

Polarisation et intrication des photons

Une nouvelle approche non quantique

09/05/2020

Pascal DUBOIS

Mots clés : photon ; polarisation ; modèle ; intrication ; quantique ; photons intriqués ; théorème ; inégalités ; Bell ; théorie ondulatoire.

Dans la note intitulée « Champ gravitationnel, Principe fondamental de la dynamique et Mécanique quantique »¹, nous avons montré que le concept de dualité onde-particule pouvait s'exprimer de manière classique en introduisant une onde-pilote ayant une réalité physique. Cette onde est rattachée au champ gravitationnel et obéit à une équation proche de l'équation de Schrödinger.

Un autre concept de base de la Mécanique quantique est celui d'intrication. Pour une paire de particules intriquées vis-à-vis d'une propriété donnée (par exemple la polarisation des photons), le vecteur d'état correspondant est non séparable : il ne peut pas être factorisé en un produit tensoriel de deux vecteurs définissant chacun l'état d'une seule particule. De ce fait, quelle que soit la distance séparant deux particules intriquées, une mesure effectuée sur une particule influe sur l'autre particule.

Ce caractère non local de la Mécanique quantique a donné lieu à de nombreuses discussions². Suite à des expériences répétées³, l'intrication quantique est admise comme une réalité physique, bien qu'il n'ait pas été proposé d'explication autre que la possibilité d'existence d'états non séparables, non interdite par le formalisme quantique.

Dans la présente note, nous montrons qu'une nouvelle approche de la notion de polarisation des photons permet de retrouver les résultats de base de la Mécanique quantique. La probabilisation des résultats ne traduit pas une indétermination fondamentale inhérente au photon, mais vient de la prise en compte d'un modèle de polarisation qui introduit une dispersion autour d'une direction principale. L'état de polarisation des photons n'est pas modifié par le polariseur, mais celui-ci sélectionne une cohorte de photons dont la distribution dépend de l'orientation du polariseur.

Bien que cette approche ne puisse pas être qualifiée de non locale, elle permet de retrouver les résultats des expériences menées sur des photons intriqués. Nous expliquons pourquoi il n'y a pas contradiction avec le théorème de Bell.

Enfin, le modèle proposé pour la polarisation du photon permet d'établir un lien avec la théorie ondulatoire classique, qui reste à développer.

¹ <https://www.aimer-la-physique.com>

² dont celles liées au paradoxe EPR (introduit par Einstein, Podolsky et Rosen en 1935).

³ et notamment celles d'Alain Aspect sur des paires de photons intriqués en polarisation (1980-1982)

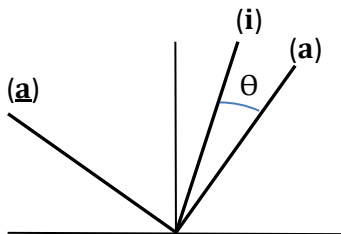
1. Qu'est-ce que la polarisation ?

1.1. Théorie ondulatoire classique

La polarisation d'une onde électromagnétique décrit la manière selon laquelle oscillent le champ électrique et le champ magnétique. Pour une onde plane monochromatique, cette oscillation, qui se produit dans le plan d'onde perpendiculaire à la direction de propagation, peut être rectiligne ou bien circulaire ou elliptique (par superposition linéaire de deux états de polarisation rectiligne).

Une source lumineuse naturelle n'émet pas un faisceau polarisé. Mais ce dernier peut l'être au moyen d'un filtre polariseur qui ne laisse passer que la fraction du faisceau ayant l'état de polarisation choisi. Par exemple, un faisceau de polarisation rectiligne peut être obtenu en interposant un polaroïd, qui transmet seulement les vibrations parallèles à une direction donnée.

En utilisant séparément deux polariseurs ou bien un dispositif particulier tel qu'une lame biréfringente, on peut décomposer un faisceau lumineux de polarisation rectiligne selon deux directions orthogonales.



Désignons par **(a)** et **(a)** ces deux directions et par **(i)** la direction de polarisation du faisceau incident.

Soit θ l'angle **(i, a)**.

Si l'intensité du faisceau incident est I , celle qui sort par le canal **a** vaut :

$$I_a = I \cos^2 \theta \quad (1)$$

Et celle qui sort par le canal **a** :

$$I_a = I \sin^2 \theta \quad (2)$$

Ces expressions constituent la loi de Malus.

Si on utilise un polariseur à un seul canal, une partie de l'intensité est transmise, l'autre est absorbée par le dispositif. Si le faisceau est non polarisé (on suppose que toutes les directions de polarisation sont représentées de façon uniforme), l'intensité transmise s'obtient en intégrant l'équation (1) :

$$I_a/I = (1/\pi) \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos^2 \theta \, d\theta = 1/2 \quad (3)$$

La moitié de l'intensité est transmise.

1.2. Transposition aux photons (Mécanique quantique)

Comment peut-on interpréter le résultat ci-dessus si on sort de la théorie ondulatoire pour s'intéresser aux photons du faisceau pris individuellement ?

L'intensité lumineuse correspond à l'énergie transportée par un certain nombre de photons. Le partage de l'intensité à la sortie de l'analyseur ne peut donc être dû qu'à un partage du flux de photons entre les canaux **a** et **a**.

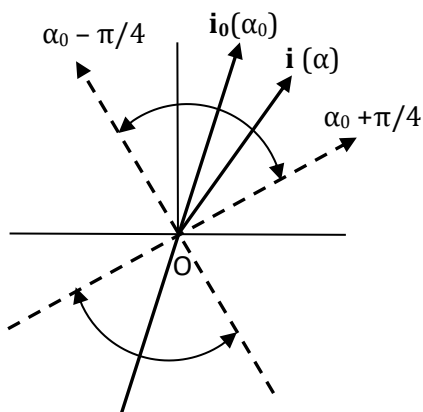
Pourtant, puisqu'on part d'un faisceau monochromatique dans un état de polarisation rectiligne bien défini, on semble fondé à considérer que chaque photon possède la même énergie et interagit de la même façon avec l'analyseur. Comment expliquer alors le partage ?

C'est là qu'intervient la théorie quantique : la polarisation est considérée comme une grandeur physique vis-à-vis de laquelle le photon est dans une superposition d'états ; le passage par l'analyseur constitue une mesure de la polarisation dans la base orthogonale (\mathbf{a} , $\underline{\mathbf{a}}$). La mesure donne pour résultat \mathbf{a} ou $\underline{\mathbf{a}}$, ce qui veut dire que la polarisation du photon est projetée dans la direction (\mathbf{a}) ou dans la direction ($\underline{\mathbf{a}}$) avec les probabilités données par les relations (1) ou (2).

1.3. Une nouvelle approche de la polarisation

Essayons d'imaginer une approche dans laquelle le photon ne subit aucun changement d'état au passage dans le polariseur : ce dernier effectue simplement une sélection des photons.

1.3.1 Pour cela il faut admettre que la polarisation du photon, de direction (\mathbf{i}), présente une oscillation autour d'une direction principale (\mathbf{i}_0).



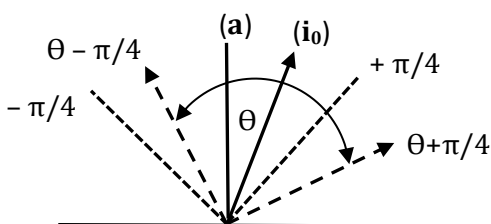
Plus précisément, nous supposons que la polarisation oscille dans l'angle égal à $\pm \pi/4$ autour de (\mathbf{i}_0).

Désignons par $p(\alpha - \alpha_0)$ la densité de probabilité de présence de (\mathbf{i}). Nous verrons plus loin quelle fonction adopter pour p pour retrouver la loi de Malus.

Dans ce qui suit, nous allons raisonner sur le demi-plan supérieur. Mais le modèle de polarisation que nous proposons comporte une partie symétrique par rapport à O . Nous verrons au paragraphe 1.3.4 qu'il est nécessaire de considérer (\mathbf{i}_0) et (\mathbf{i}) comme des directions orientées.

1.3.2 Il faut d'abord définir la condition de sélection des photons par le polariseur.

Nous faisons l'hypothèse qu'un photon est transmis par un polariseur de direction (\mathbf{a}) si, au moment de son interaction avec l'appareil, la direction de polarisation (\mathbf{i}) de ce photon est comprise dans l'angle égal à $\pm \pi/4$ autour de (\mathbf{a}).



Prenons comme axe origine la direction (\mathbf{a}) du polariseur. Soit θ l'angle de la direction principale de polarisation du photon (\mathbf{i}_0) avec (\mathbf{a}).

Avec l'hypothèse qui vient d'être faite, le photon est transmis si (\mathbf{i}) est compris entre les directions $(\theta - \pi/4)$ et $(\pi/4)$ (pour $\theta > 0$)⁴.

⁴ Pour $\theta < 0$ le photon est transmis si (\mathbf{i}) est compris entre les directions $(-\pi/4)$ et $(\theta + \pi/4)$.

La loi de Malus est satisfaite si (pour un demi-plan) :

$$\int_{-\pi/4}^{\pi/4} p(\alpha - \theta) d\alpha = (\cos^2 \theta) / 2 \quad \text{et si :} \quad \int_{-\pi/4}^{\theta-\pi/4} p(\alpha - \theta) d\alpha = (\sin^2 \theta) / 2$$

Cela peut être obtenu en prenant : $p(\alpha) = \cos(2\alpha) / 2$.

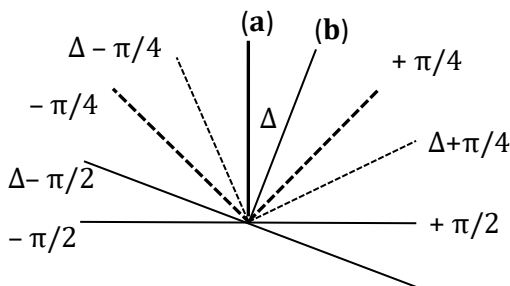
La densité de probabilité est maximale (égale à 0.5) pour $\alpha = 0$ et décroît jusqu'à 0 quand $|\alpha|$ varie de 0 à $\pi/4$. La probabilité de présence totale est bien égale à 1 :

$$2 \int_{-\pi/4}^{\pi/4} p(\alpha) d\alpha = 1$$

Quelle est la composition du faisceau de photons obtenu après passage d'un faisceau non polarisé dans un polariseur ? La réponse est immédiate : des photons de toute direction principale de polarisation sont transmis, mais avec une densité dans le faisceau donnée par $\cos^2 \theta$. En intégrant on retrouve bien le constat que la moitié des photons est transmise (cf. équation 3).

Comme annoncé en tête du 1.3, le polariseur a simplement effectué une sélection des photons ; il n'a pas modifié l'état individuel de polarisation de chaque photon.

1.3.3 Appliquons maintenant le résultat qui vient d'être obtenu au passage du faisceau par un second polariseur de direction (b) différente de (a). Nous désignons par Δ l'angle (a,b). Dans la présentation ci-dessous, nous supposons : $0 < \Delta < \pi/4$.



Supposons pour le moment que ce second polariseur soit placé à une distance du premier telle que la direction (i) de polarisation des photons entrants soit inchangée par rapport à celle constatée sur le premier polariseur.

Pour chaque plage de valeurs de θ , le tableau ci-dessous donne la plage des (i) admissibles et la fraction du nombre de photons θ transmis par b.

A partir de la fraction de photons θ transmis, on peut calculer pour l'ensemble de chaque plage la fraction transmise, puis, en sommant sur les plages, la fraction du nombre initial de photons (non polarisés) qui est transmise par le polariseur b :

Plage de valeurs de θ	Plage des $i(\alpha)$ transmis	Fraction de photons θ transmis	Fraction transmise par plage (tous θ)
$-\pi/2 < \theta < \Delta - \pi/2$	aucun	0	0
$\Delta - \pi/2 < \theta < 0$	$\Delta - \pi/4 < \alpha < \theta + \pi/4$	$(1 + \cos(2\theta - 2\Delta))/4$	$\pi/8 - \Delta/4 - (\sin 2\Delta)/8$
$0 < \theta < \Delta$	$\Delta - \pi/4 < \alpha < \pi/4$	$(1 + \cos(2\Delta))/4$	$\Delta \cos^2 \Delta / 2$
$\Delta < \theta < \pi/2$	$\theta - \pi/4 < \alpha < \pi/4$	$(\cos(2\Delta) + \cos(2\theta - 2\Delta))/4$	$(\pi/8 - \Delta/4) \cos(2\Delta) + (\sin 2\Delta)/8$

Somme : $\pi (\cos^2 \Delta) / 4$

La somme ci-dessus est à diviser par π puisque θ varie de $-\pi/2$ à $\pi/2$.

Le total des fractions transmises par le polariseur **b** vaut donc : $(\pi (\cos^2 \Delta) / 4) / \pi = (\cos^2 \Delta) / 4$.

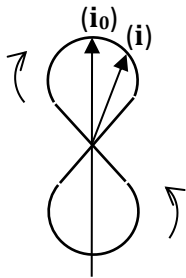
En rapportant ce nombre à celui qui résultait du passage par le polariseur **a** (soit $1/4$ pour un demi-plan), on obtient le ratio entre nombres de photons sortants et entrants de **b** :

$$\text{Ratio } \mathbf{b/a} = \cos^2 \Delta \text{ avec } \Delta = \text{angle } (\mathbf{a,b}) \quad (4)$$

Nous retrouvons bien le résultat de la prédiction quantique. Ce résultat peut être étendu sans difficulté à toutes les valeurs de Δ .

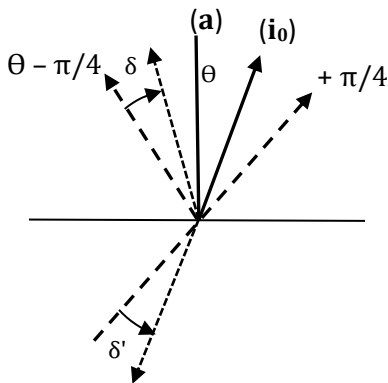
1.3.4 Il nous faut enfin revenir sur l'hypothèse faite au début du paragraphe précédent.

Vérifions que le résultat obtenu peut être étendu au cas quelconque où les directions (i) de polarisation des photons entrants sont décalées par rapport à celles constatées à la sortie du premier polariseur.



Nous allons montrer que l'invariance du résultat donné par la formule (4) est assurée si la direction de polarisation (i) du photon décrit une courbe en « 8 ». On introduit en fait un vecteur polarisation.⁵

Dans ce cas, la polarisation apparaît droite sur une moitié de la courbe et gauche sur l'autre moitié.⁶



Plaçons-nous dans l'hypothèse : $\theta > 0$. Les photons transmis par le polariseur **a** présentent une direction de polarisation (i) comprise entre les directions $(\theta - \pi/4)$ et $(\pi/4)$ _ à l'instant de leur transmission.

Quelle est l'incidence d'un décalage temporel Δt sur la position de cette plage angulaire lorsque les photons abordent le polariseur **b** ? A ce décalage temporel correspondent des décalages angulaires des extrémités de la plage, δ et δ' , figurés ci-dessus dans l'hypothèse de photons de polarisation droite pour $\Delta t > 0$.

Ces décalages angulaires sont tels que :

$$\int_{\theta - \pi/4}^{\theta - \pi/4 + \delta} p(\alpha - \theta) d\alpha = \int_{3\pi/4}^{3\pi/4 + \delta'} p(\alpha - \theta) d\alpha = K \Delta t \quad (K \text{ constante de proportionnalité})$$

La probabilité de présence dans un intervalle angulaire est en effet proportionnelle à la durée de parcours de l'intervalle.

⁵ Voir chapitre 3 : Modèle de polarisation des photons. L'image de la courbe est déformée.

⁶ Le fait de prendre pour (\mathbf{i}_0) une direction orientée permet de qualifier la polarisation de droite ou gauche.

Donc :
$$\int_{\theta-\pi/4}^{\pi/4} p(\alpha - \theta) d\alpha = \int_{\theta-\pi/4+\delta}^{\pi/4} p(\alpha - \theta) d\alpha + \int_{3\pi/4}^{3\pi/4+\delta'} p(\alpha - \theta) d\alpha$$

On vérifie que la plage décalée ($\theta - \pi/4 + \delta, \pi/4 + \delta'$) conduit bien à la même fraction de photons transmis que la plage initiale.

Si on complète maintenant le tableau du paragraphe 1.3.3 pour prendre en compte la partie symétrique, on constate que, du fait de l'inversion du sens de polarisation, un décalage pour une moitié de la courbe est compensé par un décalage opposé pour l'autre moitié. La somme finale est inchangée.

Au chapitre 3, nous décrivons un modèle de polarisation possible pour le photon respectant les conditions précédentes : densité de probabilité $p(\alpha) = \cos(2\alpha)/2$ pour (\mathbf{i}) et courbe en « 8 » dont l'axe longitudinal constitue la direction principale (\mathbf{i}_0) .

1.4. Différences entre les deux approches

La Mécanique quantique d'une part, l'approche que nous venons d'exposer d'autre part, conduisent à la même prédiction des résultats des expériences de polarisation. Cependant il existe des différences fondamentales entre les deux approches.

Pour la Mécanique quantique :

- Un photon n'a pas d'état de polarisation prédéfini. On ne peut attribuer une direction de polarisation au photon qu'après passage par un polariseur. La sélection par un polariseur d'orientation (\mathbf{a}) fait passer le photon à l'état propre (\mathbf{a}) dans la base du polariseur ;
- Mais le résultat du passage d'un photon de polarisation (\mathbf{a}) par un polariseur d'orientation $(\mathbf{b}) \neq (\mathbf{a})$ est indéterminé. Une même expérience répétée sur des photons identiques donne les deux résultats possibles (sélection ou non sélection), dont on ne peut connaître à l'avance que la probabilité d'occurrence.

L'indétermination est un principe de base du modèle quantique : dans la base orthogonale (\mathbf{b}, \mathbf{b}) le photon n'est pas dans un état propre, mais dans une superposition d'états.

La règle de calcul des probabilités quantiques permet de retrouver la loi de Malus.

Dans l'approche alternative proposée :

- L'état de polarisation d'un photon est parfaitement déterminé et indépendant des polariseurs. Il est défini par deux variables : (\mathbf{i}_0) _ vecteur polarisation principale _ et (\mathbf{i}) _ vecteur polarisation à un instant donné. Cet état n'est pas modifié par les polariseurs qui ne font que sélectionner ou non ce photon ;

- Le résultat du passage par un polariseur d'un photon, dont les directions (\mathbf{i}_0) et (\mathbf{i}) sont connues, est parfaitement prédictible. Une même expérience répétée sur des photons ayant le même état de polarisation donne un résultat unique ;
- Mais, si l'on considère l'ensemble des photons sélectionnés par un premier polariseur \mathbf{a} , le passage par un second polariseur \mathbf{b} conduit statistiquement aux mêmes résultats que ceux prédits par la Mécanique quantique.

La probabilisation des résultats ne traduit pas une indétermination fondamentale inhérente au photon, mais vient de la dispersion des directions de polarisation (\mathbf{i}) à l'arrivée sur le polariseur.

Le caractère aléatoire de la dispersion résulte des conditions initiales d'émission des photons. Dans le modèle de polarisation, la densité de probabilité de présence des directions (\mathbf{i}) est choisie de façon à retrouver la loi de Malus.

2. Paires de photons intriqués

2.1. Intrication quantique de deux photons

Considérons une paire de photons constituant un système $\{S_1 + S_2\}$. Intéressons-nous à la partie polarisation du vecteur d'état.

La Mécanique quantique admet que ce système peut présenter des états qui ne peuvent pas s'écrire sous la forme du produit tensoriel d'un état du sous-système S_1 par un état du sous-système S_2 . De tels états, non séparables, sont dits intriqués.

Ainsi, dans la variante de Bohm de l'expérience de pensée EPR⁷, une source émet une paire de photons v_1 et v_2 s'éloignant dans des directions opposées selon l'axe Oz. On suppose que la partie polarisation (dans le plan Ox, Oy) du vecteur d'état décrivant la paire de photons peut s'écrire :

$$|\Psi(v_1, v_2)\rangle = (1/\sqrt{2}) \{ |\Psi(x, x)\rangle + |\Psi(y, y)\rangle \}$$

où $|x\rangle$ et $|y\rangle$ sont des états de polarisation linéaire.

On ne peut pas attribuer une polarisation à chaque photon individuellement. Les photons sont dits intriqués.

Supposons maintenant que le photon v_1 passe par un polariseur orienté selon la direction (\mathbf{a}) et le photon v_2 par un polariseur orienté selon la direction (\mathbf{b}) . Supposons en outre que l'interaction du photon v_1 avec le polariseur \mathbf{a} intervienne en premier et prenons, pour simplifier, la direction (\mathbf{a}) parallèle à l'axe Ox.

Si le photon v_1 est projeté dans l'état $|x\rangle$, ce qui se produit avec une probabilité égale à 1/2, l'application des règles de la mécanique quantique conduit au nouvel état suivant pour le système des deux photons :

$$|\Psi'(v_1, v_2)\rangle = |x, x\rangle$$

Le photon v_2 est donc également projeté dans l'état $|x\rangle$. Après passage par le polariseur \mathbf{b} , le résultat (photon transmis ou non) est donné par la loi de Malus appliquée avec l'angle (\mathbf{a}, \mathbf{b}) .

On peut donc dire que la connaissance du résultat de l'expérience faite sur le photon v_1 permet de prédire le résultat de celle qui est faite sur le photon v_2 .

Si l'on désigne par $P_{++}(\mathbf{a}, \mathbf{b})$, $P_{+-}(\mathbf{a}, \mathbf{b})$, $P_{-+}(\mathbf{a}, \mathbf{b})$ et $P_{--}(\mathbf{a}, \mathbf{b})$ les différentes probabilités de détection conjointe de v_1 et v_2 dans les canaux de sortie + ou – des polariseurs, les prédictions de la Mécanique quantique sont finalement les suivantes :

$$P_{++}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = P_{--}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = \cos^2(\mathbf{a}, \mathbf{b})/2 \tag{5}$$

$$P_{+-}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = P_{-+}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = \sin^2(\mathbf{a}, \mathbf{b})/2$$

⁷ cf. Alain Aspect : "Présentation « naïve » des inégalités de Bell".

2.2. Intrication dans la nouvelle approche de la polarisation

Dans la nouvelle approche exposée au sous-chapitre 1.3, on dispose a priori de deux possibilités pour définir l'intrication : **deux photons sont intriqués vis-à-vis de la polarisation s'ils présentent à tout instant la même direction de polarisation principale (i_0) et des vecteurs de polarisation variable (i) identiques ou opposés.**⁸

Ces photons jumeaux sont indiscernables pour ce qui concerne la sélection par un polariseur, quelle que soit l'orientation de ce dernier.

Puisque le passage par un polariseur ne modifie pas l'état du photon, il n'y a aucune différence entre l'expérience consistant à faire passer un premier photon par (**a**), puis le second par (**b**), ou bien celles consistant à n'utiliser qu'un seul photon passant successivement par (**a**) et par (**b**).

Les résultats établis au sous-chapitre 1.3 montrent que la nouvelle approche permet de retrouver les équations (5) établies dans le cadre de la Mécanique quantique.

2.3. Expériences avec photons intriqués et théorème de Bell

On peut réaliser quatre séries d'expériences⁹, du type de celle qui est décrite au 2.1, sur des paires de photons intriqués, en utilisant quatre orientations de polariseurs : (**a**), (**b**), (**a'**), (**b'**). Les combinaisons formées sont : (**a et b**), (**a et b'**), (**a' et b**), (**a' et b'**).

Pour chaque série de résultats on calcule les quatre probabilités P_{++} , P_{+-} , P_{-+} et P_{--} . Puis, à partir de l'ensemble de ces probabilités, on calcule la valeur d'une certaine expression $S(\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{a}', \mathbf{b}')$ qui satisfait au théorème de Bell¹⁰, que l'on peut énoncer comme suit dans le cas présent :

L'expression S est bornée inférieurement et supérieurement par deux nombres indépendants des orientations des polariseurs, en l'occurrence :

$$-2 \leq S \leq 2$$

si :

- *les résultats de la détection des photons par un polariseur peuvent être considérés comme aléatoires ;*
- *la condition de séparabilité est respectée : par exemple, pour l'expérience avec la combinaison (**a et b**) , la détection faite avec **a** est indépendante de **b** et la détection faite avec **b** est indépendante de **a**.*

Les expériences confirment les probabilités données par les équations (5). Avec ces valeurs, S ne satisfait pas à l'inégalité de Bell pour certains choix des orientations (**a**, **b**, **a'**, **b'**).

⁸ Nous discutons du choix de l'une ou l'autre possibilité au chapitre 3.

⁹ cf. Alain Aspect : " Présentation « naïve » des inégalités de Bell ".

¹⁰ J.S. Bell : " On the Einstein - Podolsky - Rosen Paradox ".

J.F. Clauser, M.A. Horne, A. Shimony, R.A. Holt : "Proposed experiment to test local-hidden variables theories".

Ce résultat est interprété comme une vérification du caractère non local de la Mécanique quantique, traduit par la non séparabilité des états de polarisation des photons intriqués.

Dans la nouvelle approche proposée, la non-séparabilité résulte tout simplement du fait que les photons intriqués ne peuvent pas être distingués par un polariseur.

Si le photon \mathbf{v}_1 est sélectionné par \mathbf{a} , le photon \mathbf{v}_2 appartient aussi à l'ensemble des photons sélectionnables par \mathbf{a} ; la sélection de \mathbf{v}_2 par \mathbf{b} est donc influencée par \mathbf{a} . L'une des conditions du théorème de Bell n'est pas satisfaite.

Avec la théorie quantique, l'indétermination fondamentale de l'état de polarisation d'un photon oblige à lier les deux photons de la paire par l'hypothèse d'un vecteur d'état global pour échapper à l'inégalité de Bell.

En définitive, il est possible de proposer une modélisation classique de la polarisation des photons qui permet d'expliquer les résultats des expériences, y compris ceux ne satisfaisant pas aux inégalités de Bell.

Le modèle est développé au chapitre suivant.

3. Modèle de polarisation des photons

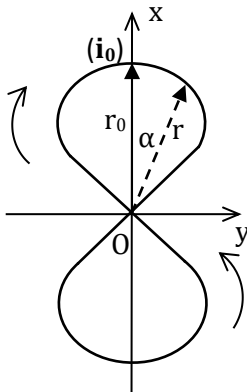
3.1. Construction du modèle

3.1.1 Partons des conditions énoncées au paragraphe 1.3 :

- la densité de probabilité s'appliquant à l'orientation de polarisation (\mathbf{i}) est :

$$p(\alpha) = \cos(2\alpha) / 2 \quad (6)$$

- la polarisation est exprimée sous forme vectorielle et l'extrémité du vecteur polarisation décrit une courbe en « 8 ».



Le sens de parcours de la courbe est défini par l'orientation de la direction principale de polarisation : par convention la polarisation droite correspond à la partie de courbe englobant le vecteur (\mathbf{i}_0).

Il résulte de l'équation (6) que l'on peut écrire :

$$(\cos(2\alpha) / 2) d\alpha = K dt \quad (\text{cf. 1.3.4})$$

soit, en intégrant :

$$\sin(2\alpha) / 4 = K t + \text{Cte}$$

Prenons $t=0$ pour $\alpha=0$ (correspondant à l'orientation de polarisation principale (\mathbf{i}_0)) et désignons par T la période de révolution (correspondant au « 8 » complet).

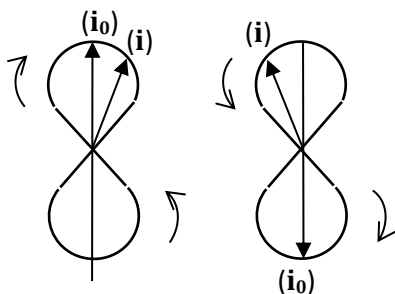
Il vient :

$$\sin(2\alpha) = 4 t / T \quad (\text{pour : } 0 \leq t < T/4) \quad (7)$$

3.1.2 Ajoutons la condition suivante :

- la superposition de deux photons de polarisation principale opposée et déphasés de π^{11} conduit à une polarisation rectiligne sinusoidale.

Nous supposons donc que les vecteurs polarisation peuvent être ajoutés. Cela permet de faire un lien entre photons et théorie ondulatoire, comme nous l'expliciterons au paragraphe 3.2.



La superposition double la composante parallèle à Ox et annule la composante parallèle à Oy.

On peut donc écrire :

$$r \cos(\alpha) = r_0 \cos(\omega t) \quad \text{avec : } \omega = 2\pi/T \quad (8)$$

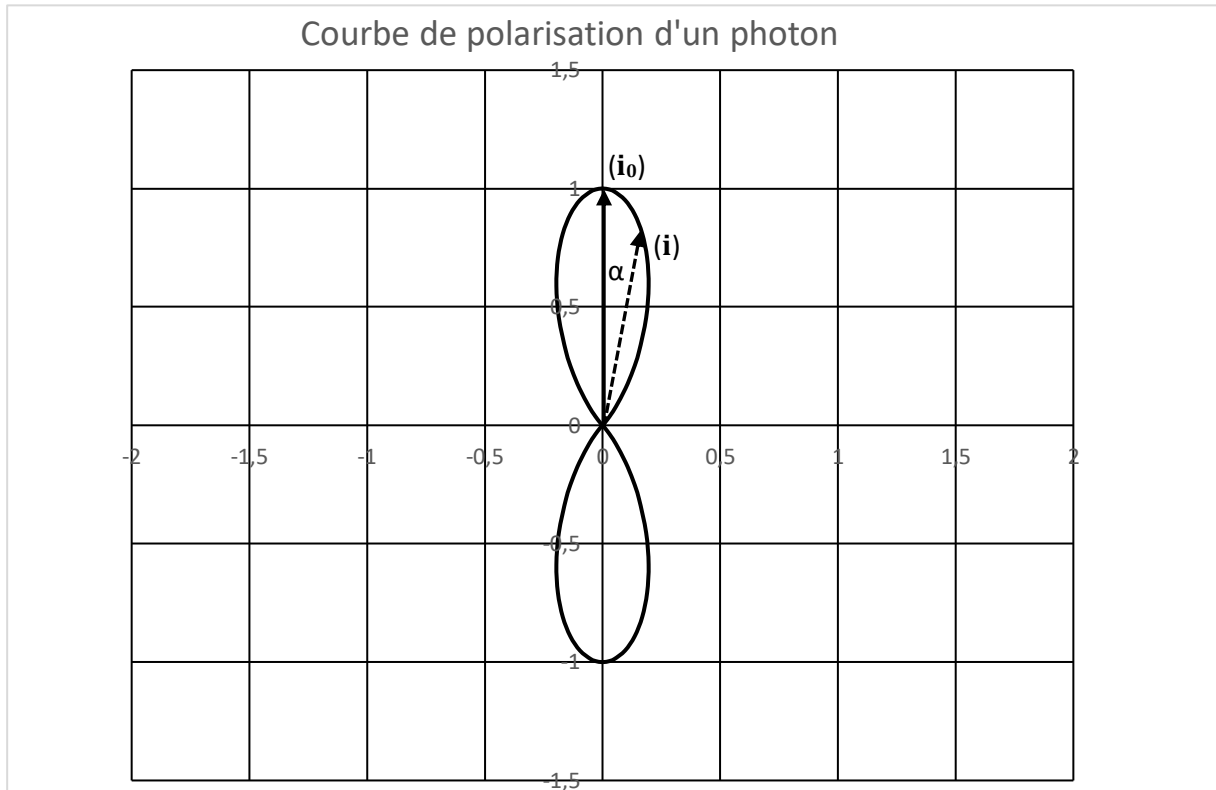
$$r \sin(\alpha) = r_0 \cos(\omega t) \operatorname{tg}(\alpha) \quad \text{avec : } \alpha = (\operatorname{Arc} \sin(4t/T))/2$$

$$= (\operatorname{Arc} \sin(2\omega t/\pi))/2$$

¹¹ Le déphasage est calculé par rapport à l'orientation principale (\mathbf{i}_0) de chaque photon.

Les équations (8) ci-dessus sont les équations paramétriques en fonction du temps de la courbe décrite par l'extrémité du vecteur polarisation.

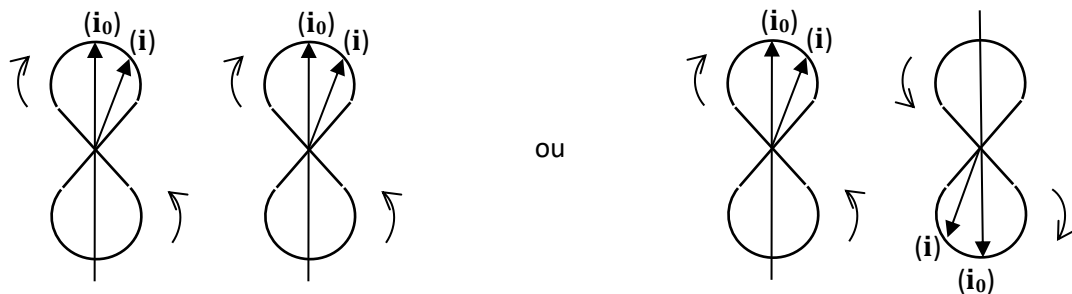
La courbe obtenue est figurée ci-dessous (avec : $r_0 = 1$ et axes orthonormés).



Notons que la vitesse angulaire est : $d\alpha/dt = \omega / (\pi \cos (2\alpha)) = 2\nu/\cos (2\alpha)$

3.1.3 Application aux photons intriqués

La définition de l'intrication donnée au paragraphe 2.2 se traduit comme suit :



photons de (i_0) identiques en phase

photons de (i_0) opposés en phase

On remarque que la deuxième possibilité correspond, en cas de superposition des photons, à une absence de polarisation. Il conviendrait d'examiner si cela peut justifier de choisir cette solution.

3.2. Lien avec la théorie ondulatoire

Le modèle proposé attache au photon un vecteur polarisation qui peut être analysé comme un élément de vecteur champ électrique. Nous venons de voir que la superposition de deux photons peut créer un élément de polarisation rectiligne.

Le passage à l'analyse ondulatoire semble donc pouvoir être fait en continuité de l'analyse des photons pris individuellement.

Cela suppose toutefois de définir la façon selon laquelle les photons composent une onde. Le flux de photons est organisé ; notamment la fréquence de l'onde ne définit pas seulement l'énergie des photons, mais aussi leur succession dans le temps.

Ce point doit faire l'objet d'analyses complémentaires.