

les systèmes optiques bistables

L'étude des systèmes optiques bistables se situe à la charnière de la recherche appliquée et de la recherche fondamentale. En effet, ces systèmes peuvent déboucher sur la réalisation de mémoires optiques dont les temps de commutation sont beaucoup plus courts que ceux des mémoires électroniques.

Les systèmes bistables sont bien connus en électronique. Ce sont des systèmes qui pour la même valeur d'un paramètre (la tension par exemple) peuvent donner deux solutions stables pour une variable telle que l'intensité du courant. Ces systèmes sont évidemment d'une très grande utilité dans la pratique puisqu'on les utilise comme mémoires dans les systèmes électroniques. Le développement de la communication de l'information au moyen des fibres optiques a naturellement amené à s'interroger sur la possibilité de créer des systèmes à mémoire purement optiques. Les avantages de telles mémoires sont évidents : d'une part, on s'affranchit de l'interface entre la partie optique et la partie électronique, d'autre part, puisque l'on sait réaliser des impulsions de lumière dont la durée est inférieure à la picoseconde (10^{-12} sec), on peut envisager d'obtenir des mémoires dont le temps de commutation serait sensiblement du même ordre, c'est-à-dire trois fois inférieur en ordre de grandeur aux temps de commutations électroniques. Cela augmenterait de façon impressionnante les possibilités des calculateurs.

La première observation expérimentale de la bistabilité optique a été réalisée aux Etats-Unis et remonte à moins de cinq ans. Depuis, plusieurs autres expériences ont été réalisées qui utilisent des méthodes et des techniques différentes. Avant de présenter les expériences réalisées en France, il convient de dire que même si des progrès notables ont été obtenus durant ces cinq ans tant du point de vue de la compréhension des phénomènes

que du point de vue des performances, il reste encore de nombreux obstacles à franchir avant d'arriver au stade de l'industrialisation.

principe d'un système optique bistable

La plupart des expériences sur la bistabilité optique utilisent des systèmes optiques analogues : il s'agit d'une cavité Fabry-Perot contenant un milieu dont les propriétés optiques dépendent de l'intensité lumineuse (figure 1). Une cavité Fabry-Perot est constituée de deux miroirs parallèles ayant des coefficients de réflexion et de transmission égaux respectivement à R et T (on supposera pour simplifier qu'il n'y a pas de perte : R + T est alors égal à 1). La différence de phase ϕ pour une onde lumineuse entre les deux miroirs est égale à $\phi = \frac{2\pi n \ell}{\lambda}$ où n, ℓ et λ sont respectivement l'indice du milieu remplissant le Fabry-Perot, la distance entre les miroirs, et la longueur d'onde de la lumière dans le vide. Il est bien connu que la transmission \mathcal{T} du Fabry-Perot (rapport de l'intensité transmise I_t sur l'intensité incidente I_i) est alors donnée par la formule d'Airy :

$$\mathcal{T} = \frac{I_t}{I_i} = \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \phi} \quad (1)$$

Dans la situation habituelle, ϕ est indépendant de l'intensité lumineuse à l'intérieur du Fabry-Perot. Pour une valeur donnée de l'intensité incidente I_i et de la longueur ℓ il n'y a qu'une seule valeur possible pour l'intensité transmise. Ceci n'est plus le cas pour des milieux dont l'indice n varie de façon importante avec l'intensité. Dans ces conditions la phase ϕ est une fonction de l'intensité et l'équation (1) est une équation non-linéaire qui peut avoir plusieurs solutions pour I_t (voir encadré). Dans le cas le plus simple, il peut y avoir deux solutions stables. La bistabilité optique se manifeste alors de la manière suivante : quand l'intensité incidente croît de la valeur 0 à la valeur I_{max} , l'intensité transmise croît de 0 à I'_{max} en suivant une certaine loi $I_t = f(I_i)$ qui est différente de la loi $I_t = g(I_i)$ obtenue quand l'intensité incidente décroît de I_{max} à 0 (voir figure 1). Cette courbe caractéristique de la bistabilité est obtenue à longueur de la cavité constante. On obtient une courbe d'hystérésis tout à fait analogue quand on considère l'évolution de la transmission \mathcal{T} en fonction de la longueur de la cavité à intensité incidente constante.

observation de la bistabilité optique

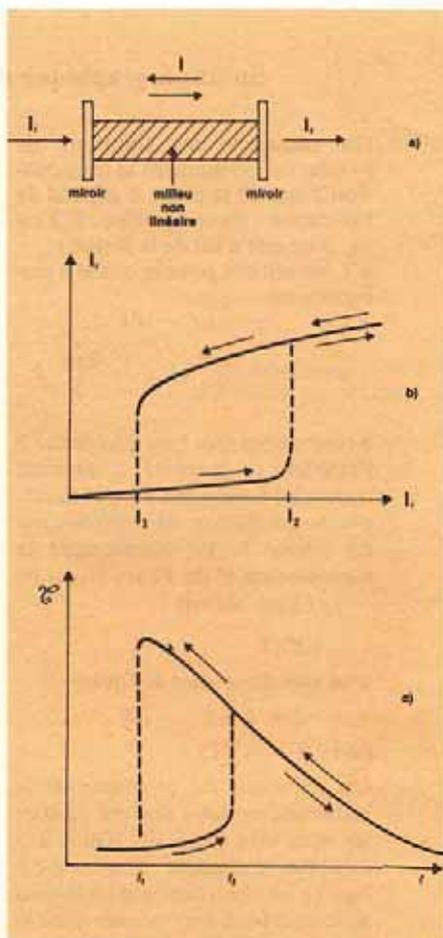
La différence majeure qui existe d'une expérience à l'autre se trouve dans le choix du milieu aux propriétés optiques non-linéaires et à l'origine physique de ces non-linéarités.

Laboratoire d'optique quantique, Ecole polytechnique 91128 Palaiseau ; Laboratoire de spectroscopie hertzienne, Ecole Normale Supérieure, Université Pierre et Marie Curie 75230 Paris Cedex 05

Fig. 1 — Principe d'un système optique bistable (a) : un Fabry-Perot composé de deux miroirs de coefficient de transmission T est rempli par un milieu dont l'indice de réfraction est une fonction de l'intensité à l'intérieur du Fabry-Perot (milieu non linéaire).

Variation de l'intensité transmise I_t par le Fabry-Perot en fonction de l'intensité incidente I_i à longueur de cavité constante (b). Pour des valeurs de l'intensité incidente comprises entre I_1 et I_2 on a deux solutions possibles pour l'intensité transmise. On atteint l'une ou l'autre de ces solutions suivant que l'intensité incidente croît ou décroît. Pour la valeur I_2 de l'intensité incidente on a une brusque variation de l'intensité transmise quand I_i croît très légèrement. Cette variation correspond à un saut de la transmission de la branche inférieure de la courbe d'Airy à la branche supérieure (voir encadré).

Variation de la transmission du Fabry-Perot ($\mathcal{C} = I_t/I_i$) en fonction de la longueur de la cavité à intensité incidente constante (c). La bistabilité se manifeste ici par le fait que pour l compris entre l_1 et l_2 on a pour les mêmes conditions de longueur de cavité et d'intensité incidente deux valeurs possibles pour la transmission. On notera que la courbe de transmission du Fabry-Perot présente dans ces conditions un flanc raide qui correspond à un passage brutal de la branche inférieure de la courbe d'Airy à la branche supérieure (ou réciproquement, voir encadré).



Un des aspects originaux de l'expérience décrite ci-dessous tenait à l'utilisation d'une transition à deux photons pour créer la non-linéarité. Ceci est très différent des expériences antérieures où l'on utilisait la saturation d'un effet linéaire pour observer la bistabilité optique. Une transition à deux photons est au contraire d'emblée un processus non-linéaire puisqu'elle implique l'absorption ou l'émission simultanée de deux photons. Il s'ensuit, par exemple, que la probabilité d'absorption varie comme le carré de l'intensité. Un autre intérêt des transitions à deux photons en phase vapeur est que l'excitation peut se faire sans élargissement Doppler. Cela tient au fait que dans une onde stationnaire, un atome peut absorber deux photons se propageant en sens opposé. On a alors compensation entre les déplacements Doppler $k \cdot v$ et $-k \cdot v$ de la fréquence de chacun des deux photons (k et v correspondent au vecteur d'onde et à la vitesse de l'atome). Cet effet permet d'obtenir une expression simple pour l'indice de réfraction de la vapeur, tous les atomes interagissant de la même façon avec la lumière. Une telle propriété qui simplifie considérablement l'analyse des résultats expérimentaux n'existe pas en revanche dans le cas des transitions à un photon.

L'expérience est réalisée en illuminant un Fabry-Perot contenant une vapeur atomique de rubidium à l'aide d'un laser à colorant accordable. Ce laser fonctionne en régime continu, il est d'une grande pureté spectrale ($\Delta\nu/\nu < 10^{-6}$) et sa puissance est égale à 150 mWatt. Un des miroirs de la cavité Fabry-Perot est monté sur une céramique piezoélectrique. La figure 2 montre les courbes de transmission observées quand on fait varier la longueur de la cavité. On observe, pour chaque valeur de la température de la cellule et pour chaque valeur de l'écart à la résonance à deux photons, deux courbes : l'une correspond à la variation de la transmission quand la longueur de la cavité croît, l'autre à cette même variation dans le cas où la longueur de la cavité décroît. La bistabilité optique se manifeste par le fait que ces deux courbes sont d'une part différentes et d'autre part présentent un flanc raide (voir figure 1 c). On peut constater que la bistabilité est observée sur une plage de fréquence de plus en plus grande au fur et à mesure que la température croît. La densité d'atomes de rubidium est une fonction croissante de la température et l'indice augmente donc avec la température. D'un autre côté, l'indice décroît avec l'écart à la résonance. La valeur de l'indice pour lequel la bistabilité apparaît étant constante, il s'ensuit que la bistabilité apparaît avec un écart à la résonance de plus en plus grand au fur et à mesure que la température s'élève. Notons enfin que l'échelle de fréquence est de l'ordre de grandeur de la largeur Doppler (1 GHz). Le fait que la bistabilité n'apparaisse que dans une étroite plage de fréquence à 165°C est bien caractéristique d'un phénomène sans élargissement Doppler.

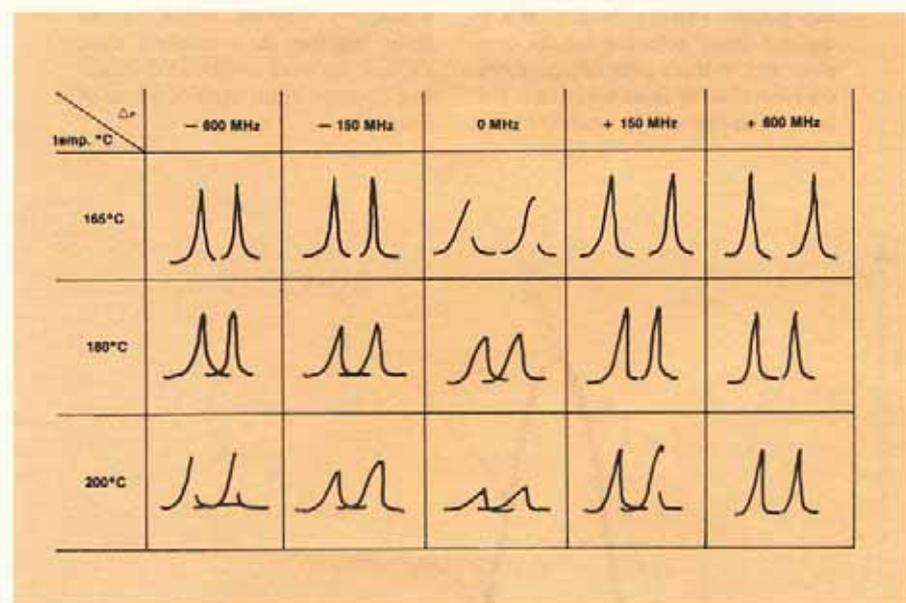


Fig. 2 — Courbes de transmission du Fabry-Perot rempli avec une vapeur de rubidium en fonction de la longueur de la cavité. Les courbes correspondent à diverses valeurs de la température de la cellule et diverses valeurs de l'écart à la résonance à deux photons. On observe à chaque enregistrement deux courbes, l'une correspond à un accroissement de la longueur, l'autre à une diminution de la longueur.

La bistabilité optique se manifeste par le fait que les deux courbes de transmission sont d'une part différentes et d'autre part présentent un flanc raide (voir figure 1 c).

On peut constater que la bistabilité est observée sur une plage de fréquence de plus en plus grande au fur et à mesure que la température croît. La densité d'atomes de rubidium est une fonction croissante de la température et l'indice augmente donc avec la température. D'un autre côté, l'indice décroît avec l'écart à la résonance. La valeur de l'indice pour lequel la bistabilité apparaît étant constante, il s'ensuit que la bistabilité apparaît avec un écart à la résonance de plus en plus grand au fur et à mesure que la température s'élève.

Notons enfin que l'échelle de fréquence est de l'ordre de grandeur de la largeur Doppler (1 GHz). Le fait que la bistabilité n'apparaisse que dans une étroite plage de fréquence à 165°C est bien caractéristique d'un phénomène sans élargissement Doppler.

sante de la densité, qui est elle-même une fonction croissante de la température, et d'autre part une fonction décroissante de l'écart à la résonance. On peut enfin indiquer que la déformation de ces pics a été comparée avec succès aux prévisions théoriques.

les temps de commutation

Du point de vue pratique, le paramètre important est le temps de commutation entre deux positions stables du système bistable. Une information sur ces temps de commutation est donnée par une étude fine du flanc raide de la figure précédente. Ce flanc correspond au saut de la branche inférieure de la courbe de réponse du Fabry Perot à la branche supérieure (ou réciproquement) (voir encadré) et le temps d'évolution caractéristique le long de ce flanc donnera un ordre de grandeur du temps de commutation. On a représenté sur la figure 3 deux courbes

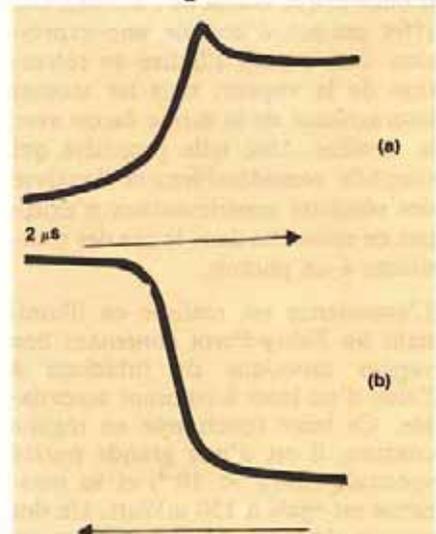


Fig. 3 — Transitoires de bistabilité. Ces courbes correspondent sur une échelle dilatée aux flancs raides de la figure 2. On notera d'abord que l'ordre de grandeur des temps de commutation est sensiblement plus grand que les temps de relaxation du rubidium atomique sur la transition considérée (0,5 μs) et que le temps de réponse de la cavité (30 ns). Ce dernier temps est à peu près égal au temps que met la lumière pour faire un aller-retour dans la cavité (1 ns pour la cavité de l'expérience qui faisait 15 cm) multiplié par le nombre de réflexions que fait en moyenne la lumière avant de s'échapper de la cavité.

La figure 3-a correspond à une transition de la branche supérieure de la courbe d'Airy vers la branche inférieure (voir encadré). La figure 3-b correspond à la situation opposée. La surintensité est liée au fait que la cavité répondant plus vite que les atomes, elle suit « instantanément » les variations atomiques. On décrit ainsi toute la courbe d'Airy depuis le point A_2 jusqu'au point B_2 (voir figure encadré).

Solution graphique de la bistabilité optique

On recherche les solutions de l'équation (1) donnant la transmission \mathcal{T} quand la phase ϕ dépend de l'intensité I dans le milieu. Si l'on suppose que n est de la forme $n_0 + n'I$, on obtient pour la phase ϕ une expression

$$\phi = \alpha l + \alpha' I$$

$$\text{avec } \alpha = \frac{2\pi n_0}{\lambda} \text{ et } \alpha' = \frac{2\pi n'}{\lambda} l$$

Remarquons que I est l'intensité à l'intérieur de la cavité. L'intensité transmise I_t est égale à I que multiplie le coefficient de transmission du miroir T . En introduisant la transmission \mathcal{T} du Fabry-Perot ($\mathcal{T} = I_t/I$) on obtient :

$$I = I_t \mathcal{T}$$

ϕ se met donc sous la forme :

$$\phi = \alpha l + \beta I_t \mathcal{T} \quad (2)$$

(avec $\beta = \alpha'/T$)

Les solutions du problème de la bistabilité optique doivent vérifier les équations (1) et (2). On a une solution graphique simple (voir figure) en cherchant l'intersection de la courbe d'Airy donnée par (1) et de la droite donnée par (2). Pour des petites valeurs de I , il n'y a qu'une seule solution tandis que pour des valeurs plus importantes on peut obtenir trois solutions. En fait l'analyse de la stabilité des

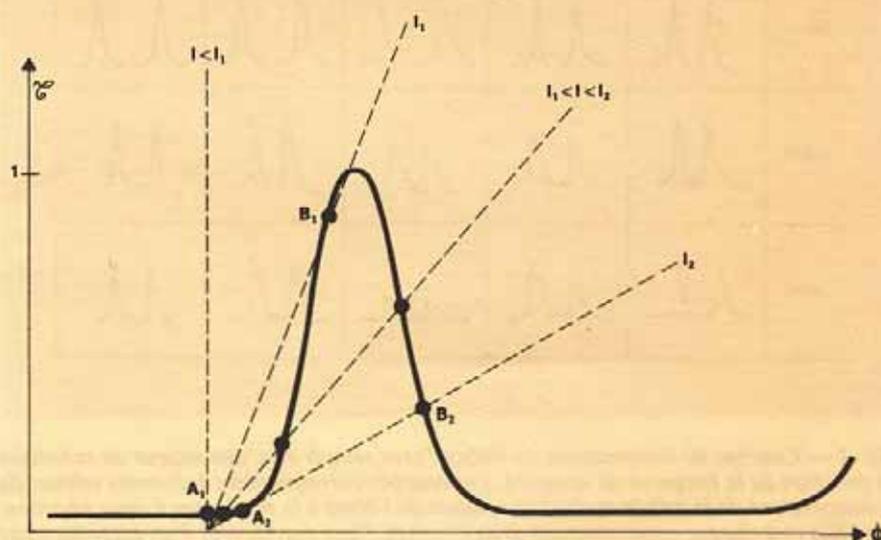
solutions montre que seules deux des solutions sont stables : on a alors bistabilité optique.

On a construit sur la figure (1) le cycle d'hystérésis correspondant à une variation d'intensité incidente quand la longueur de la cavité l est constante. Cette construction se fait à abscisse constante et à pente variable (voir figure).

Pour construire le cycle d'hystérésis à intensité incidente constante et à longueur variable, on utilise comme le montre la formule (2) un réseau de droites parallèles et d'abscisse différente.

Notons enfin que sur les deux positions stables envisagées précédemment, l'une d'entre elles est en toute rigueur métastable. C'est-à-dire qu'au bout d'un certain temps les fluctuations doivent ramener le système vers une position d'équilibre unique. Cependant sauf au voisinage des valeurs limites I_1 et I_2

de l'intensité incidente (voir figure), l'ordre de grandeur du temps au bout duquel on atteint cet équilibre est généralement tellement grand que l'on peut dans presque tous les cas pratiques le considérer comme infini. Il est donc légitime de considérer dans l'article les deux positions d'équilibre comme étant stables l'une et l'autre.



Construction géométrique de la transmission d'un Fabry-Perot rempli avec un milieu non-linéaire. Pour des valeurs de l'intensité incidente inférieures à I_1 , il n'y a qu'une seule valeur pour la transmission. Pour les valeurs de I , comprises entre I_1 et I_2 il y a deux solutions stables et une solution instable.

Quand l'intensité incidente croît de la valeur 0 à la valeur I_2 , le système suit adiabaticquement la solution stable de la branche inférieure de la courbe d'Airy. Au-delà de I_2 il n'y a plus de solution sur cette branche et le système transite brusquement de la branche inférieure vers la branche supérieure (de A_2 à B_2). Quand l'intensité incidente décroît ensuite, le système suit adiabaticquement les solutions de la branche supérieure jusqu'à la valeur I_1 de l'intensité incidente. Si l'intensité incidente décroît alors légèrement le système bascule vers la branche inférieure.

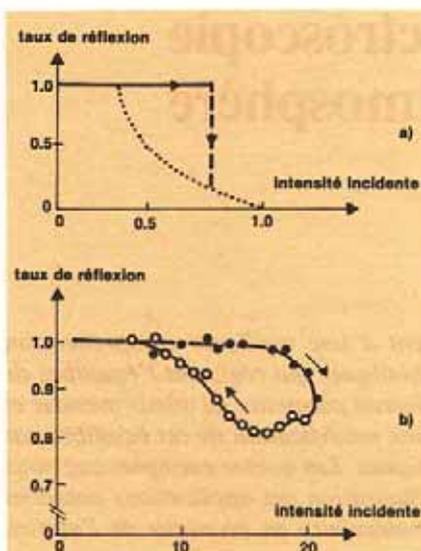


Fig. 4 — Etude de la réflexion à une interface avec un milieu non-linéaire en fonction de l'intensité incidente. La figure 4-a correspond au calcul théorique fait avec une onde plane. La figure 4-b correspond aux résultats expérimentaux.

montrant l'évolution de la transmission en fonction du temps durant ces sauts. On peut remarquer que les temps d'évolution sont de l'ordre de quelques μs , ceci est plus grand que le temps d'évolution de la cavité vide (~ 30 ns) et que le temps de relaxation des atomes de rubidium (~ 0.5 μs). En fait on peut montrer tant du point de vue expérimental que du point de vue théorique que le temps le plus court qu'il soit possible d'atteindre dans ce système est le plus long des envisagés précédemment. Cela n'est d'ailleurs possible que si le système est soumis à une violente perturbation. Notons enfin que ces transitoires de bistabilité ne sont pas toujours monotones (voir figure 3). L'origine des surintensités peut être interprétée théoriquement. Pour atteindre des temps plus courts qui soient au moins comparables à ceux de l'électronique il faut diminuer simultanément les temps de réponse de la cavité et des matériaux. Pour cela il faut utiliser des matériaux aux temps de relaxation les plus

courts possibles et des petites cavités afin de diminuer le temps de traversée de la lumière. Ce type de système a permis d'atteindre des temps de l'ordre de la nanoseconde, on voit que c'est la géométrie de la cavité qui limite le temps de commutation.

bistabilité optique à la surface de deux milieux

Une importante étape a été franchie récemment par la mise en évidence d'un effet d'hystérésis optique à la réflexion entre deux milieux. Pour comprendre ce phénomène on considère l'interface de deux milieux dont l'un noté (1) a un indice n_1 indépendant de l'intensité et l'autre noté (2) un indice variant linéairement avec l'intensité ($n = n_2 + n'_2 I$). On suppose que n_2 est légèrement inférieur à n_1 et que l'interface est éclairé sous une incidence rasante de telle façon qu'à faible intensité il y ait réflexion totale. Dans ces conditions, l'intensité réfléchie est égale à l'intensité incidente et il n'y a pas de faisceau transmis se propageant dans le milieu (2). Cependant, l'intensité du champ électromagnétique dans le milieu (2) n'est pas nul par suite de l'existence d'une onde évanescente. L'indice du milieu (2) est donc égal à $n_2 + n'_2 I$, où I est l'intensité de l'onde évanescente. Quand l'intensité de l'onde incidente croît, l'intensité de l'onde évanescente croît également et il arrive un moment où l'indice du milieu (2) devient égal à l'indice n_1 du milieu (1). On passe alors brusquement de la réflexion totale à une très forte transmission (voir figure 4). On peut alors montrer que lorsque l'on diminue l'intensité incidente, on trouve une valeur différente pour le coefficient de réflexion (figure 4). La différence dans le calcul tient au fait qu'une onde progressive s'est substituée à l'onde évanescente dans le milieu (2).

L'expérience a été réalisée à l'interface entre un verre et du disulfure de carbone liquide. Ce dernier milieu possède un indice de réfraction qui varie de façon notable avec l'intensité. On utilise un laser à rubis en impulsion de forte puissance. On analyse la dépendance temporelle de l'intensité dans les impulsions incidentes et réfléchies. Durant la phase croissante de l'intensité incidente, l'intensité réfléchie décrit une branche de la courbe de bistabilité tandis que pendant la phase décroissante elle décrit l'autre branche. Ceci permet de trouver la loi donnant le taux de réflexion en fonction de l'intensité incidente. La courbe obtenue est reproduite sur la figure 4. On y observe bien le comportement bistable prévu. Cependant l'accord avec les prévisions théoriques n'est que qualitatif ; une raison majeure permettant de comprendre la différence est que la théorie est faite avec une onde plane alors que l'expérience est réalisée avec un faisceau pour lequel l'intensité varie dans la section du faisceau.

En ce qui concerne les performances, on obtient avec ce système des temps de commutation très courts inférieurs à 10 ps. En contrepartie la puissance nécessaire pour observer cet hystérésis optique est supérieure à 10^5 Watts.

Un effort important doit donc être poursuivi afin de trouver de nouveaux matériaux non-linéaires avec lesquels on pourrait obtenir simultanément des temps de commutation très courts (de l'ordre de quelques picosecondes) et des puissances d'utilisation faibles (de l'ordre de quelques milliWatt). En outre, il est clair que la miniaturisation possible de ces systèmes est un impératif dont il faut avoir conscience pour les développements à long terme. Les progrès réalisés dans la courte période évoquée dans l'article permettent cependant d'être raisonnablement optimiste quant au développement de ces systèmes bistables.