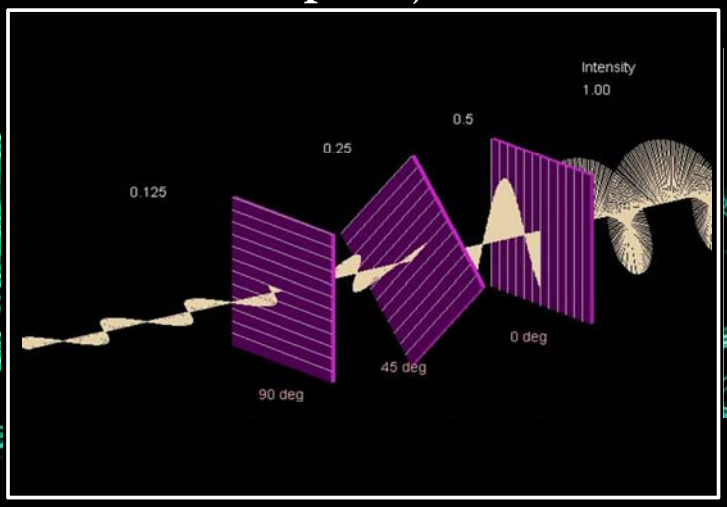
UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
"JÚLIO DE MESQUITA FILHO"
FACULDADE DE ENGENHARIA DE ILHA SOLTEIRA

Polarização de Ondas, Polarizadores e Aplicações



Prof. Cláudio Kitano

Ilha Solteira, junho de 2017

1. Introdução

Em meios dielétricos, costuma-se definir a **polarização** de uma onda eletromagnética pela **orientação do vetor campo elétrico** instantâneo $\vec{e}$ (ou do fasor $\vec{E}$) à medida que esta se propaga num meio material.

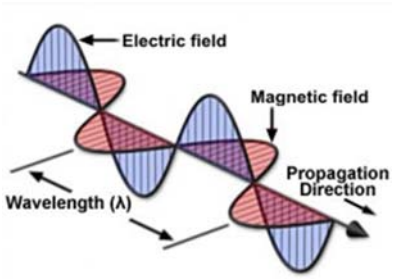


Figura 1.1 - Onda eletromagnética polarizada linearmente.

Observe-se que nada é dito sobre o campo magnético, porém, sabe-se que ele está intimamente vinculado ao campo elétrico, e, que o par sempre se propaga em conjunto.

Na Fig. 1.1, o vetor campo elétrico vibra somente na direção vertical para todas as posições da onda.

Este é um caso de **polarização linear**, na direção vertical (ou simplesmente polarização vertical), como mostrado na Fig. 1.2.

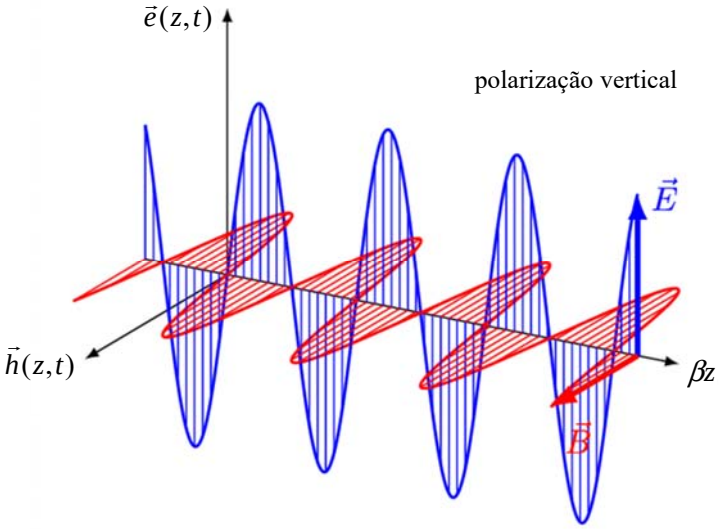


Figura 1.2 – Propagação da onda eletromagnética polarizada linearmente.

Embora seja um pouco difícil de perceber, garante-se que esta é uma onda plana, uniforme e ilimitada.

Talvez, um tipo de imagem que traga mais informação a esse respeito seja a apresentada na Fig. 1.3.

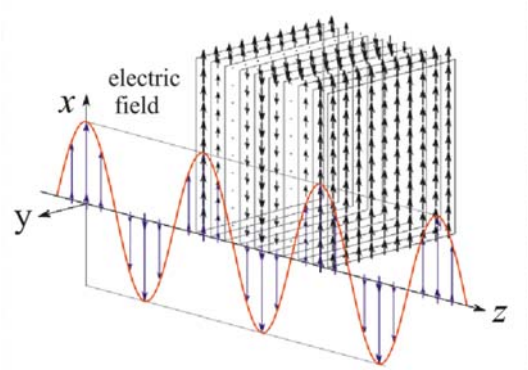


Figura 1.3 – Onda plana, uniforme e linearmente polarizada.

Nesta figura está claro que a onda é plana (cada frente de onda é um plano), a amplitude do campo elétrico varia senoidalmente para cada posição z, a onda é uniforme (pois, em cada plano, todos os seus vetores têm a mesma amplitude) e a polarização é linear (vibra apenas na direção vertical).

Propagação de onda plana uniforme, ilimitada e verticalmente polarizada (Fig. 1.4):

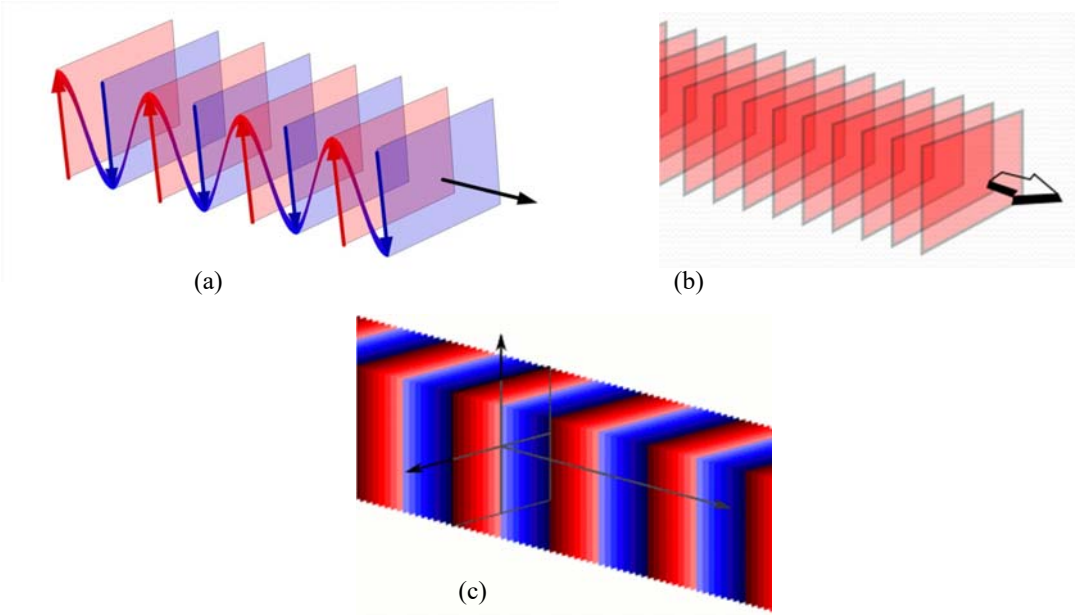


Figura 1.4 – Onda plana, uniforme e linearmente polarizada. (a) Polarização vertical. (b) Translação da frente de onda. (c) Propagação da onda plana.

2. Ondas Elipticamente Polarizadas

Neste texto, serão discutidas ondas cujo vetor campo elétrico vibra em diferentes direções para cada ponto na direção de propagação, como a mostrada na Fig. 2.1.

Este tipo de onda é denominada de onda plana **elipticamente** polarizada.

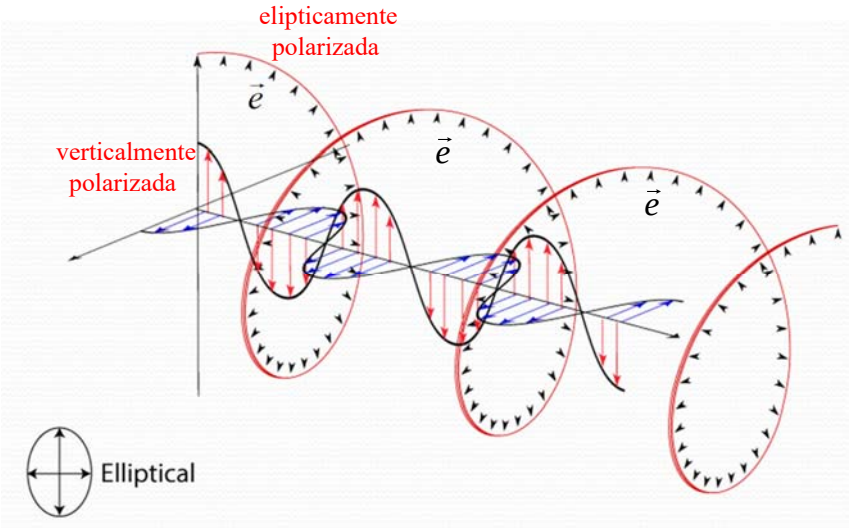
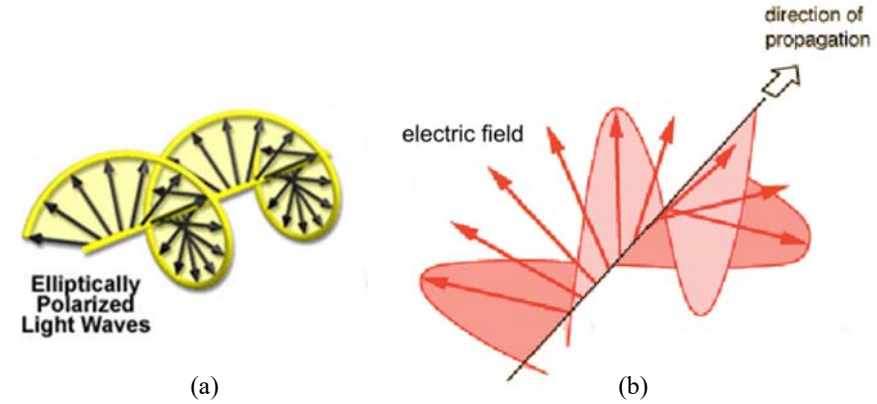


Figura 2.1 – Onda elipticamente polarizada.

Na Fig. 2.2 (a) percebe-se que o vetor campo elétrico vibra em diferentes direções para cada ponto na direção de propagação.



(a) (b)

Figura 2.2 – Onda elipticamente polarizada. (a) Direção do campo elétrico. (b) Direção e amplitude.

Na Fig. 2.2 (b) observa-se que, em cada posição longitudinal *z*, a amplitude do vetor $\vec{e}$ (seta de cor vermelha) não varia, mas sim sua orientação.

Novamente, garante-se que esta é uma **onda plana**, uniforme e ilimitada.

Na Fig. 2.3 fica claro que a onda é plana (cada frente de onda é um plano), é uniforme (pois, em cada plano, todos os seus vetores têm a mesma amplitude, direção e sentido) e a polarização não é linear (a direção de vibração varia de plano para plano).

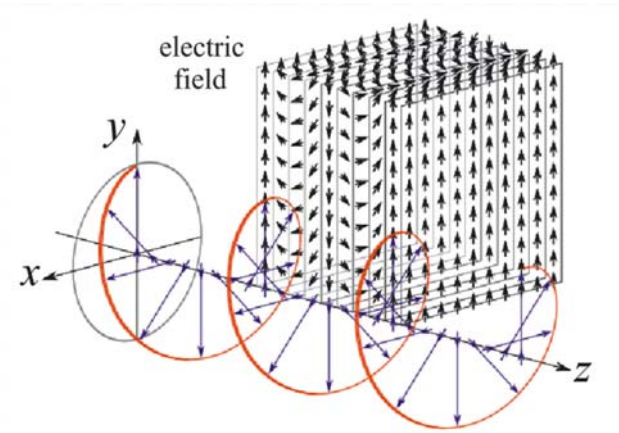


Figura 2.3 – Onda plana, uniforme e elipticamente polarizada.

Aparentemente, este é um problema de difícil tratamento, porém, usando o **princípio de superposição**, mostra-se que a polarização elíptica pode ser descrita como a superposição de duas ondas planas, uniformes e linearmente polarizadas.

De fato, a polarização elíptica pode ser descrita como a superposição de duas ondas planas, uniformes e linearmente polarizadas, polarizadas nas direções vertical e horizontal como mostrado na Fig. 2.4.

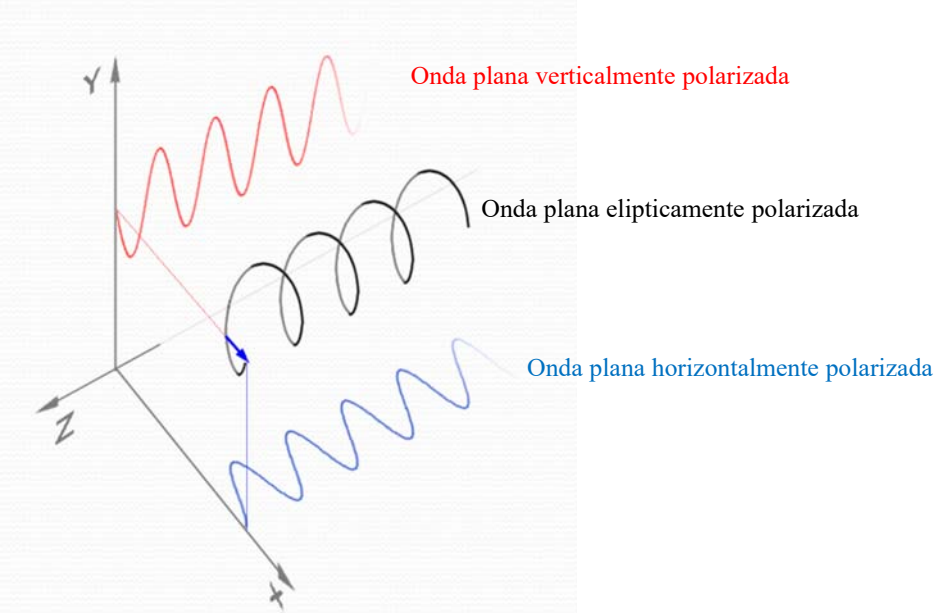
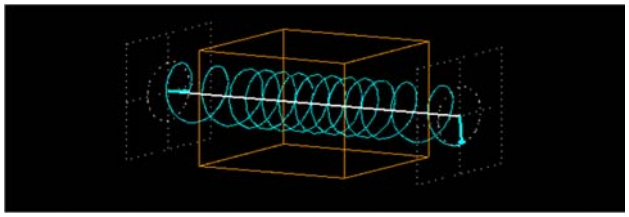


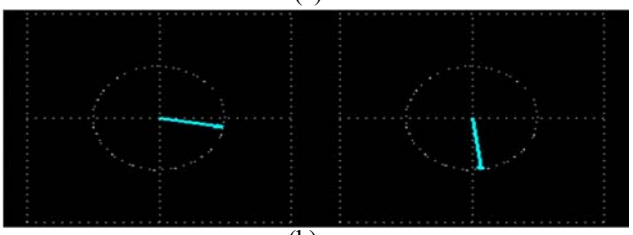
Figura 2.4 – Onda elipticamente polarizada em termos de duas ondas planas linearmente polarizadas.

2.1 Tipos de Polarização de Ondas

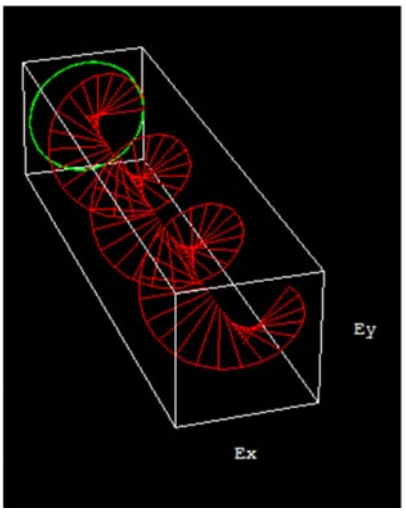
Para a classificação dos tipos de polarização, supõe-se um **plano normal** à direção de propagação, sobre o qual é projetada a extremidade do vetor $\vec{e}$ em todos os instantes, como esquematizado na Fig. 2.5.



(a)



(b)



(c)

Figura 2.5 – Movimento da extremidade do vetor campo elétrico. (a) e (b) elíptico. (c) circular.

A polarização elíptica é o caso mais geral, sendo a polarização circular o caso em que os eixos principais da elipse têm comprimentos iguais e, consequentemente, excentricidade (razão entre a metade da distância focal e a metade da medida do eixo maior) nula.

A polarização linear o caso de uma elipse com excentricidade unitária (o comprimento do eixo menor é nulo).

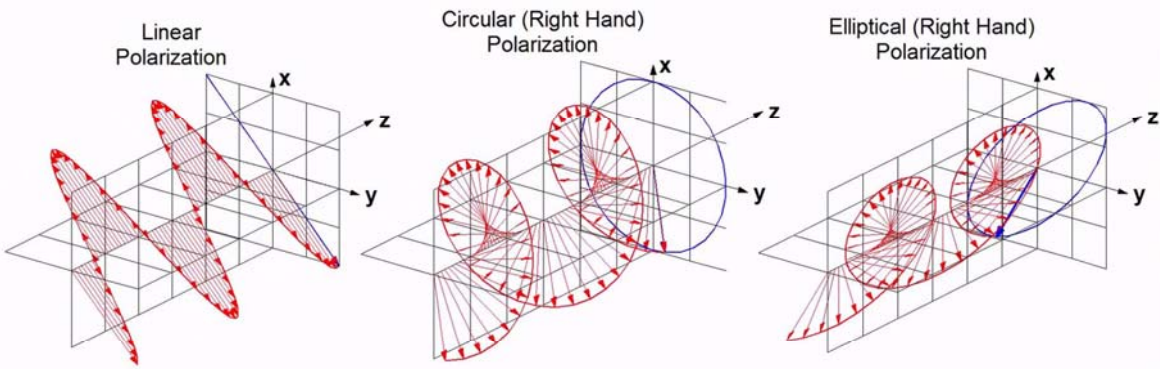


Figura 2.6 – Tipos de polarização. (a) Linear. (b) Circular. (d) Elíptico.

Vários tipos de polarização (Fig. 2.7):

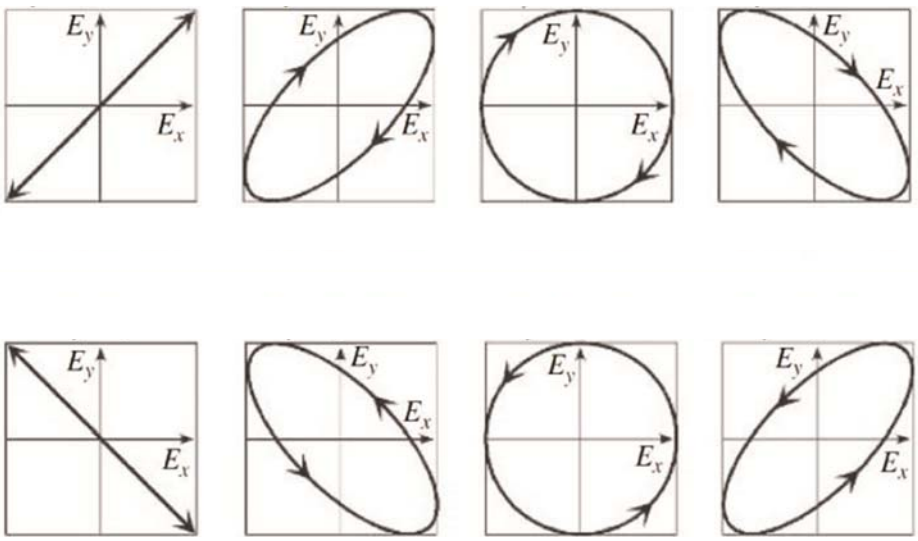


Figura 2.7 – Diferentes excentricidades e sentidos de rotação.

2.2. Polarização elíptica

Na polarização elíptica, a projeção do vetor $\vec{e}$ no plano normal ao vetor de onda $\vec{\beta}$ descreve uma elipse, como esquematizado na Fig. 2.8, na qual a propagação ocorre ao longo *z*, saindo da página.

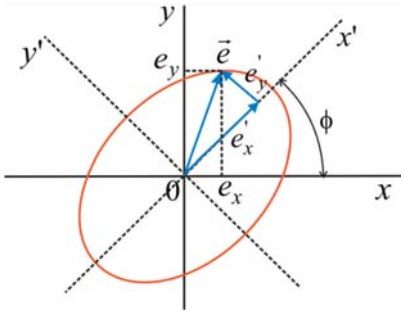


Figura 2.8 – Projeção do vetor campo elétrico no plano normal à direção de propagação.

Assim, considerem-se duas ondas planas, uniformes e de mesma frequência, porém, com fases, amplitudes e sentidos de campos diferentes entre si.

Componentes nas direções *x* e *y*: $E_x e^{-j\beta z}$ e $E_y e^{-j(\beta z-\delta)}$.

Campo total: $$\vec{E} = (E_x\hat{x} + E_y e^{j\delta}\hat{y})e^{-j\beta z} \qquad (2.1)$$

sendo E_x e E_y as amplitudes das componentes, e, δ é a diferença de fase entre os mesmos ($-\pi \leq \delta \leq +\pi$).

$$\vec{E} = (E_x\hat{x} + E_y e^{j\delta}\hat{y})e^{-j\beta z}$$

Na forma **instantânea**, o campo total fica como:

$$\vec{e} = e_x\hat{x} + e_y\hat{y} = \mathrm{Re}\{\vec{E}\, e^{j\omega t}\} \qquad (2.2)$$

com componentes

$$e_x = E_x\cos(\omega t - \beta z) \qquad (2.3a)$$
$$e_y = E_y\cos(\omega t - \beta z + \delta) \qquad (2.3b)$$

As projeções dessas componentes sobre um plano normal à $\vec{\beta}$, de preferência o plano *z*=0 (por questão de simplicidade) serão:

$$e_x = E_x\cos(\omega t) \qquad (2.4a)$$
$$e_y = E_y\cos(\omega t + \delta) \qquad (2.4b)$$

as quais constituem as **equações paramétricas de uma elipse**.

Exemplo: Mostrar que $e_x = E_x \cos(\omega t - \beta z + \delta_x)$ e $e_y = E_y \cos(\omega t - \beta z + \delta_y)$ são equações paramétricas da elipse.

Solução:

$$\frac{e_x}{E_x} = \cos(\omega t - \beta z)\cos\delta_x - sen(\omega t - \beta z)sen\delta_x$$

$$\frac{e_y}{E_y} = \cos(\omega t - \beta z)\cos\delta_y - sen(\omega t - \beta z)sen\delta_y$$

$$\frac{e_x}{E_x}\cos\delta_y - \frac{e_y}{E_y}\cos\delta_x = -sen(\omega t - \beta z)sen\delta_x \cos\delta_y + sen(\omega t - \beta z)\cos\delta_x sen\delta_y$$

$$= sen(\omega t - \beta z)[\cos\delta_x sen\delta_y - sen\delta_x \cos\delta_y]$$

$$= sen(\omega t - \beta z)sen(\delta_y - \delta_x)$$

$$\frac{e_x}{E_x}sen\delta_y - \frac{e_y}{E_y}sen\delta_x = \cos(\omega t - \beta z)sen\delta_y \cos\delta_x - \cos(\omega t - \beta z)\cos\delta_y sen\delta_x$$

$$= \cos(\omega t - \beta z)[sen\delta_y \cos\delta_x - \cos\delta_y sen\delta_x]$$

$$= \cos(\omega t - \beta z)sen(\delta_y - \delta_x)$$

$$\left(\frac{e_x}{E_x}\right)^2(1 - sen^2\delta_y) + \left(\frac{e_y}{E_y}\right)^2(1 - sen^2\delta_x) - \boxed{2\frac{e_x e_y}{E_x E_y}\cos\delta_x \cos\delta_y} = sen^2(\omega t - \beta z)sen^2(\delta_y - \delta_x) \Rightarrow$$

$$\left(\frac{e_x}{E_x}\right)^2 + \left(\frac{e_y}{E_y}\right)^2 - \left(\frac{e_x}{E_x}sen\delta_y - \frac{e_y}{E_y}sen\delta_x\right)^2 - 2\frac{e_x e_y}{E_x E_y}sen\delta_x sen\delta_y - \boxed{2\frac{e_x e_y}{E_x E_y}\cos\delta_x \cos\delta_y}$$

$$= sen^2(\omega t - \beta z)sen^2(\delta_y - \delta_x) \Rightarrow$$

$$\frac{e_x}{E_x}sen\delta_y - \frac{e_y}{E_y}sen\delta_x = \cos(\omega t - \beta z)sen\delta_x \cos\delta_y - \cos(\omega t - \beta z)sen\delta_x \cos\delta_y$$

$$= \cos(\omega t - \beta z)[sen\delta_x \cos\delta_y - sen\delta_x \cos\delta_y]$$

$$= \cos(\omega t - \beta z)sen(\delta_y - \delta_x)$$

$$\left(\frac{e_x}{E_x}\right)^2 + \left(\frac{e_y}{E_y}\right)^2 - \left(\frac{e_x}{E_x}sen\delta_y - \frac{e_y}{E_y}sen\delta_x\right)^2 - 2\frac{e_x e_y}{E_x E_y}sen\delta_x sen\delta_y - 2\frac{e_x e_y}{E_x E_y}\cos\delta_x \cos\delta_y$$

$$= sen^2(\omega t - \beta z)sen^2(\delta_y - \delta_x) \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \left(\frac{e_x}{E_x}\right)^2 + \left(\frac{e_y}{E_y}\right)^2 - [\cos(\omega t - \beta z)sen(\delta_y - \delta_x)]^2 - \boxed{2\frac{e_x e_y}{E_x E_y}sen\delta_x sen\delta_y - 2\frac{e_x e_y}{E_x E_y}\cos\delta_x \cos\delta_y}$$

$$= sen^2(\omega t - \beta z)sen^2(\delta_y - \delta_x) \Rightarrow$$

$$\left(\frac{e_x}{E_x}\right)^2 + \left(\frac{e_y}{E_y}\right)^2 - \boxed{2\frac{e_x e_y}{E_x E_y}\cos(\delta_y - \delta_x)} = sen^2(\delta_y - \delta_x)[\underbrace{\cos^2(\omega t - \beta z) + sen^2(\omega t - \beta z)}_{=1}]$$

$$= sen^2(\delta_y - \delta_x) = sen^2(\delta)$$

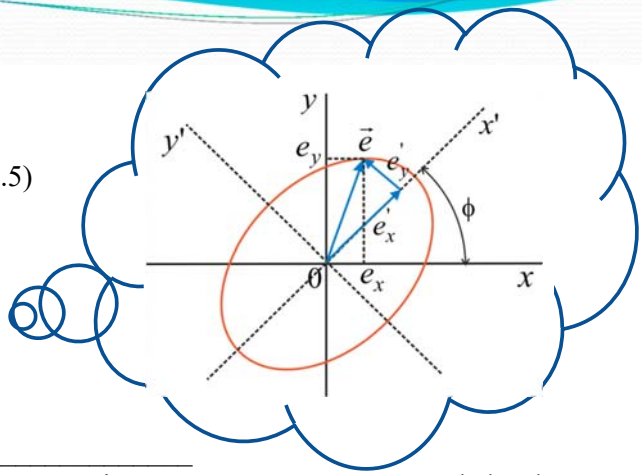
Portanto,

$$\left(\frac{e_x}{E_x}\right)^2 + \left(\frac{e_y}{E_y}\right)^2 - 2\frac{e_x e_y}{E_x E_y}\cos\delta = sen^2\delta\ , \quad \delta = \delta_y - \delta_x \tag{2.5}$$

elipse centrada na origem e cujos eixos principais estão inclinados em relação aos eixos x e y.

$$\left(\frac{e_x}{E_x}\right)^2 + \left(\frac{e_y}{E_y}\right)^2 - 2\frac{e_x e_y}{E_x E_y}\cos\delta = sen^2\delta \qquad (2.5)$$

Observe-se que $e_x = e_x(t)$ e $e_y = e_y(t)$ são variáveis no tempo, porém, E_x e E_y são amplitudes constantes.



No sistema (x', y'), a elipse está alinhada com esses eixos, que por sua vez estão rodados de um ângulo ϕ em relação aos sistema (x,y).

Demonstra-se* que o valor do ângulo ϕ ($0 \le \phi \le \pi$ rad) é:

$$tg\,2\phi = \frac{2E_x E_y}{E_x^2 - E_y^2}\cos\delta \qquad (2.6)$$

* Substituir $\begin{bmatrix} e_x \\ e_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\phi & -sen\phi \\ sen\phi & \cos\phi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e_x' \\ e_y' \end{bmatrix}$ em (2.5) e igualar a zeros os produtos cruzados.

2.3. Polarização circular

Na polarização circular a projeção do campo $\vec{e}$ descreve um círculo sobre o plano normal à $\vec{\beta}$.

Neste caso, as componentes perpendiculares devem ter amplitudes iguais mas com defasagem igual a ±π/2 rad: $E_x = E_y = E_0$ e $\delta = \pm\pi/2$ rad.

Recorrendo a (2.1), ou seja, $\vec{E} = (E_x\hat{x} + E_y e^{j\delta}\hat{y})e^{-j\beta z}$, com $\exp(\pm j\delta) = \pm j$ obtém-se:

$$\vec{E} = E_0(\hat{x} \pm j\hat{y})e^{-j\beta z} \qquad (2.7)$$

No domínio do tempo, $\vec{e} = \mathrm{Re}\{\vec{E}e^{j\omega t}\}$, obtêm-se as componentes de campo:

$$e_x = E_0\cos(\omega t - \beta z) \qquad (2.8a)$$

$$e_y = E_0\cos(\omega t - \beta z \pm 90^0) = \mp E_0 sen(\omega t - \beta z) \qquad (2.8b)$$

equações paramétricas de um círculo, pois

$$e_x^2 + e_y^2 = E_0^2 \qquad (2.9)$$

O sinal (±) em (2.7) ou (2.8 a-b) refere-se ao **sentido de rotação** no círculo.

Na Fig. 2.9 ilustra-se o caso $e_x = E_0 \cos(\omega t - \beta z)$ e $e_y = -E_0 sen(\omega t - \beta z)$, usando o sinal (−).

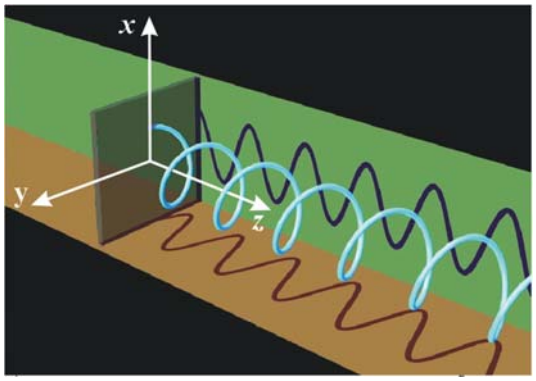
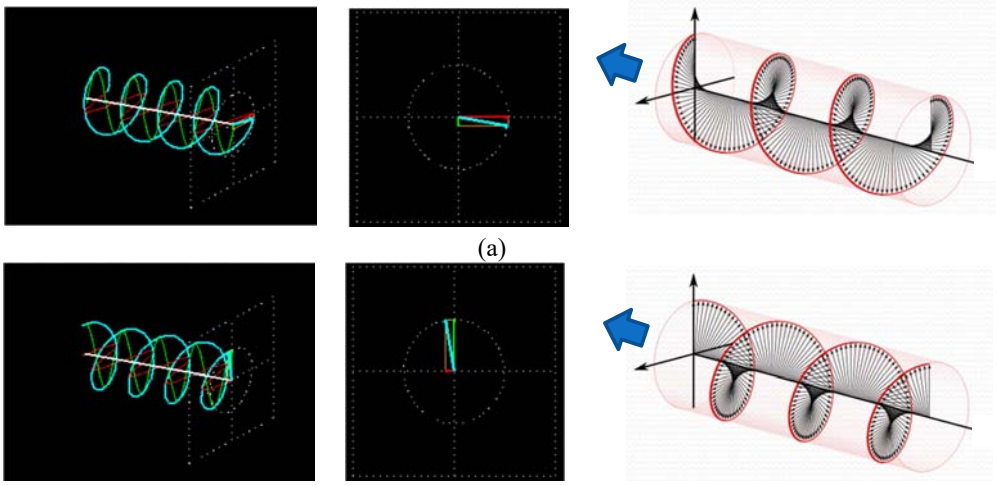


Figura 2.9 – Onda circularmente polarizada.

À medida que a onda se propaga, a extremidade do vetor $\vec{e}$ percorre um círculo sobre um dado plano transversal.

Classificação do sentido de rotação: existem dois sentidos de rotação distintos, como observado na Fig. 2.10.



(a)

(b)

Figura 2.10 – Sentidos de rotação. (a) Sentido horário. (b) Sentido anti-horário.

Contudo, a classificação acima é ambígua pois depende do ponto de vista do observador, ou seja, gera resultados diferentes dependendo se a onda estiver se afastando ou se aproximando do mesmo, ou então, se estiver entrando ou saindo da tela.

A fim de evitar confusão de nomenclaturas, o IEEE - *Institute of Electrical and Electronic Engineers* convencionou que a polarização circular (e elíptica) deve ser referida como à direta ou à esquerda:

- a classificação deve ser estabelecida do ponto de vista da fonte (a onda se afasta do observador), como mostrado na Fig. 2.11.

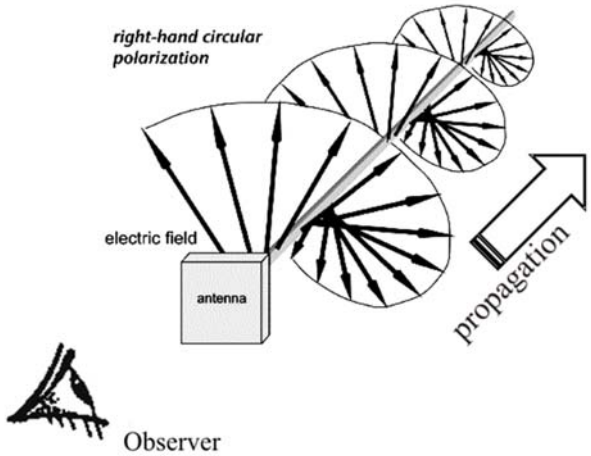
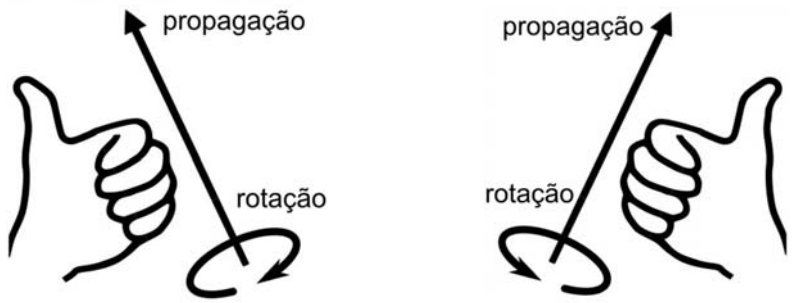


Figura 2.11 – Convenção IEEE para o sentido de propagação.

- o termo **polarização à esquerda** (*left handed*) é assim denominado porque, quando se aponta o polegar direito no sentido de propagação da onda se afastando do observador, os demais dedos da mão esquerda se curvam na mesma direção da rotação temporal do campo, como na Fig. 2.12 (a).



(a) (b)

Figura 2.12 – Convenção IEEE. (a) rotação circular à esquerda. (b) rotação circular à direita.

- um argumento semelhante se aplica para o caso da **polarização à direita** (*right handed*), mostrado na Fig. 12(b).

Exercício: Avaliar a polarização de $\vec{e} = E_0 \cos(\omega t - \beta z)\hat{x} - E_0 sen(\omega t - \beta z)\hat{y}$.

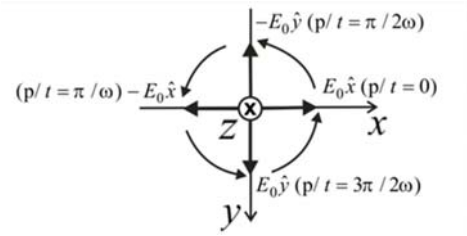
Solução: Considerando-se z=0, registram-se valores de $\vec{e}$ para diversos instantes de tempo igualmente espaçados: t=0, t=π/2ω, t=π/ω, t=3π/2ω, etc. Os resultados estão na Tabela 2.1.

Tabela 2.1 – Expressões do campo para diversos instantes de tempo.

$\vec{e} = E_0 \cos(\omega t)\hat{x} - E_0 sen(\omega t)\hat{y}$

t, s	Expressão de $\vec{e}$
0	$E_0\hat{x}$
$\pi/2\omega$	$E_0(-\hat{y})$
π/ω	$E_0(-\hat{x})$
$3\pi/2\omega$	$E_0(\hat{y})$

Os desenhos dos vetores estão na Figura abaixo, onde o eixo z foi desenhado entrando na página, e assim, a onda se propaga afastando-se do observador.



Pela regra do IEEE, trata-se de uma polarização circular à esquerda. ###

2.4. Polarização linear

Na polarização linear, as componentes têm amplitudes arbitrárias e estão defasadas entre si por δ= $\pm m\pi$ rad, sendo m um número inteiro:

$$\vec{E} = (E_x\hat{x} \pm E_y\hat{y})\, e^{-j\beta z} \qquad (2.10)$$

A partir de $\vec{e} = \mathrm{Re}\{\vec{E}\, e^{j\omega t}\}$, podem ser obtidas as expressões para as componentes instantâneas:

$$e_x = E_x \cos(\omega t - \beta z) \qquad (2.11a)$$
$$e_y = \pm E_y \cos(\omega t - \beta z) \qquad (2.11b)$$

equações paramétricas de uma reta (elipse de excentricidade nula):

$$e_y = \pm \frac{E_y}{E_x} e_x \qquad (2.12)$$

como ilustrado na Fig. 2.13:

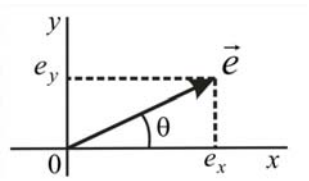


Figura 2.13 - Projeção do vetor campo elétrico no plano normal à propagação.

Na Fig. 2.14 apresenta-se um caso de polarização linear cujo plano de vibração do campo elétrico está a 45^0 do eixo *x*.

As componentes *x* e *y*, projetadas nos planos *xz* e *yz*, são senoides em fase.

Na coluna do lado direito, ilustra-se como o vetor vibra à medida que tempo passa sobre o plano de observação.

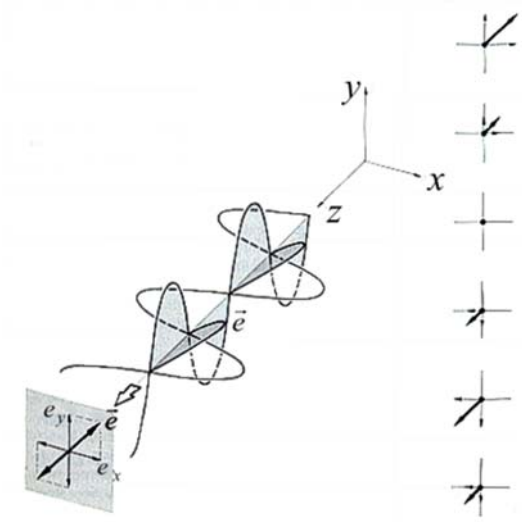


Figura 2.14 – Polarização linear a 45^0.

Para a polarização linear, a direção do campo não se modifica à medida que a onda se propaga.

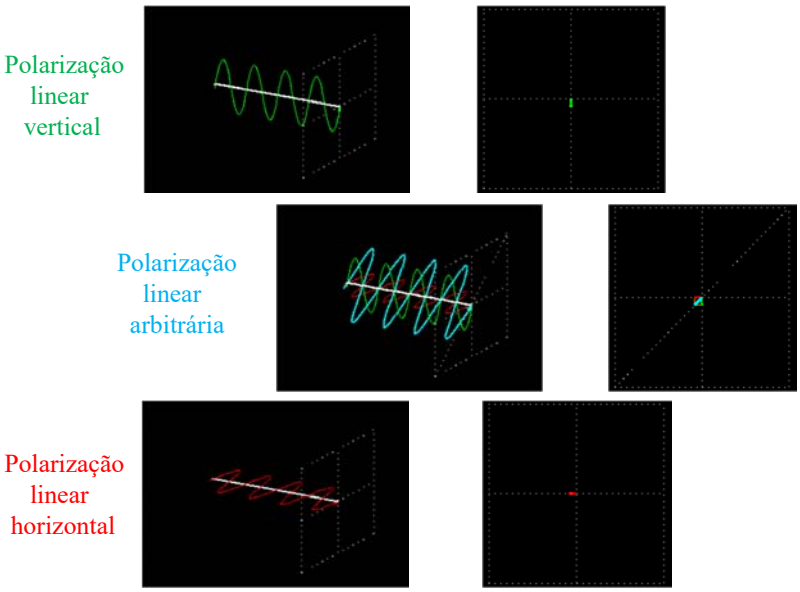


Figura 2.15 – Polarização linear arbitrária.

$$\vec{E} = (E_x \hat{x} + E_y e^{j\delta} \hat{y}) e^{-j\beta z}$$

Tomando-se a polarização elíptica como o caso geral, apresenta-se na Fig. 2.16 os desenhos de uma variedade de estados, em função da razão E_y/E_x e do ângulo de defasagem δ.

Observe-se que as ondas se propagam para fora da página.

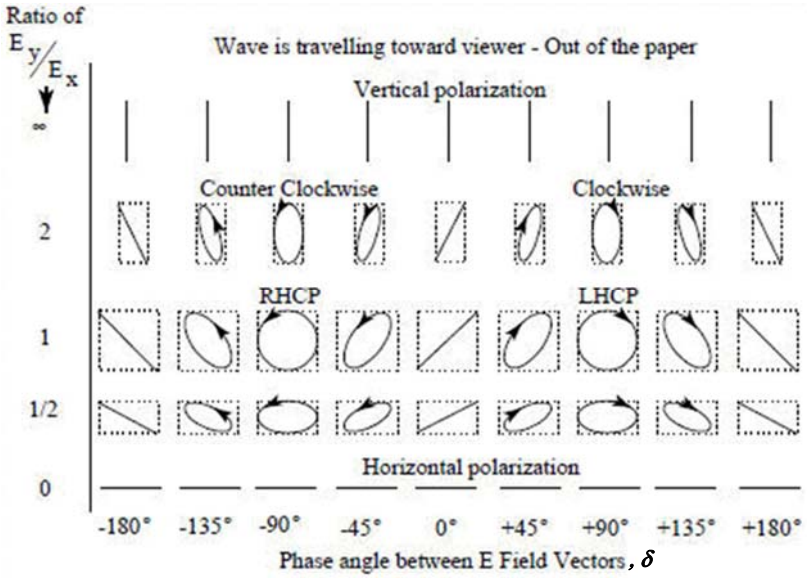
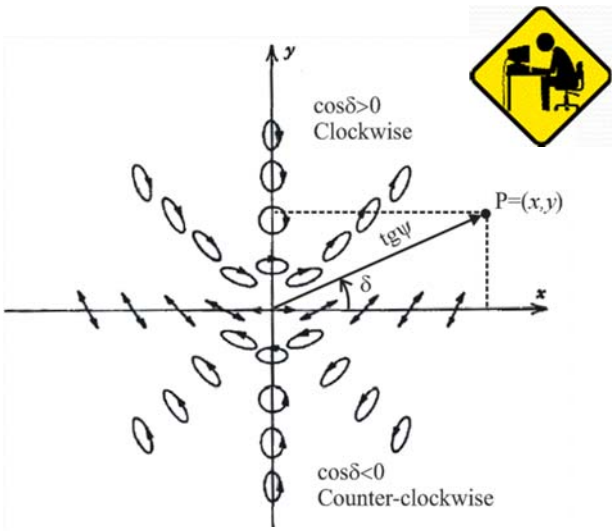


Figura 2.16 - Estados de polarização possíveis.

$$\vec{E} = (E_x \hat{x} + E_y e^{j\delta} \hat{y}) e^{-j\beta z}$$



(a) (b)

Figura 2.17 – Estados de polarização. (a) Esfera de Poincaré. (b) Estados de polarização de acordo com δ.

2.5. Luz não polarizada

A maioria das fontes mais comuns de luz visível, incluindo-se a luz do sol, a radiação térmica (corpo negro) e por fluorescência (mas não laser), produz luz denominada “não coerente”.

A radiação é produzida independentemente por um grande número de átomos ou moléculas, cujas emissões são descorrelacionadas e, geralmente, polarizadas ao acaso.

Nesses casos a luz é denominada não polarizada, como esquematizado na Fig. 2.18.

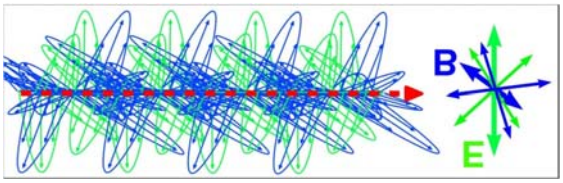


Figura 2.18 – Luz não polarizada.

O termo “não polarizada”, de certa forma, é não exato, pois os fótons são polarizados, e assim, seria melhor usar o termo polarização aleatória).

Como em feixes de luz regularmente utilizados na prática contém uma quantidade imensa de fótons, estatisticamente, a cada instante, metade da potência óptica encontra-se na projeção vertical, e, metade encontra-se na projeção horizontal, como esquematizado na Fig. 2.19.

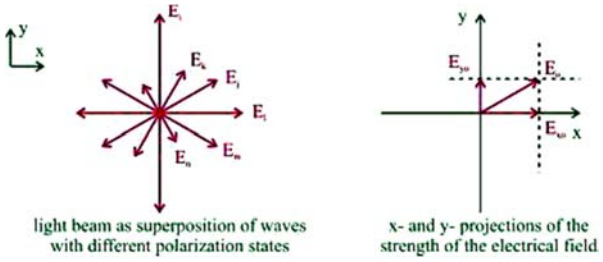


Figura 2.19 – Luz não polarizada. (a) Distribuição aleatória de polarização. (b) Projeção sobre os eixos *x* e *y* da soma de todas as polarizações aleatórias.

3. Geração de Onda Circularmente Polarizada

3.1 Geração por antenas helicoidais

Antenas de feixes estreitos, com lóbulos laterais muito pequenos, são frequentemente requeridos em aplicações de comunicações: radares de vigilância, de controle de tráfego aéreo, comunicações móveis e portáteis (HF, na faixa entre 1 MHz e 30 MHz), etc.

Nos casos em que se necessita de uma antena com elevada largura de banda, impedância real e de fácil construção, costuma-se empregar antenas helicoidais (ou espiral), como a mostrada na Fig. 3.1, as quais geram ondas circularmente polarizadas.

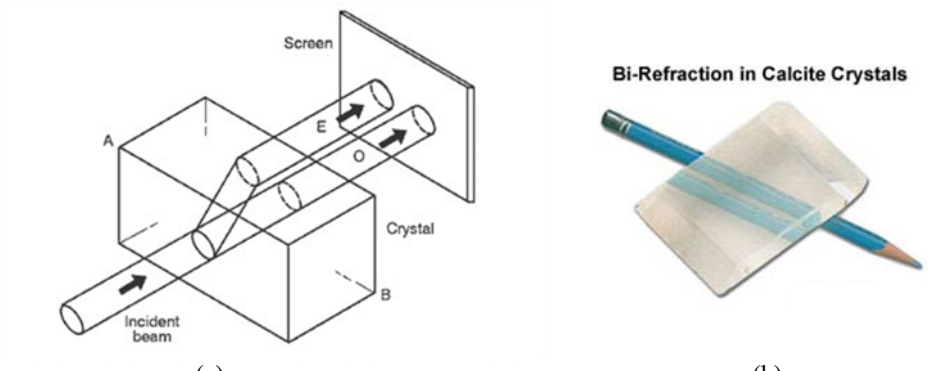
Figura 3.1 – Exemplo de antena helicoidal.

Quando a circunferência da hélice é da ordem do comprimento de onda, a estrutura irradia com máxima densidade de potência na direção de seu eixo.

3.2 Geração por Cristais Birrefringentes

De forma breve, o fenômeno de birrefringência refere-se à decomposição de um raio de luz em duas porções, denominadas de raio ordinário e extraordinário, quando este atravessa certos tipos de materiais com, por exemplo, cristais de calcita (carbonato de cálcio), quartzo, niobato de lítio, etc.

Este efeito costuma ocorrer de forma natural se a estrutura do material for dieletricamente anisotrópica.



(a) (b)

Figura 3.2 – Dupla refração num cristal birrefringente. (a) Separação em modos ordinário e extraordinário. (b) Dupla refração na calcita.

A título de ilustração, na Fig. 3.3, o eixo óptico do material (eixo Z do cristal) está na direção da propagação da luz (o eixo geométrico *z* do sistema de coordenas do laboratório).

A luz incidente tem polarização linear, orientada a 45^0 dos eixos *x* (paralelo a X) e *y* (paralelo a Y), os eixos dos raios ordinário e extraordinário.

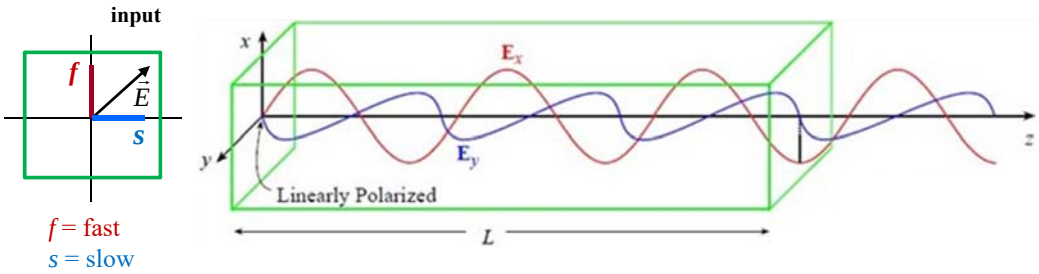


Figura 3.3 – Acoplamento de modos ordinário e extraordinário num cristal birrefringente.

Os vetores desses dois raios têm amplitudes iguais, e, como se propagam com velocidades distintas, gera-se um campo elétrico resultante cuja polarização varia continuamente com a distância percorrida: de linear para circular a direita, para elíptica à direita, para linear e ortogonal à polarização de entrada, para elíptico à esquerda, e assim por diante, até voltar a ter novamente a polarização de entrada. A partir daí o processo se repete.

A Fig. 3.4 ilustra este efeito.

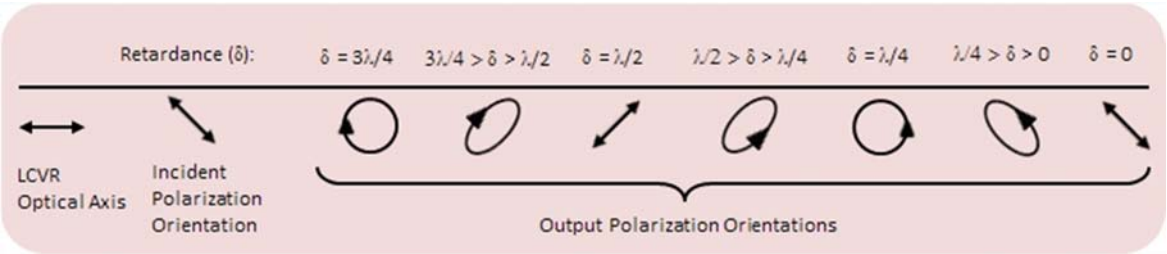


Figura 3.4 – Variação do estado de polarização devido à birrefringência do cristal.

Isto é equivalente a um campo conforme (2.1), ou seja,

$$\vec{E} = (E_x \hat{x} + E_y e^{j\delta} \hat{y})\, e^{-j\beta z}$$

porém, com δ variável.

Se o cristal for clivado (cortado) no comprimento L mostrado na Fig. 3.5, a polarização de saída será circular, a qual se mantém inalterada a partir daí, ao sair para o ar.

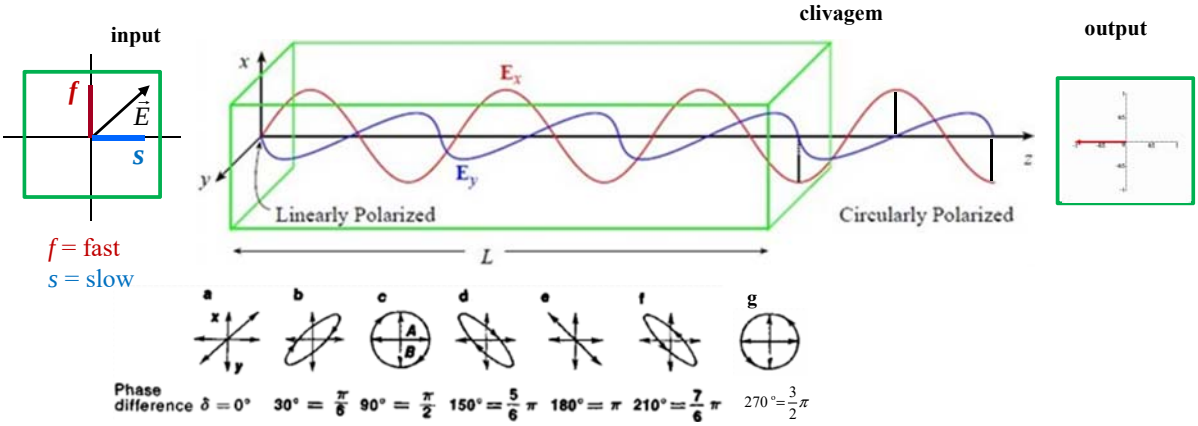
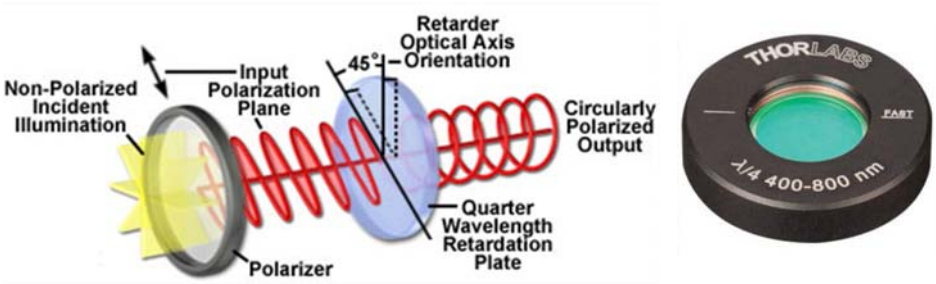


Figura 3.5 – Acoplamento de modos ordinário e extraordinário num cristal birrefringente.

Clivando-se o cristal em alguma outra posição, podem ser obtidas quaisquer outras polarizações desejadas.

O dispositivo que converte luz linearmente polarizada em luz circularmente polarizada é chamado de lâmina de quarto-de-onda, como esquematizado na Fig. 3.6(a).

Normalmente, o eixo rápido (*fast*) vem identificado na lâmina de λ/4 comercial, como mostrado na Fig. 3.6(b).



(a) (b)

Figura 3.6 – Uso da lâmina de λ/4. a) Imagem das ondas. b) Lâmina comercial.

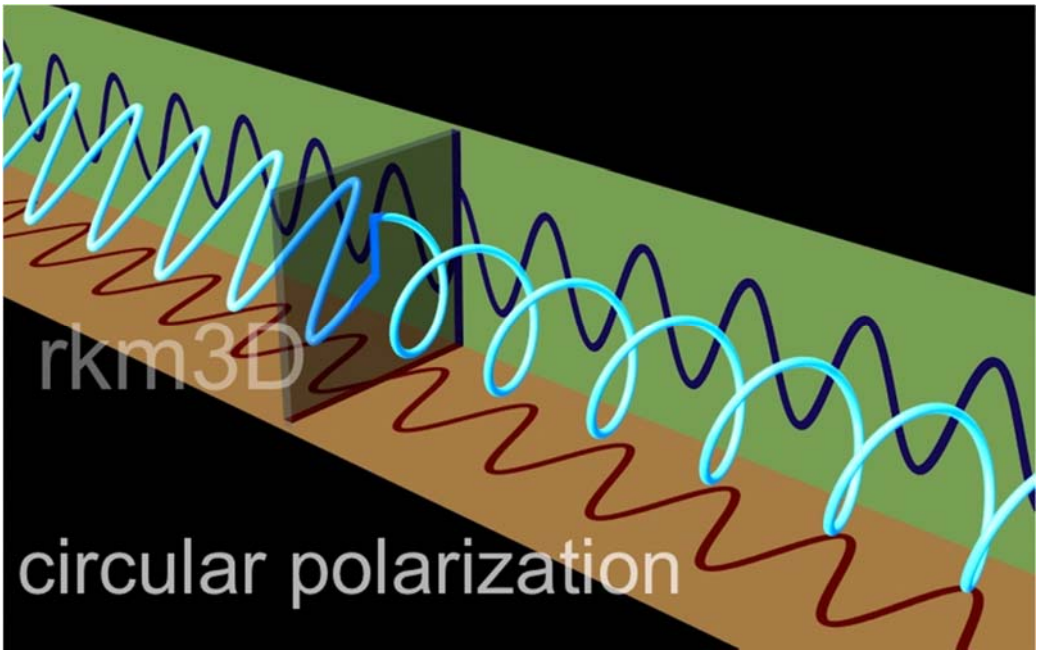


Figura 3.7 – Lâmina de λ/4.

3.3 Geração de onda linearmente polarizada por reflexão em superfícies suaves

O ângulo de Brewster*, ou ângulo de transmissão total, só existe para o estado de polarização cujo plano de vibração é paralelo à página do texto (o plano de incidência).

Na Figura 3.8, o raio incidente é não polarizado, constituído por vetores perpendicular e paralelo ao plano da página; no ângulo de Brewster, apenas a polarização paralela sofre transmissão total.

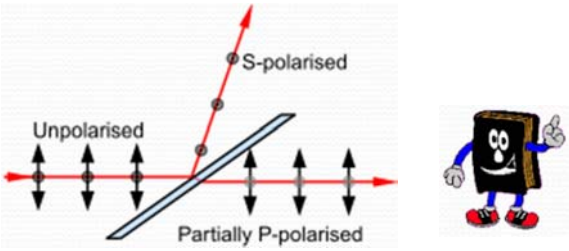


Figura 3.8 – Incidência no ângulo de Brewster (transmissão total).

Então, o raio refletido somente apresentará a componente perpendicular à página, a qual, na Fig. 3.8, o qual corresponde à polarização horizontal em relação ao plano de interface.

---

*Obs: Do estudo da incidência oblíqua em interfaces entre dielétricos.

Na natureza, uma fonte de luz polarizada surge, por exemplo, da reflexão da luz por superfícies suaves na água de lagos (espelho d'água).

Como visto, a luz que é refletida pela superfície suave de um dielétrico é completamente horizontal no ângulo de incidência de Brewster, e, torna-se gradativamente menos polarizada nos ângulos incidentes acima e abaixo desse ângulo.

Na Figura 3.9 se ilustra o caso de reflexão no ângulo de Brewster e geração de luz polarizada horizontal.

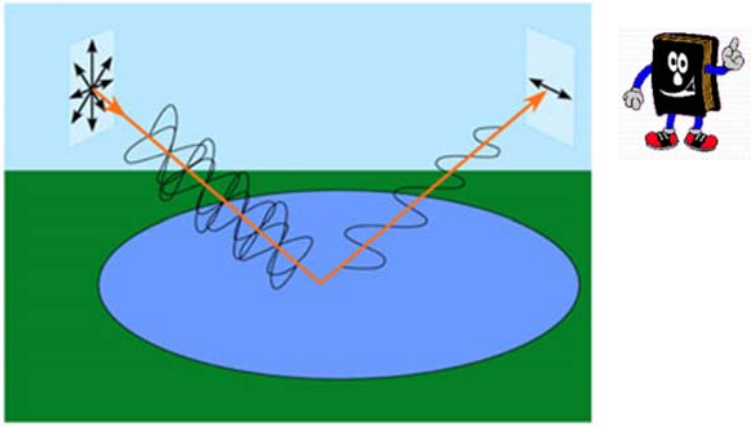


Figura 3.9 – Polarização por reflexão.

4. Polarizadores

4.1 Polarizadores por Telas de Fios Metálicos

O polarizador por tela de fio metálico consiste num arranjo de fios delgados dispostos paralelamente entre si, como mostrado na Fig. 4.1.

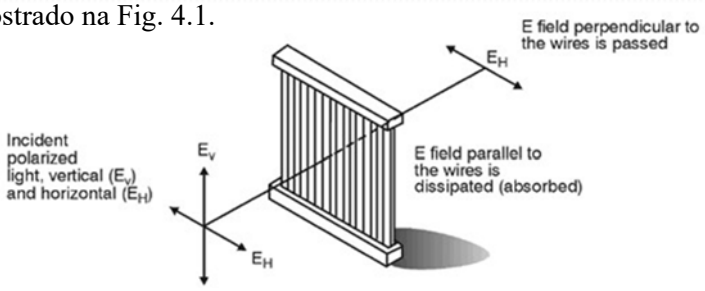
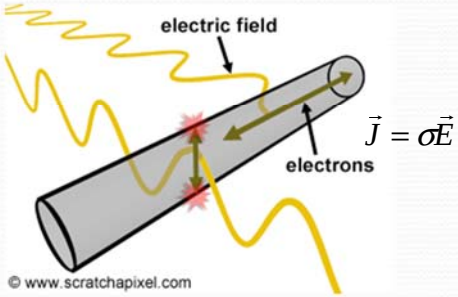


Figura 4.1 – polarizador por tela de fio metálico: somente a componente horizontal (H) é transmitida.

Os fios metálicos proporcionam elevada condutividade para os campos elétricos paralelos aos fios. Tais campos produzem correntes elétricas nos fios, do tipo $\vec{J} = \sigma\vec{E}$, e, a energia dos campos é convertida em calor devido às pequenas, embora significativas, resistências dos fios.

A tela de fios quando disposta sob um feixe não polarizado drena a energia de uma das componentes e permite a passagem da outra com praticamente nenhuma atenuação.



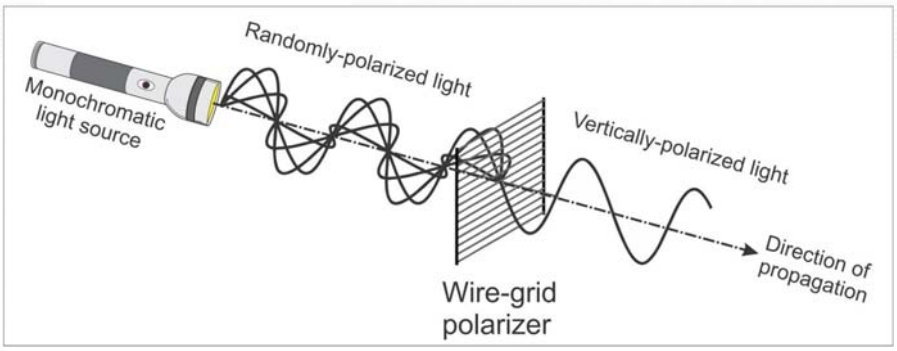
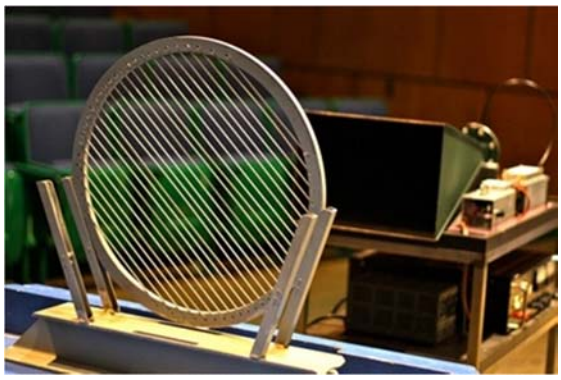


Figura 4.2 – Polarizador por tela de fio metálico. (a) Tela de fios horizontais. (b) Dissipação da polarização H. (c) Luz não polarizada convertida em luz polarizada.

Exemplo de polarizador por tela de fios: recomendado para a faixa de frequências de centenas de MHz a alguns GHz.

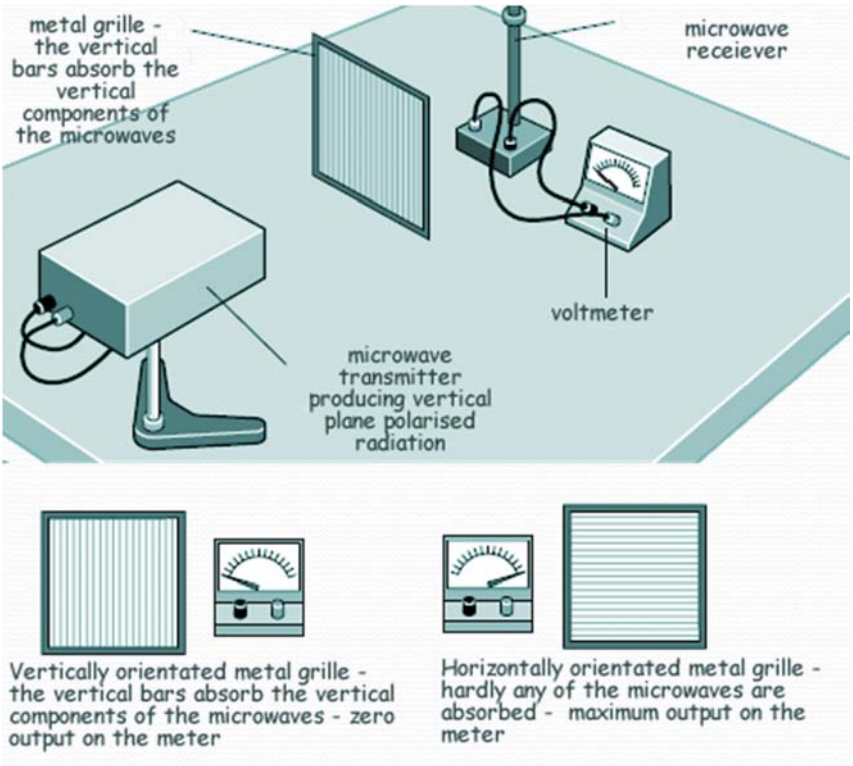


(a)

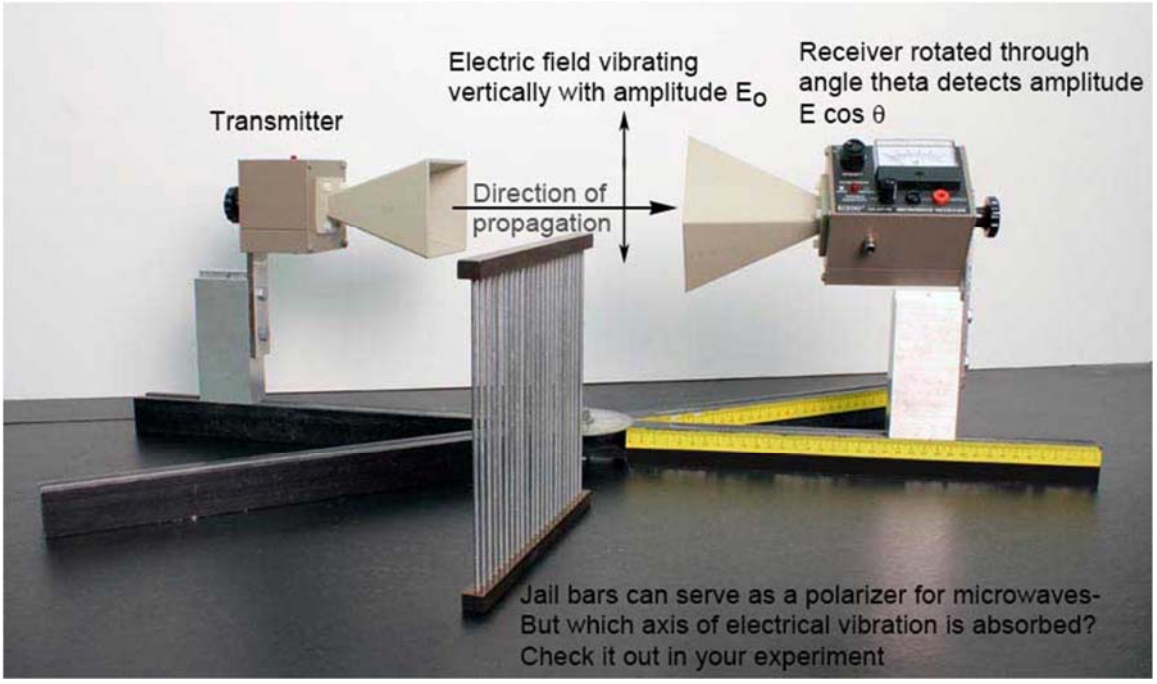
(b)

Figura 4.3 – Tela polarizadora. (a) Disposta na frente de uma antena corneta. (b) A tela pode ser rodada.

Experimento com RF:



Experimento com microondas:



4.2 Polarizadores Dicroicos

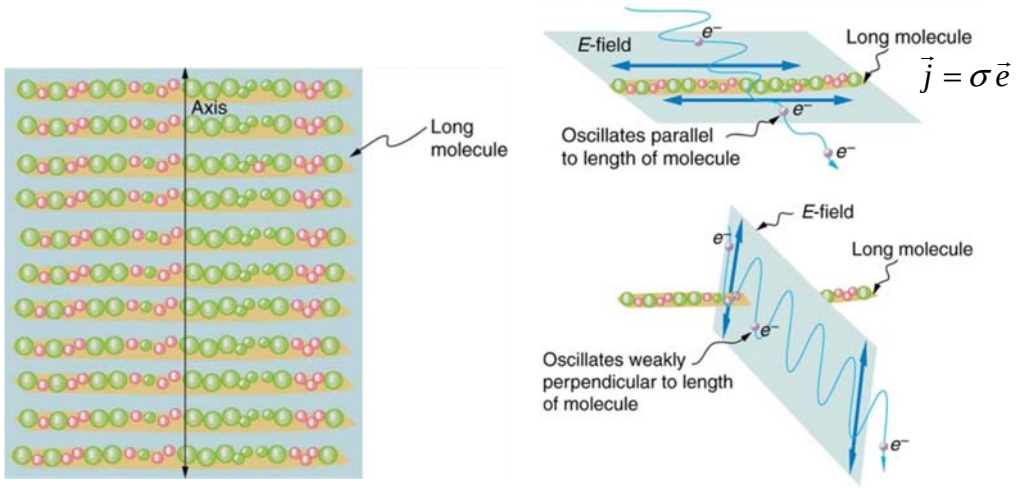
A distância entre os fios no polarizador da Fig. 4.1 deve ser da ordem do comprimento de onda da radiação e, portanto, este tipo de polarizador é mais eficiente para a faixa de frequências de RF e microondas, cujos comprimentos de ondas são da ordem de milímetros a metros.

Na faixa óptica, cujos comprimentos de onda são da ordem de micrometros, tais polarizadores tornam-se prática e economicamente inviáveis.

Materiais dicroicos (grande número de minerais e alguns compostos orgânicos) têm a propriedade de absorver seletivamente uma das duas componentes ortogonais da luz comum.

Pode-se fazer uma analogia entre o dicroísmo e a tela de fios metálicos, por exemplo, com o polaroide, no qual, em vez de longos fios delgados, se utilizam longas e finas moléculas de álcool de polivinil, que são dopadas com muitos átomos de iodo.

Estas moléculas longas e retas estão alinhadas quase que perfeitamente paralelas umas com as outras, a distâncias de aproximadamente 3Å, como esquematizado na Fig. 4.4(a), cujo eixo se refere ao **eixo de transmissão** (e não de atenuação).



(a) (b)

Figura 4.4 – polaroide. (a) Longas moléculas alinhadas. (b) Transmissão e atenuação de luz.

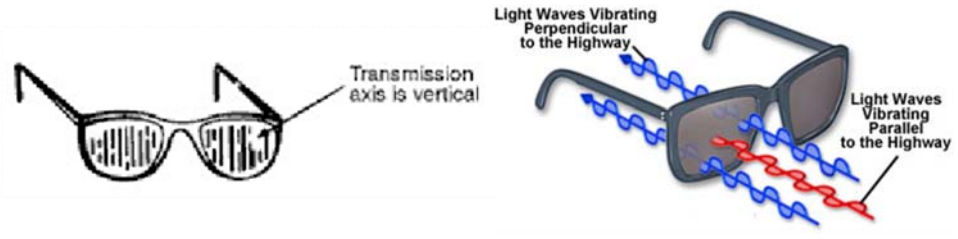
Devido à condutividade proporcionada pelos átomos de iodo, a componente de vibração elétrica paralela às moléculas é absorvida; a componente perpendicular às moléculas passa através do polaroide com pouca absorção.

Óculos de sol polaroide utilizam este princípio para melhorar o conforto visual em dias de grande insolação.

Nesses óculos, o eixo de transmissão do polarizador é vertical (vide Figura 4.5(a)).

O feixe de luz não polarizada tem sua potência reduzida em 50%, retendo apenas a polarização horizontal (vide Figura 4.5(b)).

Os demais 50%, relativo à polarização vertical, corresponde a luz que contém a imagem da paisagem.



(a) (b)

Figura 4.5 – Óculos polaroide. (a) Eixo de transmissão da luz. (b) Redução do ofuscamento.

Exemplo:

Utilização de lente polaroide para fotografar paisagens

Remove o ofuscamento causado pela elevada incidência de luz.

(a) (b)

Figura 4.6 – Fotos de cenário. (a) Sem a lente polaroide. (b) Com a lente polaroide.

Os óculos polaroide também se beneficiam do fato que o reflexo ofuscante (*glare*) consiste principalmente de luz com polarização horizontal [vide Fig. 4.7(a)].

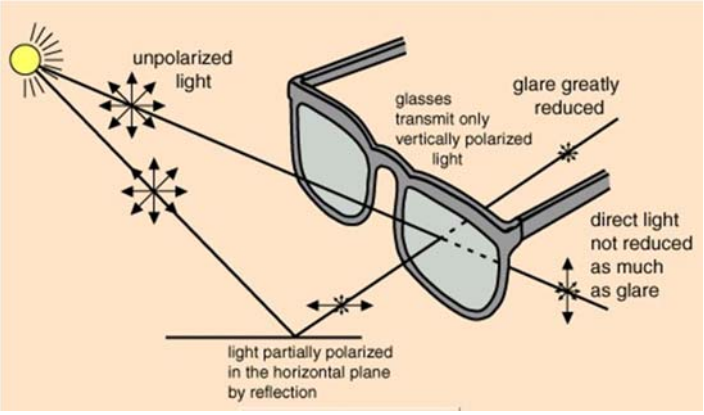


Figura 4.7 – Eliminação do ofuscamento por reflexão da luz do sol.

Outra utilidade do polaroide é no auxílio à dirigibilidade em autoestradas; as miragens, cujo aspecto é a de uma poça d'água na pista asfáltica, provêm de reflexões com polarização horizontal. O uso desse tipo de óculos ameniza esse problema.

Exemplo: Redução do ofuscamento visual.

Melhora a condição de dirigibilidade.

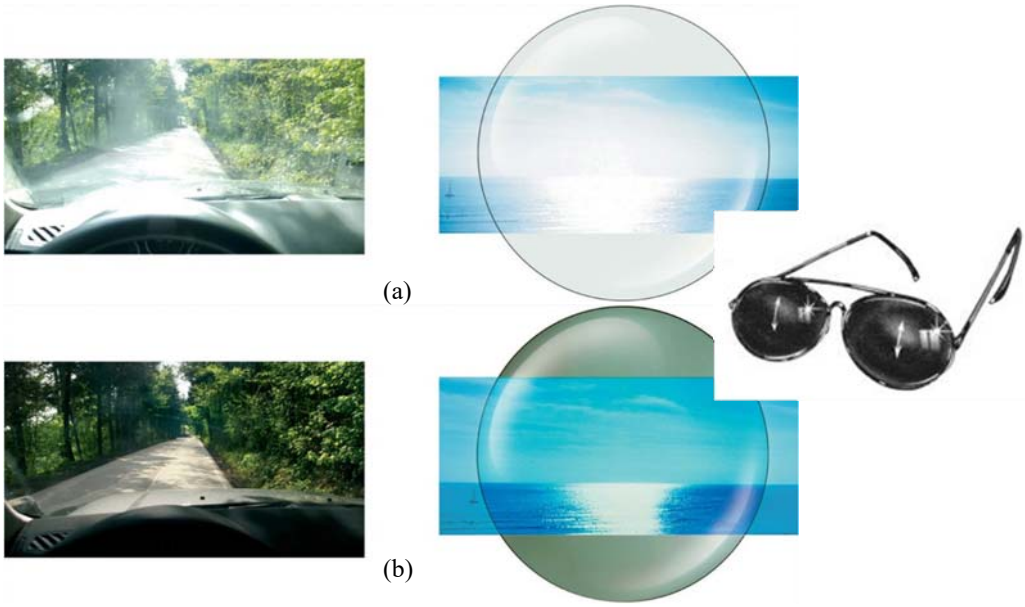
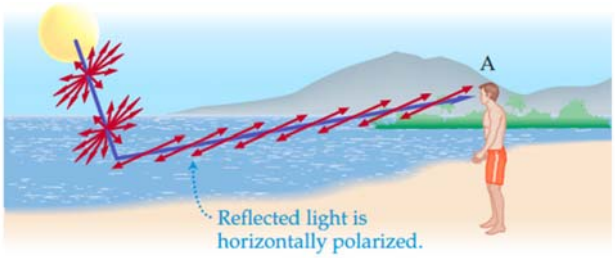


Figura 4.8. Redução de glare. (a) Sem óculos polaroide. (b) Com óculos polaroide.

Exemplo: Redução do ofuscamento visual.



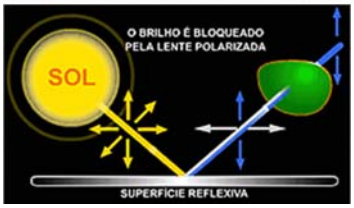
(a) (b)

Figura 4.9 – O óculos polaroide filtra a componente de polarização H.

Exemplo: Uso do polaroide para melhorar a resolução da imagem.

Fora do ângulo de Brewster, ambas as polarizações são refletidas.

Redução do reflexo na água.



(a) (b)

Figura 4.10 – Melhoria na qualidade da fotografia. (a) Sem o polarizador. (b) Com o polarizador.

Exemplo: Uso do polaroide para melhorar a resolução da imagem.

Redução do reflexo no vidro.

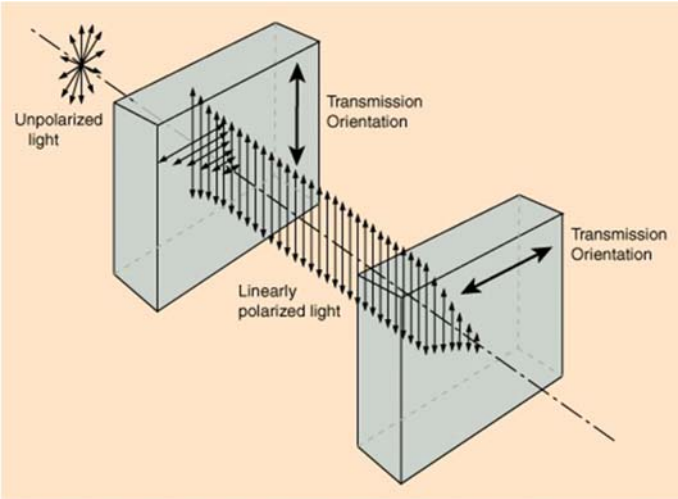
(a) (b)

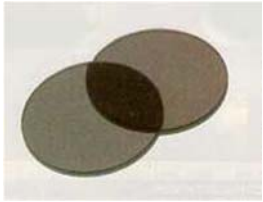
Figura 4.11 – Melhoria na qualidade da fotografia. (a) Sem o polarizador. (b) Com o polarizador.

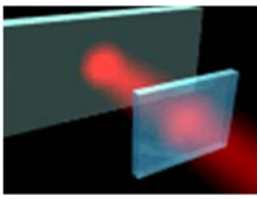
4.3 Polarizadores cruzados e Lei de Malus

O polaroide possui uma marca indicativa de eixo de transmissão.

Polaroides cruzados bloqueiam completamente a luz na saída.





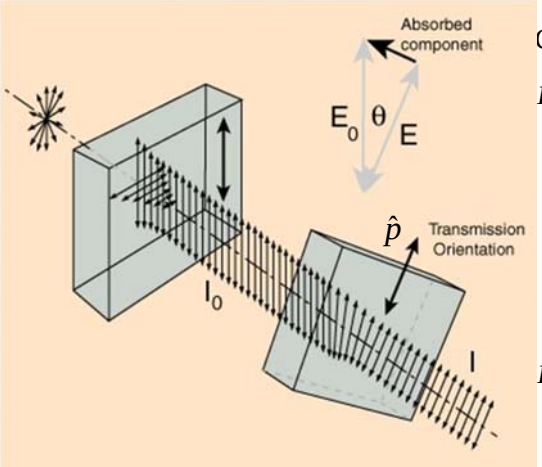


(a) (b)

Figura 4.12 – Polarizadores em cascata. (a) Polarizadores cruzados. (b) Casos práticos.

A lei de Malus constitui uma forte evidência de que a luz é uma grandeza vetorial.

O polarizador permite apenas a transmissão da componente ao longo de seu eixo de transmissão: é realizado um produto escalar entre o vetor campo elétrico e o vetor unitário na direção do eixo de transmissão.

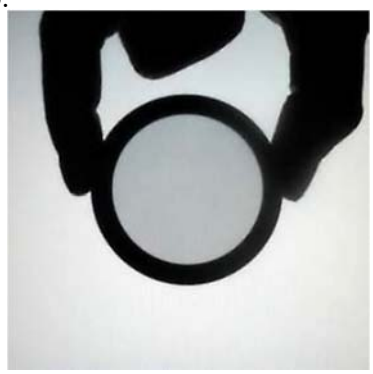


Campo transmitido:

$$E = \vec{E} \bullet \hat{p} = E_0 \cos\theta$$

Intensidade óptica de saída:

$$I = I_0 \cos^2 \theta$$



(a) (b)

Figura 4.13 – Lei de Malus. (a) Modulação da intensidade óptica de saída. (b) Exemplo prático.

Lei de Malus:

Polarizador fixo Polarizador rodando

Figura 4.14- Lei de Malus com polaroide.

Associação em cascata de três polaroides:

Os primeiro e terceiro polarizadores estão cruzados; o segundo polarizador, cujo eixo é diferente de 90º em relação ao primeiro, permite a passagem de uma componente não nula de campo elétrico na direção deste eixo. Como esta componente não está a 90º, do terceiro polarizador, haverá uma componente não nula na saída.

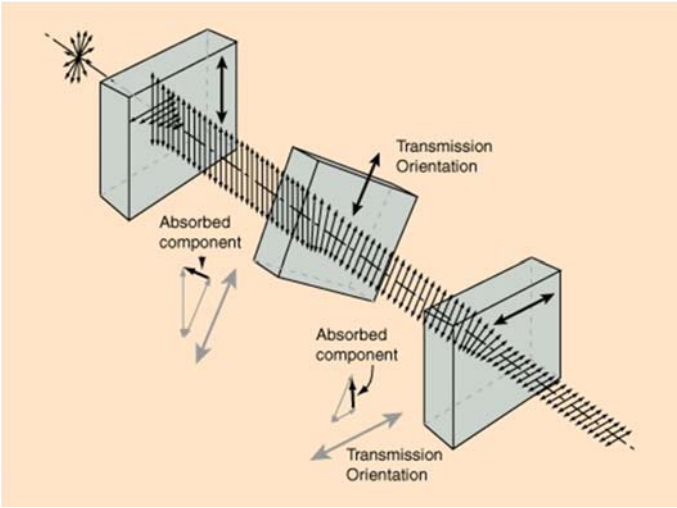


Figura 4.15 - Associação de três polarizadores em cascata.

Aplicação: Polarscope para análise de tensão mecânica em sólidos transparente.

Se houver algum material que altere o estado de polarização da luz após o primeiro polarizador, existirá luz saindo do terceiro polarizador, cruzado com o primeiro.

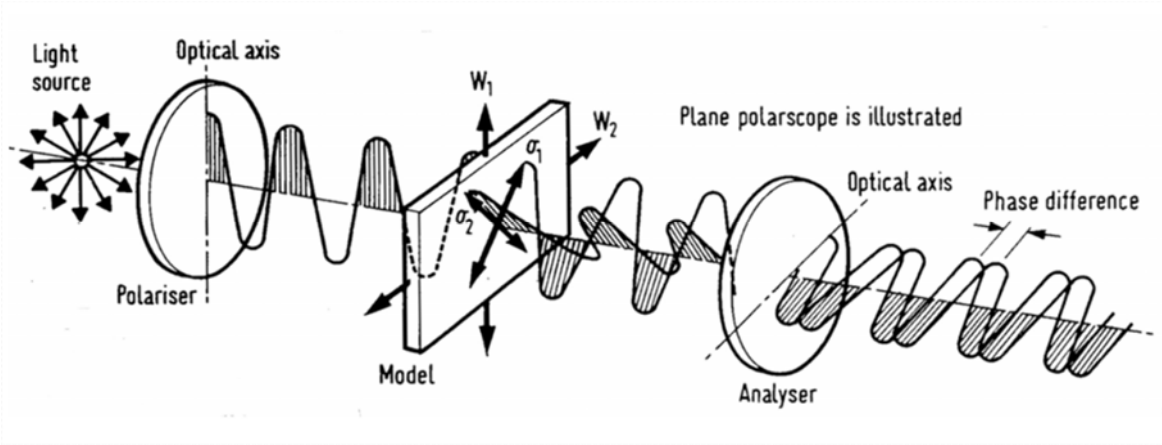


Figura 4.16 – Polarscope.

Torna-se possível determinar experimentalmente a distribuição de stress no sólido transparente, como ilustrado na próxima transparência..

Exemplo: Teste dinâmico para mapeamento da distribuição de stress num corpo de prova.

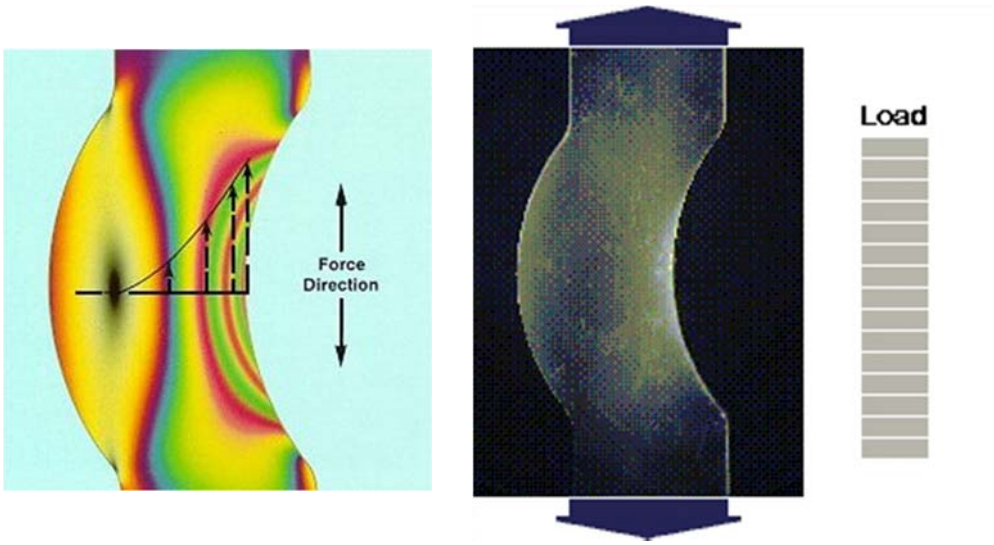


Figura 4.17 - Uso do polarscope na análise da distribuição de stress em corpo de prova.

Exemplo: Teste para mapeamento da distribuição de stress estático num sólido transparente.

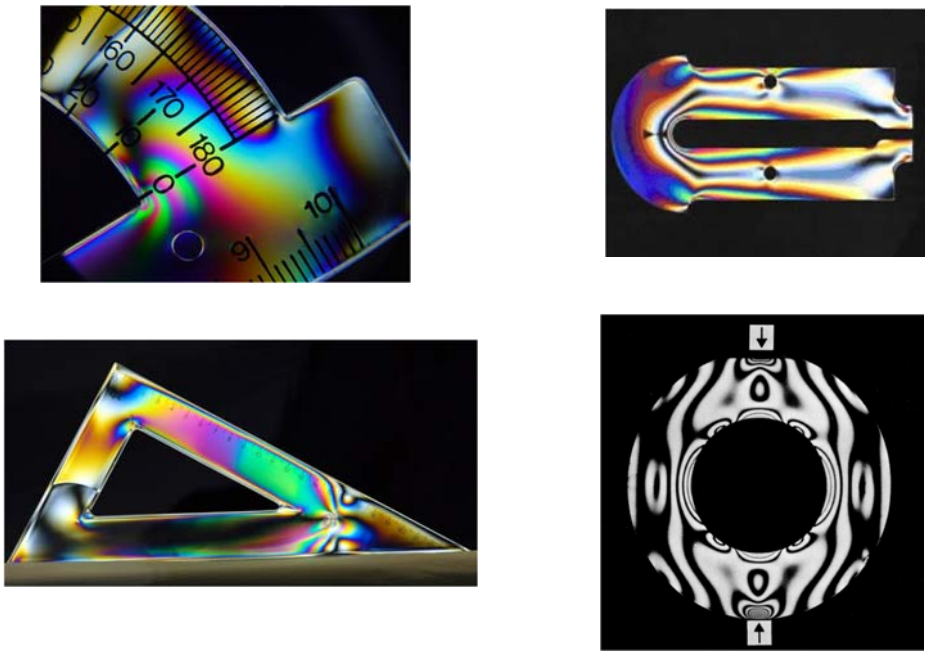


Figura 4.18 - Uso do polarscope na análise da distribuição de stress estático.

4.3 Outros tipos de polarizadores

Existem vários tipos de polarizadores não dissipativos, nos quais ambos os estados de polarização podem ser acessados.

Esses polarizadores exploram as propriedades de birrefringência de cristais anitrópicos como o quartzo (SiO_2), a calcita ($CaCO_3$), o niobato de lítio ($LiNbO_3$), tantalato de lítio ($LiTaO_3$) e outros.

Nesses cristais um feixe de luz não polarizada incide na sua superfície e é dividido em dois raios, cujos estados de polarização são diferentes.

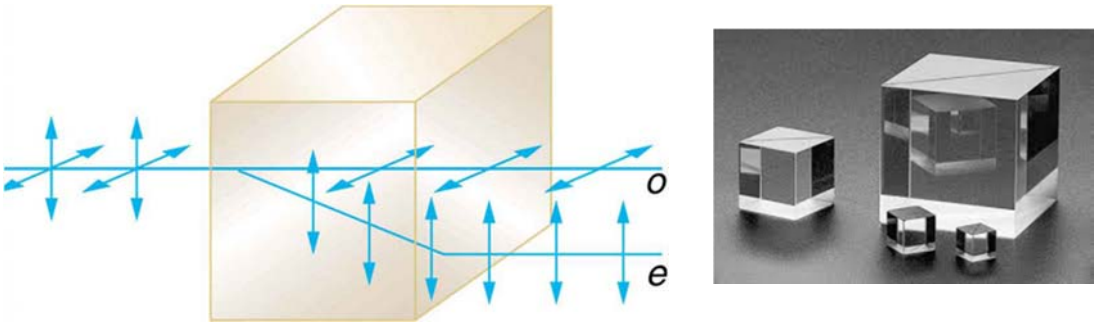


Figura 4.19 – Prima polarizador. (a) Fenômeno da dupla refração em cristal anisotrópico. (b) Exemplos.

São bem conhecidos os polarizadores mostrados na Fig. 4.20:

(a) prisma de Nicol, (b) de Glan Taylor, (c) de Sénarmont, (d) de Glan-Thompsom, (e) de Rochon e (f) de Glan-Foucalt.

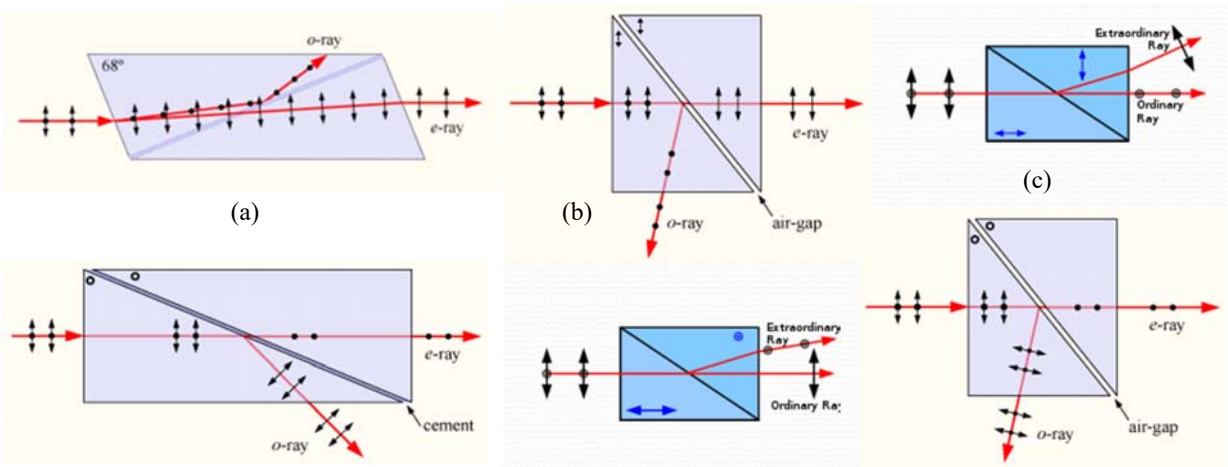


Figura 4.20 – Vários tipos de prismas polarizadores. (a) Nicol. (b) Glan Taylor. (c) Sénarmont. (d) Glan-Thompsom. (e) Rochon. (f) Glan-Foucalt.

5 Aplicações Tecnológicas da Polarização Circular

5.1 Transmissão Via Satélite para Movimento Relativo entre Transmissor e Receptor

Para se ter uma melhor recepção de sinal com uma antena linear, ambas as antenas, transmissora e receptora, precisam estar na mesma orientação.

Contudo, se uma das antenas se move, significa que a orientação relativa variará dependendo da posição dos planos, ângulo de inclinação e ângulo de ataque.

Para antenas lineares, assim que a antena transmissora esteja longe do ângulo de casamento da antena receptora, perdas em dBi ocorrerão: a 90^0 entre si, atinge-se a perda máxima, igual a -26dBi.

Contudo, usando-se a polarização circular, independentemente de qual ângulo a antena transmissora esteja posicionada, o padrão circular casa-se com o receptor e perdas não ocorrerão.

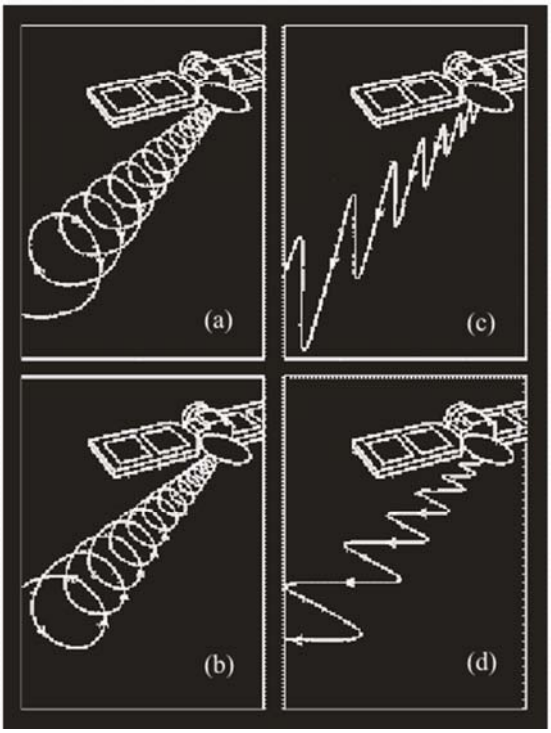


Figura 5.1 – Transmissão de satélites com ondas polarizadas linearmente (c) e (d), e, circularmente (a) e (b).

5.2 Aplicações em RFID

Muitas antenas em etiquetas RFID (*Radio Frequency Identification*) consistem de finas trilhas metálicas em uma dada direção. Se o campo elétrico estiver dirigido ao longo do fio (Fig. 5.2(a) e (b), ele pode atuar movendo elétrons para frente e para traz de uma extremidade do fio para a outra, induzindo uma tensão que é usada para alimentar um CI e permitir que a etiqueta responda.

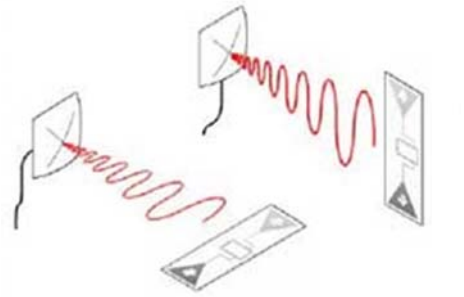


Figura 5.2 - RFIDs recebendo radiação linearmente

Se o campo elétrico é direcionado perpendicularmente ao eixo do fio, ele meramente move os elétrons para frente e para traz através do diâmetro do fio, produzindo-se uma corrente desprezível; nenhuma tensão é detectada no CI, e assim, não haverá nenhuma alimentação para seu circuito.

Por outro lado, quando uma onda de polarização circular incide sobre a antena linear, como na Fig. 5.3, a componente da onda ao longo do eixo da antena tem efeito.

Assim, uma onda circularmente polarizada interagirá com uma antena linear inclinada em qualquer ângulo dentro do plano perpendicular ao eixo da propagação.

Porém, em cada caso, apenas metade da potência transmitida será recebida.

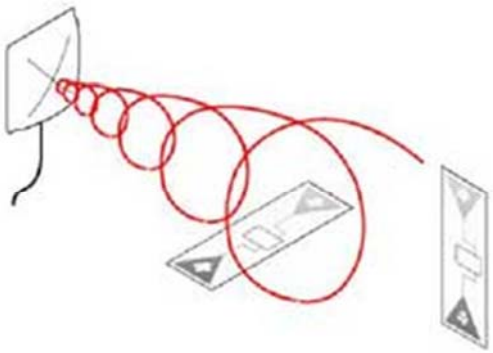


Figura 5.3 - RFIDs recebendo radiação circularmente polarizadas.

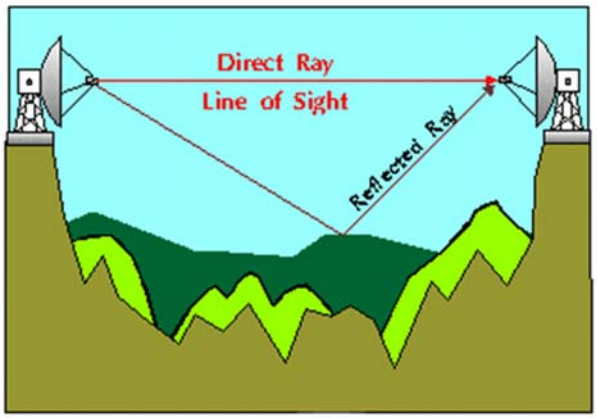
5.3 Transmissão multi-percurso

Com antenas lineares ocorre um problema chamado de interferência multi-percurso. A Fig. 5.4(a) ilustra este problema: parte do sinal rebate no solo, em espelhos d água ou em objetos reflexivos, e, então atinge o receptor ao mesmo tempo a transmissão direta, sem reflexão.

Se a antena receptora também está casada com a transmissão rebatida, ambos os sinais serão captados, porém, com o feixe rebatido atrasado com relação à transmissão direta.

Como os sinais estão fora de fase eles não se somam construtivamente, ocorrendo distorção do sinal recebido (Fig. 5.4(b)).

(a)



(b)

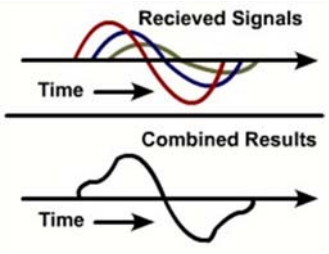


Figura 5.4 – Recepção multipercurso (a) e distorção do sinal recebido (b).

Por outro lado, com um padrão de polarização circular, o problema é sensivelmente reduzido.

As antenas admitem emissão e recepção de um só tipo de rotação da onda eletromagnética.

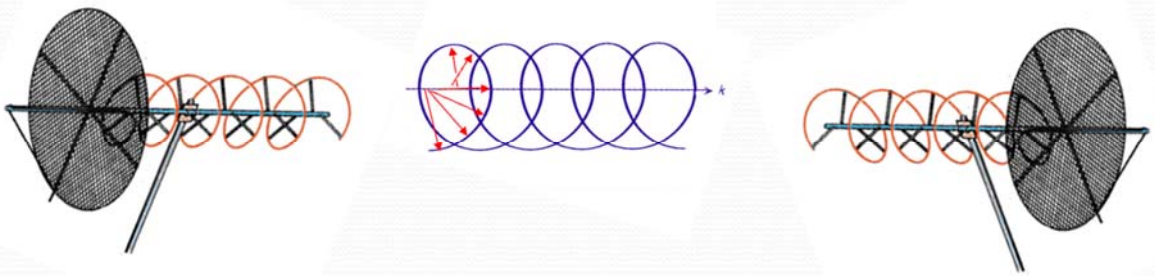


Figura 5.5 – Transmissão e recepção de onda circularmente polarizada.

Conforme estabelecido pela teoria da incidência oblíqua de onda circularmente polarizada, se um padrão é rebatido por uma superfície, ocorre variação desse padrão, de polarização circular à direita para circular à esquerda (total ou parcialmente), ou vice-versa, dependendo de qual deles se está empregando.

Como a orientação do padrão refletido e o da antena receptora agora estão em oposição de polarização, todo o sinal rebatido será rejeitado.

Apenas o sinal de transmissão direta será captado.

5.3 Coberturas Anti-Reflexivas

Na Fig. 5.6 ilustra-se o princípio da cobertura anti reflexiva:

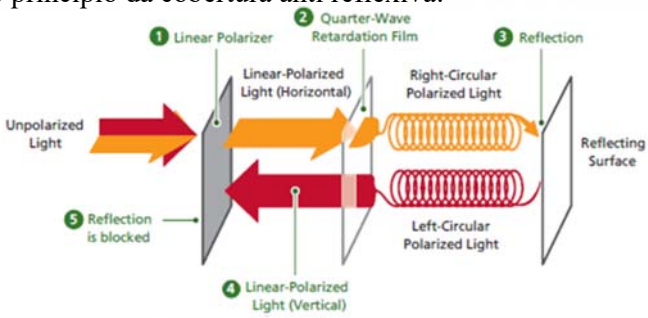


Figura 5.6 – Princípio de operação da cobertura anti reflexiva.

1. Luz (do sol) não polarizada passa através de um polarizador e torna-se linearmente polarizada na direção horizontal.
2. Luz polarizada passa através de uma lâmina de quarto-de-onda, tornando-a circularmente polarizada à direita.
3. Quando da luz circularmente polarizada á direita é refletida pela superfície, ela muda de orientação, tornando-se circularmente polarizada à esquerda.
4. Quando a luz circularmente polarizada à esquerda passa de volta através da lâmina de quarto-de-onda, ela se torna novamente linear, porém, vibrando na direção vertical.
5. Como a luz está polarizada na direção perpendicular ao eixo do polarizador, ela é bloqueada; não há reflexão da luz do sol de volta ao usuário.

O conjunto de camadas formada pelo polarizador + lamina de quarto-de-onda é muito delgado na faixa óptica, constituindo um filme anti-reflexivo.

(a) (b)

Figura 5.7 – Óculos sem cobertura (a) e com a cobertura (b) anti-reflexiva.

Na Fig. 5.8 verificam-se os benefícios obtidos com a cobertura anti reflexiva, no notebook do lado esquerdo, e sem a cobertura, no do lado direito.

(a) (b)

Figura 5.8 – Imagens da tela de um monitor. (a) sem camada anti-reflexiva. (b) com camada anti-reflexiva.

5.4 Leitura Óptica de CD/DVD Players

Deseja discutir o direcionamento do laser não modulado até o CD, sua reflexão na superfície metalizada do disco e o retorno do feixe, modulado pela informação contida nos *pits*, em direção ao fotodiodo. Mais especificamente, deseja-se discutir o sistema da Fig. 5.9, no qual o caminho de volta do laser não é o mesmo da ida.

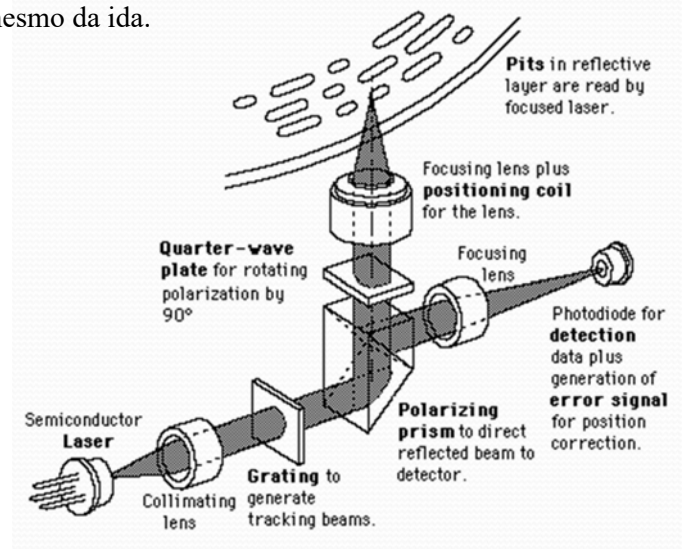


Figura 5.9 – Sistema óptico de um leitor de CD player.

Uma vista contendo os principais elementos do sistema é mostrada na Fig. 5.10.

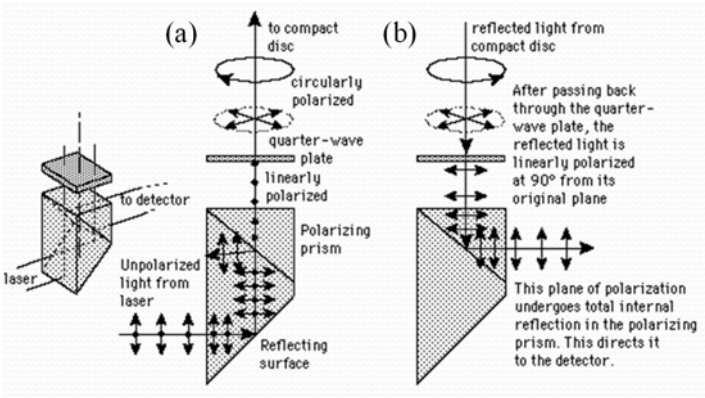


Figura 5.10 – Trajeto de ida (a) e volta (b) do feixe de laser.

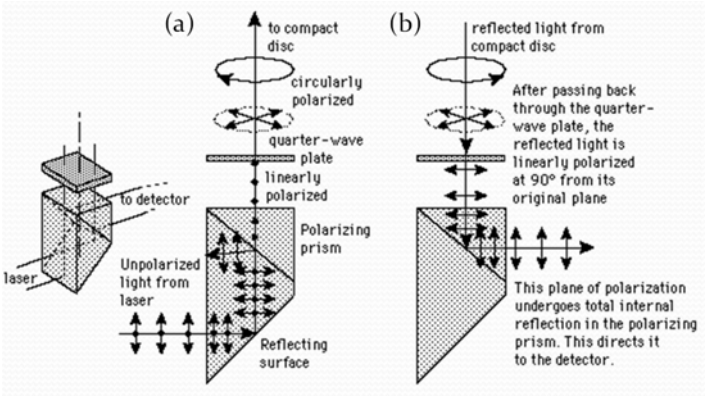
Na ida, o laser não polarizado, gerado por um diodo laser semicondutor, incide e é refletido (para cima) pela superfície de um prisma polarizador do tipo Glan-Taylor. Este prisma reflete apenas a componente polarizada paralelamente ao plano da página (a qual será desperdiçada) e transmite a componente perpendicular.

Por sua vez, ao passar pela lâmina de $\lambda/4$, essa componente perpendicular torna-se circularmente polarizada à esquerda. O feixe de luz incide sobre o disco, e, se encontrar algum *pit* sofre modulação.

A seguir, sofre reflexão e troca seu estado de polarização, para circularmente polarizada à direita.

Na volta, quando passa novamente pela lâmina de $\lambda/4$, sofre conversão de polarização agora, porém, de circular à direita para linear paralela ao plano da página.

Como o prisma polarizador reflete a polarização paralela, o feixe segue para o lado direito da figura (e não de volta ao laser), em direção ao fotodiodo.



Um sistema similar é aplicado ao DVD player.

Neste caso são usados dois diodos laser com diferentes comprimentos de onda (IR e red).

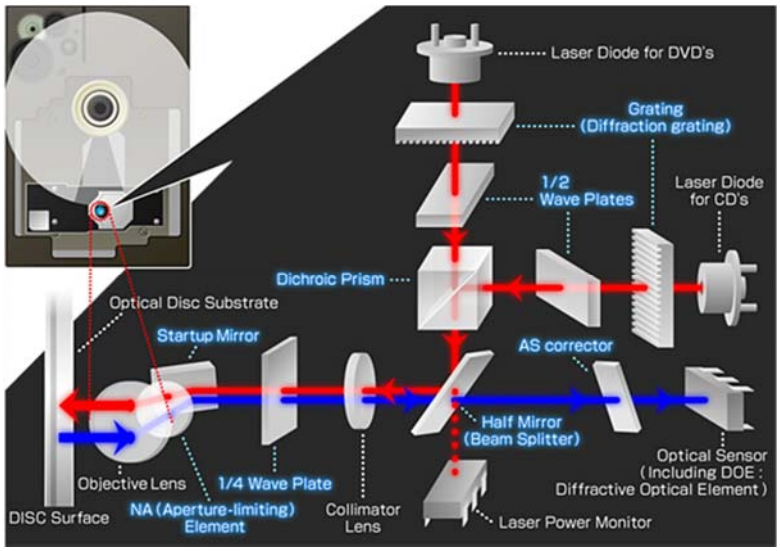


Figura 5.11 - Sistema óptico de um leitor de DVD player.