

DETERMINAÇÃO DO ÍNDICE DE REFRACÇÃO DE UM PRISMA DE VIDRO PELO MÉTODO DO DESVIO MÍNIMO

1. Objectivo

Determinação do índice de refração de um vidro, num dado comprimento de onda, pelo método do desvio mínimo de um prisma óptico.

2. Introdução

O índice de refração de um material óptico isotrópico exprime a razão das velocidades da luz no vácuo e nesse meio óptico, para uma dada frequência da radiação.

Na refração de uma onda plana através da interface plana entre meios com índices de refração diferentes, ocorre um desvio angular na propagação, que se relaciona com os índices de refração (lei de Snell-Descartes).

A refração sucessiva de luz monocromática nas duas faces inclinadas de um prisma óptico (fabricado com o material cujo índice de refração se pretende determinar) conduz a um desvio angular dos raios ópticos, que depende das características do prisma (ângulo do prisma e índice de refração na frequência da luz utilizada) e do ângulo de incidência da radiação na face de entrada. Existe uma incidência particular para a qual esse desvio angular introduzido pelo prisma é mínimo; nesse caso, é simples determinar o índice de refração através da medição de ângulos (ângulo do prisma e ângulo de desvio mínimo). Esta medição pode ser feita com elevada precisão utilizando um goniómetro.

3. Propagação da luz num meio dieléctrico: Índice de refração

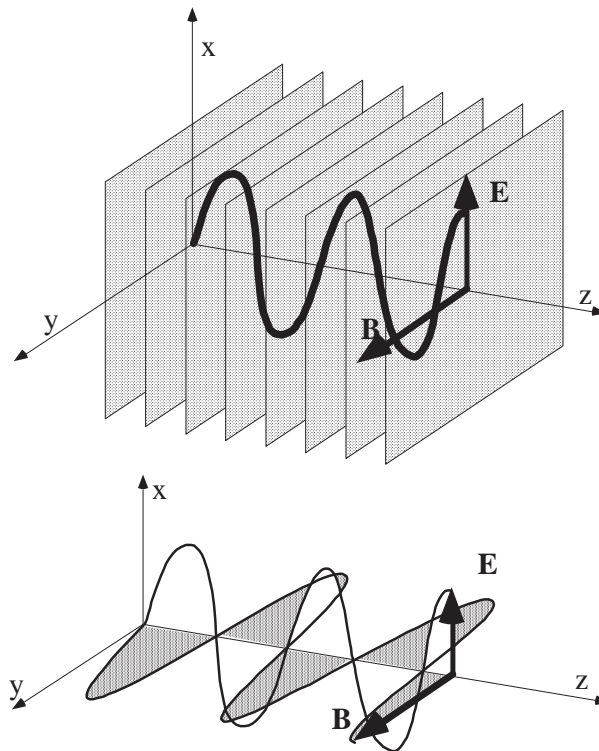
(i) Propagação no vácuo

Das equações fundamentais do Electromagnetismo (equações de Maxwell) decorre a existência de ondas electromagnéticas. Ou seja, ocorrendo uma perturbação do campo electromagnético (campo eléctrico \vec{E} , campo magnético \vec{B}), ela propaga-se como uma onda (a outros pontos e ao longo do tempo). No vácuo, tem-se que \vec{E} e \vec{B} satisfazem as equações de onda:

S.2.1 - Índice de Refracção (desvio mínimo)

$$\begin{cases} \nabla^2 \vec{E} - \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \\ \nabla^2 \vec{B} - \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = 0 \end{cases}$$

(ϵ_0 : permissividade eléctrica do vácuo; μ_0 : permeabilidade magnética do vácuo)



Um caso particular de solução das equações de onda é o de uma onda e.m. plana harmónica linearmente polarizada, propagando-se segundo zz:

$$\begin{cases} \vec{E} = E_x(z,t)\hat{i} = E_{ox} \cdot \cos[\omega t - \kappa_0 z + \phi] \cdot \hat{i} \\ \vec{B} = B_y(z,t)\hat{j} = B_{oy} \cdot \cos[\omega t - \kappa_0 z + \phi] \cdot \hat{j} \end{cases}$$

Note-se que, para um dado instante de tempo t , ocorre uma variação espacial cossinusoidal em z , com período espacial $\lambda_0 = 2\pi/\kappa_0$ (λ_0 : comprimento de onda no vácuo); para uma dada posição z , ocorre uma variação temporal cossinusoidal, com período temporal $T = 2\pi/\omega$. A velocidade de propagação é $v = \omega/\kappa_0$ e corresponde à velocidade com que a fase ($\omega t - \kappa_0 z + \phi$) se propaga; Da equação de onda podemos obter a velocidade das ondas electromagnéticas no vácuo, em função de (ϵ_0, μ_0):

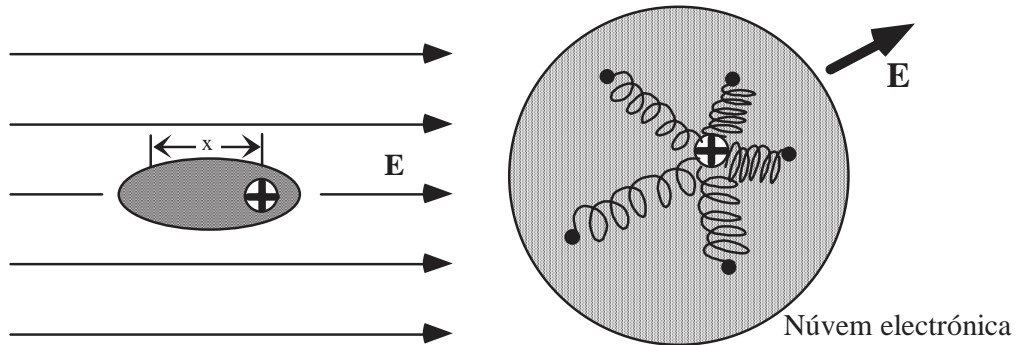
S.2.1 - Índice de Refracção (desvio mínimo)

$$v = c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \approx 3 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$$

Sendo este valor válido para a zona visível do espectro e.m., $\lambda_0 \in [0.4, 0.7] \mu\text{m}$.

(ii) Propagação num dieléctrico

As moléculas de um dieléctrico, actuadas pelo campo eléctrico de uma onda (a acção do campo magnético pode geralmente desprezar-se), sofrem uma distorção da respectiva distribuição de carga, variável no tempo, proporcional ao campo eléctrico ($\vec{F}_e = q\vec{E}$; $\vec{F}_m = q\vec{v}_q \times \vec{B}$, $F_m \ll F_e$ para $v_q \ll c$). Dada a elevada inércia dos núcleos (e para valores da frequência da onda ω elevados), apenas ocorrem contribuições dos electrões para os momentos dipolares.



Num modelo simples, os electrões de valência estão ligados ao núcleo por uma força elástica (idêntica à de uma mola) $-kx = -m_e \omega_0^2 x$, e são actuados por uma força eléctrica periódica $q_e E_{ox} \cos(\omega t)$ devida à onda electromagnética. Da segunda lei de Newton resulta (considerando apenas uma ressonância à frequência ω_0):

$$q_e E_{ox} \cos(\omega t) - m_e \omega_0^2 x = m_e \cdot \frac{d^2 x}{dt^2}$$

que é a equação de um oscilador harmónico electrónico forçado. A solução para o deslocamento electrónico é:

$$x(t) = x_o \cos(\omega t) = \frac{q_e / m_e}{(\omega_0^2 - \omega^2)} \cdot E_{ox} \cos(\omega t)$$

A polarização resultante vale:

$$P(t) = N q_e x(t) = \frac{N q_e^2 / m_e}{(\omega_0^2 - \omega^2)} \cdot E_{ox} \cos(\omega t) \quad (N: \text{densidade volúmica de dipolos})$$

S.2.1 - Índice de Refracção (desvio mínimo)

Donde a permitividade eléctrica ($D = \epsilon E = \epsilon_0 E + P$):

$$\epsilon = \epsilon_0 + \frac{P(t)}{E(t)} = \epsilon_0 + \frac{Nq_e^2/m_e}{(\omega_0^2 - \omega^2)}$$

e a permitividade relativa:

$$\epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} = 1 + \frac{Nq_e^2}{\epsilon_0 m_e} \cdot \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2)}$$

Definindo o índice de refração do meio como a razão das velocidades da luz no vácuo $1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ e no meio $1/\sqrt{\epsilon\mu}$, vem:

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\frac{\epsilon\mu}{\epsilon_0\mu_0}}$$

Na generalidade dos materiais ópticos, $\mu \approx \mu_0$, donde $n = \sqrt{\epsilon_r}$.

Havendo várias ressonâncias, ω_{oi} , nas moléculas do meio, a formula anterior altera-se para:

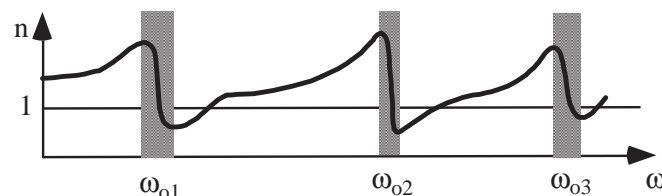
$$n^2(\omega) = 1 + \frac{Nq_e^2}{\epsilon_0 m_e} \cdot \sum_i \frac{f_i}{\omega_{oi}^2 - \omega^2}$$

(f_i : “intensidade do oscilador”; está relacionada com a probabilidade de transição no correspondente modelo quântico).

Considerando alguns refinamentos (amortecimento interno dos osciladores γ_i , e efeito do campo interno), tem-se finalmente:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{Nq_e^2}{3\epsilon_0 m_e} \cdot \sum_i \frac{f_i}{\omega_{oi}^2 - \omega^2 + j\gamma_i\omega}$$

Se a absorção é desprezável, $\omega_{oi}^2 - \omega^2 \gg \gamma_i\omega$ e n é real (não há perdas no meio). Para $\omega^2 \ll \omega_{oi}^2$, n é aproximadamente constante; quando ω aumenta, aproximando-se de ω_{oi} , n aumenta com ω (dispersão normal); para $\omega \cdot \omega_{oi}$, ocorre uma banda de absorção, e $dn/d\omega < 0$ (dispersão anómala).



S.2.1 - Índice de Refracção (desvio mínimo)

Note-se que, num dado meio óptico e para uma dada frequência ω , o comprimento de onda será $\lambda = \lambda_0/n$ e $k = nk_0$ (ou seja, λ e k são dependentes das características do meio material).

(iii) Índices de refracção e de dispersão em vidros

Há variadíssimas composições de vidros, com índices de refracção apresentando valores e variações com a frequência muito diferentes.

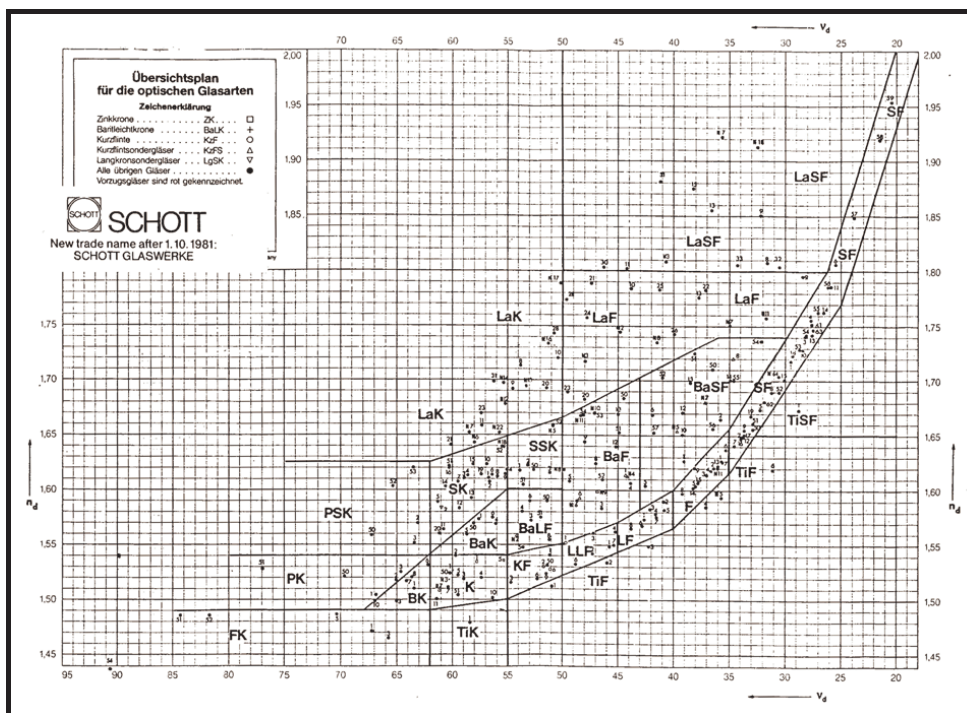
Define-se o número de Abbe, ou índice de dispersão, como:

$$V_d = \frac{n_d - 1}{n_F - n_C}$$

em que n_i é o índice de refracção para uma dada frequência, ou comprimento de onda no vácuo [d: 587.5618 nm (amarelo, He), F: 486.1327 nm (azul, H), C: 656.2816 nm (vermelho, H)].

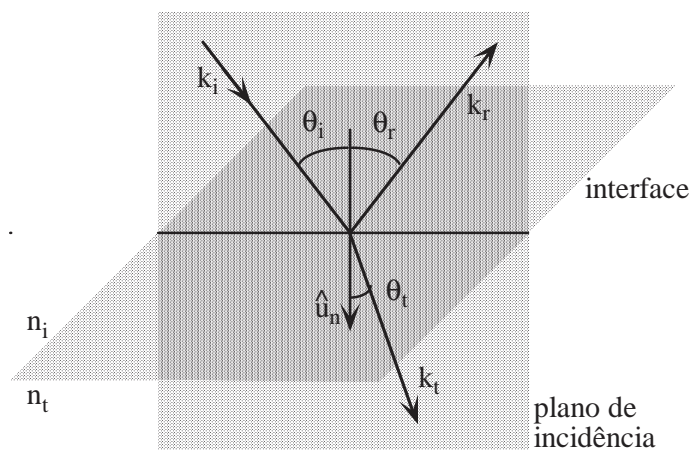
As características fundamentais dos diversos vidros ópticos costumam ser apresentadas num diagrama (n_d, V_d) , como representado na figura.

A determinação do índice de refracção de um vidro pode ser efectuada fabricando um prisma desse vidro e medindo o seu ângulo e o desvio angular da luz que ele origina, tal como se executa neste trabalho, para cada frequência óptica.



4. Refracção e Reflexão: Leis de Snell-Descartes

Considere-se uma interface plana que separa dois dieléctricos de índices de refracção n_i e n_t , e uma onda plana incidente propagando-se segundo um ângulo θ_i com a normal à interface. O plano de incidência é definido pelo vector da onda incidente (\vec{k}_i) e pela normal à interface \hat{u}_n .



A simetria do problema indica que poderão existir três ondas planas no processo:

$$\left. \begin{array}{l} \text{onda incidente : } \vec{E}_i = \vec{E}_{oi} \cos(\vec{\kappa}_i \cdot \vec{r} - \omega_i t) \\ \text{onda reflectida : } \vec{E}_r = \vec{E}_{or} \cos(\vec{\kappa}_r \cdot \vec{r} - \omega_r t + \phi_r) \\ \text{onda transmitida : } \vec{E}_t = \vec{E}_{ot} \cos(\vec{\kappa}_t \cdot \vec{r} - \omega_t t + \phi_t) \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{no meio } n_i \\ \text{no meio } n_t \end{array}$$

$$\left(\vec{\kappa}_i, \vec{\kappa}_r, \vec{\kappa}_t : \text{vectors de onda, } \left| \vec{\kappa}_n \right| = \frac{2\pi}{\lambda_n} ; \phi_r, \phi_t : \text{fases relativas} \right)$$

Na interface, sabemos que a componente tangencial de \vec{E} ($\hat{u}_n \times \vec{E}$, em cada meio) é contínua:

$$\hat{u}_n \times (\vec{E}_i + \vec{E}_r) = \hat{u}_n \times \vec{E}_t \quad (\hat{u}_n : \text{versor normal à interface})$$

A relação deve verificar-se, num qualquer ponto da interface, independentemente do instante de tempo t , logo:

$$\omega_i = \omega_r = \omega_t$$

S.2.1 - Índice de Refracção (desvio mínimo)

Igualmente, a relação deve verificar-se, num qualquer instante, em todos os pontos da interface, logo:

$$\vec{\kappa}_i \cdot \vec{r} = \vec{\kappa}_r \cdot \vec{r} + \phi_r = \vec{\kappa}_t \cdot \vec{r} + \phi_t \quad (\text{para } \vec{r} \text{ correspondendo a um ponto na interface})$$

Resultam as equações:

$$\left(\vec{\kappa}_i - \vec{\kappa}_r \right) \cdot \vec{r} = \phi_r \quad \text{e} \quad \vec{\kappa}_i, \vec{\kappa}_r \text{ e } \hat{u}_n \text{ são coplanares } (\kappa_i \sin \theta_i = \kappa_r \sin \theta_r)$$

$$\left(\vec{\kappa}_i - \vec{\kappa}_t \right) \cdot \vec{r} = \phi_t \quad \text{e} \quad \vec{\kappa}_i, \vec{\kappa}_t \text{ e } \hat{u}_n \text{ são coplanares } (\kappa_i \sin \theta_i = \kappa_t \sin \theta_t)$$

Como $\kappa_i = \kappa_r$ e $\frac{\kappa_i}{\kappa_t} = \frac{n_i}{n_t}$, teremos:

$$\boxed{\theta_i = \theta_r} \quad \text{e} \quad \boxed{n_i \sin \theta_i = n_t \sin \theta_t} \quad \text{Leis de Snell}$$

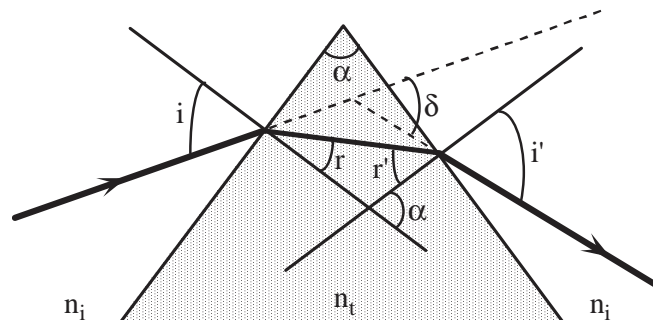
Assim, e de forma geral, ocorrerá reflexão e refracção de ondas planas através de uma interface entre dielétricos. Note-se que, para $n_t > n_i$, $\theta_t < \theta_i$; e que para $n_t < n_i$, $\theta_t > \theta_i$ e existe um ângulo limite de incidência (ângulo crítico) para o qual $\theta_t = \pi/2$:

$$\theta_{ic} = \arcsin\left(\frac{n_t}{n_i}\right)$$

ocorrendo para $\theta_i > \theta_{ic}$ **reflexão total**.

5. Refracção por um prisma

Um prisma óptico é um meio dielétrico limitado por duas faces planas que se intersectam segundo um ângulo α (**ângulo do prisma**).



S.2.1 - Índice de Refracção (desvio mínimo)

Considere-se luz monocromática e o índice de refração do prisma relativamente ao meio circundante (índice relativo $n = n_t/n_j$). A refração de um raio óptico através do prisma conduz a dois desvios angulares sucessivos. Tem-se:

$$\alpha = r + r'$$
$$\delta = (i - r) + (i' - r')$$

Donde:

$$\delta = i + i' - \alpha$$

onde:

$$\sin i = n \sin r$$
$$\sin i' = n \sin r'$$

Nota: Para haver raio emergente, deverá ter-se $r' < \theta_c$ (ângulo crítico); como se tem sempre $r < \theta_c$, o ângulo α deverá ser:

$$\alpha = r + r' \leq 2\theta_c$$

Para $r' = \theta_c$, vem $r = \alpha - \theta_c$, donde $\sin i_{\min} = n \sin(\alpha - \theta_c)$, ou:

$$i_{\min} = \arcsin[n \cdot \sin(\alpha - \theta_c)]$$

condição a observar para emergir luz do prisma.

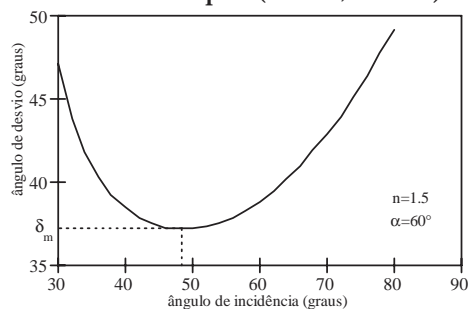
Das relações acima vem:

$$i' = \arcsin[n \cdot \sin r'] = \arcsin[n \cdot \sin(\alpha - r)] =$$
$$= \arcsin\left[\sin \alpha \cdot \sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \sin i \cdot \cos \alpha\right]$$

obtendo-se o ângulo de desvio δ :

$$\delta = i + \arcsin\left[\sin \alpha \cdot \sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \sin i \cdot \cos \alpha\right] - \alpha$$

Como $\delta(n, \alpha, i)$ e o vidro apresenta dispersão ($n = n(\lambda_0)$), teremos uma dependência $\delta(\lambda_0)$. Para luz monocromática, e α e n constantes, $\delta = \delta(i)$. Esta função apresenta um mínimo (δ_m). A figura mostra um exemplo ($n = 1.5$, $\alpha = 60^\circ$).



S.2.1 - Índice de Refracção (desvio mínimo)

Como:

$$\delta = i + i' - \alpha$$

vem:

$$\frac{d\delta}{di} = 1 + \frac{di'}{di}$$

Mas, diferenciando as relações anteriores:

$$\begin{cases} \cos i \cdot di = n \cdot \cos r \cdot dr \\ \cos i' \cdot di' = n \cdot \cos r' \cdot dr' \\ dr = -dr' \end{cases}$$

e dividindo membro a membro:

$$\frac{\cos i' \cdot di'}{\cos i \cdot di} = \frac{\cos r' \cdot dr'}{\cos r \cdot dr} = -\frac{\cos r'}{\cos r} ; \quad \frac{di'}{di} = -\frac{\cos r'}{\cos r} \cdot \frac{\cos i}{\cos i'}$$

ou seja:

$$\frac{d\delta}{di} = 1 - \frac{\cos r' \cdot \cos i}{\cos i' \cdot \cos r}$$

Igualando a zero para obtermos o mínimo do desvio, vem:

$$\cos i' \cdot \cos r = \cos i \cdot \cos r'$$

ou:

$$\sqrt{1 - \sin^2(i')} \cdot \sqrt{1 - \sin^2(r)} = \sqrt{1 - \sin^2(i)} \cdot \sqrt{1 - \sin^2(r')}$$

Quadrando e utilizando as leis de Snell:

$$\begin{aligned} [1 - \sin^2 i'] \cdot \left[1 - \frac{1}{n^2} \sin^2 i\right] &= [1 - \sin^2 i] \cdot \left[1 - \frac{1}{n^2} \sin^2 i'\right] \\ -\sin^2 i \cdot [1 - \sin^2 i'] + n^2 \cdot [1 - \sin^2 i'] &= -\sin^2 i' \cdot [1 - \sin^2 i] + n^2 \cdot [1 - \sin^2 i] \\ \sin^2 i \cdot [n^2 - 1] &= \sin^2 i' \cdot [n^2 - 1] \end{aligned}$$

Donde temos duas soluções possíveis:

$$i = i'$$

ou

$$i = -i' \Rightarrow \sin(i) = -\sin(i') \Rightarrow \sin(r) = -\sin(r') \Rightarrow r = -r' \Rightarrow \alpha = 0 \text{ (absurdo)}$$

Assim, o mínimo de δ é obtido com $i=i'$ (passagem simétrica dos raios ópticos pelo prisma).

Nota: Para $i > i'$, $d\delta/di > 0$; para $i < i'$, $d\delta/di < 0$; logo $\delta(i)$ tem um mínimo para $i = i'$ (o que se poderia também verificar calculando $d^2\delta/di^2$). Aliás, note-se que é verificada experimentalmente a existência de apenas um mínimo de $\delta(i)$. Daí que, atendendo à reversibilidade dos raios ópticos, se $\delta = \delta_m$ se verificasse para $i = i'$, haveria dois mínimos, um para cada sentido de propagação; logo, deverá ser $i = i'$, conforme se calculou acima.

O ângulo de desvio mínimo obtém-se de:

$$\delta = i + i' - \alpha$$

para $i = i'$ e $r = r'$, donde:

$$i = \frac{\delta_m + \alpha}{2}$$

Como:

$$\alpha = r + r' = 2r$$
$$\sin i = n \cdot \sin r = n \cdot \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)$$

vem:

$$n = \frac{\sin\left(\frac{\delta_m + \alpha}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)}$$

Medindo os ângulos α e δ_m com um goniómetro, é fácil determinar o índice de refração do vidro do prisma para o comprimento de onda escolhido.

6. Goniómetro

O goniómetro consiste, essencialmente:

- num colimador e numa luneta, que permitem produzir e observar um feixe óptico colimado segundo orientações angulares variáveis e mensuráveis.
- uma mesa de suporte do prisma, rotatória.
- uma escala circular graduada ($0^\circ - 360^\circ$) com nónios e lupas de leitura.

S.2.1 - Índice de Refracção (desvio mínimo)

- sistemas mecânicos de nivelção do goniómetro, da mesa, do colimador e da luneta, e sistemas de fixação angular.

A leitura dos ângulos é feita recorrendo a dois nónios diametralmente opostos, solidários com a luneta; a leitura simultânea dos dois nónios opostos permite corrigir erros de centragem. A natureza dos nónios é de 1' (um minuto de arco=1/60 grau)

A luneta é constituída pelo retículo, ocular e objectiva, sendo as distâncias entre eles ajustáveis. É ajustada para infinito (ou seja, para receber um feixe colimado).

O colimador é constituído por um tubo de comprimento ajustável, com uma fenda regulável num extremo e a óptica de colimação no outro. É ajustado para produzir um feixe colimado (ou seja, iluminar o prisma com raios paralelos incidindo segundo um mesmo ângulo na face de entrada).

7. Referências

- [1] Worsnop e Flint, "Advanced Practical Physics for Students"
- [2] Tyler, "A Laboratory Manual of Physics"
- [3] Hecht, "Óptica", Fundação Calouste Gulbenkian, 1991
- [4] Jenkins & White, "Fundamentals of Optics"

EXECUÇÃO DO TRABALHO

1. **Ligue a lâmpada de Hélio**, para que esta possa aquecer e estabilizar, e nivele aproximadamente o colimador na mesa de trabalho, se necessário.

2. Regulação do goniómetro

2.1 Regulação da luneta para o infinito

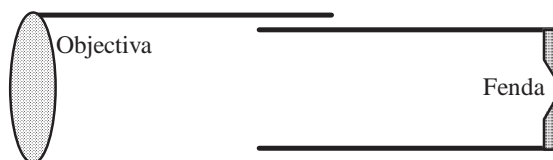
Retire a luneta do suporte actuando nos parafusos de fixação.

Ajuste a objectiva, observando um objecto distante (antena, pára-raios, árvore, etc.) de modo a formar-se uma imagem sobre o plano do retículo.

Volte a fixar a luneta no goniómetro.

2.2 Regulação do colimador

O colimador está regulado quando o plano da fenda de entrada (de largura ajustável) coincide com a distância focal do sistema óptico do colimador. Nesta situação, os raios ópticos na saída são paralelos.

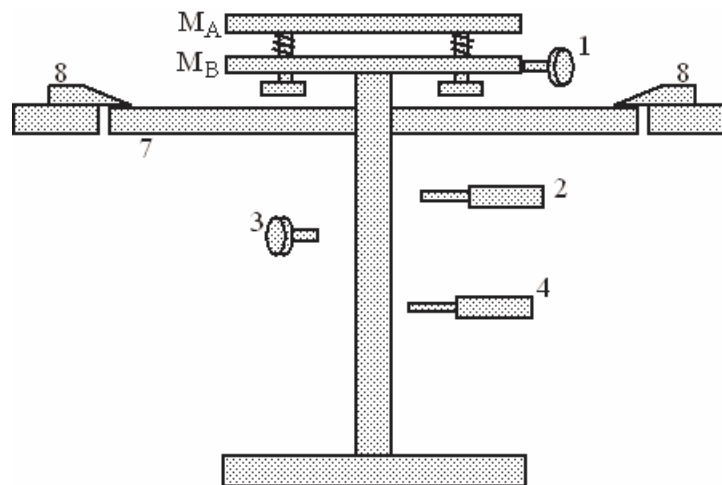


Alinhando o colimador com a luneta, previamente regulada para infinito, ajuste o colimador até observar uma imagem nítida da fenda (iluminada pela lâmpada) sobre o retículo. Use uma largura da fenda pequena, para obter luz bem colimada (mas suficiente para dispor de iluminação apropriada e não introduzir efeitos apreciáveis de difracção).

2.3 Alinhamento luneta-colimador

Nivele apropriadamente a luneta e o colimador, alinhando-os e centrando a imagem da fenda iluminada no retículo da luneta.

2.4 Regulação da mesa rotatória e limbo

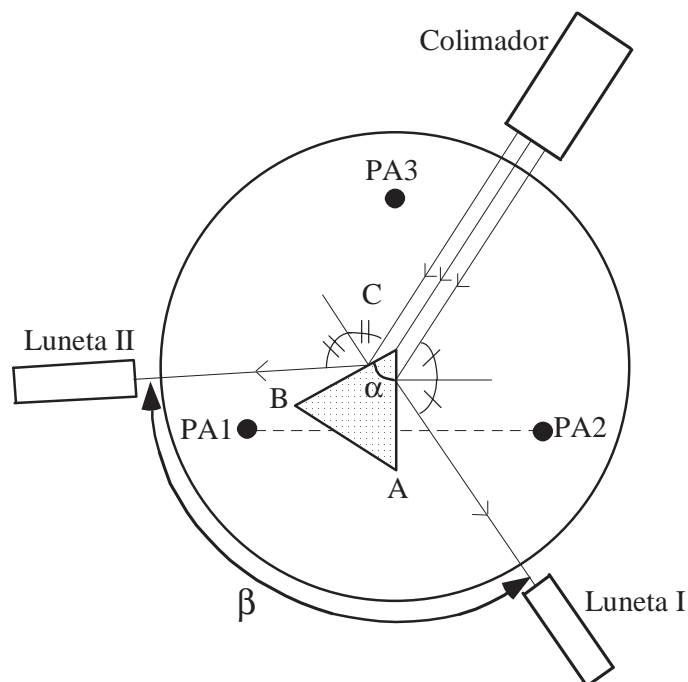


Descrição:

- A mesa onde se coloca o prisma (M_A) é regulável (niveleção) relativamente à mesa inferior (M_B); esta, por sua vez, é fixada ao eixo de rotação do sistema com o parafuso 1.
- Parafuso 2: fixa a orientação angular da luneta.
- Parafuso 3: permite efectuar pequenas deslocções angulares da luneta após fixação com o parafuso 2.
- Parafuso 4: fixa o limbo (escala circular 0 - 360°).
- Note que, estando o limbo graduado de 0° a 360°, poderá em certas medições de ângulos, cruzar-se o zero da escala, o que conduziria a leituras inferiores a zero ou superiores a 360°. Este problema pode ser ultrapassado, em muitas situações, rodando o limbo de modo a que o **zero indique (aproximadamente) o colimador e fixando-o para todo o trabalho.**

3. Medição do ângulo do prisma (α)

- Coloque o prisma sobre a mesa (M_A), com a aresta "principal" aproximadamente no centro da mesa (C) e uma das faces sensivelmente perpendicular à direcção definida pelo colimador.



O ângulo do prisma (α) é determinado indirectamente medindo o ângulo das reflexões nas faces AC e BC do prisma ($\beta=2\alpha$, como se pode mostrar facilmente).

Em cada leitura, a luneta deve ser primeiro fixada numa posição em que a imagem da fenda (estreita) do colimador esteja aproximadamente centrada no retículo, e fazendo seguidamente a centragem final usando o parafuso de pequenos deslocamentos (3).

A natureza dos nónios é de 1' (30 divisões do nónio correspondem a 29 divisões do limbo de $\frac{1}{2}^\circ$). Registe as posições dos dois nónios $N_{1,2}$ em cada posição da luneta (I, II). Calcule $\alpha = \frac{\beta}{2}$ sendo:

$$\beta = \frac{1}{2} [(N_1(I) - N_1(II)) + (N_2(I) - N_2(II))]$$

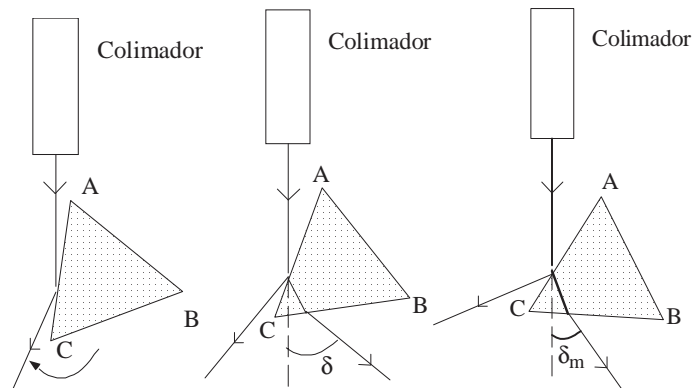
4. Medição do ângulo de desvio mínimo (δ_m)

O ângulo de desvio mínimo procura-se primeiro à vista desarmada, e mede-se seguidamente com a luneta, usando uma risca espectral (sugere-se a risca amarela do sódio).

4.1. Sem o prisma, observe directamente a fenda e registe as leituras dos nónios para $\delta=0$ ($N_1(0)$, $N_2(0)$).

4.2. Coloque o prisma aproximadamente centrado na mesa MA.

S.2.1 - Índice de Refracção (desvio mínimo)



Iniciando a observação com a face AC e incidência próxima de 90° , rode a mesa e verifique que a imagem da fenda se desloca sempre no mesmo sentido até que pára e depois retrocede. Nessa posição, fixe a luneta; rode a mesa do prisma com o parafuso de movimento de precisão e determine com rigor a posição de desvio mínimo observando através da luneta. Leia então essa posição de desvio mínimo com a luneta e seus nónios, deslocando-a com o respectivo parafuso de movimento de precisão, centrando a imagem da fenda no retículo.

Registe os valores das leituras dos nónios ($N_1(\delta_m)$, $N_2(\delta_m)$). Calcule

$$\delta_m = \frac{1}{2} \left[[N_1(0) - N_1(\delta_m)] + [N_2(0) - N_2(\delta_m)] \right]$$

4.3. Repita a medição, agora para incidência na face BC, rodando a mesa de forma análoga. Determine a média dos valores de δ_m obtidos ($\delta_m = \frac{1}{2} [\delta_m(AC) + \delta_m(BC)]$)

5. Cálculo do índice de refração do vidro do prisma

Para o comprimento de onda usado, o índice de refração é dado por:

$$n = \frac{\sin\left(\frac{\delta_m + \alpha}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)}$$

6. Estimativa do erro

Estime o erro $\Delta n/n$ em face dos erros prováveis de δ_m e de α .

7. Dispersão material do vidro

A medição do índice de refração poderá ser repetida para outros comprimentos de onda, usando outras riscas espectrais da lâmpada de Hélio.