Medidor de comprimento de onda por atividade óptica

M. S. Urso e S. C. Zilio

Departamento de Física e Ciência dos Materiais,

Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo,

Caixa Postal 369, 13560-970 São Carlos, SP

Recebido em 18 de maio, 1995

Este trabalho descreve a construção de um medidor de comprimento de onda baseado na atividade óptica de um cristal de quartzo natural. Com precisão de 1 parte em 10^4, este instrumento possui custo bem inferior aos de sua categoria por não possuir componentes de alta precisão mecânica.

This work describes the development of a wavemeter based on the optical activity of a natural quartz crystal. With an accuracy of 1 part in 10^4 this instrument has a cost lower than those of similar models due to its mechanical simplicity.

1. Introdução

O uso de laser em diversos tipos de aplicações tem se expandido rapidamente nos últimos anos. Sua utilização em usinagem de peças, oftalmologia, artes e telecomunicações são apenas alguns poucos exemplos da importância de tais dispositivos nos dias de hoje. O sucesso das várias técnicas que utilizam lasers depende da caracterização e monitoramento de parâmetros tais como o comprimento da onda, a potência, duração de pulso, estabilidade de direcionamento, qualidade do perfil Gaussiano, etc. Em particular, lasers contínuos sintonizáveis tem aplicações importantes nas áreas de metrologia e espectroscopia óptica.[1] São em geral equipamentos caros que necessitam algum tipo de dispositivo para monitorar sua frequência de operação. Dentre as abordagens empregadas para tal fim, uma das mais populares é o uso de celas de referência gasosas, principalmente a de I_2.[2] Neste caso, quando a frequência do laser coincidir com alguma linha de absorção do gás, de valor conhecido e catalogado,[3] aquela será a frequência de operação do laser. Entretanto, em regiões espectrais onde as linhas de absorção do gás de referência são poucas, torna-se necessário o uso de um monocromador ou de um medidor de comprimento de onda.[1] O monocromador com rede de difração é um instrumento bastante conhecido e não será abordado aqui. Já o medidor de comprimento de onda, que denominaremos apenas de medidor de onda por simplicidade, tem seu uso cada vez mais difundido devido a sua facilidade de uso e precisão, e vem gradativamente substituindo os monocromadores em aplicações que envolvem a determinação de comprimentos de onda de lasers mono-modos.

O medidor de onda convencional baseia-se no conhecido interferômetro de Michelson, onde franjas de interferência geradas pela luz do laser sob estudo são contadas quando o espelho móvel do interferômetro desloca-se de uma dada distância L.[1] O comprimento de onda da luz do vácuo, λ, é dado por $\lambda = 2nL/N$, onde n é o índice de refração do ar e N é o número de franjas contadas. O custo deste tipo de instrumento está diretamente ligado ao movimento do espelho móvel, em particular à sua estabilidade mecânica e à maneira pela qual L é medido. Nos modelos mais baratos, com precisão de 1 parte em 10^4, a distância que o espelho anda é da ordem de 5 mm e o deslocamento é medido com um sistema de franjas de Moiré. Já nos modelos mais caros, com precisão de 1 parte em 10^6, o espelho anda cerca de 30 cm e seu deslocamento é monitorado por um laser de He-Ne estabilizado em frequência. Neste caso, conta-se o número de franjas geradas pelo laser de frequência desconhecida e pelo laser padrão, e através da comparação dos dois números de franjas é possível a obtenção do comprimento de onda desconhecido.

Neste trabalho descreveremos a construção de um medidor de onda com precisão de 1 parte em 10^4, porém com uma concepção diferente daqueles que utilizam, o interferômetro de Michelson. Seu princípio de funcionamento está baseado na atividade óptica de um cristal de quartzo: a medida do ângulo de rotação do plano de polarização de um feixe de luz linearmente polarizada permite-nos determinar o comprimento de onda desconhecido. O presente manuscrito está organizado da seguinte forma: na seção 2 fazemos, para completeza do trabalho, um revisão sobre o principio físico da atividade óptica. Na seção 3 descrevemos o funcionamento do medidor de onda e apresentamos as características do cristal de quartzo no que concerne à dispersão da atividade óptica com o comprimento de onda. Na seção 4 descrevemos a eletrônica utilizada para a medida da rotação dos ângulos enquanto que na seção 5 apresentamos os resultados e conclusões do trabalho.

2. Atividade óptica

Atividade óptica é a propriedade que certos materiais possuem de rodar o plano de polarização de um feixe de luz linearmente polarizada, conforme mostra a Fig. 1.a. O ângulo de rotação do plano de polarização, θ, depende da distância l percorrida pela luz dentro do meio e de uma característica intrínseca do material, chamada de poder rotatório.[4] Na prática, costuma-se definir o poder rotatório específico como sendo o ângulo rodado por unidade de comprimento. Olhando na direção $z > 0$, se o plano de polarização da luz rodar à direita o material é chamado destro-rotatório (destrógiro) e se rodar para a esquerda, levo-rotatório (levógiro). Alguns exemplos de meios que exibem atividade óptica são: quartzo cristalino (com a luz propagando-se na direção do eixo óptico), clorato de sódio e alguns tipos de açucares.

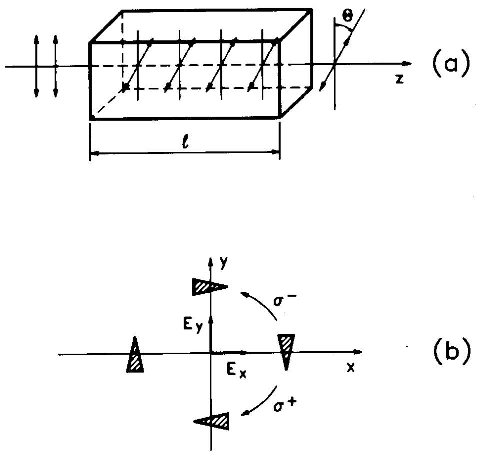

Figura 1. (a) Rotação do plano de polarização causado pela atividade óptica e (b) explicação da atividade óptica baseada na simetria do meio chiral.

A atividade óptica pode ser explicada levando-se em conta a simetria do material, que é conhecido como meio chiral. De acordo com a Fig. 1.b, se luz linearmente polarizada incidir sobre o cristal, as componentes x e y estarão sujeitas a mesma simetria e portanto possuem a mesma velocidade de propagação (mesmo índice de refração). Isto indica a inexistência de birrefringência. Já no caso de luz circularmente polarizada, as componentes polarizadas à direita (σ^+) e à esquerda (σ^-) encontram os triângulos de formas diferentes e portanto estão sujeitas a diferentes simetrias. Isto faz com que os índices de refração n_+ e n_- para estas duas polarizações sejam diferentes e como consequência, estas polarizações adquirem fases diferentes durante sua propagação pelo cristal. Este fato acarreta uma rotação do plano de polarização da luz linearmente polarizada, que pode ser expressa pelo uso do formalismo de Jones,[5] como descrito a seguir.

Consideremos um feixe de luz linearmente polarizada na direção x, propagando-se ao longo do eixo z. Podemos decompor esta luz em duas componentes ortogonais circularmente polarizadas e no formalismo de Jones este fato se expressa como:

$$|E\rangle = E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{E_0}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} + \frac{E_0}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \qquad (1)$$

Após percorrer uma distância I dentro do meio, as componentes σ^+ e σ^- adquirem fases diferentes e o campo elétrico na saída da amostra pode ser escrito da forma:

$$\begin{aligned} |E'\rangle &= \frac{E_0}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \exp\{ik_+ l\} + \frac{E_0}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \exp\{ik_- l\} \\ &= \frac{E_0}{2} e^{i\Psi} [\begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} e^{i\theta} + \frac{E_0}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \exp^{i\theta}] \qquad (2) \end{aligned}$$

onde $k_\pm = \frac{2\pi}{\lambda} n_\pm$ e as fases $\Psi = (k_+ + k_-)\frac{l}{2}$ e $\theta = (k_+ - k_-)\frac{l}{2}$ foram introduzidas. Somando as matrizes da eq. (2) obtemos:

$$|E'\rangle = E_0 e^{i\Psi} \begin{pmatrix} cos\theta \\ sen\theta \end{pmatrix} \qquad (3)$$

que representa uma onda linearmente polarizada cujo plano de polarização encontra-se rodado de um ângulo θ relativo à direção inicial que a polarização da luz tinha antes de penetrar no meio. De acordo com a definição de θ temos:

$$\theta = \frac{\pi}{\lambda}(n_+ - n_-)l \qquad (4)$$

de forma que o poder rotatório específico é dado por:

$$\delta = \frac{\pi}{\lambda}\Delta n(\lambda) \qquad (5)$$

onde a dispersão de $\Delta n(\lambda) = n_+ - n_-$ com o comprimento de onda foi considerada. Na Fig. 2 vê-se o poder rotatório específico do quartzo como função do comprimento de onda. Notamos que esta grandeza varia com λ e esta variação, chamada de dispersão rotatória, pode ser usada na determinação do comprimento de onda da luz monocromática. A seguir descrevemos a realização prática de um medidor de onda baseado no fenômeno de atividade óptica.

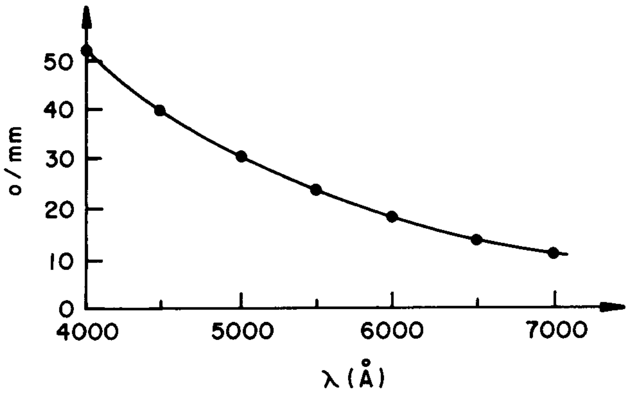

Figura 2. Poder rotatório específico do quartzo cristalino como função do comprimento de onda.

3. Medidor de onda

Para a construção do medidor de onda utilizamos um cristal de quartzo natural com luz propagando-se ao longo do eixo óptico, de maneira a não haver birrefringência. De acordo com a discussão da seção anterior, medindo-se o ângulo que a polarização da luz é rodado e conhecendo-se o valor de $\Delta n(\lambda)$ podemos determinar o comprimento de onda desconhecido, ou alternativamente, o número de onda σ, definido como o inverso de λ. Da eq. (4) vemos que a dispersão rotatória é proporcional ao comprimento do cristal, ou em outras palavras, a sensitividade da medida, $d\theta/d\lambda$ será maior quanto mais longo for o cristal. Porém, por limitações práticas relacionadas com o tamanho do material que dispúnhamos, utilizamos um cristal com 10 cm de comprimento.

O corte, lapidação e polimento do cristal foram feitos através de técnicas convencionais.[6] Para o alinhamento do eixo óptico utilizamos a técnica de conoscopia, que consiste em colocar o cristal entre polarizadores cruzados e fazer luz monocromática divergente passar por este sistema.[7] Para facilitar o alinhamento, usamos um pedaço de papel para limpeza de lentes para divergir o feixe, como mostra a Fig. 3. O espalhamento provocado pelo papel, além de divergir parcialmente o feixe, despolariza um pouco a luz de forma que uma pequena fração colimada passando pelo segundo polarizador serve para definir o eixo óptico do sistema. Observa-se num anteparo, após o polarizador P_2, uma formação geométrica do tipo cruz de malta. O cristal estará alinhado quando o centro da cruz coincidir com o eixo óptico do sistema. A técnica descrita acima é utilizada durante o processo de polimento e também por ocasião da colocacão do cristal na montagem óptica do medidor de onda.

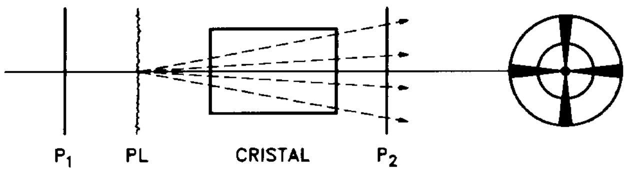

Figura 3. Método conoscópico para alinhamento óptico do cristal. P_1 e P_2 são polarizadores cruzados e PL é um pedaço de papel para limpeza de lentes.

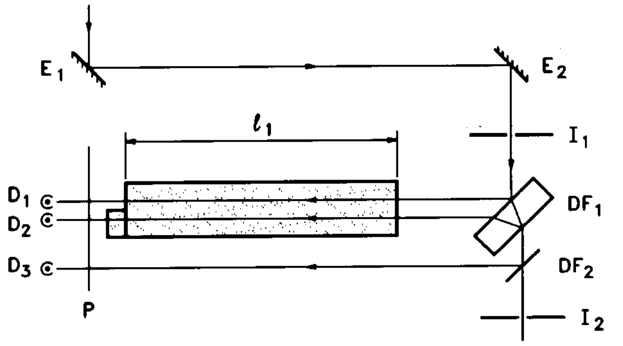

Figura 4. Esquema da montagem óptica do medidor de onda mostrando os espelhos (E_1 e E_2), íris (I_1 e I_2), divisores de feixe (DF_1 e DF_2), detetores (D_1, D_2 e D_3) e polaróide rotatório (P).

De acordo com a Fig. 2, um cristal de quartzo com 10 cm de comprimento produz uma rotação entre 1500° e 4500° para o comprimento de onda na região do visível. Como o polarizador mede um ângulo θ entre 0° e 180°, é necessária a determinação de quantas rotações redundantes de 180° o plano de polarização da luz realizou. Para tal fim usa-se uma placa de vidro espessa para gerar dois feixes de luz paralelos que percorrem o cristal. Um pedaço extra de quartzo cristalino de 4 mm de comprimento, orientado da mesma forma que o cristal longo, é adicionado à extremidade deste de maneira a cobrir apenas metade de sua área transversal. Desta forma, um dos feixes percorrerá uma distância $l_1 = 10$ cm dentro do meio cristalino, enquanto que a distância percorrida pelo outro será de $l_2 = 10.4$ cm. Isto provoca uma rotação adicional na polarização do segundo feixe que é sempre menor que 180° e permite a determinação do número de rotações redundantes, m, que o primeiro feixe realizou. Para entender como isto pode ser conseguido, vamos expressar a discussão acima em termos matemáticos. Chamando de θ_1 e θ_2 os ângulos de rotação medidos (menores que 180°) dos feixes que passam respectivamente pelas seções de cristal de comprimentos l_1, e l_2, e usando a eq. (4) temos:

$$\theta_1 + 180m = \frac{180}{\lambda}\Delta n l_1 \qquad (6.a)$$

$$\theta_2 + 180m = \frac{180}{\lambda}\Delta n l_2 \qquad (6.b)$$

com os ângulos medidos em graus e o comprimento de onda em cm. Subtraindo (6.a) de (6.b) temos:

$$\frac{\Delta n}{\lambda} = \frac{\Delta\theta}{180\Delta l} \qquad (7)$$

onde $\Delta l = l_2 - l_1$ e $\Delta\theta = \theta_2 - \theta_1$. Substituindo (7) em (6.a) obtemos:

$$180m = \left(\Delta\theta\frac{l_1}{\Delta l} - \theta_1\right) \qquad (8)$$

que nos fornece o valor de m independente do conhecimento de Δn e λ. Somando θ_1, medido com 180m conseguimos determinar λ através da eq. (6.a) com uma precisão de 1 parte em 10^4, se os ângulos θ_1, e θ_2 puderem ser medidos com precisão de 1°. Neste caso faz-se necessário o conhecimento de $\Delta n(\lambda)$ com uma precisão equivalente àquela que se quer para a determinação de λ. O levantamento experimental de $\Delta n(\lambda)$ será discutido posteriormente.

Na dedução da eq. (3) supusemos explicitamente que os dois feixes sofrem o mesmo número de rotações redundantes e isto nem sempre é verdade. Pode acontecer do feixe 2 sofrer $m + 1$ rotações redundantes, o que experimentalmente resulta em $\theta_2 < \theta_1$, fato que não deveria ocorrer para um mesmo m pois $l_2 > l_1$, e $\Delta n(\lambda) > 0$. Para contornar este problema e trabalhar com o mesmo valor de m nas equações (6.a) e (6.b), soma-se 180° a θ_2 sempre que este for menor que θ_1.

A montagem óptica do medidor de onda está esquematizada na Fig. 4. Os espelhos de entrada, E_1 e E_2, servem para centrar o feixe nas íris I_1 e I_2 e consequentemente alinhar o sistema. No caso de feixe de laser não ser polarizado deve-se colocar um polarizador antes do espelho E_1. O divisor de feixes DF_1, que é uma placa de vidro espessa e sem coating, gera os dois feixes que passam pelo cristal. Um segundo divisor de feixes, DF_2, feito com uma lâmina de microscópio, gera um terceiro feixe que passa fora do cristal e serve como referência para o ângulo 0°. Os três feixes são interceptados por um polarizador plástico, do tipo Polaroid, e incidem sobre fotodiodos não polarizados (MRD 300). O polarizador é cortado na forma de um disco de 7 cm de raio cujo centro é conectado a um motor D.C. que roda com velocidade angular da ordem de 600 rpm. A Fig. 5 mostra a evolução temporal dos sinais que chegam aos detetores. É preferível trabalhar com os detetores saturados para se obter uma boa definição dos mínimos de transmissão, que correspondem à situação na qual o eixo de transmissão do polarizador P está perpendicular ao plano de polarização da luz. O sinal de referência do detetor D_3 fornece um trigger para a medida de t_1, e t_2 e define o tempo T que corresponde a uma rotação de 180°. Em linhas gerais, a medida dos ângulos θ_1 e θ_2, que está descrita com detalhes na próxima seção, ocorre da seguinte forma: quando um mínimo do sinal de referência (D_3) é detectado, um trigger dispara três contadores, sendo um para cada detetor. Estes contarão números proporcionais a t_1, t_2 e T. Sabendo que T corresponde a uma rotação de 180°, determina-se θ_1 e θ_2 através das medidas de t_1 e t_2. Substituindo estes valores nas eq. (8) e (6.a) obtém-se o comprimento de onda desconhecido.

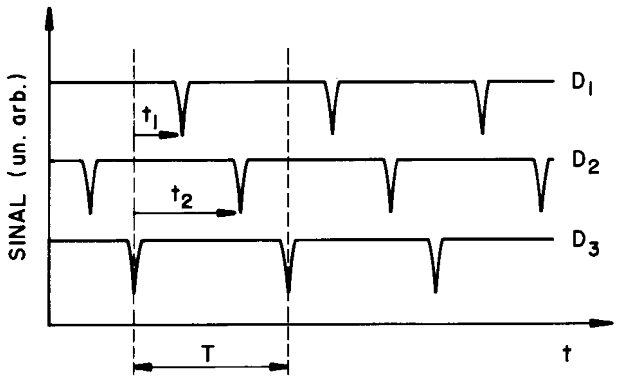

Figura 5. Evolução temporal dos sinais detectados por D_1, D_2 e D_3.

Como discutimos anteriormente, para se usar a eq. (6.a) é necessário o conhecimento da dispersão de Δn com λ. Para estudar este comportamento utilizamos um espectrofotômetro para o visível, com o cristal colocado no compartimento de amostra entre dois polarizadores com eixos de transmissão paralelos. Isto nos permitiu determinar para quais comprimentos de onda o plano de polarização da luz sofre rotações múltiplas de 180° e a partir daí foi possível encontrar o valor de $\Delta n(\lambda)$ através da eq. (6.a). O resultado está mostrado na Fig. 6 como função do número de onda. Estes pontos podem ser ajustados por uma função polinomial do tipo:

$$\Delta n(\sigma) = a_0 + a_1\sigma + a_2\sigma^2 \tag{9}$$

com $a_0 = 0,1099$, $a_1 = 3.579210^{-4}$ cm e $a_2 = 3.321410^{-9}$ cm^2. A inserção da eq. (9) em (6.a) fornece um polinômio da 3a ordem relacionando θ_1 e σ, uma vez que m já foi determinado através da eq. (8). Para um dado θ_1 medido, calcula-se numericamente as raízes do polinômio, que fornecem o valor de σ.

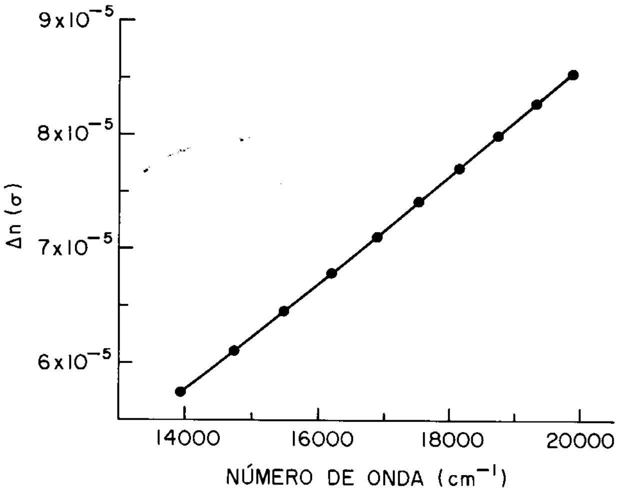

Figura 6. Dependência de Δn com σ (pontos) e ajuste com um polinômio de 2a ordem (linha cheia).

4. Sistema de aquisição e processamento de dados

A aquisição e processamento de dados são realizados por um sistema eletrônico do qual faz parte um microcomputador do tipo 386. A Fig. 7 apresenta um diagrama esquemático deste sistema. Uma placa de circuito impresso (placa 1) localizada externamente ao microcomputador possui a função de captar os sinais provenientes dos três fotodiodos e transformá-los em sinais digitais (nível TTL) equivalentes aos sinais originais no que diz respeito à frequência de cada um e as defasagens temporais entre eles. Uma segunda placa de circuito impresso (placa 2), conectada diretamente ao barramento do microcomputador, mede as defasagens temporais entre os sinais e transfere estes valores a um programa específico que calcula o comprimento de onda da luz através das equações apresentadas na seção precedente.

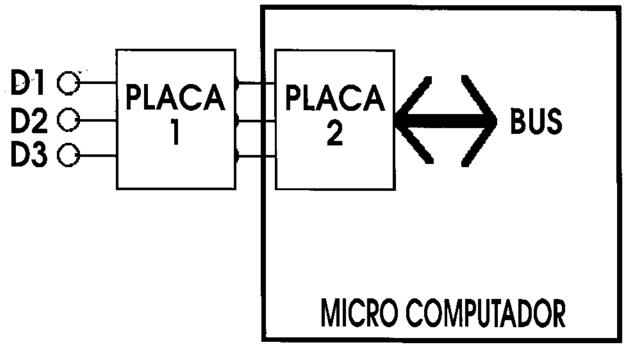

Figura 7. Diagrama de blocos do sistema eletrônico para aquisição de dados.

Do ponto de vista funcional, a parte eletrônica deste medidor de onda pode ser dividida em 5 blocos principais: detetores de mínimo, monoestáveis, lógica digital, contadores e interface de barramento, e sistema de controle. O primeiro bloco funcional capta os sinais luminosos utilizando três fotodiodos como sensores, que após amplificação de 50 vezes são injetados em três detetores de mínimo. A Fig. 8 mostra o diagrama esquemático de um dos detetores de mínimo. Os outros dois são idênticos ao mostrado. Este circuito gera um pulso binário (0 ou 5 V) com duração aleatória da ordem de décimos de milissegundos sempre que a intensidade de luz no detetor atinge o seu valor mínimo

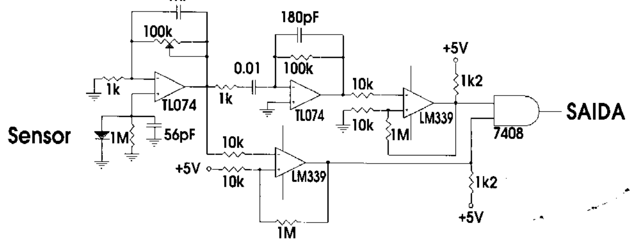

Figura 8. Esquema elétrico de um detetor de mínimos.

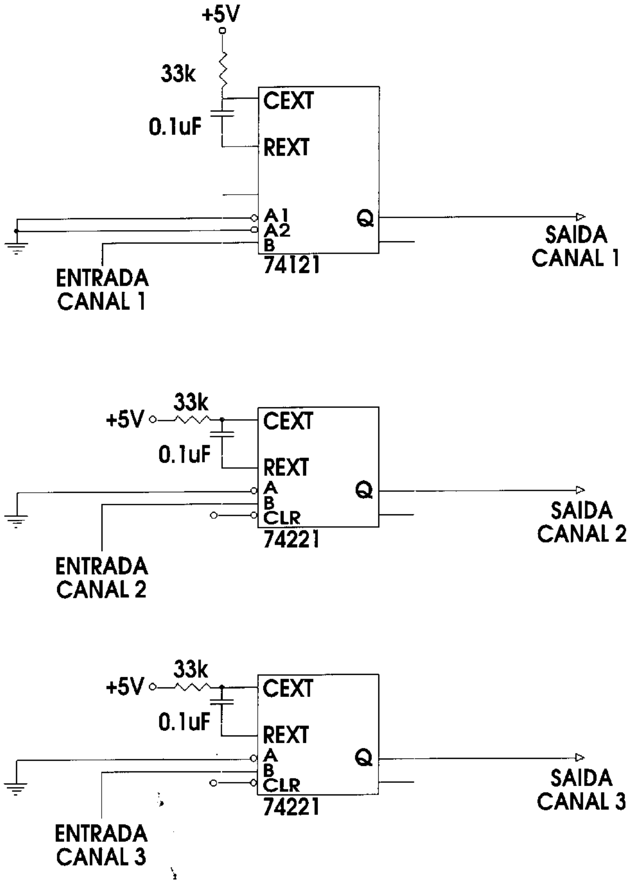

Figura 9. Esquema elétrico dos monoestáveis.

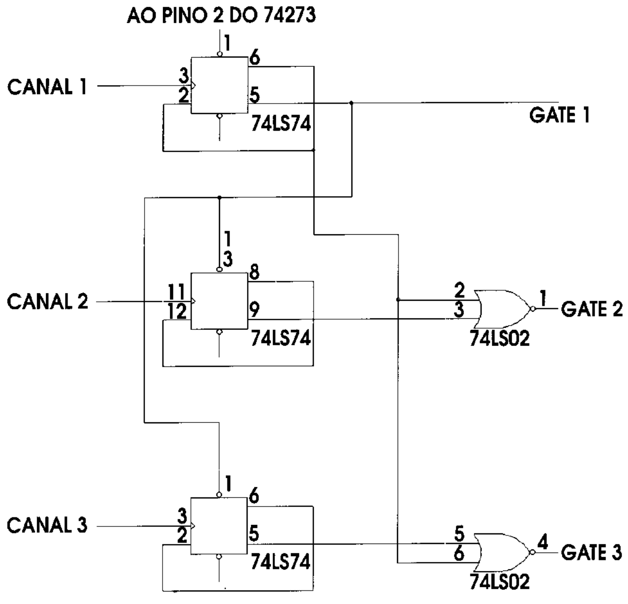

Figura 10. Esquema elétrico da lógica digital para geração de pulsos com durações temporais diferentes.

O segundo bloco é responsável pela conversão dos

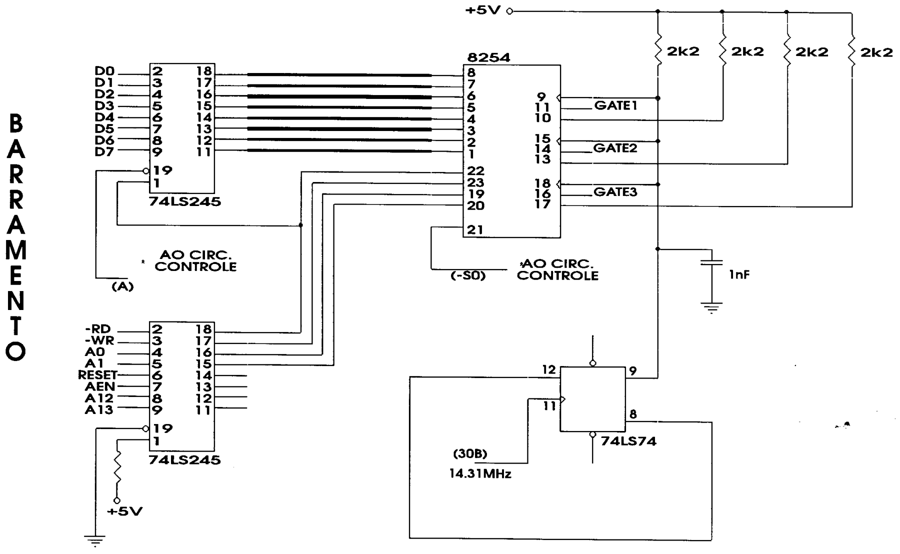

Figura 11. Contadores digitais e interface com o microcomputador.

pulsos curtos gerados nos detetores de mínimo em pulsos com duração de 4 milissegundos. O circuito elétrico correspondente a esta função é composto de três monoestáveis engatilhados na subida conforme mostra a Fig. 9. Em resumo, os dois primeiros blocos transformam os três sinais analógicos mostrados na Fig. 5 em pulsos digitais (com níveis de 0 ou +5 V) de 4ms de duração que reproduzem fielmente os sinais analógicos originais no que concerne à frequência e defasagem temporal entre si.

O terceiro bloco gera, através da lógica digital mostrada na Fig. 10, pulsos com durações temporais diferentes. A largura de pulso do sinal de referência (detetor D_3) injetado no canal 1 é igual ao período do sinal elétrico naquele canal. A duração do pulso gerado no canal 2 está ligado ao tempo de atraso t_1 do sinal neste canal relativo ao canal 1 (referência). Analogamente, o comprimento do terceiro pulso fornece o atraso temporal t_2 do sinal no canal 3 relativo ao canal 1.

O quarto bloco funcional, mostrado na Fig. 11, é formado por três contadores digitais que calculam as durações dos pulsos gerados no terceiro bloco. As contagens obtidas serão proporcionais a T, t_1 e t_2, que por sua vez são respectivamente proporcionais aos ângulos de 180°, θ_1 e θ_2. Estas contagens são transferidas ao programa que realiza as operações para cálculo do comprimento de onda. A Fig. 11 também apresenta o circuito que cuida da comunicação dos contadores com o barramento do microcomputador.

Finalmente, o quinto bloco, visto na Fig. 12, é um circuito digital que faz o gerenciamento dos blocos precedentes. Estes foram mapeados em I/O (entrada e saida), podendo ser acessados convenientemente através de uma rotina em Assembler, que além de gerenciar as várias etapas do processo também realiza a coleta de dados. Os dados são transferidos para um programa escrito em Visual Basic que é responsável pelo cálculo do comprimento de onda e pela apresentação dos resultados.

5. Resultados e conclusões

O medidor de onda pode ser caracterizado pela sua precisão absoluta e pela estabilidade. Verificamos que a precisão absoluta está limitada em 1 parte em 10^4 principalmente pela imprecisão na determinação de $\Delta n(\lambda)$. Este fato foi verificado através da medida das várias linhas de um laser de He-Ne sintonizável (PMS, modelo LSTP-1010) e comparação com seus valores conhecidos. Estes resultados foram obtidos com um tempo de integração de 2 s, que corresponde ao cálculo da média de 100 medidas de comprimentos de onda. Para obtermos esta performance introduzimos no programa de aquisição de dados um teste de confiabilidade da medida, isto é, a medida é confiável se o número de rotações redundantes calculado pela eq. (8) for um inteiro $\pm$ 0.2. No caso de haver algum ruido espúrio, m se afasta de um número inteiro e a medida é desprezada.

Para a verificação da estabilidade da medida foram determinados uma série de valores de comprimentos de onda com o laser operando em 6328 Å com os quais

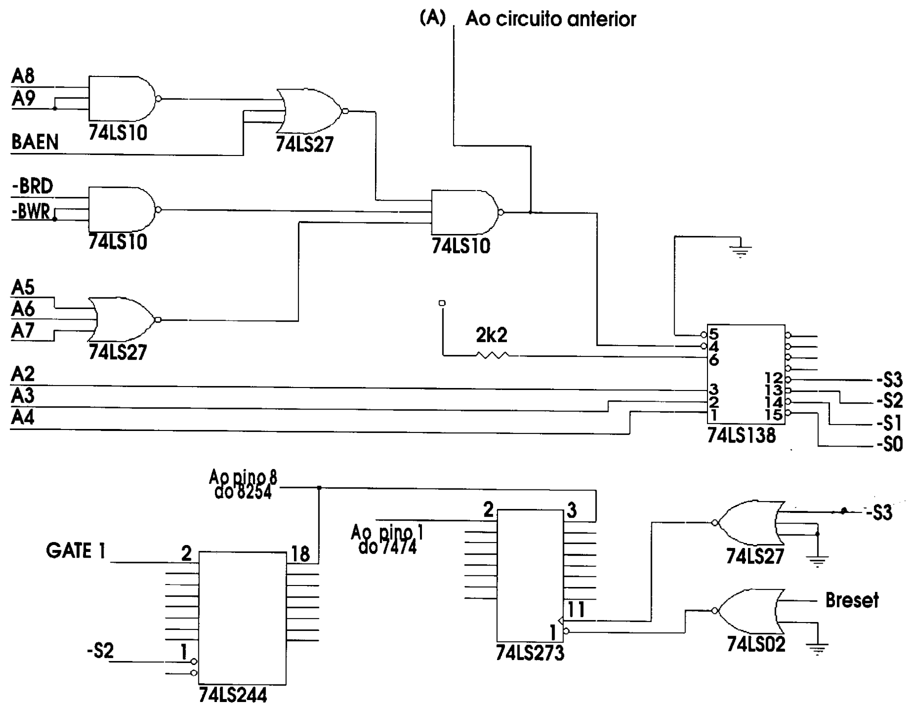

Figura 12. Módulo de controle da interface.

construimos um histograma, como mostra a Fig. 13. Através de um ajuste com uma função gaussiana obtivemos uma variança de 0.4 Å que corresponde a uma variação fracional melhor que 1 parte em 10^4, demonstrando uma estabilidade adequada para as medidas realizadas.

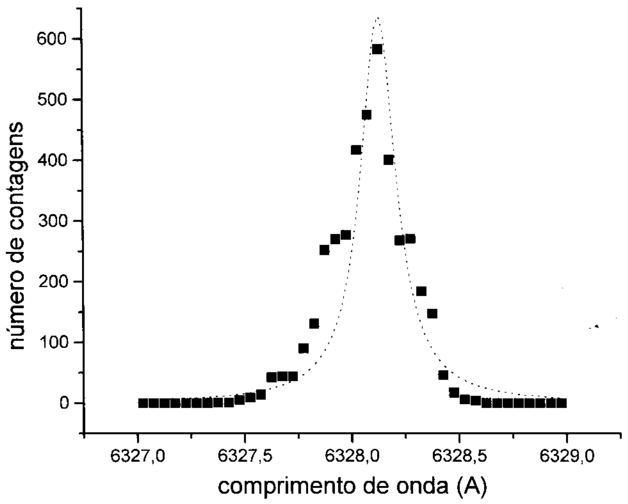

Figura 13. Histograma de uma série de medidas com o laser de He-Ne operando em 6328 Å e ajuste realizado através de uma função gaussiana centrada em 6328.1 Å.

Neste trabalho descrevemos o princípio de funcionamento e a construção de um medidor de onda por atividade óptica. Quando comparado a instrumentos comerciais de mesmo porte notamos a existência de algumas vantagens, dentre as quais destacamos: (i) custo inferior pelo fato de não possuir partes móveis de alta precisão mecânica e (ii) facilidade de uso pois nos aparelhos baseados no interferômetro de Michelson a luz precisa ter um bom modo transversal (TEM_{00}) enquanto que para o presente instrumento só importa a polarização da luz, definida pelo polarizador de entrada. Presentemente estamos utilizando o medidor de onda construido para monitorar a frequência de operação de lasers de corante sintonizáveis utilizados em medidas de aprisionamento magneto-óptico.

Agradecimentos

Este trabalho foi financiado pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq/PADCT). Um dos autores (M.S.U.) agradece à FAPESP pela concessão de uma bolsa de Mestrado.

Referências

1. W. Demtröder, *Laser Spectroscopy*, Springer Series in Chemical Physics **5**, Springer-Verlag, Berlin (1982).

2. J. C. Lehmann, Contemp. Phys. **19**, 449 (1978).
3. S. Gerstenkorn and P. Luc, *Absolute iodine standards measured by means of Fourier transform spectroscopy*, Editions du CNRS (1977).
4. G. R. Fowles, *Introduction to Modern Optics*, Holt, Rinehart and Winston, NY (1968).
5. R. C. Jones, J. Opt. Soc. Am. **31**, 488 (1941).
6. D. F. Horne, *Optical Production Technology*, Crane Russak (1972).
7. M. Born and M. Wolf, *Principles of Optics*, 3rd edition, Pergamon, Oxford (1970).