Inversion logique toute optique par écrantage excitonique dans CdSe

J. Collet, Thierry Amand

► To cite this version:

J. Collet, Thierry Amand. Inversion logique toute optique par écrantage excitonique dans CdSe. *Revue de Physique Appliquée*, 1987, 22 (10), pp.1281-1285. 10.1051/rphysap:0198700220100128100 . jpa-00245678

HAL Id: jpa-00245678

<https://hal.science/jpa-00245678>

Submitted on 1 Jan 1987

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification

Physics Abstracts

42.80V — 42.65P — 71.35

Inversion logique toute optique par écrantage excitonique dans CdSe

J. Collet et T. Amand

Laboratoire de Physique des Solides, I.N.S.A., avenue de Rangueil, 31077 Toulouse-Cedex, France

(Reçu le 13 novembre 1986, accepté le 18 décembre 1986)

Résumé. — Après un bref rappel sur les conditions d'utilisation d'inverseurs tout optiques dans des circuits logiques optiques à fort traitement parallèle, nous discutons la possibilité de réaliser une telle porte par écrantage total ou partiel des excitons libres. Une réalisation pratique est présentée dans le matériau II-VI CdSe, autorisant une marche en inverseur logique tout optique sans cavité Fabry-Pérot dans le domaine de longueur d'onde s'étendant de 676 nm à 678 nm. Avantages et inconvénients sont discutés. Les travaux en cours pour mettre en série les portes logiques optiques sont brièvement indiqués.

Abstract. — We recall first some operation conditions of all-optical inverter gates in optical digital networks compatible with a large parallel processing. We discuss the possible achievement of such a gate by exciton screening. An effective realization in a II-VI compound, namely CdSe is displayed, which enables an inverter gate operation in the wavelength range extending from 676 nm to 678 nm. The advantages and the disadvantages are discussed.

1. Introduction.

Considérons par exemple, un coprocesseur séquentiel tel que celui représenté sur la figure 1 [1]. On peut distinguer un étage d'interconnexions qui réalise les fonctions OU du circuit et un étage d'inverseurs qui complémente l'information logique. Si on cherche une réalisation effective dans une technologie toute optique, on peut discerner trois classes de problèmes qui concernent la réalisation des inver-

Fig. 1. — Schéma d'un circuit logique séquentiel.

[Sketch of an optical digital network.]

seurs logiques tout optiques, la réalisation des interconnexions, la programmation des connexions relevant de l'algorithmique. En dépit de ces problèmes multiples, les recherches pour réaliser une logique toute optique sont en progrès parce que l'optique offre potentiellement la possibilité d'un traitement parallèle massif et ultra-rapide de l'information [3]. En prenant comme objectif un traitement parallèle de (64×64) canaux optiques par cm^2 à la fréquence de 1 GHz, cela conduit à envisager des inverseurs logiques tout optiques susceptibles de commuter en des temps de l'ordre de 100 à 200 ps. Le taux de commutations par cm^2 de la matrice (64×64) d'inverseurs doit alors s'élever à quelque $4 \times 10^{12}/\text{cm}^2/\text{s}$. La figure 2 montre comment peut être effectuée l'inversion logique du signal dans un inverseur tout optique compatible avec un traitement parallèle massif de l'information. Deux faisceaux I et H convergent vers un même point sur un échantillon. Par souci de clarté, les faisceaux ont été représentés séparés bien qu'il soit préférable de les prendre colinéaires. I est le faisceau d'entrée de l'inverseur logique. L'information binaire à l'entrée est contenue, aux instants d'échantillonnage, dans la présence ou l'absence d'impulsions lumineuses figurées par des flèches verticales, trait plein pour une

Fig. 2. — Schéma d'inversion logique toute optique.

[All-optical inverter gate.]

impulsion présente, trait pointillé pour une impulsion absente. Le faisceau H est en quelque sorte un faisceau d'horloge. L'action sur la matière du faisceau laser d'entrée I est de bloquer la transmission du faisceau H de telle sorte que celui-ci véhicule, en sortie de porte, l'information complémentée $\bar{I}$ ainsi que cela est représenté sur la figure 2. Avant même de considérer un effet physique précis susceptible de réaliser un tel inverseur, il convient de rappeler un certain nombre de contraintes qu'il faut optimiser et qui sont source de difficultés :

A) Minimisation de l'énergie dissipée par porte.

Conservons l'exemple de 4×10^{12} commutations par seconde sur 1 cm^2 par une matrice d'inverseurs. Si on souhaite limiter l'énergie dissipée à une valeur réaliste de l'ordre de 4 W/cm^2 , cela conduit à une dissipation maximale de 1 pJ par commutation.

B) Minimisation du temps de commutation.

Si on cherche toujours 4×10^{12} commutations par seconde au moyen d'une matrice de (64×64) portes, il faut une fréquence d'horloge de 1 GHz et donc des temps de descente et de montée de l'ordre de 200 à 300 ps . En fait c'est surtout au niveau du temps de descente de la porte que peuvent apparaître des limitations.

C) Nécessité de pouvoir mettre des portes optiques en série.

Il est aussi nécessaire que le contraste du niveau haut par rapport au niveau bas soit suffisamment bon en sortie pour pouvoir utiliser les portes en série [1].

Quel que soit l'effet physique retenu pour réaliser les inverseurs, il n'est pas aisé de satisfaire simultanément toutes ces contraintes. Nous décrirons dans le

troisième paragraphe un inverseur logique basé sur la modification à l'échelle picoseconde de la transmission optique par écrantage des excitons libres dans les semiconducteurs. Nous montrerons ensuite sa réalisation dans un matériau II-VI, CdSe, sans qu'il soit nécessaire de réaliser un interféromètre de Fabry-Pérot. Nous rappelons d'abord les propriétés de la transmission optique des semiconducteurs au voisinage du gap fondamental, en particulier les effets excitoniques et les effets d'écran.

2. Non-linéarité optique par écrantage des excitons libres.

Dans les semiconducteurs et les isolants, il est possible d'absorber des photons en créant directement une excitation élémentaire électronique particulière appelée l'exciton. Très intuitivement, un exciton est l'état lié d'un électron de conduction et d'un trou de valence, constituant ainsi un système formellement très semblable à un atome d'hydrogène et présentant donc une suite d'états liés stables, d'énergies négatives, déterminées par une équation du type Schrödinger [4] :

$$\left\{ \frac{P^2}{2\mu} + V(r) \right\} \psi_n(r) = E_n \psi_n(r). \quad (1)$$

En première approximation, $V(r) = -e^2/\epsilon_0 r$ donc l'interaction effective électron trou est coulombienne.

L'énergie de liaison de l'état fondamental de l'exciton peut varier sur une assez grande plage suivant le type de matériau, par exemple de $E = 4,1 \text{ meV}$ pour GaAs à $E = 60,8 \text{ meV}$ pour ZnO. Dans les matériaux à « gap » direct, l'exciton est responsable de l'apparition de raies d'absorption assez fines dans le spectre de transmission optique. Un spectre typique est représenté en trait continu sur la figure 3 : lorsque la longueur d'onde λ est supérieure à la longueur d'onde $\lambda(1s)$, le matériau est quasi transparent. On observe souvent des oscillations de transmission dans cette région spectrale dues à des interférences de Fabry-Pérot dans l'échantillon. La raie d'absorption fine $E(1s)$ est due à la création par la lumière d'excitons dans l'état fondamental et celle moins prononcée marquée $E(2s)$ résulte de la formation d'excitons sur leur niveau excité $2s$. A plus courte longueur d'onde, l'absorption devient intense résultant de la création de paires électron-trou dissociées. Le spectre ainsi décrit est le spectre « naturel » du matériau. Il subit de profondes modifications (non linéaires) sous une excitation optique créant des paires électron-trou non liées, donc par un faisceau laser de longueur d'onde inférieure à $\lambda(2s)$. Un spectre typique dans de telles conditions est porté en pointillé sur la figure 3. On observe essentiellement :

Fig. 3. — Transmission d'un matériau semiconducteur au voisinage de l'exciton. a) Trait plein : échantillon non excité ; b) trait pointillé : échantillon sous excitation optique.

[Transmission curve of a semiconductor platelet around the excitonic energy. a) Full line : unexcited sample. b) Transmission under optical excitation.]

I) Un décalage vers les courtes longueurs d'onde des franges d'interférences présentes dans la région de quasi-transparence.

II) Une disparition des raies excitoniques entraînant une disparition de la fenêtre de transparence entre les raies $E(1s)$ et $E(2s)$.

Quelle est l'origine physique de cet effet ? Il provient de la réduction du gap due à la présence d'un plasma électron-trou, et à la déstabilisation des excitons, c'est-à-dire à la réduction de l'énergie de liaison des états liés électron-trou voire même de leur disparition totale. En présence de plasma, l'électron et le trou liés en un état excitonique sont perturbés par les autres électrons et trous environnants. L'interaction électron-trou n'est plus coulombienne comme c'est admis en première approche (voir Eq. 1(1)), mais doit inclure l'effet de polarisation des autres paires électron-trou [5]. En conséquence, l'interaction coulombienne doit être divisée par la constante diélectrique du plasma. A la limite statique, cela équivaut à remplacer le potentiel original coulombien par un potentiel moins attractif ($-e^2 \exp(-q \cdot r)/r$) ce qui conduit fatalement à une moindre stabilité des états liés. C'est l'effet d'écran. En pratique pour réaliser un inverseur tout optique par écrantage des excitons libres, il faut donc que le faisceau d'entrée I soit à une longueur d'onde λ inférieure à $\lambda(E_G)$, la longueur d'onde correspondant au gap du matériau, pour générer un plasma électron-trou. En ce qui concerne le faisceau H (Fig. 2), plusieurs choix sont envisageables :

1) On peut choisir $\lambda = \lambda_1$ (voir Fig. 3) et exploiter au maximum le fait que sous l'action de l'impulsion I la transmission du Fabry-Pérot, que constitue

l'échantillon, peut tomber très bas. L'impulsion d'horloge H étant alors bloquée, on obtient le complément logique de l'information (par exemple [6, 7]).

2) On peut choisir $\lambda = \lambda_2$ (voir Fig. 3) et tirer avantage du fait que l'échantillon devienne opaque sous l'effet de l'impulsion I , indépendamment de toute structure Fabry-Pérot. On réalise aussi ainsi le complément logique de l'information par disparition des excitons (transition de Mott, par exemple [8, 9]). Chaque solution a ses inconvénients et ses avantages que nous discuterons à la fin du paragraphe 3.

3. Réalisation d'une porte nor picoseconde tout optique.

Nous présentons ici une étude qui met bien en évidence les phénomènes physiques basés sur l'écrantage excitonique. L'échantillon est excité à l'énergie 2,33 eV par absorption de deux photons à 1,064 μm . En d'autres termes ce sont des impulsions de 33 ps à 1,064 μm qui portent l'information binaire du faisceau I de la figure 2. Pour bien montrer les variations ultra-rapides de la transmission tel que cela a été décrit dans le paragraphe II, les impulsions d'horloge sont polychromatiques et picosecondes permettant de sonder la transmission dans toute la région excitonique. En retardant cette impulsion de sonde par rapport à l'impulsion d'entrée, on peut étudier le temps de descente (transition logique en sortie du 1 vers le 0) et de montée de la porte. L'échantillon était à la température de 4,2 K dans cette première expérience. Le matériau étudié était le composé II-VI CdSe. Ce matériau est uniaxe. Cela présente l'avantage de pouvoir régler facilement le coefficient d'absorption en fonction de l'angle de la polarisation de la lumière incidente avec l'axe cristallographique principal. Le spectre naturel (c'est-à-dire non excité) est présenté sur la figure 4 correspondant à l'instant $t = -66$ ps. Ensuite l'impulsion d'entrée excite le matériau et produit les variations brutales de la transmission essentiellement un décalage des franges d'interférences et une disparition de la fenêtre de transmission entre l'exciton 1S et 2S. Ainsi toute impulsion dans le domaine de longueur d'onde $676 \text{ nm} < \lambda < 678 \text{ nm}$ est bloquée par l'impulsion d'entrée avec un très bon contraste, ce qui est indispensable pour une opération d'inversion. Les temps de descente et de montée de la transmission sont présentés sur la figure 5. Le temps de descente est très bref, fixé par la durée de l'impulsion laser d'entrée. Par contre le temps de remontée est plus lent, de l'ordre de 700 ps. C'est un temps de désexcitation de la matière lié à la disparition du plasma électron-trou. Il peut sans doute être réduit à quelques centaines de picosecondes (disons 200 ps pour fixer les idées) en utilisant des artifices (dopage, irradiation) mais il est hors de question de

Fig. 4. — Etude expérimentale de l'évolution temporelle de la transmission d'un échantillon de CdSe soumis à une impulsion laser picoseconde. L'impulsion est appliquée à l'instant $t = 0$ ps et la transmission est enregistrée à différents retards.

[Experimental study of the time evolution of a CdSe platelet transmission under picosecond excitation. The pulse transmission is recorded at different delays.]

Fig. 5. — Etude des temps de montée et de descente de l'inverseur tout optique.

[Rise time and fall time of the all optical inverter.]

descendre à la picoseconde. En d'autres termes, ce type de porte ne peut guère fonctionner à une fréquence de répétition supérieure à 2 ou 3 GHz. Encore faut-il que l'énergie dissipée reste dans des limites raisonnables. L'échauffement du matériau provient de la relaxation en phonons de l'énergie cinétique des paires. La densité de plasma nécessaire à l'apparition de l'effet est $\rho = 2 \times 10^{17}/\text{cm}^3$ [9]. Cela permet de fixer une limite inférieure de l'énergie dissipée par commutation. En pompage froid (ce qui n'était pas le cas dans l'expérience réalisée) pour une énergie cinétique de 50 meV par paire et un volume actif par porte de $(60 \times 60 \times 10) \mu\text{m}^3$ on déduit une énergie dissipée de 20 à 40 pJ par commutation. En limitant la puissance dissipée à 4 W/cm^2 , cela autorise un taux de commutations de 1 à $2 \times 10^{11}/\text{s}$. Bien sûr, si on considère des diamètres de zone active plus petits, on peut de nouveau retrouver les taux potentiels de commutation discutés dans l'introduction [10]. La solution interférométrique présente l'avantage de réclamer un peu moins d'énergie de commande de commutation. La figure 4 montre que le décalage des franges d'interférences persiste à des densités où la fenêtre de transparence entre l'exciton (1s) et (2s) réapparaît. En contrepartie, il y a aussi des inconvénients : il faut bien sûr réaliser un étalon Fabry-Pérot ayant un bon contraste entre le niveau haut et le niveau bas. De plus, puisque le décalage des franges dépend de la puissance incidente, la marche de l'étalon risque d'être assez peu compatible avec les connexions du type OU à n entrées de l'étage d'interconnexion (Fig. 1).

4. Conclusion.

Ce travail montre que l'on peut réaliser un inverseur tout optique, compatible avec un traitement massif parallèle de l'information, par écrantage des excitons. Des temps de descente (c'est-à-dire de passage en sortie du niveau logique 1 au niveau logique 0) de quelques picosecondes et de montée de l'ordre de 200 ps sont possibles. Les travaux pour optimiser la consommation, la vitesse et la mise en série sont poursuivis. Il faut rechercher le ou les matériaux qui permettent un écrantage facile des excitons (c'est-à-dire nécessitant une faible énergie de commutation), si possible à la température ambiante. On peut penser aux super-réseaux de matériaux III-V dont la technologie est actuellement bien maîtrisée. Toutefois, il n'est pas démontré que les effets d'écran soient plus efficaces dans ces structures. Les matériaux II-VI uniaxes offrent aussi certains avantages ainsi que cela a été montré dans cette communication. Le choix du matériau reste donc assez ouvert [10]. Le problème le plus critique actuellement est celui de la mise en série des portes. Il est

clair que l'inversion doit être accompagnée d'une réamplification de l'impulsion laser car il y aura des pertes importantes au moins au niveau de l'étage d'interconnexion. Cette réamplification correspond exactement à celle qui est effectuée à chaque porte en électronique par l'alimentation du circuit. Si la longueur d'onde d'entrée (λ_i) et de sortie (λ_s) de la

porte sont différentes, la marche de la porte est simple mais la réamplification doit être faite avec changement de fréquence par exemple par amplification paramétrique. S'il est possible de faire fonctionner des portes inverseuses monofréquences (c'est-à-dire $\lambda_i = \lambda_s$) alors l'amplification devient simple. Les recherches sont poursuivies dans cette voie.

Bibliographie

- [1] JENKINS, B. K., CHAVEL, P., FOCHHEIMER, R., SAWCHUK, A. A. et STRAND, T. C., *Appl. Opt.* **23** (1984) 3465.
 - [2] PAULIAT, G. et ROOSEN, G., Réalisation d'interconnexions optiques de grande capacité. *Rev. Phys. Appl.* Ce volume.
 - [3] Proceeding of the IEEE. *Special issue on optical computing* (July 1984).
 - [4] KITTEL, C., *Physique de l'état solide* (Dunod Université, 1973).
 - [5] KLINGSHIRN, C. et HAUG, H., *Phys. Rep.* **70** (1981) 317.
 - [6] JEWELL, J. L., RUSHFORD, M. C., GIBBS, H. M., *App. Phys. Lett.* **44** (1984) 172.
 - [7] MIGUS, A., ANTONNETTI, A., HULIN, D., MYSYROWICZ, A., GIBBS, H. M., *App. Phys. Lett.* **46** (1985) 70.
 - [8] COLLET, J. et AMAND, T., *Solid State Commun.* **59** (1986) 173.
 - [9] AMAND, T. et COLLET, J., *Phys. Rev. B* **24** (1986) 2718.
 - [10] *Laser focus/electro-optics* (1985), 85.
-