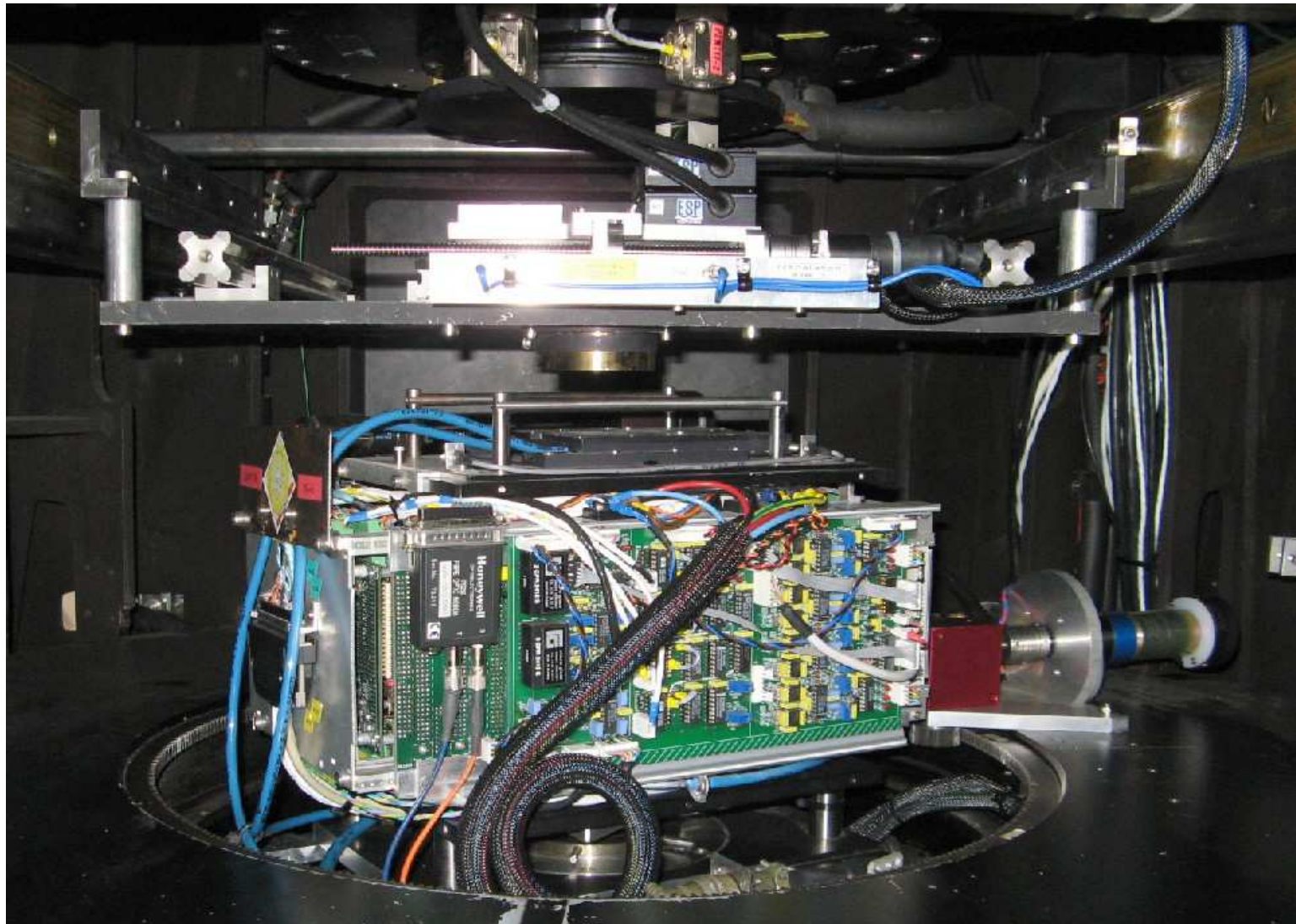
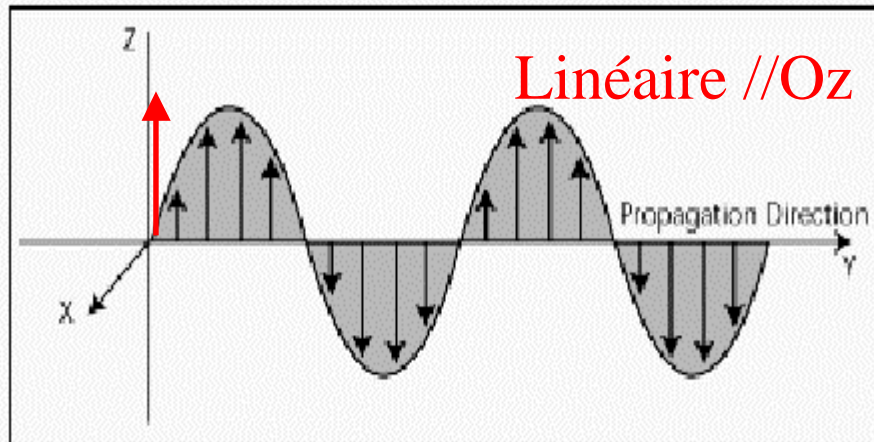


# Master M1 – Optique Solaire

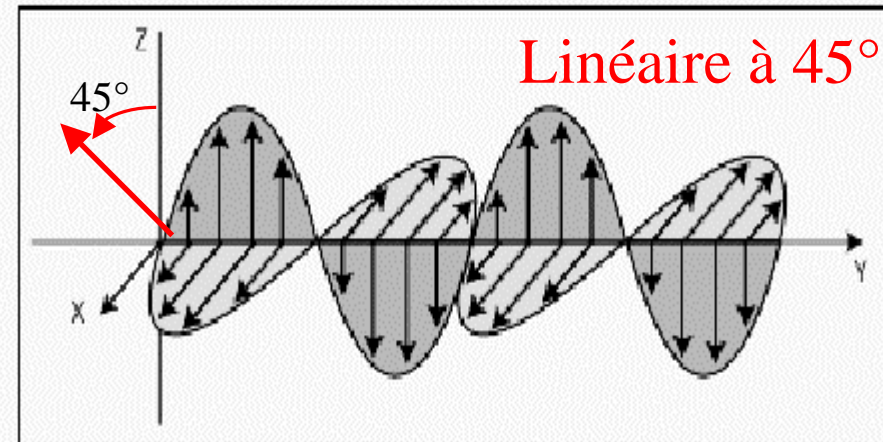
## Polarimétrie



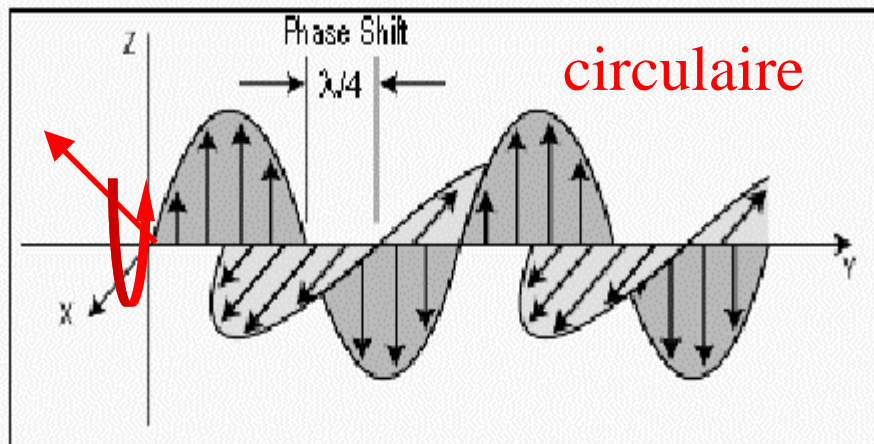
# *Onde E.M. polarisée*



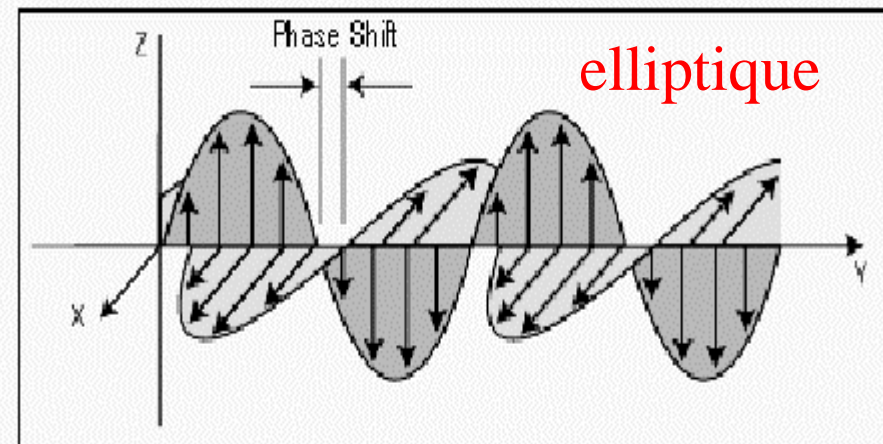
A. Linearly Polarized Light in the Vertical Direction



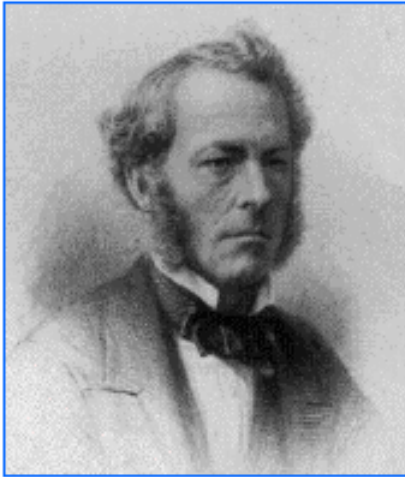
B. Linearly Polarized Light at 45 Degrees



C. Circularly Polarized Light



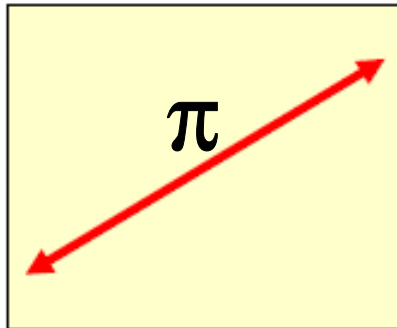
D. Elliptically Polarized Light



# Paramètres de Stokes

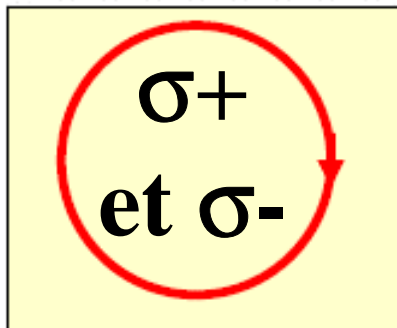
Polarisation des  
composantes

$$\begin{cases} E_x = \xi_x \cos(\omega t - kz) \\ E_y = \xi_y \cos(\omega t - kz + \delta) \end{cases}$$



linéaire

$$\delta = 0$$



Circulaire droite  
et gauche

$$\delta = \pm \pi/2$$

$$\xi_x = \xi_y$$

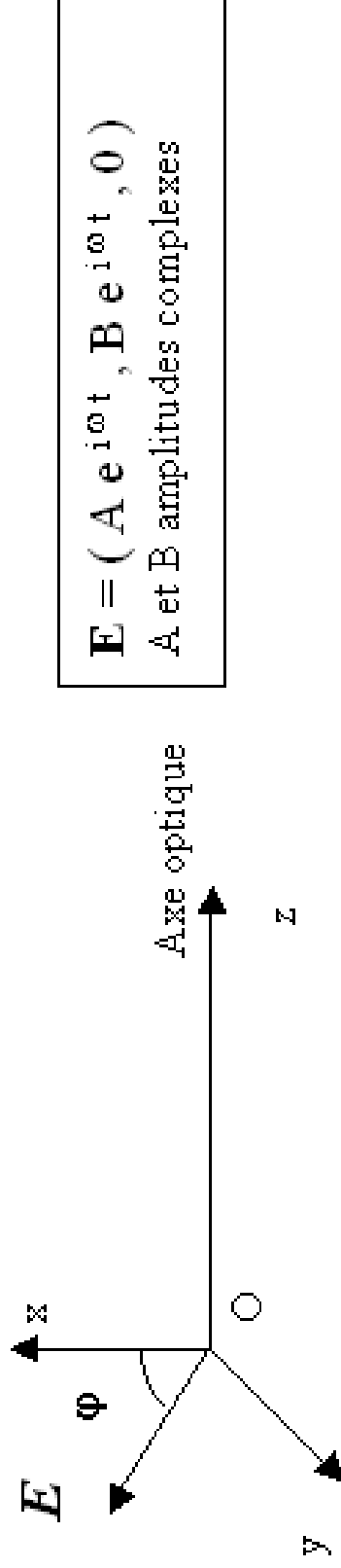
$$\begin{cases} I = \xi_x^2 + \xi_y^2 \\ Q = \xi_x^2 - \xi_y^2 \\ U = 2\xi_x \xi_y \cos \delta \\ V = 2\xi_x \xi_y \sin \delta \end{cases}$$

## I - Paramètres de Stokes

On introduit les paramètres de Stokes I, Q, U, V pour décrire l'état de polarisation d'un faisceau lumineux.

Soit Oz l'axe de propagation de la lumière. Le champ électrique est décrit par le vecteur

$$\mathbf{E} = (A e^{i\omega t}, B e^{i\omega t}, 0)$$

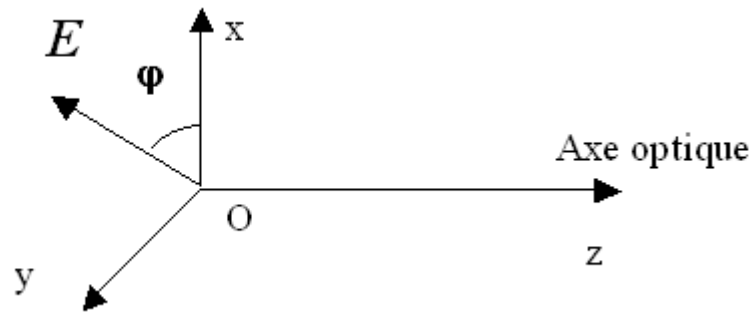


A et B sont des quantités complexes, qui portent donc éventuellement un terme de phase.

Si  $A = k B$  ( $k$  réel) on a une polarisation linéaire : le vecteur  $\mathbf{E}$  vibre selon une direction fixe du plan (xoy).

Si  $A = \pm i B$ , on a une polarisation circulaire droite ( $A = -i B$ ) ou gauche ( $A = +i B$ ) : l'extrémité du vecteur  $\mathbf{E}$  décrit un cercle vers la droite ou vers la gauche dans le plan (xoy).

Dans tous les autres cas, la polarisation est elliptique dans le plan (xoy).



$$\mathbf{E} = ( A e^{i\omega t}, B e^{i\omega t}, 0 )$$

A et B amplitudes complexes

**A et B indépendants de t**

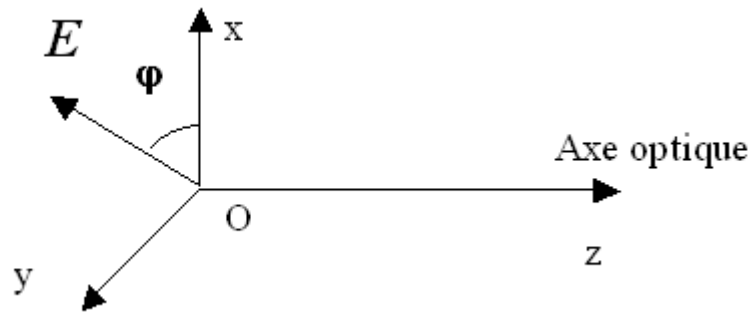
Le vecteur de Stokes  $\mathbf{S} = (I, Q, U, V)$  sert à décrire l'état de polarisation de la lumière. Il est défini par :

$$\begin{aligned} I &= A A^* + B B^* \\ Q &= A A^* - B B^* \\ U &= A B^* + A^* B \\ V &= i (A^* B - A B^*) \end{aligned}$$

Où \* désigne la quantité complexe conjuguée

Et 
$$I^2 = Q^2 + U^2 + V^2$$

I est l'intensité lumineuse. Q et U servent à décrire la polarisation linéaire ; le taux de polarisation linéaire est  $(Q^2 + U^2)^{1/2} / I$ . Le paramètre V sert à décrire la polarisation circulaire. Les polarimètres permettent de mesurer le vecteur de Stokes  $\mathbf{S} = (I, Q, U, V)$ . Mais il n'est pas possible de mesurer directement les composantes du vecteur  $\mathbf{E}$  auxquels les détecteurs ne sont pas sensibles. En effet, le vecteur de Stokes est une quantité quadratique dont on mesure la valeur moyenne non nulle. Alors que les composantes de  $\mathbf{E}$  sont de valeur moyenne nulle (fréquence de vibration de l'ordre de  $10^{14}$  Hz pour la lumière visible). On verra plus loin que I et V sont invariants par rotation d'axe Oz.



$$\mathbf{E} = ( A e^{i\omega t}, B e^{i\omega t}, 0 )$$

A et B amplitudes complexes

**A et B indépendants de t**

**Polarisation linéaire** : si  $\varphi$  est l'azimuth du vecteur  $\mathbf{E}$  (angle avec l'axe ox), alors  $A = E \cos(\varphi)$  et  $B = E \sin(\varphi)$ ,  $E$  étant le module du vecteur  $\mathbf{E}$ , dans ce cas on obtient :

$$\begin{aligned} \mathbf{I} &= \mathbf{E}^2 \\ \mathbf{Q} &= \mathbf{E}^2 \cos(2\varphi) \\ \mathbf{U} &= \mathbf{E}^2 \sin(2\varphi) \\ \mathbf{V} &= \mathbf{0} \end{aligned}$$

La mesure de  $\mathbf{I}$  permet de trouver l'amplitude du champ  $E$ ; la mesure de  $\mathbf{Q}$  et  $\mathbf{U}$  son azimuth  $\varphi$ .  
En particulier, on a  $\varphi = 1/2 \arctan(\mathbf{U}/\mathbf{Q})$ .

**Polarisation circulaire** : si de même on pose  $A = \pm iB = \pm iE/\sqrt{2}$ ,  $E$  étant le module du vecteur  $\mathbf{E}$ , alors on obtient :

$$\begin{aligned} \mathbf{I} &= \mathbf{E}^2 \\ \mathbf{Q} &= \mathbf{U} = \mathbf{0} \\ \mathbf{V} &= \pm \mathbf{E}^2 \end{aligned}$$

## II – Description de l'ellipse de polarisation

Si  $\mathbf{E} = ( A e^{i\omega t}, B e^{i\omega t}, 0 )$ , on peut représenter l'ellipse de polarisation du champ électrique en passant aux parties réelles.

Posons  $A = |A| e^{i\phi_1} = a e^{i\phi_1}$  et que  $B = |B| e^{i\phi_2} = b e^{i\phi_2}$  avec  $a = |A|$  et  $b = |B|$

En prenant les parties réelles, on trouve :

$$E_x = a \cos(\omega t + \phi_1) \text{ et } E_y = b \cos(\omega t + \phi_2)$$

On obtient en introduisant le déphasage  $\phi = \phi_2 - \phi_1$  entre les composantes de  $\mathbf{E}$  :

$$\mathbf{I} = \mathbf{A} \mathbf{A}^* + \mathbf{B} \mathbf{B}^* = \mathbf{a}^2 + \mathbf{b}^2$$

$$\mathbf{Q} = \mathbf{A} \mathbf{A}^* - \mathbf{B} \mathbf{B}^* = \mathbf{a}^2 - \mathbf{b}^2$$

$$\mathbf{U} = \mathbf{A} \mathbf{B}^* + \mathbf{A}^* \mathbf{B} = 2 \mathbf{a} \mathbf{b} \cos(\phi)$$

$$\mathbf{V} = i (\mathbf{A}^* \mathbf{B} - \mathbf{A} \mathbf{B}^*) = 2 \mathbf{a} \mathbf{b} \sin(\phi)$$

Si  $\phi = 0$  la polarisation est **linéaire**.

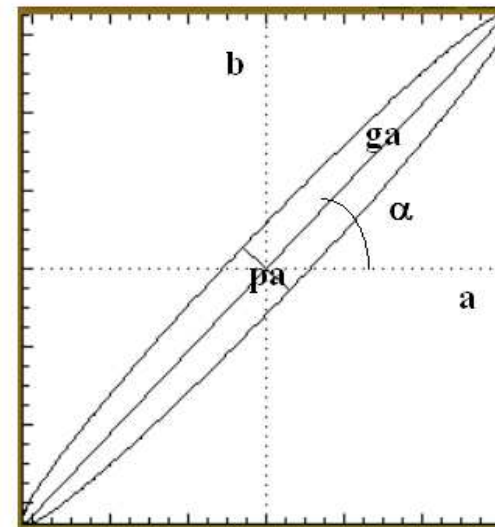
Si  $\phi \neq 0$  la polarisation est **elliptique**.

Si  $\phi = \pm \pi/2$ , la polarisation est **circulaire** seulement lorsque  $\mathbf{a} = \mathbf{b}$  ( $|A| = |B|$ ).

$$\tan(2\alpha) = [2 \mathbf{a} \mathbf{b} / (\mathbf{a}^2 - \mathbf{b}^2)] \cos(\phi)$$

$$\text{demi grand axe } \mathbf{ga} : \mathbf{ga} = [\sin^2(\phi) \cos(2\alpha) / (\cos^2(\alpha) / \mathbf{a}^2 - \sin^2(\alpha) / \mathbf{b}^2)]^{1/2}$$

$$\text{demi petit axe } \mathbf{pa} : \mathbf{pa} = [\sin^2(\phi) \cos(2\alpha) / (\cos^2(\alpha) / \mathbf{b}^2 - \sin^2(\alpha) / \mathbf{a}^2)]^{1/2}$$



ga = grand axe  
pa = petit axe

$\alpha$  = azimuth

### III – Vecteur de Jones

Pour décrire la modification de la polarisation d'un faisceau à la traversée d'un dioptre ou d'un système optique, on peut utiliser la représentation de Jones :

$$\mathbf{E}_{\text{out}} = \mathbf{J} \mathbf{E}_{\text{in}}$$

Avec  $\mathbf{E}_{\text{in}}$  champ électrique incident et  $\mathbf{E}_{\text{out}}$  champ électrique sortant.  $\mathbf{E}_{\text{in}} = (E_{x \text{ in}}, E_{y \text{ in}})$  et  $\mathbf{E}_{\text{out}} = (E_{x \text{ out}}, E_{y \text{ out}})$ .  $\mathbf{J}$  est donc une matrice 2 x 2 à coefficients complexes.

Matrice de Jones  $\mathbf{J}_{\text{ox}}$  d'un polariseur d'axe Ox (projection sur Ox):

1	0
0	0

Matrice de Jones  $\mathbf{J}_{\text{oy}}$  d'un polariseur d'axe Oy (projection sur Oy):

0	0
0	1

Matrice de Jones  $\mathbf{J}_{\delta}$  d'un retardateur d'axes Ox et Oy introduisant un déphasage  $\delta$  entre les axes:

1	0
0	$e^{i\delta}$

Matrice de Jones  $\mathbf{J}_{\alpha}$  d'une rotation d'axe Oz:

$\cos(\alpha)$	$\sin(\alpha)$
$-\sin(\alpha)$	$\cos(\alpha)$



#### IV – Les Matrices de Müller

Elles constituent un outil efficace pour décrire la modification de la polarisation d'un faisceau à la traversée d'un dioptre ou d'un système optique. La matrice de Müller  $\mathbf{M}$  d'un dioptre est telle que :

$$\mathbf{S}_{\text{out}} = \mathbf{M} \mathbf{S}_{\text{in}}$$

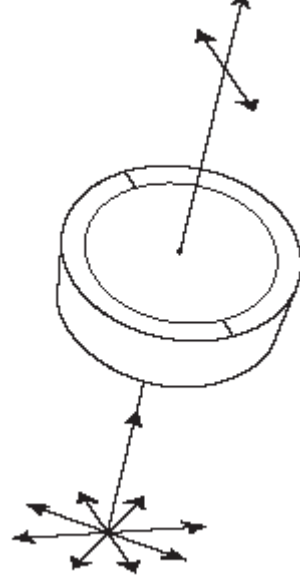
Avec  $\mathbf{S}_{\text{in}}$  vecteur de Stokes incident et  $\mathbf{S}_{\text{out}}$  vecteur de Stokes sortant.  $\mathbf{S}_{\text{in}} = (I_{\text{in}}, Q_{\text{in}}, U_{\text{in}}, V_{\text{in}})$  et  $\mathbf{S}_{\text{out}} = (I_{\text{out}}, Q_{\text{out}}, U_{\text{out}}, V_{\text{out}})$  sont calculés à partir des amplitudes complexes  $A_{\text{in}}$  et  $B_{\text{in}}$ ,  $A_{\text{out}}$  et  $B_{\text{out}}$  des champs électriques entrants et sortants.  $\mathbf{M}$  est une matrice  $4 \times 4$  à coefficients réels.

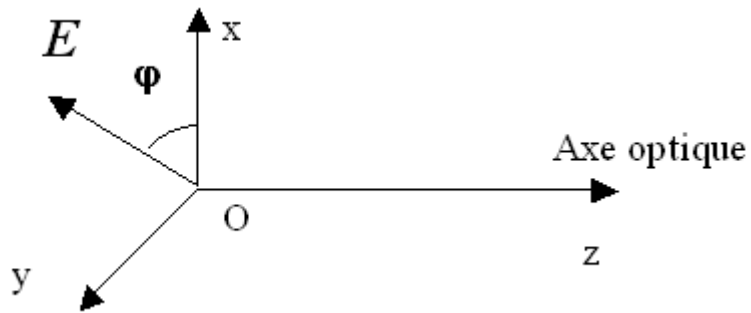
*Matrice de Müller  $\mathbf{P}_{\text{ox}}$  d'un polariseur d'axe Ox*

Un polariseur d'axe Ox ne transmet que la composante du champ électrique projetée sur Ox :

$$\mathbf{S}_{\text{out}} = \mathbf{P}_{\text{ox}} \mathbf{S}_{\text{in}}$$

1/2	1/2	0	0
1/2	1/2	0	0
0	0	0	0
0	0	0	0





$$\mathbf{E} = (A e^{i\omega t}, B e^{i\omega t}, 0)$$

A et B amplitudes complexes

$$S_{in} = [AA^* + BB^*, AA^* - BB^*, AB^* + A^*B, i(A^*B - AB^*)] = (I, Q, U, V)$$

$$AA^* = 1/2(I + Q), BB^* = 1/2(I - Q), AB^* = 1/2(U + iV), A^*B = 1/2(U - iV)$$

\*\*\*\*\*

$$S_{in} = [I_{in}, Q_{in}, U_{in}, V_{in}] \text{ et } S_{out} = [I_{out}, Q_{out}, U_{out}, V_{out}]$$

$$\text{Polariseur d'axe } 0x: E_{in} = (A, B, 0) \rightarrow E_{out} = (A, 0, 0)$$

$$S_{out} = [AA^*, AA^*, 0, 0] \rightarrow \text{d'où la matrice de passage}$$

$$\text{Polariseur d'axe } 0y: E_{in} = (A, B, 0) \rightarrow E_{out} = (0, B, 0)$$

$$S_{out} = [BB^*, -BB^*, 0, 0] \rightarrow \text{d'où la matrice de passage}$$

*Matrice de Müller  $P_{oy}$  d'un polariseur d'axe  $Oy$*

Un polariseur d'axe  $Oy$  ne transmet que la composante du champ électrique projetée sur  $Oy$  :

$$S_{out} = P_{oy} S_{in}$$

$1/2$	$-1/2$	$0$	$0$
$-1/2$	$1/2$	$0$	$0$
$0$	$0$	$0$	$0$
$0$	$0$	$0$	$0$



*Matrice de Müller d'un séparateur de faisceau polarisant d'axes  $Ox$  et  $Oy$  :*

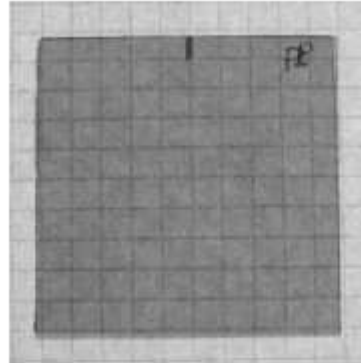
Un séparateur est un cristal (spath) biréfringent qui sort deux états de polarisation orthogonaux. Les deux faisceaux sortants sont écartés proportionnellement à l'épaisseur e du cristal et à la différence  $\Delta n$  des indices de réfraction ordinaires et extraordinaires. Un séparateur étant ainsi équivalent à deux polariseurs orthogonaux, sa matrice de Müller sera :

$1/2$	$\pm 1/2$	$0$	$0$
$\pm 1/2$	$1/2$	$0$	$0$
$0$	$0$	$0$	$0$
$0$	$0$	$0$	$0$

## EXPERIENCES AVEC UN POLARISEUR

- polarisation linéaire du ciel bleu (diffusion Rayleigh sur les molécules, polarisation max à  $90^\circ$  du soleil)
- polarisation par réflexion métallique (ex: voitures) par différence des coefficients de réflexion de  $E_{//}$  et  $E_{\perp}$ 
  - polarisation linéaire des écrans plats TV
- réflexion vitreuse sous incidence de Brewster entre deux diélectriques (élimination de la composante  $E_{//}$  dans le plan d'incidence défini par la normale à la surface et le rayon lumineux incident lorsque  $\text{tg } i = n_2/n_1$ )
  - ex1: Réflexion air/verre  $i = 56^\circ$  (ex: pare brise voitures)
    - ex2: Réflexion air/eau  $i = 53^\circ$  (ex: étang, lac)

# EXPERIENCES AVEC DEUX POLARISEURS



*Polariseurs axes parallèles ( $\alpha = 0$ )*

*Deux  
polariseurs  
superposés*



*Polariseurs axes orthogonaux ( $\alpha = \pi/2$ )*

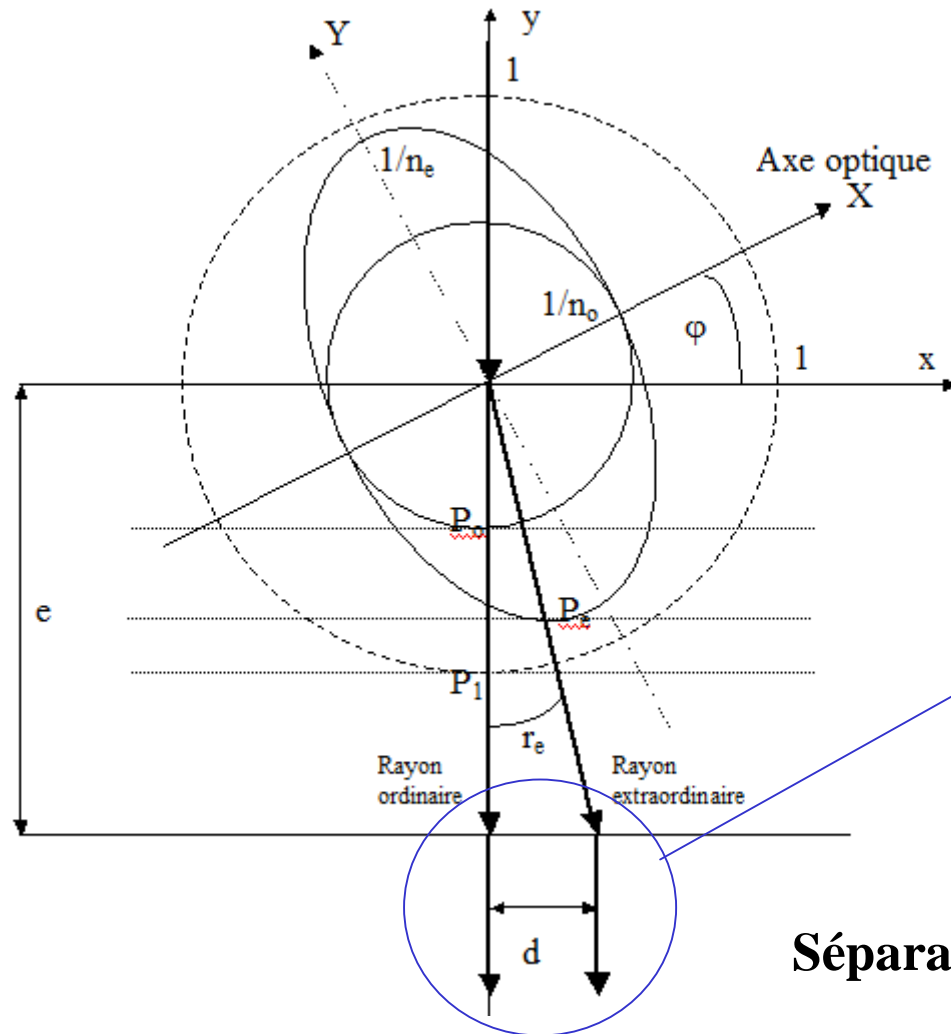


Polariseur 1

Polariseur 2

Polariseurs superposés  $I = I_0 \cos^2 \alpha$

# EXPERIENCES AVEC UN CRISTAL BIREFRINGENT ET UN POLARISEUR

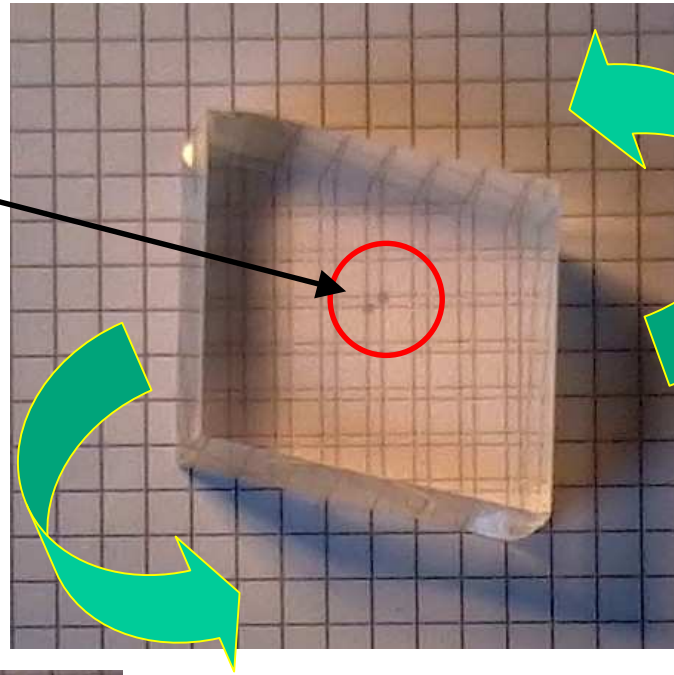


Un polariseur met en évidence deux polarisations linéaires orthogonales en sortie du cristal biréfringent

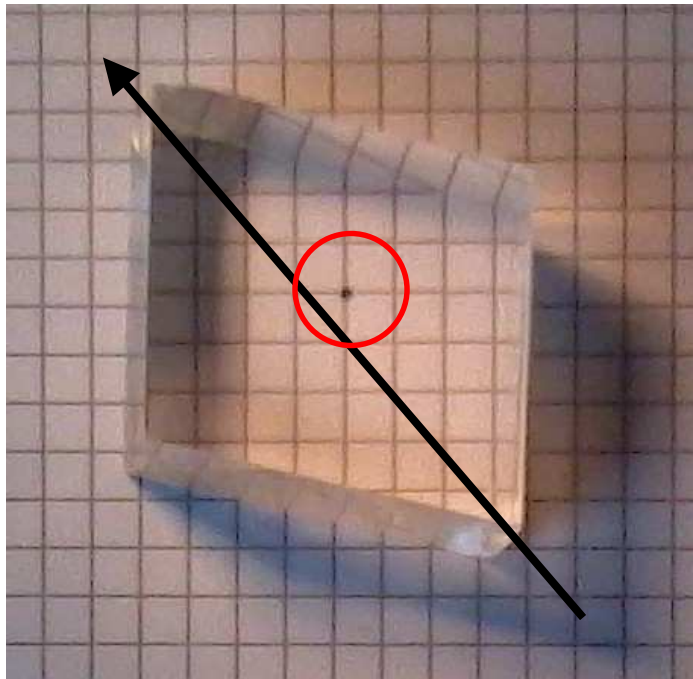
Séparation maximale  $d_m$  pour  $\varphi = \varphi_m$  avec

$$\cos(2\varphi_m) = (n_e^2 - n_o^2) / (n_e^2 + n_o^2) \quad \text{et} \quad d_m/e = (n_o^2 - n_e^2) / (2n_e n_o)$$

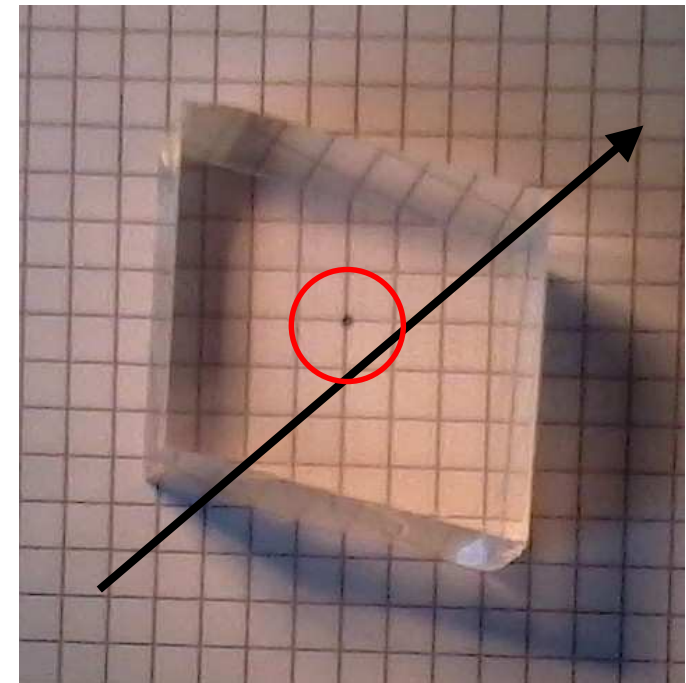
Biréfringence:  
2 images du  
même point



L'image 2  
tourne autour  
de l'image 1  
par rotation du  
spath



Vision au travers  
d'un polariseur  
tournant: les 2  
images sont  
polarisées dans  
des directions  
orthogonales



### Matrice de Müller $T_\delta$ d'un retardateur de retard $\delta$ d'axes $Ox$ et $Oy$

Un retardateur introduit un retard de phase entre les projections du vecteur champ électrique selon les deux axes  $Ox$  et  $Oy$ , appelés aussi axe lent et rapide (l'un est l'axe optique du cristal), de telle façon que (voir vecteur de Jones):

$$\mathbf{E}_{x, \text{out}} = \mathbf{E}_{x, \text{in}} \text{ mais } \mathbf{E}_{y, \text{out}} = \mathbf{E}_{y, \text{in}} e^{i\delta}$$

Un retardateur est un élément biréfringent (cristal de spath, de quartz, de  $\text{MgF}_2$ , cristal liquide) dont les deux axes (rapide Fast et lent Slow) sont orthogonaux à la direction de propagation  $Oz$  et contenus dans le plan  $xOy$ . Il introduit un retard  $\delta$  fonction de son épaisseur  $e$  et de la différence  $\Delta n$  des indices de réfraction ordinaires et extraordinaires ( $0.17$  pour le spath,  $-0.01$  pour le quartz) :

$$\delta = (2\pi / \lambda) (\Delta n e)$$

Lorsque  $\delta = 0$ , on a une simple lame à faces parallèles ( $e^{i\delta} = 1$ )

Lorsque  $\delta = \pi/2$ , on a une lame **quart d'onde** ( $e^{i\delta} = i$ )

Lorsque  $\delta = \pi$ , on a une lame **demi onde** ( $e^{i\delta} = -1$ )



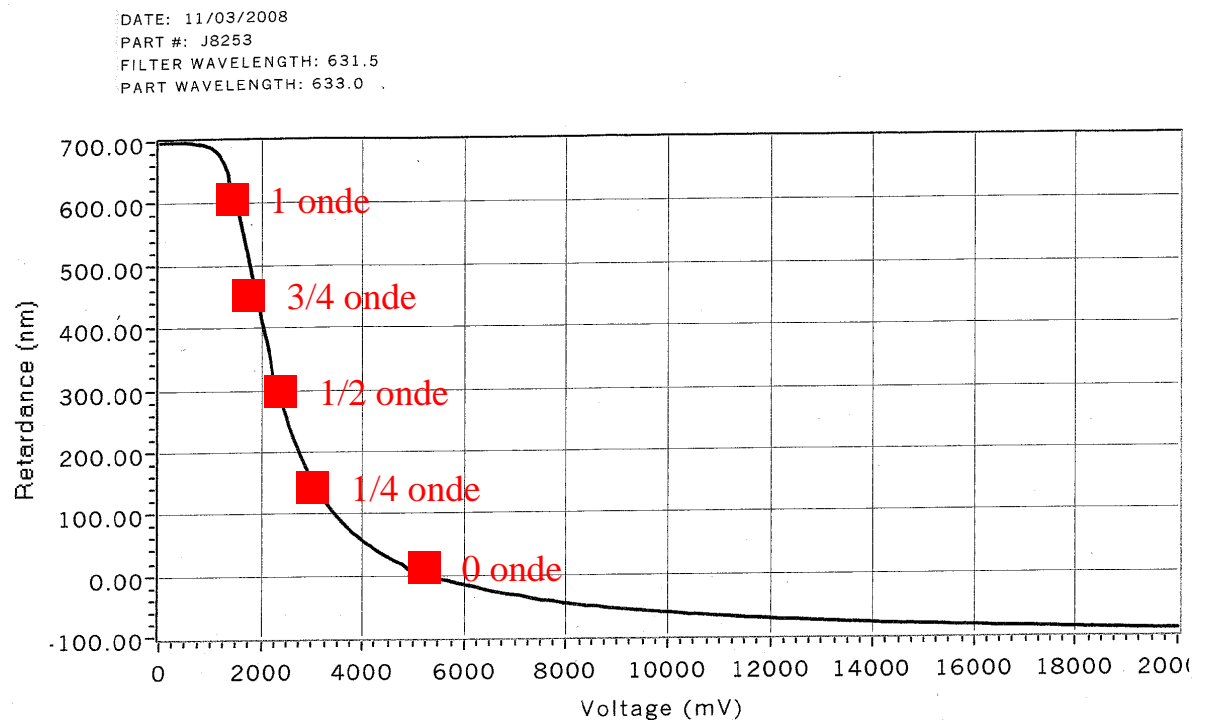


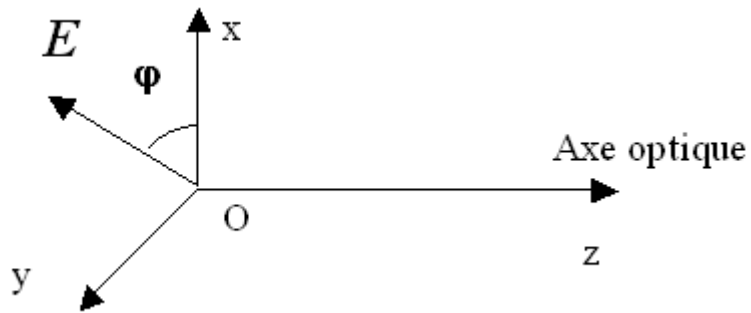
Attention !  $\Delta n$  est une fonction de  $\lambda$ , de sorte qu'une lame retardatrice n'est en général quart d'onde ou demi onde que pour **une** (lames ordinaires) ou **deux** valeurs (lames dites achromatiques) de  $\lambda$  seulement. Dans le cas des cristaux liquides, le cristal est disposé entre 2 électrodes transparentes entre lesquelles on ajuste une différence de potentiel qui permet de faire varier  $\delta$  de façon continue entre 0 et  $2\pi$ . On a alors un retardateur variable, qui peut devenir exactement quart ou demi onde pour n'importe quelle longueur d'onde.

Une lame quart d'onde sert à transformer une polarisation linéaire en polarisation circulaire, et vice versa. Prenons par exemple une polarisation linéaire à  $\pm 45^\circ$  des axes représentée par la vibration  $\mathbf{E} = (A e^{i\omega t}, \pm A e^{i\omega t}, 0)$ . A la sortie d'une lame quart d'onde d'axes Ox et Oy, on obtient la vibration  $\mathbf{E}' = (A e^{i\omega t}, \pm i A e^{i\omega t}, 0)$ . Il s'agit bien d'une polarisation circulaire.

1	0	0	0
0	1	0	0
0	0	$\cos(\delta)$	$\sin(\delta)$
0	0	$-\sin(\delta)$	$\cos(\delta)$

Courbe  
tension/retard d'un  
cristal liquide →





$$\mathbf{E} = (A e^{i\omega t}, B e^{i\omega t}, 0)$$

A et B amplitudes complexes

$$S_{in} = [AA^* + BB^*, AA^* - BB^*, AB^* + A^*B, i(A^*B - AB^*)] = (I, Q, U, V)$$

$$AA^* = 1/2(I + Q), BB^* = 1/2(I - Q), AB^* = 1/2(U + iV), A^*B = 1/2(U - iV)$$

\*\*\*\*\*

$$S_{in} = [I_{in}, Q_{in}, U_{in}, V_{in}] \text{ et } S_{out} = [I_{out}, Q_{out}, U_{out}, V_{out}]$$

$$\text{Retardateur d'axe } 0x: E_{in} = (A, B, 0) \rightarrow E_{out} = (A, B e^{i\delta}, 0)$$

$$S_{out} = [AA^* + BB^*, AA^* - BB^*, (AB^* + A^*B)\cos\delta + i(A^*B - AB^*)\sin\delta,$$

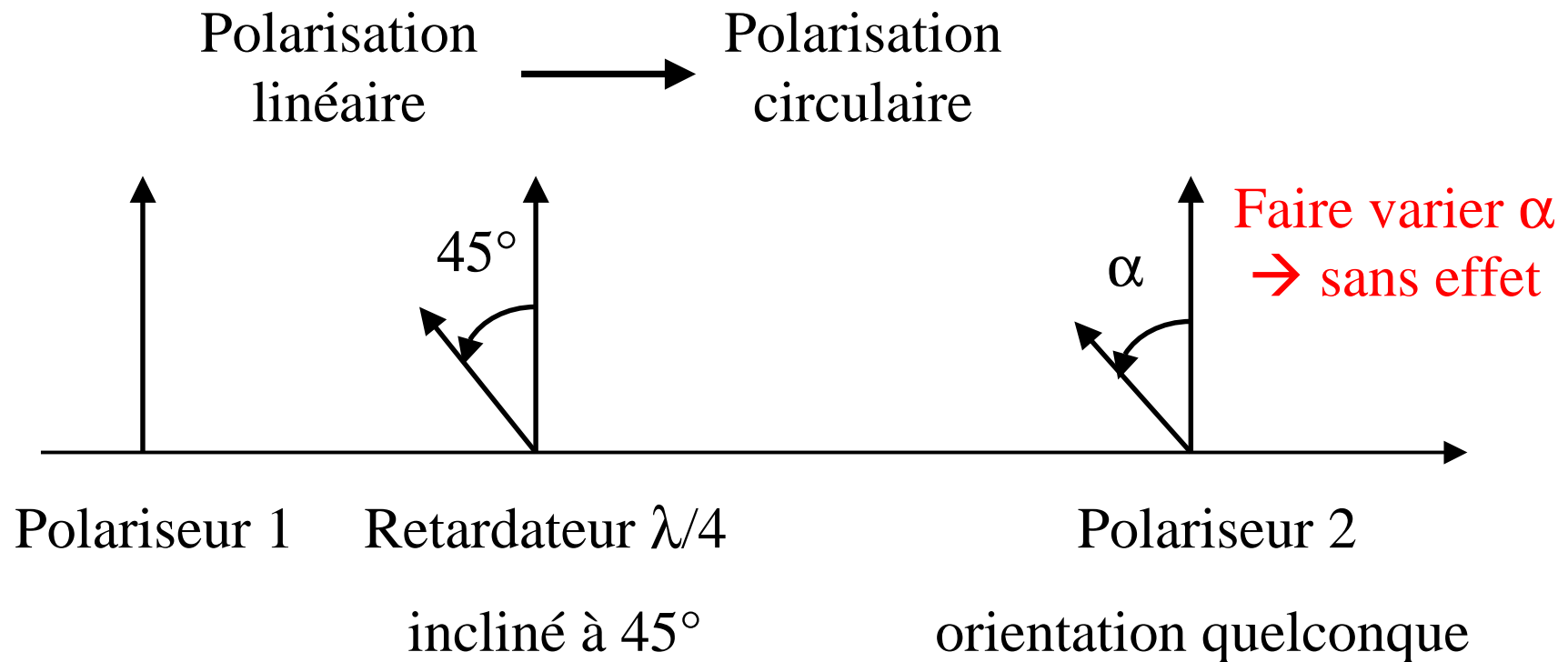
$$-(AB^* + A^*B)\sin\delta + i(A^*B - AB^*)\cos\delta]$$

$$= [I, Q, U \cos\delta + V \sin\delta, -U \sin\delta + V \cos\delta]$$

→ d'où la matrice de passage

# EXPERIENCES AVEC UNE LAME RETARDATRICE QUART ONDE ET DEUX POLARISEURS

## CONVERSION POLARISATION LINEAIRE/CIRCULAIRE (POLARISEUR CIRCULAIRE)

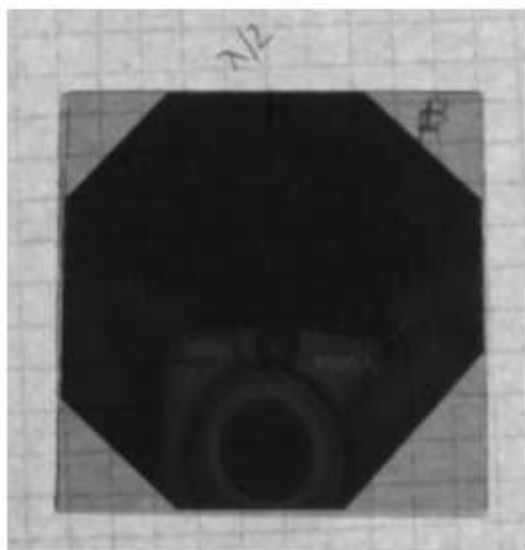


$$\mathbf{I}_{\text{out}} = \mathbf{V}_{\text{out}} = \frac{1}{2} (\mathbf{I}_{\text{in}} + \mathbf{Q}_{\text{in}}) \quad \mathbf{Q}_{\text{out}} = \mathbf{0} \quad \mathbf{U}_{\text{out}} = \mathbf{0}$$

# EXPERIENCES AVEC UNE LAME RETARDATRICE DEMI ONDE ET DEUX POLARISEURS

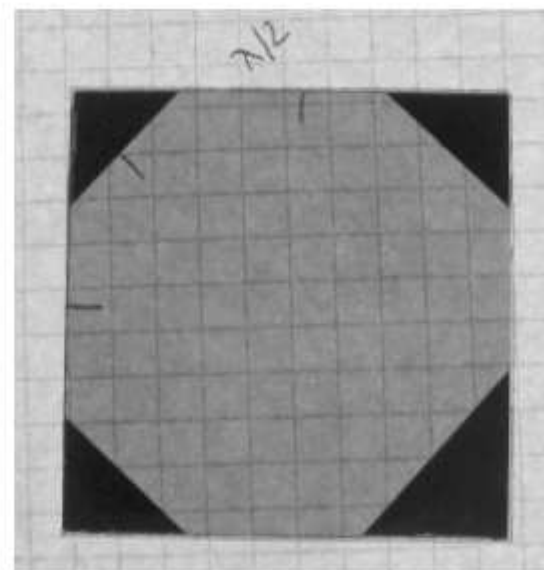
## ROTATION DU PLAN DE POLARISATION

Polariseur 1    Retardateur  $\lambda/2$     Polariseur 2 // ou  $\perp$



*Polariseurs axes parallèles et  $\alpha = \pi/4$*

*Deux polariseurs  
superposés et  
lame demi onde  
intercalée entre  
les polariseurs*



*Polariseurs axes orthogonaux et  $\alpha = \pi/4$*

Matrice de Müller  $\mathbf{R}_\alpha$  d'une rotation d'angle  $\alpha$  et d'axe  $Oz$  (axe de propagation) :

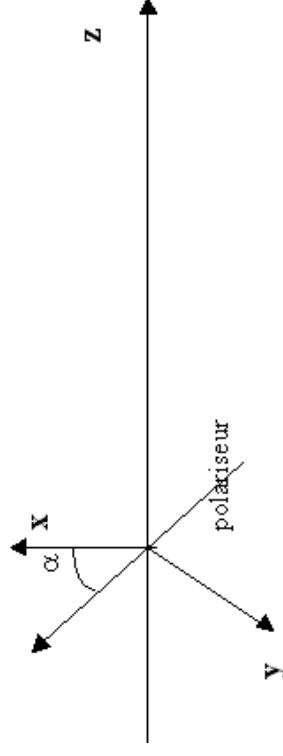
1	0	0	0
0	$\cos(2\alpha)$	$\sin(2\alpha)$	0
0	$-\sin(2\alpha)$	$\cos(2\alpha)$	0
0	0	0	1

On remarque au passage une propriété intéressante des paramètres de Stokes  $I$  et  $V$  : ils sont invariants par rotation d'axe  $Oz$ . Par contre, les paramètres  $Q$  et  $U$  dépendent du repère de mesure puisque :  $Q_{out} = \cos(2\alpha) Q_{in} + \sin(2\alpha) U_{in}$  et  $U_{out} = -\sin(2\alpha) Q_{in} + \cos(2\alpha) U_{in}$

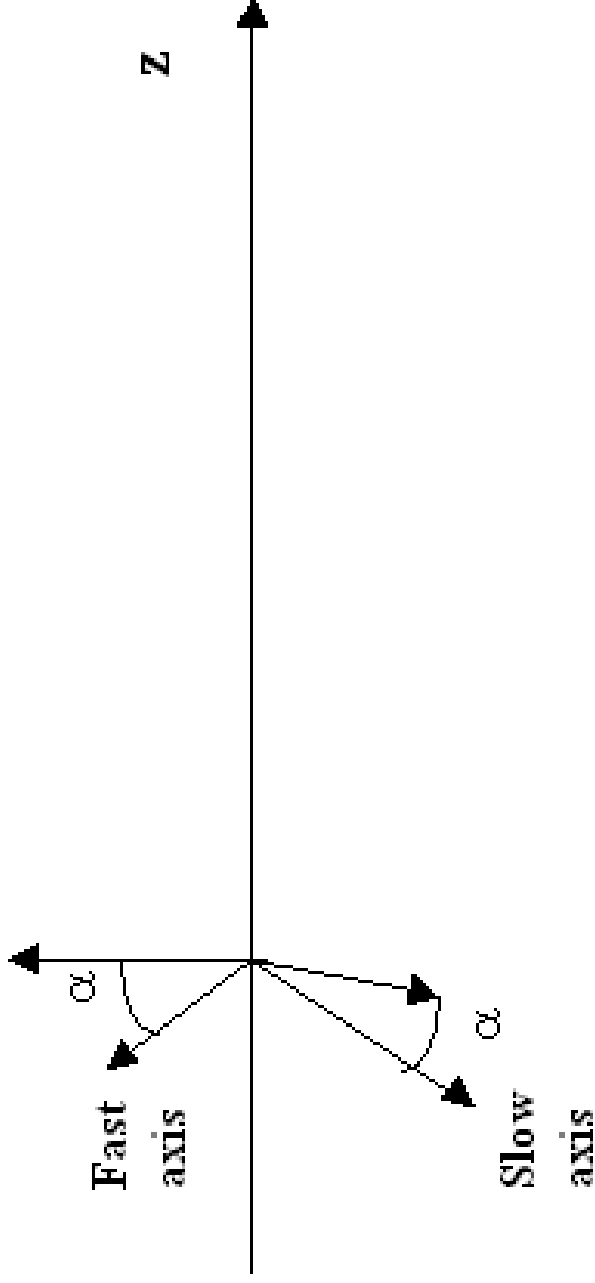
Matrice de Müller  $\mathbf{P}_\alpha$  d'un polariseur d'azimuth  $\alpha$  avec l'axe  $Ox$  :

$$\mathbf{P}_\alpha = \mathbf{R}_{-\alpha} \mathbf{P}_{0x} \mathbf{R}_\alpha$$

$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2} \cos(2\alpha)$	$\frac{1}{2} \sin(2\alpha)$	0
$\frac{1}{2} \cos(2\alpha)$	$\frac{1}{2} \cos^2(2\alpha)$	$\frac{1}{2} \cos(2\alpha) \sin(2\alpha)$	0
$\frac{1}{2} \sin(2\alpha)$	$\frac{1}{2} \sin(2\alpha) \cos(2\alpha)$	$\frac{1}{2} \sin^2(2\alpha)$	0
0	0	0	0



## Lame retardatrice



*Matrice de Miller  $T_{\alpha,\delta}$  d'un retardateur  $\delta$  et d'azimuth  $\alpha$  avec l'axe  $Ox$  :*

$$T_{\alpha,\delta} = R_{-\alpha} T_{\delta} R_{\alpha}$$

1	0	0	0
0	$\cos^2(2\alpha) + \sin^2(2\alpha)\cos(\delta)$	$\sin(4\alpha) \sin^2(\delta/2)$	$-\sin(2\alpha)\sin(\delta)$
0	$\sin(4\alpha) \sin^2(\delta/2)$	$\sin^2(2\alpha) + \cos^2(2\alpha)\cos(\delta)$	$\cos(2\alpha)\sin(\delta)$
0	$\sin(2\alpha)\sin(\delta)$	$-\cos(2\alpha)\sin(\delta)$	$\cos(\delta)$

Avec ces matrices, il est maintenant possible de construire un polarimètre !

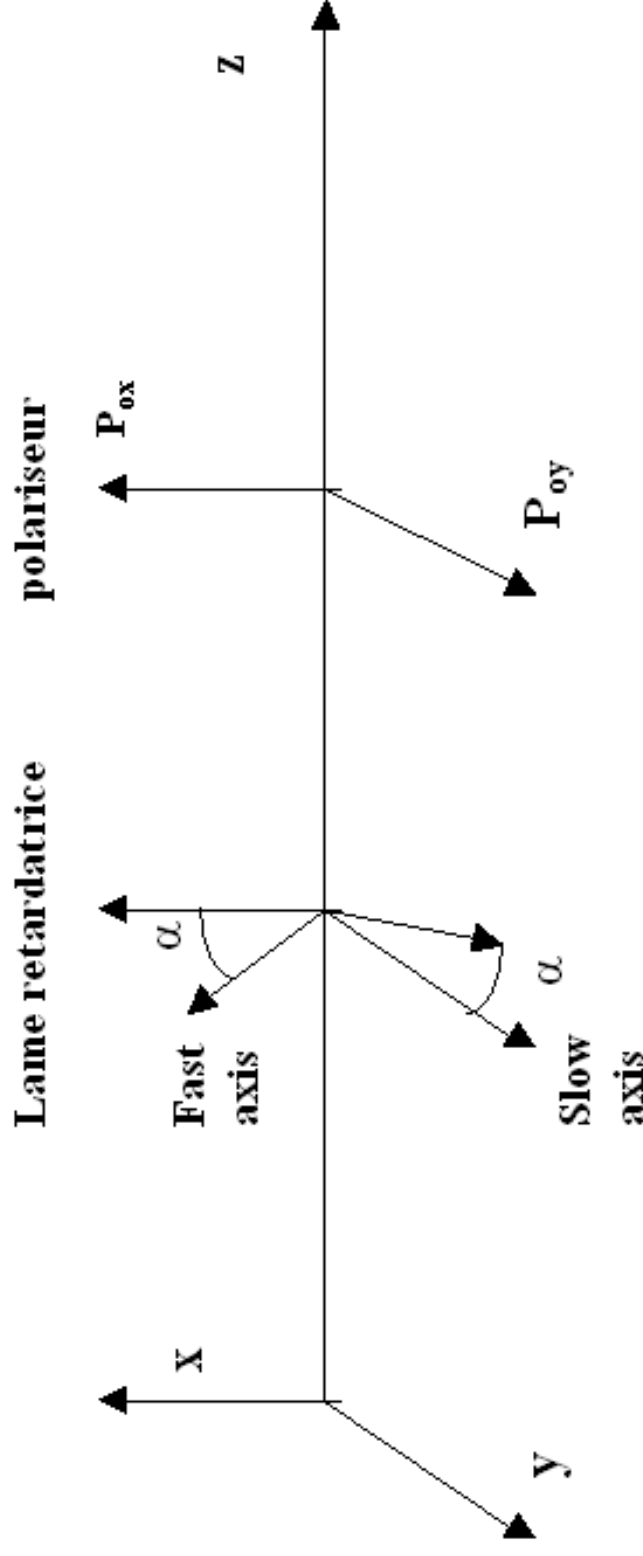
#### IV - Un polarimètre simple

Considérons un polarimètre constitué d'un retardateur introduisant un déphasage  $\delta$  et dont les axes font un angle  $\alpha$  avec les axes  $ox$  et  $oy$  (azimuth  $\alpha$ ), suivi d'un polariseur  $P_{ox}$  ou  $P_{oy}$  orienté selon les axes  $ox$  ou  $oy$ .

Le vecteur de Stokes à la sortie du polariseur de sortie est relié au vecteur de Stokes de la lumière incidente par la relation :

$$S_{out} = P_{ox} R_{-\alpha} T_{\delta} R_{\alpha} S_{in} \text{ pour le polariseur d'axe } ox \text{ et}$$

$$S_{out} = P_{oy} R_{-\alpha} T_{\delta} R_{\alpha} S_{in} \text{ pour le polariseur d'axe } oy.$$



Après avoir effectué le produit matriciel, on trouve que la première composante du vecteur  $S_{out}$  est égale à :

$$I_{out} = \frac{1}{2} [ I_{in} \pm \{ Q_{in} ( \cos^2(2\alpha) + \sin^2(2\alpha) \cos(\delta) ) + U_{in} \sin(4\alpha) \sin^2(\delta/2) - V_{in} \sin(\delta) \sin(2\alpha) \} ]$$

Avec le signe + pour le polariseur d'axe ox, signe - pour le polariseur d'axe oy.  
 C'est la valeur de  $I_{out}$  que le polarimètre permet de mesurer, et c'est à cette grandeur seulement qu'est sensible la caméra CCD. Les coefficients  $q, u, v$  multiplicatifs de  $Q_{in}, U_{in}, V_{in}$  dans cette formule sont tels que  $q^2 + u^2 + v^2 = 1$ .

**Si  $\delta = 0$  (le retardateur est sans effet)**  
 alors on obtient :  $I_{out} = \frac{1}{2} [ I_{in} \pm Q_{in} ]$  (*± selon l'orientation du polariseur*)

**Si  $\delta = \pi/2$  (lame quart d'onde)**  
 On obtient :  $I_{out} = \frac{1}{2} [ I_{in} \pm \{ Q_{in} \cos^2(2\alpha) + U_{in} \sin(2\alpha) \cos(2\alpha) - V_{in} \sin(2\alpha) \} ]$  (*± selon l'orientation du polariseur*)

On peut mesurer aisément certains paramètres de Stokes selon les valeurs de  $\alpha$  :

$$\alpha = 0 \text{ ou } \pi/2 : I_{out} = \frac{1}{2} [ I_{in} \pm Q_{in} ]$$

$$\alpha = \pi/4 : I_{out} = \frac{1}{2} [ I_{in} \pm V_{in} ]$$

**Si  $\delta = \pi$  (lame demi onde)**

$$\text{On trouve : } I_{out} = \frac{1}{2} [ I_{in} \pm \{ Q_{in} \cos(4\alpha) + U_{in} \sin(4\alpha) \} ]$$

On peut mesurer aisément certains paramètres de Stokes selon les valeurs de  $\alpha$  :

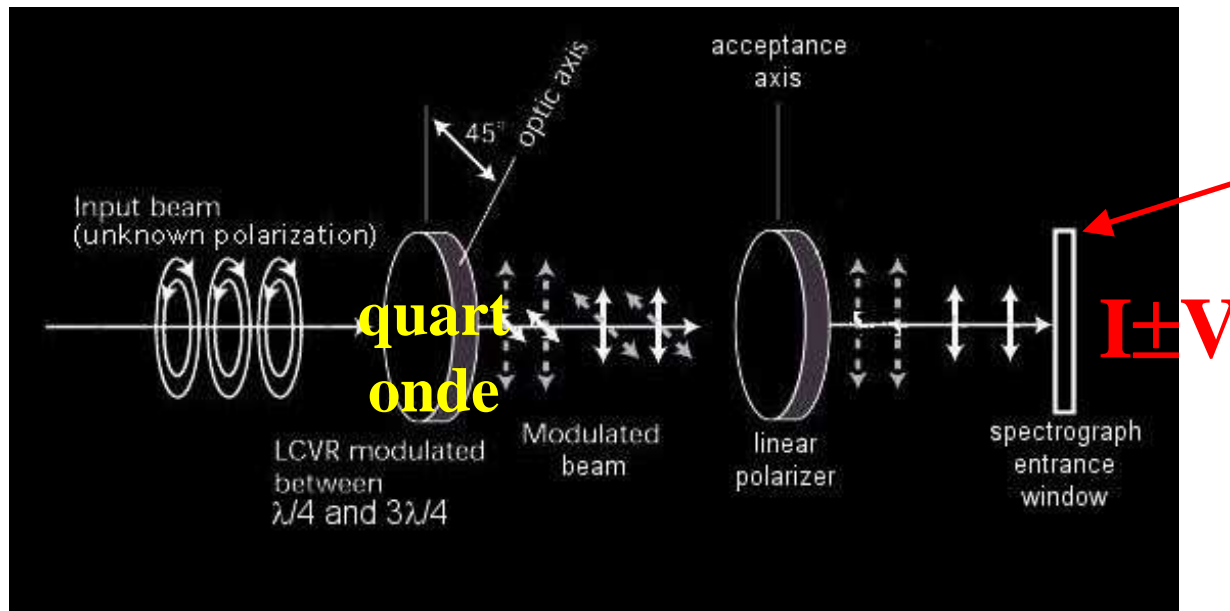
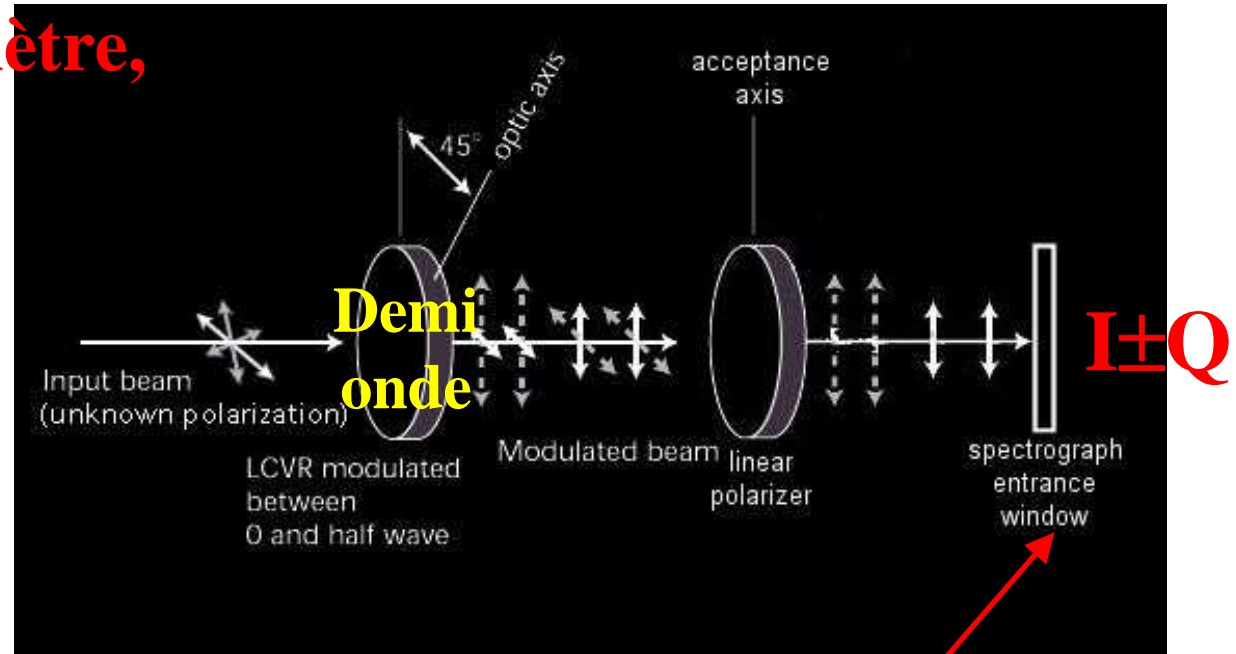
$$\alpha = 0, \pi/4 \text{ ou } \pi/2 : I_{out} = \frac{1}{2} [ I_{in} \pm Q_{in} ]$$

$$\alpha = \pi/8 \text{ ou } 3\pi/8 : I_{out} = \frac{1}{2} [ I_{in} \pm U_{in} ]$$



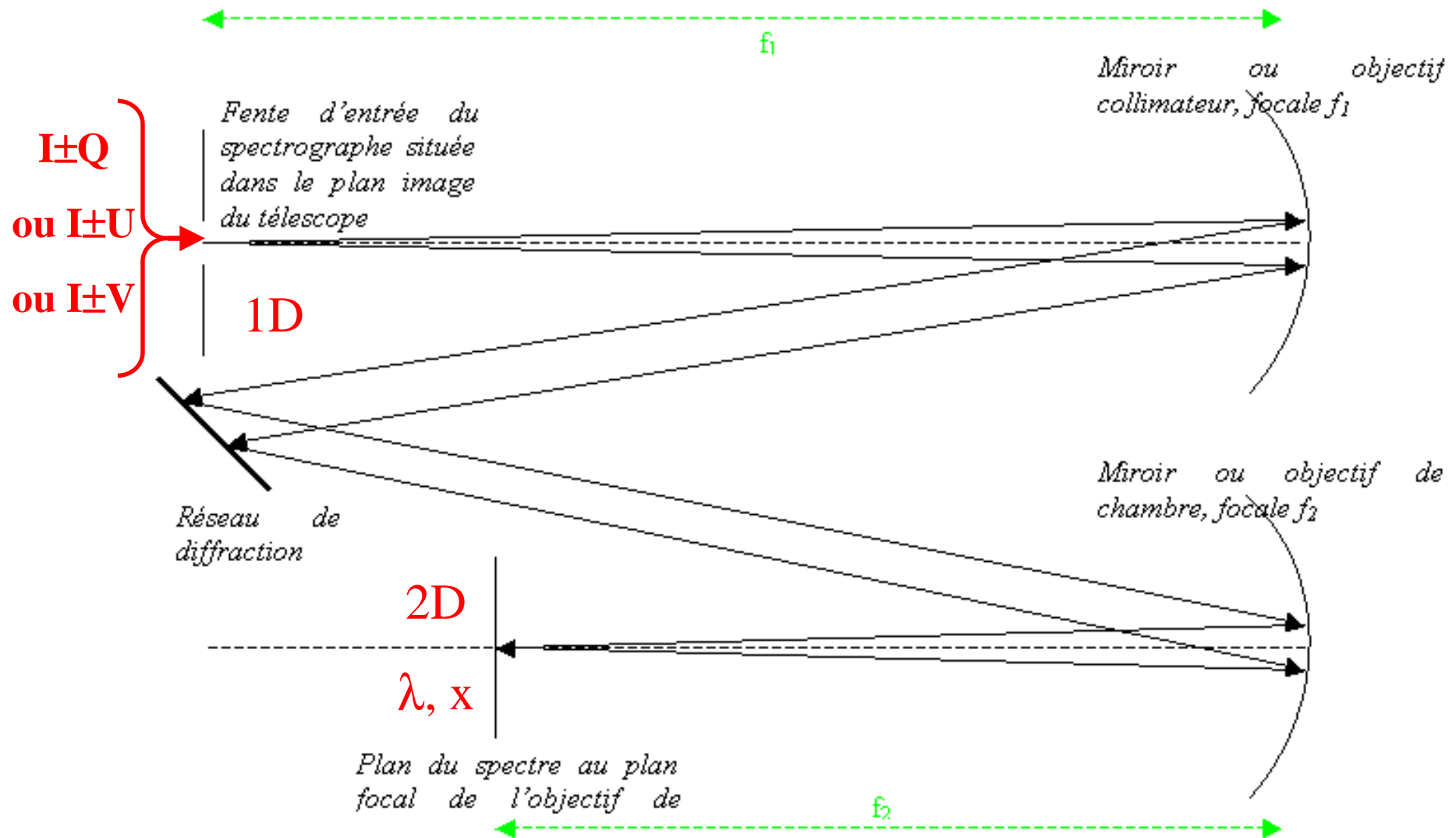
# Un spectro polarimètre, qu'est ce ?

Polarimètre: formation  
d'une combinaison  
linéaire des paramètres  
de Stokes I, Q, U, V du  
type I+S ou I-S avec  
S = Q, U ou V



Fente d'entrée du  
spectro

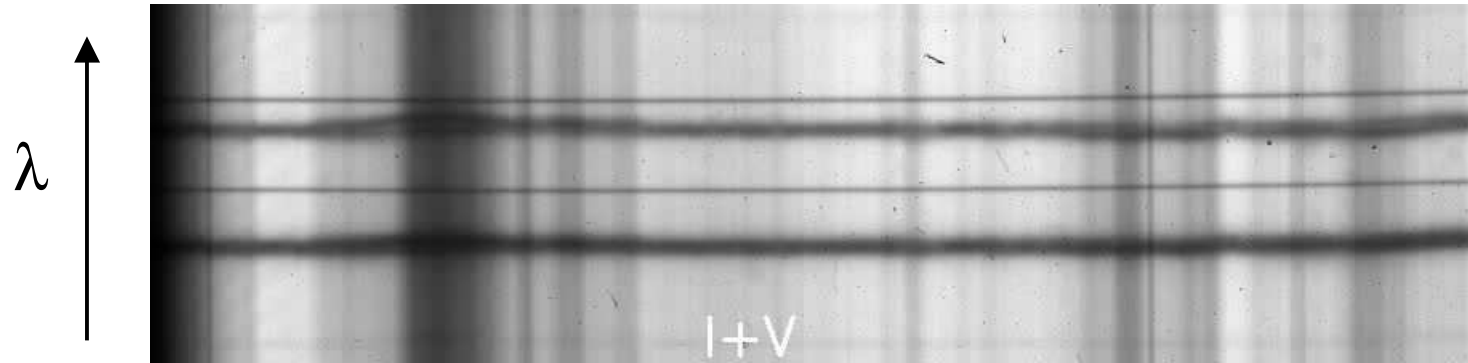
Spectrographe:  
décomposition en  
longueur d'onde de  
I+S et de I-S avec  
S = Q, U ou V



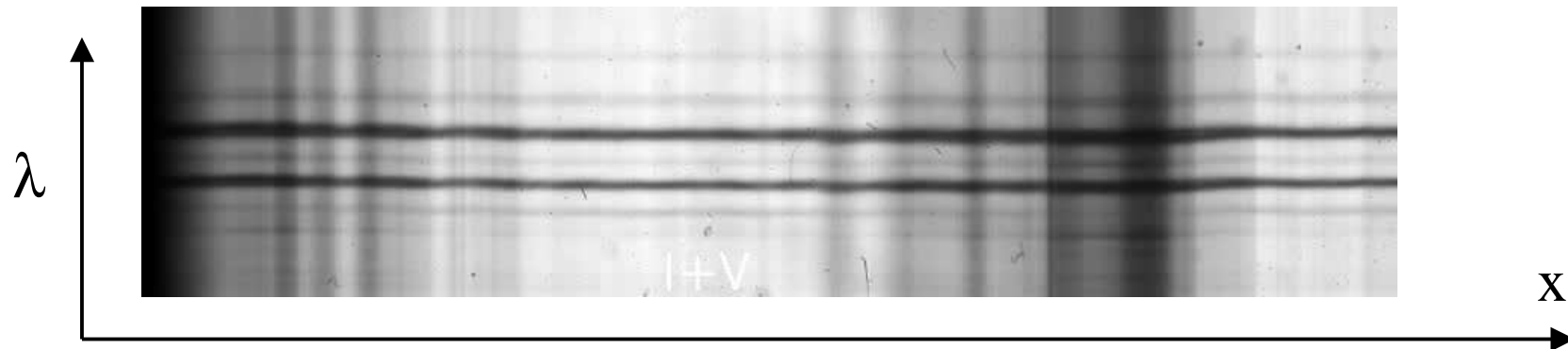
Formule des réseaux  $\sin i + \sin i' = k \lambda / d$

$k$  ordre d'interférence;  $d$  interfente;  $i, i'$  angles incidence, diffraction

## Quantités dispersées par le spectro: exemple de $I_{\pm V}$

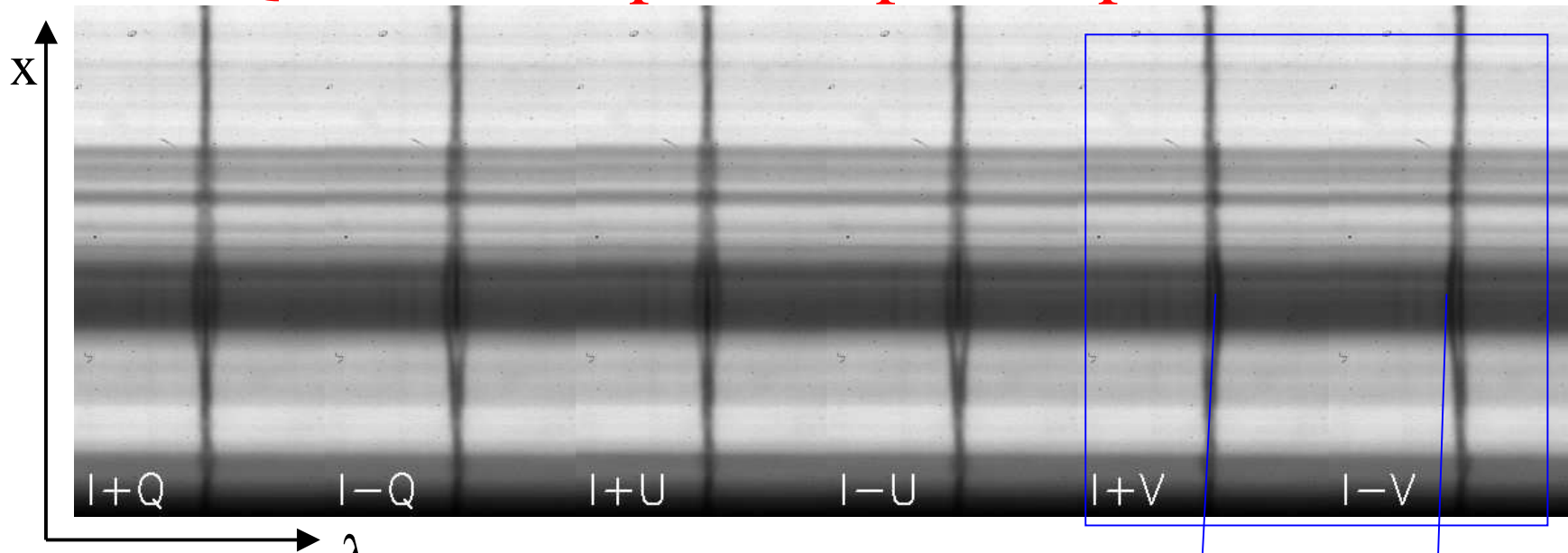


Exemple de FeI 6301 Å et 6302 Å  
sur une tache (effet Zeeman)



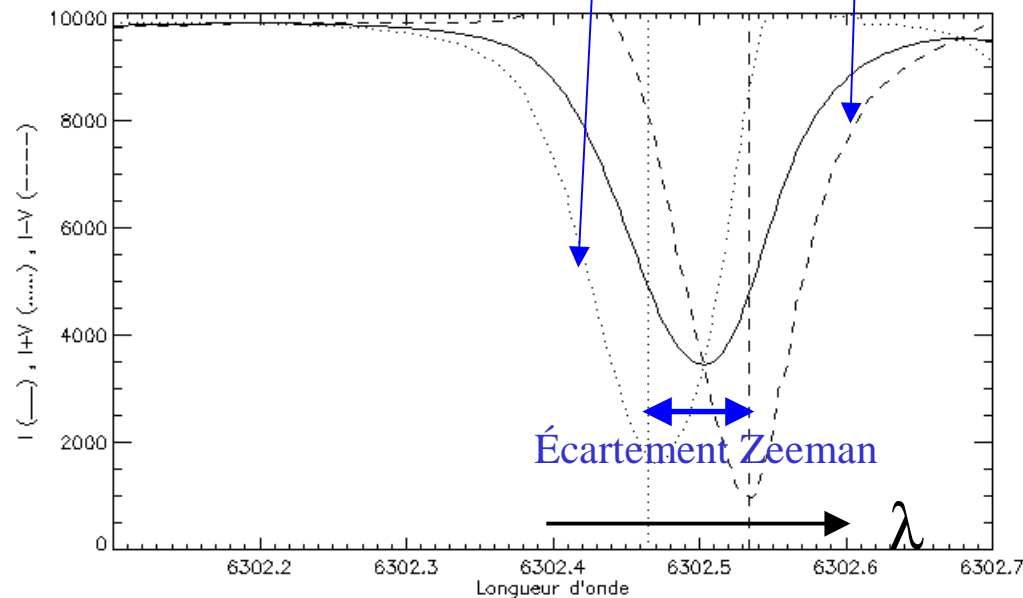
Exemple de FeI 5249 Å et 5250 Å  
sur une tache (effet Zeeman)

# Quantités dispersées par le spectro: $I_{\pm V}$

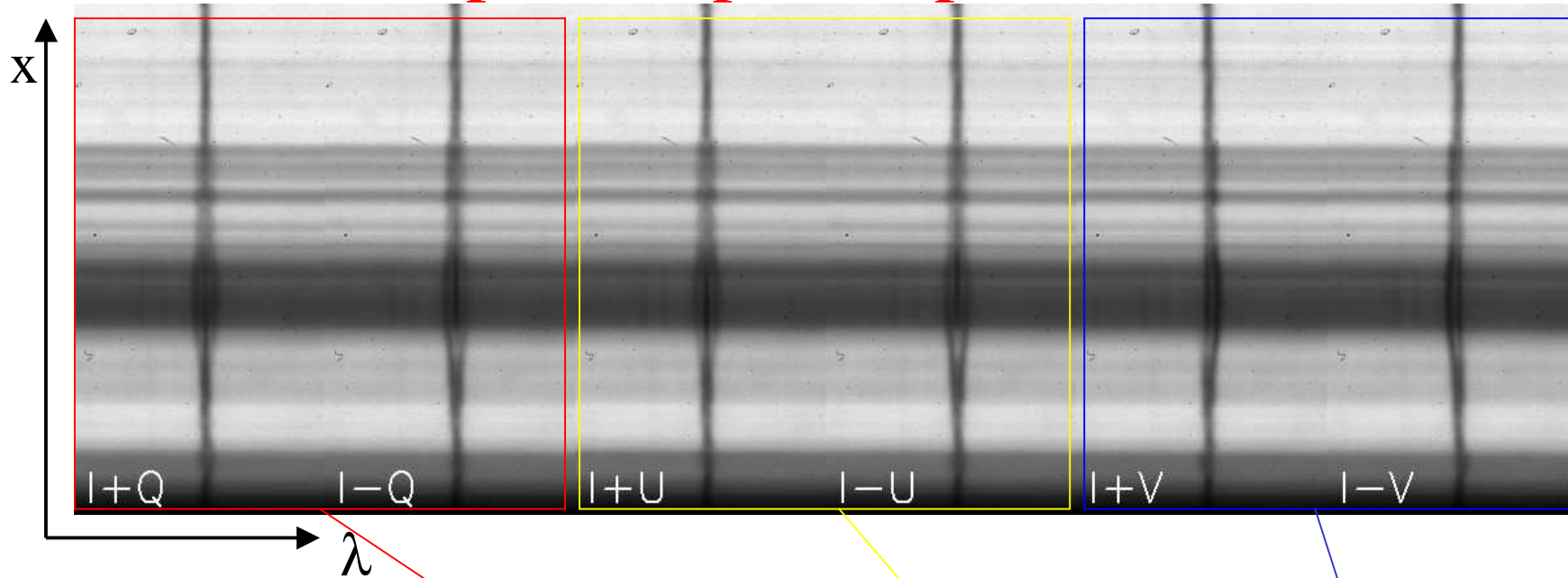


On peut obtenir le module du champ magnétique en mesurant l'écartement Zeeman

Exemple de FeI 6173 en un point particulier d'une tache (l'écartement Zeeman en longueur d'onde entre les deux profils I+V et I-V donne  $\|B\|$ )



# Quantités dispersées par le spectro: $I \pm Q$ , $I \pm U$ , $I \pm V$



## Quantités obtenues par combinaison: $I$ , $Q$ , $U$ , $V$

Exemple de FeI 6173 sur une tache (effet Zeeman):  
la mesure des taux de polarisation  $Q/I$ ,  $U/I$  et  $V/I$  donne le vecteur champ magnétique à une orientation près

