

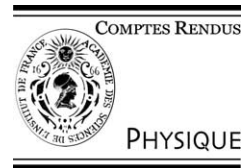


ELSEVIER

Available online at [www.sciencedirect.com](http://www.sciencedirect.com)

SCIENCE @ DIRECT®

C. R. Physique 4 (2003) 701–713



Semiconductor lasers/Lasers semiconducteurs

# Sources semiconductrices de photons uniques ou de photons jumeaux pour l'information quantique

Vincent Berger<sup>a,b,\*</sup>, Jean-Michel Gérard<sup>c</sup>

<sup>a</sup> « Matériaux et phénomènes quantiques », Université Paris 7 – Denis Diderot, case 7021, 2, place Jussieu, 75251 Paris cedex 5, France

<sup>b</sup> THALES research & technology, domaine de Corbeville, 91404 Orsay cedex, France

<sup>c</sup> Équipe mixte CEA-CNRS-UJF « nanophysique et semiconducteurs », CEA/DRFMC/SP2M, 17, rue des Martyrs, 38054 Grenoble cedex 9, France

Reçu le 24 janvier 2003 ; accepté le 9 juin 2003

Présenté par Guy Laval

---

## Résumé

Un grand nombre de contributions scientifiques ces dernières années proposent de véhiculer et manipuler l'information par des objets quantiques uniques. Tandis que des perspectives extrêmement impressionnantes sont projetées théoriquement, les réalisations expérimentales sont limitées en raison des insuffisances technologiques des dispositifs que l'état de l'art peut offrir à l'information quantique. Cet article présente des recherches visant à proposer des dispositifs semiconducteurs sources de photons uniques ou de photons jumeaux efficaces, qui permettraient de lever un verrou technologique important dans ce domaine. **Pour citer cet article :** V. Berger, J.-M. Gérard, *C. R. Physique 4 (2003)*.

© 2003 Académie des sciences. Publié par Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS. Tous droits réservés.

## Abstract

**Semiconductor sources of single or twin photons for quantum information.** A large number of scientific proposals in recent years are based on transport and manipulation of information using single quantum objects. Although very impressive theoretical perspectives have been envisaged, experimental demonstrations are still limited due to technological difficulties with present state-of-the-art devices. This paper presents various approaches aiming at efficient single or twin photons semiconductor sources. The emergence of these devices will be an important technological breakthrough in the field of quantum information. **To cite this article :** V. Berger, J.-M. Gérard, *C. R. Physique 4 (2003)*.

© 2003 Académie des sciences. Publié par Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS. Tous droits réservés.

**Mots-clés :** Source de photons uniques ; Source de photons jumeaux ; Information quantique ; Boîte quantique ; Effet Purcell ; Fluorescence paramétrique ; Accord de phase modal

**Keywords :** Single photon source; Twin photons source; Quantum information; Quantum dot; Purcell effect; Parametric fluorescence; Modal phase matching

---

## 1. Introduction

L'information quantique a pour ambition de faire transporter un bit d'information par un objet quantique élémentaire : par exemple l'état de polarisation d'un photon unique ou le spin d'un électron. Le gain par rapport aux procédés classiques

---

\* Author correspondent.

Adresse e-mail : [vincent.berger@thalesgroup.com](mailto:vincent.berger@thalesgroup.com) (V. Berger).

de traitement de l'information ne se borne pas à la taille ou à l'énergie du quantum d'information.<sup>1</sup> De manière qualitative, les principes mêmes de fonctionnement des systèmes d'information quantique offrent des possibilités inégalées. L'ordinateur quantique, par exemple, permet en principe de factoriser des grands nombres en des temps records. La cryptographie quantique, quant à elle, propose des protocoles de communication sécurisés reposant sur les principes mêmes de la Mécanique Quantique ; autrement dit, des systèmes de communication extrêmement sûrs, aussi sûrs que la confiance dans les fondements de notre physique est solide. Notre propos n'est pas ici d'exposer les bases de l'information quantique, qui est devenue pendant la dernière décennie un domaine assez large, mais uniquement de présenter des recherches récentes concernant des composants susceptibles de contribuer à la boîte à outil du chercheur qui souhaite réaliser les rêves ambitieux de l'information quantique. Pour une introduction aux principes de l'information quantique, le lecteur pourra consulter par exemple les références [1–6].

Aujourd'hui certainement la cryptographie quantique est l'application qui, dans le domaine de l'information quantique, est la première à émerger concrètement. On compte aujourd'hui un grand nombre de réalisations expérimentales en laboratoire ou même utilisant des fibres optiques tout à fait standard des réseaux de télécommunications publiques. Une start-up suisse (IdQuantique) propose déjà un système de cryptographie quantique. Comme nous l'avons indiqué plus haut, certains protocoles de cryptographie quantique utilisent comme vecteurs de l'information des objets quantiques uniques tels des photons uniques ou des paires de photons jumeaux. Si l'on choisit d'analyser les différents protocoles de communication quantique proposés dans la littérature, en se plaçant du point de vue de la source, on peut distinguer essentiellement 4 types de sources :

- Des sources de photons uniques (SPU), composants capables d'émettre à la demande des impulsions lumineuses contenant un unique photon. Les SPU disponibles à ce jour ne sont pas encore sorties du laboratoire et présentent des imperfections (nous verrons que la probabilité d'émettre effectivement un photon est de l'ordre de 40 % pour les meilleures SPU) ;
- Des sources lasers très fortement atténuées, si bien qu'il ne reste que bien moins d'un photon en moyenne par impulsion (voir par exemple [7]). Ces sources ne constituent qu'une approximation très grossière d'une SPU. Cela est lié à la statistique poissonnienne d'arrivée des photons dans une source laser standard : on a beau réduire le nombre moyen de photons par impulsion, il restera toujours certaines impulsions contenant deux photons ou plus. A cause de l'occurrence inévitable d'impulsions contenant plus d'un photon, une sécurité absolue de la liaison quantique n'est obtenue que dans un domaine très restreint de l'espace (débit-portée) [8]. Le remplacement d'un laser atténué par une SPU parfaite permettrait au choix d'augmenter la portée d'une liaison sur fibre optique à 1,3  $\mu\text{m}$  par un facteur 2 à 3, ou son débit d'un facteur 100 typiquement ;
- Des sources de photons jumeaux, dans lesquelles l'un des deux photons sert uniquement à déclencher le détecteur qui va recevoir le deuxième photon. Dans ce type de protocole, on utilise essentiellement un photon unique pour la communication quantique, mais le photon jumeau permet de n'ouvrir le détecteur que lorsque cela est nécessaire, et de diminuer ainsi les coups de bruits dans ce détecteur ;
- Des sources de photons jumeaux dans lesquelles l'intrication en polarisation ou en énergie-temps est utilisée au cœur même du protocole de communication quantique (voir par exemple [9]).

Il est bien difficile de savoir aujourd'hui quel type de source sera préféré dans les systèmes de cryptographie quantique de demain. En effet, le point de vue que nous venons de prendre (le point de vue de la source) est vraiment très mauvais pour mener ce type d'analyse. Une appréhension du système complet est nécessaire, ce qui amène la considération d'un certain nombre de paramètres encore inconnus aujourd'hui (en particulier en ce qui concerne le marché de la cryptographie quantique). Néanmoins, sans chercher à être trop prédictif, il est vraisemblable que des sources semiconductrices de photons uniques ou de photons jumeaux efficaces constitueront des dispositifs importants dans la boîte à outil de l'information quantique. Le présent article propose une revue des dernières avancées dans ce domaine. La première partie est consacrée aux sources de photons uniques et la seconde aux photons jumeaux.

## 2. Sources de photons uniques

Une source de photons uniques est un composant capable d'émettre à la demande des impulsions lumineuses contenant un et un seul photon. Pour des raisons pratiques, de gros efforts sont consacrés depuis quelques années au développement de sources solides de photons uniques (SPU). Historiquement, il a tout d'abord été proposé de tirer parti de l'effet de blocage de Coulomb [10] ; en injectant exactement un électron et un trou dans un puits quantique semiconducteur, on peut préparer un photon unique. Cette approche n'a cependant été validée qu'à très basse température ( $T < 0,1$  K) et la présence d'électrodes métalliques au voisinage immédiat du puits semble difficilement compatible avec une collection efficace des photons émis.

Une seconde approche consiste à mettre en oeuvre un émetteur unique présentant des états électroniques discrets, tel qu'une molécule, un centre coloré, ou une nanostructure semiconductrice. Bien que le dégroupement des photons émis par une molécule

<sup>1</sup> Par exemple, dans un ordinateur actuel, un quantum d'information est représenté par environ un million d'électrons.

ait été observé dès 1992 [11], l'intérêt pratique de cette source a longtemps été limité par la dégradation photoassistée des molécules. L'insertion de la molécule unique dans un cristal moléculaire épais ( $\sim 10 \mu\text{m}$ ) a permis de protéger celle-ci des principaux agents dégradants, tels que l'oxygène ambiant, et d'obtenir une source de photons uniques photostable, fonctionnant à 300 K [12]. Les performances de cette source sont actuellement limitées par l'existence, à l'énergie d'émission de la molécule, d'un signal de fond dû à la matrice environnante ; la proportion d'impulsions multi-photoniques est typiquement réduite d'un facteur 4 seulement par rapport à une source poissonnienne.

Certains centres colorés du diamant, en particulier le centre « NV » formé par association d'une lacune et d'une impureté azote, sont stables à température ambiante et constituent un système électronique assez voisin des molécules uniques [13]. Afin de limiter l'émission résiduelle de la matrice, des nanocristaux de diamant ne contenant qu'un centre NV ont récemment été fabriqués. La source de photons uniques obtenue en plaçant un tel nanocristal sur un miroir diélectrique, présente un rendement de l'ordre de 2 % – limité par l'efficacité de collection – et une proportion d'impulsions multiphotoniques 14 fois plus faible que pour un laser atténué ; elle a récemment été intégrée avec succès sur un banc test de cryptographie quantique [14].

A la différence des systèmes précédents, les nanostructures semiconductrices sont susceptibles de stocker plusieurs excitations électroniques élémentaires lorsqu'elles sont pompées de façon non-résonante, et d'émettre des paires de photons séparées par un délai temporel arbitrairement court. Dans le cas des nanocristaux, un dégroupement des photons émis est cependant clairement observé à la température ambiante [15]. Cet effet est directement lié à l'existence d'un phénomène de recombinaison non-radiative très efficace de type Auger, qui se déclenche dès que le nanocristal contient deux paires électron-trou. Il est communément admis que l'énergie de recombinaison d'une paire est cédée à un électron ou un trou excédentaire, qui est transféré vers des états de surface du nanocristal. Cet effet, pour bénéfique qu'il soit lorsqu'on cherche à générer des photons uniques, pose de gros problèmes pratiques, car le nanocristal n'émet pas de lumière tant qu'il reste dans cet état ionisé. On observe expérimentalement que les nanocristaux « clignotent » lorsqu'on les excite en continu, en suivant des statistiques complexes [16].

Nous nous intéresserons plus particulièrement dans cet article aux boîtes quantiques semiconductrices (BQs) obtenues par croissance épitaxiale auto-organisée [17–19]. Contrairement aux émetteurs précédents, la génération de photons uniques n'a été obtenue pour ces dernières, qu'à relativement basse température ( $< 50 \text{ K}$ ). En dépit de ce handicap, les BQs sont particulièrement intéressantes car cet émetteur est le seul à ce jour à avoir permis la réalisation d'une SPU monomode, capable de générer avec une grande efficacité des photons uniques préparés dans un même mode spatial et avec une même polarisation [19] et à avoir fait l'objet d'un pompage électrique [20]. Cette fonction est particulièrement intéressante en pratique pour la distribution de clefs quantiques puisqu'il est nécessaire, avant tout codage d'information sur la polarisation de photons uniques, de les préparer dans un état initial donné. Lorsqu'on met en œuvre une source non polarisée, la moitié des photons sont perdus au cours de cette phase préparatoire.

Le fonctionnement de la SPU à BQ repose sur deux fonctions de base, l'émission de photons uniques et la préparation de ces photons dans un mode donné.

### 2.1. Émission de photons uniques par une BQ

Comment générer des photons uniques à l'aide d'une BQ ? Une BQ possède en général plusieurs états confinés d'électron et de trou, si bien qu'il est possible d'y piéger plusieurs paires électron-trou, susceptibles de se recombinaison en émettant plusieurs photons dans un délai arbitrairement court. Il est donc impératif de développer un protocole expérimental adapté pour éviter de générer des impulsions contenant plusieurs photons. L'un de nous a proposé une méthode simple, qui exploite la forte interaction coulombienne entre les électrons et les trous piégés dans la BQ [21]. Son principe est schématisé Fig. 1. Une BQ isolée est excitée via un pompage impulsionnel non-résonant ; plusieurs paires électron-trou, photocréées dans la barrière, sont rapidement capturées par la BQ ( $\sim 20 \text{ ps}$ ). On observe alors la recombinaison radiative séquentielle de ces paires ; chaque photon émis a une énergie spécifique  $X_n$ , qui dépend du nombre  $n$  de paires électron-trou présentes dans la BQ lorsqu'il est émis. Il suffit de réaliser un filtrage spectral de l'émission de la BQ pour préparer des impulsions lumineuses contenant un nombre de photons bien défini. En sélectionnant seulement la raie  $X_1$  de la BQ, on prépare pour chaque cycle de pompage une impulsion contenant un photon, tandis qu'un filtrage des raies  $X_1$  et  $X_2$  permet de préparer des paires de photons fortement corrélés [22].

La validité de cette approche simple a été vérifiée expérimentalement par plusieurs groupes de recherche au cours des deux dernières années [17–21] par le biais d'expériences de corrélation de photons réalisées sur des BQs d'InAs dans GaAs. La Fig. 2 présente des spectres de photoluminescence obtenu pour une BQ unique d'InAs ainsi qu'un histogramme de corrélation obtenu pour sa raie  $X_1$  pour un pompage impulsionnel. Un tel histogramme présente une série de pics dont la périodicité reflète le taux de répétition du laser excitateur. L'absence de pic de corrélation au voisinage de  $t = 0$  montre que la BQ n'émet jamais deux photons dans la raie  $X_1$  en réponse à une impulsion excitatrice donnée. Les événements de corrélation résiduels sont ici dus aux coïncidences accidentelles liées au bruit d'obscurité des détecteurs. Lorsqu'on élève la température, ce protocole continue à fonctionner tant que la largeur spectrale des raies  $X_1$  et  $X_2$  reste nettement plus faible que leur séparation spectrale, ce qui permet le filtrage spectral de l'une d'elles. Pour une BQ d'InAs, la température maximale de fonctionnement est intrinsèquement

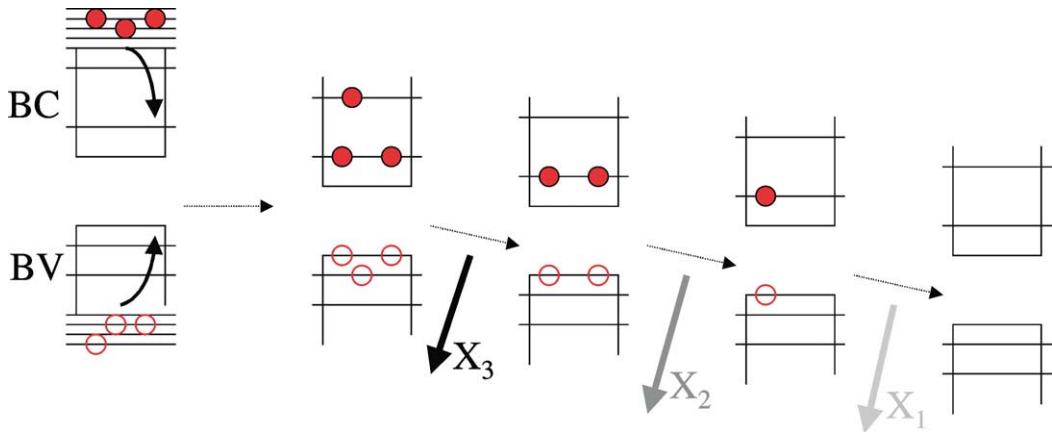


Fig. 1. Illustration schématique d'une « cascade radiative » dans une BQ et du protocole employé pour générer un photon unique.

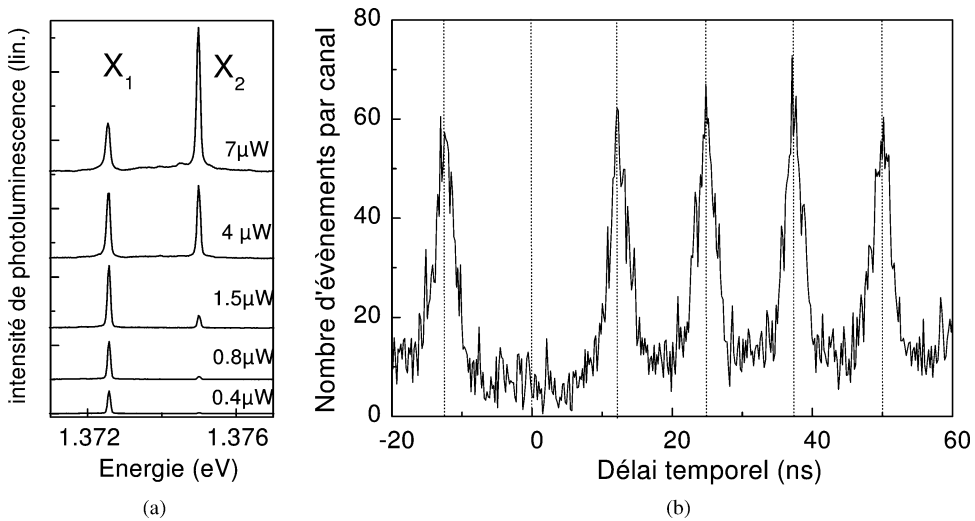


Fig. 2. (a) Spectres de photoluminescence obtenus pour une BQ unique d'InAs isolée dans une structure méso en fonction de la puissance d'excitation ; (b) et histogramme de corrélation de photons obtenu à 8 K pour la raie  $X_1$  de cette BQ pour une excitation impulsionnelle périodique non résonante.

limitée à environ 100 K, température pour laquelle les raies  $X_1$  et  $X_2$ , élargies par l'interaction électron–phonon, atteignent une largeur spectrale de l'ordre de 0,5 meV [23]. Les BQs de CdSe devraient permettre de préparer des photons uniques jusqu'à 300 K, car la séparation spectrale entre les raies  $X_1$  et  $X_2$  est voisine de 20 meV dans ce système [24]. Soulignons enfin que ce protocole, qui repose sur une excitation non-résonante de la BQ, peut être étendu de façon très naturelle au cas du pompage électrique [20].

## 2.2. Collection des photons uniques

Par construction, les BQs semiconductrices obtenues par croissance épitaxiale sont englobées dans une matrice diélectrique de fort indice de réfraction, si bien que l'efficacité de collection des photons émis est fortement limitée par le phénomène de réflexion totale interne. Parmi les nombreuses stratégies possibles pour améliorer celle-ci [25], nous ne retiendrons ici que les approches permettant d'obtenir une SPU monomode. La plus élégante conceptuellement consiste à employer un cristal photonique tridimensionnel (CP3D) [26]. L'insertion dans le cristal d'un défaut de taille calibrée permet en effet d'introduire dans la bande interdite photonique un mode électromagnétique localisé ; un tel défaut et le cristal qui l'entoure constituent donc une microcavité optique parfaitement monomode. Un émetteur placé au voisinage de ce défaut structural couplera l'ensemble de son émission spontanée à cet unique mode électromagnétique s'il est en résonance avec celui-ci. Des CP3Ds de bonne

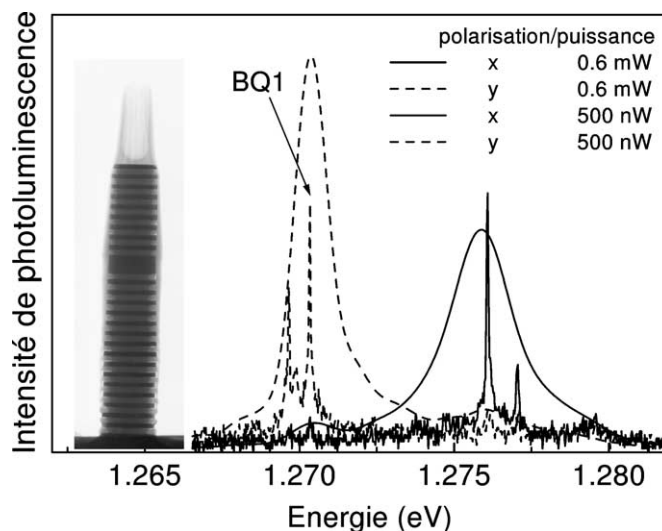


Fig. 3. Spectres de photoluminescence à 8 K, résolus en polarisation linéaire, obtenus pour un micropilier GaAs/AlAs de section elliptique ( $1,5 \mu\text{m} \times 0,7 \mu\text{m}$ ) contenant quelques BQs d'InAs.  $x$  et  $y$  désignent respectivement les directions du grand axe et du petit axe de l'ellipse. En insert : cliché de microscopie électronique en transmission obtenu pour un micropilier circulaire de  $1 \mu\text{m}$  de diamètre (cliché G. Patriarche CNRS/LPN).

qualité ont récemment été fabriqués dans le moyen-infrarouge, et on peut raisonnablement envisager une prochaine mise en œuvre de ce concept, qui a constitué une des principales motivations initiales au développement de CP3Ds. On remarquera que cette approche opère même si l'émetteur est large spectralement (tant que sa largeur spectrale est inférieure à celle de la bande interdite photonique).

Contrairement à ces cavités à base de CP3D, les autres microcavités optiques à confinement tridimensionnel telles que les micropiliers ou les microdisques ne sont pas des « boîtes à photons » idéales. Un micropilier, tel que celui présenté Fig. 3, assure le confinement 3D d'un ensemble discret de modes photoniques, en associant un effet de guidage le long de l'axe du cylindre diélectrique et la réflexion par deux miroirs distribués, placés de part et d'autre de la cavité. Il supporte par ailleurs un continuum de modes non-résonants, correspondant à des photons pour la direction de propagation desquels ce guidage et/ou cette réflexion ne sont pas assurés. Un émetteur placé au sein de cette microcavité imparfaite répartira a priori son émission entre ces modes non-résonants et, si la condition d'accord spectral le permet, un ou plusieurs modes résonants. Comment dès lors assurer une collection monomode de l'émission spontanée ? L'effet Purcell offre ici une solution très performante pour approcher ce régime idéal [20,27]. L'effet Purcell consiste en une exaltation sélective de l'émission spontanée d'un émetteur dans un mode confiné du micropilier,  $M$ , avec lequel il est en résonance. Dans le cas des BQs d'InAs, l'effet Purcell est si marqué que le taux d'émission spontanée d'une BQ couplée au mode  $M$  peut être jusqu'à 20 fois plus grand que pour une BQ qui n'est couplée qu'aux seuls modes non-résonants [27,28]. Dans un tel cas de figure, les photons spontanés sont émis 19 fois plus vite dans le mode discret  $M$  que dans l'ensemble des modes non-résonants, et une fraction  $\beta = 95\%$  de l'émission spontanée est couplée dans le mode  $M$  grâce à cet effet dynamique.

Pour bénéficier de cet effet, il faut combiner une microcavité optique 3D présentant des modes confinés de grand facteur de Purcell  $F_p$  ( $F_p = (3/(4\pi^2))Q\lambda^3/V$  où  $\lambda$  est la longueur d'onde dans le matériau et  $V$  le volume modal) et un émetteur présentant une largeur spectrale au plus de l'ordre de celle du mode confiné auquel l'émetteur est couplé. Les BQs sont donc particulièrement intéressantes dans ce contexte car leur faible largeur spectrale à basse température [29,23] autorise l'emploi de microcavités 3D de grand facteur de résonance  $Q$ . Nous avons choisi d'employer des micropiliers, bien que leur facteur de Purcell soit plus faible que celui des microdisques, car le lobe d'émission très directif associé à leur mode fondamental peut permettre une collection externe très efficace du rayonnement émis, par exemple par une fibre optique.

Il convient cependant d'être très prudent lors de la conception de ces micropiliers car l'efficacité de collection externe peut être nettement inférieure au coefficient de couplage  $\beta$  de l'émission spontanée au mode de cavité. En effet, certains photons initialement couplés au mode  $M$  peuvent être perdus pour une microcavité non optimisée. C'est tout particulièrement le cas lorsque les micropiliers possèdent des miroirs de Bragg très réfléchissants ; leurs pertes intrinsèques étant faibles, leurs propriétés sont alors très sensibles à l'existence de pertes extrinsèques additionnelles. Celles-ci sont principalement dues à la diffusion par la rugosité des flancs gravés des micropiliers. Lorsque ces effets sont pris en compte, on peut montrer que pour des procédés de fabrication à l'état de l'art et une structure optimisée, l'efficacité de collection externe peut atteindre 70 % [25].

La première SPU monomode a été réalisée en 2001 au CNRS/LPN en plaçant un plan de BQs de faible densité ( $\sim 10$  BQs par  $\mu\text{m}^2$ ) au sein de micropiliers GaAs/AlAs de section elliptique [19]. La Fig. 3 illustre l'étude par microphotoluminescence d'un tel micropilier, de section  $1,5 \mu\text{m} \times 0,7 \mu\text{m}$ . Celle-ci permet d'observer d'une part la levée de la dégénérescence de polarisation du mode fondamental, qui résulte de la biréfringence de forme des guides d'onde elliptiques, d'autre part les raies d'émission d'un petit nombre de BQs couplées à ces modes résonants. La réflectivité du miroir supérieur a été ajustée pour optimiser l'efficacité de collection des photons uniques (9 paires,  $R \sim 0,95$ ); le mode fondamental présente un facteur de qualité  $Q$  voisin de 1000, et a un facteur de Purcell de l'ordre de 16. Pour une BQ idéalement placée au centre du micropilier et donc au ventre du mode fondamental, on prévoit dans ces conditions un facteur d'exaltation  $f$  du taux de l'émission spontanée de l'ordre de 9 ( $f = F_p/2 + \gamma$ , où  $\gamma \sim 1$  rend compte de l'émission spontanée dans les modes non-résonants du micropilier, et le facteur 2 de l'orientation aléatoire du dipôle de la BQ dans le plan). La fraction de l'émission spontanée couplée au mode,  $\beta = f/(f + \gamma)$  serait alors voisine de 0,9 et l'efficacité de collection de l'ordre de 0,7.

Expérimentalement, un effet Purcell marqué est observé lorsqu'une BQ en résonance avec le mode fondamental, telle que BQ1 de la Fig. 3, est étudiée par photoluminescence résolue en temps. Alors que le temps de vie radiatif des BQs hors résonance est voisin de 1 ns, une valeur de l'ordre de 300 ps (limitée par la résolution temporelle du dispositif expérimental) est obtenue pour BQ1. Cette observation confirme que cette BQ particulière est « raisonnablement » bien placée au sein du micropilier. L'effet Purcell procure une amélioration spectaculaire de l'efficacité de collection des photons uniques. Pour BQ1, une mesure du flux de photons détectés, normalisée par la réponse du dispositif expérimental, montre que plus de 40 % des photons uniques sont collectés. Pour mémoire, cette fraction est au mieux de 2 % pour une BQ d'InAs dans une couche massive de GaAs, à cause du phénomène de réflexion totale interne à l'interface entre GaAs et l'air. L'effet Purcell induit par cette microcavité anisotrope permet par ailleurs de préparer les photons uniques dans un état de polarisation bien défini. Alors qu'une BQ d'InAs dans GaAs massif présente une émission dépolarisée, le couplage préférentiel de la BQ à un mode résonant unique permet d'obtenir un taux de polarisation linéaire élevé, voisin de 90 % pour BQ1.

Du fait que ces micropiliers contiennent plusieurs BQs couplés au mode, la préparation de photons uniques exige de filtrer au préalable l'émission associée à l'une de ces BQs. Une étude par corrélation de photons montre que pour un même flux moyen, la probabilité d'émettre deux photons est cinq fois plus faible pour la BQ en microcavité que pour une source laser atténuée. La probabilité résiduelle d'émission de paires (non négligeable contrairement au cas de la BQ isolée dans une méso de la Fig. 2) est liée à des événements de corrélation entre le signal de la BQ et l'émission de BQs voisines, imparfaitement rejetée par le système expérimental. La diminution du nombre de BQs présentes dans le micropilier permettra dans le futur d'éliminer cette source de lumière parasite.

En dépit d'une température de fonctionnement limitée à 77 K (pour les BQs d'InAs), cette SPU présente de nombreux avantages par rapport aux autres SPU en développement (molécules, centres colorés, nanocristaux semiconducteurs) pour lesquelles l'émission de photons uniques à 300 K a été rapportée. Les BQs sont stables dans le temps et ne sont pas affectées par le phénomène de clignotement caractéristique des nanocristaux semiconducteurs; elles peuvent par ailleurs faire l'objet d'un pompage électrique [20]. L'emploi de l'effet Purcell pour obtenir une émission monomode et une collection efficace n'est pas a priori spécifique aux BQs. Cependant, cette approche ne pourrait être étendue à d'autres émetteurs qu'au prix d'un fonctionnement à basse température. L'effet Purcell a par exemple été observé récemment à 4 K sur des nanocristaux de CdSe [30]; par ailleurs, des largeurs de raies suffisamment faibles pour autoriser un effet Purcell marqué (350  $\mu\text{eV}$  à 6 K) ont été observées sur des molécules uniques piégées dans une matrice solide [31].

Ces premiers résultats ouvrent de nombreuses perspectives. Sur un plan appliqué, l'enjeu principal est aujourd'hui le développement d'une SPU « plug and play » pour la cryptographie quantique, qui serait à la fois monomode, pompée électriquement et émettrait dans une des fenêtres télécom. La croissance bien maîtrisée de BQs InAs/GaAs émettant à 1,3  $\mu\text{m}$  ouvre des perspectives très encourageantes dans ce contexte. Un autre objectif poursuivi au CEA-Grenoble est la réalisation d'une SPU à BQ fonctionnant à température ambiante, qui exploite l'émission d'une BQ unique de CdSe. Cette source dans le bleu, domaine spectral décalé par rapport au maximum du spectre solaire, serait bien adaptée pour des communications sécurisées en espace libre, en particulier entre le sol et les satellites. Deux objectifs principaux, particulièrement séduisants, se dégagent sur un plan plus fondamental. Le premier est l'émission de paires de photons enchevêtrés par une BQ, pour laquelle l'observation d'une corrélation temporelle et de polarisation entre photons  $X_1$  et  $X_2$  constitue une première étape encourageante. La seconde est la génération de photons uniques « limités par transformée de Fourier », dont la largeur spectrale et la largeur temporelle satisfieraient la relation d'incertitude temps-énergie; cette propriété supplémentaire (qui rend deux photons parfaitement indistinguables) est en particulier essentielle pour réaliser des opérations de calcul quantique sur des photons uniques. Ces deux objectifs requièrent un contrôle des mécanismes de décohérence affectant la polarisation et la phase de l'exciton dans une BQ, par exemple l'interaction électron-phonon. En accélérant la recombinaison radiative, l'effet Purcell permet de réduire l'impact relatif de ces sources de décohérence. L'émission de photons uniques quasiment limités par transformée de Fourier a été obtenue très récemment pour une BQ d'InAs en régime d'effet Purcell dans un micropilier [32]. A la différence des sources de photons jumeaux décrites dans la section suivante, le contrôle de la décohérence exige un

fonctionnement à basse température (quelques dizaines de kelvins au mieux) tant pour la génération de photons indistinguables que pour celle de paires de photons enchevêtrés, encore non démontrée à ce jour.

### 3. Sources de photons jumeaux

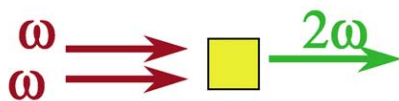
Pour l'utilisation de paires de photons jumeaux générées par fluorescence paramétrique dans le domaine de l'information quantique, le lecteur pourra se référer aux références suivantes : [33–39]. Ces références concernent aussi bien des protocoles de distribution quantique de clé [33], de téléportation quantique [36], des expériences de violation des inégalités de Bell [34,37]. Certaines de ces expériences, en particulier dans le domaine de la cryptographie quantique, utilisent des fibres optiques pour transporter l'information quantique entre les utilisateurs. La longueur d'onde de 1,55 microns est alors privilégiée en raison des pertes optiques faibles des fibres à cette longueur d'onde, les pertes étant un ennemi essentiel pour le transfert d'information quantique. Les photons jumeaux sont générés dans des matériaux nonlinéaires massifs à partir de lasers de pompe externes, au sein de dispositifs expérimentaux parfois assez complexes. L'intérêt d'un dispositif semiconducteur simple émettant des photons jumeaux est alors évident. Revenons un instant sur le processus de fluorescence paramétrique, à la source de l'existence de ces photons jumeaux.

La conversion de fréquence est un processus optique qui permet de créer des photons à une certaine fréquence à partir de photons vibrant à d'autres fréquences [40]. Donnons quelques exemples : le doublage de fréquence permet de générer des photons à la fréquence  $2\omega$  en éliminant deux photons à la fréquence  $\omega$  ; de même la somme ou la différence de fréquence sont possibles (voir Fig. 4).

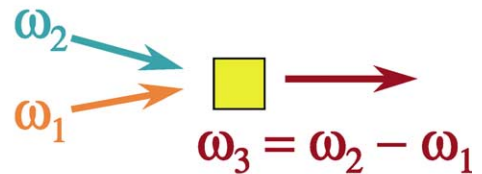
Un processus plus intrigant est la fluorescence paramétrique : dans ce cas un photon à la fréquence  $\omega_p$  se casse en deux dans le matériau nonlinéaire, spontanément, en deux photons de fréquences  $\omega_s$  et  $\omega_i = \omega_p - \omega_s$ . La fluorescence paramétrique est ainsi un processus de création de photons dits jumeaux : créés au même moment, avec une corrélation en énergie, et aussi en polarisation. Ils forment donc une paire de particules corrélées qui peuvent être utilisées dans des expériences fondamentales de mécanique quantique de type paradoxe EPR. Ces paires sont aussi à la base de nombreuses expériences de cryptographie quantique.

Signalons un dernier point important : dans un processus de fluorescence paramétrique, il existe une infinité de manières de casser en deux le photon de pompe, en fonction du partage de son énergie entre les deux photons créés. Comment le système « choisit-il » le couple de photons générés  $\omega_s$  et  $\omega_i$  ? C'est la conservation du moment entre les trois photons, appelée aussi accord de phase, qui sélectionne le bon couple. Celui-ci se construit au cours de la propagation des trois ondes ensemble dans le matériau : il faut que l'interaction reste constructive au cours de la propagation pour que la fluorescence paramétrique soit significative. Ceci est vrai pour tout processus de conversion de fréquence en général. La communauté de l'optique nonlinéaire a beaucoup utilisé des matériaux biréfringents, en ajustant l'angle de propagation des ondes et leurs polarisations pour jouer sur les vitesses des ondes en interaction et se placer dans les conditions de l'accord de phase.

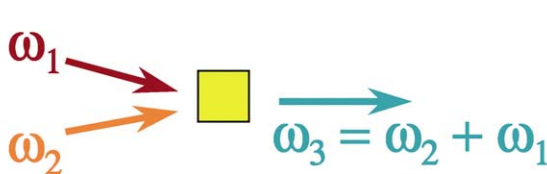
- Génération de seconde harmonique



- Différence de fréquence



- Somme de fréquence



- Fluorescence paramétrique

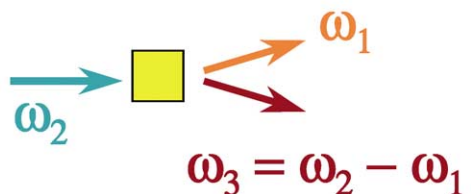


Fig. 4. Quelques processus de conversion de fréquence dans un matériau nonlinéaire.

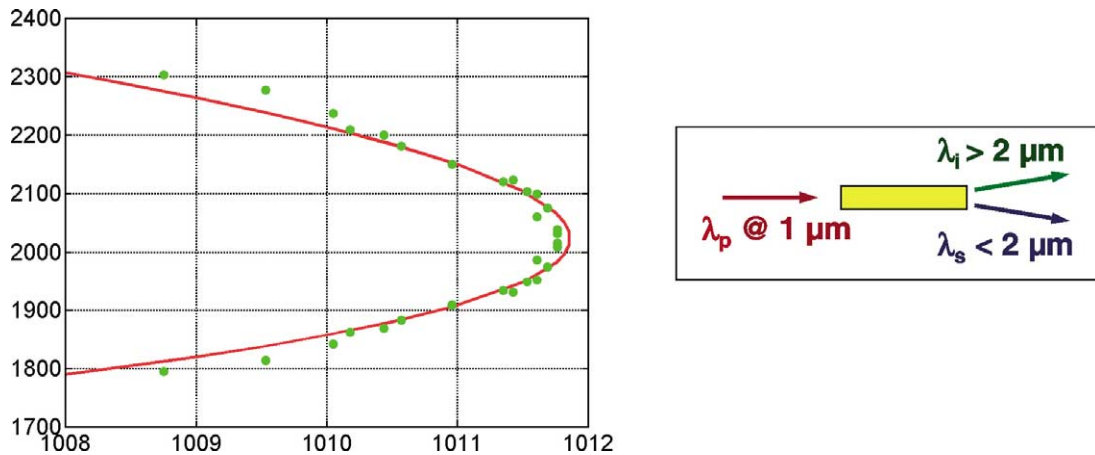


Fig. 5. Exemple d'accord de phase pour un processus de fluorescence paramétrique dans des guides d'onde GaAs/AlOx. La courbe donne les longueurs d'onde des photons « signal » et « complémentaire » en nm en fonction de la longueur d'onde de pompe en nm. Cette mesure était la première démonstration de fluorescence paramétrique dans un matériau semiconducteur. L'accord de phase est obtenu par biréfringence de forme du multicouche GaAs/AlOx [42] : on donne en fait au GaAs les propriétés de biréfringence qui lui manquent en l'incorporant dans une structure multicouche. Cette figure est extraite de [45] ; originellement publié par The American Institute of Physics.

Les semiconducteurs cubiques n'étant pas biréfringents, ils n'ont pas été utilisés pour les processus de conversion de fréquence, car on ne savait pas mettre en phase les différentes ondes dans le matériau. Ces dernières années, une équipe du laboratoire de recherche de Thales contenant l'un d'entre nous a beaucoup travaillé sur la démonstration de nouveaux processus d'accord de phase [41–44]. En utilisant des structures multicouches, il est possible d'ajuster la vitesse de propagation de la lumière de différentes manières. En choisissant lors de la fabrication de la structure les épaisseurs des couches, leurs compositions, on peut ainsi accorder en phase le processus de conversion de fréquence désiré dans un guide d'onde semiconducteur (voir un exemple de résultat expérimental en Fig. 5). Cette avancée a ouvert la possibilité d'obtenir une conversion de fréquence efficace dans les semiconducteurs, avec trois aspects essentiels à mettre en perspective :

- Les semiconducteurs III–V sont les matériaux rois de l'optoélectronique. Ceci ouvre donc la voie à l'intégration de fonctions nonlinéaires dans des dispositifs optoélectroniques. Inversement, cela ouvre à l'optique nonlinéaire tout l'arsenal technologique très développé de l'optoélectronique ;
- Les semiconducteurs ont des coefficients nonlinéaires élevés, ce qui offre des perspectives de rendements de fluorescence plus élevés qu'avec les matériaux nonlinéaires classiques, dans des dispositifs beaucoup plus petits ;
- Les semiconducteurs sont également un matériau laser de choix. Cela offre la possibilité de mélanger le gain paramétrique et le gain laser au sein d'un même matériau. Ceci pose des problèmes théoriques très ouverts, et initie aussi un champ expérimental très large.

Ces nouvelles possibilités d'accord de phase dans les matériaux semiconducteurs ont été démontrées au laboratoire de Thales Research and Technology, et sont maintenant étudiées à l'Université de Paris 7 en collaboration avec Thales. Plusieurs buts peuvent être poursuivis en terme de dispositifs. Citons trois exemples :

- La réalisation de micro-oscillateurs paramétriques optiques dans le moyen infrarouge, applicables pour la détection de gaz. Les lasers semiconducteurs continus à température ambiante n'existent pas pour des longueurs d'onde vers 3 microns par exemple. Les guides d'ondes semiconducteurs nonlinéaires permettent d'envisager ce type de sources nouvelles, potentiellement très largement accordables ;
- La réalisation de translateurs de fréquence dans la bande des télécommunications autour de 1,55 microns. C'est un dispositif essentiel pour les réseaux futurs de télécommunications DWDM, pour lesquels il est nécessaire, dans un nœud du réseau de fibres optiques, de changer de canal une porteuse ou une série de porteuses ;
- La réalisation de micro-sources de photons jumeaux, utiles pour la cryptographie quantique. Les expériences d'information quantique mettant en jeu des photons jumeaux utilisent aujourd'hui des sources complexes, peu compatibles avec une industrialisation. La réalisation de dispositifs semiconducteurs simples, sources de photons jumeaux de taille millimétrique, peut lever un goulot d'étranglement du sujet (voir Figs. 6 et 7). C'est cette dernière application qui nous intéresse tout particulièrement dans cet article.



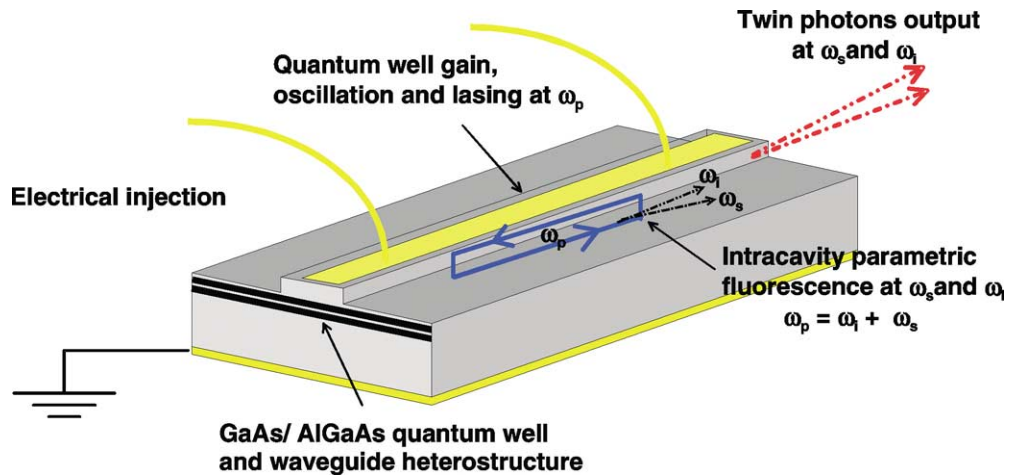


Fig. 6. Premier exemple d'une source de photons jumeaux. Il s'agit d'un laser à puits quantique pompé électriquement, la structure étant conçue pour que les photons du laser émettent par fluorescence paramétrique des photons jumeaux à 1,55 microns. Pour cela, un accord de phase entre les différents modes de la structure guidante a été optimisé (voir [44]). C'est l'accord de phase modal : le dessin du guide d'onde est optimisé pour que le mode d'ordre 3 d'un guide présente, à la fréquence de pompe, le même indice que le mode fondamental, à la fréquence du signal paramétrique (Brevet Thales [46]).

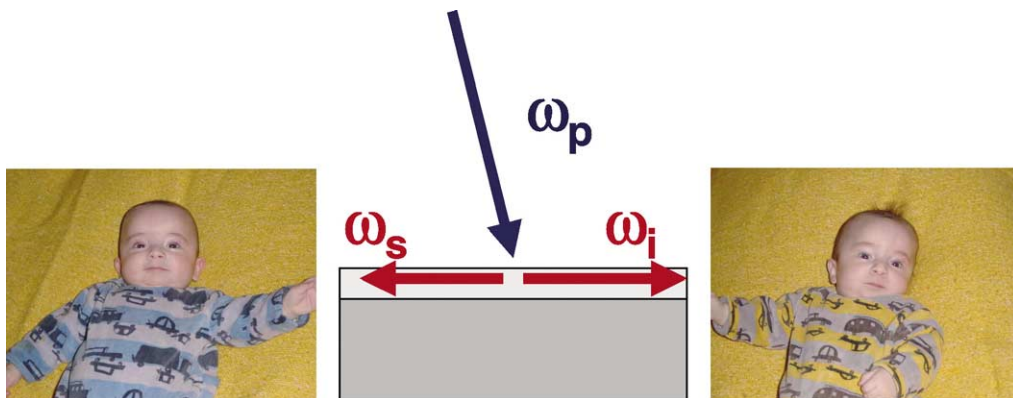


Fig. 7. Deuxième exemple d'une source de photons jumeaux [43]. Un processus original de fluorescence paramétrique, dans lequel les photons signal et complémentaire sont émis de manière contrapropagative. L'accord de phase est réalisé en projection dans le plan du guide d'onde. En effet, la nécessité d'accord de phase, qui est une conséquence de l'invariance par translation, n'est pas nécessaire dans la direction perpendiculaire au guide d'onde. Une telle source présente des caractéristiques intéressantes pour les applications d'optique quantique : (1) finesse spectrale intrinsèquement très élevée ; (2) photons séparés dès leur émission, offrant la possibilité de produire une source de photons jumeaux fibrée (un jumeau dans chaque fibre) sans nécessiter les dispositifs de couplage habituel (séparatrice, objectifs de microscope, ...), sources de pertes optiques désastreuses en optique quantique et de complexité expérimentale. Etant donné la difficulté de dessiner des photons jumeaux, les enfants de l'un des auteurs de cet article (V.B.) ont prêté leur concours pour créer le sentiment du caractère gémellaire de l'émission.

Les compétences nécessaires pour développer ce type de dispositif innovant sont les suivantes :

- Conception des structures utilisant les divers procédés d'accord de phase. Ceci nécessite des outils de modélisation assez pointus, et un certain sens de l'orientation dans l'espace des paramètres du monde de l'optique nonlinéaire en guide d'onde ;
- Procédés de fabrication des hétérostructures selon le type d'accord de phase recherché (croissance et technologie, réalisation de guides d'onde aux pertes optiques très faibles...).

Les préoccupations fondamentales concernent les expériences de type violation des inégalités de Bell en optique intégrée. La source de photons jumeaux intégrée est intermédiaire entre une vraie application (c'est à dire un vrai marché) et un outil de physique fondamentale (à destination des expérimentateurs en optique quantique). Le tout est de savoir si la cryptographie quantique représentera réellement un marché de volume significatif, ce qui reste très incertain aujourd'hui.

Parmi les différents types d'accord de phase étudiés dans les semiconducteurs en optique guidée, et candidats potentiels pour des sources semiconductrices de photons jumeaux, on peut en distinguer principalement quatre :

- Le quasi accord de phase sur GaAs, reposant sur des méthodes de croissance particulières permettant d'obtenir des matériaux dont l'orientation cristalline varie de manière périodique. Nous ne rentrerons pas ici dans les détails du fonctionnement de ce procédé d'accord de phase, le lecteur se référera à [47]. Ce procédé, bien qu'intéressant, est encore à un stade de développement du matériau. La clef est de démontrer, que l'on peut réaliser des matériaux artificiels de ce type avec de faibles pertes optiques. Des études sont en cours en France avec Thales, en collaboration avec l'Université de Clermont Ferrand, et aux Etats Unis à l'Université de Stanford (voir par exemple [48] et les références qu'il contient) ;
- La biréfringence de forme, utilisant des multicouches GaAs/Alox. Dans ce matériau artificiel, la technologie est mature (pertes inférieures à  $0,5 \text{ cm}^{-1}$  démontrées). Cette technologie a démontré des rendements de conversion nonlinéaire très importants (de l'ordre de  $10 \text{ W}^{-1}/\text{cm}^{-2}$ ). En revanche, ces matériaux artificiels contenant de l'Alox ne sont pas compatibles avec l'introduction de sources telles que puits quantiques ou boîtes quantiques, dans l'état actuel de la technologie : différentes expériences ont en effet montré des chutes des rendements de luminescence dans le cas des puits comme dans le cas des boîtes. Ces matériaux sont donc des bons matériaux nonlinéaires passifs, comme il en existe d'autres, tel que les guides d'ondes  $\text{LiNbO}_3$  par exemple, ces derniers étant également utilisables comme sources de photons jumeaux pour l'information quantique [49]. Cette technologie ne permet donc pas d'exploiter totalement la capacité des semiconducteurs, c'est à dire la compatibilité avec une source de pompe à l'intérieur même du matériau nonlinéaire. Nous n'aborderons donc pas cette solution technologique, et le lecteur se référera aux références [42,45,50] ;
- La génération de photons jumeaux dans une géométrie contra propagative a été proposée dans la référence [43]. Il s'agit simplement du processus inverse de la génération de seconde harmonique par la surface en optique guidée [51]. Cette proposition théorique, décrite en Fig. 7, n'a à notre connaissance pas été encore tentée expérimentalement et nous ne nous attarderons donc pas sur cette méthode pourtant prometteuse ;
- La dernière solution est celle faisant intervenir l'accord de phase modal au sein d'un laser semiconducteur. Nous allons décrire plus en détail cette dernière voie dans la mesure où il s'agit de celle qui utilise le mieux le potentiel des semiconducteurs. Il s'agit de construire un laser semiconducteur dont le matériau cavité assure, en sus de ses fonctions usuelles, la génération de la source fluorescence paramétrique, pompée par l'émission laser. Le résultat est un dispositif actif, extrêmement compact, qui ne nécessite aucune source externe, tel qu'il est décrit sur la Fig. 6. Les résultats ont été publiés dans la référence [44].

Pour réaliser un tel dispositif, il est d'abord nécessaire de réaliser un guide d'onde dans lequel l'indice effectif du mode guidé d'ordre 3 à la longueur d'onde du laser semiconducteur est égal à l'indice effectif du mode fondamental à la longueur

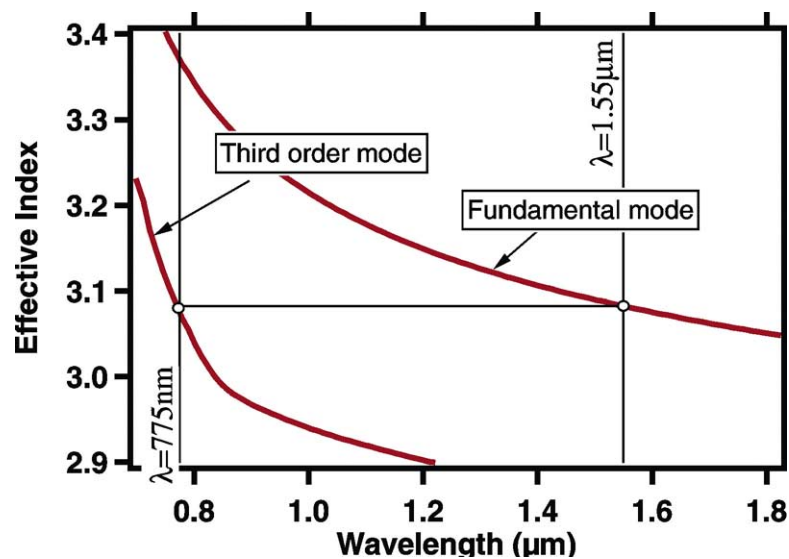


Fig. 8. Principe de l'accord de phase modal. L'indice effectif du mode guidé d'ordre 3 à la longueur d'onde du laser semiconducteur est égal, par construction du guide d'onde, à l'indice effectif du mode fondamental dans lequel vont être émis les photons signal et complémentaire par fluorescence paramétrique (voir [44] ; originellement publié par The American Institute of Physics).

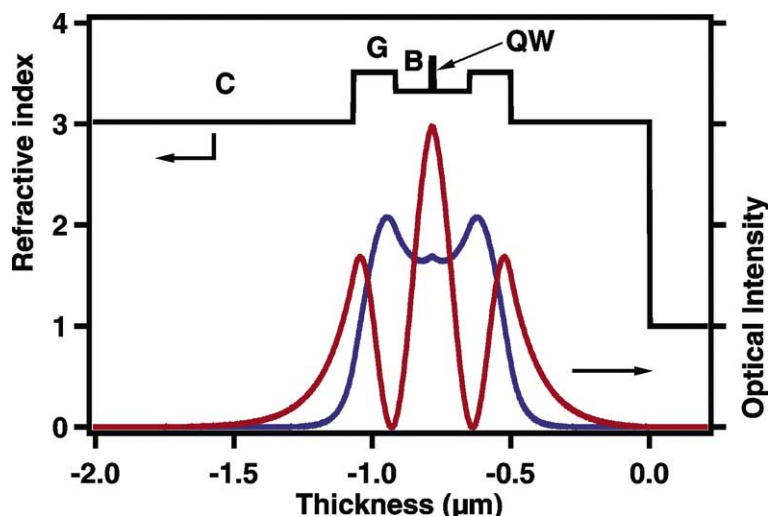


Fig. 9. Structure laser avec accord de phase modal. Le puits quantique (marqué QW) est situé sur le maximum du mode d'ordre 3, et a un recouvrement moins élevé sur le mode fondamental, ce qui permet l'émission du laser semiconducteur sur le mode d'ordre 3 (voir [44]; originellement publié par The American Institute of Physics).

d'onde double. Ceci permet d'accorder en phase le processus de fluorescence paramétrique qui casse en deux un photon laser (ici à 775 nm, émis par un puits quantique en AlGaAs dans le mode d'ordre 3) pour créer deux photons à 1550 nm dans le mode fondamental. Cette contrainte, seule, offre un grand nombre de possibilités vu les degrés de liberté disponibles dans la conception des structures guidées en AlGaAs/GaAs. Les indices effectifs de la structure étudiée expérimentalement sont donnés sur la Fig. 8. Il y a cependant d'autres contraintes à considérer :

- Il faut optimiser l'intégrale de recouvrement nonlinéaire qui assure une bonne efficacité de conversion de ce processus de fluorescence paramétrique. C'est cette contrainte qui fait préférer un mode d'ordre 3 plutôt qu'un mode d'ordre 2, qui permet évidemment aussi d'obtenir l'égalité des indices effectifs ;
- Il faut placer un puits quantique émettant sur le mode d'ordre 3, c'est à dire qu'il est nécessaire d'avoir un mode d'ordre 3 avec un fort recouvrement à l'endroit du puits quantique, là où le mode fondamental sera, au contraire, moins présent. Cette contrainte est beaucoup plus subtile à obtenir. Un exemple de réalisation est donné sur la Fig. 9 ;
- Il faut également tenter d'éviter, si possible, d'avoir des barrières trop importantes qui empêcheraient les électrons ou les trous de circuler jusqu'au puits quantique où ils doivent se recombiner. Cette contrainte est incompatible avec les deux précédentes et il faut savoir faire des compromis.

Une structure a d'abord été réalisée avec un pompage optique, en vue de valider le concept de l'accord de phase modal avant de passer à un dispositif pompé électriquement. L'émission sur un mode d'ordre 3 a effectivement été obtenue dans une telle structure, comme cela est démontré sur la Fig. 10. Il s'agit de la première fois qu'une émission laser semiconducteur est obtenue intentionnellement et de manière contrôlée sur un mode d'ordre élevé. Des structures pompées électriquement sont à l'étude maintenant, en vue d'obtenir le même type de résultat.

Il restera ensuite à déterminer l'efficacité de ces dispositifs en terme de sources de photons jumeaux pour l'information quantique. Une mesure de l'émission de paires de photons doit d'abord précéder des mesures de corrélation entre photons émis dans une même paire. Pour cela, des mesures de la qualité de l'état enchevêtré en énergie-temps propre à la génération paramétrique par l'intermédiaire d'expériences d'interférences quantiques reposant sur le protocole de Franson devront être effectuées [49].

#### 4. Conclusion

Les dispositifs semiconducteurs sources de photons uniques ou de photons jumeaux sont en cours de développement. Ils ne sont pas encore assez matures aujourd'hui pour être intégrés dans des systèmes concrets de cryptographie quantique, mais leur progression est régulière et il ne semble pas qu'il y ait d'obstacle majeur à leur réalisation. On peut parier qu'ils feront partie, dans les trois prochaines années, des dispositifs de base de l'information quantique.

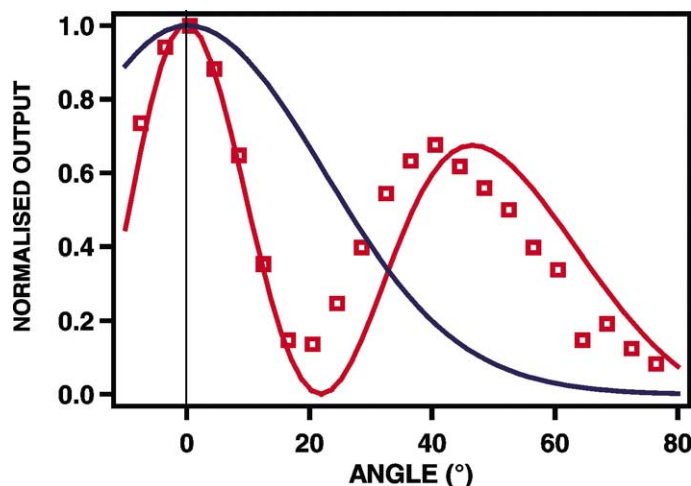


Fig. 10. Emission du laser semiconducteur en fonction de l'angle. Les carrés sont des mesures expérimentales, et correspondent bien à ce que l'on attend d'une émission laser sur un mode d'ordre 3 (simulation en trait plein). La courbe bleue correspond à une émission attendue sur le mode fondamental, franchement différente, ce qui permet d'affirmer que l'on a bien une émission laser sur le mode d'ordre 3.

## Remerciements

La source de photons uniques à BQ présentée dans cet article a été développée au sein du CNRS/LPN. J.M. Gérard tient à remercier I. Abram, B. Gayral, L. Manin, E. Moreau, I. Robert et V. Thierry-Mieg pour leurs contributions essentielles à cette étude. Les développements de guides d'onde nonlinéaires semiconducteurs évoqués dans cet article ont été menés essentiellement à Thales Research and Technology, ainsi qu'à l'Université de Paris 7. Les participants à ce programme de recherche ont été Paolo Bravetti, Michel Calligaro, Eric Costard, Alfredo De Rossi, Sara Ducci, Olivier Durand, Andrea Fiore, Nadia Laurent, Giuseppe Leo, Xavier Marcadet, Julien Nagle, Jean Olivier, Valentin Ortiz, Emmanuel Rosencher, Nicholas Semaltianos et Borge Vinter.

## Références

- [1] W. Tittel, G. Ribordy, N. Gisin, Quantum cryptography, *Physics World* 11 (1998) 41, special issue on Quantum Information.
- [2] N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel, H. Zbinden, Quantum cryptography, *Rev. Mod. Phys.* 74 (2002) 145.
- [3] A. Zeilinger, Experiment and the foundation of quantum physics, *Rev. Mod. Phys.* 71 (1999) 288.
- [4] N. Cerf, N. Gisin, Les promesses de l'information quantique, *La Recherche* 327 (2000) 46.
- [5] C.H. Bennett, D.P. DiVincenzo, Quantum information computation, *Nature* 404 (2000) 247.
- [6] D. Bouwmeester, A. Ekert, A. Zeilinger, *The Physics of Quantum Information*, Springer, Berlin, 2000.
- [7] G. Ribordy, J.D. Gauthier, N. Gisin, O. Guinnard, H. Zbinden, Fast and user-friendly quantum key distribution, *J. Mod. Opt.* 47 (2000) 517.
- [8] G. Brassard, N. Lütkenhaus, T. Mor, B.C. Sanders, Limitations on practical quantum cryptography, *Phys. Rev. Lett.* 85 (2000) 1330.
- [9] G. Ribordy, J. Brendel, J.D. Gauthier, N. Gisin, H. Zbinden, Long-distance entanglement-based quantum key distribution, *Phys. Rev. A* 63 (2001) 012309.
- [10] J. Kim, O. Benson, H. Kan, Y. Yamamoto, A single-photon turnstile device, *Nature* 397 (1999) 500.
- [11] T. Basché, W.E. Moerner, M. Orrit, H. Talon, Photon antibunching in the fluorescence of a single dye molecule trapped in a solid, *Phys. Rev. Lett.* 69 (1992) 1516.
- [12] B. Lounis, W.E. Moerner, Single photons on demand from a single molecule at room temperature, *Nature* 407 (2000) 491.
- [13] C. Kurtsiefer, S. Mayer, P. Zarda, H. Weinfurter, Stable solid-state source of single photons, *Phys. Rev. Lett.* 89 (2000) 290.
- [14] A. Beveratos, R. Brouri, T. Gacoin, A. Villing, J.P. Poizat, P. Grangier, Single photon quantum cryptography, *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002) 187901.
- [15] P. Michler, A. Imamoglu, M. Mason, P. Carson, G. Strouse, S. Buratto, Quantum correlations among photons from a single quantum dot at room temperature, *Nature* 406 (2000) 968.
- [16] X. Brokmann, J.P. Hermier, G. Messin, P. Desbiolles, J.-P. Bouchaud, M. Dahan, Statistical aging and nonergodicity in the fluorescence of single nanocrystals, *Phys. Rev. Lett.* 90 (2003) 120601.
- [17] P. Michler, A. Kiraz, C. Becher, W. Schoenfeld, P.M. Petroff, L. Zhang, E. Hu, A. Imamoglu, A quantum dot single photon turnstile, *Science* 290 (2000) 2282.

- [18] C. Santori, M. Pelton, G. Solomon, Y. Dale, Y. Yamamoto, Triggered single photons from a quantum dot, *Phys. Rev. Lett.* 86 (2001) 1502.
- [19] E. Moreau, I. Robert, J.M. Gérard, I. Abram, L. Manin, V. Thierry-Mieg, Single-mode solid-state single photon source based on isolated quantum dots in pillar microcavities, *Appl. Phys. Lett.* 79 (2001) 2865.
- [20] Z. Yuan, B. Kardynal, R. Stevenson, A. Shields, C. Lobo, K. Cooper, N. Beattie, D. Ritchie, M. Pepper, Electrically driven single photon source, *Science* 295 (2002) 102.
- [21] J.M. Gérard, B. Gayral, Strong Purcell effect for InAs quantum boxes in three-dimensional solid-state microcavities, *J. Lightwave Technology* 17 (1999) 2089.
- [22] E. Moreau, I. Robert, L. Manin, V. Thierry-Mieg, J.M. Gérard, I. Abram, Quantum cascade of photons in semiconductor quantum dots, *Phys. Rev. Lett.* 87 (2001) 183601.
- [23] C. Kammerer, C. Voisin, G. Cassabois, C. Delalande, Ph. Roussignol, F. Klopff, J.P. Reithmaier, A. Forchel, J.M. Gérard, Line narrowing in single semiconductor quantum dots: Toward the control of environment effects, *Phys. Rev. B* 66 (2002) (R)041306.
- [24] D. Kulakovskii, G. Bacher, R. Weigand, T. Kümmell, A. Forchel, E. Borovitskaya, K. Leonardi, D. Hommel, Fine structure of Biexciton emission in symmetric and asymmetric CdSe/ZnSe single quantum dots, *Phys. Rev. Lett.* 82 (1999) 1780.
- [25] W. Barnes, G. Björk, J.M. Gérard, P. Jonsson, J. Wasey, P. Worthing, V. Zwiller, Solid state single photon sources: light collection strategies, *Eur. Phys. J. D* 18 (2002) 197.
- [26] E. Yablonovitch, Photonic bandgap structures, *J. Opt. Soc. Am. B* 10 (1993) 283.
- [27] J.M. Gérard, B. Sermage, B. Gayral, E. Costard, V. Thierry-Mieg, Enhanced spontaneous emission from InAs quantum boxes in a monolithic optical microcavity, *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998) 1110.
- [28] B. Gayral, J.M. Gérard, B. Sermage, A. Lemaître, C. Dupuis, Time-resolved probing of the Purcell effect for InAs quantum boxes in GaAs microdisks, *Appl. Phys. Lett.* 78 (2001) 2828.
- [29] J.Y. Marzin, J.M. Gérard, A. Izraël, D. Barrier, G. Bastard, Photoluminescence of single quantum dots obtained by self-organized growth on GaAs, *Phys. Rev. Lett.* 73 (1994) 716.
- [30] M.V. Artemyev, U. Woggon, R. Wannemacher, H. Jaschinski, W. Langbein, Quantum dots in photonic dots, *Nano Lett.* 1 (2001) 309.
- [31] T. Guillet, J. Berréhar, R. Grousson, J. Kovensky, C. Lapersonne-Meyer, M. Schott, V. Voliotis, Emission of a single conjugated polymer chain isolated in its single crystal monomer matrix, *Phys. Rev. Lett.* 87 (2001) 087401.
- [32] C. Santori, D. Fattal, M. Pelton, G.S. Solomon, Y. Yamamoto, Indistinguishable photons from a single-photon device, *Nature* 419 (2002) 594.
- [33] A.K. Ekert, J.G. Rarity, P.R. Tapster, G.M. Palma, Practical quantum cryptography based on two-photon interferometry, *Phys. Rev. Lett.* 69 (1992) 1293.
- [34] P.R. Tapster, J.G. Rarity, P.C.M. Owens, Violation of Bell's inequality over km of optical fiber, *Phys. Rev. Lett.* 73 (1994) 1923.
- [35] P.G. Kwiat, K. Mattle, H. Weinfurter, A. Zeilinger, A.V. Sergienko, Y. Shih, New high-intensity source of polarization-entangled photon pairs, *Phys. Rev. Lett.* 75 (1995) 4337.
- [36] D. Bouwmeester, J.W. Pan, K. Mattle, M. Eibl, H. Weinfurter, A. Zeilinger, Experimental quantum teleportation, *Nature* 390 (1997) 575.
- [37] W. Tittel, J. Brendel, H. Zbinden, N. Gisin, Violation of Bell inequalities by photons more than 10 km apart, *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998) 3563.
- [38] G. Weihs, T. Jennewein, C. Simon, H. Weinfurter, A. Zeilinger, Violation of Bell's inequality under strict Einstein locality conditions, *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998) 5039.
- [39] J.W. Pan, D. Bouwmeester, M. Daniell, H. Weinfurter, A. Zeilinger, Experimental test of quantum nonlocality in three-photon Greemberger–Horne–Zellinger entanglement, *Nature* 403 (2000) 515.
- [40] A. Yariv, *Quantum Electronics*, 4th edition, Wiley, 1991.
- [41] V. Berger, Nonlinear photonic crystals, *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998) 4136.
- [42] A. Fiore, V. Berger, E. Rosencher, P. Bravetti, J. Nagle, Phase matching using an isotropic nonlinear optical material, *Nature* 391 (1998) 463.
- [43] A. De Rossi, V. Berger, Counterpropagating twin photons by parametric fluorescence, *Phys. Rev. Lett.* 88 (2002) 043901.
- [44] A. De Rossi, N. Semaltianos, V. Berger, B. Vinter, Third order mode optically pumped semiconductor laser, *Appl. Phys. Lett.* 80 (2002) 4690.
- [45] A. De Rossi, V. Berger, M. Calligaro, G. Leo, V. Ortiz, X. Marcadet, Parametric fluorescence in oxidized aluminium gallium arsenide waveguides, *Appl. Phys. Lett.* 79 (2001) 3758.
- [46] V. Berger, Brevet, Laser à générations paramétriques, N° national 9912303.
- [47] M.M. Fejer, G.A. Magel, D.H. Jundt, R.L. Byer, Quasi-phase-matched second harmonic generation: tuning and tolerances, *IEEE J. Quantum Electron.* 28 (1992) 2631.
- [48] O. Levi, T.J. Pinguet, T. Skauli, L.A. Eyres, K.R. Parameswaran, J.S. Harris Jr., M.M. Fejer, B. Gerard, E. Lallier, L. Becouarn, Difference frequency generation of 8  $\mu\text{m}$  radiation in orientation-patterned GaAs, *Opt. Lett.* 27 (2002) 2091.
- [49] J.S. Tanzilli, *Optique intégrée pour les communications quantiques*, Thèse de l'Université de Nice, 2002.
- [50] G. Leo, Thèse de l'Université de Paris XI, 2001.
- [51] G. Leo, M. Secondini, M. Morabito, A. De Rossi, G. Assanto, A. Fiore, V. Berger, M. Calligaro, J. Nagle, Birefringence evaluation of multimode multilayer AlGaAs/AlAs waveguides, *Appl. Phys. Lett.* 78 (2001) 1472.