

## *Chapitre 3*

*Propagation des ondes électromagnétiques  
dans les systèmes stratifiés unidimensionnels à désordre  
binaire corrélé.*



### *Chapitre 3*

#### **Propagation des ondes électromagnétiques dans les systèmes unidimensionnels stratifiés à désordre binaire aléatoires**

I.	Introduction aux cristaux photoniques et à l'analogie électronique	113
II.	Etude des propriétés de transmission en incidence normale des ondes électromagnétiques dans les films phononiques unidimensionnels aléatoires à désordre binaire corrélé.....	120
	1. Introduction.....	120
	2. Etude des systèmes ordonnés en incidence normale .....	121
	3. Etude des systèmes binaires désordonnés	128
	a- Le désordre binaire conventionnel	128
	b- Le désordre binaire généralisé	133
	4. Optimisation des résonances de la configuration dimer généralisée	140
	a- Alignement sur la résonance défaut dimer	140
	b- Alignement sur la résonance principale hôte	144
	5. Conclusion	154
III.	Bibliographie	156



## **I. Introduction aux cristaux photoniques et à l'analogie électronique**

Un cristal photonique unidimensionnel est une structure périodique qui préserve la symétrie de translation dans une direction (la direction de croissance de la structure) et reste invariant dans les deux autres directions (transversales). Ces structures périodiques de couches planes diélectriques (ou métalliques) sont conçues pour la propagation des ondes électromagnétiques de la même manière qu'un potentiel périodique affecte le déplacement des électrons dans un semi-conducteur cristallin [1-4]. L'absence de modes propagatifs sur certains domaines de fréquences est quantifiée en bandes interdites : Une onde lumineuse n'y trouve aucun vecteur d'onde réel lui permettant de se propager dans la structure [5].

Par analogie entre électrons dans les semi-conducteurs (arrangement périodique de potentiel atomique) et photons dans les milieux diélectriques à modulation périodique, il devient remarquable de constater l'apparition de nouveaux phénomènes en électromagnétisme. Des variétés de bandes de dispersion et de bandes interdites sur des domaines variables de longueurs d'ondes peuvent être obtenues seulement à partir de l'ajustement des paramètres structuraux du système. La propagation des ondes est ainsi modifiée d'une manière maîtrisable [6].

Cependant, ces dispositifs ne peuvent être envisageables sans l'immense développement technologique que les techniques de fabrication de ces structures films ont connues. Les milieux stratifiés croissent artificiellement en utilisant des techniques de l'épitaxie (Fig. III 1), de la déposition chimique ou l'évaporation sous haut vide. La maîtrise de ces techniques de croissance permet d'ajuster avec une précision assez appréciable, l'épaisseur et la nature des couches déposées [7].

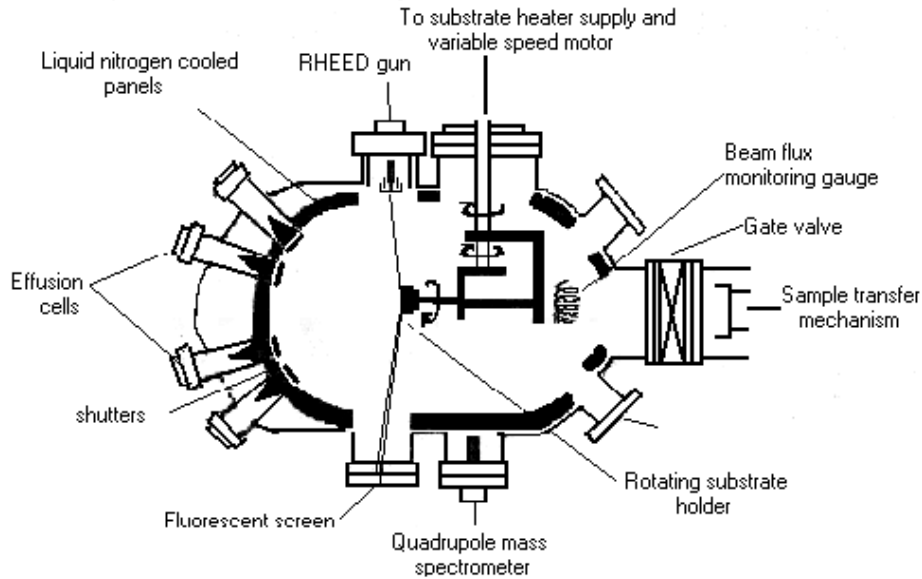


Fig. III 1  
Enceinte de l'épitaxie à jets moléculaires

Dans cette section, nous allons évoquer les relations fondamentales qui seront à la base de la description de la transmission des ondes électromagnétiques dans ces structures totalement ordonnées. La propagation de l'onde électromagnétique est décrite dans chaque couche diélectrique homogène en réponse aux équations de Maxwell (1873) [8]. Les conditions de raccord entre couches successives permettent de reproduire les propriétés de transmission de ces systèmes totalement ordonnés. Ce modèle connu en optique sous le nom de miroir de Bragg [9], est équivalent au modèle électronique de Kronig Penney [10] pour lequel toute l'information physique est définie sur une période du système. Le processus de transmission dépend explicitement de la modulation diélectrique dans la cellule élémentaire. Décrivant des couches diélectriques homogènes, la fonction diélectrique correspondante apparaît sous forme de fonction escalier dont la hauteur du palier diffère dans chaque élément. Un profil de barrière et de puits optiques peut ainsi être conçu de la même manière que pour celle des hétérostructures électroniques et des superréseaux [10 -12].

A ce sujet, l'étude des propriétés de transmission des hétérostructures électroniques obtenues en juxtaposant des couches de matériaux différents avait donné un nouvel essor à la physique des semi conducteurs [11] : La physique qui décrit le comportement d'un électron dans ces matériaux quantifie son énergie et le fait déplacer à l'intérieur de mini bandes permises lorsque l'ordre est reproduit à travers tout le système. Contrairement aux matériaux massifs, la richesse d'une telle structure réside dans l'apparition de ces mini-bandes permises

ajustables, de mini-zones de Brillouin dans l'espace réciproque et aussi dans la cohérence du transport obtenue sur des périodes considérables par rapport à celles établies dans les couches fondatrices de la cellule élémentaire[12]. Pour rappel, l'idée d'une structure électronique à basse dimension a été initialement proposée par L. Esaki et al. en 1970 [13] en juxtaposant deux matériaux semi conducteur différents. Les discontinuités aux bords des bandes ont permis l'apparition d'états quasi-liés de nature purement quantique, confinés à l'interface.

L'exploitation de ces niveaux d'énergie a aussi suscité un intérêt particulier dans la transmission électronique. Depuis l'avènement de la structure double barrière (Fig. III.2.a), les propriétés de transmission de tels dispositifs électroniques se sont retrouvées nettement améliorées : L'apparition de la résistance différentielle négative (Fig. III.2.b) dans les caractéristiques I-V de la diode à effet tunnel résonant correspondante fournit aux électrons des conditions de transmission plus favorables en exploitant les canaux de transmission relatifs à ces états quasi-liés [14,15].

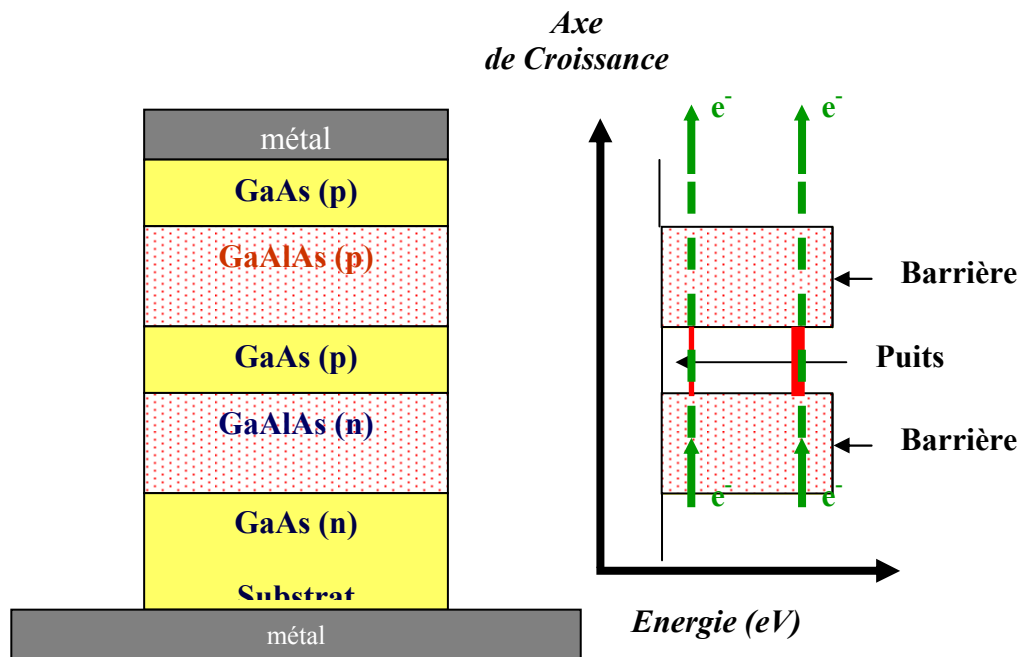


Fig. III.2 a : Etats quasi liés dans une diode Laser à effet tunnel résonant [15]

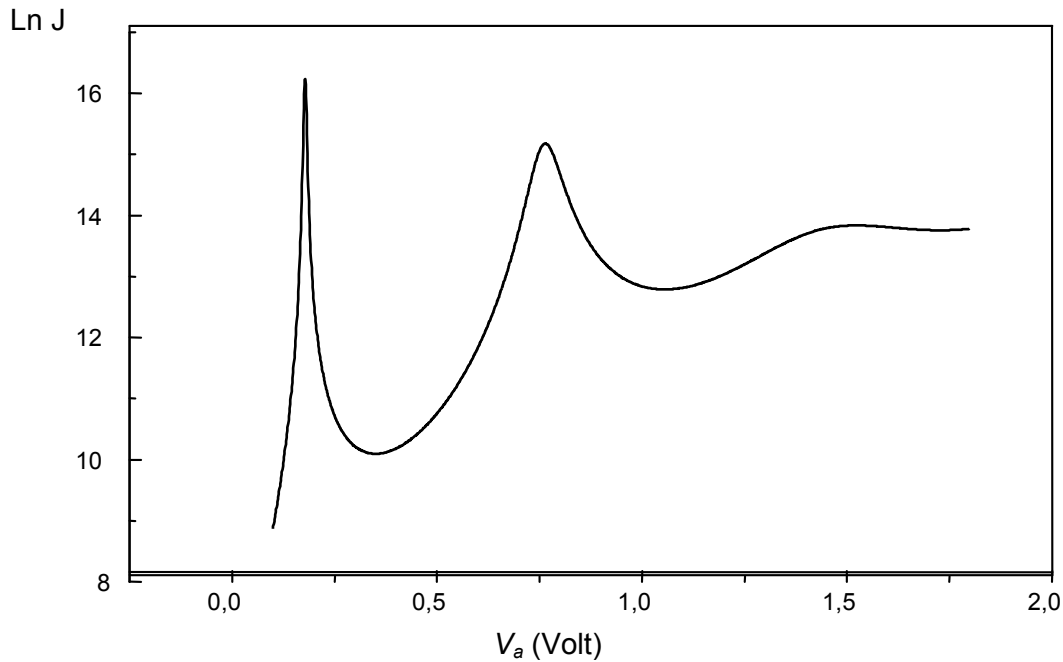


Fig. III.2.b Caractéristiques I-V dans une structure double barrière – puit quantique [14,15]

Les premiers superréseaux de semi conducteurs ont été réalisés par Esaki et Tsu et consistaient alors en un empilement de couches ultrafines dont la période était inférieure au libre parcours moyen des électrons. En 1985, L.L. Chang et B.S.Gressen ont édité une synthèse de travaux réalisés sur les superréseaux métalliques et conducteurs [16]

Par ailleurs, les années 90 ont vu l'émergence d'un nombre important de travaux sur les phénomènes de délocalisation dans les systèmes unidimensionnels désordonnés. Faisant suite aux résultats originaux de P. Philips sur la suppression de la localisation d'Anderson dans les chaînes linéaires [17], ces études ont été étendues aux hétérostructures électroniques unidimensionnelles: L'effet dimer qui consiste à introduire intentionnellement des paires de défauts d'une manière aléatoire le long du sous système hôte, brise la symétrie de translation mais fournit au système à des énergies particulières un ensemble d'états délocalisés appartenant à de mini bandes permises. Dans une série de travaux sur les propriétés de transport dans les hétérostructures électroniques désordonnées, Dominguez et al. [18], ont montré les améliorations apportées par la corrélation du désordre à courte portée dans les systèmes binaires [18]. T. Hakobyan [19], A. Parisini [20], I. Gomez [21] et S. Bentata [22] ont étudié numériquement l'influence du désordre corrélé à courte portée sur les propriétés de transport dans les hétérostructures GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As. Afin de distinguer la nature des modes résonants, diverses quantités physiques telles que la conductance, les fluctuations universelles de conductances, la longueur de localisation, la résistance, la



distribution de la résistance ont été étudiées statistiquement au moyen du formalisme de la matrice de transfert [18-23]. Malgré la présence aléatoire du motif défaut dimer, la corrélation du désordre à courte portée fournit au système un régime de transmission métallique. Dans ces structures, et conformément à l'effet dimer conventionnel, des états étendus, similaires aux ondes de Bloch apparaissent aussi au voisinage proche des résonances dimer, tandis que des modes de transmission totalement localisés similaires à ceux du désordre binaire non corrélé persistent aux bords des mini-bandes permises [18-23]. Cette approche théorique du phénomène de délocalisation au niveau des hétérostructures désordonnées a été consolidée par l'étude expérimentale de Bellani et al [24] : Les états électroniques ont été examinés par spectroscopies photovoltaïques et comparées par la suite au calcul théorique de la structure de mini-bandes et au coefficient de transmission. Conformément à la prédiction théorique, le processus de délocalisation n'a été observé qu'en présence de la corrélation du désordre. (Fig. III.3)

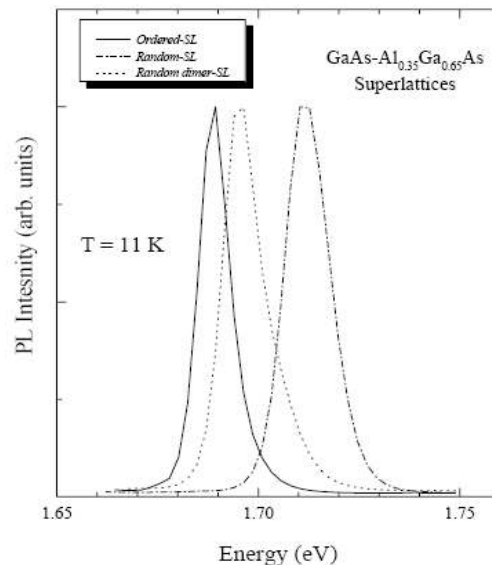


Fig. III.3. Spectre de photo-luminescence de structures binaires : ordonnée, aléatoire et à désordre corrélé [ 24 ]

Dans le même contexte de la localisation d'Anderson, la propagation des ondes électromagnétiques a été également initiée dans les systèmes tridimensionnels par S. John [25]. Depuis le travail original de E. Yablonovitch [26], un grand effort a été également dévoué à l'étude de la manipulation des bandes interdites dans les cristaux photoniques afin de contrôler convenablement la propagation de la lumière dans les dispositifs optoélectroniques [27, 28].

Le phénomène de localisation optique a été examiné en tant que type de diffusion due aux interférences multiples aléatoires. Ces structures ont suscité plus d'intérêts depuis que ces interférences ont montré une attitude constructive face à la diffusion multiple aléatoire, dans des situations de rétrodiffusion cohérente (ou de faible localisation) [29] et de différents cas de corrélations de désordre [30, 31]. En 1987, M. Kohmoto et al ont traité les milieux aperiodiques en proposant la séquence de Fibonacci [32]. Par la suite, la propagation de la lumière dans la structure Thue-Morse est venue confirmer la présence de modes de propagation étendus dans les structures particulièrement désordonnées [33].

Motivés par le phénomène de la délocalisation dans les systèmes binaires électroniques par effet dimer, R.W. Peng et al. ont examiné dans des travaux récents, une corrélation interne entre couches diélectriques binaires appartenant à des structures aperiodiques, présentant une symétrie miroir. Celle-ci a permis reproduire des résonances similaires aux résonances dimer dans les multicouches binaires Si/SiO<sub>2</sub> [30]. Dans le même contexte de corrélation de désordre, l'étude a été étendue à la description de la transition de phase localisation-délocalisation des photons dans les systèmes désordonnés. Dans le papier le plus récent de Z. Zhao et al, la transmission des photons a été étudiée aussi bien théoriquement qu'expérimentalement [34]. Des résonances multiples, représentant des modes de transmission étendus sont apparus dans le spectre de transmission des structures n-mer conformément aux prédictions théoriques : Avec la présence de canaux de transmission transparents pour lesquels la distribution de champ électromagnétique est uniforme le long de la structure, des modes similaires aux ondes de Bloch apparaissent dans ces structures particulièrement désordonnées. Une telle manipulation dans le désordre est conforme aux premiers travaux sur les filtres optiques conventionnels à transmission diffuse [35].

La propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux aléatoires correspond idéalement au modèle électronique de la localisation d'Anderson, puisque l'interaction photon - photon n'est réellement pas prise en considération [25, 36]. Les modes localisés présentent des fonctions enveloppe exponentiellement décroissantes dans toutes structure unidimensionnelle ne possédant pas de symétrie de translation. Conformément à cette approche de désordre non corrélé, E. Nascimento et al. ont examiné le comportement d'échelle de la transmission dans des systèmes binaires à désordre positionnel aléatoires [37]. A la demi-longueur (et au quart de la longueur) de l'onde optique de Bragg, des modes

étendus similaires aux modes résonants de la commutation binaire dans les systèmes électroniques sont reproduits [45].

Devant une telle analogie entre systèmes optiques et électroniques, nous nous sommes intéressés dans ce travail à l'examen de l'effet dimer dans des films photoniques particulièrement désordonnés. En complément aux récents travaux de Z. Zhao et al [34] et E.N. Nascimento et al. [37], le système binaire considéré est construit sur la base de couches diélectriques différentes reproduisant la condition de Bragg à des longueurs d'ondes particulières. Aussi en présence d'une couche diélectrique séparatrice supplémentaire dans chaque motif, nous optons pour la reproduction d'une structure en puits et barrières optiques similaire à celles des hétérostructures électroniques.

Présentant des propriétés diélectriques spatialement modulées, ces structures stratifiées suscitent non seulement un intérêt fondamental dans la description de la propagation des ondes dans les milieux optiques, mais aussi elles nous offrent l'opportunité de maîtriser la propagation des ondes électromagnétiques et de contrôler les réponses de la transmission par l'ajustement convenable des paramètres intrinsèques des cellules élémentaires correspondantes [44].

## **II. Etude des propriétés de transmission en incidence normale des ondes électromagnétiques dans les films photoniques unidimensionnels aléatoires à désordre binaire corrélé**

### **II.1 Introduction**

La propagation des ondes électromagnétiques dans les structures multicouches unidimensionnelles est examinée. Une analogie optique avec le modèle électronique de Kronig-Penney est présentée. Dans l'ordre parfait, la symétrie de translation est conservée par la reproduction périodique des motifs compositionnel et topologique : la constante diélectrique définit le caractère compositionnel du motif tandis que l'épaisseur de la couche décrit son aspect spatial [43]. La reproduction successive des conditions de continuité d'une cellule à une autre permet aussi de décrire les propriétés de transmission de manière totalement récursive [41].

Par ailleurs, l'insertion de couches défauts dans les cristaux photoniques brise la symétrie de translation et détruit en conséquence la structure de bandes. En se référant à la théorie d'échelle de la localisation d'Anderson [36], des modes de transmission localisés apparaissent lorsque le désordre est suffisamment contraignant [34,37]. Aussi, sachant que l'effet dimer [17] modifie les règles de la théorie d'échelle de la localisation unidimensionnelle, nous projetons dans ce travail d'étudier la transition de phase correspondantes (mode localisé – mode délocalisé) dans les systèmes optiques binaires désordonnés. En premier lieu, le modèle du dimer aléatoire est revisité analytiquement de son aspect conventionnel [34] à une description généralisée.

Conformément au chapitre précédent, l'originalité de ce travail se situe aussi à l'application de la procédure d'alignement des fréquences des résonances caractéristiques sur un canal de transmission commun par ajustement convenable des paramètres intrinsèques des cellules élémentaires hôte et défaut. Comparativement aux approches conventionnelle et généralisée du modèle du dimer aléatoire, les réponses de la transmission sont améliorées. A chaque configuration dimer optimisée, la transition de phase (mode localisé – mode étendu) est décrite, accompagnée du diagramme de phase correspondant aux différents régimes de transmission susceptibles d'apparaître dans chaque mini-bande permise. Une description qualitative des modes de transmission de ces dispositifs optiques particulièrement

désordonnés autour des résonances dimer améliorées est ainsi examinée. Des tableaux récapitulatifs résument l'ensemble des configurations dimer optimisées et identifient les régimes de transmission correspondants.

La propagation des ondes électromagnétiques dans les systèmes optiques stratifiés est décrite dans le cadre du formalisme de la matrice de transfert [38-39]. Cette méthode de détermination des réponses de la transmission est simple, élégante et généralisable à n'importe quelle forme du profil du potentiel optique (ou électronique [40]), ordonné ou désordonné.

L'étude de l'ordre parfait constitue le point de départ dans notre travail pour aborder avec sérénité les systèmes binaires dans la cadre du modèle du dimer aléatoire. Une correspondance entre la réponse de la transmission et la relation de dispersion est également donnée en analogie directe avec le modèle électronique de Kronig-Penney (Voir Annexe III.).

## **II.2 Etude des systèmes ordonnés en incidence normale**

Soit une cellule élémentaire ( $AB$ ) contenant deux couches diélectriques juxtaposées  $A$  et  $B$ , homogènes, d'épaisseurs  $b_A$  et  $b_B$  et de constantes diélectriques respectives  $\varepsilon_A$  et  $\varepsilon_B$ . Le milieu de propagation est un film photonique de longueur  $L = Nd$  où  $N$  est le nombre de périodes et  $d = b_A + b_B$  la période du système. Cette structure est incorporée entre le milieu d'incidence ( $z < 0$ ) et le milieu d'émergence ( $z > Nd$ ), semi- infinis, homogènes, identiques à la couche A ( $\varepsilon = \varepsilon_A$ ). La représentation schématique de ce système est montrée sur Fig.III.1: Le profil de la modulation diélectrique spatiale  $\varepsilon(z)$ , apparait en configuration de puits optiques ( $\varepsilon(z) = \varepsilon_A$ ) de largeur  $b_A$  et de barrières optiques  $\varepsilon(z) = \varepsilon_B$  où  $\varepsilon_B > \varepsilon_A$ , d'épaisseur  $b_B$  régulièrement alternée, semblable à celle du modèle électronique de Kronig-Penney [12].

Etant, constitué de la même manière que l'heterostructure électronique, le cristal photonique, l'existence de modes propres de transmission appartenant aux puits optiques et la présence d'une probabilité de recouvrement non nulle entre modes plus proches voisins, permettent de reconstruire la structure de bandes photonique de la même manière que celle établie dans le modèle électronique des liaisons fortes et des heterostructures électroniques.

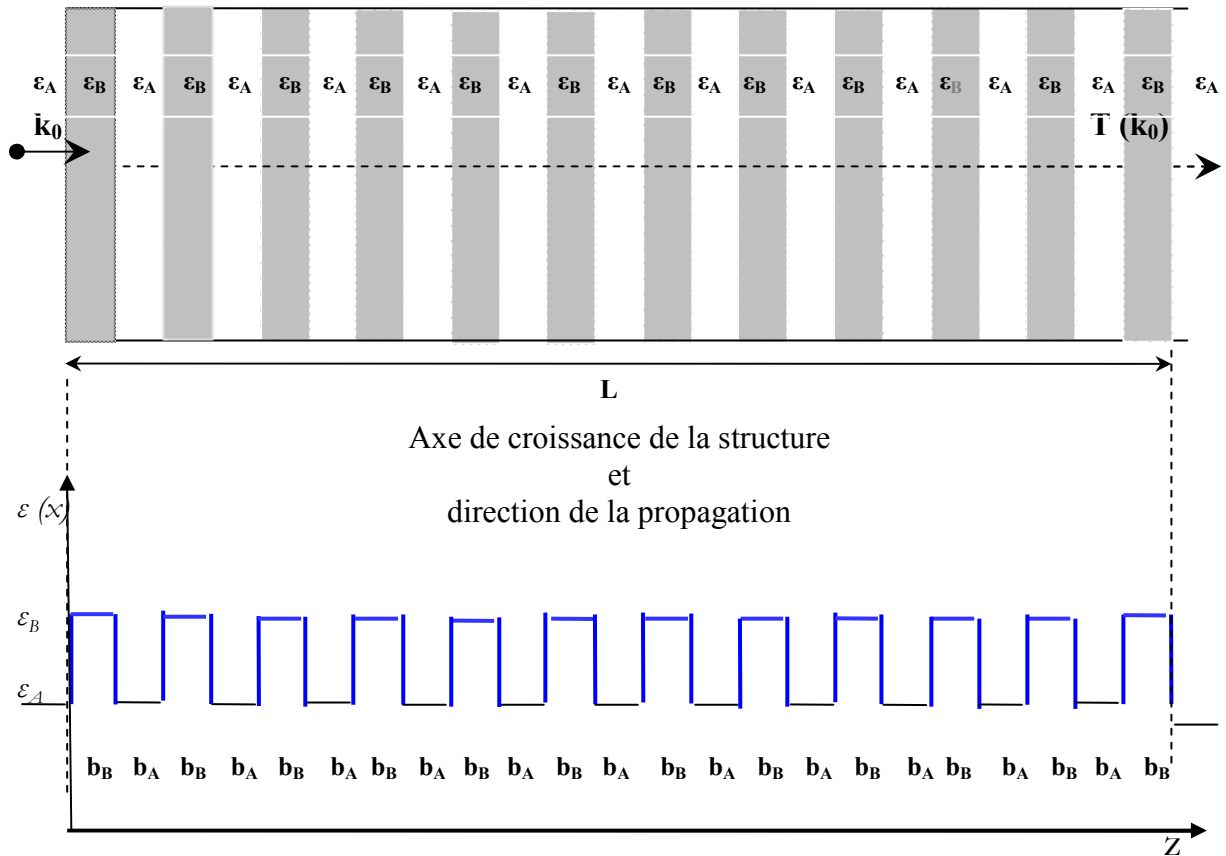


Fig. III 1 Représentation géométrique et schématique du profil de potentiel optique dans un cristal photonique.

L'objectif principal de cette section consiste à se familiariser avec les différentes approches permettant la description des propriétés de transmission des films photoniques ordonnés. Dans cette démarche purement didactique, les notions de base sont réintroduites en pour illustrer les différentes réponses relatives à l'ordre parfait. Les connections entre les différentes représentations de l'ordre parfait étant ainsi vérifiées, cette partie introductive, acquiert une importance fondamentale du fait qu'elle servira de référence pour l'étude des systèmes binaires désordonnés.

Soit un film photonique constitué d'une période unique, comprenant une couche de constante diélectrique  $\varepsilon_A = 1$  et une couche de constante diélectrique  $\varepsilon_B \neq 1$ . Comme les milieux d'incidence et d'émergence correspondent au vide, cette structure se réduit à un film homogène de constante diélectrique  $\varepsilon_B \neq 1$  et d'épaisseur  $d_B$  [39]

L'application des conditions de continuité montre que pour cette structure homogène simple barrière optique (B), le coefficient de transmission est décrit par

$$T = \frac{4\varepsilon_B}{4\varepsilon_B + ((\varepsilon_B - 1)^2 \sin^2(\delta_B))} \quad (\text{III.1})$$

où  $\delta_B = k_B b_B$  représente la marche optique de l'onde incidente dans la couche diélectrique(B)

Sur une période AB, ce film homogène d'épaisseur  $b_B$  et de constante diélectrique  $\varepsilon_B$  (différente de celle du vide) laisse passer 100 % de l'énergie lumineuse à chaque fois que des ondes stationnaires effectives apparaissent dans la couche B.

La condition de la résonance stationnaire

$$\delta_B = m\pi \quad (\text{III.2})$$

(où m est un entier) impose à toute élément B d'épaisseur  $b_B$  de présenter une longueur de résonance stationnaire principale:

$$\lambda_B = 2\sqrt{\varepsilon_B} b_B \quad (\text{III.3})$$

pour laquelle toute résonance stationnaire secondaire

$$\lambda_{Bm} = \frac{\lambda_B}{m} \quad (\text{III.4})$$

vérifie :

$$T(\lambda_{Bm}) = 1 \quad (\text{III.5})$$

Pour un motif de SiO<sub>2</sub> ( $\varepsilon_B = 2.25$ ) et d'épaisseur  $b_B = 193.3$  nm, et conformément aux Eqs. III.4 et 5, le calcul du coefficient de transmission (à partir du formalisme de la matrice de transfert) donne le mode stationnaire principal à  $\lambda_B = 580nm$  et secondaire à  $\lambda_{B2} = 290nm$  respectivement (voir Fig. III.2 (a) et (b)).

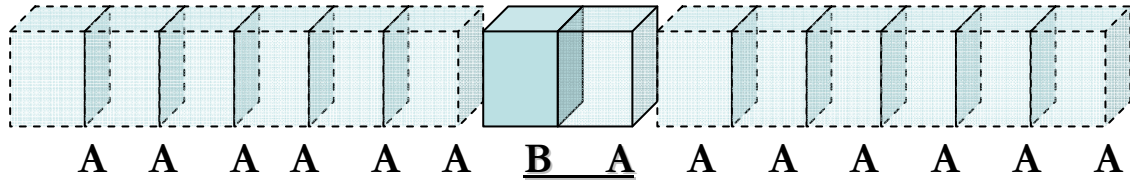


Fig. III.2 (a) Cellule élémentaire AB insérée entre les milieux d'incidence et d'émergence (A)

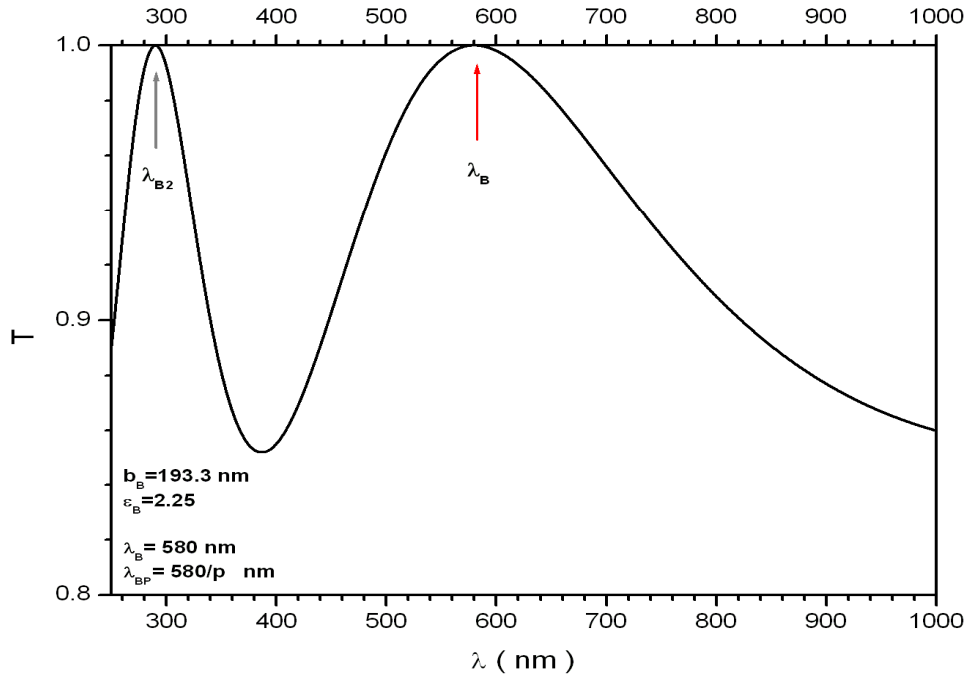


Fig. III.2 (b) Apparition des modes stationnaires principal  $\lambda_B = 580$  nm et secondaire  $\lambda_{B2} = 290$  nm dans la cellule (AB) conformément à la disposition définie sur Fig. III.2 (a)

Pour un système plus long, la transmission d'un assemblage progressif de plusieurs périodes ( $N = 1, 2, 3, 10$  et  $40$ ) est représentée sur Fig. III.3 (a) et (b). Dans cette structure, une couche séparatrice de vide ( $\epsilon_A = 1$ ) d'épaisseur  $d_A = 250$  nm est considérée pour compléter la cellule élémentaire du cristal phonique AB.

Le profil de transmission d'une structure double ( $N=2$ ) et triple ( $N=3$ ) périodes montre respectivement l'apparition d'un (1) et de deux (2) modes résonants supplémentaires. Lorsque le nombre de périodes est suffisamment grand, les modes résonants se disposent les uns à côté des autres dans le spectre de transmission, jusqu'à former des domaines de modes totalement transparents ( $T = 1$ ) alternées par des bandes parfaitement réfléchissantes ( $T = 0$ ).



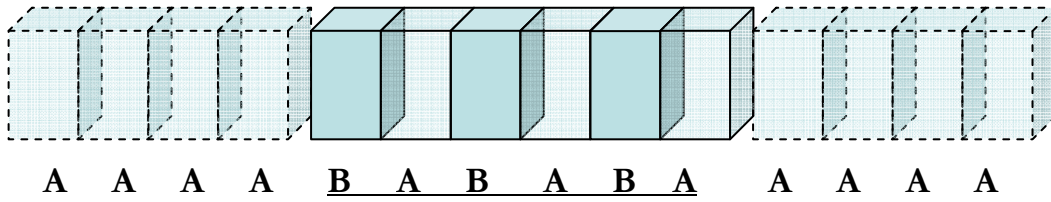


Fig. III.3(a) Film photonique à 3 périodes AB inséré entre les milieux d'incidence et d'émergence (A)

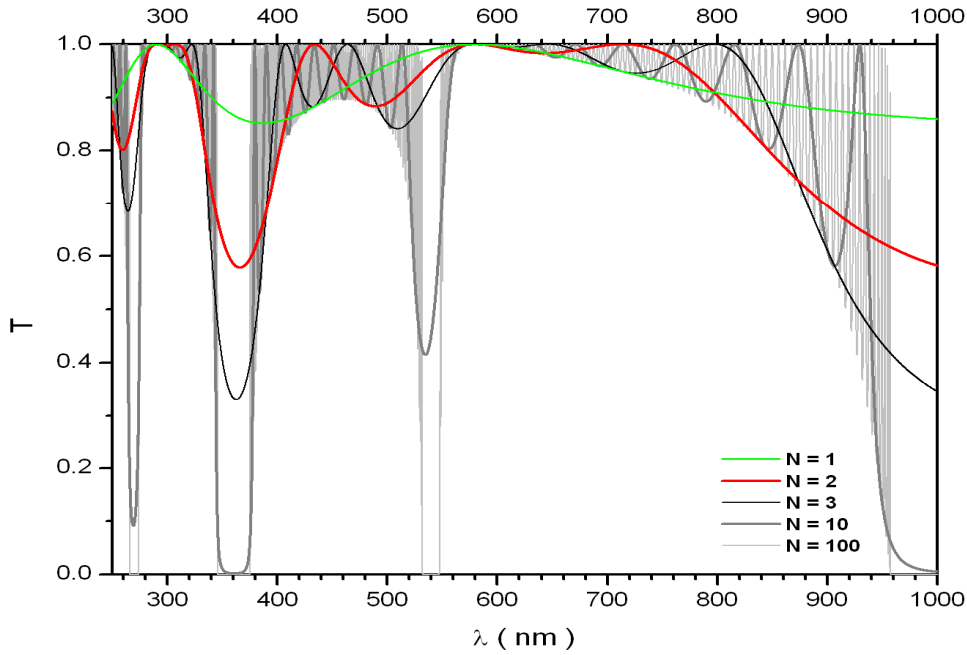


Fig. III 3 (b). Profil de transmission pour plusieurs périodes  $N=1, 2, 3, 10$  et  $100$  conformément à la disposition définie sur Fig. III.3 (a). La cellule élémentaire est définie par les paramètres

$$\varepsilon_A = 1, d_A = 250 \text{ nm} \text{ et } \varepsilon_B = 2.25, b_B = 193.3 \text{ nm}.$$

Dans chaque bande transparente, les modes résonants s'organisent différemment en fonction de l'appartenance du mode stationnaire  $\lambda_{Bm}$  à celle-ci. En règle générale, pour un système de  $N$  périodes,  $N-1$  modes résonants vérifiant :

$$\kappa_{AB}(\lambda_{hn}) = \cos\left(\frac{n}{N} \pi\right) \Big|_{n=1, N-1} \quad (\text{III.6})$$

apparaissent dans chaque bande transparente de forme symétrique la fonction  $\kappa_{AB}(\lambda)$  est la relation du modèle de Kronig-Penney à profil rectangulaire (voir Appendice III.) tandis que l'indice  $h$  réfère au caractère hôte du motif. Quant aux bandes de forme asymétrique, il faut aussi comptabiliser le mode stationnaire  $\lambda_{Bm} = \frac{\lambda_B}{m} = \frac{580}{m} \text{ (nm)}$  qui y appartient. Sur le spectre

de transmission, ce mode stationnaire est d'une particularité intéressante du fait que dans chaque bande asymétrique, c'est le seul mode de transmission préservant la transparence du système, progressivement d'une période à une autre : A cette longueur d'onde particulière, le système présente une transparence totale indépendamment de la période  $N$  du cristal photonique (voir Fig. III.3).

Par ailleurs, considérer l'ordre dans les systèmes optiques consiste aussi à identifier les relations de dispersion correspondantes. En se basant sur le formalisme de la matrice de transfert (voir Appendice III), la relation de dispersion du modèle de Kronig-Penney optique est déterminée à partir de

$$\kappa_{AB}(\lambda) = \frac{1}{2} Tr [T(N=1)]_{AB} \quad (III.7)$$

où  $T(N=1)_{AB}$  est la matrice de transfert de la cellule élémentaire (AB). Aussi sachant que chaque couche du motif élémentaire est caractérisée par un vecteur d'onde parallèle

$k_i = \sqrt{\varepsilon_i} \frac{2\pi}{\lambda}$  (où  $i = A, B$ ), la relation de dispersion  $K_{AB}(\lambda)$  est obtenue à partir de :

$$K_{AB}(\lambda) = \frac{1}{d} \arccos (\kappa_{AB}(\lambda)) \quad (III.8)$$

Celle-ci permet de déterminer le vecteur d'onde  $K_{AB}$  relatif à la cellule élémentaire AB de période  $d$ .

Les bandes transparentes vérifiant  $|\kappa_{AB}(\lambda)| < 1$  représentent des modes de transmission ayant des vecteurs d'ondes  $K_{AB}$  réels, synonymes d'ondes permises propagatrices aussi bien dans le sens croissant que décroissant des positions. Tandis que les bandes totalement réfléchissantes (correspondant à des vecteurs d'onde purement imaginaires), décrivent des modes de transmission appartenant aux bandes interdites.

Toutes ces correspondances entre profil de transmission, relation de dispersion du modèle de Kronig-Penney et relation de dispersion de la structure de bandes sont représentées sur Fig. III.4. Un parfait accord est enregistré entre les trois différentes représentations quant aux domaines relatifs aux bandes transparentes ( $T=1$ ) (bandes réfléchissantes ( $T=0$ )), de vecteurs d'onde permis (interdits) et l'établissement de la condition  $|\kappa_{AB}(\lambda)| < 1$  ( $|\kappa_{AB}(\lambda)| > 1$ ).

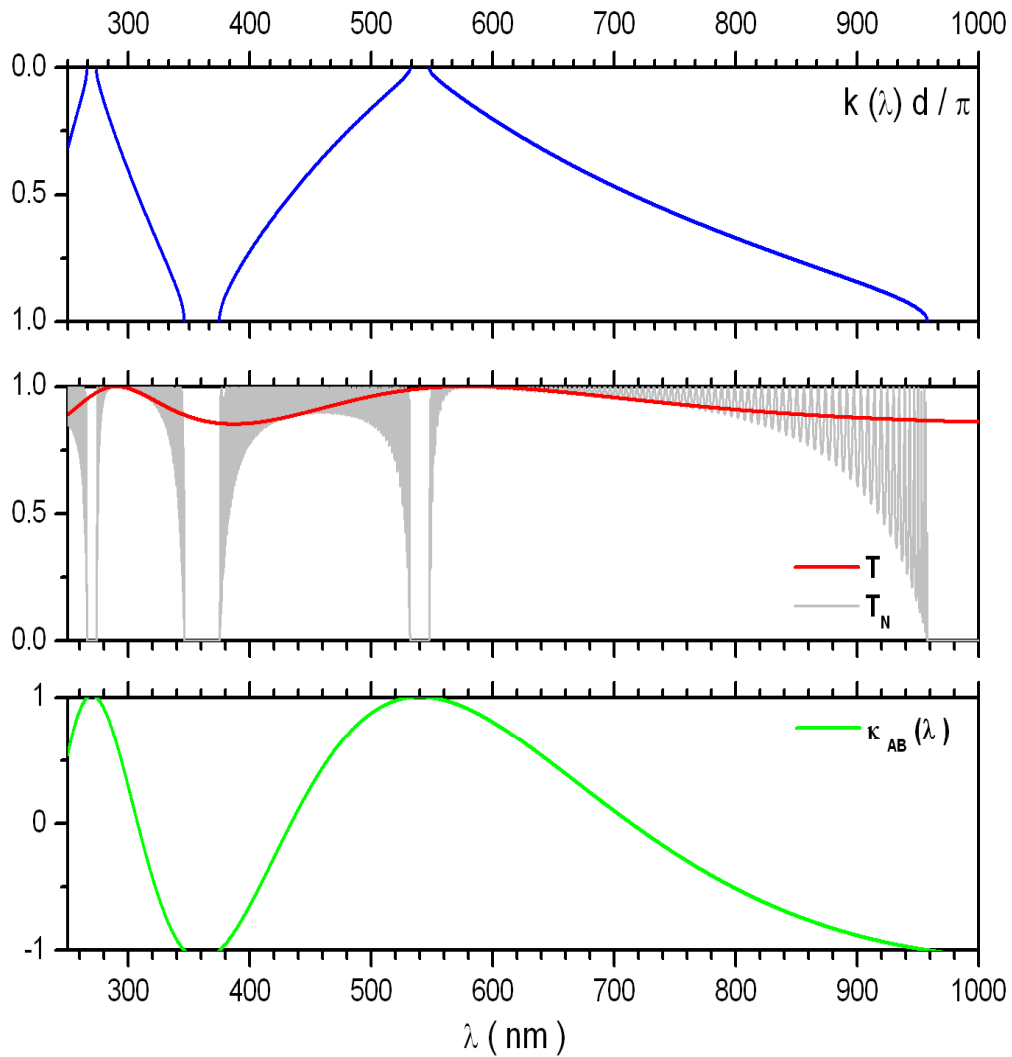


Fig. III 4 Correspondances entre les différentes représentations de l'ordre parfait : structure de bandes, profil de transmission, équation caractéristique du modèle de Kronig-Penney.

Une dernière remarque importante consiste à signaler que seul le profil de la transmission  $T(N)$  fait apparaître explicitement la présence des modes stationnaires  $\lambda_{B_n} = \frac{580}{n}$  appartenant à la couche diélectrique B. Chaque mode stationnaire correspond à un minimum de fluctuations du coefficient de transmission dans la bande permise.

### II. 3 Etude des systèmes binaires désordonnés

La partie précédente a permis de définir les paramètres caractéristiques de la cellule élémentaire permettant de décrire les propriétés de transmission dans un cristal photonique. Dans cette section, nous allons étudier les systèmes binaires pour lesquels deux motifs sont considérés. Nous nous intéresserons en particulier aux désordres binaires non corrélé et corrélé (voir Fig. III.5) pour lesquels, les réponses moyennes caractéristiques de la transmission  $\langle T \rangle$  et de la longueur de localisation  $\langle \xi \rangle$  (déterminée à partir du coefficient de Lyapunov réduit  $\langle \frac{L}{\xi} \rangle$  où  $L$  est la taille du système) sont examinées.

Dans une première partie, nous commencerons par décrire le modèle conventionnel du dimer aléatoire dans les systèmes optiques stratifiées désordonnés. Une généralisation de ce modèle est ensuite présentée pour mettre en évidence la présence d'une résonance supplémentaire dans ces systèmes binaires. Une optimisation des ces réponses de transmission est donnée en dernière partie à partir de l'introduction de la procédure de l'alignement des résonances caractéristiques. Cette approche est similaire à celle utilisée dans le chapitre précédent.

#### a- Le désordre binaire conventionnel

Considérons un cristal photonique de longueur  $L = Nd$ , défini par la cellule hôte (AB) dont les paramètres sont  $\varepsilon_A = 1$ ,  $b_A = 250 \text{ nm}$  et  $\varepsilon_B (\text{SiO}_2) = 2.25$ ,  $b_B = 193.3 \text{ nm}$  ( la cellule B, étudiée précédemment). L'ordre de ce système est perturbé par le remplacement la couche B ( $\text{SiO}_2$ ) par une couche C (GaAs) dont les caractéristiques sont  $\varepsilon_c = 13.00$  et  $b_c = 75 \text{ nm}$ .

Les distributions binaires (relatives aux désordres spatial et compositionnel non corrélés) sont respectivement définies par les fonctions de distribution suivantes :

$$\begin{cases} P(b) = c_B \delta(b - b_B) + c_C \delta(b - b_C) \\ P(\varepsilon) = c_B \delta(\varepsilon - \varepsilon_B) + c_C \delta(\varepsilon - \varepsilon_C) \end{cases} \quad (\text{III.9})$$

où  $c_C$  et  $c_B = 1 - c_C$  définissent les concentrations des éléments défaut et hôte respectivement. Par ailleurs le modèle du dimer aléatoire est obtenu en disposant aléatoirement les motifs défaut par paires le long de la structure (voir Fig. III. 5)

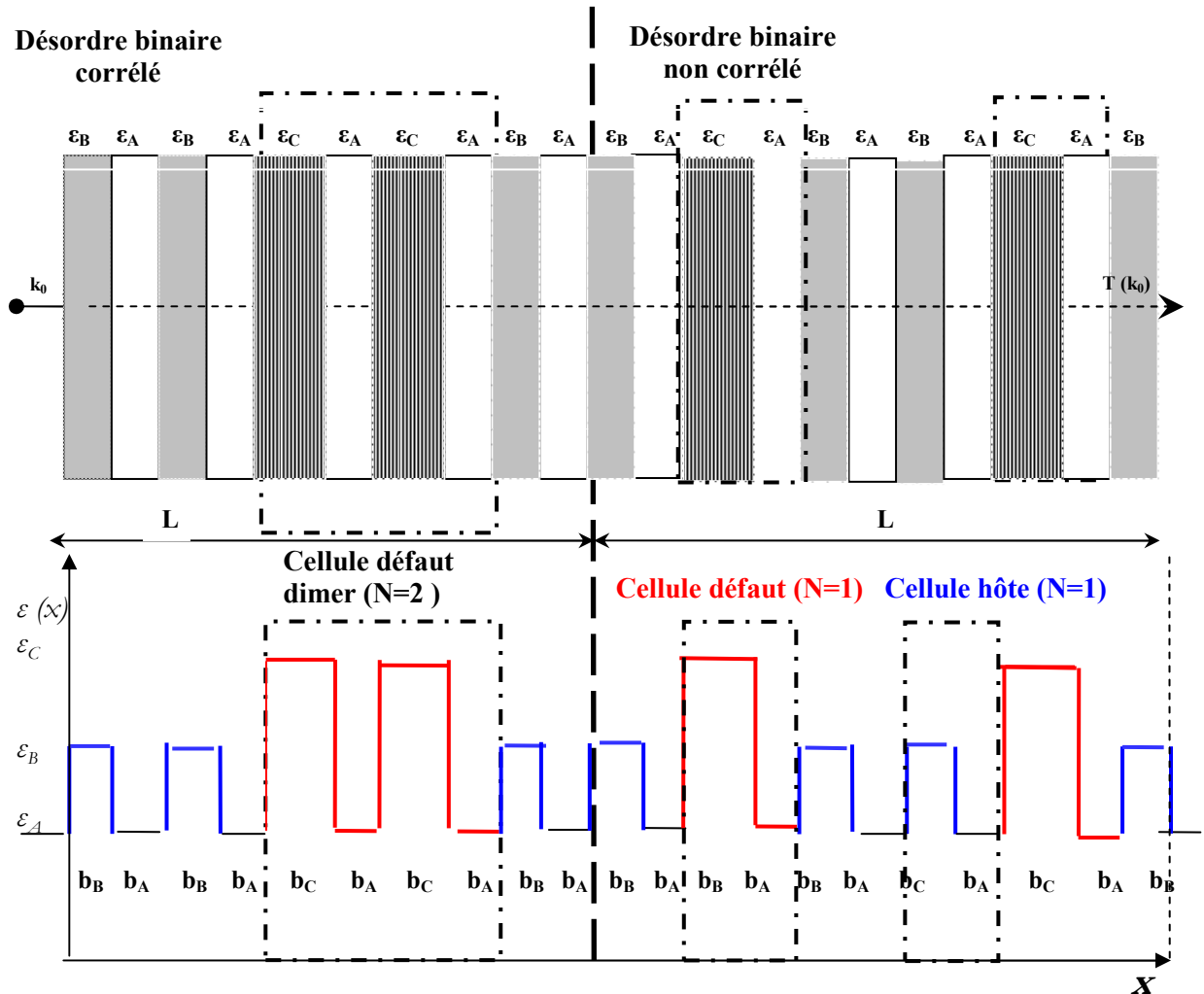


Fig. III5 Configuration des désordres binaires corrélé (modèle du dimer aléatoire) et non corrélé.

Les réponses de la transmission du système binaire désordonné, correspondant à la  $c_B = 0.40$  et  $N = 1000$  séquences (ou périodes) sont représentées sur Fig.III.6(a) (en noir). Nous constatons que ce taux de désordre est suffisamment contraignant pour rendre le milieu de propagation quasiment réfléchissant à toute onde incidente dont la longueur d'onde appartient au domaine des fréquences considéré : Conformément à la théorie d'échelle de la localisation (chapitre 1),  $\langle T \rangle \approx 0$  est une signature évidente de la présence de la localisation d'Anderson dans ces systèmes optiques stratifiés.

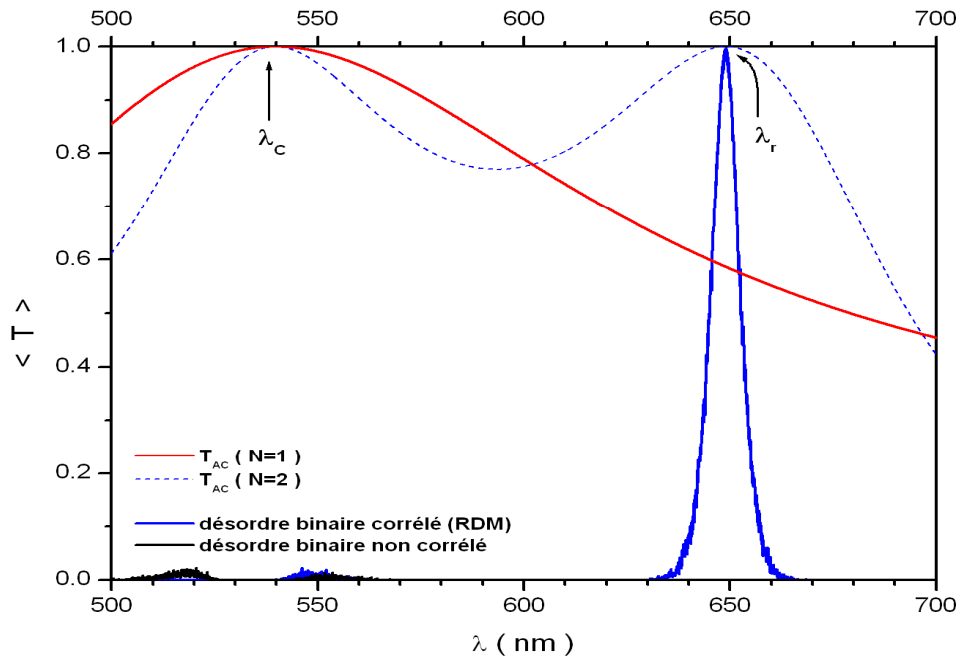


Fig. III 6(a) Apparition de la résonance dimer à  $\lambda_r = 649nm$  conformément à la condition de transparence du motif dimer défaut. Le désordre corrélé obéit au phénomène de localisation ( $\langle T \rangle = 0$ ) induit par le désordre binaire  $N = 1000$  et  $c_B = 0.40$ .

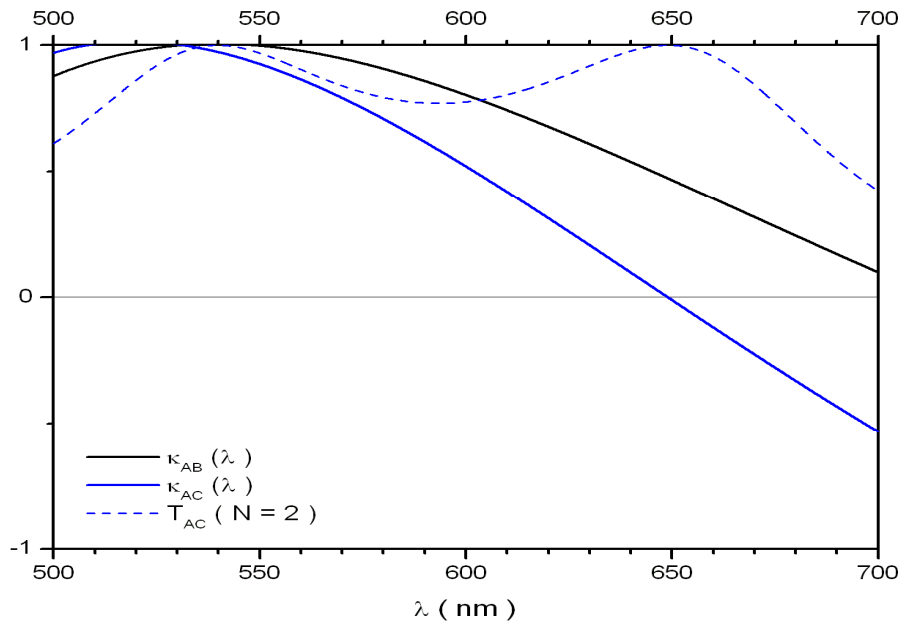


Fig. III 6(b) Accord entre la condition de résonance conventionnelle et la transparence du motif dimer défaut.

Par ailleurs, la présence de la corrélation de désordre à courte portée sous forme d'un motif dimer ressuscite les modes de transmission autour de la longueur d'onde  $\lambda_r = 649nm$  (courbe en bleu sur Fig. III.6(a)). Cette fréquence qui n'est autre que la fréquence de transparence du motif dimer ( $T_{AC}(\lambda_r)|_{N=2} = 1$ ) (courbe en pointillé bleu sur Fig. III 6(b)), correspond à la fréquence caractéristique du modèle de Kronig- Penney :

$$\kappa_{AC}(\lambda_r) = 0 \quad (III.10)$$

en parfait accord avec le modèle conventionnel de l'effet dimer électronique à profil rectangulaire [18,45]. Rappelons que dans un cristal photonique, la formule de Poincaré permet aussi de décrire la matrice de passage de l'onde d'une période à une autre (Eq.III.67). Sur deux périodes consécutives correspondant au motif défaut dimer, le modèle de Kronig-Penney à profil rectangulaire permet :

$$\begin{pmatrix} f_{N+2} \\ f_{N+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2\kappa_{AC}(\lambda) & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}^2 \begin{pmatrix} f_N \\ f_{N-1} \end{pmatrix} \quad (III.11)$$

A la résonance ( $\kappa_{AC}(\lambda_r) = 0$ ), la matrice de passage  $P_d$  du motif défaut dimer devient :

$$P_d = \begin{pmatrix} 2\kappa_{AC}(\lambda_r) & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}^2 = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}^2 = -I \quad (III.12)$$

où  $I$  est la matrice identité. Face à cette condition de la transparence de la paire de défauts, le milieu désordonné devient similaire à un système ordonné. La condition conventionnelle de l'effet dimer, dictée par :

$$\kappa_{AC}(\lambda_r) = 0 \quad \text{et} \quad |\kappa_{AB}(\lambda_r)| < 1 \quad (III.13)$$

est à l'origine de l'apparition d'une singularité importante dans les réponses du coefficient de Lyapunov réduit à  $\lambda_r = 649nm$ , synonyme d'un état étendu dans le spectre de transmission (Fig. III 6 (c)): Une comparaison entre longueurs de localisation correspondants aux cas des désordres binaires corrélé (c) et non corrélé (nc) montre que  $\xi_c(\lambda_r) = 10^5 \xi_{nc}(\lambda_r)$ . Une transition de phase (mode localisé - mode étendu) conforme aux prédictions conventionnelles de l'effet dimer électronique est ainsi obtenue [18,45]

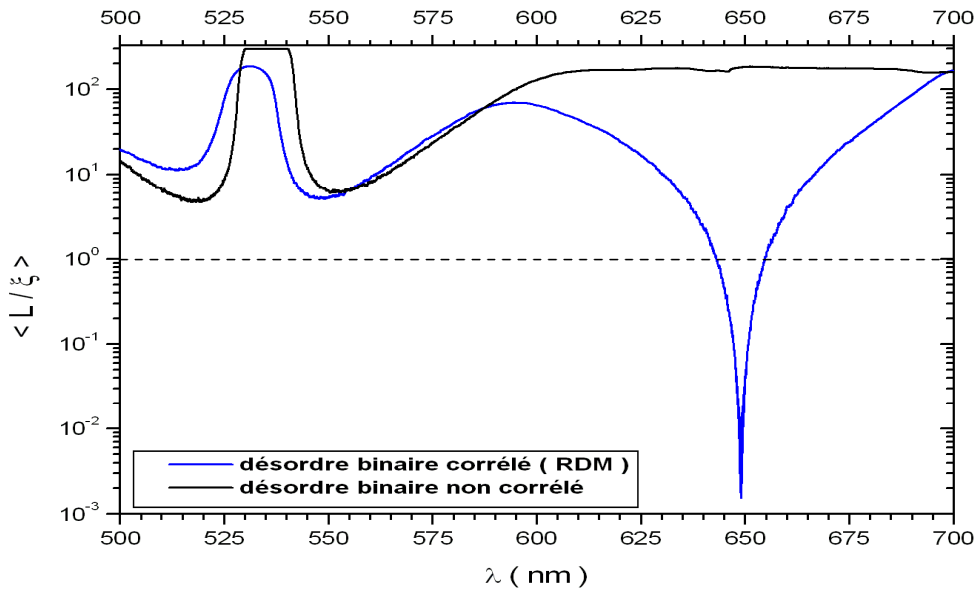


Fig. III 6(c) Apparition d'un mode étendu à la résonance dimer ( $\lambda_r = 649\text{nm}$ )

La nature du mode résonant est décrite à partir de la détermination du comportement de la fonction enveloppe correspondante sur Fig.III.6. Le coefficient de transmission  $\langle T(N) \rangle$  en fonction du nombre de séquences  $N$ , montre que le mode résonant possède une fonction enveloppe périodique à amplitude uniforme.

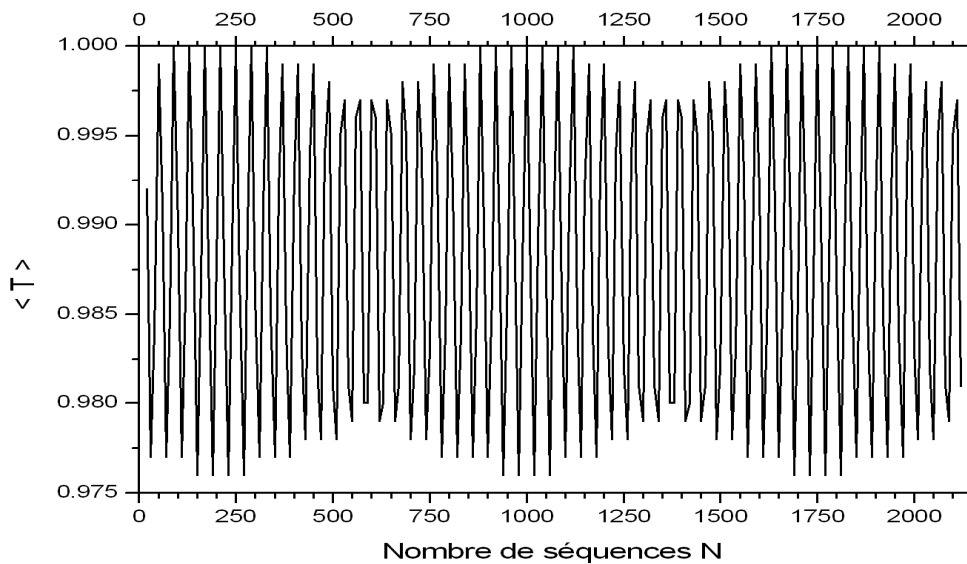


Fig. III 6(d) Comportement périodique à amplitude uniforme de la fonction enveloppe à la résonance dimer ( $\lambda_r = 649\text{nm}$ )



Avec la transparence des défauts à la résonance dimer, le milieu désordonné se réorganise et devient effectivement ordonné. Une période  $d_{eff} = 750 d$  est enregistrée sur la fonction enveloppe. Des modes de transmission similaires aux modes de Bloch dans un ordre parfait, apparaissent dans ces structures désordonnées [45].

### b- Le désordre binaire généralisé

Dans le modèle conventionnel du dimer aléatoire, tel introduit dans les systèmes électroniques et vu précédemment, la localisation d'Anderson est supprimée à chaque situation de transparence du motif défaut dimer [18, 45].

Or, sur la Fig.III.6(a) représentant la réponse de la transmission dans la configuration dimer conventionnelle, seule une résonance apparaît ( $\lambda_r = 649nm$ ) bien que le motif défaut dimer est autant transparent au mode stationnaire principal ( $T_{AC}(\lambda_C)|_{N=2} = 1$ ) qu'à la fréquence propre au défaut dimer ( $T_{AC}(\lambda_r)|_{N=2} = 1$ ). En consultant les relations de dispersion des motifs (AB) et (AC) sur Fig. III.6(b), il y apparait clairement que  $\lambda_C = 540nm$  se situe dans la bande interdite du réseau hôte ( $|\kappa_{AB}(\lambda_C)| > 1$ ).

Pour lever cette incompatibilité entre le mode transparent du défaut dimer et le canal hôte interdit, une manipulation sur le réseau hôte (si l'on veut préserver les canaux de transmission du défaut dimer) devient nécessaire. Ainsi par ajustement des paramètres intrinsèques du motif hôte, il devient possible de déplacer la résonance stationnaire principale  $\lambda_C$  vers l'intérieur de la bande permise du réseau hôte. Aussi, vu les propriétés de la transmission parfaite des ondes stationnaires susceptibles d'apparaître dans la dans le cristal photonique (Fig. III.3), la contrainte supplémentaire:

$$\lambda_C \equiv \lambda_B \tag{III.13}$$

est imposée aux deux monocouches diélectriques  $B$  et  $C$ . Sachant que la longueur d'onde de la résonance principale est donnée par  $\lambda_B = 2\sqrt{\epsilon_B}b_B$ , faire coïncider les deux résonances

stationnaires principales sur une longueur d'onde commune correspond à une couche diélectrique (B) dont l'épaisseur est donnée par :

$$b_B = \frac{\lambda_C}{2\sqrt{\varepsilon_B}} = 180 \text{ nm} \quad (\text{III.14})$$

La transmission des systèmes binaires correspondants est examinée sur la base des relations de dispersion  $\kappa_{AB}(\lambda)$  et  $\kappa_{AC}(\lambda)$ . Telles représentées sur la Fig. III.7(a), il devient possible de vérifier que les résonances  $\lambda_C$  et  $\lambda_r$  appartiennent effectivement au domaine des fréquences relatif à la bande permise de la structure hôte. Or contrairement au cas conventionnel (Fig. III. 6(a)), un pic de transmission unité supplémentaire apparaît sur le spectre de transmission du désordre binaire non corrélé (en vert sur Fig. III.7(a)). Cette résonance qui correspond à la contrainte de l'alignement des modes stationnaires principales ( $\lambda_B = \lambda_C$ ) reproduit une situation d'équivalence entre les deux couches B et C, bien que celles-ci soient de natures et d'épaisseurs différentes ( $\varepsilon_B \neq \varepsilon_C$  et  $b_B \neq b_C$ )

Dans ces conditions de la similitude de transparence des couches B et C ( $T_{AB}(\lambda_B) = 1$  et  $T_{AC}(\lambda_C) = 1$ ), l'égalité  $\kappa_{AB}(\lambda) = \kappa_{AC}(\lambda)$  identifiée sur Fig. III.7(a), fournit des matrices de passage identiques :

$$P_{AC} = P_{AB} \quad (\text{III.14})$$

Procéder à toute permutation entre les motifs AB et AC ne peut apporter de perturbations au système du fait qu'à cette résonance, une situation d'ordre déterministe est réalisée sur l'ensemble de la structure. Ceci explique clairement la raison pour laquelle cette résonance est préservée à  $\lambda_r = 649 \text{ nm}$  dans le cas de la corrélation du désordre à courte portée (représenté en rouge sur Fig. III 7(b)).

Devant une telle diversité de types de résonances, les pics de transmission unité apparaissent dans le modèle du dimer aléatoire en réponses soit à une situation de transparence totale de la paire de défaut ou bien à une condition d'indiscernabilité entre motifs hôte et défaut.

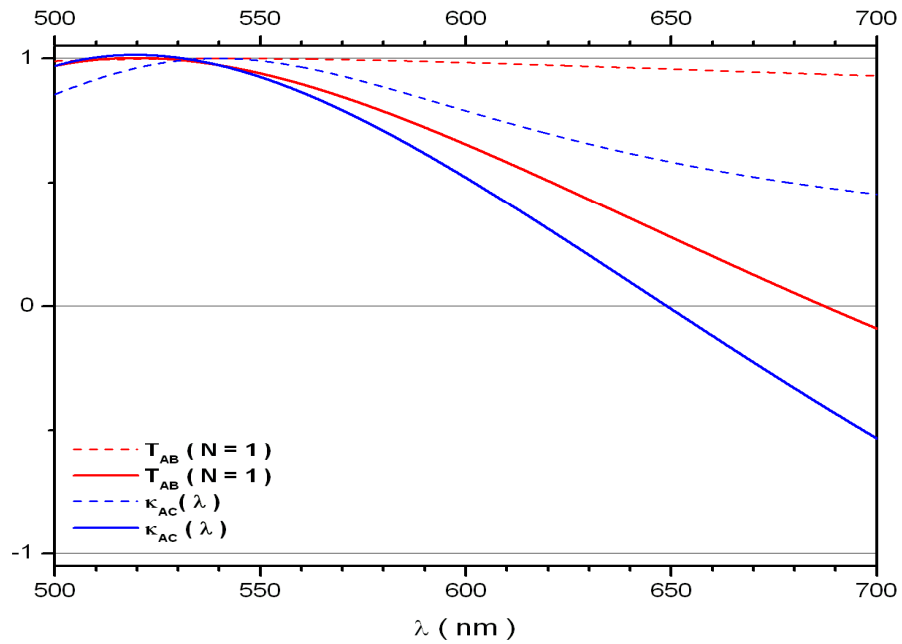


Fig 7(a) Alignement des résonances principales hôte et défaut sur  $\lambda_C = 540nm$

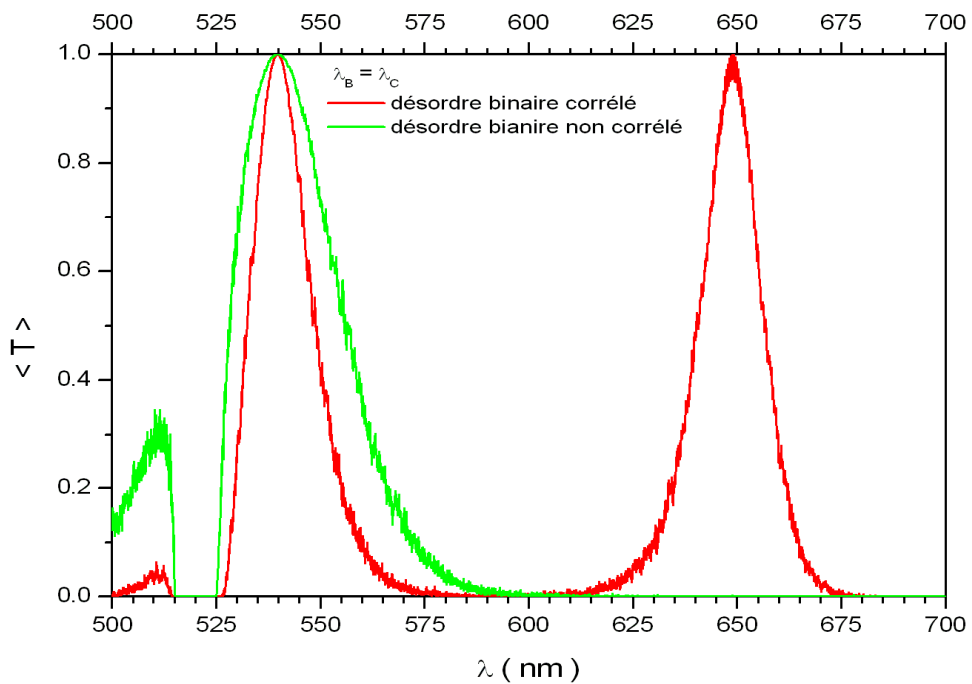


Fig. III 7(b) Résonances de commutation ( $\lambda_C = 540nm$ ) et de transparence du défaut dimer ( $\lambda_C = 649nm$ ) dans le modèle du dimer aléatoire généralisé.

En se basant sur le raisonnement de Wu et al. tel que repris par X. Huang et al. dans le cadre du modèle électronique des liaisons fortes et appliqué à l'étude des chaînes linéaires désordonnées ( Eq. I. 23), et conformément à la procédure établie sur les systèmes mécaniques ( Eq. II.20), la détermination des conditions analytiques générales de la résonance dans les systèmes binaires à distribution de Dirac, peut être étendue aux heterostructures optiques désordonnées dans le modèle de Kronig-Penney: La matrice de passage relative à un motif dimer peut s'écrire sur une base constituée des deux matrices représentant l'indiscernabilité des cellules défaut et hôte et la transparence totale du motif :

$$\begin{pmatrix} 2\kappa_{AC}(\lambda) & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}^2 = \eta_1 \begin{pmatrix} 2\kappa_{AB}(\lambda) & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} + \eta_2 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{III.15})$$

où  $\eta_1$  et  $\eta_2$  sont deux constants réelles. Dépendant explicitement de la relation de dispersion du modèle de Kronig-Penney des motifs défaut et hôte, l'équation caractéristique des résonances dans l'effet dimer généralisé est décrite par

$$\kappa_{AC}(\lambda)(\kappa_{AC}(\lambda) - \kappa_{AB}(\lambda)) = 0 \quad (\text{III.16})$$

La résolution graphique de cette équation est présentée sur la Fig. III 7(a). Les résonances obtenues coïncident parfaitement avec les pics de transmission unité dans le profil de la transmission moyenne, aussi bien dans le cas du désordre binaire non corrélé que celui de motif dimer aléatoire (Fig. III 7(b)). Aussi avec l'apparition de singularités importantes sur le comportement du coefficient de Lyapunov (Fig. III 7(c)), le caractère étendu de ces modes est ainsi démontré. Néanmoins, il est à remarquer que la résonance de l'indiscernabilité des motifs ( $\lambda_c = 540nm$ ) - qui reproduit une situation d'un ordre parfait - semble présenter une

mode de transmission plus délocalisé que celui de la résonance dimer ( $\langle \frac{L}{\xi(\lambda_c)} \rangle \approx 10^{-7}$  et

$$\langle \frac{L}{\xi(\lambda_r)} \rangle \approx 10^{-3}).$$

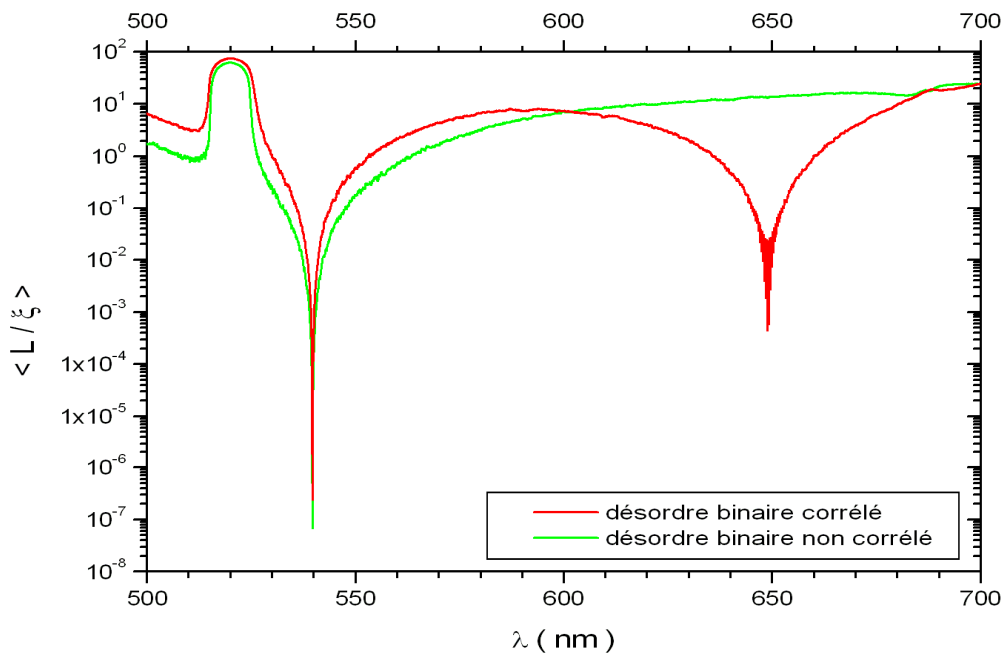


Fig. III 7(c) Singularités des coefficients de Lyapunov réduit à la résonance de commutation ( $\lambda_C = 540nm$ ) et à la résonance de transparence du défaut dimer ( $\lambda_C = 649nm$ ) dans le modèle du dimer aléatoire généralisé.

Dans le but d'identifier le type de ce mode de transmission, la nature des modes résonants est examinée en comparaisons avec celle de la résonance dimer conventionnelle (Fig. III. 8(a)).

### Nature des modes de transmission résonants

L'étude précédente a démontré qu'en fonction des paramètres structuraux des motifs défaut et hôte, deux résonances peuvent apparaître dans le profil de transmission des systèmes binaires corrélés à courte portée. La nature de chaque mode résonant est décrite à partir du comportement des fonctions enveloppes correspondantes. La transmission moyenne  $\langle T(N, \lambda) \rangle$  est examinée en fonction de la longueur du système (donnée en nombre de séquences  $N$ ) à la longueur d'onde  $\lambda$  appartenant à chaque mini-bande permise.

Sur la Fig. III.8(a), un mode de transmission similaire au mode de Bloch apparaît à la résonance  $\lambda_r = \lambda_{d2} = 649nm$  en parfait accord avec la considération conventionnelle de l'effet dimer (Eq. III.16) : Avec la transparence du motif défaut dimer (d'où l'indice  $d$  pour

défaut et 2 pour  $N = 2$  périodes), le régime de transmission est diffusif, reproduisant ainsi une périodicité équivalente à celle d'un ordre parfait. Dans ce cas, la fonction enveloppe apparaît sous une forme périodique à amplitude uniforme le long de toute la structure.

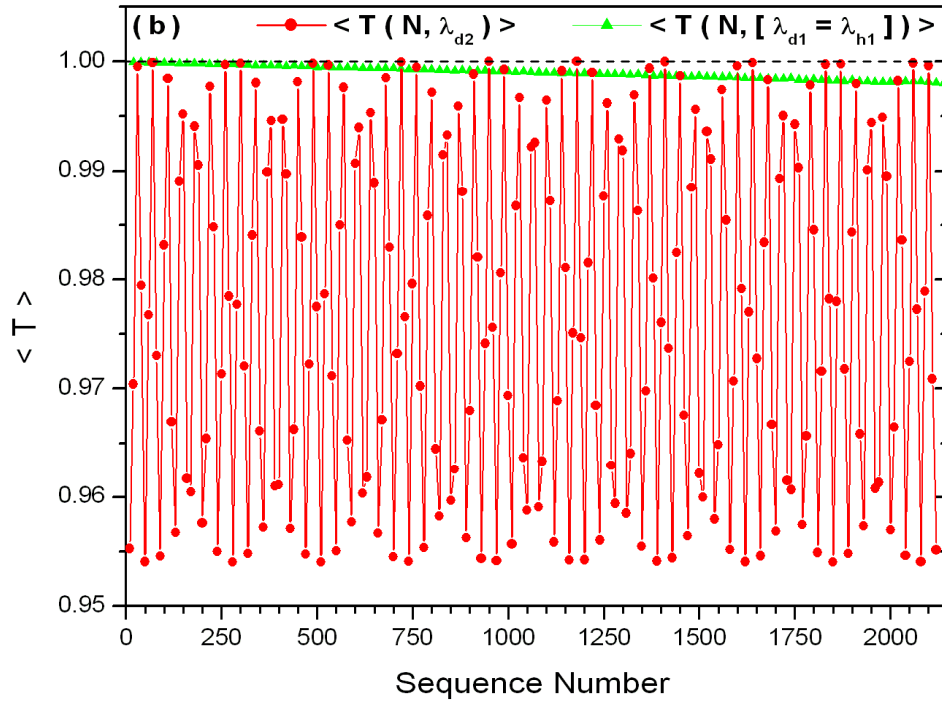


FIG. III 8(a) Comparaison entre les fonctions enveloppes des modes résonants à

$$\lambda_{d2} = \lambda_r = 649nm \text{ et à } \lambda_B = \lambda_C = 540 nm$$

Par ailleurs, bien que les couches  $B$  et  $C$  soient identiquement transparentes à  $\lambda_B = \lambda_C$  (avec  $\lambda_B \equiv \lambda_{h1}$  et  $\lambda_C \equiv \lambda_{d1}$  où les indices  $h$  et  $d$  indiquent les types hôte et défaut des motifs, tandis que l'indice 1 le nombre de périodes), la nature de ce mode résonant est fondamentalement différent de celle du cas précédent : Présentant une allure linéaire, faiblement décroissante le long de la structure, un régime de transmission quasi balistique est obtenu [46].

Afin de mieux décrire ces modes résonances, nous nous sommes intéressées à l'examen du diagramme de phase relatif aux différents régimes de transmission pouvant apparaître lors de la transition de phase (mode localisé – mode étendu) autour des ces pics de transmission. Les fonctions enveloppes  $\langle T(N, \lambda) \rangle$  sont décrites à la longueur d'onde  $\lambda = \lambda_r - \Delta\lambda$  où  $\Delta\lambda$  représente la longueur d'onde de déviation par rapport de la résonance. Sur Fig. III.8(b), nous constatons que le caractère diffusif de la résonance dimer

( $\lambda_r = 649\text{nm}$ ) disparaît à  $\Delta\lambda = 2\text{nm}$ . Un régime intermédiaire s'installe jusqu'à  $\Delta\lambda = 6\text{nm}$ . Au-delà de cette valeur, des modes de transmission de plus en plus localisés apparaissent. (Fig. III 8(b))

Quant à la résonance d'indiscernabilité identifiée à  $\lambda = 540\text{ nm}$  (connue aussi sous le nom de résonance de commutation conventionnelle dans les superréseaux électroniques [15,21,22]), une signature quasi balistique lui est affiliée jusqu'à  $\Delta\lambda = 3\text{nm}$ . Au delà de  $\Delta\lambda = 5\text{nm}$ , la longueur de localisation devient comparable avec la taille du système et permet à la localisation d'Anderson de s'installer :  $\langle T(N) \rangle \propto e^{-\frac{N}{\xi}}$  où  $\xi$  est la longueur de localisation. (Voir Fig. III 8(c)).

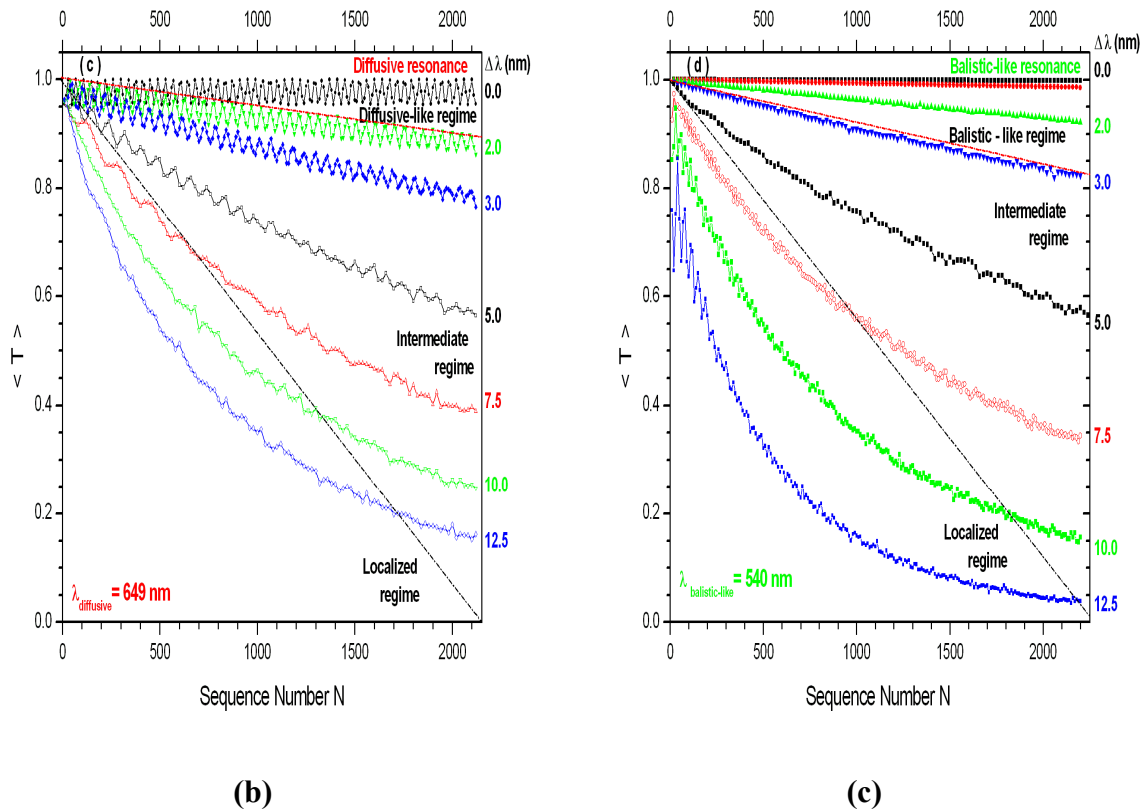


FIG. III.8 Comparaison entre les régimes de transmission à la résonance dimer diffusive (b) et la résonance de commutation quasi balistique (c)

Ce raisonnement sur les diagrammes de phase est construit autour des deux droites superposées aux profils des fonctions enveloppes. La droite inférieure (qui apparaît en pointillé, (couleur noir) correspond à la tangente du régime critique de la localisation pour lequel  $\frac{L}{\xi} = 1$  (sur ces figure  $L = 2150 d$ ). Par ailleurs, la droite supérieure proche du régime de la résonance est un guide pour l'observateur. Cette droite à pour rôle de déterminer le comportement limite de la décroissance linéaire du régime quasi balistique. Un régime intermédiaire constitué de modes délocalisés ( $\frac{L}{\xi} < 1$ ) mais pas suffisamment étendus est identifié entre ces deux droites caractéristiques.

#### II.4 Optimisation de la configuration dimer généralisée

Dans cette partie, nous revisitons la configuration dimer en imposant la contrainte supplémentaire de l'alignement de canaux de transmission résonant disponibles (à savoir la résonance stationnaire principale et la résonance dimer) de motifs hôte et défaut sur des longueurs d'onde commune.

L'objectif de cette section, consiste à décrire les effets d'une telle manipulation sur les propriétés de transmission conventionnelles et de présenter des configurations intéressantes, susceptibles d'améliorer et d'optimiser les réponses de transmission dans ces dispositifs optiques désordonnés.

##### a -Alignement sur la résonance défaut dimer

Une première configuration proposée, consiste à procéder à la translation de la résonance stationnaire hôte de  $\lambda_{h1} = \lambda_B = 540nm$  vers la résonance dimer  $\lambda_{d2}$  tel que

$$\lambda_{h1} \equiv \lambda_{d2} = 649 \text{ nm} \quad (\text{III.17})$$

En ajustant convenablement les paramètres de la cellule hôte, cette contrainte est vérifiée lorsque la couche diélectrique  $B$  dispose d'une épaisseur :



$$b_B = \frac{\lambda_{d2}}{2\sqrt{\varepsilon_B}} = 216 \text{ nm} \quad (\text{III.18})$$

Ceci est en accord avec les profils de transmissions des cellules individuelles AB et AC telles qu'indiquées sur Fig. III.9(b).  $b_c = 250\text{nm}$  reste inchangée. Le paramètre  $N$  indique le nombre de périodes correspondant à chaque motif.

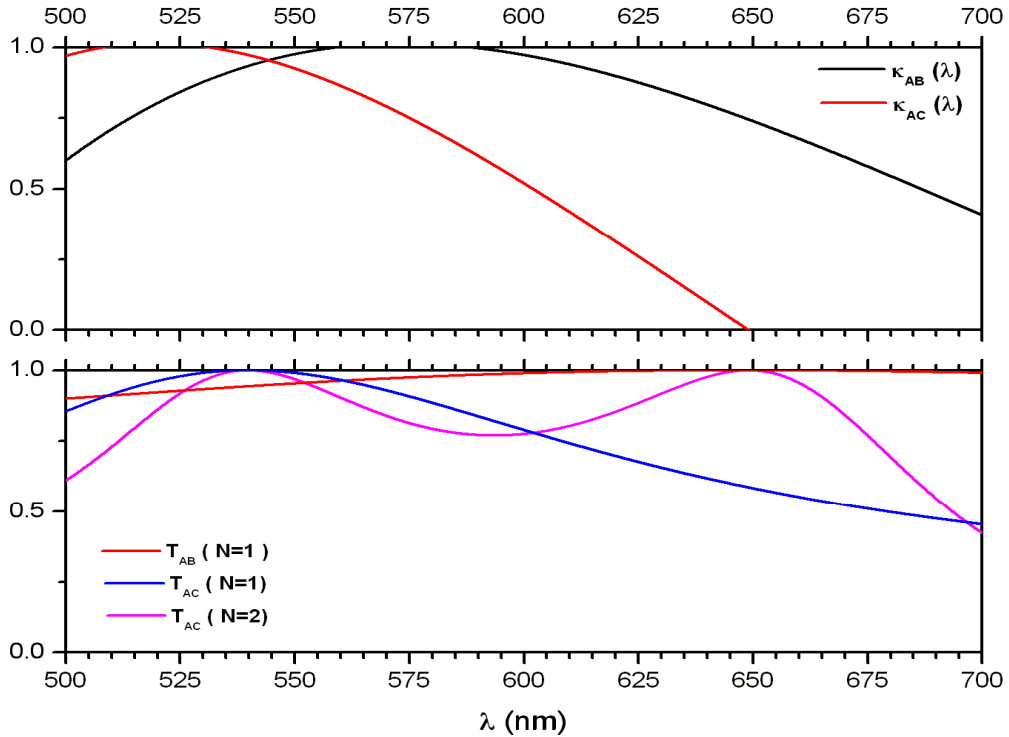


Fig. III 9 (a) Vérification de la contrainte d'alignement des résonances  $\lambda_{h1} \equiv \lambda_{d2} = 649 \text{ nm}$

Dans le cas de la configuration du désordre binaire correspondant à ces paramètres ajustés ( $b_B = 216 \text{ nm}$ ), les réponses de la transmission et de la longueur de localisation moyennes sont représentées sur Fig. III.9(b) et Fig. III.9(c) respectivement. En comparaison avec le modèle binaire généralisé étudié précédemment, la transmission montre l'existence d'un seul pic résonant. Situé à la longueur d'onde  $\lambda_{d2} = 649 \text{ nm}$ , celui-ci est en parfait accord avec la prédiction conventionnelle de l'effet dimer ( $\kappa_{AC}(\lambda_{d2}) = 0$ ) (voir Fig. III 9(a)). Cependant, présentant des fluctuations dans le coefficient de transmission  $\langle T(\lambda) \rangle$ , proches de celles de la résonance quasi balistique précédente, cette résonance dimer semble être similaire à la résonance de commutation. Aussi, disposant d'un mode de transmission plus

délocalisé ( $\langle \frac{L}{\xi(\lambda_{d2})} \rangle \approx 10^{-6}$ ) que celui de la résonance dimer diffusive conventionnelle ( $\langle \frac{L}{\xi(\lambda_{d2})} \rangle \approx 10^{-4}$ ), cette résonance dimer (conventionnellement diffusive) semble présenter un comportement balistique.

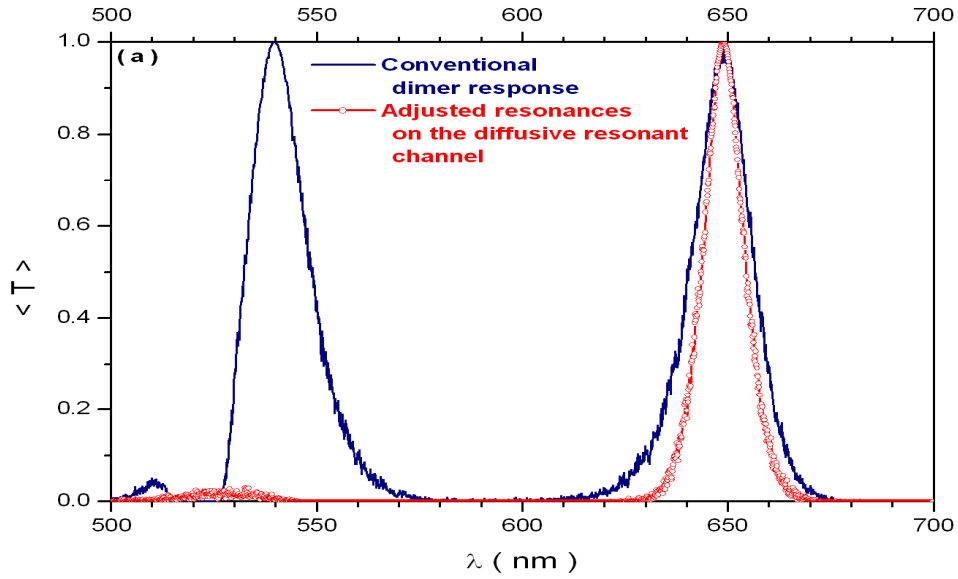


FIG. III 9 (b) Coefficient de transmission après alignement des résonances  $\lambda_{h1} \equiv \lambda_{d2} = 649 \text{ nm}$

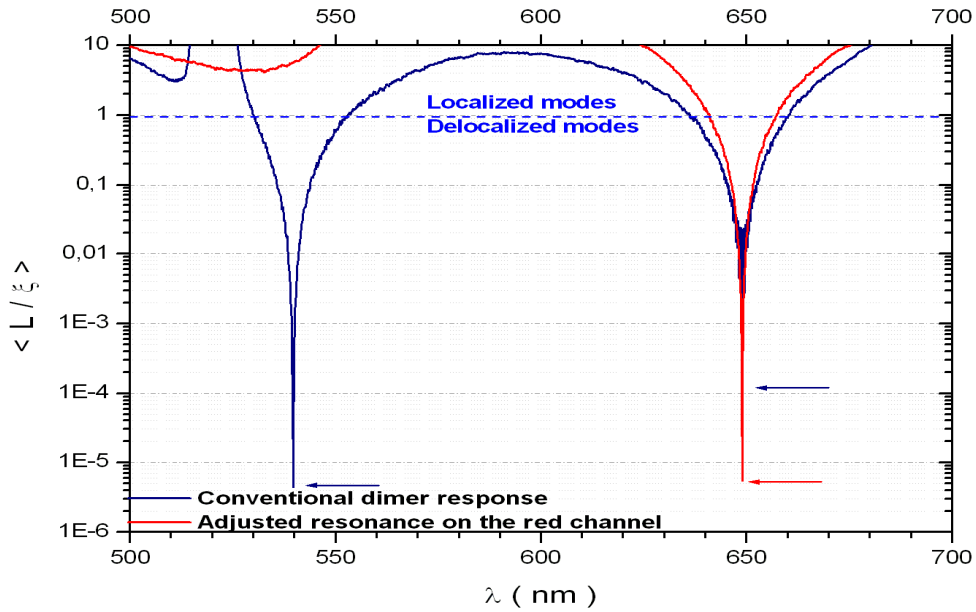


FIG. III 9(c) Coefficient de Lyapunov réduit après alignement des résonances  $\lambda_{h1} \equiv \lambda_{d2} = 649 \text{ nm}$

Dans le but d'identifier la nature de ce mode résonant et de vérifier cette hypothèse,  $\langle T(N, \lambda_{d2}) \rangle$  est examiné sur la Fig.III 9(c). L'allure de la fonction enveloppe correspondante montre que cette résonance diffère quasiment de la résonance dimer conventionnelle. Présentant  $\langle T(N, \lambda_{d2}) \rangle = 1$  indépendamment de la longueur du système, la transmission est nettement améliorée : le régime balistique s'installe à la résonance dimer et remplace ainsi le régime diffusif conventionnel.

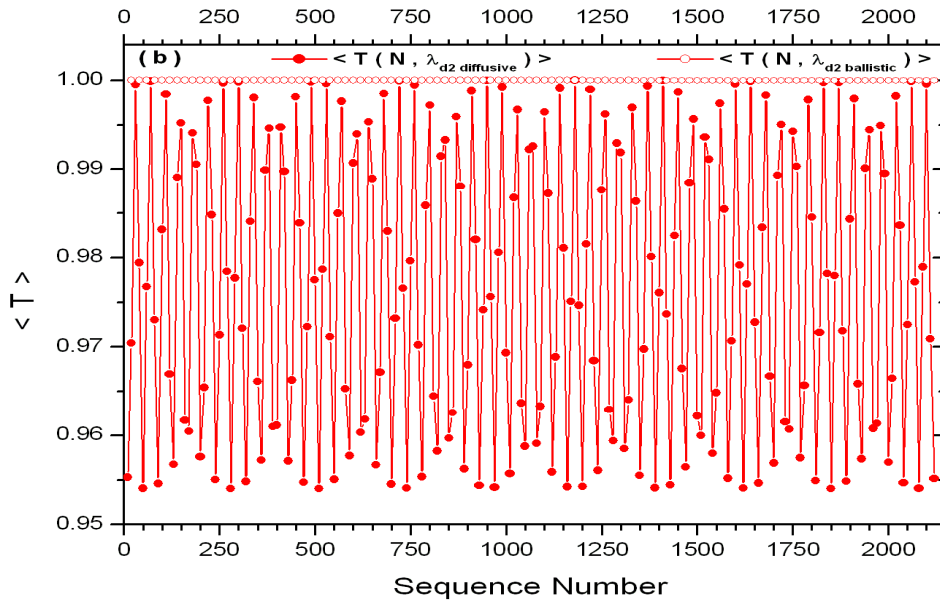


FIG. III 9 (d) Apparition du régime balistique après alignement des résonances  $\lambda_{h1} \equiv \lambda_{d2} = 649 \text{ nm}$

En effet, comme les termes de phase correspondants aux cellule défaut dimer (ACAC) et mono couche hôte (B) sont identiques à la longueur d'onde commune  $\lambda_{h1} \equiv \lambda_{d2} = 649 \text{ nm}$ , aucune distinction entre ces deux élément identiquement transparents  $\delta_{ACAC} = \delta_B = \pi$  est réalisée donnant lieu à des conditions de propagation dans le réseau hôte encore plus favorables.

Aussi présentant un coefficient de Lyapunov plus prononcé et une longueur de localisation plus importante ( $\xi_{balistic}(\lambda_{d2}) = 20\xi_{diffusive}(\lambda_{d2})$ ), le mode de transmission résonant obtenu par l'alignement de des deux résonances  $\lambda_{h1} \equiv \lambda_{d2} = 649 \text{ nm}$  est comme plus étendu. La finesse du pic de transmission, nous amène aussi à constater que ce système est plus sensible aux effets du désordre.

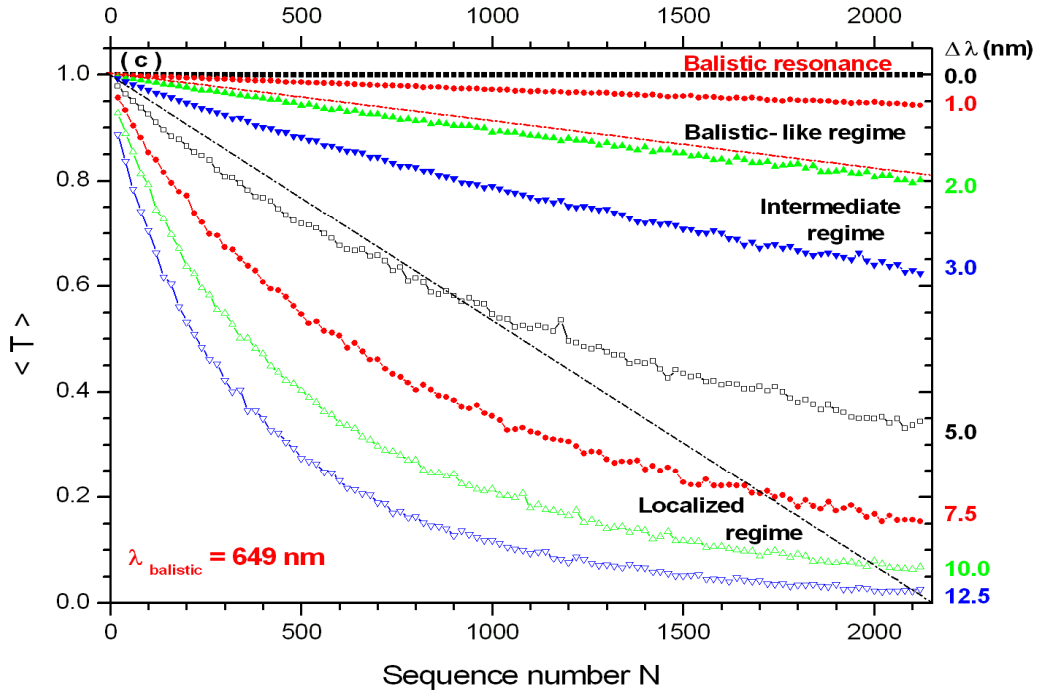


FIG. III 9 (e) Régimes de transmission appartenant à la mini-bande après alignement des résonances  $\lambda_{h1} \equiv \lambda_{d2} = 649 \text{ nm}$

La description des modes de transmission relatifs à ce pic de résonance montre que les états étendus restent quasi balistique jusqu'à  $\Delta\lambda \approx 2 \text{ nm}$ . Le régime intermédiaire est identifiable jusqu'à  $\Delta\lambda \approx 4 \text{ nm}$ . Au-delà de cette valeur, la localisation d'Anderson devient de plus en plus dominante avec des modes propres de plus en plus confinés à l'intérieur de la structure.

### b. Alignement sur la résonance stationnaire principale hôte.

Conformément à la démarche précédente, nous procédons à l'alignement des modes résonants par le déplacement de la résonance dimer défaut située à  $\lambda_{d2} = 649 \text{ nm}$  vers le canal de la résonance stationnaire principale hôte située à ( $\lambda_{h1} = 540 \text{ nm}$ ), tel que

$$\lambda_{d2} \equiv \lambda_{h1} = 540 \text{ nm} \quad (\text{III.19})$$

Dans ce cas, l'effet dimer aléatoire est examiné pour décrire l'influence de la résonance dimer sur les propriétés de transmission de résonance stationnaire du motif hôte. Nous nous intéressons en particulier aux modes de propagation autour de la résonance et aux différentes transitions de phase susceptibles d'apparaître sur le spectre de transmission.

En tenant compte de la condition d'alignement  $\lambda_{d2} = \lambda_{h1}$ , la relation de dispersion du motif défaut donnée par l'équation caractéristique du modèle de Kronig-Penney s'écrit :

$$\kappa_{AC}(\lambda_{d2}) = \cos [\delta_A(\lambda_{d2})] \cos(\pi) - \frac{1}{2} \left( \frac{\varepsilon_A k_C}{\varepsilon_C k_A} + \frac{\varepsilon_C k_A}{\varepsilon_A k_C} \right) \sin [\delta_A(\lambda_{d2})] \sin(\pi) \quad (\text{III.20})$$

Le motif dimer défaut devient transparent ( $\kappa_{AC}(\lambda_{d2} \equiv \lambda_{h1}) = 0$ ) si et seulement si :

$$\delta_A(\lambda_{d2} \equiv \lambda_{h1}) = \frac{\pi}{2} \quad (\text{III.21})$$

Cette contrainte supplémentaire est synonyme à l'introduction de la lame quart d'onde comme couche séparatrice (A) dans chaque motif défaut (AC). Conformément à Eq.III.21, l'épaisseur caractéristique de cette couche est donnée par :

$$b_A(\lambda_{h1}) = \frac{\lambda_{h1}}{4\sqrt{\varepsilon_A}} = 135 \text{ nm} \quad (\text{III.22})$$

En conséquence, une nouvelle distribution binaire topologique :

$$P(b_j) = \begin{cases} c_B \delta(b_j - b_{0B}) + c_C \delta(b_j - b_{0C}) & \text{pour } j \text{ paire} \\ c_B \delta(b_j - b_B) + c_C \delta(b_j - b_C) & \text{pour } j \text{ impaire} \end{cases} \quad (\text{III.23})$$

est considérée. Les paramètres  $b_{0C} = b_A(\lambda_{h1}) = 135 \text{ nm}$  et  $b_{0B} = 250 \text{ nm}$  représentent les épaisseurs de couches séparatrices appartenant aux cellules défaut (AC) et hôte (AB) respectivement. A partir des relations de dispersion de ces motifs et de leurs profils de transmission individuels ( $T_{AB}(N=1)$  et  $T_{AC}(N=1,2)$ ), nous pouvons aisément vérifier (comme prévu) que la condition d'alignement (Eq. III. 19) est vérifiée à la longueur d'onde stationnaire hôte. Ceci est traduit par  $T_{AB}(\lambda = 540)|_{N=1} = 1$  et  $\kappa_{AC}(\lambda = 540 \text{ nm}) = 0$  respectivement sur Fig. III.10.

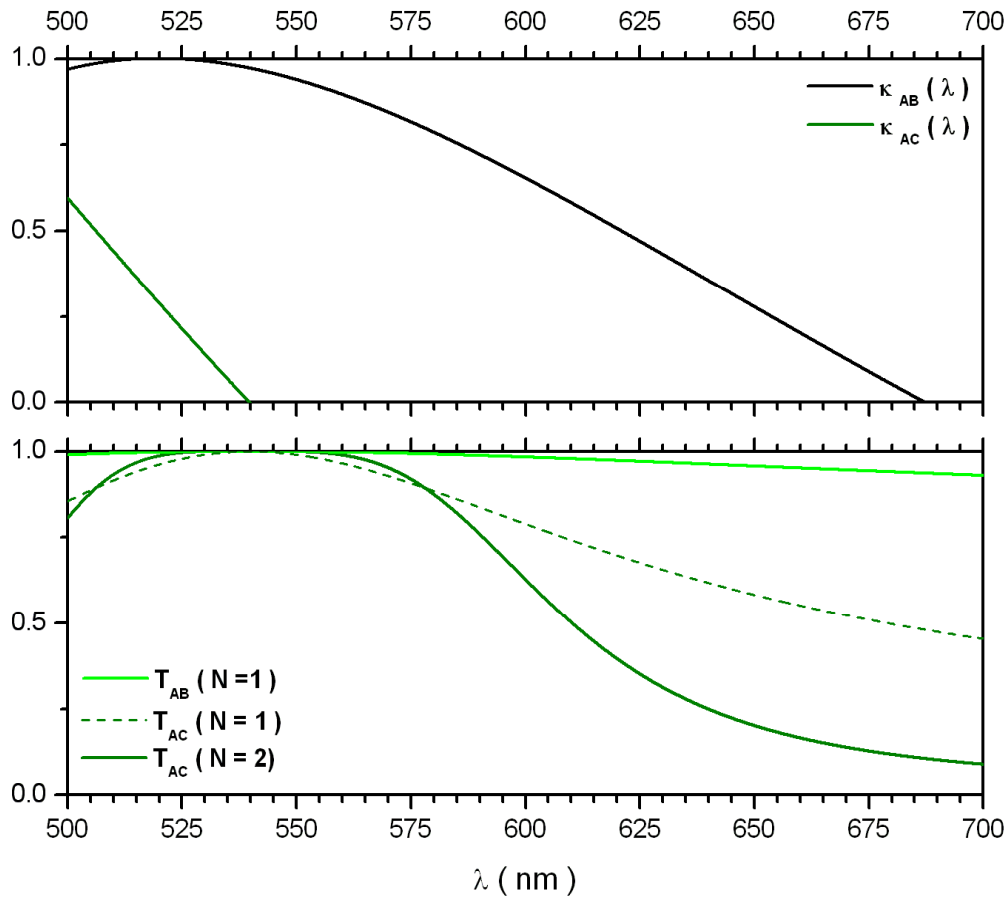


Fig. III.10(a) Ajustement des paramètres structuraux pour vérification de la condition d'alignement des fréquences  $\lambda_{d2} \equiv \lambda_{h1} = 540 \text{ nm}$

Par ailleurs, dans le cas du modèle du dimer aléatoire (Fig.III 11(b)), les réponses de la transmission et de la longueur de la localisation reproduisent la condition de résonance du modèle généralisé de Kronig- Penney : le pic de la résonance dimer apparaît sur le spectre de transmission à  $\lambda = 540 \text{ nm}$ . Néanmoins contrairement aux cas précédents, cette résonance est plus large à son sommet, ouvrant ainsi un domaine de fréquences plus appréciable pour les modes étendus ( $\langle T \rangle = 1$ ) autour de la résonance. A mi hauteur, le pic s'est également élargi, fournissant au système des modes de transmission plus délocalisés que ceux du mode quasi balistique résultant de l'alignement des modes stationnaires hôte et défaut (précédemment examiné). Le comportement du coefficient de Lyapunov confirme également cette tendance. A titre d'exemple, la longueur de localisation se retrouve améliorée d'un rapport de  $10^3$  à la résonance par rapport au cas du modèle du dimer généralisé (Fig. III 10(b))

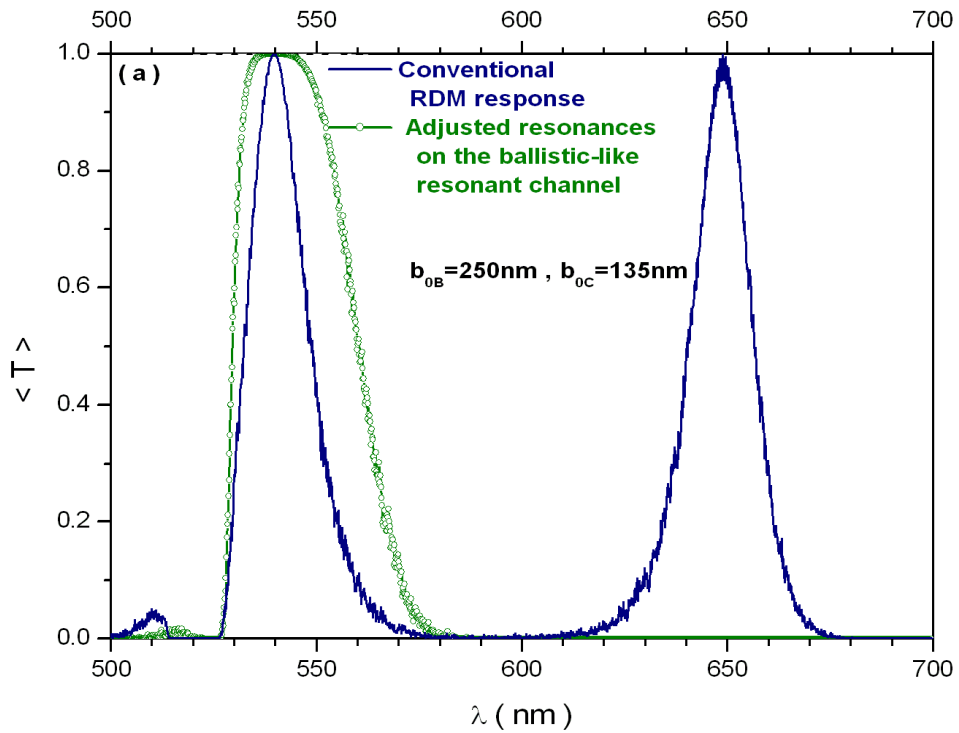


Fig. III 10 (b) Profil de transmission après l'alignement des résonances  $\lambda_{d2} \equiv \lambda_{h1} = 540 \text{ nm}$

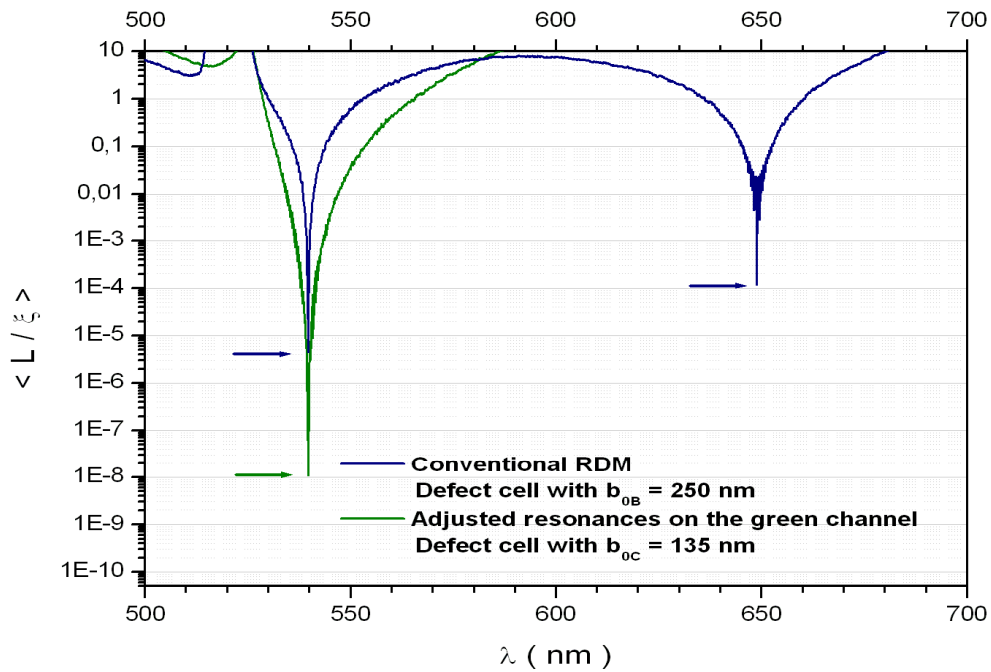


Fig. III 10 (c) Le coefficient de Lyapunov réduit après l'alignement des résonances sur

$$\lambda_{d2} \equiv \lambda_{h1} = 540 \text{ nm}$$

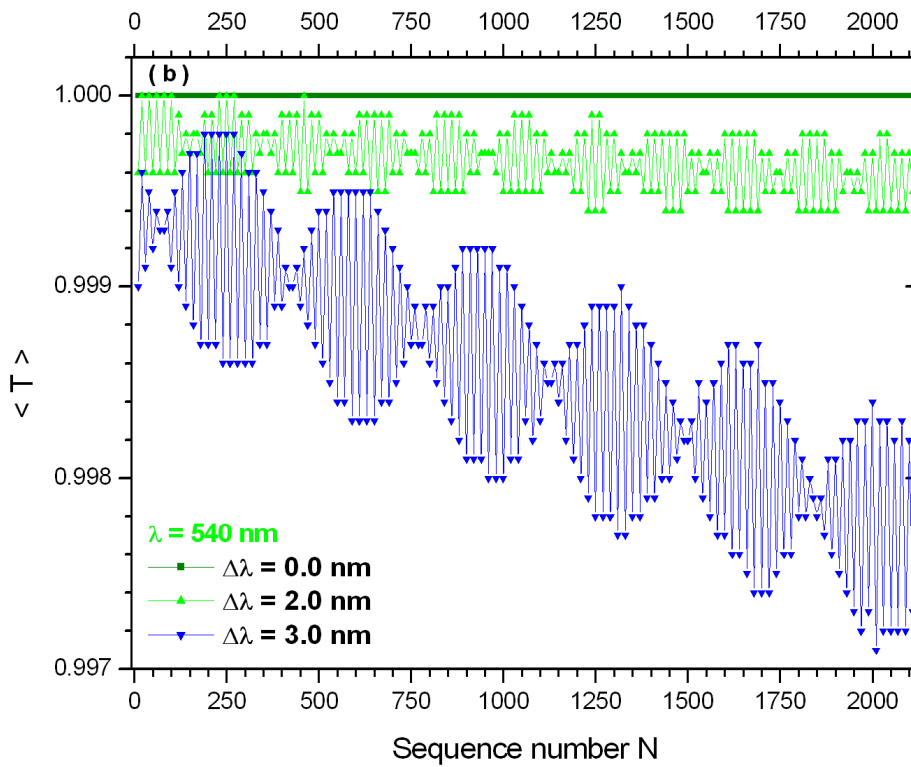


Fig. III. 10 (d) Apparition d'un régime mixte (ballistique et diffusif) au voisinage proche de la résonance balistique ( $\lambda = 540 \text{ nm}$ )

A travers le comportement de la fonction enveloppe, la transmission à la résonance est balistique ( $\langle T(N) \rangle = 1$ ) (voir Fig. III.10(d)). Par contre, à son voisinage immédiat ( $\Delta\lambda < 3\text{nm}$ ), le régime de transmission perd le caractère linéaire de la transmission quasi balistique et se présente sous une forme pseudopériodique à amplitude linéairement décroissante, synonyme à une transmission quasi-balistique à caractère mixte.

Cette configuration particulière du désordre binaire corrélé pour laquelle la résonance dimer défaut est superposée à la résonance stationnaire hôte, est complètement différente de celle du régime quasi balistique, tel qu'introduite dans le modèle généralisé à la résonance stationnaire hôte. Au-delà de  $\Delta\lambda = 3.0\text{nm}$ , les modes de transmission mixte quasi diffusifs restent indentifiables jusqu' à  $\Delta\lambda = 7.5\text{nm}$ . A partir de  $\Delta\lambda = 11.0\text{nm}$ , toutes les signatures pseudopériodiques disparaissent au fur et à mesure que la localisation d'Anderson devient de plus en plus dominante ( $\xi \ll L$ ).



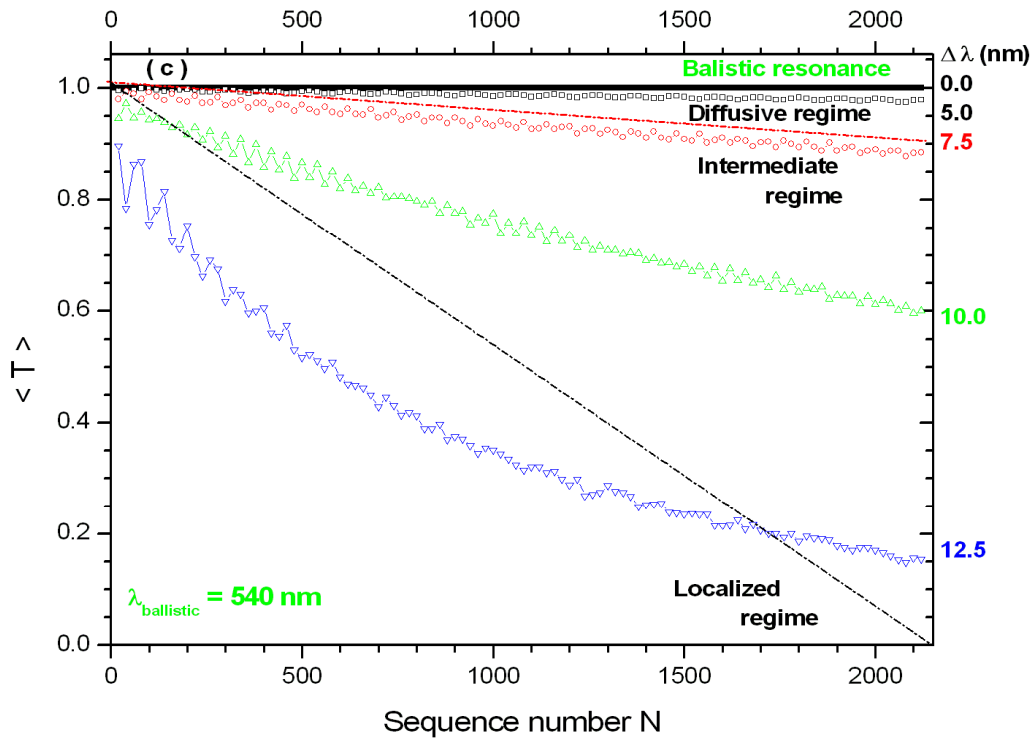


Fig. III 10 (e) Régimes de transmission dans la mini bande résonante autour de la résonance dimer balistique ( $\lambda = 540 \text{ nm}$ )

Finalement compte tenu des améliorations que les couches quart-d'onde séparatrices défauts, ont introduites dans le spectre de transmission, une autre configuration d'alignement des modes résonants est proposée. Celle-ci correspond à la présence de couches séparatrices (quart d'onde) identiques :

$$b_{0B} = b_{0C} = 135 \text{ nm} \quad (\text{III.24})$$

sur toute la structure aussi bien dans le motif hôte (AB) que dans le motif défaut (AC).

En reprenant la démarche habituelle, les relations de dispersion et les profils de transmission des cellules élémentaires hôte et défaut sont décrits séparément sur Fig. III 12(a) Pour une telle configuration, la contrainte d'alignement entre la résonance de transparence du défaut dimer ( $\kappa_{AC}(\lambda) = 0$ ) et la résonance stationnaire du motif hôte  $T_{AB}(\lambda) \Big|_{N=1} = 1$  est clairement vérifiée à  $\lambda = 450 \text{ nm}$

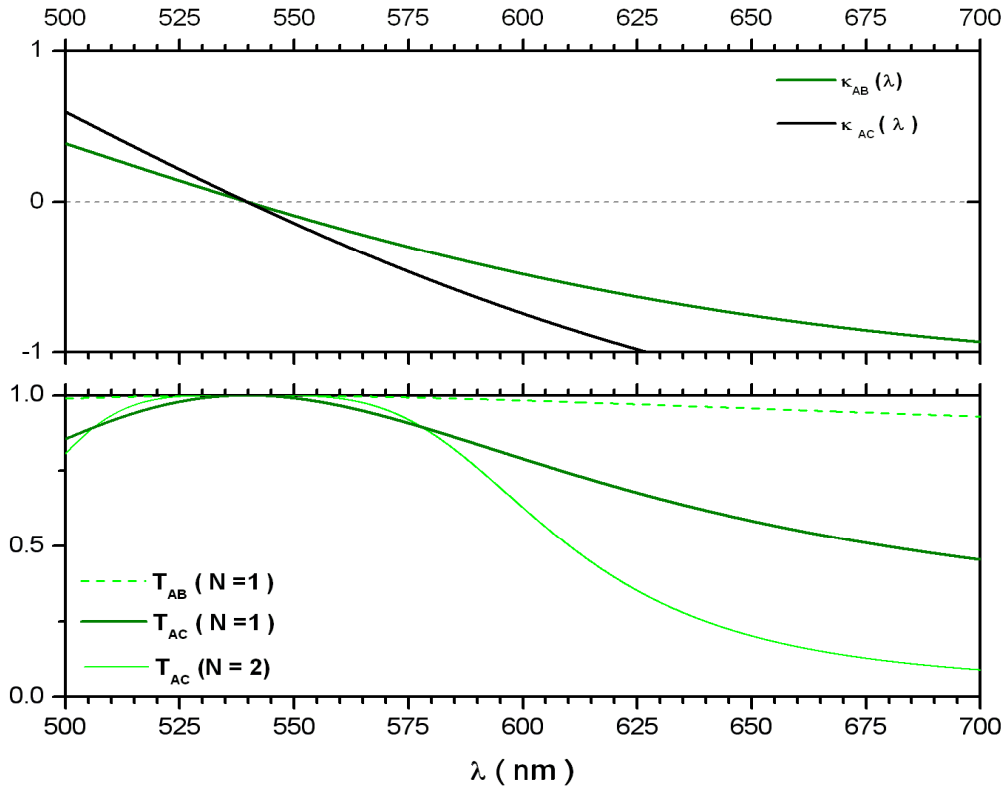


Fig. III 12(a) Vérification de l'alignement des résonances caractéristiques sur  $\lambda = 450nm$  après ajustement des paramètres structuraux des motifs  $b_{0B} = b_{0C} = 135nm$

Cette configuration qui est encore plus intéressante que celle du cas précédent, du fait qu'elle reproduit aussi à la même fréquence une situation supplémentaire d'indiscernabilité des motifs dimer hôte et défaut ( $\kappa_{AB}(450) = \kappa_{AC}(450)$ ). Cette situation particulière permet d'introduire la notion de la commutation de transparence des motifs dimer, à travers :

$$\begin{cases} \kappa_{AC}(\lambda) = 0 \\ et \\ \kappa_{AB}(\lambda) = \kappa_{AC}(\lambda) \end{cases} \quad (III.25)$$

permettant ainsi de résoudre l'équation généralisée de la résonance dans les systèmes binaires désordonnés (Eq.III.16). Une comparaison avec la configuration dimer précédente montre que la mini-bande des modes étendus à la résonance s'est élargie encore plus aussi bien au sommet qu'à la base. L'amélioration du coefficient de transmission est due à la contribution des modes de transmission plus étendus provenant de la transparence du motif hôte après l'ajustement convenablement établi de ses paramètres intrinsèques (de  $b_{0B} = 250nm$  à  $b_{0C} = 135nm$ ).

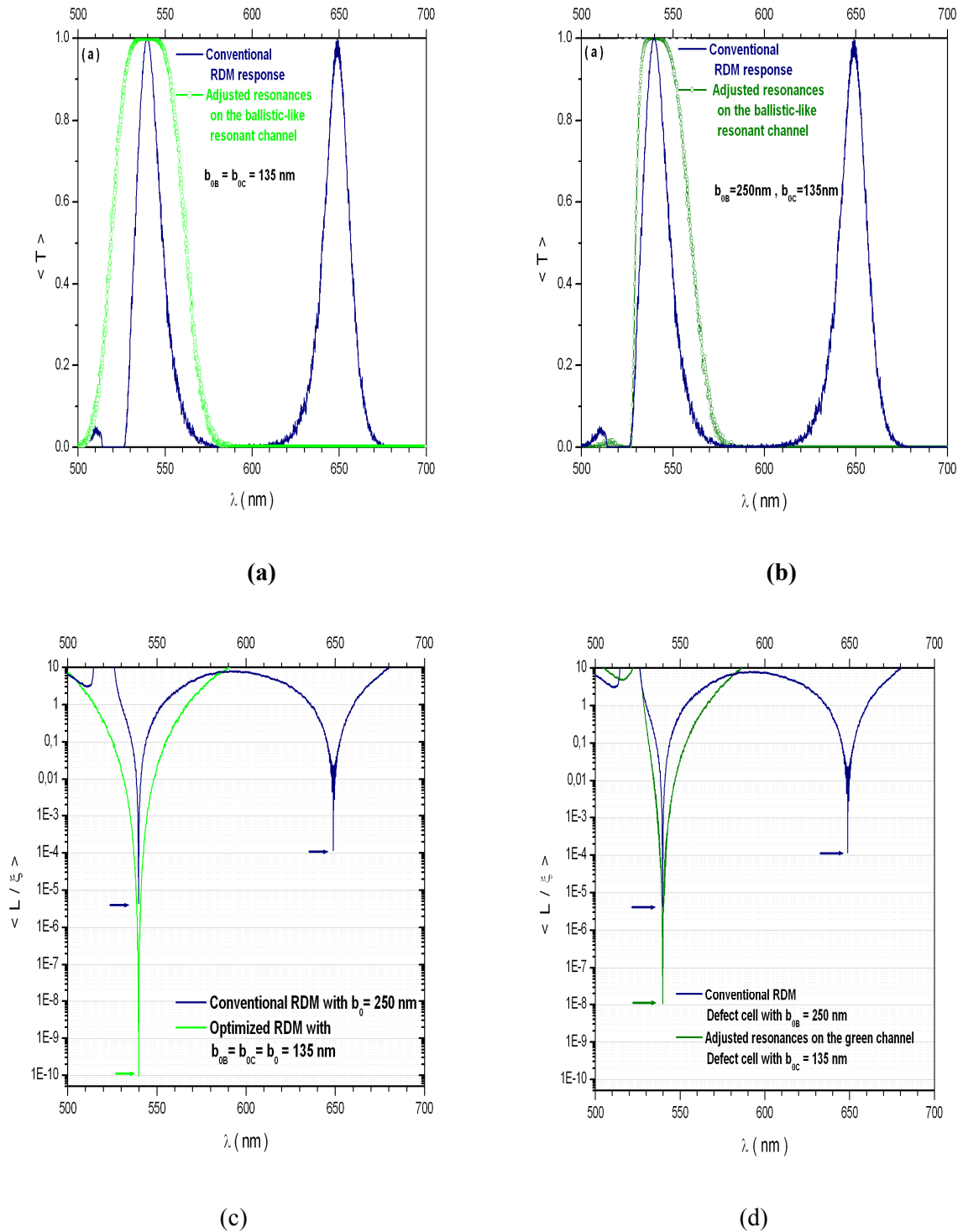


Fig. III 13 Comparaison entre les réponses de la transmission (a et b) et des longueurs de localisation (c et d) relatives aux deux situations d'ajustement des paramètres

$b_{0B} = b_{0C}$  (à gauche) et  $b_{0B} \neq b_{0C}$  (à droite)

Sur le profil du coefficient de Lyapunov réduit, les modes de transmission deviennent plus étendus. A la résonance, ce coefficient atteint une valeur insignifiante de l'ordre de  $10^{-10}$ , donnant lieu à une singularité beaucoup plus importante et une fonction enveloppe encore plus étalée dans l'espace.

Dans ces conditions de propagation plus favorables, la nature des modes correspondants au voisinage de ce canal résonant est examiné sur Fig. III. 13 (e) et (f) : A la résonance, la transmission reste par excellence balistique ( $\langle T(N) \rangle = 1$ ). A son voisinage le plus proche et contrairement à la configuration d'alignement précédente de la résonance balistique mixte (voir Fig.III.10(d)), la fonction enveloppe conserve son comportement linéaire. Dans ce domaine, la décroissance du coefficient de transmission est tellement insignifiante que le régime de transmission balistique est quasiment préservé jusqu'à  $\Delta\lambda = 5nm$ . Au-delà de cette valeur, le régime quasi balistique reste identifiable jusqu'à  $\Delta\lambda = 13nm$  donnant à cette résonance un caractère purement balistique. Le régime intermédiaire s'étend dès alors jusqu'à  $\Delta\lambda = 17nm$ . A partir de cette valeur, la localisation d'Anderson devient dominante en fournissant au système des modes de transmission de plus en plus localisés ( $\xi \ll L$ )

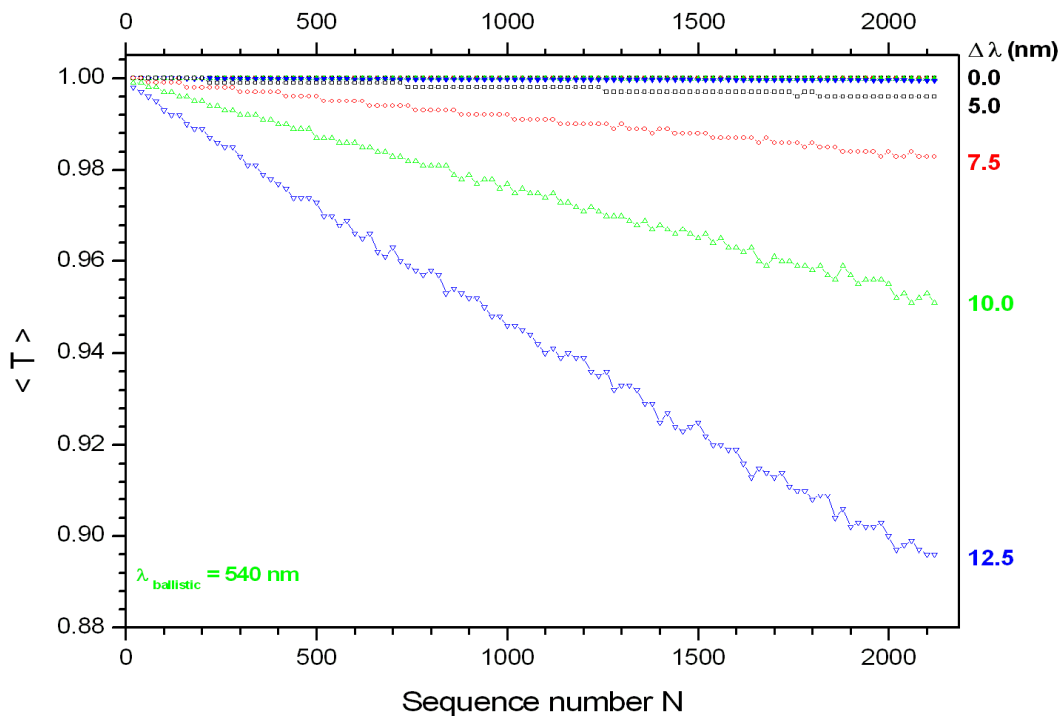


Fig. III 13 (e) Réponse de la transmission balistique pure au voisinage de la résonance dimer balistique

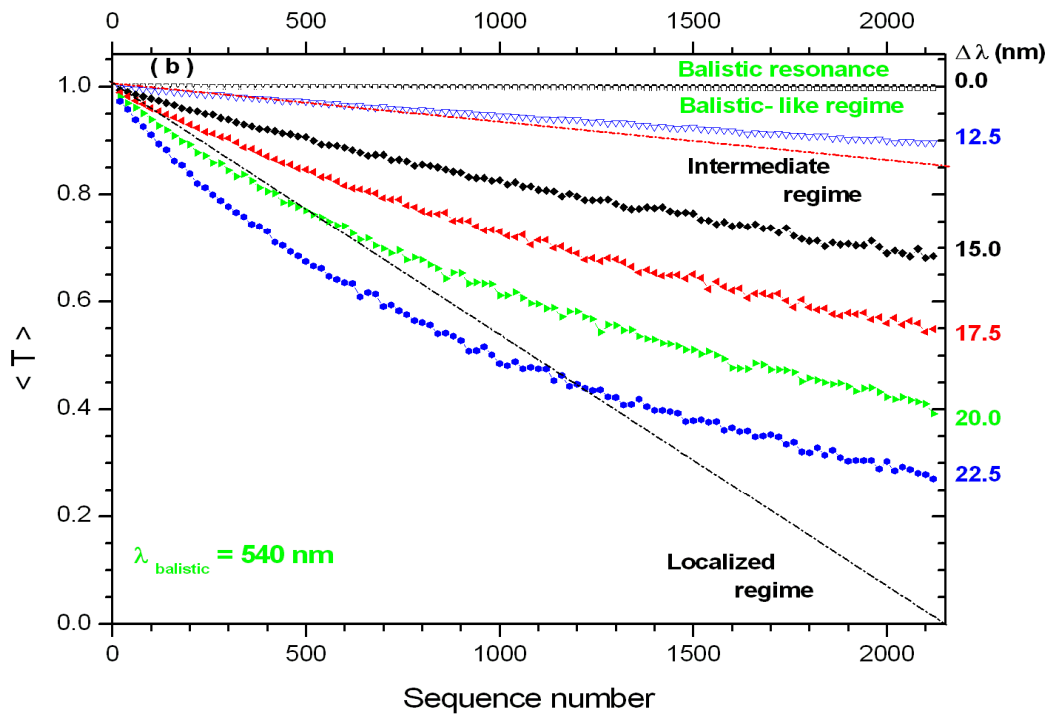


Fig. III 13 (f) Régimes de transmission appartenant à la mini-bande permise de la résonance balistique dimer pure.

Cette configuration est la plus intéressante. La notion de la commutation des résonances dimer hôte et défaut fournit un domaine de fréquences non négligeable pour lequel le régime de transmission est balistique. Ceci ouvre une possibilité intéressante sur la conception de filtres optiques balistique à largeur de mini-bande passante appréciable et totalement ajustable autour de la résonance dimer balistique.

## II. 5. Conclusion

La propagation des ondes électromagnétiques en incidence normale dans une structure multicouche désordonnée a été étudiée dans le cadre du modèle du dimer aléatoire. La présence d'une corrélation de désordre à courte portée détruit la localisation d'Anderson dans les systèmes unidimensionnels et fournit à ce système particulièrement désordonné un ensemble de modes de transmission étendus à caractère diffusif. Aussi la prise en considération d'une contrainte supplémentaire entre les paramètres hôte et défaut a permis l'émergence d'un régime de transmission quasi- balistique sur une résonance additive dans le modèle du dimer aléatoire généralisé.

Par ailleurs, l'application de la procédure d'alignement de ces résonances sur des fréquences communes a permis l'amélioration des propriétés de transmission du modèle du dimer aléatoire généralisé ( voir tableau récapitulatifs 1 et 2 ).

Configuration Modèle Dimer Aléatoire	type du motif	$b_{(B \text{ ou } C)} (nm)$	$b_A (nm)$	$\lambda_1 (nm)$	$\lambda_2 (nm)$
<b>a-</b> Conventionnel généralisé	hôte (B)	180	250	<b>540</b>	688
	défaut (C)	75	250	<b>540</b>	<b>649</b>
<b>b-</b> Alignement sur la résonance du défaut dimer	hôte (B)	216	250	<b>649</b>	-
	défaut (C)	75	250	540	<b>649</b>
<b>c-</b> Alignement sur la résonance stationnaire principale hôte avec transition de phase balistique mixte	hôte (B)	180	250	<b>540</b>	688
	défaut (C)	75	135	<b>540</b>	<b>540</b>
<b>d-</b> Alignement sur la résonance stationnaire principale hôte avec transition de phase balistique pure	hôte (B)	180	135	<b>540</b>	<b>540</b>
	défaut (C)	75	135	<b>540</b>	<b>540</b>

Table I : Paramètres utilisés pour les motifs défaut et hôte pour chaque configuration dimer examinée.

	<b>Cas (a) Résonance inférieure</b>	<b>Cas (a) Résonance supérieure</b>	<b>Cas (b)</b>	<b>Cas (c)</b>	<b>Cas (d)</b>
<b>Longueur d'onde de résonance <math>\lambda</math> (nm)</b>	540	649	649	540	540
<b>Coefficient de Lyapunov réduit <math>\langle \frac{L}{\xi} \rangle</math></b>	$4.5 \cdot 10^{-6}$	$1.2 \cdot 10^{-4}$	$5.5 \cdot 10^{-6}$	$1.1 \cdot 10^{-8}$	$9.7 \cdot 10^{-10}$
<b>Transmission à la résonance</b>	Quasi- balistique	Diffusif	Balistique	Balistique	Balistique
<b>Régime de modes quasi-étendus <math>\Delta\lambda</math> ( nm)</b>	Quasi- balistique $0 < \Delta\lambda < 3$	Quasi- diffusif $0 < \Delta\lambda < 2$	Quasi- balistique $0 < \Delta\lambda < 2$	Quasi- diffusif $0 < \Delta\lambda < 7$	Quasi- balistique $0 < \Delta\lambda < 13$
<b>Régime intermédiaire <math>\Delta\lambda</math> ( nm)</b>	$3 < \Delta\lambda < 5$	$2 < \Delta\lambda < 6$	$2 < \Delta\lambda < 4$	$7 < \Delta\lambda < 11$	$13 < \Delta\lambda < 17$
<b>Régime localisé <math>\Delta\lambda</math> ( nm)</b>	$\Delta\lambda > 5$	$\Delta\lambda > 6$	$\Delta\lambda > 4$	$\Delta\lambda > 11$	$\Delta\lambda > 17$

Table II : Propriétés de transmission à la résonance et régime de transmission pour chaque configuration dimer examinée.

A ce sujet l'ajustement convenable des paramètres intrinsèques des motifs hôte et défaut a permis l'installation du régime de transmission balistique à la résonance dimer qui est conventionnellement a caractère diffusif. Aussi, les différentes procédures d'alignements ont aboutit à l'application de ces systèmes désordonnés en tant que filtres optiques balistiques à large bande résonante et à réponses totalement ajustables.

### III. Bibliographie

1. J.D. Joannopoulos, R.D. Maede and J.N. Winn, *Photonic crystals , molding the flow of light*. Princeton university, Princeton, New Jersey, (1995)
2. S. J. Johnson and J.D. Joannopoulos, *Photonic crystals, the road from theory to practice* , Kluwer Academic Publisher, Norwell, Massachussets, (2002).
3. K. Sakoda, *Optical properties of photonic crystals*, Springer Verlag, Berlin, (2001)
4. P. Yeh, *Optical Waves in Layered Media* Wiley, Hoboken N.J., USA (2005),
5. E. Yablonovitch, Phys. Rev. Lett. **58**, 2059 (1987); S. John, Phys. Rev. Lett.**53**, 2169 (1987).
6. E.Osbay et al. Photonics and nanostructures **2**, 87(2007)
7. S.M. Sze, *Semiconductor devices: Physics and technology*, John Wiley and Sons, (2001)
8. J. C. Maxwell, *A Treatise on Electricity and Magnetism* , Oxford Univ. Press, London, England (1998).
9. W. H. Bragg and W. L. Bragg, *The reflection of X-rays by crystals*, Proc. Roy. Soc. (London) A **88**, 428 (1913).
10. R. de L. Kronig and W.G. Penney, *Quantum mechanics of electrons in crystal lattices*, Proc. Roy. Soc. (London) A **130**, 499 (1931).
11. S.M. Sze, *Physics of semiconductor devices*, John Wiley & Sons (1981).
12. H. Mathieu, *Physique des semi-conducteurs et composants électroniques*, édition Masson, Paris, France (1996).
13. L. Esaki and R. Tsu, IBM J. Res. Develop. **14**, 61(1970).
14. M.O. Vassel, J. Lee and H.F. Lockwood, J. Appl. Phys. **54**, 5206 (1983); K.F. Brennan and C.J. Summers , J. Appl. Phys. **61**, 614 (1987)
15. S. Bentata, *Etudes des phénomènes de transport dans les systèmes à une dimension*. Thèse de Doctorat. Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, Algérie (2002).
16. **Gressen et al.**
17. H. Dunlap, H. L. Wu and P. Phillips, Phys. Rev. Lett. **65**, 88 (1990), P. Phillips, H.L. Wu, Sciences **252**, 1805(1992), H. L. Wu, W. Goff and P. Phillips, Phys. Rev. B **45**, 1623 (1992).
18. A. Sánchez and F. Domínguez-Adame, J. Phys. A: Math. and Gen. **27**, 3725 (1994); E. Diez, A. Sánchez and F. Domínguez-Adame, Phys. Rev. B **50**, 14359 (1994); F. Domínguez-Adame, A. Sánchez, and E. Diez, Phys. Rev. B **50**, 17736 (1994). A.



- Sánchez, F. Domínguez-Adame, G. Berman, and F. Izrailev ; Phys. Rev. B **51**, R6769 (1995); E. Diez, A. Sanchez and F. Domínguez-Adame; IEEE J. of Quantum Elect. **31**, 1919 (1995); E. Diez, A. Sánchez and F. Domínguez-Adame, Solid State Elect. **40**, 433 (1996); F. Domínguez-Adame, E. Diez and A. Sánchez; J. Appl. Phys. **81**, 777 (1997).
19. T. Hakobyan, D. Sedrakyan, A. Sedrakyan, I. Gómez and F. Domínguez-Adame. Phys. Rev. B **61**, 11432 (2000).
20. A. Parsini, L. Tarricone, V. Bellani, G. B. Parravicini, E. Diez, F. Domínguez-Adame, R. Hey. Phys. Rev. B **63**, 165321 (2001).
21. I. Gómez, F. Domínguez-Adame and E. Diez; Physica B **324**, 235 (2002).
22. S. Bentata, B. Ait Saadi and H. Sediki, Superlatt. and Microstruct. **30**, 297 (2001)
23. M. Hilke, J. C. Flores and F. Domínguez-Adame; Phys. Rev. B **58**, 8837 (1998)
24. V. Bellani, E. Diez, R. Hey, L. Toni, L. Tarricone, G. B. Parravicini, F. Domínguez-Adame, and R. Gómez-Alcalá; Phys. Rev. Lett. **82**, 2159 (1999).
25. S. John, Phys. Rev. Lett. **53**, 2169 (1987).
26. E. Yablonovitch, Phys. Rev. Lett. **58**, 2059 (1987).
27. J.D. Joannopoulos, P.R. Villeneuve and S. Fan, Nature (London) 386, **143** (1997), C.M. Soukoulis, *Photonic Bandgap Materials*, Dordrecht: Kluwer, (1996).
28. D.S. Wiersma, R. Sapienza, S. Mujumdar, M. Collocci, M. Ghulyanan and L. Pavesi, J. Opt. A : Pure Appl. Optics **7**, S190 (2005).
29. M.P. Van Albada and A. Lagendijk , Phys. Rev. Lett. **55**, 2692 (1985).
30. Y. Lu, R.W. Peng, Z. Wang, Z.H. Tang, X.Q. Huang, Mu Wang, Y. Qiu, A. Hu, S.S. Jiang and D. Feng , J. Appl. Phys. **97**, 123106 (2005); R.W. Peng, Y.M. Liu, X.Q. Huang, F. Qiu, Mu Wang, A. Hu, S.S. Jiang, D. Feng, L.Z. Ouyang and J. Zou , Phys. Rev. B. **69**, 165109 (2004).
31. M.P. Van Albada, J.F. de Boer and A. Lagendijk, Phys. Rev. Lett. **64**, 2787 (1990), P. Sebbah, B. Hu, A.Z. Genack, R. Pnini and B. Shapiro, Phys. Rev. Lett. **88**, 123901 (2002).
32. M. Kohmoto, H. Sutherland and K. Iguchi, Phys. Rev. Lett. **58**, 2436 (1987).
33. T. Hattori, N. Tsurumachi, S. Kawato and H. Nakatsuka, Phys. Rev. B **50**, 4220 (1994).
34. Z. Zhao, F. Gao , R.W. Peng, L.S. Cao , D. Li, Z. Wang , M. Wang , C. Ferrari , Phys. Rev. B. **75**, 165117 (2007)
35. Xin-Ya Lei, Hua Li. Fang Ding, Weiyi Zhang, Nai-Bai Ming, Appl. Phys. Lett. **71**, 2889 (1997); N. Zekri, H. Bahlouli and F. Brouers, Phys. Lett. A **234**, 391 (1997).

36. P.W. Anderson, Phys. Rev. **109**, 1492 (1958); Philos. Mag. B.**52**, 505 (1985); E. Abrahams, P.W. Anderson, D.C. Licciardello and T.V. Ramakrishnan, Phys. Rev. Lett. **42**, 673 (1979)
37. E.M. Nascimento, F.A.B.F. de Moura and M. Lyra, Phys. Rev. B **76**, 115120 (2007).
38. P. Yeh, *Optical Waves in Layered Media*, Wiley, Hoboken N.J., USA (2005).
39. V. Lousse, *Etude Théorique de l'introduction de réflecteurs à cristaux photoniques dans les dispositifs optroniques planaires*. Mémoire de DEA, Université de Namur (FUNDP), Belgique (2002); V. Lousse. *Etude théorique des phénomènes de bistabilité dans les structures optiques non linéaires intégrant des cristaux photoniques*. Thèse de Doctorat, Université de Namur(FUNDP), Belgique(2003) ; C. Vandembem. *Contribution à l'étude de la réflectance et du confinement des modes dans les systèmes optiques stratifiés*. Thèse de Doctorat, Université de Namur (FUNDP), Belgique (2006).
40. S. Bentata, *Etudes des phénomènes de transport dans les systèmes à une dimension*. Thèse de Doctorat. Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, Algérie (2002).
41. J. Bellissard, A. Formoso, R.Lima and D. Testard, Phys. Rev. B **26**, 3024 (1981)
42. C. Vandembem, *Etude Théorique des Modes électromagnétiques de surface à partir d'une description effective des multicouches diélectriques*. Mémoire de DEA. Université de Namur (FUNDP), Belgique (2005).
43. H.Mathieu, Physique des semi-conducteurs et composants électroniques, édition Masson, Paris, France (1996).
44. C.M. Soukoulis, *Photonic band gap localization*, Plenum New-York (1993).
45. S. Bentata, B. Ait Saadi and H. Sediki, Superlatt. Microstruct. **30**, 297 (2001); I. Gomez, F. Dominguez-Adame, E. Diez, Physica. B **324**, 235(2002), S. Bentata, Superlatt. Microstruct.**37**, 292 (2005).
46. M.J.M de Jong, Phys. Rev. B.**49**, 7778 (1994).