

EFEITO FARADAY EM CRISTAIS ELETRO-ÓPTICOS

EGBERTO MUNIN

Orientador:

Prof. Dr. Antonio G. J. Balbin Villaverde

*Este exemplar corresponde a
redação final da tese defendida
pelo aluno Egberto Munin e
aprovada pela Comissão julgadora
12 de junho de 1990*

**TRABALHO DE TESE APRESENTADO
AO INSTITUTO DE FISICA GLEB
WATAGHIN COMO PARTE DOS RE-
QUISITOS PARA OBTENÇÃO DO
TITULO DE MESTRE EM CIENCIAS
FISICAS.**

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS / 1990

Antonio G. J. Balbin Villaverde

CONSTITUINTES DA BANCA EXAMINADORA:

**PROF. DR. ANTONIO G. J. BALBIN VILLAVERDE (IFGW/UNICAMP)
(ORIENTADOR)**

PROF^a. DR^a. ELZA C. C. VASCONCELLOS (IFGW/UNICAMP)

PROF. DR. MARCOS TADEU PACHECO (ITA)

**PROF. DR. JOSÉ ANTONIO ROVERSI (IFGW/UNICAMP)
(SUPLENTE)**

**PROF. DR. JOSÉ INÁCIO C. VASCONCELLOS (IFGW/UNICAMP)
(SUPLENTE)**

AGRADECIMENTOS:

Ao PROF. BALBIN VILLAVERDE, pelos anos de convivência profissional e humana.

Ao PROF. ARTEMIO SCALABRIN, pela presença nos momentos críticos.

Ao PROF. JOSÉ ANTÔNIO ROVERSI, pela assessoria computacional.

Ao PROF. BERNARDO LACKS, coordenador da CCPG, pelo apoio nas questões relativas às bolsas de estudo.

Ao JOÃO BATISTA RODRIGUES, pelo apoio técnico.

Ao EDIVALDO MOREIRA da UNILASER, pela assistência técnica constante aos lasers.

Ao pessoal do laboratório de recuperação de lasers: ADEMIR CARLOS CAMILLO, CLAUDIO ROBERTO VIRGINELLI, JOÃO PEREIRA DE GOES FILHO, também pela assistência técnica constante aos lasers.

Ao pessoal da secretaria de Pós, MARIA INEZ, CIDINHA e ARMANDO, pelo acompanhamento constante nas questões burocráticas.

RESUMO

Foi construída uma fonte de campos magnéticos intensos pulsados com capacidade para gerar campos acima de 100 kGauss com resolução de 1%, a qual foi utilizada para medir a dispersão da rotação de Faraday de 8 cristais isomorfos ao KDP - (RDA, KDA, CDA, ADA, DRDA, DCDA, KDP, RDP), e também de uma amostra de Dynasil 1001 (sílica amorfa). As medidas foram feitas na região visível do espectro, nas linhas dos lasers de He-Ne e Argônio. Com os valores medidos, calculamos a anomalia magneto-óptica γ dos cristais, constante esta que pode ser correlacionada com o caráter das ligações eletrônicas. Aplicamos também aos dados experimentais, dois modelos teóricos através dos quais calculamos os gaps de energia dos cristais. Estudamos a influência da troca de ânions e/ou cátions e da substituição do hidrogênio por deutério nas propriedades destes materiais abordadas neste trabalho.

ÍNDICE

1- INTRODUÇÃO	1.1
2- EFEITO FARADAY	
2.1- CONSIDERAÇÕES GERAIS	2.1
2.2- DETERMINAÇÃO DE E_g POR MEIO DO EFEITO FARADAY	2.5
BIBLIOGRAFIA	2.8
3- CONSIDERAÇÕES EXPERIMENTAIS	
3.1- DOS MÉTODOS DE OBSERVAÇÃO E TÉCNICAS DE MEDIDA	3.1
3.2- GERAÇÃO DE CAMPOS	
MAGNÉTICOS PULSADOS DE ALTA INTENSIDADE	3.9
BIBLIOGRAFIA	3.12
4- ELETRÔNICA USADA NA OBSERVAÇÃO E MEDIDA	
4.1- DO CIRCUITO DE CONTROLE	4.1
4.2- DO MAGNETO	4.6
4.3- DETETORES	4.11
BIBLIOGRAFIA	4.13
5- FATORES DIVERSOS QUE INFLUEM NA MEDIDA	
5.1- CALIBRAÇÃO DA FONTE	5.1
5.2- NÃO HOMOGENEIDADE DE CAMPO	5.2
5.3- MEDIDAS DE COMPRIMENTO E ÂNGULO	5.5
5.4- SENSIBILIDADE DA ESCALA DO	
OSCILOSCÓPIO E INTENSIDADE LUMINOSA	5.6
5.5- AQUECIMENTO	5.7
BIBLIOGRAFIA	5.8
6- ROTAÇÃO DE FARADAY EM CRISTAIS DA FAMÍLIA DO KDP	
6.1- DOS CRISTAIS	6.1
6.2- RESULTADOS EXPERIMENTAIS	6.2
6.3- GAP DE ENERGIA:	
ALGUNS RESULTADOS PRELIMINARES COM SiO_2	6.9
6.4- GAP DE ENERGIA DE CRISTAIS DA FAMÍLIA DO KDP	6.11
BIBLIOGRAFIA	6.15
7- CONCLUSÃO	7.1

INTRODUCAO

Em 1815 Michael Faraday verificou que quando um bloco de vidro é submetido a um campo magnético, o mesmo torna-se ópticamente ativo, isto é, quando uma luz linearmente polarizada se propaga num meio material imerso num campo magnético, a direção de vibração sofre uma rotação. Desde a descoberta de Faraday, o fenômeno tem sido observado em diferentes tipos de sólidos, líquidos e gases. Antes do advento do laser, este efeito teve sua aplicação voltada para o estudo de materiais e construção de dispositivos para uso em micro ondas, principalmente em sistemas de radar. Mais recentemente, com o desenvolvimento exponencial da tecnologia óptica e a crescente utilização de sistemas a laser, o efeito Faraday encontrou também aplicação tecnológica na região óptica do espectro, tendo-se então verificado também grande interesse no estudo de materiais potencialmente úteis a esta faixa espectral. Do ponto de vista tecnológico, interessa a pesquisa por materiais de boa qualidade óptica e efeito de rotação magneto-ótica (Efeito Faraday) de grande magnitude, fato que permite a construção de dispositivos magneto ópticos com campos e volumes pequenos. Dentre estes dispositivos podemos citar os isoladores ópticos, chaves ópticas, moduladores, e sensores para medida de correntes elevadas e campos magnéticos. Ainda, medindo-se a rotação de Faraday em função da energia do fóton, tem-se a possibilidade de se estudar o gap de energia de semicondutores e isolantes.

Este trabalho apresenta o estudo da rotação de

Faraday com campos magnéticos intensos em uma série de cristais eletro-ópticos deuterados e não deuterados isomorfos ao KDP, num total de oito amostras (RDA, KDA, CDA, ADA, DRDA, DCDA, RDP, KDP). Estes cristais, de ampla aplicação em sistemas ópticos, principalmente na geração de segundo harmônico e outros efeitos não lineares, podem ser divididos em dois grupos principais: um primeiro, quando utilizamos como radical o ânion PO_4^{---} (constituindo-se num grupo fosfato) e um segundo, quando o radical envolvido é o ânion AsO_4^{---} (constituindo-se num grupo arseniato). A escolha destas amostras foi feita com o intuito de se estudar o efeito da troca de diferentes cátions e/ou ânions na constante de Verdet e no gap de energia, assim como o efeito da substituição do hidrogênio existente na estrutura destes cristais pelo seu isótopo mais pesado - o deutério. Medimos a dispersão na constante de Faraday para esta família de cristais e, com os dados obtidos, determinamos o gap de energia dos mesmos. As medidas foram feitas cobrindo-se espectro visível, nos comprimentos de onda dos lasers de Argônio e He-Ne, num total de 7 linhas. Devemos mencionar ainda que o sistema de medida aqui apresentado foi por nós construído, destacando-se, na área instrumental, o projeto e construção da fonte de campos magnéticos intensos com capacidade para gerar campos acima de 100 kGauss, com resolução melhor que 1%.

EFEITO FARADAY

2.1 - CONSIDERACOES GERAIS

O Efeito Faraday está estreitamente ligado ao Efeito Zeeman. Consideremos um determinado material que, livre de campos magnéticos, apresenta um pico de absorção numa frequência de ressonância ν_0 . Introduzindo agora um campo magnético paralelo ao vetor de onda K , de acordo com a teoria clássica do Efeito Zeeman, devido ao 'splitting' da degenerescência do nível de energia, haverá duas frequências de ressonância: uma ν_1 correspondente à luz circularmente polarizada à esquerda e outra ν_2 correspondente à luz circularmente polarizada à direita. Para cada uma destas duas direções de rotação, corresponde uma curva de absorção e dispersão (fig. 1a e 1b).

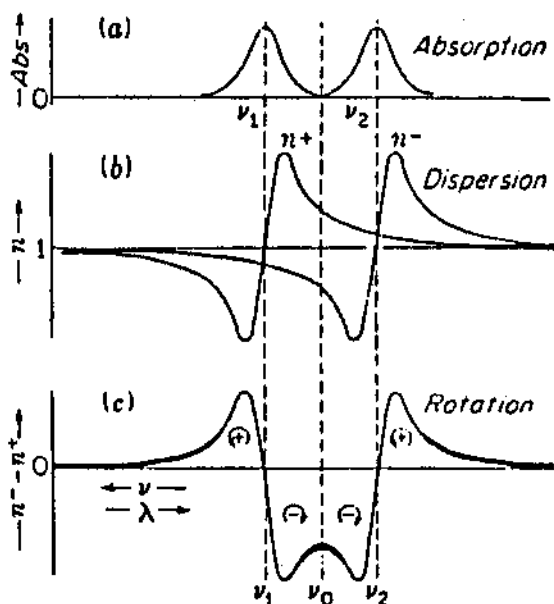


Fig. 1. Curvas de absorção e dispersão usadas na ilustração do Efeito Faraday, mostrando o 'splitting' magnético de uma linha de absorção. (Extraído de ¹.)

Olhando para a fig. 1b pode ser observado que fora

da região ν_1 a ν_2 , o valor de n_- é maior que n_+ , fazendo com que a luz com polarização circular à direita viaje mais rapidamente do que aquela circular à esquerda, dando como resultado um ângulo de rotação positivo. A diferença entre $n_- - n_+$ é mostrada na fig. 1c, ilustrando também que entre os picos de absorção a rotação é negativa. O ângulo de rotação é relacionado com o índice de refração através da expressão:

$$\theta = (\omega/2c)(n_- - n_+)l \quad (2.1)$$

onde ω é a frequência angular da radiação incidente, n_+ e n_- são os índices de refração correspondentes à luz polarizada à direita e à esquerda respectivamente e l é o comprimento que a luz viaja no material.

Em termos de grandezas experimentalmente observáveis, o ângulo rodado apresenta-se proporcional ao campo magnético H e ao comprimento l percorrido pela luz no meio material, sendo portanto expresso mais simplesmente por:

$$\theta = v \int H \cdot k \, dl \quad (2.2)$$

onde k é um vetor unitário na direção de propagação e v é a constante de proporcionalidade associada a cada material, denominada constante de Verdet e definida como a rotação por unidade de campo e por unidade de comprimento. A integração se faz no comprimento da amostra. Fazendo H/k e admitindo H como sendo o campo médio sobre a amostra, a expressão acima se reduz à:

$$\theta = vHl \quad (2.3)$$

A rotação pode ocorrer no sentido positivo ou negativo, sendo convencionalmente positivo quando gira no mesmo sentido que a corrente por um solenóide hipotético que produzisse o campo². A rotação positiva ocorre em materiais de caráter

diamagnético e a negativa é de origem paramagnética.

Para avaliar a aplicabilidade do material na construção de dispositivos magneto ópticos, é importante considerar tanto a magnitude da constante de Verdet como a absorção no comprimento de onda de interesse, existindo portanto um compromisso entre os dois fatores. Assim pode-se definir uma possível figura de mérito M ,

$$M = v / \alpha$$

com a absorção α dada em cm^{-1} . Certamente é desejável para M , um valor tão alto quanto possível, pois v deve ser grande para que se possa construir dispositivos compactos, enquanto que a absorção deve ser pequena para que a perda devido a inserção do dispositivo seja pequena.

A teoria quântica para o Efeito Faraday³ é baseada na teoria geral da dispersão, levando em consideração o efeito do campo magnético nos níveis de energia dos átomos e moléculas. A teoria quântica é um tanto mais complexa do que a clássica por vários motivos. Um é a necessidade de considerar o momento magnético anômalo do spin eletrônico, que complica o Efeito Zeeman do espectro atômico. Outro é a complicação devido à falta de simetria dos campos agentes nos íons em cristais ou átomos combinados em moléculas. Uma terceira complicação surge da dependência com a temperatura das populações relativas dos estados de mais baixa energia, cujas degenerescências são removidas pelo campo magnético, refletindo numa dependência térmica da constante de verdet. A expressão quântica geral para a rotação de Faraday^{2,4} é:

$$\theta = \frac{4\pi\nu^2 N}{hc\tilde{n}\sum_g \exp(-h\nu_g/kT)} \times \sum_{n,g} \frac{[\langle g|X|n\rangle \langle n|Y|g\rangle] \exp(-h\nu_g/kT)}{\nu^2 - \nu_{ng}^2} \quad (2.4)$$

onde ν é a frequência da luz incidente, N é o número de Avogadro, \bar{n} é o índice de refração médio, $\langle g|X|n\rangle$ e $\langle n|Y|g\rangle$ são componentes do momento de dipolo eletrônico total nas direções x e y na presença do campo magnético, g e n são índices referentes aos estados fundamentais e excitados respectivamente e

$$[\langle g|X|n\rangle \langle n|Y|g\rangle] = \langle g|X|n\rangle \langle n|Y|g\rangle - \langle g|Y|n\rangle \langle n|X|g\rangle$$

Se o 'multiplet width' é pequeno comparado com kT , a expressão 4 pode ter as contribuições diamagnéticas e paramagnéticas separadas⁸, resultando:

$$\nu = 4\pi N \nu^2 \sum_{n,g} \left[\frac{A_1(n,g)}{[\nu^2 - \nu(n,g)^2]^2} + \frac{A_2(n,g)}{[\nu^2 - \nu(n,g)^2]T} + \frac{A_3(n,g)}{\nu^2 - \nu(n,g)^2} \right] \quad (2.5)$$

onde $A_{1,2,3}(n,g)$ são constantes independentes da temperatura. A_3 envolve transições eletrônicas na qual o estado fundamental é não degenerado, resultando em contribuição diamagnética (fig.2c), A_1 se relaciona com a mistura dos níveis de energia pelo campo magnético, A_2 vem de transições do estado fundamental degenerado, para estados que podem ou não ser degenerados (fig.2a). Estas transições tem suas probabilidades dependentes das populações relativas ao 'ground state', fazendo com que este termo, de caráter paramagnético, seja fortemente dependente da temperatura.

Por último, temos um resultado importante derivado por Becquerel⁵ da teoria clássica, em cujo resultado vemos a proporcionalidade entre a constante de Verdet e a dispersão do índice de refração:

$$\nu = \gamma (e/2mc^2) \lambda (dn/d\lambda) \quad (2.6)$$

onde e/m é a razão carga / massa para o elétron, c é a velocidade da luz, λ é o comprimento de onda da radiação incidente e γ uma

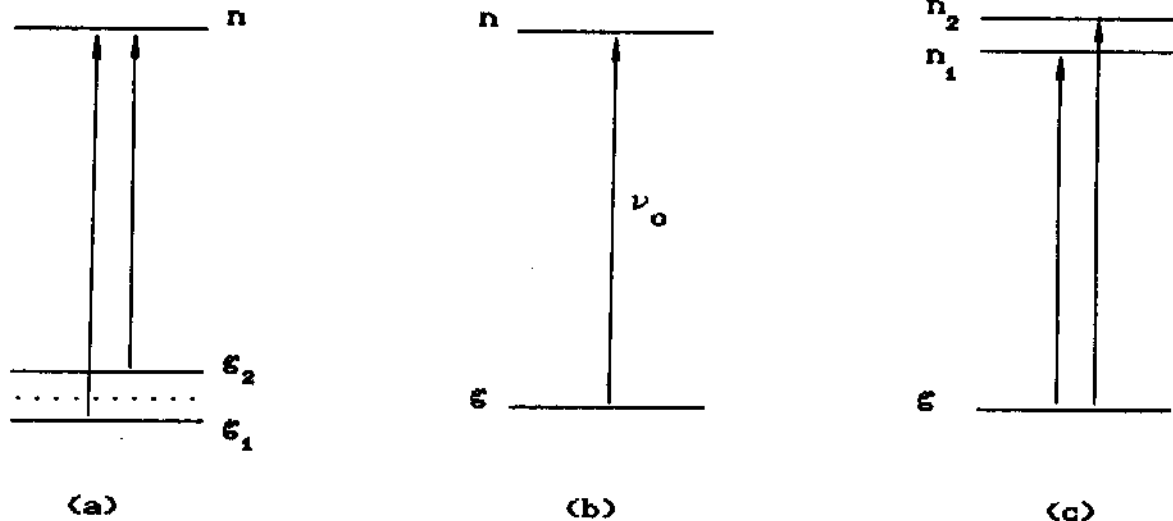


Fig. 2- diagrama dos niveis de energia (b) em que a degenerescencia dos niveis e removida pelo campo magnetico, mostrando rotacoes de origem paramagnetica (a) e diamagnetica (c)

constante positiva menor que um, denominada anomalia magneto óptica. S. Ramaseshan⁶ correlacionou esta constante com a natureza das ligações eletrônicas: quanto mais próximo de um, maior o caráter iônico das ligações e quanto menor, mais covalente. Esta expressão mostra que a constante de Verdet deve sofrer incremento maior quando o comprimento de onda da luz incidente se aproxima de uma banda de absorção.

2.2 - DETERMINAÇÃO DE E_g POR MEIO DO EFEITO FARADAY

Através da medida da rotação de Faraday em função da frequência, é possível obter informações sobre o valor do gap de energia e da natureza das transições eletrônicas permitidas entre as bandas de condução e valência de materiais diversos.

Vários autores se dedicaram ao tratamento teórico

do problema⁷⁻¹⁰. No presente trabalho, testamos duas destas teorias aos cristais objetos de nosso estudo.

De acordo com Bosvarwa, Howard e Lidlard⁷ (abreviado por BHL), obtém-se a partir da formulação quântica as seguintes relações para transições ópticas diretas:

$$nv = KF_2(x) \quad (2.8)$$

onde n é o índice de refração do material, v é a constante de Verdet (min/Gauss cm), K é um coeficiente independente de ω e ainda, $x = E/E_g$, sendo E a energia do fóton incidente e E_g o valor do gap do material em questão. A função $F_2(x)$ é dada por:

$$F_2(x) = (1/x) [(1-x)^{-1/2} - (1+x)^{1/2}] - 1 \quad (2.9)$$

O outro modelo teórico que consideramos neste trabalho foi apresentado por Kolodziejczak, Lax e Nishina⁸ (abreviado por KLN), que se utilizaram de argumentos semi-clássicos. A relação assim predita é dada por:

$$nv = KF_1(x) \quad (2.10)$$

onde a função $F_1(x)$ é dada por :

$$F_1(x) = (1/x) [(1-x)^{-1/2} - (1+x)^{-1/2}] - (4/x^2) [2 - (1-x)^{1/2} - (1+x)^{1/2}] \quad (2.11)$$

Ambas as funções são bastante similares e ambas tendem a $(1-x)^{-1/2}$ quando $E \rightarrow E_g$. Entretanto, qualquer que seja o valor de x , $F_1(x)$ é sempre menor que a função $F_2(x)$.

No caso em que as transições entre as bandas de valência e condução forem indiretas, deve ser incluída também a

contribuição devido à presença de fônons no processo. Neste caso, a relação obtida por Kolodziejczak et al.⁸ (KLN) é:

$$nv = KF_g(x') = \left(\frac{1}{x'^2} \ln \frac{1}{1-x'^2} + \frac{1}{x'} \ln \frac{1-x'}{1+x'} + 1 \right) K \quad (2.12)$$

onde $x' = E / (E_g + E_{PH})$, sendo E_{PH} a energia do fônon. Estas duas equações diferem sensivelmente das duas primeiras (F_1 e F_2), possuindo um comportamento mais suave, e não vai a infinito quando $E \rightarrow E_g$.

A constante K nas expressões (2.8) e (2.10) são dadas, de acordo com Boswarva et al.⁷, pela expressão:

$$K = \frac{2^{1/2} e^2 |p_{cv}^x|^2}{c \hbar m_0^2} \left(\frac{\mu}{E_g} \right)^{3/2} \gamma_z$$

onde e é a carga do elétron, c é a velocidade da luz no vácuo, \hbar é a constante de Planck dividida por 2π , m_0 é a massa do elétron livre, μ é a massa reduzida dada por $\mu^{-1} = m_c^{-1} + m_v^{-1}$ com m_c e m_v sendo a massa do elétron livre e do buraco respectivamente, E_g é o gap de energia, γ_z é o parâmetro de Zeeman,

$$\gamma_z = \mu_B (\xi_c + \xi_v) / 2\hbar$$

sendo μ_B o magneton de Bohr e ξ_c e ξ_v os fatores giromagnéticos das bandas de condução e valência respectivamente. Ainda, $|p_{cv}^x|^2$ é o quadrado do módulo da componente x do elemento de matriz do operador momento, P , entre os estados de condução e valência.

Bibliografia

- 1- Jenkins & White, "Fundamentals of Optics", McGraw Hill, New York
- 2- Condon & Odishaw, "Handbook of Physics", McGraw Hill, New York
- 3- J. H. Van Vleck, "the Theory of Electric and Magnetic Susceptibilities", Oxford University Press
- 4- C.J. Ballhausen, "Introduction to Ligand Field Theory", McGraw Hill, New York
- 5- H. Becquerel, Comp.Rend., V125, 679 (1897)
- 6- S. Ramaseshan, Proc. Ind. Acad. of Sci. 24A, 104 (1946)
- 7- I. M. Boswarva, R.E.Howard and A.B.Lidlard, "Faraday Effect in Semiconductors", Proc. Roy. Soc. A269, 125 (1962)
- 8- J. Kolodziejczak, B. Lax and Y. Nishina, "Semiclassical Dispersion Theory of Interband Magneto Optical Effects", Phys. Rev. V128, N6, 2655 (1962)
- 9- Laura M. Roth, "Theory of Faraday Effect in Solids", Phys. Rev. V133 N2A, 542 (1964)
- 10- J. Mort and H. Scher, "Faraday Rotation in The Absorption Edge of Amorphous Selenium" Phys. Rev. V3B, N2, 334 (1971)

CONSIDERAÇÕES EXPERIMENTAIS

3.1 - DOS METODOS DE OBSERVAÇÃO E TÉCNICAS DE MEDIDA

Vários são os métodos que podem ser utilizados para medida da rotação do ângulo de polarização sob efeito do campo magnético. Do ponto de vista do campo magnético, temos duas possibilidades, sendo uma a utilização de campo contínuo e outra a de campos pulsados. A utilização de campos contínuos exige que a eletrônica associada ao experimento seja mais refinada. Exceto pela utilização de magnetos supercondutores, que é uma técnica de custo elevado, é difícil se conseguir campos contínuos de intensidade elevada em volumes adequados a este tipo de experimento. Isto faz com que o ângulo de rotação a ser medido seja muito pequeno na quase totalidade de materiais, e portanto, sua detecção exige métodos mais sensíveis e menos simples. Os materiais popularmente usados para confecção de magnetos permanentes, tais como ferrite de bário anisotrópico e ferrite de estrôncio anisotrópico não ultrapassam 4000 Gauss. Na construção de isoladores ópticos, por exemplo, o mais utilizado atualmente é o de Samário-Cobalto. Só recentemente foi anunciado um novo material com possibilidade de chegar a 10000 Gauss, o imã de Neodímio-Ferro-Boro¹. Por outro lado, a utilização de corrente contínua em um solenoide para produção de campos da ordem de 10000 Gauss ou mais exige um projeto cuidadoso que inclua um sistema de refrigeração eficiente, e o resultado não poderá ser definido como um dispositivo pequeno e prático.

A técnica de medida com campos contínuos normalmente usa detecção eletrônica de fase. A fig. 3.1 ilustra as linhas gerais da técnica, embora trabalhos diversos^{2,3} apresentem

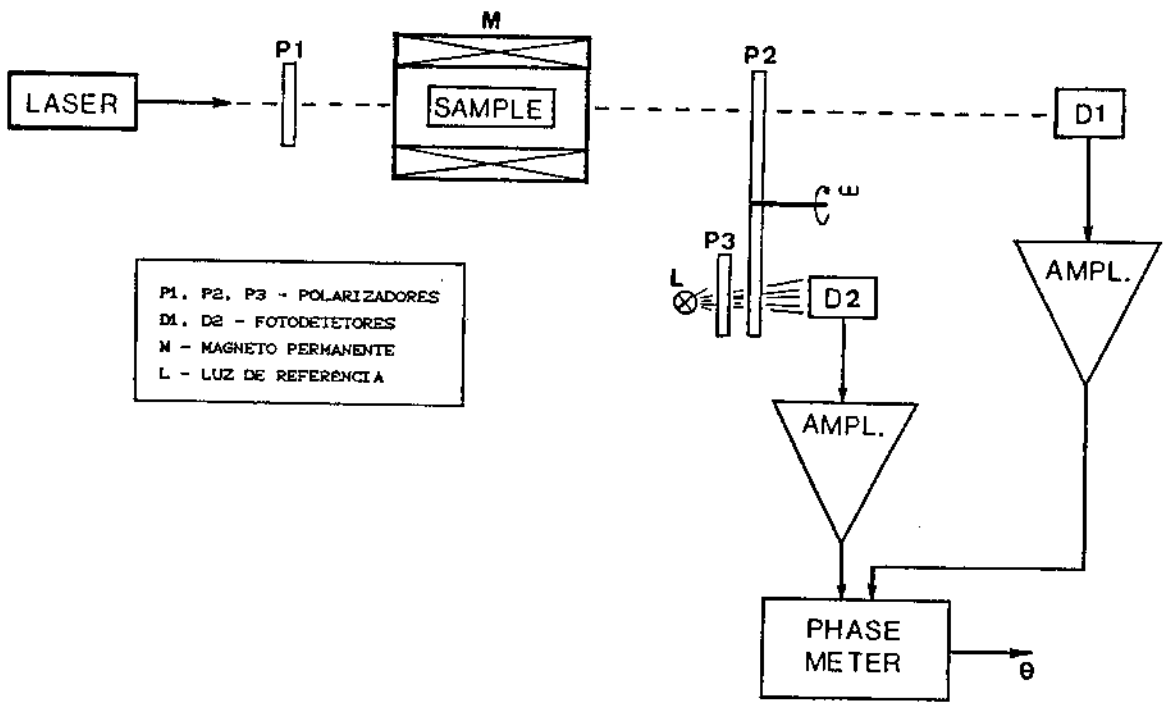


Fig.3.1.a- Esquema basico para medida da constante de Verdet com campo magnetico continuo e detecccão eletrônica de fase

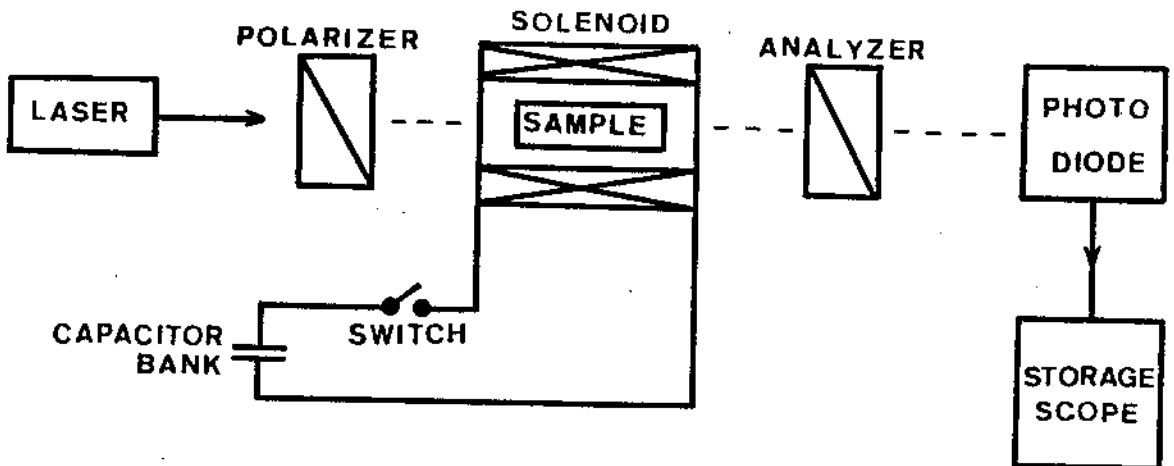
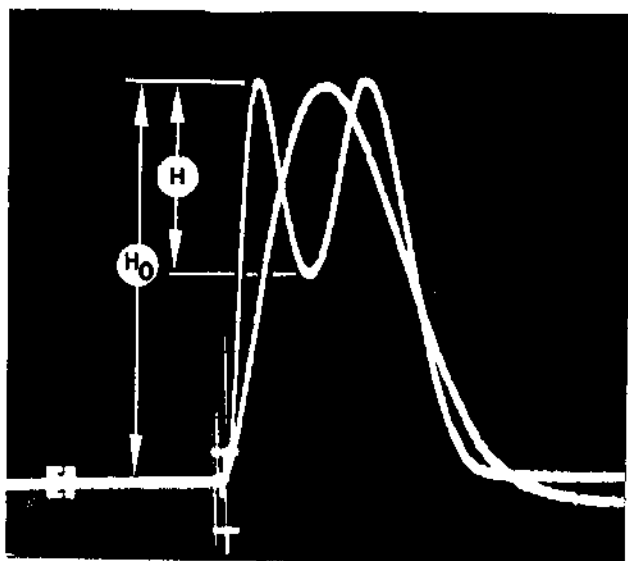


Fig.3.1.b- Arranjo experimental utilizado neste trabalho para medida do efeito Faraday com campos pulsados.

pequenas variações e/ou sofisticações adicionais, principalmente na automação da medida. A fonte de luz normalmente se constitui em um laser ou uma lâmpada de alta potência acoplada a um monocromador. Este último, caso exige normalmente uma fotomultiplicadora na detecção do sinal, uma vez que o mesmo é de baixa intensidade. No primeiro caso, a sensibilidade pode ser comprometida pelo ruído intrínseco do laser, se o mesmo não tiver boa estabilização. P1, P2 e P3 são polarizadores sendo que P2 está acoplado a um motor que gira a uma frequência tipicamente entre 10 Hz a 150 Hz. Neste sistema, o aparato mecânico que gira o polarizador deve ser de boa qualidade, uma vez que as vibrações mecânicas deterioram a relação sinal/ruído. Este ruído mecânico, somado ao ruído do laser, pode ser minimizado se o experimento estiver acoplado a um sistema digital de aquisição de dados que faça um "averaging" sobre várias medidas. Sistemas assim, quando bem executados podem medir ângulos até da ordem de 0.005° . As intensidades de campo magnético típicas neste tipo de experimento vão de 500 Gauss a 7000 Gauss, dependendo de fatores como o comprimento da amostra a ser medida e se a constante de verdet do material é alta ou baixa, no comprimento de onda a ser medido.

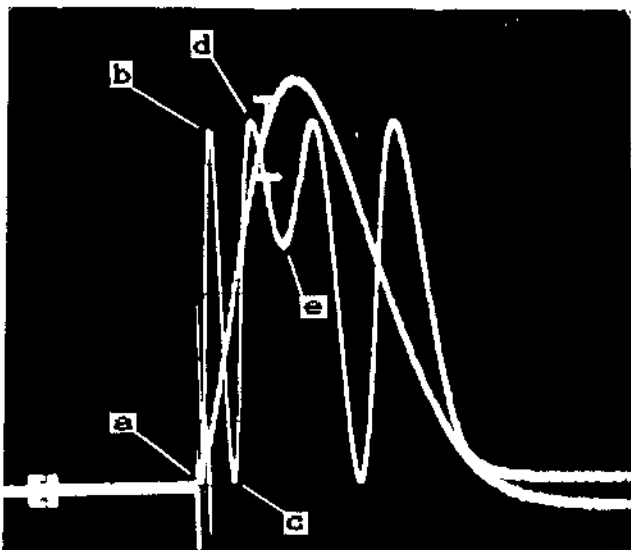
A utilização de campos pulsados permite a medida da rotação de Faraday com sensibilidade comparável à técnica com campos contínuos, devido a possibilidade de se atingir campos muito mais elevados. Através da descarga da energia armazenada em um banco capacitivo sobre uma bobina com núcleo de ar e alta rigidez mecânica, pode-se obter campos tão intensos quanto 500 kGauss, com duração na faixa de microsegundos a milisegundos. No presente trabalho, a experiência já adquirida pelo grupo em geração de campos pulsados e as disponibilidades existentes determinaram a opção pela técnica com campos pulsados. O arranjo experimental utilizado está ilustrado na fig.3.1.b. Uma vez que este tipo de experimento é realizado a uma taxa bastante baixa, o sinal elétrico correspondente à variação na intensidade luminosa, captado pelo fotodetector, deve ser armazenado num osciloscópio do tipo "storage". As fig. 3.2.a,b mostram os sinais elétricos tipicamente obtidos para duas intensidades diferentes de campo

magnético e uma amostra de icm de FR 5, um vidro fabricado pela Hoya Glasses. O sinal com aspecto de meia senóide é proporcional ao campo magnético e o outro, oscilante, corresponde ao sinal óptico. Seguindo o sinal óptico, o trajeto que vai de um mínimo a um máximo de intensidade, ou vice versa, corresponde a 90 graus de rotação. Assim, vemos que na fig.3.2.b, do ponto a ao ponto b, temos uma rotação de 90 graus, de b até c, temos mais 90 graus, e continuando até d completamos uma rotação de 270 graus. A rotação total (até o ponto e) é algo mais que 270 e menos que 360, já que não se deu uma excursão completa do sinal. Agora, na fig.3.2.a, a



a-)

Fig.3.2- Sinais eletricos proporcionais ao campo magnetico (curva com aspecto de meia senóide) e a intensidade luminosa (sinal oscilante) no foto detector para uma amostra de FR - 5, obtidos com campos de 81 kGauss (a) e 77 kGauss (b). A escala horizontal é de 0.5 ms/cm



b-)

rotação foi maior que 90 mas menor que 180 graus. Uma das maneiras de se extrair o ângulo rodado θ a partir destes oscilogramas é através das equações usadas por Koralewski e Surma⁴:

$$\theta = \varphi_0 + \varphi \quad (3.1)$$

onde,

$$\varphi = \arcsin (H / H_0) \quad (3.2)$$

com H e H_0 mostrados na fig.3.2.a e φ_0 é dado por $\pi/2$ vezes o número de excursões que o sinal executa do mínimo ao máximo e vice-versa. Assim, na fig.3.2.a,

$$\varphi_0 = \pi / 2 \quad (3.2a)$$

e na fig 3.2.b,

$$\varphi_0 = 3\pi / 2 \quad (3.2b)$$

Este tipo de determinação do ângulo está sujeito aos erros na leitura de h e h_0 na tela do osciloscópio. Além disto, verificamos muitas vezes que, no sinal referente à intensidade luminosa, os picos à direita do máximo de campo não possuem exatamente a mesma amplitude do que aqueles à esquerda do máximo, o que nos faz perguntar qual dos picos deve ser tomado para extrair h_0 . Este fato foi verificado em nosso trabalho e está bastante evidente no trabalho de Koralewski e Surma⁴, indicando que o fenômeno não deve ser apenas uma ocorrência isolada. Muito provavelmente, esta ocorrência se deve a algum tipo de histerese, seja associada à rotação propriamente dita ou, mais provavelmente, associada à eletrônica que acompanha a detecção. O oscilograma da fig. 3.3 mostra o fenômeno tal qual obtido para uma amostra de FR 5. O eixo vertical representa a intensidade luminosa detectada

pelo fotodetector, e o eixo horizontal é proporcional ao campo magnético aplicado. Vários autores^{5,6,7} trataram esta questão. Em particular, Jeffrey Davis et al⁷ atribuem este efeito de histerese exclusivamente ao aparato eletrônico de detecção.

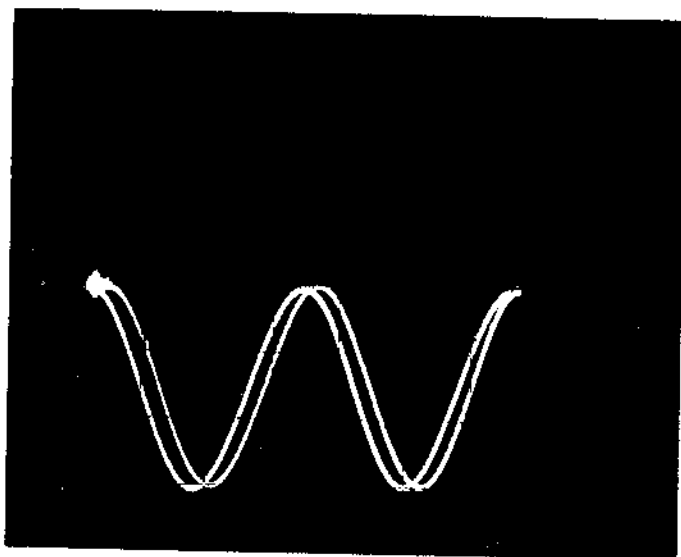


Fig.3.3- Efeito de histerese na observação do efeito Faraday. O eixo horizontal é proporcional ao campo magnético e o vertical é proporcional a intensidade luminosa.

Em nosso trabalho, utilizamos uma técnica alternativa que, embora mais demorada, contorna a questão da precisão e de como definir h e h_0 na tela do osciloscópio. As figuras 3.4.a a 3.4.e permitem acompanhar a descrição do método. Temos uma sequência de oscilogramas obtidos com diferentes intensidades de campo magnético. Na prática, as intensidades de campo são diferenciadas de 1% a 2%. Aqui, utilizamos uma diferenciação maior para facilitar a visualização. Nesta sequência de oscilogramas, os polarizadores estavam inicialmente cruzados,

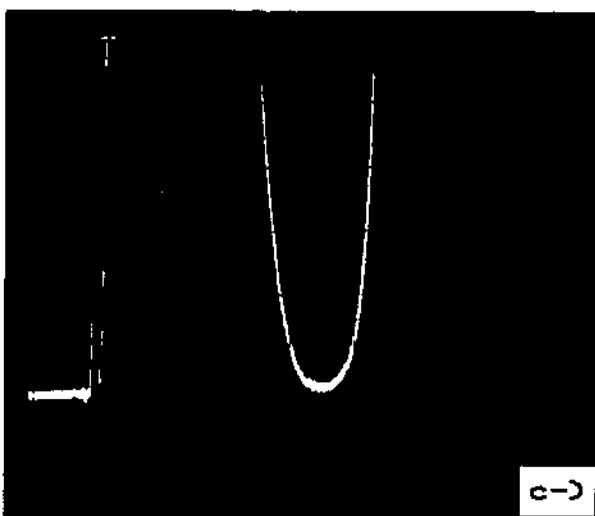
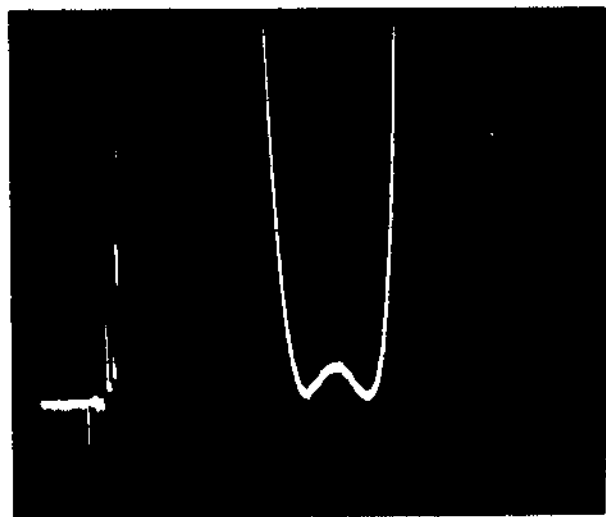
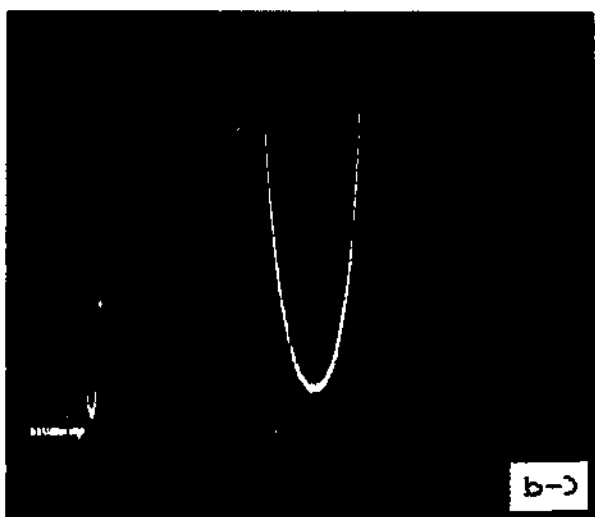
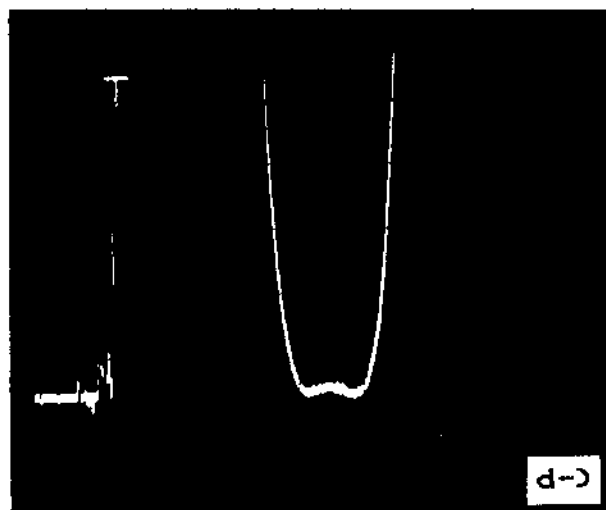
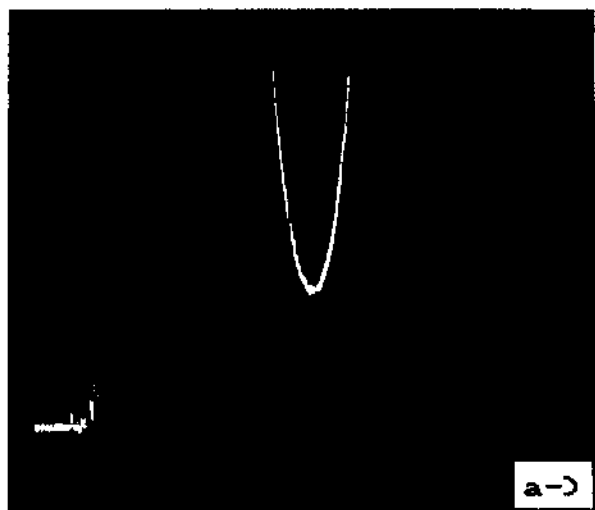


Fig.3.4- Sequencia de oscilogramas que permite medir o campo H para o qual ocorre uma rotacao de um angulo θ predefinido. Os campos foram de: 42,5 kGauss (a); 43,9 kGauss (b); 44,1 kGauss (c); 44,8 kGauss (d); 45,9 kGauss (e).

de modo que o início da varredura na tela do osciloscópio corresponde ao mínimo de intensidade luminosa. Observamos que nas figuras 3.4.d e 3.4.e, o sinal apresenta uma "dobra" na sua porção inferior, indicando que nestes casos, a rotação da direção de polarização foi algo maior que 180 graus. Nossa técnica de medida consiste em determinar a situação de transição em que esta dobra aparece (ou desaparece dependendo se os disparos estão sendo feitos com campos crescentes ou decrescentes). Na sequência de oscilogramas mostrada, este ponto se encontra, para uma rotação de 180 graus, entre as situações das figuras 3.4.c e 3.4.d. Assim, na situação em que a dobra no centro do sinal óptico desaparece, o ângulo rodado θ deve ser de 90 graus ou múltiplo de 90, dependendo de quantas excursões de mínimo a máximo, e vice versa, tivermos antes do ponto central. Tendo anotado a tensão de descarga correspondente, através da curva de calibração sabemos o campo H, e a constante de Verdet v do material pode então ser calculada através da expressão:

$$v = \theta / l H$$

onde l é o comprimento da amostra.

Por exemplo, nesta sequência em discussão, medimos um ângulo de 180 graus. Ocorre entretanto, para campos razoáveis, que a grande maioria dos materiais roda muito pouco a direção de polarização (menos de 90°), e nestes casos jamais teremos um ângulo múltiplo de 90 para medir. Nestas situações, não mantemos os polarizadores cruzados, mas a um ângulo θ . Assim, para o campo em que desaparecer a dobra central no oscilograma, teremos uma rotação de θ graus. Na prática, além de diferenciarmos duas descargas consecutivas em torno de 1%, para que possamos definir com boa precisão a situação em que desaparece a dobra, aumentamos a sensibilidade do osciloscópio de maneira tal a ampliar a região da dobra. A escala escolhida deve permitir a definição do ponto desejado dentro de 1%.

3.2 GERACAO DE CAMPOS MAGNETICOS PULSADOS DE ALTA INTENSIDADE

A produção de campos magnéticos pulsados através da descarga capacitiva sobre um solenoide produz campos cuja duração vai tipicamente de alguns microsegundos a poucas dezenas de milissegundos. Devido a este curto tempo de atividade, o problema de refrigeração do magneto, que é bastante grave no caso contínuo e campos elevados, é significativamente reduzido no caso de operação intermitente. A fig. 3.5 ilustra a configuração eletrônica básica para a produção de campos pulsados.

A produção de campos magnéticos intensos de curta duração envolve duas questões principais: o da fonte para suprir potência elevada e o projeto do magneto.

No caso da fonte, a dificuldade maior está na manipulação e chaveamento de alta tensão (de 1000 a 5000volts) e elevadíssimas correntes de pico (alguns kilo Amperes), pelo que

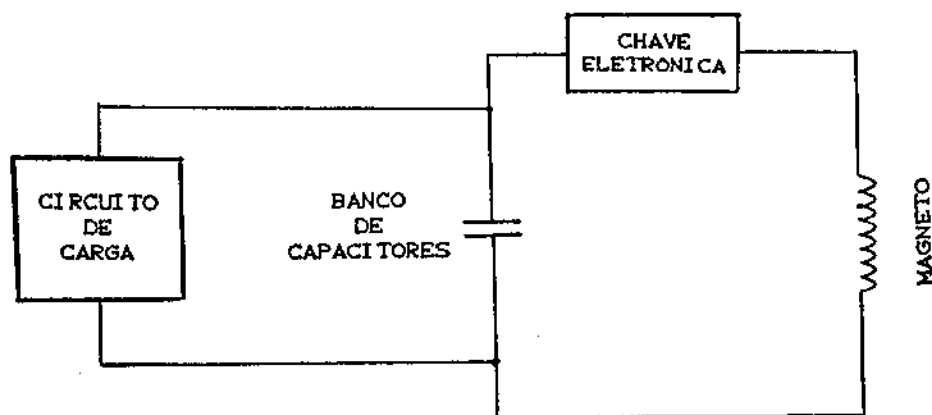


Fig.3.5- Esquema elétrico usado na produção de campos magnéticos pulsados por descarga capacitiva.

a convivência com ruídos eletromagnéticos se torna inevitável. Para este regime de trabalho, a chave eletrônica na fig.3.5 se constitui normalmente de um spark gap, uma thyatron ou ainda uma ignitron.

A construção do magneto deve obedecer basicamente 5 pontos:

- 1 - Isolamento adequado à alta tensão de trabalho
- 2 - Grande rigidez mecânica
- 3 - Indutância adequadamente alta
- 4 - Alto fator de forma, isto é, a maior fração do volume total do magneto deve ser ocupada pelo condutor metálico.
- 5 - Baixa inércia térmica, ou seja, o calor gerado deve ser extraído com facilidade.

Deve ser observado que os fatores acima estão vinculados entre si. Por exemplo, o material e a espessura do isolante elétrico afetam a transferência térmica e o fator de forma.

A rigidez mecânica é um fator importante na durabilidade da bobina. Furth & Waniek⁵ citam que pressões radiais da ordem de 7tons/cm² são geradas com campos da ordem de 500 kilo Gauss, pressão que cresce com o quadrado da intensidade do campo. Geralmente não se usa cobre puro em operações acima de 350 kilo Gauss, sob pena de rápida deterioração. Isto tem como agravante, o fato de que qualquer substituto para o cobre apresentará condutividade elétrica inferior. Uma das soluções para aumentar a rigidez é não usar mais, com campos desta ordem de grandeza, bobinas de fio enrolado, mas vários discos estampados em forma de

bolachas e empilhados de forma a fazer um condutor helicoidal⁵.

No que diz respeito à indutância da bobina, se for muito pequena, resultará em perdas significativas nas indutâncias parasitas dos condutores e capacitores. Para minimizar estas perdas, deve-se usar condutores curtos e capacitores de baixa indutância intrínseca. Uma indutância pequena significará também um tempo de descarga curto, e portanto a corrente de pico será bem mais elevada, exigindo que o dispositivo de chaveamento esteja preparado para drenar tamanha corrente. As ignitrons encontráveis no mercado não são projetadas para muito mais que 10000 Amperes, e os spark gaps do tipo aberto, com operação à pressão atmosférica, carbonizam com grande facilidade à esta corrente.

Os dois últimos itens - fator de forma e transferência térmica - estão intrinsecamente ligados ao primeiro - isolamento elétrico - como já foi mencionado. A mica, que combina bom comportamento térmico e elevada isolação elétrica, não se presta para bobinas de fio enrolado por não ter flexibilidade e ser quebradiça. O mylar é flexível, mas derrete facilmente, de modo que não se pode permitir que a temperatura interna suba muito. Teflon não derrete facilmente, mas sofre extrusão quando submetido à pressão originada no impacto das descargas. Uma tentativa nossa com papéis do tipo usado em transformadores teve baixo tempo de vida, pois o isolante deteriorou rapidamente, culminando na explosão do magneto.

Bibliografia :

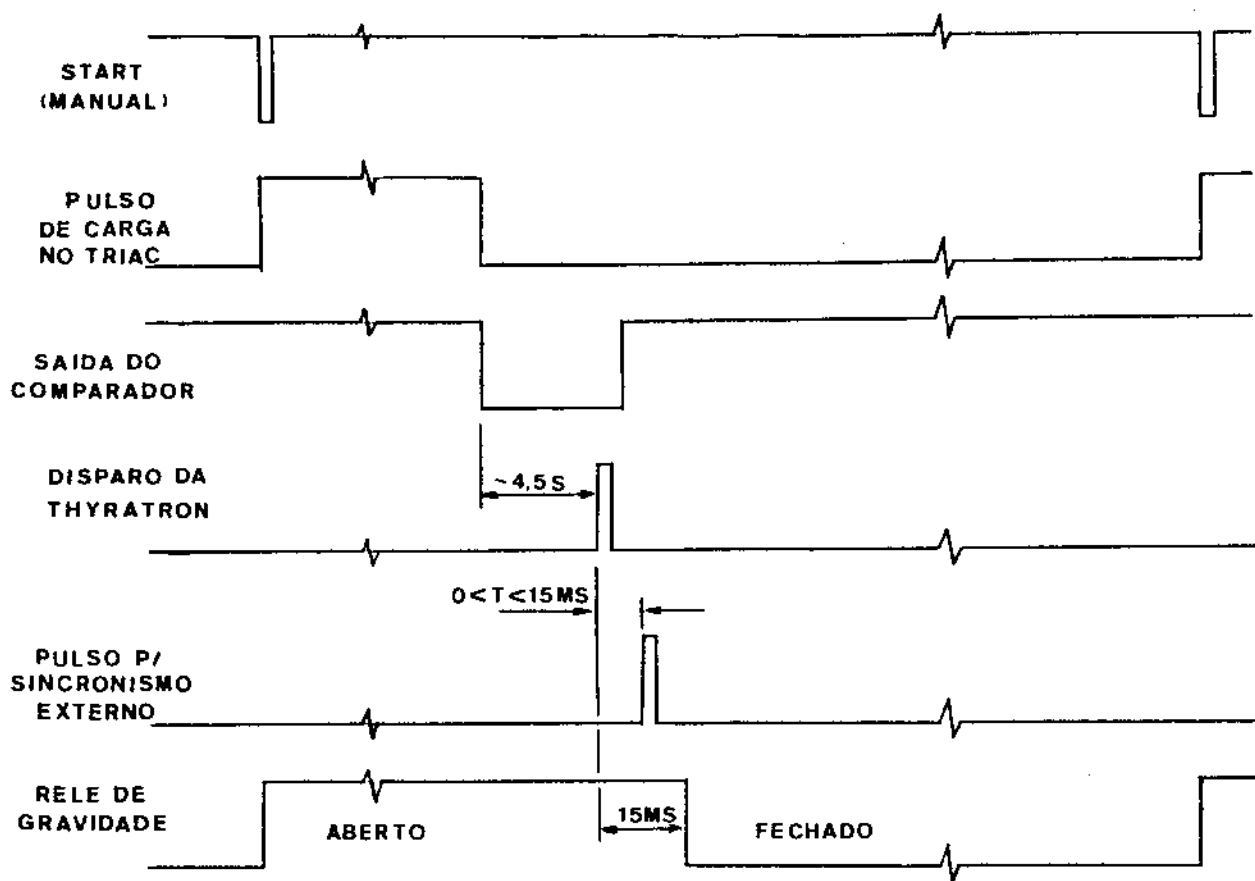
- 1- D.K. Wilson, "Optical Isolators Cut Feedback in Visible and Near-IR Lasers", *Laser Focus / Electro-Optics*, December 1988
- 2- S.J. Collocot and K.N.R. Taylor, "Magneto-Optical properties of Erbium Doped Soda Glass", *J. Phys. C* V11, 2885 (1978)
- 3- J.Mort and H.Scher, "Faraday Rotation in the Absorption Edge of Amorphous Selenium", *Phys. Rev. B* V3, 334 (1971)
- 4- M.Koralewski and M.Surma, "Observation of Rotation in KDP and ADP Crystals by Pulse High Magnetic Field Technique", *Acta Phys. Polonica* V49A, 803 (1976)
- 5- A. B. Villaverde and E. C. C. Vasconcellos, "Magneto-optical Dispersion of Hoya Glasses: AOT-5, AOT-44B, FR-5", *Appl. Opt.* V21, 1347 (1982)
- 6- K.Dismukes, S.H.Lott, J.P.Barach, "Faraday Effect Measurements With Pulsed Magnetic Fields", *Appl. Opt.* V5, 1246 (1966)
- 7- J.A. Davis, M.A. Islam and R.A. Lilly, "Time Dependent Effects in Faraday Rotation in Pulsed Magnetic Fields: an explanation", *Appl. Opt.* V24, 1780 (1985)

ELETRONICA USADA NA OBSERVACAO E MEDIDA

4.1 - DO CIRCUITO DE CONTROLE

O circuito eletrônico de controle deve ter como função executar, de maneira controlada, as operações de carga e descarga do banco de capacitores. Por operação controlada devemos entender que o operador programa a tensão a que devem ser carregados os capacitores e o circuito deve "enxergar" esta programação e interromper a carga automaticamente quando a mesma for completada. Após esta interrupção, o circuito deve aguardar alguns instantes (o suficiente para que o operador leia, através de um voltímetro no painel, a tensão sobre os capacitores) e então enviar um comando ao dispositivo de chaveamento, que descarregará a carga capacitiva sobre o magneto, constituído por uma bobina com núcleo de ar. Exigimos que a tensão final lida no instrumento de painel esteja dentro de 1% do valor inicialmente programado. A programação da tensão de carga deverá ser possível também com uma resolução dentro de 1% , pelo menos. Deve ser prevista também a eventual sincronização com equipamentos externos.

O ciclo de trabalho, de acordo com o projeto executado, está ilustrado na fig.4.1, que juntamente com o diagrama em blocos (fig.4.2), auxilia a compreensão do diagrama elétrico ilustrado na fig.4.3. Como pode ser visto, o circuito propriamente não é complexo. A maior dificuldade está em manter o controle sobre ruídos que surgem na manipulação de tensões e correntes elevadas. Verificamos por exemplo na prática, que os integrados TTL (74123) usados na produção de atrasos temporais, se



OBS- FIGURAS NÃO EM ESCALA

Fig.4.1- Ciclos de trabalho dos circuitos digitais de controle

comportam de maneiras diferentes, frente aos ruídos presentes, dependendo se a lógica usada é sensível à borda de subida ou descida do sinal. Existem neste projeto, duas fontes principais de ruído: a descarga do banco de capacitores através do spark gap ou da thyatron, que produz um pico de corrente na faixa de kilo Amperes, e o chaveamento do transformador de alta tensão de entrada que também produz transientes indesejáveis sempre que é dada a ordem de carga. O primeiro item é muito difícil eliminar completamente. O segundo item foi solucionado substituindo o relé mecânico inicialmente empregado, por um triac (nas fig. 4.2 e 4.3, rotulado como triac 200). Para disparar este triac, foi construído um detector de nível zero da rede, para evitar que o

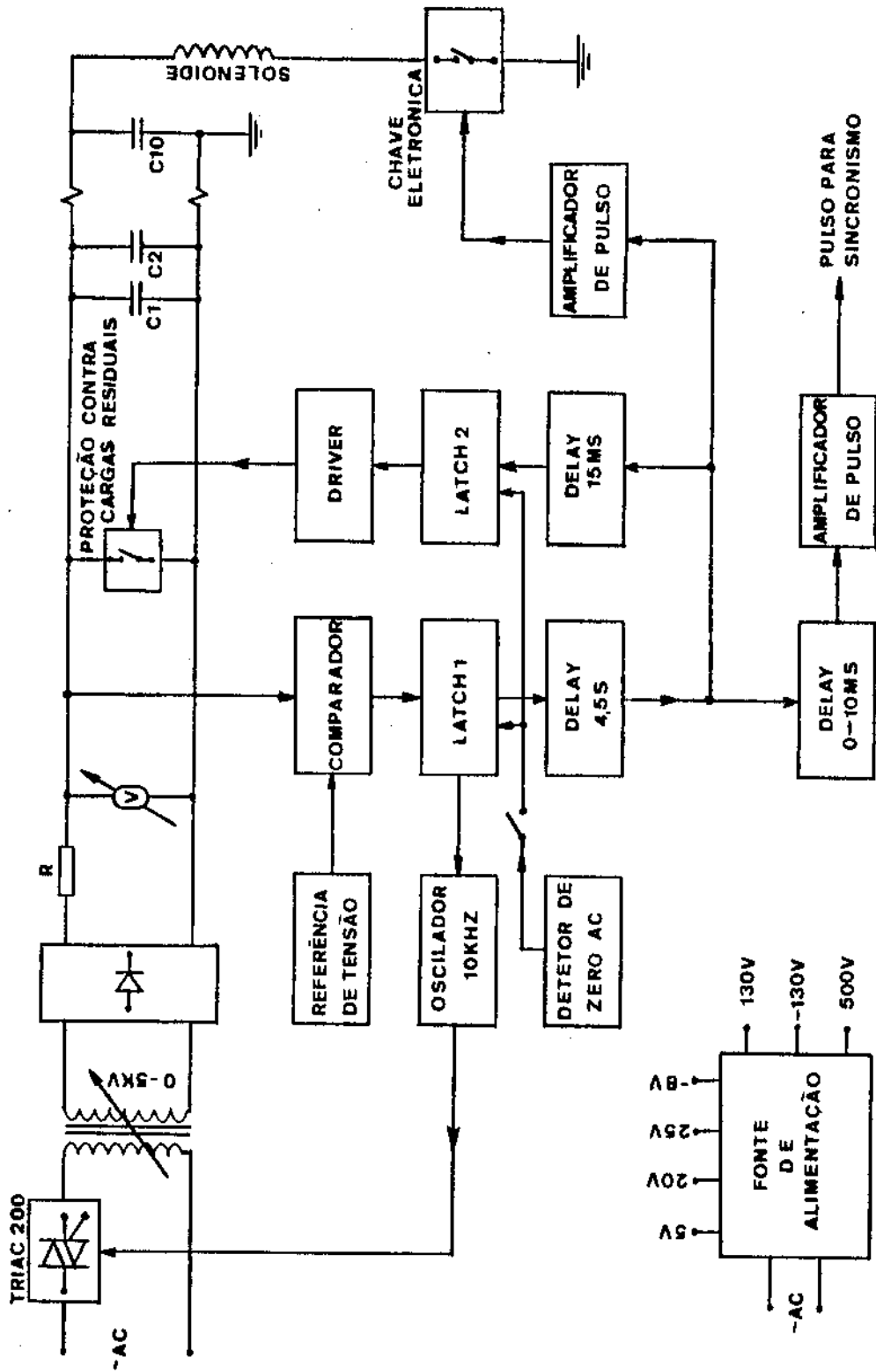


Fig. 4.2- Diagrama em blocos do circuito de controle construído

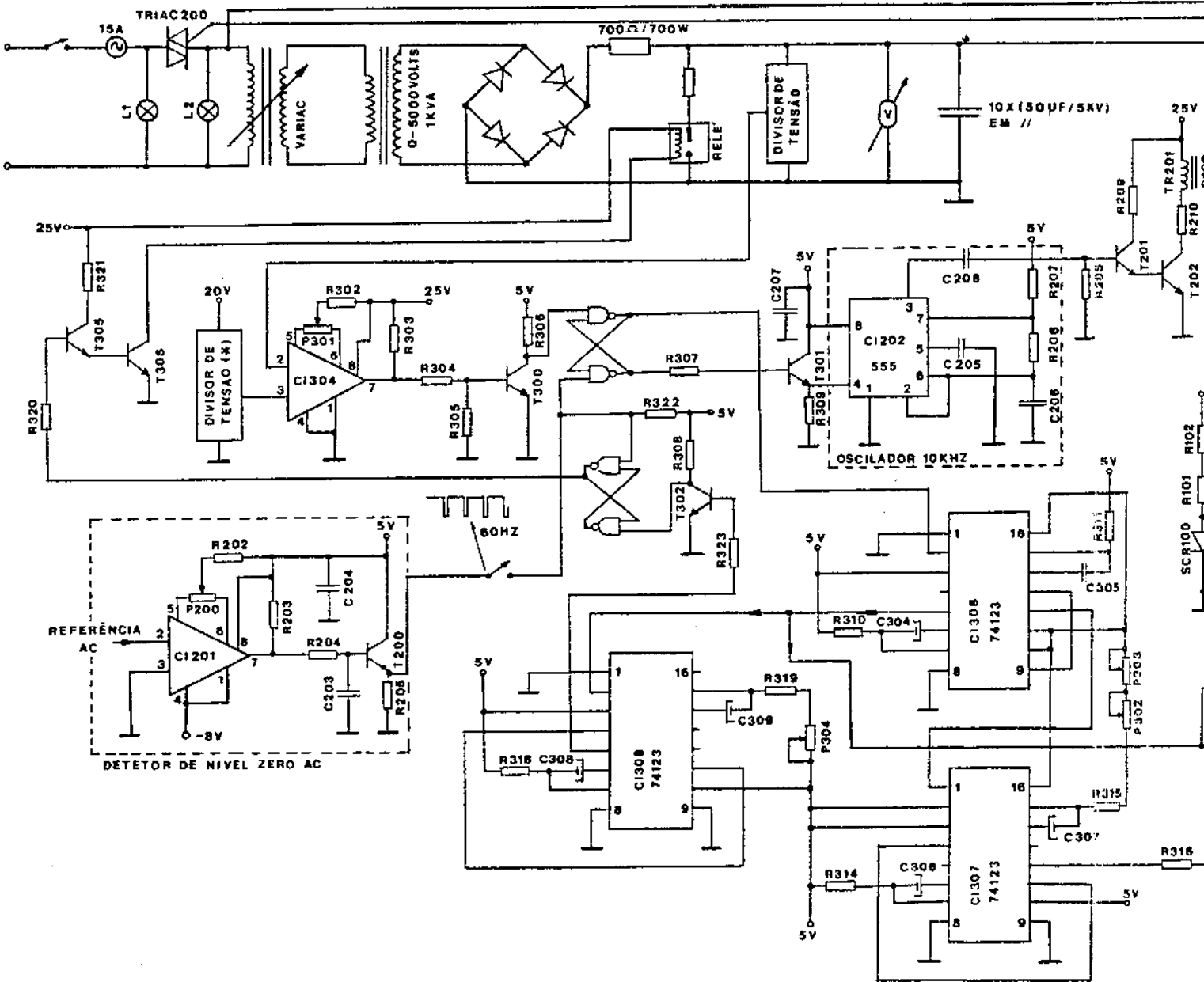
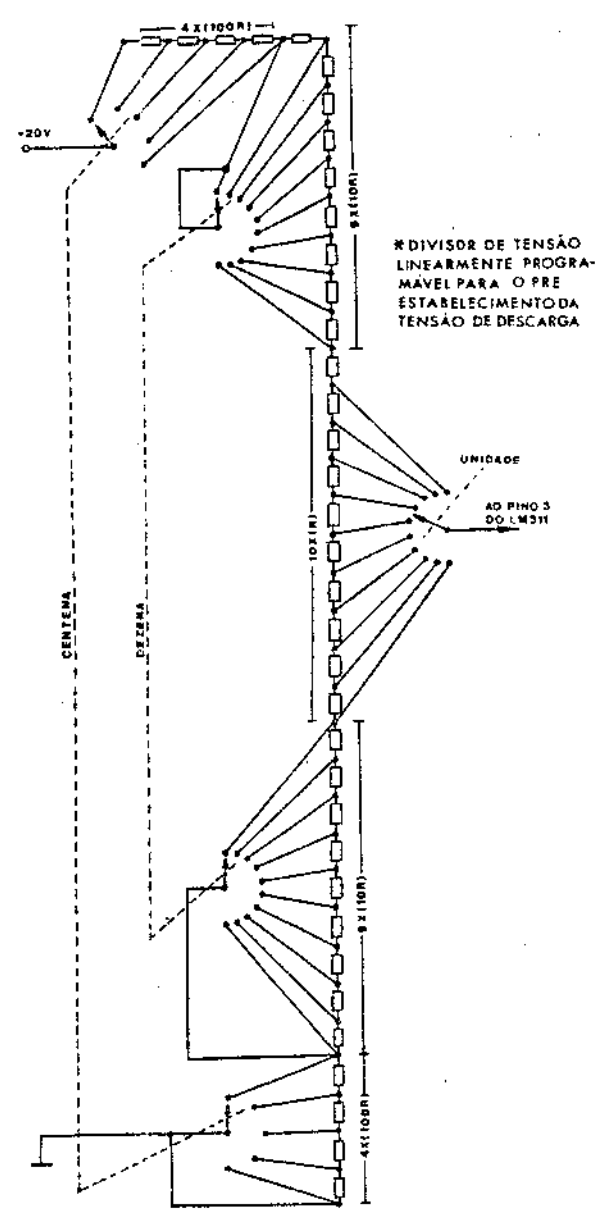
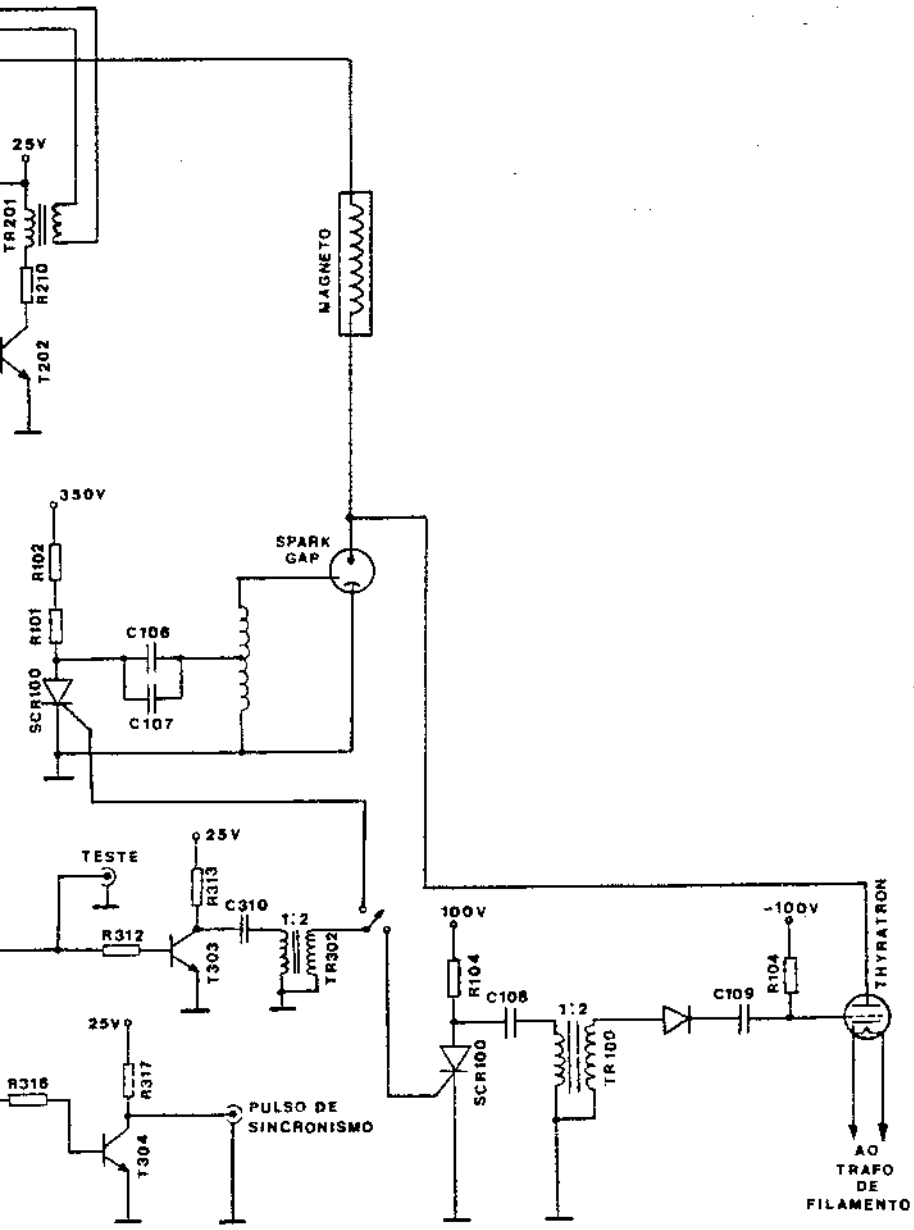


Fig. 4.3- Diagrama elétrico do circuito da fonte de campos magnéticos



mesmo chaveasse uma carga indutiva nos momentos em que a tensão da rede estivesse passando pelo valor máximo. A saída deste detector de nível zero é aplicada a um flip-flop S-R que sincronamente com o zero da rede habilita um 555 a oscilar em 10kHz, sinal este aplicado ao gate do triac. Este sinal permanece até que o comparador detecte que a carga foi completada, enviando um reset ao flip-flop. O oscilador é então desabilitado e o triac interrompe a carga. Após um tempo de aproximadamente 4,5 segundos, suficiente para que o operador leia a tensão de carga no voltímetro digital do painel, ocorre a ordem de descarga. Este tempo de 4.5 segundos é dado pelo integrado CI306 (fig.4.3). O pulso proveniente deste integrado é amplificado por T303 e posteriormente enviado ou para o circuito de pulso que dispara o spark gap ou para aquele que dispara a thyatron. Esta pode ser usada nas tensões mais baixas, até 2000 volts, e o spark gap para tensões mais elevadas, de 2000 a 5000 volts. Com o solenoide que usamos no momento, o pulso de descarga dura $\approx 1,5$ milissegundos, mas pode ser mais longo ou mais curto se mudarmos a indutância do mesmo. Nas situações em que se usa laser pulsado para se fazer a medida, este deve ser sincronizado com o máximo do pulso de descarga (máximo do campo magnético), e para tanto, o CI307 fornece um pulso de sincronismo com atrasos variando de ≈ 0 a 10 ms. O CI308, juntamente com o flip-flop R-S a ele conectado comanda a operação do relé de gravidade, um dispositivo de segurança que evita que o banco de capacitores permaneça com cargas residuais, colocando em risco operador. Este relé se abre no momento em que se ordena o início do processo de carga, e curto circuita os capacitores ≈ 15 ms após a descarga ter sido executada, permanecendo em curto até a nova ordem de carga.

A velocidade com que os capacitores do banco se carregam, pode ser controlada pelo variac colocado no primário do transformador de alta tensão.

Um problema que sempre se fez presente, em maior ou menor grau, foi o aquecimento do magneto. Na faixa de trabalho de até 2000 volts, o problema não assume proporções críticas. Nesta região de trabalho, a fonte opera com a thyatron, que possui

condução unidirecional, cortando os semicírculos negativos da oscilação, o que obviamente reduz a energia entregue ao magneto. Entretanto, acima de 2000 volts o problema pode se tornar crítico se não forem tomadas medidas corretivas, uma vez que a energia entregue ao magneto cresce com o quadrado da tensão de trabalho. Além disto, nesta região não usamos a thyatron, mas sim o spark gap, que conduz bidirecionalmente e por si só não elimina os semicírculos negativos da oscilação. Para sanar esta última questão, instalamos 4 diodos SKT 70/12 em paralelo com o banco, de maneira tal a eliminar a contraparte negativa da descarga (fig.4.3).

4.2 - DO MAGNETO

O magneto foi construído com 140 espiras de fio 14 AWG enroladas em 8 camadas. As dimensões efetivamente ocupadas pelo enrolamento estão ilustradas na fig.4.4.

Como já foi mencionado no capítulo anterior, as pequenas dimensões da bobina criam problemas para o isolamento

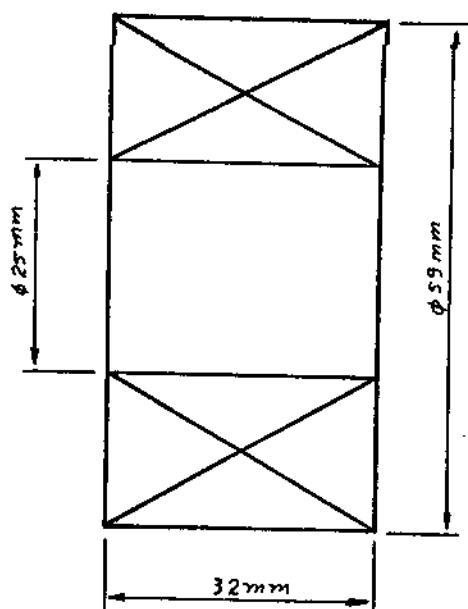


Fig.4.4- Dimensões ocupadas pelo enrolamento da bobina geradora de campo magnético

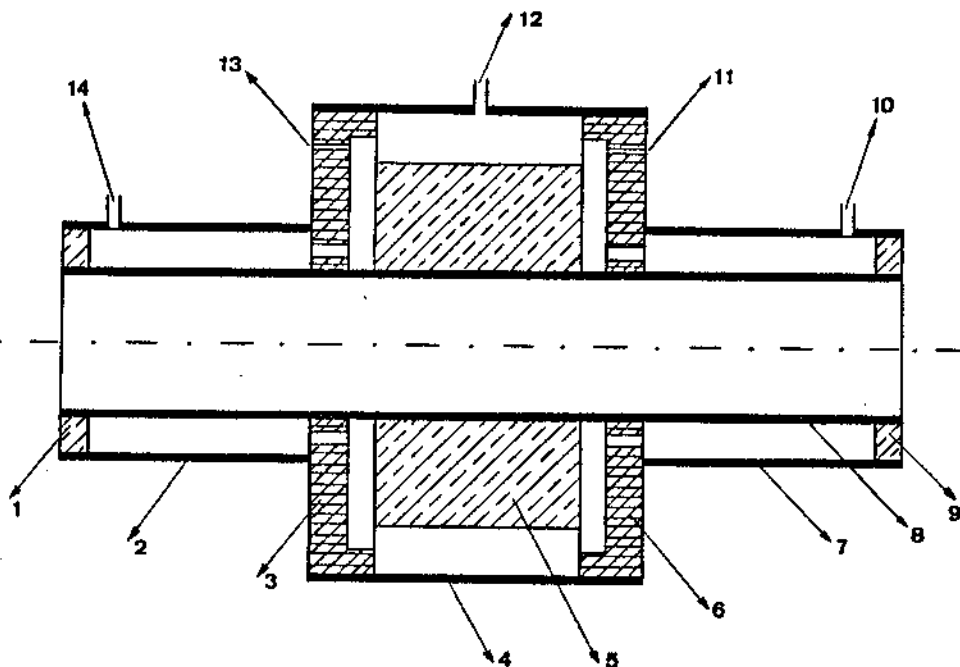
elétrico da alta tensão de trabalho e a dissipação de grande quantidade de energia em volume reduzido implica em problemas térmicos. O isolamento elétrico das diversas camadas de espiras foi feito com mylar. Para reduzir o problema térmico foi construída uma configuração mecânica especial com circulação de ar comprimido, conforme mostrado na fig.4.5.a. Nesta figura, os orifícios numerados de 11 a 13, pelos quais passam as duas extremidades da bobina, recebem vedação para impedir a saída de ar. O ar, entrando pelo orifício marcado com o número 12, envolve externamente o enrolamento e é forçado a passar pelos rebaixos feitos nas paredes laterais de nylon, fluindo para as câmaras das extremidades antes de sair pelos orifícios 10 e 14. O cano interno de latão tem suas dimensões se prolongando para além do enrolamento para melhor difundir o calor que se propagaria para o compartimento da amostra. As laterais de nylon, estão detalhadas na fig. 4.5.b, para que se possa melhor visualizar os rebaixos por onde passa o fluxo de ar.

A linearidade do equipamento construído foi estudada através de uma bobina de prova colocada no centro do magneto. A tensão de pico induzida nesta bobina de prova foi graficada em função da tensão de descarga do banco de capacitores. Até 2000 volts usou-se a thyatron como elemento de descarga (fig.4.6.a) e acima de 2000 volts, foi usado o spark gap (fig.4.6 b). Observamos que em ambos os casos a linearidade se apresentou melhor que 1%. Denominando V_f a tensão de disparo da fonte e V_i a tensão induzida na bobina de prova, o fitting dos dados da fig.4.6.a e 4.6.b fornece as seguintes expressões analíticas para a tensão induzida em função da tensão de descarga:

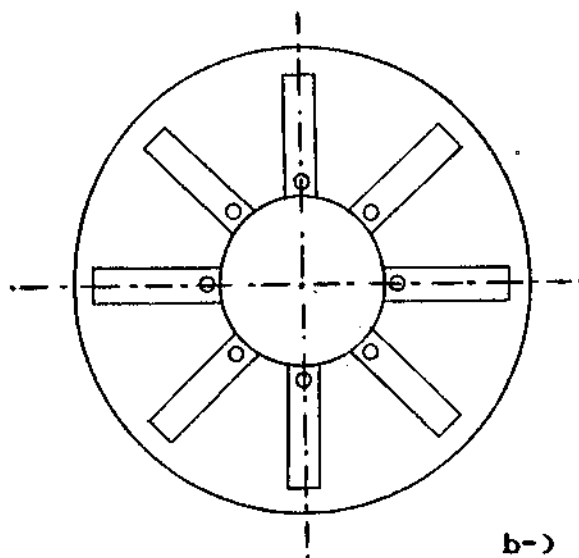
para $V_f < 2000$ volts (thyatron):

$$V_i = 0,177V_f - 4,77 \quad (4.1)$$

sendo que V_f é dado em volts e V_i em milivolts.



a-)

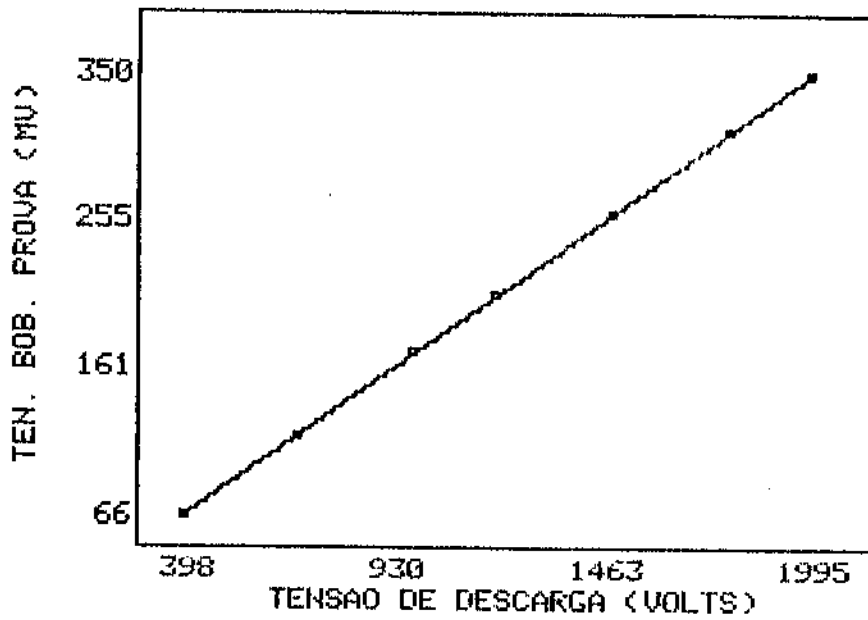


b-)

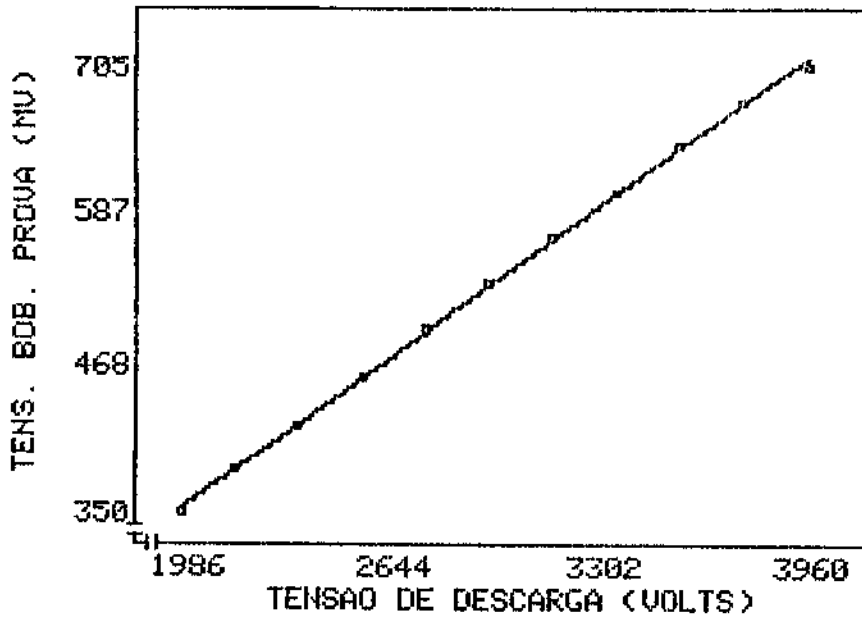
- 1 e 9 - Anéis de latão
- 2 e 7 - Canos de latão
- 3 e 6 - Laterais de nylon
- 4 - Cano externo (latão)
- 5 - Enrolamento da bobina (cobre)
- 8 - Cano interno (latão)
- 10 e 14 - Saída de ar
- 11 e 13 - Passagem de conexão elétrica
- 12 - Entrada de ar forçado

Fig.4.5- (a) Configuração mecânica do magneto.

(b) detalhe das laterais de nylon (peça 3)



a-)



b-)

Fig.4.6 - Curvas de calibracao do campo magnetico em funcao da tensao de disparo para a thyatron (a) e para o spark-gap (b)

e para $V_f > 2000$ volts (spark gap):

$$V_i = 0,181V_f - 6,88 \quad (4.2)$$

A calibração do campo magnético foi feita através de uma amostra de FR-5 com comprimento $l = 10,00$ mm, cuja rotação é bem conhecida na literatura, sendo que para o comprimento de onda do He-Ne, sua constante de verdet vale $v = 0,245$ min/G.cm, valor este tomado como a média dos valores citados nas referências 1 e 2 deste capítulo. Obtivemos para o FR 5 uma rotação de 180 graus com uma tensão de descarga de 1703 volts. Então o campo correspondente a esta tensão equivale a:

$$H = \theta / vl = 43,8 \text{ kGauss}$$

Correlacionando com a expressão 4.1, uma vez que o campo se relaciona com a tensão induzida na bobina de prova através de uma constante apenas, obtemos a expressão que dá o campo H (em Gauss) produzido no interior do magneto em função da tensão V_f (em volts) de descarga da fonte:

$$H = 26,14 V_f - 704,2 \quad (4.3)$$

sendo esta expressão para a região de trabalho da thyatron. Para a região do spark gap, de maneira similar, obtivemos:

$$H = 26,74 V_f - 1017 \quad (4.4)$$

As expressões acima fornecem a intensidade média de campo no comprimento de 1 cm centrado no eixo do solenoide, onde foi feita a calibração. Fora do centro, sobre o eixo longitudinal, o comportamento do campo levantado empiricamente é tal qual mostrado na fig.4.7. As medidas para a construção deste gráfico foram feitas por meio de uma bobina de prova com 100 espiras de

fig 26 AWG de dimensões suficientemente pequenas, frente ao sistema a ser caracterizado. A tensão induzida na bobina de prova passa por um integrador RC para que o sinal então obtido seja proporcional ao campo magnético. O capítulo seguinte discute de maneira mais detalhada, o perfil na região central de real interesse, e mostra o quanto a não homogeneidade do campo influencia na precisão da medida. Através da fig.5.2 pode-se ter uma visão ampliada do comportamento do campo no centro do magneto.

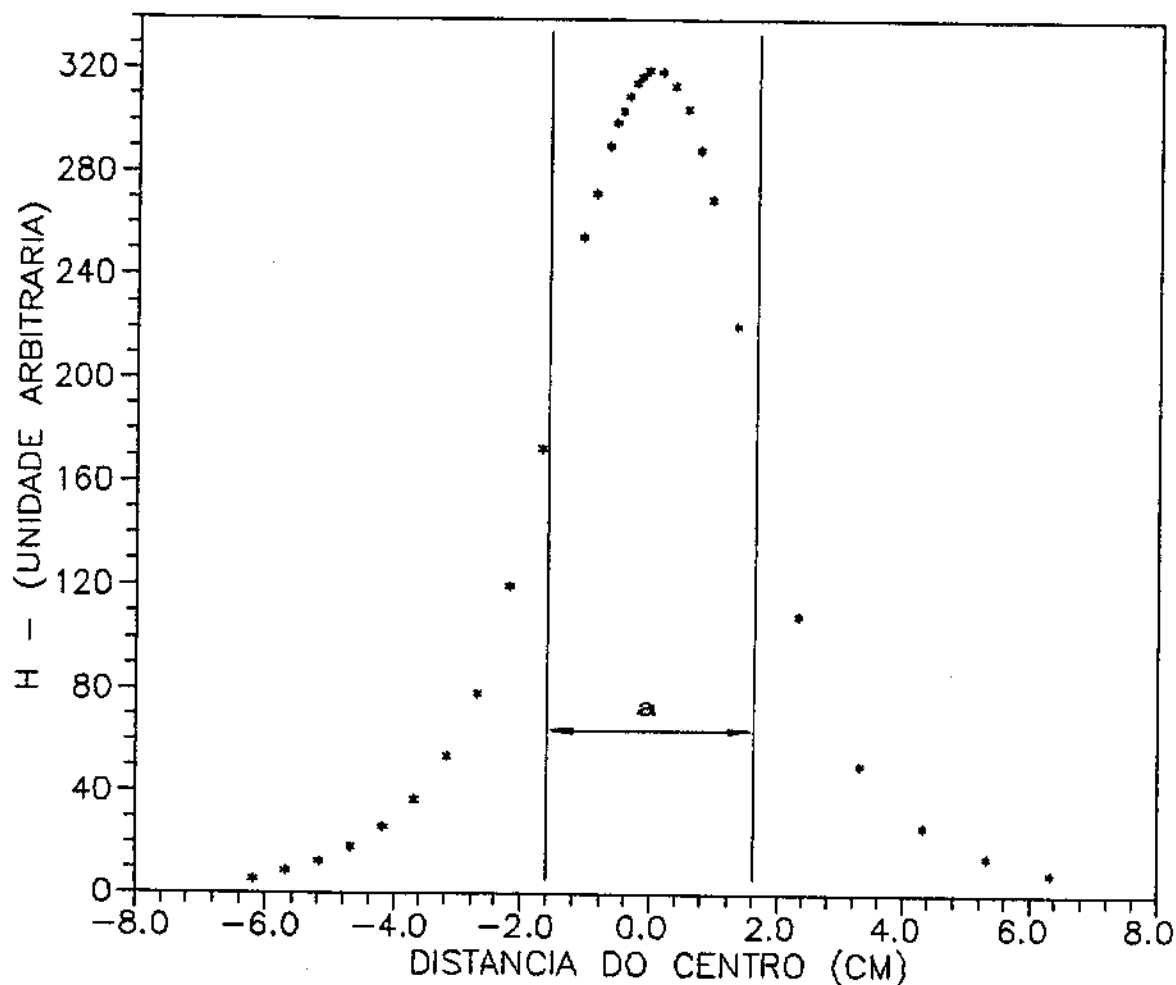


Fig.4.7- Perfil do campo magnético ao longo do eixo do solenoide. O comprimento a delimitado pelas linhas verticais se referem ao comprimento do enrolamento (32mm). Para um detalhe da região central, veja Fig. 5. 2.

4.3 - DETETORES

A detecção do sinal óptico obtido após o analisador foi feita com um foto diodo SGD 100A^B da EG & G conectado a um resistor de carga de 100 k Ω (fig.4.8). O rápido sinal ($\approx 1,5\text{ms}$) produzido sobre o resistor de carga é "congelado" num osciloscópio do tipo "storage" e então visualmente analisado. Na realidade, podemos considerar o fotodetector SGD 100A como superdimensionado para o tipo de experimento em questão. Fotodetetores de especificações inferiores poderiam também ser utilizados. O osciloscópio utilizado em nosso trabalho foi o Tektronics 2221.

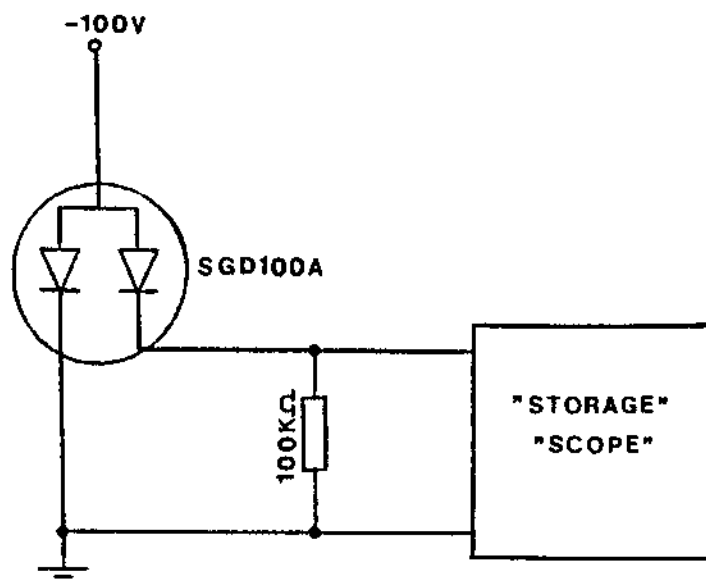


Fig.4.8- Conexão para o fotodetector SGD 100A

Bibliografia:

- 1- "Hoya Faraday Rotator Glass Report", Hoya Optics Inc
- 2- I. Ioshino, Jpn. J. Appl. Phys. 19, 745 (1980)
- 3- EG & G Eletronics Products Division, Data Sheet 012D

FATORES DIVERSOS QUE INFLUEM NA MEDIDA

5.1 CALIBRACAO DA FONTE

O primeiro fator a ser considerado é a calibração da fonte, que foi feita através de uma amostra de 10,00 mm de FR-5, um vidro de fabricação da Hoya Glass. Este vidro é paramagnético e, portanto, dependente da temperatura, o que afeta em certo grau a precisão absoluta da medida. Seu comportamento térmico foi estudado por J.A.Davis & R.M.Bunch⁴, e sua constante de Verdet é proporcional ao recíproco da temperatura:

$$v = \alpha \frac{1}{T}$$

Donde:

$$\frac{\Delta v}{v} = - \frac{\Delta T}{T}$$

Assim, para uma variação térmica de $\Delta T = \pm 1K$ em torno da temperatura de trabalho $T \approx 298K$, a calibração será afetada em:

$$\frac{dv}{v} = \pm 0,33\% ,$$

incerteza esta inferior à resolução que nossa fonte de campos magnéticos pode oferecer. Neste trabalho, a calibração foi feita à temperatura de aproximadamente 298 K.

5.2 - NAO HOMOGENEIDADE DO CAMPO

O comprimento de nosso solenoide é de 32mm, enquanto que nossas amostras possuem comprimentos em torno de 10mm. Assim, não poderemos considerar o solenoide infinito frente ao tamanho da amostra, e haverá portanto, uma não homogeneidade do campo, tanto na direção radial como na longitudinal. O perfil radial do campo magnético, levantado por meio de uma bobina de prova, está ilustrado na fig.5.1, e o perfil longitudinal está na fig.5.2. No caso radial, é interessante observar que temos um mínimo de campo sobre o eixo e um incremento conforme nos afastamos do mesmo.

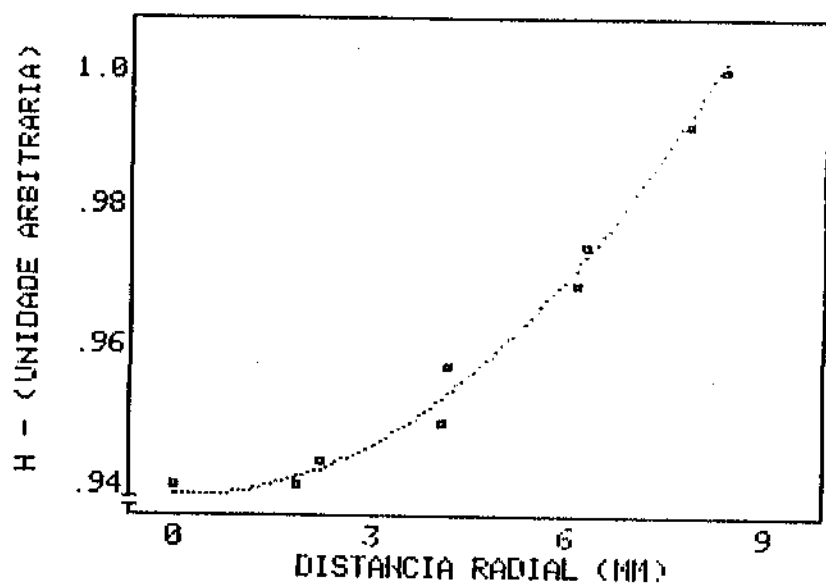


Fig.5.1- Perfil radial do campo magnético do solenoide.

O perfil gráfico acima é, a menos de uma constante, melhor descrito pela expressão:

$$H = 0,001r^2 - 0,0006r + 0,9417 \quad (5.1)$$

Uma vez que o feixe de luz proveniente do laser tem um diâmetro não nulo, devemos considerar a possibilidade de que regiões distintas do feixe possam estar submetidas a intensidades

de campo diferentes. Já que é sempre possível limitar o feixe através de um "pin hole" a um diâmetro máximo de 1mm, por exemplo, vemos da fig.5.1 que a não homogeneidade do campo neste caso se torna absolutamente desprezível. O outro aspecto a ser considerado é que a medida da constante de Verdet deve ser feita com a luz passando, obviamente, pelo centro do solenoide, (em $r=0$), onde foi feita a calibração. Portanto, qualquer erro no posicionamento do feixe deve se refletir na medida. Vemos na fig.5.1 que o campo varia da ordem de 6% do centro até a parede interna do magneto. Quando não houver complicações de alinhamento devido à birrefringência da amostra, será bastante fácil posicionar o feixe com um erro melhor que 1mm, caso em que o erro percentual correspondente no campo será da ordem de 0,13%. No caso de amostras birrefringentes, além de acertar o eixo do magneto, temos um parâmetro adicional, que é alinhar também o feixe paralelamente ao eixo óptico do material. Essa dificuldade pode elevar um pouco o erro no posicionamento do feixe no centro do magneto. Se admitirmos, para o pior caso, um erro de 2,5mm, o erro então refletido no campo será da ordem de +0,5%. Neste trabalho, o alinhamento das amostras segundo o eixo óptico foi feito através do método da cruz de malta.

A não homogeneidade do campo no eixo longitudinal (fig.5.2), afeta a medida no que diz respeito ao posicionamento da amostra relativamente ao sentido longitudinal. A expressão que dá o melhor "fitting" para os dados da fig.5.2 é:

$$H = \zeta (-57,41 x^2 - 0,0065 x + 319,1) \quad (5.2)$$

onde H é o campo magnético, x é a distância do centro do solenoide e ζ uma constante adimensional de proporcionalidade.

Temos portanto que uma amostra de 1,0 cm corretamente centrada (fig.5.3a) verá um campo efetivo dado pela integral:

$$H_{\bullet} = \int_{-0,5}^{+0,5} H(x) dx = 7.314,4$$

onde $H(x)$ é dado pela expressão (5.2)

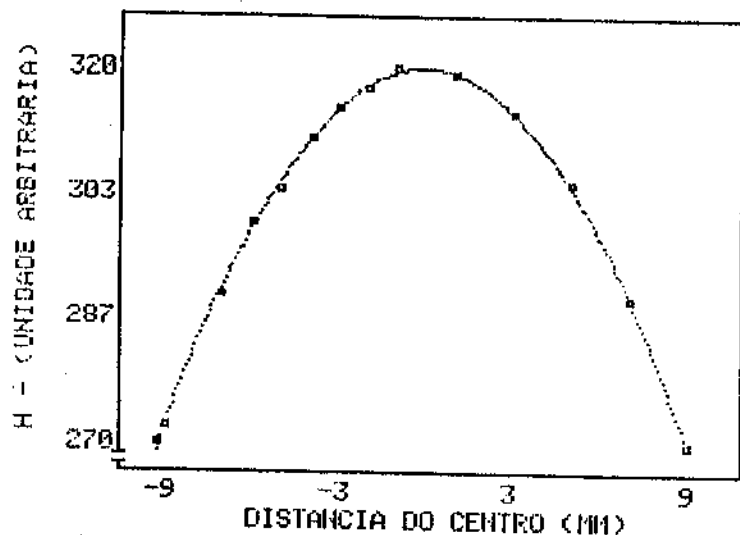


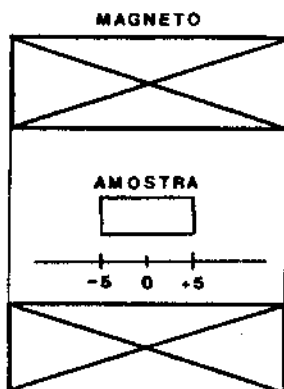
Fig.5.2- Perfil longitudinal do campo no magneto. (porção central da fig.4.7 ampliada)

Se cometermos um erro de 2mm na centralização da amostra (fig.5.3), teremos:

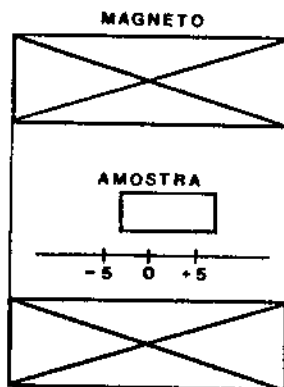
$$H_{\bullet} = \int_{-0,3}^{+0,7} H(x) dx = 7.312,1$$

Dos dados acima, vemos que um deslocamento da amostra de 2mm ao longo do eixo origina um erro da ordem de -0,73% no campo efetivamente visto pela amostra.

De modo similar, se o deslocamento for de 1mm, teremos um erro de -0,19% no campo efetivamente visto pela amostra.



a-)



b-)

Fig.5.3- Amostra corretamente centrada no magneto (a); amostra incorretamente centrada (b).

5.3 - MEDIDAS DE COMPRIMENTO E DE ÂNGULO

Os comprimentos dos cristais objetos de nosso estudo, e também da amostra de FR-5 usada na calibração do campo no magneto, foram medidos com um instrumento cuja menor divisão era de 0,05 mm. Considerando então a incerteza como metade da menor divisão do instrumento, uma vez que o comprimento das amostras é da ordem de 10mm, o erro então embutido será:

$$\frac{0,025}{10} \approx \pm 0,25\%$$

Agora, o instrumento utilizado na medida de ângulo possuía uma resolução de 1 minuto de grau. Entretanto, com relação a esta grandeza, a imprecisão na determinação visual (e mesmo com auxílio do osciloscópio) do ponto de mínimo de intensidade luminosa (polarizadores a 90 graus), supera a incerteza do instrumento. A magnitude desta incerteza depende em muito da

intensidade luminosa utilizada e seu efeito poderá ser negligenciado sempre que for possível efetuar medidas com ângulos de rotação grandes. Este problema pode também se intensificar se a qualidade da superfície da amostra a ser medida estiver ruim, provocando espalhamento e despolarização da luz.

5.4 - SENSIBILIDADE DA ESCALA DO OSCILOSCOPIO E INTENSIDADE LUMINOSA

A escala do osciloscópio deve ser escolhida de maneira tal que se possa distinguir entre dois disparos, cujas tensões diferem da ordem de 1%, se houve ou não a passagem pelo mínimo de intensidade luminosa (ou seja, se as polarizações se cruzaram ou não). A definição desta escala é feita experimentalmente antes da medida, e depende da intensidade luminosa, já que esta também influencia a sensibilidade da medida, como mostrado a seguir.

A intensidade luminosa I que atinge o detetor, a menos de um termo constante devido a luminosidade de fundo, é dada por:

$$I = I_0 \text{ sen}^2(\alpha - \theta)$$

onde α é um ângulo fixo dado pela posição do analisador e θ é o ângulo de rotação devido ao efeito Faraday.

A pergunta é: quanto podemos sentir um deslocamento $\Delta\theta$ em torno do ângulo θ_0 que define o mínimo na intensidade luminosa?

Se:

$$\theta = \theta_0 + \Delta\theta ,$$

$$\theta_0 = \alpha$$

Então, a variação ΔI na intensidade luminosa devido a um $\Delta\theta$, que é muito pequeno, em torno do mínimo é:

$$\Delta I \approx I_0 (\Delta\theta)^2$$

Ainda, se ΔV é a amplitude do sinal elétrico produzido na saída do fotodetector:

$$\Delta V \propto \Delta I$$

E portanto,

$$\Delta V \propto I_0 (\Delta\theta)^2$$

Vemos portanto que existe uma dependência da sensibilidade da medida com a intensidade luminosa I_0 .

As fontes de luz por nós utilizadas (lasers de argônio e He-Ne) possuem potência suficiente para uma boa sensibilidade. Por exemplo, com He-Ne de 1mW, a escala de 10mv/div no osciloscópio permite definir o ponto de mínimo dentro de 1%, para nossa série de cristais.

5.5 - AQUECIMENTO

A temperatura da amostra é crítica quando a mesma for paramagnética. Neste caso a dependência com a temperatura é muito forte, como já foi comentado antes. Amostras diamagnéticas quase não dependem de T . De qualquer maneira, para evitar aquecimento no compartimento da amostra, a taxa de disparos ficou em um por 4 minutos, o que faz com que o método ofereça uma produtividade um pouco limitada.

Bibliografia:

- 1 - J.A. Davis and R.M. Bunch, "Temperature dependence of the Faraday Rotation of Hoya FR-5 Glass"; Appl. Opt. V23, pg. 633 (1984)

ROTACAO DE FARADAY EM CRISTAIS DA FAMILIA DO KDP

6.1- DOS CRISTAIS

Os cristais objetos de nosso estudo, devido às suas propriedades são amplamente utilizados na instrumentação óptica em geradores de segundo harmônico, em moduladores eletro-ópticos, em células de Pockels, osciladores paramétricos, etc. Todas estas aplicações fazem com que estes cristais se constituam em grande atrativo para qualquer estudo que contribua para o melhor conhecimento de suas propriedades. Segue abaixo a relação dos cristais objeto deste estudo, os quais foram adquiridos da Quantum Technology Inc..

RDA	Rubidium Dihydrogen Arsenate	RbH_2AsO_4
KDA	Potassium Dihydrogen Arsenate	KH_2AsO_4
CDA	Cesium Dihydrogen Arsenate	CsH_2AsO_4
ADA	Ammonium Dihydrogen Arsenate	$\text{NH}_4\text{H}_2\text{AsO}_4$
DRDA	Deuterated Rubidium Dihydrogen Arsenate, ou Rubidium Dideuterium Arsenate	RbD_2AsO_4
DCDA	Deuterated Cesium Dihydrogen Arsenate, ou Cesium Dideuterium Arsenate	CsD_2AsO_4
KDP	Potassium Dihydrogen Phosphate	KH_2PO_4
RDP	Rubidium Dihydrogen Phosphate	RbH_2PO_4

Estes cristais pertencem à classificação cristalo-gráfica $\bar{4}2m$, sendo portanto birrefringentes uniaxiais. São sais solúveis em água crescidos em solução saturada. Nos casos deuterados (DRDA e DCDA), o crescimento é feito em solução de água.

pesada (D_2O), o que proporciona a substituição do hidrogênio por deutério. A característica higroscópica destes cristais exige cuidados especiais com relação a manipulação e armazenamento. São transparentes na faixa de 260nm à 1600nm. A substituição de hidrogênio por deutério expande o limite no infravermelho para 1900nm^{1,2}.

As medidas foram executadas com a direção de propagação paralela ao eixo óptico. O alinhamento do laser segundo esta direção pode ser obtido através do método da Cruz de Malta e deve ser feito com muito cuidado, uma vez que se a propagação não estiver paralela a esse eixo do cristal, a polarização se torna elíptica, deteriorando o sinal obtido no fotodetector.

6.2- RESULTADOS EXPERIMENTAIS

As medidas foram executadas para 7 diferentes linhas de laser, e com campos magnéticos dentro da faixa de 60 kGauss à 80 kGauss. A magnitude do campo era escolhida, em cada caso, de maneira que o ângulo de rotação fosse adequadamente elevado para minimizar o erro proveniente do goniômetro. As amostras foram montadas mecânicamente isoladas do magneto, para evitar interferências devido a vibrações mecânicas provenientes do magneto durante o pulso. Na faixa de trabalho acima usamos o spark-gap como elemento de descarga, sendo que os eletrodos do mesmo, abertos a pressão atmosférica, eram submetidos a polimentos periódicos, conforme suas superfícies iam se carbonizando devido as descargas.

A tabela 6.1 sintetiza a constante de Verdet para os cristais da família do KDP, bem como a anomalia magneto óptica γ , esta última calculada por meio da expressão de Becquerel (veja cap. 2):

$$v = (e/2mc^2) \gamma \lambda (dn/d\lambda) \tag{2.6}$$

com :

$$e = 4.8 \times 10^{-10} \text{ esu}$$

$$m = 9.1 \times 10^{-28} \text{ g}$$

$$c = 3 \times 10^{10} \text{ cm}$$

$$[v] = [\text{min/G.cm}]$$

e portanto :

$$v \cong 1.01 \gamma \lambda \text{ (dn/d}\lambda\text{)} \quad (6.1)$$

A dispersão do índice de refração foi obtida através dos coeficientes da equação de Sellmeier fornecidos por K. W. Kirby e L. G. De Shazer⁹.

Tabela 6.1- Constante de Verdet (min/G.cm) e anomalia magneto óptica γ

	$\lambda(\mu\text{m})$.6328	.5145	.5017	.4965	.4880	.4765	.4679
RDA	v	.0212	.0345	.0366	.0373	.0384	.0399	.0442
	γ	.605	.71	.72	.72	.72	.715	.735
KDA	v	.0222	.0351	.0371	.0380	.0396	.0415	.0456
	γ	.61	.705	.715	.72	.725	.725	.74
CDA	v	.0223	.0358	.0379	.0387	.0403	.0426	.0466
	γ	.63	.72	.73	.73	.735	.74	.75
ADA	v	.0227	.0356	.0377	.0391	.0404	.0420	.0463
	γ	.585	.675	.6685	.70	.70	.695	.71
DRDA	v	.0214	.0342	.0362	.0371	.0387	.0409	.0447
	γ	.68	.75	.76	.76	.765	.77	.78
DCDA	v	.0220	.0380	.0414	.0415	.0422	.0441	.0489
	γ	.675	.805	.835	.82	.805	.805	.82
KDP	v	.0128	.0201	.0213	.0216	.0225	.0237	.0257
	γ	.48	.59	.605	.605	.61	.62	.63
RDP	v	.0128	.0204	.0215	.0219	.0228	.0244	.0263
	γ	.48	.61	.62	.62	.63	.645	.655

Para uma melhor visualização do que ocorre com a anomalia magneto óptica γ , a tabela 6.2 mostra a média dos valores de γ calculada na faixa espectral medida.

Tabela 6.2- γ medio	
CRISTAL	γ medio
ADA	0.67 ₈
RDA	0.70 ₅
KDA	0.70 ₅
GDA	0.72 ₀
DRDA	0.75 ₂
DCDA	0.79 ₅
KDP	0.59 ₂
RDP	0.61 ₀

Observamos por exemplo que a troca do ânion $[\text{H}_2\text{AsO}_4]^-$ pelo $[\text{H}_2\text{PO}_4]^-$ aumenta o caráter covalente da substância, e a substituição do hidrogênio por deutério intensifica o caráter iônico (veja comentário sobre a constante γ no capítulo 2). Ainda, a mudança do ânion responde pela influência mais significativa enquanto que a mudança do cátion participa com a menor influência.

No que diz respeito a magnitude da constante de Verdet, é também o radical negativo que responde pela divisão dos materiais em dois grupos bastante distintos, o que pode ser visto pela tabela 6.1 e figuras 6.1 e 6.2. O primeiro grupo fica definido pelos arseniados, e o segundo constituído pelos fosfatos, ou seja o KDP, o RDP e ainda o ADP, este último não abordado neste trabalho mas medido por Koralewski e Surma⁴. O ADP possui, segundo os autores citados, uma constante de Verdet $\approx 15\%$ acima do KDP para o comprimento de onda do He-Ne. Nosso resultado apresenta o grupo arseniato com uma constante de Verdet pelo menos $\approx 66\%$ acima do grupo fosfato, e portanto, a inclusão do resultado obtido para o ADP pelos autores citados mantém ainda bastante distinta a separação entre os dois grupos.

A título de comparação com os resultados de Koralewski e Surma⁴, estes obtiveram para o KDP uma constante de Verdet igual a (0.0122 ± 0.0006) min/G.cm, no comprimento de onda do He-Ne, enquanto que este trabalho fornece o resultado de 0.0128 min/G.cm, uma diferença entre ambos os resultados menor que 5%, e ainda dentro do erro das medidas de koralewski.

Para fins de interpolação, os valores experimentais ilustrados na tabela 6.1 para a constante de Verdet dos nossos materiais foram utilizados para ajustar uma função do tipo:

$$v = A\lambda^{-2} + B\lambda^{-1} + C \quad (6.2)$$

Os valores dos coeficientes A, B e C estão sintetizados na tabela 6.3, bem como o erro padrão obtido no ajuste de curvas, para que se tenha noção do espalhamento das medidas.

Tabela 6.3- Coeficientes da equação 6.2

Cristal	A(x10 ⁻²)	B(x10 ⁻²)	C(x10 ⁻²)	Erro Padrão (x10 ⁻³)
RDA	0.447	2.07	-2.27	0.38
KDA	1.36	-1.23	0.784	0.10
CDA	1.36	-1.09	0.555	0.07
ADA	1.25	-0.826	0.446	0.31
DRDA	1.41	-1.45	0.904	0.04
DCDA	-0.305	5.52	-5.76	0.74
KDP	0.565	0.0147	-0,154	0.07
RDP	0.718	-0.442	0.182	0.14

Para ilustrar o espalhamento dos dados experimentais frente a curva teórica, os resultados para dois destes cristais foram graficados na fig.6.3. Foram escolhidas duas situações extremas: o KDP, para o qual foi obtido um bom "fitting", e o DCDA, para o qual foi observado o maior espalhamento dos dados

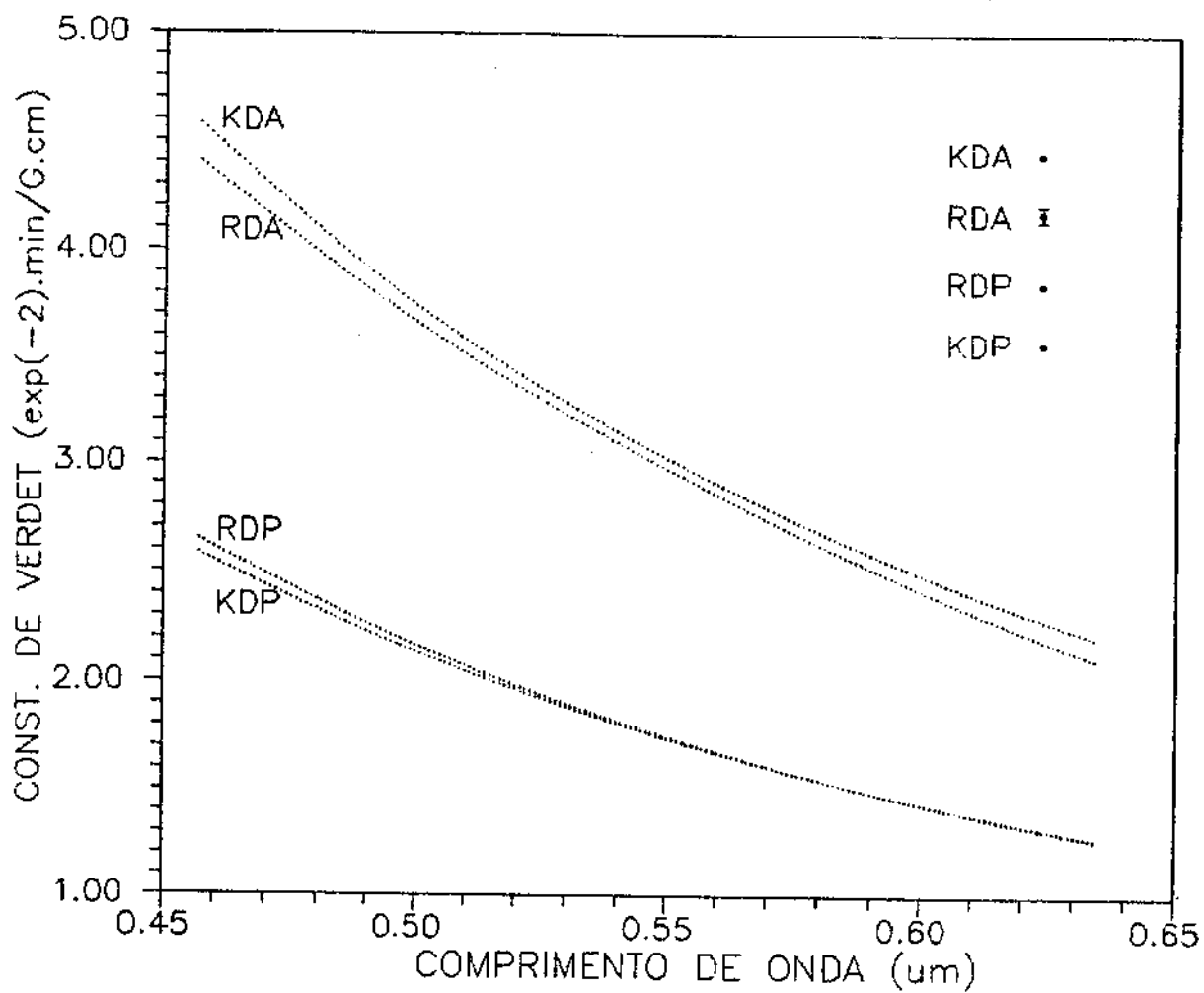


Fig.6.1- Rotação de Faraday para arseniados e fosfatos

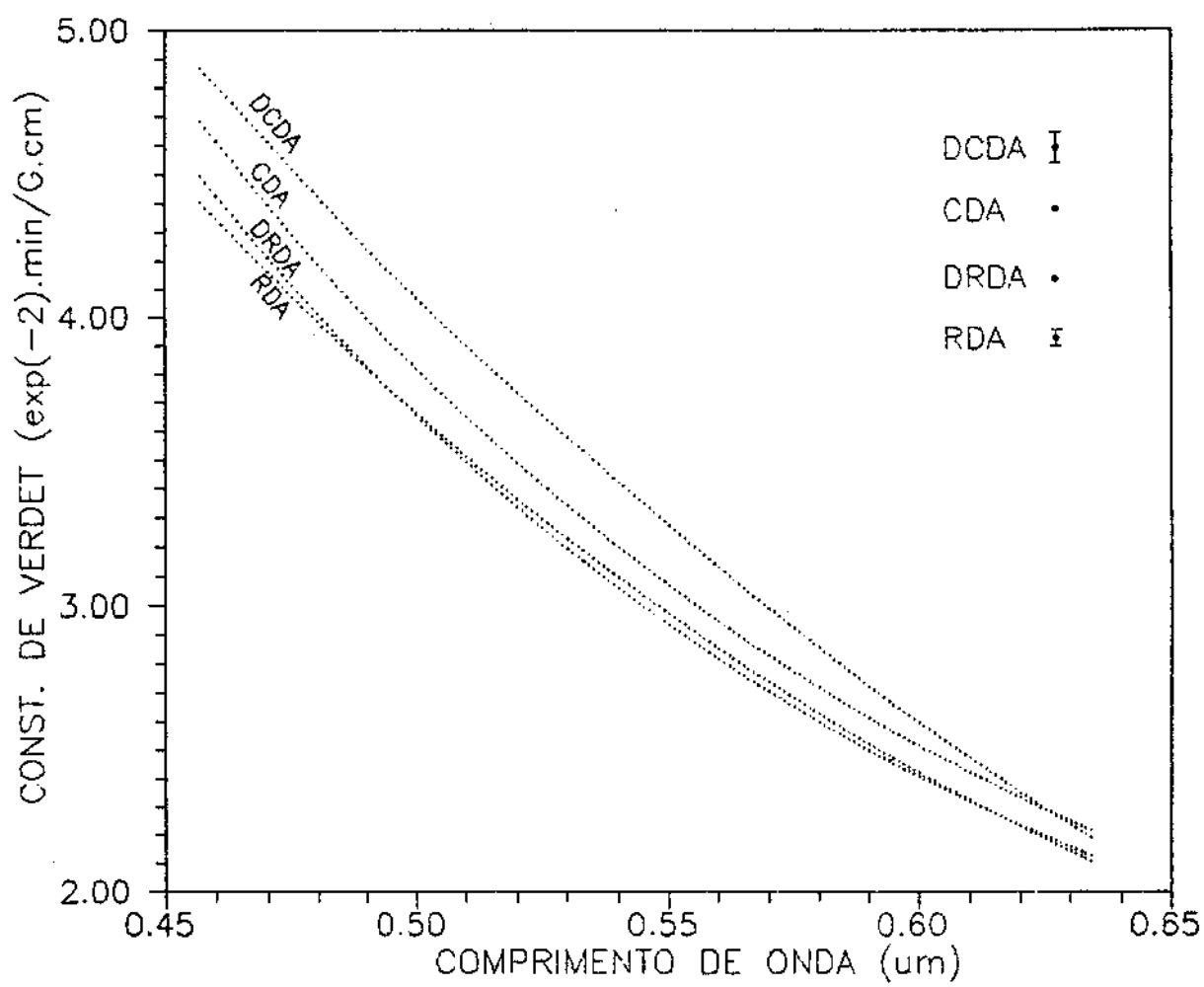


Fig.6.2- Rotação de Faraday para arseniátos

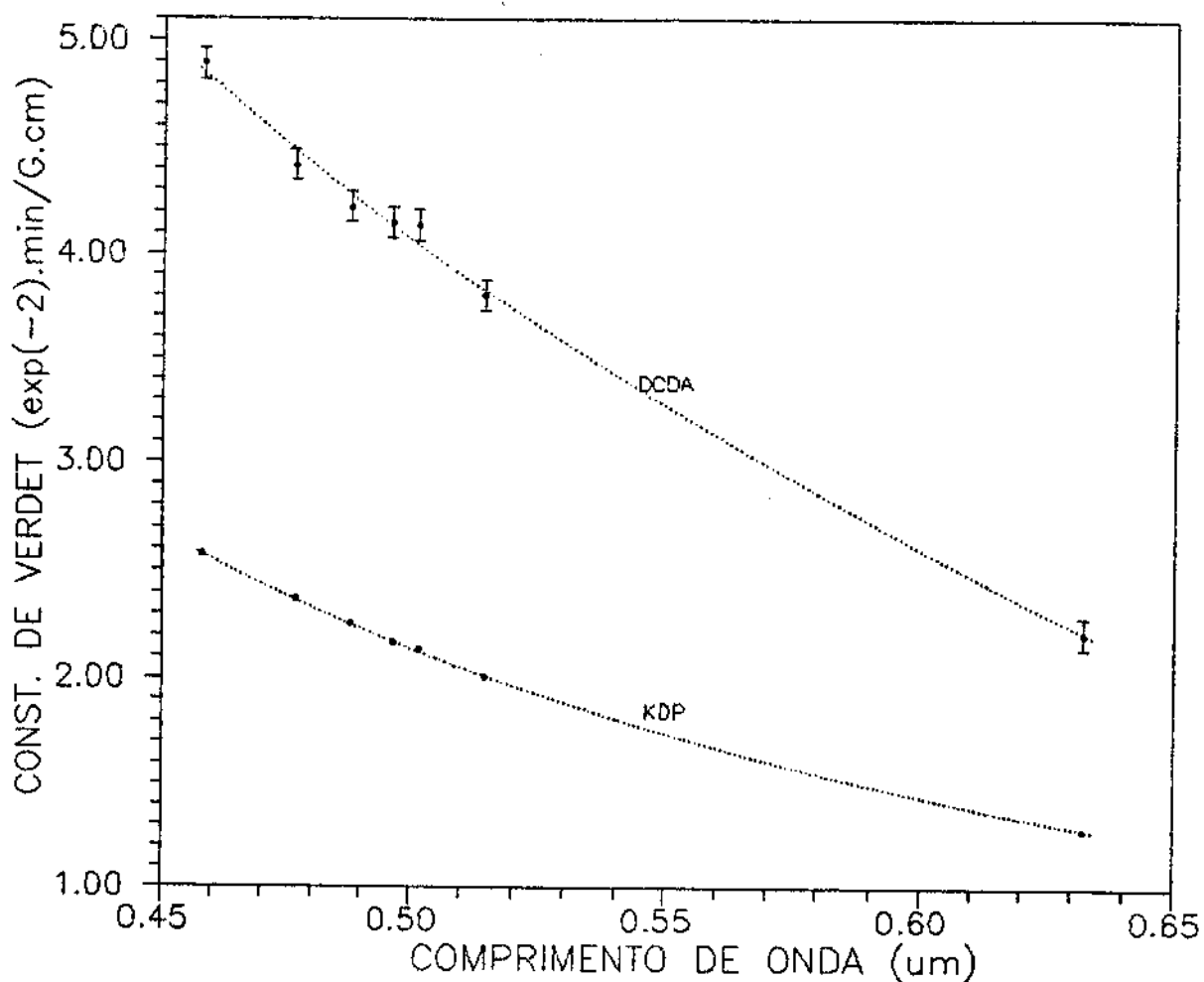


Fig.6.3- Ilustração do espalhamento dos dados experimentais. O DCDA foi o cristal que apresentou maior espalhamento. O KDP está entre os melhores casos. As barras de erro correspondem ao erro padrão da tabela 6.3.

experimentais. Da tabela 6.3 destacamos 3 cristais que apresentam maior espalhamento: o DCDA, o KDA, e o ADA. Devido a problemas diversos ocorridos durante o trabalho, os cristais sofreram manuseio e exposição ao meio ambiente mais do que realmente seria conveniente, deteriorando a um certo grau a superfície polida, já que os materiais são higroscópicos. Os três cristais citados tiveram suas superfícies mais atacadas que os demais, criando problemas tais como espalhamento, despolarização da luz e dificuldades de alinhamento. Assim, as medidas nestes casos ficaram menos sensíveis, apresentando portanto maior margem de erro.

Na fig.6.2 pode-se constatar que no caso do DCDA, a substituição do hidrogênio por deutério proporciona um incremento na constante de Verdet que tende a ser mais significativo na medida que se desloca do vermelho ao ultravioleta. Para o cristal DRDA este efeito não é observado, sendo que as constantes de Verdet do RDA e DRDA praticamente coincidem, dentro do erro experimental, ao longo do espectro estudado. A disponibilidade de apenas duas amostras deuteradas dificulta a caracterização do efeito na constante de Verdet, da substituição de hidrogênio por deutério.

6.3 - GAP DE ENERGIA: ALGUNS RESULTADOS PRELIMINARES COM SiO_2

Com o propósito de testar a performance do sistema construído para a medição da rotação de Faraday, fizemos algumas medidas preliminares da dispersão da constante de Verdet utilizando uma amostra de sílica amorfa (Dynasil 1001) de forma cúbica de 1cm. Esse material foi escolhido por possuir excelentes propriedades ópticas, tais como baixo índice de impurezas e baixa birrefringência residual. Na tabela 6.4 mostramos os resultados que obtivemos juntamente com os resultados de outros autores, observando-se no pior caso uma discrepância de apenas 3.2% entre as diversas medidas. Os valores para os comprimentos de onda

0.5893 μm e 0.5461 μm foram obtidos por meio de interpolação segundo a expressão 6.2 com os seguintes valores dos coeficientes: A = 0.620, B = -0.236 e C = 0.0546. Verificou-se que esta curva de interpolação se ajustou aos pontos experimentais com uma precisão melhor que 0.25% em todos os casos. Pode-se constatar que nosso sistema permite medir a constante de Verdet com erro bem melhor que 1% quando a amostra tem uma qualidade óptica boa e é livre de birrefringência.

Tabela 6.4:- Const. de Verdet (SiO₂)

$\lambda(\mu\text{m})$	$v(\text{min}/\text{G.cm})$
0.6328	0.0123
0.6328	0.0127 ^a
0.5893	0.01421 ^b
0.5893	0.0144 ^c
0.5461	0.01664 ^b
0.5461	0.0170 ^c
0.5287	0.0183
0.5145	0.0194
0.4880	0.0217
0.4727	0.0233
0.4579	0.0250

- a - segundo George et al⁵
 b - segundo Ramaseshan⁶
 c - obtido por interpolação de nossos dados.

Com os valores da constante de Verdet mostrados na tabela 6.4, é possível calcular o gap de energia E_g da sílica amorfa. Se usarmos o modelo de BHL com gap direto (equações 2.8 e 2.9), obtemos o melhor ajuste com os parâmetros $E_g = 7.1$ ev e $K = 0.354$, enquanto que para o modelo KLN com gap direto (equações 2.10 e 2.11), o melhor ajuste é obtido com os valores $E_g = 9.4$ ev e $K = 0.129$. Os valores publicados do gap de energia para a sílica

amorfa obtida por diferentes métodos situam-se na faixa de 8ev a 11ev, existindo entretanto um concenso de que o melhor valor está entre 8.3 ev e 9.0 ev (para um "review" veja D.L.Griscon⁷). Alguns destes valores estão citados na tabela 6.5, juntamente com os resultados por nós obtidos. Gostaríamos de ressaltar que é possível obter uma melhor concordância de nossos resultados com os já existentes, se fossem eliminados os dados correspondentes ao comprimento de onda do He-Ne. Isto se deve provavelmente ao fato de que a medida para o He-Ne em geral carrega um erro de medição maior e está bastante distante da borda de absorção.

Tabela 6.5:- E_g (ev) para SiO₂

	Método			
	BHL	KLN	Foto condutividade	Dispersão óptica- n(w)
Este trabalho	7.1	9.4		
	7.7*	8.7*	---	---
Grevendonk et al ^B	8.1	9.2	---	8.9
DiStefano & Eastman ^D	---	---	9.0	---

* - excluindo-se o dado correspondente a $\lambda = 0,6328\mu\text{m}$

6.4- GAP DE ENERGIA DE CRISTAIS DA FAMILIA DO KDP

Apresentamos aqui os resultados da aplicação de nossos dados aos modelos teóricos discutidos no capítulo 2, ou seja os modelos de BHL e KLN. A tabela 6.6 sintetiza os valores obtidos para o gap de energia E_g e para o parâmetro K. A aplicação

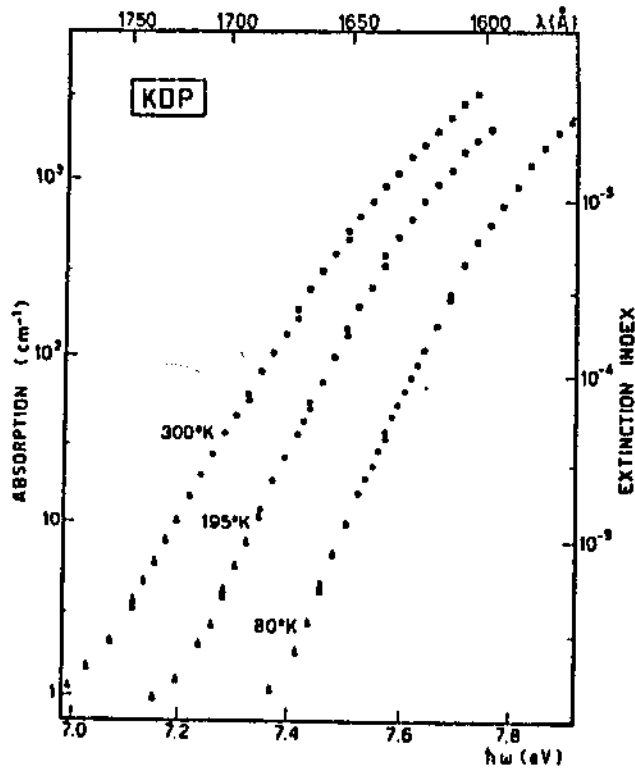
do modelo de KLN para o processo indireto teve como resultados valores excessivamente altos para E_g . Como exemplo, podemos citar o caso do KDP, para o qual obtivemos para a energia do gap mais a do fónon ($E_g + E_{PH}$) o valor de 26ev. Também foi observado para esta amostra que, se tomarmos para o índice de refração o valor médio no intervalo espectral estudado, o erro resultante para o valor calculado do gap é de apenas 0.5ev.

Tabela 6.6- E_g (ev)

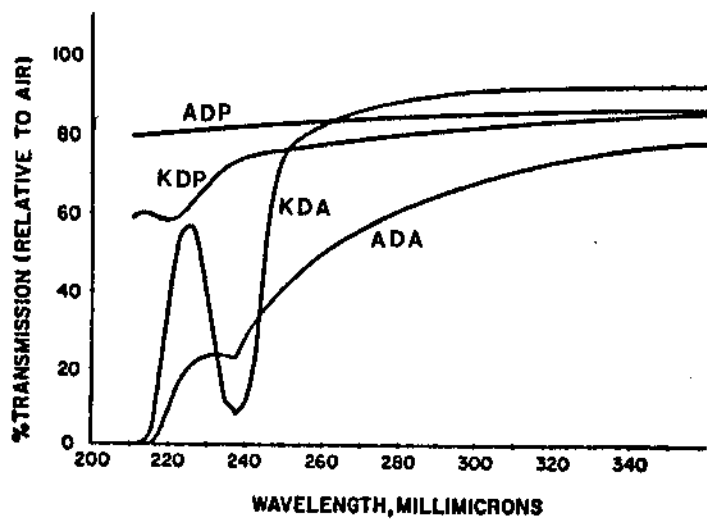
CRISTAL	BHL DIRETO		KLN DIRETO	
	E_g	K	E_g	K
RDA	6,7	0,590	6,8	0,118
KDA	6,4	0,542	7,2	0,139
GDA	5,9	0,460	6,6	0,117
ADA	6,7	0,635	7,6	0,161
DRDA	5,8	0,428	6,5	0,106
DCDA	5,5	0,419	6,6	0,123
KDP	7,6	0,442	8,5	0,110
RDP	6,2	0,289	6,9	0,705

Não foram encontrados na literatura, valores do gap para nenhum dos cristais estudados. Somente podemos comparar com valores estimados a partir das curvas de absorção no ultra violeta publicados para alguns dos cristais^{10,11}, tais como o KDP (fig.6.4a e 6.4b), o KDA e o ADA (fig.6.4b). Da análise das figuras 6.4a e 6.4b podemos extrair as seguintes conclusões:

a-) O gap para o KDP deve ser significativamente maior do que para o KDA e o ADA, o que efetivamente foi observado (para o método de BHL, E_g (KDP) = 7.6ev, E_g (KDA) = 6.4ev, E_g (ADA) = 6.7ev).



a-)



b-)

Fig.6.4- Espectro de absorção para o KDP^{10} (a) e espectros de transmissão do KDA, ADA, ADP e KDP^{11} (b)

b-) Os cristais ADA e KDA devem possuir para E_g , valores bem próximos.

c-) O valor estimado de E_g a partir do espectro de absorção do KDP mostra uma boa concordância com o calculado no presente trabalho.

d-) Nos casos do KDA e ADA, o fato do espectro disponível não apresentar resolução para a região de alta absorção só nos permite deduzir que o gap deve ser maior que 5.8eV, em acordo com o observado.

Tem sido observado por outros autores que o método de KLN proporciona valores para E_g sistematicamente superiores do que os correspondentes obtidos pelo método de BHL. Em nosso caso as diferenças se situam na faixa de 0.7ev a 1.1ev, excetuando-se o cristal RDA, para o qual a diferença é de apenas 0.1ev. Esta diferença atípica no caso do RDA pode ser explicada devido ao fato de que a medida da constante de Verdet para este cristal apresentou maior erro, devido a deterioração de sua superfície.

Pode ser visto ainda da tabela 6.6 que o efeito de substituir o hidrogênio por deutério é uma pequena, ainda que significativa, redução no valor do gap. Isto está de acordo com o observado no comportamento da constante de Verdet (veja fig.6.2) na região próxima ao ultra violeta, onde os cristais deuterados apresentam valores mais altos, indicando que suas bandas de absorção estão mais próximas do visível do que a dos correspondentes cristais não deuterados (o que conduz a menores valores para o gap).

Bibliografia

- 1- Quantum Tecnology Data Sheet 701, "Characteristics of Single Crystals of tetragonal Arsenates", (Quantum Tecnology, Sanford, FLA, 1983)
- 2- Quantum Tecnology Data Sheet 702, "Characteristics of Single Crystals of tetragonal Phosphates", (Quantum Tecnology, Sanford, FLA, 1983)
- 3- K. W. Kirby and L. G. DeShaser, "Refractive Indices of 14 nonlinear Crystals isomorphic to KH_2PO_4 ", J. Opt. Soc. Am. B / Vol 4, pg 1072 (1987).
- 4- M. Koralevski and M. Surma, "Observation of Faraday Rotation in KDP and ADP Crystals by Pulse High Magnetic Field Technique", Acta Physica Polonica A49, pg 803 (1976)
- 5- N.George, R.W.Wanlek and S.W.Lee, "Faraday Effect at Optical Frequencies in Strong Magnetic Fields". App.Opt. Vol 4, pg 253, (1965)
- 6- S.Ramaseshan, Proc. Ind. Acad. Sci., Vol 24, 426 (1946).
- 7- D. L. Griscom, "The Electronic Structure of SiO_2 : A Review of Recent Spectroscopic and Theoretical Advances", J. of Non Crystalline Solids, Vol 24, pg 155 (1977)
- 8- W. Grevendonk et al, "Faraday Rotation in Quartz and Oxide Glasses", Phys Stat. Sol. (b), Vol 108, K53 (1981)
- 9- T. H. DiStefano and D. E. Eastman, "The Band Edge of Amorphous SiO_2 by Photoinjection and Photoconductivity measurements," Solid State Commun. Vol 9, pg 2259 (1971)
- 10-G. Baldini, M. Cottim and E. Grilli, "Ultraviolet Reflection and Absorption of KH_2PO_4 and $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ Crystals", Solid State Commun. Vol. 11, pg 1257 (1972)
- 11-Warren J. Deshotel, "Ultraviolet Transmission of Dihydrogen Arsenate and Phosphate Crystals", J. Opt. Soc. of America, Vol. 50, pg. 865 (1960)

CONCLUSÃO

Com o sistema construído, o laboratório possui agora o domínio de uma técnica para estudo de materiais e pesquisa em dispositivos magneto-ópticos, um vasto campo de estudos. De maneira geral, a performance do sistema ficou dentro do esperado, superando as expectativas no que diz respeito a precisão relativa das medidas, pois utilizando amostras de boa qualidade óptica podemos obter ajustes de curva com precisão bem melhor que 1%, como foi aqui constatado no caso do Dynasil 1001, uma amostra comercial de sílica amorfa. Uma inconveniência do sistema é a baixa taxa de disparos, o que é inevitável devido a elevada energia manipulada em cada descarga, necessária para a produção de campos intensos. Uma segunda limitação que pode ser mencionada é a necessidade de ajuste frequente no espaçamento dos eletrodos do spark-gap, conforme a tensão de trabalho, e a necessidade de recuperação periódica dos mesmos, na medida que se carbonizam devido as descargas (o spark-gap em uso é do tipo aberto à atmosfera). Fica portanto como sugestão para melhoramento futuro do sistema, a substituição dos atuais elementos de descarga (spark-gap / thyatron) por uma ignitron capaz de suportar os parâmetros de trabalho ou então, por um spark gap comercial com fluxo de nitrogênio.

O resultado obtido para o gap de energia da sílica, quando confrontado com os de outros autores mostrou que é possível obter valores comparáveis mesmo medindo a rotação de Faraday numa região espectral longe da banda de absorção fundamental (nossas medidas abrangem a região de 1,97eV a 2,72eV, sendo que as bandas de absorção dos materiais abordados estão na faixa de 6eV a 9eV). A disponibilidade de linhas adicionais na região ultra violeta permitiria melhorar a precisão dos resultados obtidos para a sílica e também para a família de cristais medidos. Assim, para trabalhos futuros, seria extremamente interessante para o laboratório, a aquisição de fontes de luz no ultra violeta próximo. Tal aquisição permitiria também a pesquisa de materiais

para isoladores ópticos para esta região do espectro em que não existe, até o presente, o conhecimento de materiais com boa performance para a construção de tais dispositivos.

Os resultados aqui apresentados para os cristais da família do KDP constituem uma contribuição nova na literatura, não sendo de nosso conhecimento a existência de publicações dos valores do gap destes cristais por qualquer método. O pequeno número de cristais disponível para o trabalho dificultou o correlacionamento da rotação de Faraday, da anomalia magneto-óptica γ e do gap de energia com as propriedades físicas e químicas dos cristais. Destacamos por exemplo a disponibilidade de apenas dois cristais deuterados- o DRDA e o DCDA, sendo que um deles (o DCDA) apresentou uma margem de erro maior que os demais cristais. Apesar destas limitações, foram possíveis várias constatações novas e interessantes sobre o comportamento das variáveis medidas e estudadas.

APÊNDICE :

COMPONENTES ELETRÔNICOS DO CIRCUITO DE CONTROLE DA FONTE DE CAMPOS MAGNÉTICOS

R101 - 120K Ω	R323 - 10K Ω	T200 - BC337
R102 - 120K Ω		T201 - BC337
R103 - 1M Ω	P200 - TRIM-POT 3K3 Ω	T202 - 2N2222
R104 - 1M Ω	P301 - TRIM-POT 3K3 Ω	T300 - BC337
R202 - 3K Ω	P302 - PTN 4K7 Ω	T301 - BC337
R203 - 1K Ω	P303 - PTN 50K	T302 - BC337
R204 - 39K Ω	P304 - TRIM-POT 50K	T303 - BC337
R206 - 3K9 Ω		T304 - BC337
R207 - 5K6 Ω	C106 - 0.68 μ F/400V	T305 - BC337
R208 - 12K Ω	C107 - 0.68 μ F/400V	T306 - BD137
R209 - 3K3 Ω	C108 - 1.5 μ F/250V	
R210 - 1K2 Ω	C109 - 1 μ F/250V	CI201 - LM311
R302 - 3K3 Ω	C203 - 390kpF	CI202 - LM555
R303 - 4K7 Ω	C204 - 3.9kpF	CI304 - LM741
R304 - 220K Ω	C205 - 10kpF	CI306 - 74123
R305 - 100K Ω	C206 - 10kpF	CI307 - 74123
R306 - 2K7 Ω	C207 - 82kpF	CI308 - 74123
R307 - 18K Ω	C208 - 680kpF	
R308 - 2K8 Ω	C304 - 1nf	SCR100- SKT16/08
R309 - 1K8 Ω	C305 - 100 μ F	SCR101- TIC106
R310 - 33K Ω	C306 - 10nF	
R311 - 39K Ω	C307 - 0.33 μ F	
R312 - 10K Ω	C308 - 1nF	
R313 - 1K Ω	C309 - 0.33 μ F	
R314 - 33K Ω	C310 - 0.047 μ F	
R315 - 5K6 Ω		
R316 - 10K Ω	L1 / L2 - Lâmpadas de painel	
R317 - 3K9 Ω		
R318 - 100K Ω	TR201 / TR302 - Transformadores de pulso	
R319 - 50K Ω		
R320 - 18K Ω		
R321 - 15K Ω		
R322 - 56K Ω		