981.