

# وزارة التعليم العالي و البحث العلمي

BADJI- MOKHTAR- ANNABA UNIVERSITY

UNIVERSITE BADJI- MOKHTAR- ANNABA



جامعة باجي مختار – عنابة-

Année 2007

Faculté des Sciences

Département de Physique

Mémoire

Présenté en vue de l'obtention du diplôme de **MAGISTER**

*Etude des propriétés acoustiques du germanium amorphe, cristallin et microcristallin*

Option :

Semi-conducteurs

Par

Nabil BOUZIANE

Directeur de mémoire : Abdellaziz DOGHMANE

Professeur

Université Annaba

Devant le Jury :

Président : Abdessatar EL-AKRMI

Professeur

Université Annaba

Examineur : Allaoua CHIBANI

Professeur

Université Annaba

Examineur : Fatiha BOUMERDAS

Professeur

Université Annaba

Examineur : Abdelaziz AMARA

Maître de conférences

Université Annaba

## *Dédicace*

*A mes parents, ma sœur, mes frères, et mes amis.*

*Merci pour leur compréhension et leur soutien.*

## **Remerciements**

*Ce mémoire a été réalisé au sein du Laboratoire des Semi-Conducteurs (LSC, Département de Physique, Faculté des Sciences, Université Badji Mokhtar, Annaba (Algérie). Je tiens tout d'abord à adresser mes plus sincères remerciements à Madame le Professeur Zahia HADJOUR, Directrice du LSC et membre de l'Académie des Sciences de New York, de m'avoir accueillie dans le laboratoire, pour ses discussions scientifiques et pour ses encouragements continus.*

*J'adresse mes sincères remerciements à Monsieur le Professeur Abdellaziz DOGHMANE, membre de l'Académie des Sciences de New York d'avoir accepté de diriger mon travail. Je le remercie chaleureusement aussi bien pour les discussions fructueuses que pour les orientations objectives.*

*Je remercie Monsieur le Professeur A. EL-AKARMI, Directeur de Laboratoire de Physique des Rayonnements, d'avoir accepté de présider mon jury de soutenance.*

*Un grand merci à Monsieur le Professeur A. CHIBANI, d'avoir accepté de participer au jury de mémoire.*

*J'exprime ma profonde gratitude à Mme le Professeur F. DOUMARDES, qui m'a fait l'honneur de participer à jury.*

*Merci également au Dr A. AMARA, Maître de conférences au Département de Physique, pour son acceptation de participer au jury.*

*Un merci particulier à tous mes collègues thésards avec lesquels j'ai partagé une très bonne ambiance de travail (Abdennour, Assia, Ibrahim, Ibtissem, Ilhem, Khaled, et Wahiba).*

*Merci à tous et toutes.*

## ***ETUDE DES PROPRIETES ACOUSTIQUES DU GERMANIUM AMORPHE, CRISTALLIN ET MICROCRISTALLIN***

### ***RESUMÉ***

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à l'étude des propriétés élastiques du germanium sous différentes formes structurales: amorphe (a-Ge), cristallin (c-Ge) et microcristallin ( $\mu$ c-Ge). Pour le germanium amorphe obtenus par différentes méthodes de préparation (HWCVD, évaporation et pulvérisation), les vitesses ainsi que les angles critiques d'excitations des ondes longitudinale transversal et de Rayleigh ont été déterminées. Ensuite, nous avons étudié l'effet de l'épaisseur de la couche de a-Ge déposée sur le Si<100>, les courbes de dispersion des différentes structures sont de type négatif. Pour le c-Ge, les effets de l'anisotropie sur les vitesses acoustiques, les angles critiques d'excitations de différents modes ont été mis en évidence. Pour le  $\mu$ c-Ge, aussi bien la période spatiale et la vitesse de Rayleigh que les angles ont été quantifiés. De plus nous avons complété ce travail par l'investigation de l'influence de l'épaisseur de la couche du c-Ge et  $\mu$ c-Ge déposée sur la silice et le silicium qui a montré une nette diminution de la période spatiale des signatures acoustiques (elle est de l'ordre de 19.34 % pour la structure Ge<100>/SiO<sub>2</sub>). Ainsi, les vitesses subissent une dispersion de type négatif, présentant une décroissance de la valeur de la vitesse à partir de celle du substrat jusqu'à celle de la couche pour les épaisseurs, critiques, élevées. Au-delà de ces épaisseurs ont atteint une saturation des courbes à partir de laquelle on peut déterminer les vitesses de Rayleigh, pour chaque orientation cristallographique du Ge, ainsi pour chaque forme structurale de germanium.

***Mots clés:*** *Germanium amorphe, germanium cristallin, germanium microcristallin, Microscopie acoustique, Propriétés élastiques, Dispersion, Anisotropie, Réflexion, Signature acoustique.*

***INVESTIGATION OF ACOUSTIC PROPERTIES OF AMORPHOUS, CRISTALLINE AND  
MICROCRISTALLINE GERMANIUM***

***ABSTRACT***

This work concerns elastic properties investigations of different structural forms of germanium: amorphous (a-Ge), crystalline (c-Ge) and microcrystalline ( $\mu\text{c-Ge}$ ). Hence, for a-Ge obtained by different preparation techniques (HWCVD, evaporation, sputtering), we determined velocities as well as excitation angles of longitudinal transverse and Rayleigh modes. Then, thickness effects of a-Ge films on Si<100> substrates were investigated showing dispersion curves of negative types. The influence of anisotropy on acoustic velocities and critical excitation angles was put into evidence for c-Ge. We also quantified spatial periods, Rayleigh velocities and critical angles, for  $\mu\text{c-Ge}$ . Moreover, to enrich this work, we investigated the influence of film thickness of c-Ge and  $\mu\text{c-Ge}$  deposited on silica and silicon; showing a net decrease of spatial periods in acoustic signatures (of about 19.34 % for Ge<100>/SiO<sub>2</sub> structure). Thus, velocities undergo a negative dispersion: decreasing from the velocity value of that of the substrate to that of the film when the latter overtakes a critical value. Beyond this thickness, a saturation region was obtained from which one determines Rayleigh velocities for every crystallographic orientation and any germanium structural form

***Keywords:*** *Amorphous germanium, Crystalline germanium, Microcrystalline germanium, Acoustic microscopy, Elastic properties, Dispersion, Anisotropy, Reflection, Acoustic signature.*

(a-Ge) :  
: (μc-Ge) (c-Ge)

.( HWCVD)  
a-Ge مرسبة على <100>Si، أن  
c-Ge .

μc-Ge لإثراء هذا

c-Ge μc-Ge مرسبة على كل من السليس و السليسيوم الذي يبين

تتاقص في الدور الفضائي للإمضاء الصوتي (من رتبة % 19.34 في البنية <100>Ge/SiO<sub>2</sub>).  
كما أظهر

Ge

: الجرمانيوم الأمورفي، الجرمانيوم البلوري، الجرمانيوم الميكروبلوري، المجهرية الصوتية،  
خواص المرونة، التبدد، تباين المناحي، الانعكاس، الإمضاء الصوتي.

## Liste des Figures

### Chapitre I

<b>Figure</b>	<b>Légende</b>	<b>Page</b>
<b>Figure I.1</b>	<i>Différents types de désordre, a) structure cristalline de As, b) la structure CRN de As, c) structure de As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> et d) le structure CRN de As<sub>2</sub>S<sub>3</sub>.</i>	5
<b>Figure I.2</b>	<i>Modèles de densité d'état pour semi-conducteur cristallin et amorphe, a) cas cristallin, b) Modèle de CFO, et c) Modèle de Mott.</i>	6
<b>Figure I.3</b>	<i>Modèle de Marshall et Owen.</i>	9
<b>Figure I.4</b>	<i>Coefficient d'absorption optique d'un solide amorphe.</i>	10
<b>Figure I.5</b>	<i>Spectre de dispersion de verre métallique dans l'état amorphe et dans l'état cristallin.</i>	11
<b>Figure I.6</b>	<i>Microscope acoustique à balayage en mode de réflexion.</i>	16
<b>Figure I.7</b>	<i>Etapas de détermination de la vitesse acoustique.</i>	18

**Chapitre II**

<b>Figure</b>	<b>Légende</b>	<b>Page</b>
<b>Figure II.1</b>	<i>Fonctions de distribution radiale du germanium amorphe (a - Ge) et cristallin (c - Ge).</i>	22
<b>Figure II.2</b>	<i>Distribution de la densité d'états dans l'a-Ge:H.</i>	23
<b>Figure II.3</b>	<i>Spectre fondamental de réflexion (régime électron-excitation) pour germanium cristallin, amorphe et liquide.</i>	25
<b>Figure II.4</b>	<i>Coefficients de réflexion des structures fréon/Ge. a) germanium cristallin, b) a-Ge préparé par HWCVD. c) a-Ge préparé par évaporation, et d) a-Ge préparé par pulvérisation.</i>	33
<b>Figure II.5</b>	<i>Signatures acoustiques des structures fréon/Ge. a) germanium cristallin, b) a-Ge préparé par HWCVD. c) a-Ge préparé par évaporation, et d) a-Ge préparé par pulvérisation.</i>	34
<b>Figure II.6</b>	<i>Analyse spectrale FFT des signatures acoustiques des structures fréon/Ge. a) c-Ge, b) a-Ge préparé par HWCVD. c) a-Ge préparé par évaporation, et d) a-Ge préparé par pulvérisation.</i>	36
<b>Figure II.7</b>	<i>Coefficients de réflexion obtenus à 142 MHz pour Si&lt;100&gt; nu (a) et différentes épaisseurs du Ge (b, c, d et e).</i>	38
<b>Figure II.8</b>	<i>Coefficients de réflexion obtenus à 142 MHz pour Si&lt;100&gt; nu (a) et différentes épaisseurs du Ge (b, c, d et e).</i>	39
<b>Figure II.9</b>	<i>Signatures acoustiques obtenues à 142 MHz pour Si&lt;100&gt; nu (a) et différentes épaisseurs du Ge (b, c, d et e).</i>	41
<b>Figure II.10</b>	<i>Signatures acoustiques obtenues à 142 MHz pour Si&lt;100&gt; nu (a) et différentes épaisseurs du Ge (b, c, d et e).</i>	42
<b>Figure II.11</b>	<i>Spectres de FFT des courbes de V(z) pour Si&lt;100&gt; nu (a) et différentes épaisseurs du Ge (b, c, d et e).</i>	44
<b>Figure II.12</b>	<i>Spectres de FFT des courbes de V(z) pour Si&lt;100&gt; nu (a) et différentes épaisseurs du Ge.</i>	45
<b>Figure II.13</b>	<i>Courbes de dispersion de vitesse de Rayleigh en fonction du rapport (<math>e/\lambda_T</math>) de structure c-Ge/Si&lt;100&gt;, et des a-Ge/Si&lt;100&gt;.</i>	46
<b>Figure II.14</b>	<i>Efficacité de génération du mode de Rayleigh en fonction de rapport (<math>e/\lambda</math>) de structure c-Ge/Si&lt;100&gt; et des a-Ge/Si&lt;100&gt;.</i>	47



**Chapitre III**

<b>Figure</b>	<b>Légende</b>	<b>Page</b>
<b>Figure III.1</b>	<i>Structure cristalline du Ge.</i>	50
<b>Figure III.2</b>	<i>Structure des bandes d'énergie du Ge.</i>	51
<b>Figure III.3</b>	<i>Mobilité de Ge en fonction de la concentration de l'impureté.</i>	52
<b>Figure III.4</b>	<i>Méthode de Czochralski.</i>	53
<b>Figure III.5</b>	<i>Méthode élaboration Bridgman.</i>	54
<b>Figure III.6</b>	<i>Coefficient de réflexion de la structure eau/Ge.</i>	57
<b>Figure III.7</b>	<i>Signatures acoustiques <math>V(z)</math> de la structure eau/ Ge.</i>	58
<b>Figure III.8</b>	<i>Analyse spectrale des signatures acoustiques.</i>	59
<b>Figure III.9</b>	<i>Distribution des atomes suivant les directions cristallographiques.</i>	59
<b>Figure III.10</b>	<i>Coefficients de réflexion des structures eau/c-Ge et eau/<math>\mu</math>c-Ge.</i>	60
<b>Figure III.11</b>	<i>Signatures acoustiques <math>V(z)</math> des structures eau/ c-Ge et eau/ <math>\mu</math>c-Ge, ainsi que leurs spectres de FFT.</i>	62
<b>Figure III.12</b>	<i>Coefficient de réflexion obtenue à 142 MHz pour SiO<sub>2</sub> nu (a) et différentes épaisseurs du Ge (b, c, d, e et f).</i>	63
<b>Figure III.13</b>	<i>Signatures acoustiques obtenues à 142 MHz pour SiO<sub>2</sub> nu (a) et différentes épaisseurs du Ge (b, c, d, e et f).</i>	65
<b>Figure III.14</b>	<i>Spectres de FFT des courbes de <math>V(z)</math> pour SiO<sub>2</sub> nu (a) et différentes épaisseurs du Ge (b, c, d, e et f).</i>	66
<b>Figure III.15</b>	<i>Courbes de dispersion de vitesse de Rayleigh en fonction du rapport <math>(e/\lambda_T)</math> des structures Ge/SiO<sub>2</sub> et <math>\mu</math>c-Ge/SiO<sub>2</sub>.</i>	68
<b>Figure III.16</b>	<i>Efficacité de génération du mode de Rayleigh en fonction de rapport <math>(e/\lambda_T)</math> des structures Ge/Si&lt;100&gt; et <math>\mu</math>c-Ge/Si&lt;100&gt;.</i>	69
<b>Figure III.17</b>	<i>Coefficients de réflexion obtenus à 142 MHz pour Si&lt;100&gt; nu (a) et différentes épaisseurs du Ge (b, c, d, e et f).</i>	70
<b>Figure III.18</b>	<i>Signatures acoustiques obtenues à 142 MHz pour Si&lt;100&gt; (a) et pour différentes épaisseurs de la couche du Ge (b, c, d, e et f).</i>	71
<b>Figure III.19</b>	<i>Analyse Spectrale des <math>V(z)</math> obtenues à 142 MHz pour Si&lt;100&gt;(a) et pour différentes épaisseurs de la couche du Ge (b, c, d, e et f).</i>	73
<b>Figure III.20</b>	<i>Courbes de dispersion de vitesse de Rayleigh en fonction du rapport <math>(e/\lambda_T)</math> des structures Ge/Si&lt;100&gt;, et de <math>\mu</math>c-Ge/Si&lt;100&gt;.</i>	74
<b>Figure III.21</b>	<i>Efficacité de génération du mode de Rayleigh en fonction de rapport <math>(e/\lambda_T)</math> des structures Ge/Si&lt;100&gt; et <math>\mu</math>c-Ge/Si&lt;100&gt;.</i>	75

## *Liste des Tableaux*

### *Chapitre II*

<i>Tableau</i>	<i>Légende</i>	<i>Page</i>
<i>Tableau II-1</i>	<i>Vitesses acoustiques de germanium amorphe pour différentes méthodes de préparation.</i>	<i>30</i>
<i>Tableau II-2</i>	<i>Angles critiques d'excitations des différents modes acoustiques.</i>	<i>32</i>

### *Chapitre III*

<i>Tableau</i>	<i>Légende</i>	<i>Page</i>
<i>Tableau III.1</i>	<i>Relations entre les vitesses acoustiques et les constants élastiques pour différentes orientations.</i>	<i>55</i>
<i>Tableau III.2</i>	<i>Valeurs déterminées des vitesses acoustiques du Ge.</i>	<i>56</i>
<i>Tableau III.3</i>	<i>Angles critiques déterminés pour l'excitation de différents modes dans le Ge.</i>	<i>56</i>
<i>Tableau III-4</i>	<i>Angles critiques déterminés pour l'excitation de différents modes dans le Ge et le <math>\mu\text{c-Ge}</math>.</i>	<i>61</i>

*Liste des symboles*

<i>a-Ge</i>	<i>Germanium amorphe</i>
<i>B</i>	<i>Module de compressibilité volumique</i>
<i>c-Ge</i>	<i>Germanium cristallin</i>
<i>D<sup>-</sup></i>	<i>Etat vide, charge positive</i>
<i>D<sup>0</sup></i>	<i>Etat occupé par un seul électron</i>
<i>D<sup>+</sup></i>	<i>Etat occupé par deux électrons</i>
<i>e</i>	<i>Epaisseur de la couche</i>
<i>E</i>	<i>Energie</i>
<i>E<sub>C</sub></i>	<i>Energie au bord de bande de conduction</i>
<i>E<sub>V</sub></i>	<i>Energie au bord de bande de valence</i>
<i>E<sub>F</sub></i>	<i>Energie à niveau de Fermi</i>
<i>FFT</i>	<i>Transforme de Fourier rapide</i>
<i>G</i>	<i>Module de cisaillement</i>
<i>HWCVD</i>	<i>Décomposition par un fil chaude</i>
<i>N</i>	<i>Niveau de plan atomique</i>
<i>R</i>	<i>Coefficient de réflexion</i>

<i>Si</i>	<i>Silicium</i>
<i>SiO<sub>2</sub></i>	<i>Silice</i>
<i>TFT</i>	<i>Transistor à couche mince</i>
<i>V<sub>T</sub></i>	<i>Vitesse acoustique de mode transversal</i>
<i>V<sub>L</sub></i>	<i>Vitesse acoustique de mode longitudinal</i>
<i>V<sub>R</sub></i>	<i>Vitesse acoustique de mode de Rayleigh</i>
<i>V<sub>dn</sub></i>	<i>Vitesse de drift des électrons</i>
<i>V<sub>dp</sub></i>	<i>Vitesse de drift des trous</i>
<i>XAFS</i>	<i>Extended Ray Absorption Fine Structure</i>
<i>z</i>	<i>Distance de défocalisation</i>
<i>λ</i>	<i>Longueur d'onde</i>
<i>λ<sub>T</sub></i>	<i>Longueur d'onde transversale</i>
<i>σ</i>	<i>Paramètre de désordre</i>
<i>μ</i>	<i>Micro</i>
<i>μc-Ge</i>	<i>Germanium microcristallin</i>
<i>μ<sub>n</sub></i>	<i>Mobilité des électrons</i>
<i>μ<sub>p</sub></i>	<i>Mobilité des trous</i>
<i>θ</i>	<i>Angle incidence</i>
<i>θ<sub>T</sub></i>	<i>Angle d'excitation de mode transversal</i>
<i>θ<sub>L</sub></i>	<i>Angle d'excitation de mode de longitudinal</i>
<i>θ<sub>R</sub></i>	<i>Angle d'excitation de mode de Rayleigh</i>
<i>ρ</i>	<i>Densité volumique</i>
<i>ξ</i>	<i>Champ électrique</i>

## *Table des Matières*

<i>Introduction Générale</i> .....	01
------------------------------------	----

### **Chapitre I :**      *Généralité sur les Semi-Conducteurs Amorphes*

I-1 Introduction.....	04
I-2 Structure atomique.....	05
I-3 Théorie de bande des semi-conducteurs.....	06
I-3.1 Etat cristallin.....	06
I-3.2 Etat amorphe.....	07
a) <i>Modèle de CFO</i> .....	07
b) <i>Modèle de Mott</i> .....	07
c) <i>Modèle de Marshall et Owen</i> .....	08
I-4 Propriétés optiques.....	09
I-5 Méthodes de caractérisation structurale.....	11
I-5.1 Rayon X.....	11
I-5.2 Spectroscopie de XAFS.....	12
I-5.3 Méthode microscopique.....	12

I-6	Importance de semi-conducteur amorphe.....	13
I-6.1	Avantages.....	13
I-6.2	Inconvénients.....	13
I-6.3	Applications.....	14
I-7	Microscope acoustique .....	15
I-7.1	Description de l'appareillage .....	15
I-7.2	Fonctionnement.....	15
I-7.3	Théorie de la signature acoustique.....	16
I-7.4	Relation entre paramètres acoustiques et constants élastiques.....	17
I-8	Applications de la microscope acoustique.....	19
I-9	Conclusion.....	19

## **Chapitre II :      *Caractérisation Acoustique du Germanium Amorphe***

II-1	Introduction.....	21
II-2	Propriétés du germanium amorphe.....	22
II-2.1	Structure atomique.....	22
II-2.2	Propriétés électriques.....	23
II-2.3	Propriétés optiques.....	24
II-2.4	Rôle de l'hydrogène.....	25
II-2.5	Dopage du germanium amorphe.....	26
II-3	Méthode d'élaboration.....	27
II-3.1	Décharge lumineuse.....	27
II-3.2	Déposition en phase vapeur sur fil chaud (HWCVD).....	28
II-3.3	Dépôt par évaporation à canon d'électron.....	28
II-3.4	Pulvérisation cathodique.....	29
II-4	Effets des méthodes de préparation sur les vitesses acoustiques.....	29
II-4.1	Détermination des vitesses acoustiques.....	29
II-4.2	Conditions de simulation.....	31
II-4.3	Détermination du $R(\theta)$ .....	31
II-4.4	Détermination du $V(z)$ .....	33
II-4.5	Analyse spectrale par FFT .....	35

II-5 Effets de l'épaisseur du a-Ge déposé sur Si<100>.....	37
II-5.1 Effet de l'épaisseur sur $R(\theta)$ .....	37
II-5.2 Effet de l'épaisseur sur $V(z)$ .....	40
II-5.3 Analyse spectrale par FFT .....	43
II-5.4 Effets de l'épaisseur sur $V_R$ .....	45
II-6 Conclusion.....	47

### **Chapitre III : Etude des Propriétés Acoustiques du Germanium et Micro-Germanium**

III-1 Introduction.....	49
III-2 Propriétés du Ge.....	50
III-2.1 Propriétés structurales.....	50
III-2.2 Propriétés électriques.....	50
a) Diagramme des bandes énergie.....	50
b) Mobilité des porteurs.....	51
III-3 Méthodes d'élaboration et applications du Ge.....	52
III-3.1 Méthode de Czochralski.....	52
III-3.2 Méthode de Bridgman.....	53
III-3.3 Applications du Ge.....	54
III-4 Effets de l'anisotropie sur les paramètres acoustiques du Ge .....	55
III-4.1 Détermination des vitesses acoustiques.....	55
III-4.2 Effets de l'anisotropie sur $R(\theta)$ .....	56
III-4.3 Effets de l'anisotropie sur $V(z)$ .....	57
III-4.4 Analyse spectrale des $V(z)$ .....	58
III-5 Investigations des paramètres acoustiques du $\mu\text{c-Ge}$ .....	60
III-5.1 Détermination du $R(\theta)$ .....	60
III-5.2 Détermination du $V(z)$ et analyse spectrale .....	61
III-6 Effets de l'épaisseur des couches de Ge déposé sur $\text{SiO}_2$ .....	62
III-6.1 Effets de l'épaisseur sur $R(\theta)$ .....	62
III-6.2 Effets de l'épaisseur sur $V(z)$ .....	64
III-6.3 Analyse spectrale du $V(z)$ .....	66
III-6.4 Effets de l'épaisseur sur $V_R$ .....	67

---

III-7 Effets de l'épaisseur des couches de Ge déposé sur Si<100> .....	69
III-7.1 Effets de l'épaisseur sur $R(\theta)$ .....	69
III-7.2 Effets de l'épaisseur sur $V(z)$ .....	71
III-7.3 Analyse spectrale par FFT .....	72
III-7.4 Effets de l'épaisseur sur $V_R$ .....	72
III-8 Conclusion.....	75
 <b>Conclusion Générale</b> .....	 76
 <b>Références Bibliographiques</b> .....	 78



## ***Introduction Générale***

Le domaine des solides cristallins en général et amorphes en particulier a attiré beaucoup d'intérêts et de recherches durant ces dernières décennies, tant sur le plan des concepts physiques que dans le domaine pratique. De larges possibilités d'application ont vu le jour en électronique, optoélectroniques, métallurgie, et plus particulièrement pour les semi-conducteurs dans les cas où la notion de grandes surfaces associées à un faible coût de fabrication devient importante [1-6].

Le germanium amorphe a-Ge est d'un intérêt considérable dû à son application potentielle dans les piles solaires en couche mince et d'autres dispositifs électroniques. Le germanium amorphe est caractérisé par son petit gap d'énergie d'environ 1 eV à comparer celui du silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H) qui est de l'ordre de 1,7 eV [7-15]. Le germanium cristallin c-Ge [16-21] et micro-cristallin  $\mu$ c-Ge [22-24] sont des matériaux semi-conducteurs ayant plusieurs avantages (faible gap d'énergie, haute mobilité, etc.), et de vaste domaine d'applications (détecteur, communication optique et d'autres dispositifs électroniques, etc.)

grâce à une bonne compréhension et une grande maîtrise de ses propriétés électroniques et structurales qui sont bien établies. Cependant, très peu de résultats ont été reportés sur leurs propriétés élastiques qui sont nécessaires pour certaines applications telles que les composants à ondes de surface et les systèmes électromécaniques. On peut déterminer ces propriétés par la microscopie acoustique qui étudie les propagations des ondes acoustiques de surface (*SAW : Surface Acoustic Wave*) [25-32].

Dans ce mémoire, nous utilisons la technique de contrôle non destructif pour caractériser et étudier les propriétés acoustiques du germanium amorphe, cristallin et micro-cristallin.

Dans le premier chapitre, nous rappelons les propriétés des semi-conducteurs amorphes (structure, différents modèles électriques, et des propriétés optiques), nous introduisons la microscopie acoustique comme une méthode non destructive permet de déduire les paramètres acoustiques des matériaux.

Dans le deuxième chapitre, nous étudions l'influence des méthodes de préparation sur les propagations des ondes acoustiques pour le germanium amorphe (a-Ge) préparé par évaporation et par pulvérisation cathodique, ainsi pour le germanium amorphe hydrogéné (a-Ge:H) préparé par la décomposition de gaz par un fil chaud (HWCVD). Ensuite nous analysons l'effet de l'épaisseur de la couche du germanium amorphe (a-Ge) déposée sur Si<100> sur les propriétés de toute la structure.

Dans le troisième chapitre, nous nous intéressons à l'influence des orientations cristallographiques sur les propagations des ondes acoustiques de surface dans germanium cristallin ; nous étudions le Ge microcristallin, Nous utilisons une méthode non destructive, basée sur l'interaction des ondes de surface, avec la matière via des relations analytiques; ensuite, nous calculons leur coefficient de réflexion  $R(\theta)$ , leur signature acoustique et leur spectre de transformée de Fourier rapide (FFT : *Fast Fourier Transform*). Nous étudions également les paramètres acoustiques de  $\mu\text{c-Ge}$ . Finalement, nous étudions l'influence de l'épaisseur de la couche du Ge et du  $\mu\text{c-Ge}$  déposée sur les substrats de silice  $\text{SiO}_2$  et de silicium Si<100>, via les courbes de dispersion des vitesses acoustiques.

## **CHAPITRE I**

### *Généralités sur les Semi-Conducteurs Amorphes*

## **I-1 Introduction**

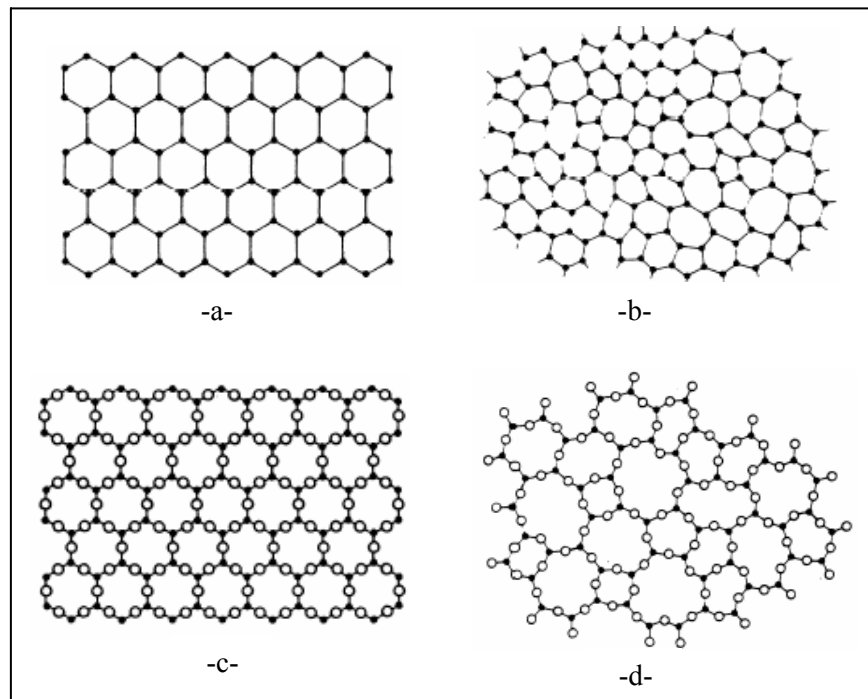
Ces dernières années, un intérêt croissant s'est développé dans le domaine des solides amorphes, tant sur le plan des concepts physiques (localisation, piégeage, structure...) que dans le domaine pratique [1-4]. De larges possibilités d'application ont vu le jour en électronique, et en métallurgie, et plus particulièrement pour les semi-conducteurs dans les cas où la notion de grandes surfaces associées à un faible coût de fabrication devient importante [5-7]. Les domaines des semi-conducteurs amorphes sont devenus très attractifs grâce à leurs vastes applications tels que photovoltaïque, xérographie, détecteurs d'images, transistor à couche mince (TFT, Thin Film Transistors, etc.), cristaux liquides [9-10].

Dans ce chapitre, nous rappelons les différentes propriétés physiques des solides amorphes (la structure, les différents modèles électroniques, les propriétés optiques, les méthodes d'analyse structurale et les applications). Enfin, nous décrivons le fonctionnement et l'application du microscope acoustique à balayage, utilisée comme une méthode de contrôle non destructive des propriétés élastiques des solides en général et que nous l'applique dans ce travail pour la micro-caractérisation du germanium sous ses différentes formes.

## I-2 Structure atomique

Les solides amorphes sont caractérisés par une grande densité d'états localisés. Ces états sont engendrés par le désordre topologique, isotopique, de composition et de défauts de structure. Ces états créent des niveaux énergétiques dans le gap d'énergie (bande interdite). La figure (I.1.a) montre la structure cristalline de l'arsenic [11]. Il est bien ordonné, le nombre de coordination, la longueur de liaison, les angles des liaisons sont les mêmes dans toute la structure, donc la structure est périodique. Mais la figure (b) représente le réseau aléatoire continu (CRN) du même élément en état amorphe. Nous pouvons clairement noter la distorsion de liaisons atomiques et la variation des longueurs de ces liaisons. Cependant l'ordre à courte distance est préservé ; seul l'ordre à grande distance est absent.

Le désordre isotopique est bien représenté dans la figure (c) pour l' $As_2S_3$  avec un arrangement périodique (cas cristallin). Dans la figure (d) nous regardons le désordre topologique et le désordre isotopique ensemble.



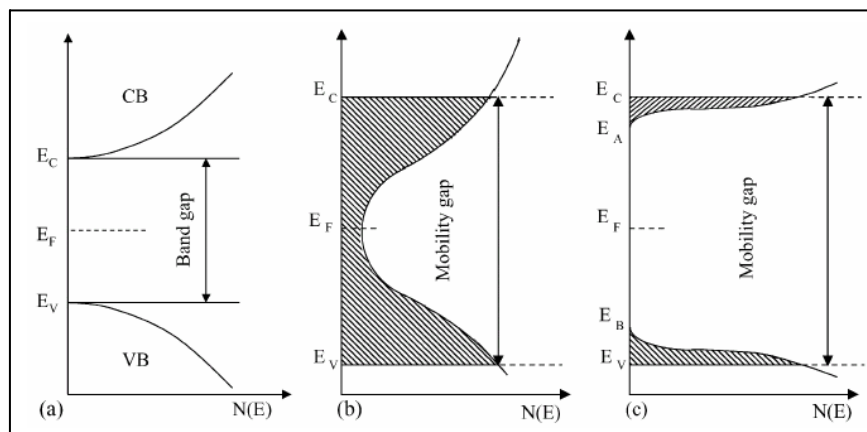
**Figure I.1** : Différents types de désordre : a) structure cristalline de As, b) la structure CRN de As, c) structure de  $As_2S_3$  et d) le structure CRN de  $As_2S_3$  [11].

### I-3 Théorie de bande des semi-conducteurs

Le modèle de bande est un concept important dans la physique de solide qui peut être employé pour expliquer les propriétés électroniques et optiques des semi-conducteurs. Il est dérivé d'un traitement mécanique de quanta, du comportement des états des électrons lorsqu'un grand nombre d'atomes sont rassemblés pour former un solide. Dans un système simple d'atomes, la théorie quantique suppose que l'énergie de l'électron soit quantifiée dans les états discrets. Quand les atomes forment un solide, les états d'énergie des électrons liés aux différents atomes se rassemblent de telle manière pour former les bandes presque continues des états permis d'énergie. Ces états de bande sont décrits par une fonction dite la densité d'états  $g(E)$ .

#### I-3.1 Etat cristallin

La densité des états des semi-conducteurs cristallins est dérivée à partir des principes de la mécanique quantique et en utilisant des simplifications mathématiques dues à la périodicité de la structure cristalline. Le diagramme de bande est représenté sur la figure (I.2.a) par deux bandes d'énergie d'états permis séparées par une bande non-permise, dite gap d'énergie [12].



**Figure I.2:** Modèles de densité d'état pour semi-conducteurs cristallin et amorphe. a) cas cristallin, b) Modèle de CFO et c) Modèle de Mott [12].

### I-3.2 Etat amorphe

Un développement quantitatif de la structure électronique des matériaux amorphes est beaucoup plus difficile en raison de l'absence de n'importe quel ordre topologique de longue distance. En fait, la structure désordonnée des semi-conducteurs amorphes a mené beaucoup à croire que le diagramme de bande était énormément différent du diagramme de bande de leur état cristallin. Cependant, il a été découvert que ces solides amorphes possèdent presque les mêmes propriétés électroniques et optiques de base que leurs cristallines [13]. Ainsi, il a été conclu que la présence de l'ordre à courte distance dans la structure atomique est suffisante pour que la théorie de bande puisse être adoptée.

La première mesure semi-quantitative en généralisant un modèle de bande pour les matériaux amorphes a été proposée par N. F. Mott dans les années soixante [13]. En se basant sur la structure électronique des semi-conducteurs cristallins qui possèdent les propriétés générales suivantes:

- Les différents électrons dans le cristal peuvent être décrits par les fonctions d'ondes prolongées de Bloch qui possèdent l'ordre à longue distance dans l'amplitude et la phase.
- Les énergies permises d'électron se situent dans les bandes des états permis qui sont séparées par un espace bien défini des énergies (le gap).

#### *a) Modèle de CFO*

Ce modèle est proposé par Cohen, Fritzsche et Ovshinski [14] pour expliquer l'effet topologique et le désordre de composition présent considérablement dans des alliages amorphes. Ce modèle de bande est montré sur la figure (I.2.b). Il est caractérisé par la formation des états localisés (état de queue) qui se prolongent beaucoup plus profondément dans le gap de mobilité du semi-conducteur et s'étend dans le centre de gap. Malgré l'extension des états électroniques, les propriétés métalliques de conduction ne sont pas dominantes, puisque ces états d'espace sont fortement localisés dans le gap d'énergie.

#### *b) Modèle de Mott*

N. F. Mott a supposé que les semi-conducteurs amorphes possèdent des caractéristiques générales semblables et que la fonction d'ondes de Bloch des électrons dans les soldes

amorphes engendre l'ordre à longue distance dans leurs amplitudes, mais seulement l'ordre à courte distance est porté en leurs phases. Cette différence aurait comme conséquence le prolongement des états localisés d'électron dans la région du gap d'énergie. L'hypothèse de Mott est basée sur le travail de P. W. Anderson [15], qui en 1958, a quantitativement prouvé que le désordre structural pourrait produire les solutions caractéristiques à l'équation de Schrödinger qui sont localisées dans le gap. Ces états d'Anderson ne sont pas associés aux imperfections définies, mais sont le résultat de l'aspect aléatoire du réseau.

Le modèle de Mott est présenté dans la figure (I.2.c). Les états de bande de conduction et de valence du semi-conducteur amorphe se prolongent dans tout le volume. Cependant, le désordre du réseau introduit la localisation des états dans les queues, qui commencent aux bords des bandes permises  $E_V$  et  $E_C$  et s'étalent plus loin dans la région non permise du gap. Mott a proposé que la transition des états localisés de queue aux états prolongés des bandes permises est bien définie [12, 16], correspondant à un changement brusque de la mobilité des électrons. Les électrons dans les états continus se déplacent avec une mobilité finie, le transport de bande déterminée par la masse efficace de l'électron dans le matériau. Les électrons dans les états localisés de queue, d'autres parts, se déplacent avec une mobilité qui est commandée par le perçage d'un tunnel thermiquement activé entre les états. La mobilité dans les états localisés disparaît, donc, lorsque la température approche le zéro absolu. Cette transition dans la mobilité mène au concept d'un gap de mobilité pour les semi-conducteurs amorphes qui est analogue au gap de bande en semi-conducteurs cristallins.

### *c) Modèle de Marshall et Owen*

La structure des semi-conducteurs amorphes contient également les atomes qui sont inter liés différemment de la structure cristalline. Puisque la distribution des atomes dans le réseau amorphe est bien définie sur une courte distance, il peut y avoir des défauts localisés bien définis tels que des liaisons pendantes (non saturées), des extrémités de réseau, des lacunes, des impuretés substitutionnelles ou interstitielles. De tels défauts mènent aux états localisés additionnels dans le gap de mobilité. On a supposé que le désordre intrinsèque de la structure amorphe a présenté une densité suffisamment grande des états dans le gap pour obscurcir tous les effets des états de défaut. Cependant, Marshall et Owen [17] ont proposé que les défauts dans le réseau causent une densité significative au centre du gap, comme représentée sur la figure (I.3). Dans ce modèle de bande d'énergie, la position du niveau de Fermi est



déterminée par des bandes comme donneur et des bandes comme accepteur. Ces états s'ajustent par un mécanisme de compensation de telle sorte que leurs concentrations soient presque égales et le niveau de Fermi demeure près du centre de gap. Même les petites concentrations de ces états peuvent affecter le modèle de bande d'un semi-conducteur. Ainsi, leur origine est d'un intérêt particulier pour prévoir les propriétés électroniques des solides amorphes.

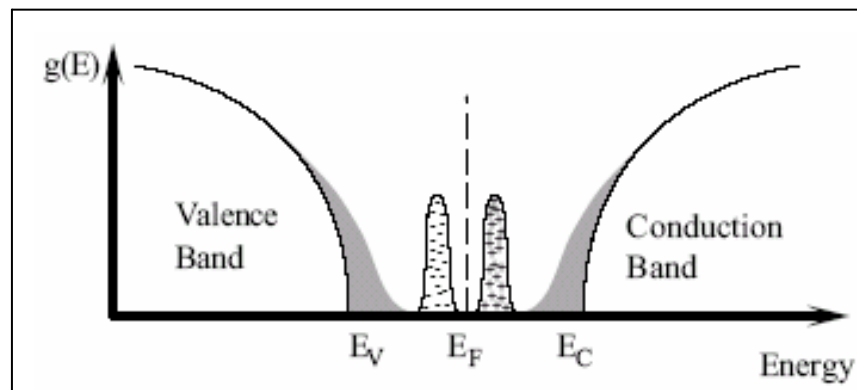


Figure I.3: Modèle de Marshall et Owen [17].

#### I-4 Propriétés optiques

Les propriétés optiques sont directement reliées à la distribution des états de semi-conducteur. Dans les semi-conducteurs amorphes, les états de défauts créent des densités d'états dans le gap (l'état de queue). Cette situation a été exprimée par la formule du coefficient d'absorption optique en fonction de l'énergie  $E$  [18], en faisant la moyenne sur tous les états près des bords de bande et en utilisant les densités des états pour les solides cristallins possédant un gap direct, soit.

$$\alpha(E) \propto E^2 \quad (\text{I.1})$$

Le spectre typique (figure I.4), du coefficient d'absorption [19] d'un solide amorphe est divisé à trois intervalles.

**L'intervalle A** (correspondant à l'absorption fondamentale) : les électrons possèdent une énergie suffisamment grande pour déplacer entre la bande de valence et la bande de conduction, le coefficient dans cette gamme est plus grand.

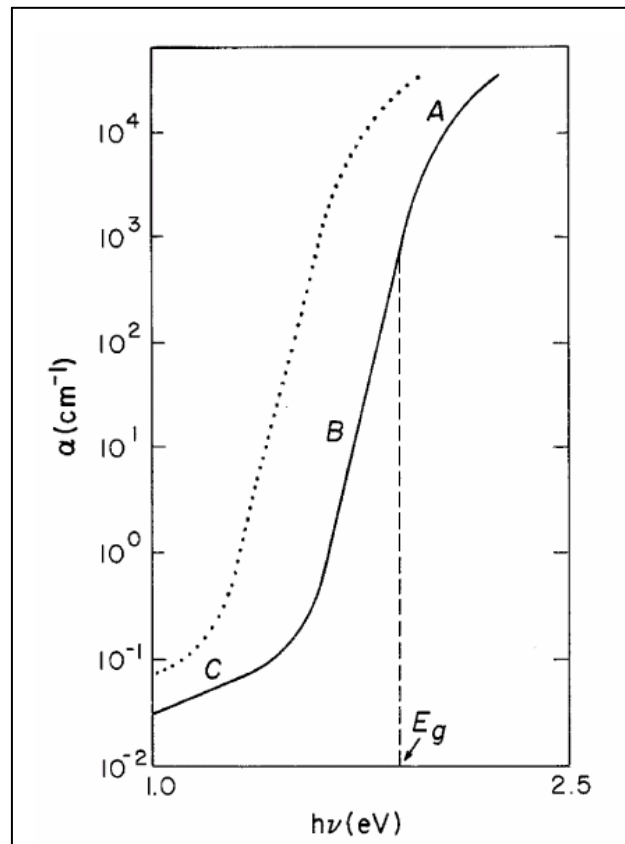


Figure I.4: Coefficient d'absorption optique d'un solide amorphe [19].

**L'intervalle B** (correspondant aux énergies inférieures à celles du gap) : l'absorption est entre les états localisés se prolongeant de la bande de conduction. Puisque les queues de bande de valence sont habituellement plus profondes que les queues de bande de conduction.

**L'intervalle C** : correspond à l'excitation dans les états des défauts profonds.

La ligne pointillée représente un décalage parallèle de la limite d'absorption optique après l'excitation optique avec des énergies au-dessus de gap optique de la bande. Cet effet est connu comme la photo-obscureté (photo-darkening).

## I-5 Méthodes de la caractérisation structurale

### I-5.1 Rayon X

Les rayons X font partie des rayonnements électromagnétiques, leurs longueurs d'onde sont de l'ordre de l'angström. La diffraction est un phénomène de diffusion élastique sur l'élément de la structure cristalline. Les atomes étant arrangés de façon périodique en un réseau, les rayons X diffusés ont des relations de phases entre eux, relations qui peuvent être destructives ou constructives suivant leurs directions. Les directions constructives correspondant aux faisceaux diffractés sont définies par la loi de Bragg :

$$n\lambda=2d\sin\theta \quad (I.2)$$

où  $d$  représente la distance entre les plans,  $\theta$  représente l'angle d'incidence du faisceau X primaire par rapport au plan, et  $n$  est un entier en pratique on le prend égale à 1, ce qui correspond à un angle du faisceau diffracté de  $2\theta$ . Comme un réseau cristallin est constitué d'un ensemble d'atomes, rangés en plans réticulaires équidistants, les cristaux vont se comporter comme un réseau optique et donner des figures de diffraction, à condition que la longueur d'onde utilisée  $\lambda$  soit du même ordre de grandeur que la distance entre les plans, qui est d'environ 0.1 nm, ce qui est le cas pour les rayons X.

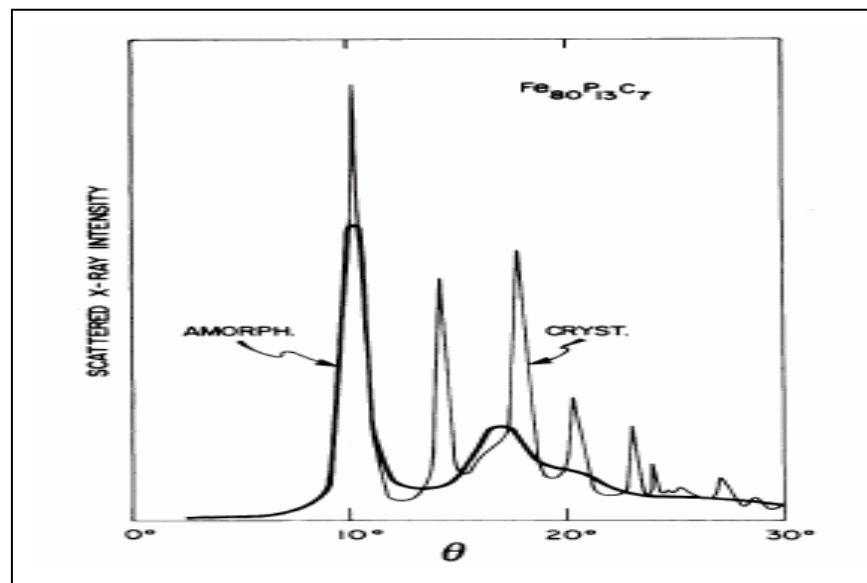


Figure I.5: Spectre de dispersion de verre métallique dans l'état amorphe et dans l'état cristallin [20].

On utilise les rayons X pour donner la structure de la molécule, mais il est indispensable d'avoir des cristaux de taille suffisante (quelques nanomètres). Or pour les matériaux amorphes les cristaux sont trop petits ou inexistantes et on obtient un diffractogramme des rayons X plat, on ne peut donc pas déterminer la structure. En fait, dans le cas de la matière non cristalline (figure I.5), l'intensité diffractée varie de façon continue avec l'angle de diffraction, sans pour autant donner de véritable pic [20].

### I-5.2 Spectroscopie de XAFS

L'état amorphe est caractérisé par un ordre à courte distance et par une absence d'ordre à grande distance. Le but des expériences portant sur des solides amorphes est donc d'étudier cet ordre local. Depuis plusieurs années, les chercheurs ont eu leur disposition un outil performant qui permet de sonder l'ordre local autour d'un atome, d'espèce chimique donnée, ceci dans n'importe quel matériau (cristal, substance amorphe, liquide, polymère, petites particules métalliques, etc.). Cette méthode est la spectroscopie EXAFS: *Extended Ray Absorption Fine Structure* [21].

L'EXAFS consiste en l'amélioration des techniques traditionnelles d'absorption des rayons X. Le changement consiste à utiliser un rayonnement X beaucoup plus énergétique, afin de pouvoir sonder tous les atomes du tableau périodique. En effet, l'énergie des seuils de liaison K, L, etc., s'accroît avec le numéro atomique, et il en va de même pour l'énergie de liaison des électrons de coeur. Par conséquent, l'énergie du rayonnement X requise doit être de plus en plus grande pour sonder les atomes lorsque l'on avance dans le tableau de Mendeleïev. Une autre raison importante est que le phénomène que l'on veut observer (c'est-à-dire des oscillations après le seuil d'absorption) est faible comparé à l'éjection de l'électron qui se produit juste avant; il faut donc une source suffisamment énergétique pour pouvoir le visualiser. Pour cela, les chercheurs se sont tournés vers les sources de rayonnement produites par les synchrotrons, qui étaient initialement utilisées uniquement pour la physique des particules [19].

### I-5.3 Méthode microscopique

Les méthodes microscopiques s'appuient sur la nature atomique du système étudié, chaque atome est excité individuellement, ensuite les réponses individuelles des atomes se combinent

pour s'offrir à la mesure. La première phase du processus peut être décrite comme une interaction entre chaque atome du système et un rayonnement, venu de l'extérieur en quelque sorte pour éclairer chaque objet et le rendre visible. En microscopie électronique, par exemple on obtient une projection sur un plan d'une image du système par une transformation de Fourier optique sur le rayonnement diffracté.

## **I-6 Importance des semi-conducteurs amorphes**

### **I-6.1 Avantages**

Parmi les avantages des semi-conducteurs amorphes par rapport à l'état cristallin, on peut citer:

- Possibilité de les préparer et les déposer sur de grandes surfaces ; il n'y a plus la limitation de la taille du wafer (utilisation en micro-électronique).
- Possibilité de le déposer sur des surfaces non planes ou souples : intéressant à la déposition sur des substrats (ou objets) de formes ondulées, cylindriques ou sphériques (convexe ou concave).
- Facilité de fabrication et technologie à basse température (<300°C). Ainsi, le coût de revient est plus bas.
- Forte absorption de la lumière visible.
- Peu de dégradation par les rayons X.
- Bande interdite (gap) plus élevée, qui permet d'obtenir de courant inverse plus faible dans l'obscurité.

### **I-6.2 Inconvénients**

Malgré les nombreux avantages des semi-conducteurs amorphes, on peut trouver certains inconvénients tel que :

- Une grande densité de défauts dans la structure.
- Faible mobilité des porteurs libres à cause des centres de piégeages.
- Métastabilité après un éclairage prolongé de la lumière (effet Staebler-Wronski).

### I-6.3 Applications

Les multiples avantages des semi-conducteurs amorphes ont ouvert le développement de nouvelles applications principalement dans les technologies qui nécessitent de grandes surfaces (macro-électronique) ou des surfaces non planes. Nous rappelons ci-dessous certaines importantes applications:

- **La cellule solaire:** elle est utilisée le plus souvent dans des alimentations qui nécessitent de petites puissances, ce type de cellule solaire est assez répandu dans les calculatrices, les montres ou les chargeurs de batteries. De tels dispositifs sont réalisés par une structure de diode, la mise en contact de deux couches dopées provoque la création d'un champ électrique. En comparaison avec les cellules cristallines, la seule différence essentielle d'une cellule amorphe réside dans le fait que les deux zones dopées ne sont pas directement mises en contact, une couche intrinsèque est déposée entre ces deux couches. Les couches dopées amorphes sont mauvaise qualité (beaucoup de défauts), les charges créés dans ces couches ne pourront pas être collectée (car la recombinaison domine). La couche intrinsèque est donc nécessaire afin que les paires électron-trou responsable de l'effet photovoltaïque puissent être collectés [22].

- **Les applications de Xérophographie :** tant pour les photocopieuses que pour les imprimantes laser, le silicium amorphe est actuellement utilisé comme matériau photoconducteur ; il a le grand avantage d'être mécaniquement beaucoup plus résistant que ses concurrents. Dans cette application, la surface photoconductrice sert également de support au Toner, elle devra être mise en contact direct avec la feuille (lors du transfert du Toner) ; l'utilisation d'un matériau beaucoup plus résistant mécanique augmente de façon non négligeable, la durée de vie du dispositif [23].

- **Les écrans plats (technologie TFT) :** le silicium amorphe est actuellement utilisé de plus en plus dans la confection d'écrans d'ordinateur portable; la possibilité d'utiliser de grandes surfaces, ainsi que la technologie des transistors en couche mince, rend cette dernière application pratique réalisable avec le silicium amorphe [24].

## **I-7 Microscope acoustique**

La microscopie acoustique est une technique de contrôle non destructif qui utilise les ondes ultrasons dans la gamme de fréquence allant du MHz au GHz. Les ondes ultrasonores se propagent dans les matériaux optiquement opaques et leur vitesse est une fonction des propriétés élastiques du milieu. Cette technique se distingue de la micro échographie par l'utilisation d'un faisceau focalisé par une lentille sphérique, ce qui lui confère une bonne résolution latérale et longitudinale. Elle se distingue aussi par le type de signal électrique fourni au capteur et traité par la chaîne de mesures de réception [25-28]. La microscopie acoustique opère selon deux modes complémentaires, imagerie et signature acoustique.

### **I-7.1 Description de l'appareillage**

Le microscope acoustique utilise une lentille convergente, creusée dans un barreau de saphir (ligne à retard), qui permet de créer des ondes réfractées sous divers angles dont l'angle limite dit, angle de Rayleigh (figure I.6) [29]. Le faisceau acoustique réfléchi par le matériau à étudier, résulte de la superposition de l'onde qui est réémise normalement, des ondes rayonnantes de Rayleigh et de toutes les autres ondes générées sous incidence comprise entre l'incidence normale et l'incidence sous angle de Rayleigh. Ces dernières, du fait de leur angle d'incidence (sur l'interface eau/échantillon), sont réfléchies totalement, pénètrent dans le saphir, réflexions multiples ou s'atténuent rapidement. En pratique, les ondes réémises, sont l'onde spéculaire normale et les ondes rayonnantes de Rayleigh.

### **I-7.2 Fonctionnement**

Le principe de la microscopie acoustique est basé sur l'utilisation d'une lentille sphérique ou cylindrique, permettant de focaliser les ondes acoustiques. La diminution de la distance défocalisation,  $\Delta z$ , entre la lentille et la surface de l'objet, provoque des variations périodiques de la tension de sortie  $V$  aux bornes du transducteur. Ces variations dans la courbe donne  $V(z)$ , permettent d'obtenir des renseignements sur la vitesse de propagation des ondes de surface.

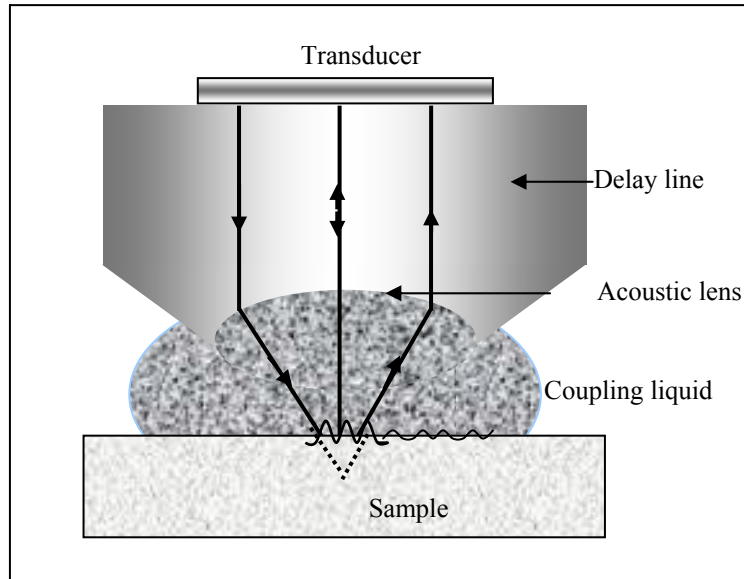


Figure I.6: Microscope acoustique à balayage en mode de réflexion [29].

### 1-7.3 Théorie de la signature acoustique

L'étude quantitative d'un matériau nécessite l'utilisation du microscope acoustique en réflexion. Le signal  $V(z)$ , à une allure pseudopériodique porte des informations sur l'échantillon analysé, quelle que soit la taille, massif ou couche mince [30-33]. La signature acoustique résulte de l'interférence de deux types d'ondes : une onde due à la réflexion spéculaire de l'onde incidente normale et une onde de surface (leaky surface wave), qui correspond au rayonnement de l'onde se propageant à la surface du matériau dans le milieu de couplage (liquide), sous l'angle de Rayleigh. Cet angle est déduit de la loi de Snell-Descartes:

$$\theta_R = \arcsin(V_{liq}/V_R) \quad (I.3)$$

$$\Delta z = \lambda_{liq} / [2(1 - \cos\theta_R)] \quad (I.4)$$

où  $\lambda_{liq}$  est la longueur d'onde des ultrasons dans le liquide de couplage et,  $\theta_R$  l'angle critique de l'onde de surface. Connaissant la fréquence d'utilisation du microscope acoustique  $f$ , la vitesse de phase de propagation des ondes dans le liquide de couplage  $V_{liq}$ , la périodicité  $\Delta z$ , des interférences, on peut déduire la vitesse de phase des ondes de Rayleigh dans le matériau examiné par la relation suivante:



$$V_R = \frac{V_{liq}}{\sqrt{1 - \left(1 - \frac{V_{liq}}{2f \Delta z}\right)^2}} \quad (I.5)$$

Cette vitesse est un paramètre intrinsèque du matériau. Elle peut être calculée pour chaque matériau en utilisant la loi de Viktorov [34].

$$V_R \approx V_T \frac{0.718 - \left[\frac{V_T}{V_L}\right]^2}{0.75 - \left[\frac{V_T}{V_L}\right]^2} \quad (I.6)$$

où  $V_L$  et  $V_T$  sont respectivement, la vitesse longitudinale et la vitesse transversale des ultrasons dans le matériau. La période de la signature acoustique, peut être déterminée, en faisant appel à des techniques de traitement de signal, tel que la transformée de Fourier rapide (FFT). La position d'un pic sur le spectre permet de déterminer, avec précision, la période spatiale  $\Delta z$ , qui nous permettent de déterminer les vitesses des différents modes en utilisant la relation (5). La figure (I.7) représente les différentes étapes pour déterminer la vitesse acoustique de différent mode. Avec  $R(\theta)$  est une fonction complexe de coefficient de réflexion, qui possède une amplitude et une phase.  $V_i(z)$ : la signature acoustique de l'échantillon,  $V_L(z)$  la réponse de la lentille, et  $V(z)$  la signature acoustique totale.

$$V_i(z) = V(z) - V_L(z) \quad (I.7)$$

#### I-7.4 Relation entre paramètres acoustiques et constants élastiques

Pour un milieu homogène et supposé isotrope, les vitesses des ondes longitudinales et transversales sont reliées aux constants élastiques par les relations suivantes :

Le module de Young est donné par :

$$E = \frac{\rho V_T^2 (3V_L^2 - 5V_T^2)}{V_L^2 - V_T^2} \quad (I.8)$$

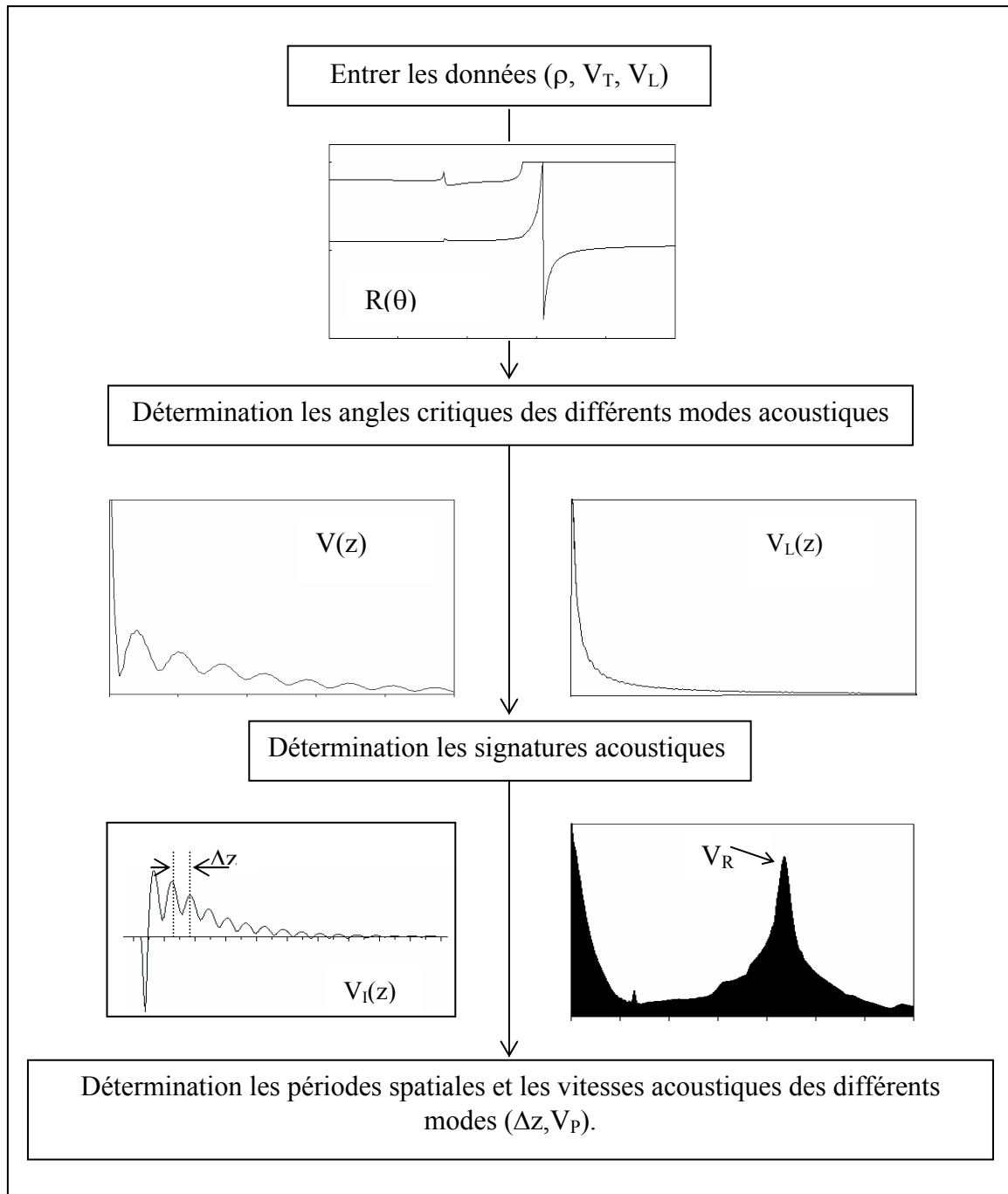


Figure I.7: Etapes de détermination de la vitesse acoustique.

Le module de cisaillement:

$$G = \rho V_T^2 \tag{I.9}$$

Le module de compressibilité:

$$B = \rho \frac{3V_L^2 - 4V_T^2}{3} \quad (\text{I.10})$$

Le coefficient de Poisson:

$$\nu = \frac{V_L^2 - 2V_T^2}{2(V_L^2 - V_T^2)} \quad (\text{I.11})$$

### I-8 Applications de la microscopie acoustique

Elles sont nombreuses et variées dans le secteur du contrôle non destructif des matériaux au sens large nécessitant une résolution du micron au millimètre environ. Selon la demande formulée, l'analyse en microscopie acoustique se fera de manière qualitative (images) ou quantitative (signature acoustique). Les moyens mis en oeuvre pour répondre aux problèmes posés seront adaptés pour une utilisation très flexible (fréquence variable, capteurs de différentes ouvertures et focales, traitement spécifique des signaux, etc.). La présentation des différentes applications sera donc effectuée en fonction du domaine d'appartenance du spécimen examiné tel que : (la microélectronique, la métallurgie, les polymères, les matériaux poreux, etc.).

### I-9 Conclusion

Dans ce chapitre; nous avons rappelé les propriétés structurales, électriques et optiques des semi-conducteurs amorphes et les applications (les cellules solaires, Transistor TFT, etc.). Nous avons également énuméré les méthodes de caractérisation structurales (rayon X, spectroscopie XAFS). Enfin, nous avons brièvement décrit la microscopie acoustique à balayage en mode de réflexion en tant que méthode de contrôle non destructive.

## **CHAPITRE II**

### *Caractérisation Acoustique du Germanium Amorphe*

## II-1 Introduction

Le domaine des semi-conducteurs amorphes est un domaine très attractif grâce à ses multiples applications à un faible coût de fabrication. Le silicium amorphe, le matériau le plus utilisé dans les cellules solaires, les micro-electroniques, etc. a été largement étudié. Cependant, moins de travaux ont été consacrés aux films de germanium amorphe hydrogéné (a-Ge:H). Ces derniers sont d'un intérêt considérable dû à leur application potentielle dans les piles solaires en couche mince et d'autres dispositifs électroniques. Le germanium amorphe, a-Ge, est caractérisé par son petit gap d'énergie d'environ 1 eV à comparer celui du silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H) qui est de l'ordre de 1,7 eV [1].

Dans ce chapitre, nous rappelons tout d'abord les propriétés structurales et électriques du germanium amorphe, ainsi que leur méthode de préparation. Ensuite, nous étudions l'influence des méthodes de préparation sur les propagations des ondes acoustiques pour le germanium amorphe (préparés par évaporation et pulvérisation), ainsi pour le germanium amorphe hydrogéné a-Ge:H (préparé par HWCVD). Enfin, nous analysons l'effet de l'épaisseur normalisée du germanium amorphe a-Ge déposé sur le silicium Si<100>.

## II-2 Propriétés du germanium amorphe

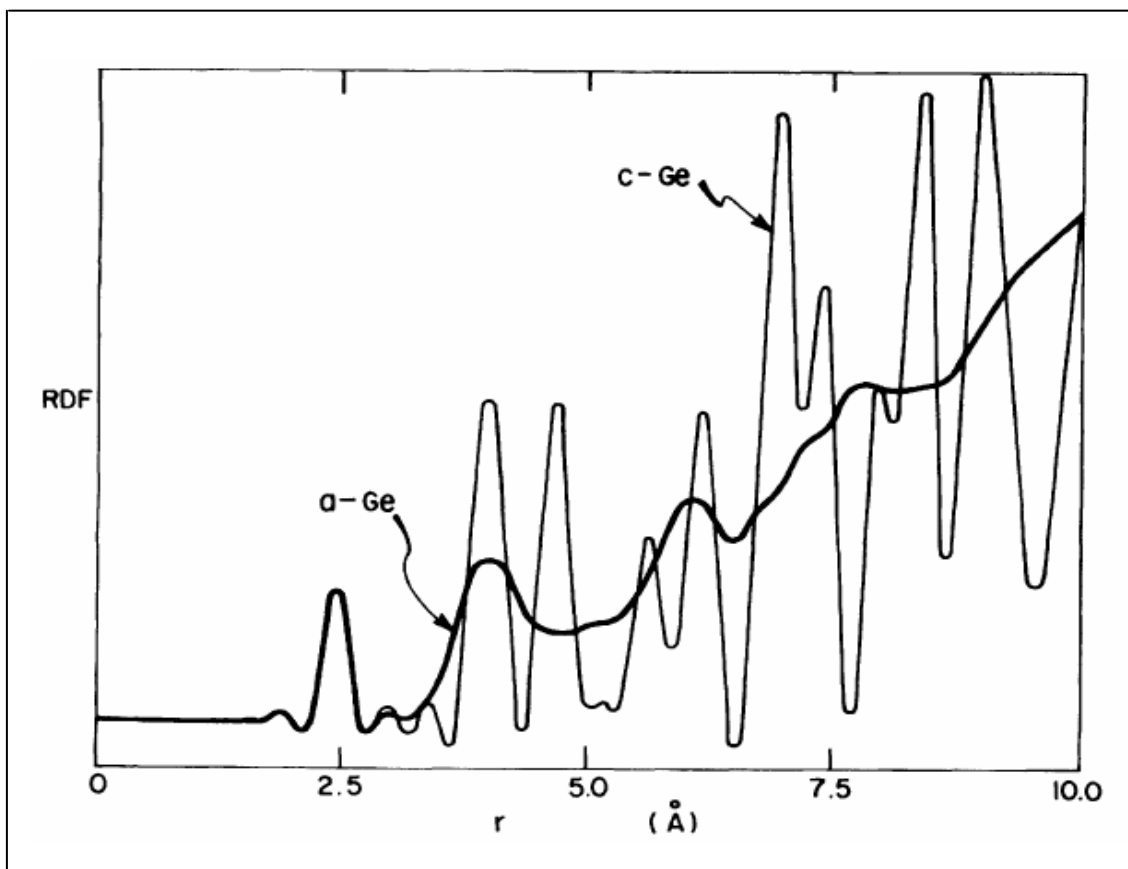
### II-2.1 Structure atomique

Le germanium amorphe est caractérisé par la disparition de l'ordre à grande distance. L'ordre à courte distance est par contre très bien conservé. Une manière simple de s'en rendre compte est de comparer les fonctions de distribution radiale [2] (illustrée par figure II.1) dans sa phase cristalline (—) et amorphe (—). Nous pouvons constater que :

- Le premier pic est pratiquement identique dans les deux cas ce qui indique, une distance de premiers voisins ainsi qu'un nombre de coordinence, très proches entre la phase cristalline et amorphe.

- La position du second pic est également identique, mais sa largeur est plus grande dans la phase amorphe. Ceci révèle une distorsion des angles de liaison de l'ordre de 10 %.

- Presque tous les pics suivants disparaissent (à cause de l'absence de l'ordre à grande distance) dans le cas amorphe où il ne subsiste que quelques oscillations de grande amplitude.



**Figure II.1 :** Fonctions de distribution radiale du germanium amorphe (a-Ge) et cristallin (c-Ge) [2].

Le caractère très covalent des liaisons qui s'établissent entre les différents atomes explique bien ces faits. Dans ce cas, une distorsion des angles, ou des distances de liaison est très coûteuse en énergie, et se produit donc rarement. L'arrangement des premiers voisins reste bien défini. Par contre, les rotations d'un groupe d'atomes autour d'une liaison ne sont gênées que par des contraintes stériques d'énergie beaucoup plus faible. Elles se produisent facilement, et engendrent une perte relative de l'arrangement cristallin dès les distances de troisièmes voisins. Comme on le voit, c'est la liaison covalente qui impose l'ordre local des semi-conducteurs amorphes [3].

## II-2.2 Propriétés électriques

Les défauts engendrés par la distorsion de la structure amorphe du germanium introduisent une influence importante sur la structure de bande électronique de ce matériau, notamment les défauts dans la bande interdite ; notons qu'à l'opposé du germanium cristallin, le germanium amorphe contient des états localisés jouant le rôle de pièges pour les porteurs de charges [4-6]. Le diagramme de bandes d'énergie du germanium amorphe [6] est représenté sur la figure (II.2); les différences principales par rapport au cas cristallin sont l'asymétrie des bandes de valence et de conduction ainsi que les états dans la bande interdite. Ces états proviennent soit du désordre dans la structure, soit des défauts non saturés (liaisons pendantes).

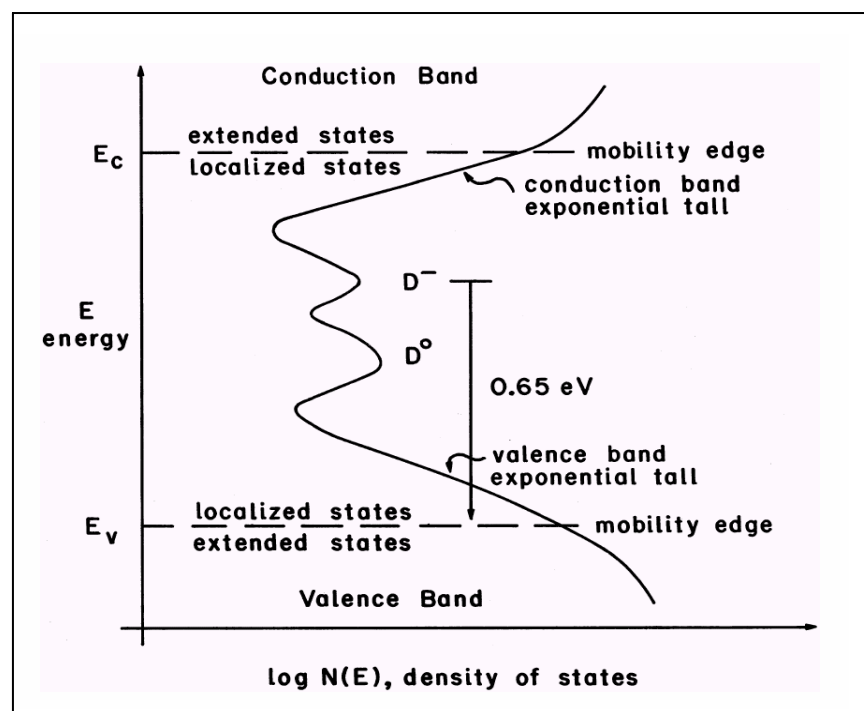


Figure II.2: Distribution de la densité d'états du a-Ge:H [6].

En général le gap est beaucoup plus large dans le germanium amorphe (entre 1.0 et 1.1eV, contre 0.66 eV pour le c-Ge), on peut le diviser en deux parties selon la cause responsable de leurs apparitions :

**a) Etats de queue de bande :**

Ces états sont causés par le désordre dans la structure, ils ont une allure exponentielle décroissante à partir des bords des bandes de valence et de conduction vers l'intérieure du gap et possèdent une distribution de la forme :

$$g(E) = N(E_i) \cdot \exp\left(-\frac{E - E_i}{KT_i}\right) \quad (\text{II.1})$$

L'indice «i » réfère à la bande de valence ou de conduction.

**b) Etats profonds :**

Ces états sont les liaisons pendantes qui sont à leur origine. Ils sont situés autour du niveau de Fermi, et peuvent jouer le rôle de centres pièges en réduisant considérablement la mobilité des porteurs de charge [5].

**c) Densité de défauts :**

Un paramètre important à observer lors de l'élaboration d'une couche de germanium amorphe est la densité de défauts dans le gap d'énergie, cette valeur donne une information sur la qualité des propriétés de la couche déposée [7].

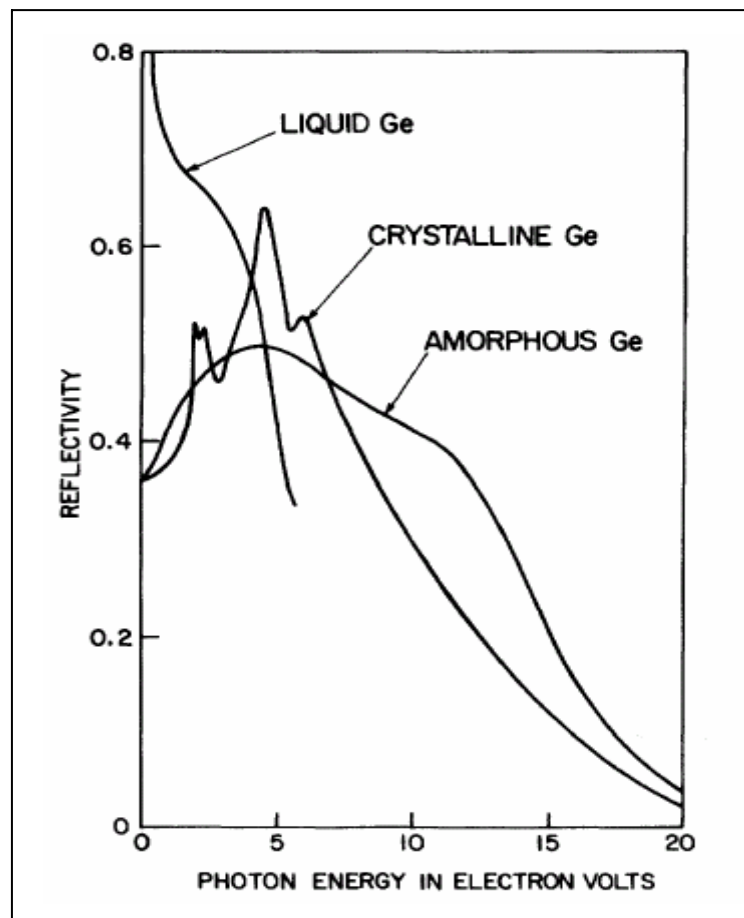
- Etats vides, donc une charge positive :  $(D^+)$ .
- Etats occupés par un seul électron, donc neutre :  $(D^0)$ .
- Etats occupés par deux électrons, donc une charge négative :  $(D^-)$ .

### II-2.3 Propriétés optiques

La réflectivité optique des trois phases de germanium (cristallin, amorphe et liquide) en fonction de l'énergie  $h\nu$  ( $T_{auc}$  [8]) sont représentés dans la figure (II.3) sur un grand intervalle du spectre jusqu'à l'ultraviolet, c'est-à-dire les régions du spectre liées aux excitations électroniques. La courbe du germanium liquide est étroite dans les basses fréquences; on remarque qu'à très faible énergie la réflectivité devient égale à l'unité.



Cependant, pour le germanium amorphe et cristallin, qui  $R(0)$  devient 0.36 avec un l'indice de réfraction d'environ de 4.0. Ces valeurs sont typiques de matériaux transparents. Ainsi, le germanium amorphe et cristallin, qui est transparents dans l'infrarouge, possède un coefficient d'extinction  $k$  qui est petit. Leur comportement optique à grande longueur d'onde reflète le fait que le cristal de germanium et le verre de germanium sont des semi-conducteurs. Ainsi, le germanium liquide est caractérisé par des propriétés métalliques pour de grandes longueurs d'onde. Ainsi, le germanium liquide est un métal [2].



*Figure II.3: Spectre fondamental de réflexion (régime électron-excitation) pour germanium cristallin, amorphe et liquide [2].*

#### II-2.4 Rôle de l'hydrogène

Dans le cas du germanium, on est parvenu à l'obtention d'un matériau amorphe à faible densité de défauts. Ce rôle peut être grossièrement compris en constatant que l'hydrogène forme avec le germanium des liaisons covalentes fortement énergétiques. De plus, sa faible taille lui permet de venir saturer les liaisons pendantes sans créer de déformations importantes du réseau du germanium [4]. On explique ainsi la disparition d'un certain nombre d'états dans

le gap (ceux dus aux liaisons pendantes) par le rejet dans les bandes ( $B_C$  et  $B_V$ ) des états liants et anti-liants de cette liaison. Il apparaît ainsi que seuls l'hydrogène et le fluor rendent le germanium amorphe suffisamment intrinsèque pour envisager le dopage. Ce pas fut franchi lorsque l'équipe de Spear [3] réussit à doper du germanium amorphe hydrogéné. Dans ce cas, la condition nécessaire à l'obtention d'un bon matériau est l'existence d'une faible densité d'états localisés ( $<10^{17} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$ ) dans le gap de la mobilité. Ainsi, l'hydrogène dans le germanium ouvre des nouvelles perspectives pour l'obtention des dispositifs électroniques tels que les diodes Schottky, les jonctions PN, les transistors à effet de champ, etc. Ces avantages s'ajoutent à ceux de l'amorphe en général c'est-à-dire la possibilité de déposer sur de grandes surfaces. Le pourcentage de l'hydrogène pour qu'on puisse doper efficacement ce matériau dopant est de 10 %, soit un seul atome d'hydrogène sur cent qui est électriquement efficace.

### II-2.5 Dopage du germanium amorphe

Le dopage d'un matériau consiste à introduire dans sa matrice des atomes d'un autre matériau. Ces atomes vont se substituer à certains atomes initiaux et ainsi introduire davantage d'électrons ou de trous. Les atomes de matériau dopant sont également appelés des impuretés, et sont en phase diluée, leur concentration reste négligeable devant celle des atomes du matériau initial. Dans le domaine des semi-conducteurs, un dopant est une impureté ajoutée en petites quantités contrôlées à une substance pure afin de modifier ses propriétés de conductivité. Mais pour le semi-conducteur amorphe pur, la densité de dopant est souvent inférieure à la densité de défauts profonds. La présence de l'hydrogène dans les solides amorphes réduit la densité de défauts profonds et permet le processus de dopage. Les propriétés des semi-conducteurs sont en grande partie régies par la qualité de porteurs de charge qu'ils contiennent. Ces porteurs sont les électrons ou les trous.

Les atomes utilisés pour doper le germanium amorphe hydrogéné (de type p) sont des éléments de la colonne III du tableau périodique tel que le bore (B) [9], l'aluminium, le gallium et l'indium [10]. Dans ce cas, le niveau de Fermi est proche de la bande de valence du germanium amorphe hydrogéné a-Ge:H. Pour le type n, les atomes utilisés sont des éléments de la colonne V du tableau périodique tel que le phosphore. Le niveau de Fermi dans le germanium amorphe hydrogéné a-Ge:H de type n est décalé au milieu de bande interdite vers le bord de la bande de conduction.

## II-3 Méthodes de préparation

Les couches minces des semi-conducteurs amorphes sont très importantes dans une grande variété d'applications telles que : transistors en couche mince, photorécepteurs, cellules solaires, dispositifs de formation d'image, etc. La fiabilité de tels dispositifs dépend non seulement de la qualité des propriétés optiques et électroniques de ces films, mais également de leur stabilité, d'adhérence et de l'assortiment thermomécanique entre différents films. Une partie de ce comportement dépend de l'effort, du coefficient de dilatation thermique et des modules élastiques des films. Plusieurs méthodes d'élaboration sont actuellement en cours de développement dans les laboratoires à travers le monde. Parmi les méthodes utilisant la phase vapeur pour obtenir des couches minces, nous résumons (i) décharge lumineuse (ii) déposition en phase vapeur sur fil chaud (HWCVD), (iii) dépôt par évaporation à Canon d'électron et (iv) pulvérisation cathodique.

### II-3.1 Décharge lumineuse

Actuellement, la déposition en phase vapeur assistée par plasma (*PECVD : Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition*) est la méthode la plus largement utilisée pour déposer les couches minces [11]. Le principe de fonctionnement est la décomposition d'un gaz réactif, le germane  $\text{GeH}_4$  fortement dilué d'hydrogène, par un plasma créé par un champ électrique de fréquence élevée 13.6 MHz, la température de substrat s'étend de 100 à 300 °C (la majorité des films sont déposés à 200 °C). La décharge ainsi créée conduit à l'éclatement des molécules de germane en espèces ioniques qui se déposent sur les substrats.

Par rapport à la pulvérisation cathodique (§ II-3.4), la suppression de la cible permet de réaliser des réacteurs de dépôt de formes et de géométries capacitives ou inductives. L'absence de tension accélératrice élevée simplifie la mise en oeuvre. Le dopage est réalisé par l'introduction dans le plasma de gaz  $\text{PH}_3$  ou  $\text{B}_2\text{H}_6$  pour obtenir respectivement le type n ou le type p. Cette méthode ne permet pas la réalisation directe du germanium amorphe sans hydrogène (a-Ge).

### II-3.2 Dépôt en phase vapeur sur fil chaud (HWCVD)

La technique du dépôt en phase vapeur sur fil chaud (*HWCVD : Hot Wire Chemical Vapour Deposition*) est basée sur la décomposition de germane,  $\text{GeH}_4$  sur une surface chaude catalytique [12]. Le filament de tantale est employé comme catalyseur, avec une température de 1400 °C. Le gaz du germane est dissocié en atomes de germanium et d'hydrogène sur la surface de tantale. Le germanium se dépose, à une température de 160 °C, sur la surface du substrat (généralement en silicium). Le film de germanium amorphe hydrogène est non dilué, car le pourcentage d'hydrogène est de l'ordre de 3.5 %.

Les avantages de la technique de fil chaud par rapport celle du PECVD sont:

- taux de dépôt plus élevé.
- coût d'équipement moins cher, car aucun générateur RF n'est utilisée.
- absence des ions qui pourrait créer des défauts.
- meilleures propriétés structurale et électronique.
- possibilité de déposer les couches de silicium amorphe hydrogéné avec une basse densité de défaut et un contenu d'hydrogène, très faible, en dessous de 0.07 at.% [13].

### II-3.3 Dépôt par évaporation a Canon d'électron

L'évaporation est une ancienne technique pour préparer des films minces [14]. Elle s'effectue par l'évaporation de germanium (haute pureté de 99.999 %) déposé sur un creuset et en chauffant à une température supérieure à sa température de fusion, à ce moment la pression de vapeur saturante est sensiblement supérieure à celui résiduelle dans l'enceinte. L'évaporation se fait par bombardement des électrons sur la cible. Des atomes du germanium s'échappent alors et vont se déposer sur la surface du substrat (silicium). Dans ce cas, il y a un changement d'énergie entre l'atome (Ge) et la surface de substrat, donc les atomes condensent sur la surface. La pression dans l'enceinte est de l'ordre de  $10^{-6}$  Torr. La position de substrat est en face du creuset (face à face) pour permettre de plus grand nombre des atomes de germanium à arriver au substrat. Cette technique permet de préparer du germanium amorphe hydrogéné ou sans hydrogène. L'hydrogène actif peut être produit par la dissociation thermique d'hydrogène moléculaire dans un tube de tungstène de chauffage à 2400 °C.

### II-3.4 Pulvérisation cathodique

Le principe de la pulvérisation cathodique est d'arracher les atomes d'une cible de germanium par bombardement sous vide [15, 16]. Les atomes libérés ont une trajectoire rectiligne et viennent se déposer sur les surfaces qu'ils rencontrent. La meilleure efficacité de dépôt est obtenue lorsque la cible et le substrat sont disposés face à face. Deux électrodes, enveloppant respectivement la cible et le substrat, sont soumises à un champ électrique élevé et entretiennent ainsi un plasma de gaz rare (l'argon). Les ions du plasma sont accélérés vers la cible qu'ils bombardent. L'efficacité du système peut être augmentée en disposant des aimants à l'arrière de la cible. Le champ magnétique ainsi créé, en piégeant les électrons, facilite l'ionisation des atomes du plasma, donc l'efficacité du bombardement de la cible. L'obtention d'un matériau hydrogéné se fait en ajoutant de l'hydrogène dans le gaz rare du plasma. Lors du bombardement de la cible, il se forme des groupements  $\text{Ge}_{1-x}\text{H}_x$  (avec  $x$  de 1 à 3) qui se déposent ensuite sur le substrat. Le dopage s'effectue de la même façon lors de la fabrication de la couche en introduisant dans le plasma du diborane ( $\text{B}_2\text{H}_6$ ) pour un dopage p et de la phosphine ( $\text{PH}_3$ ) pour un dopage n. Un contrôle rigoureux du plasma, ainsi que du bombardement de la cible est nécessaire pour l'obtention d'un matériau présentant de bonnes caractéristiques électroniques.

## II-4 Effets des méthodes de préparation sur les vitesses acoustiques

Notre étude consiste à l'étude de l'influence des méthodes de préparation (HWCVD, évaporation et pulvérisation) sur les vitesses de propagation des ondes acoustiques, et sur les angles critiques correspond à l'excitation de différents modes.

### II-4.1 Détermination des vitesses acoustiques

Très peu de travaux ont été publiés sur les valeurs des vitesses acoustiques du germanium amorphe; seules les vitesses transversales [17] ont été reportées pour certaines méthodes de préparation (Tableau II.1). Afin de calculer les vitesses longitudinales, nous avons suivi plusieurs étapes (Calcul des vitesses de Ge cristallin, comparaison a-Ge/c-Ge et détermination des vitesses du Ge amorphe).

**a) Calcul des vitesses du c- Ge.**

Les vitesses acoustiques du germanium cristallin ont été calculées à partir des valeurs des modules de cisaillement et compressibilité volumique ( $G=54.8$  GPa et  $B=75$  GPa [18]) via les relations suivantes:

$$V_T = \sqrt{\frac{G}{\rho}} \quad (\text{II.2})$$

$$V_L = \sqrt{\frac{1}{\rho} \left[ B + \frac{4G}{3} \right]} \quad (\text{II.3})$$

**b) Comparaison a-Ge/c-Ge**

Pour chaque méthode de préparation, nous avons calculé le rapport de la vitesse transversale du a-Ge et du c-Ge, soit :

$$P = (V_T)_{a-Ge} / (V_T)_{c-Ge} \quad (\text{II.4})$$

**c) Détermination des vitesses du a-Ge**

Nous avons considéré que le rapport des vitesses P reste constant, pour chaque méthode de préparation, quelque soit le mode de propagation (longitudinal, Rayleigh, etc.), soit :

$$P = (V_T)_{a-Ge} / (V_T)_{c-Ge} = (V_L)_{a-Ge} / (V_L)_{c-Ge} \quad (\text{II.5})$$

Les résultats ainsi calculés (étapes a, b et c) sont regroupés sur le tableau (II.1).

**Tableau II.1:** Vitesses acoustiques de germanium amorphe pour différentes méthodes de préparation.

Méthode de préparation	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	Réf	$V_T$ (m/s)	Réf	P	$V_L$ (m/s)
HWCVD	4.7	[17]	2900	[17]	90.3	4761
Evaporation	4.7	[17]	2600	[17]	81.0	4271
Pulvérisation	4.7	[17]	1900	[17]	59.2	3122
Etalonnage (c-Ge)	5.323	[18]	3209		100	5273

### II-4.2 Conditions de simulation

Notre étude est basée sur l'investigation des paramètres acoustiques du germanium amorphe par le microscope acoustique à balayage (*SAM : Scanning Acoustic Microscope*) en mode de réflexion. Les calculs de différents paramètres acoustiques (angles critiques d'excitation de différents modes, leurs vitesses acoustiques) ont été effectués dans notre laboratoire de semi-conducteur, par un programme de simulation de langage C++.

Nous adoptons les conditions conventionnelles d'opération d'un SAM (liquide de couplage, fréquence et l'ouverture de la lentille) suivantes :

- demi angle d'ouverture de la lentille est  $50^\circ$ , pour détecter la majorité des modes acoustiques.
- fréquence de travail est 142 MHz.
- liquide de couplage est le fréon ( $\rho = 1.57 \text{ g/cm}^3$ ,  $V_L = 716 \text{ m/s}$ ) [19].

Le liquide de couplage (fréon) a été choisi du fait que l'eau n'a pas permis la détection du mode de Rayleigh.

### II-4.3 Détermination du $R(\theta)$

Le coefficient de réflexion est une fonction complexe qui admet une amplitude et une phase, avec une réflexion totale à  $|R(\theta)| = 1$ . La fonction de coefficient de réflexion donne par la relation :

$$R(\theta) = (Z_{\text{Sol.}} - Z_{\text{Liq.}}) / (Z_{\text{Sol.}} + Z_{\text{Liq.}}) \quad (\text{II. 6})$$

où  $Z_{\text{sol.}}$ ,  $Z_{\text{liq.}}$  sont les impédances acoustiques respectivement du solide et du liquide.

La formule de l'impédance est donnée par :

$$Z_i = \rho V_i / \cos \theta_i \quad (\text{II. 7})$$

où  $V$  est la vitesse de propagation de l'onde dans ce milieu et  $\theta$  l'angle d'excitation pour le mode longitudinal et transversal, pour le liquide est un d'angle d'incidence. L'indice  $i$  représente le mode transversale ( $Z_T$ ), longitudinal ( $Z_L$ ) ou celui du liquide ( $Z_{\text{Liq.}}$ ). Ainsi, en incidence normale, on obtient :

$$Z = \rho V \quad (\text{II.8})$$

L'impédance acoustique du solide est donnée par :

$$Z_{\text{Sol.}} = Z_L \cos^2 2\theta_T + Z_T \cos^2 2\theta_T \quad (\text{II. 9})$$

où  $\theta_T$  est un l'angle d'excitation de mode longitudinal.

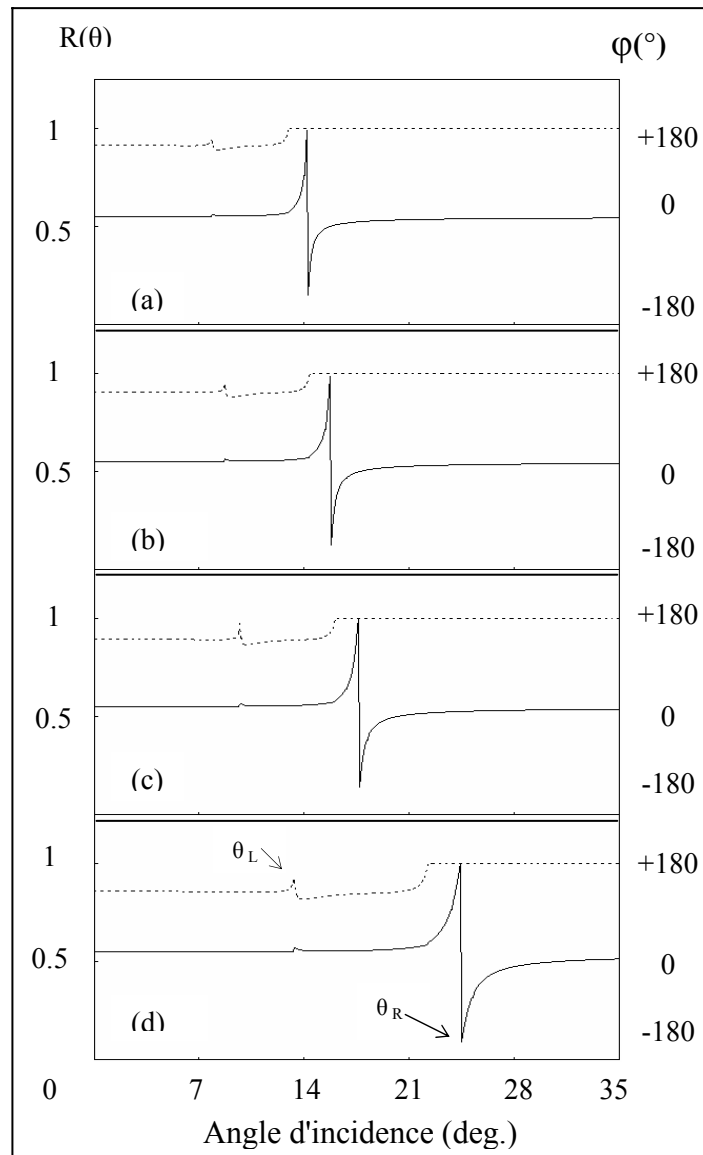
La figure (II.4) regroupe les courbes du coefficients de réflexion calculées pour les structures : (a) fréon/c-Ge, (b) fréon/a-Ge(préparé par HWCVD), (c) fréon/a-Ge(éaporé) et (d) fréon/a-Ge(pulvérisé). Le module (- - -) est porté sur l'axe gauche des ordonnées et la phase (—) sur l'axe droit. Cette figure montre qu'il existe un changement aussi bien dans l'amplitude que dans la phase au niveau des deux angles critiques longitudinale et celui de Rayleigh. Les valeurs des angles critiques regroupées dans le tableau (II.2), correspondent à l'excitation des différents modes existants.

**Tableau II.2:** Angles critiques d'excitations des différents modes acoustiques.

Méthode de préparation	$\theta_L$ (°)	$\theta_T$ (°)	$\theta_R$ (°)
HWCVD	8.6	14.3	15.8
Evaporation	9.7	16.0	17.6
Pulvérisation	13.2	22.1	24.5
Etalonnage (c-Ge)	7.8	12.9	14.2

On constate que tous les modes sont générés à des angles inférieurs à 25°, ces angles dépendent fortement des conditions de simulation (surtout le liquide de couplage). Le degré de changement en phase et en amplitude, au voisinage de ces angles, indique l'importance et l'efficacité de génération de ce mode excité. Donc, il est clair que le mode de Rayleigh, qui montre un grand déphasage de  $2\pi$ , est beaucoup plus important. Par conséquent, il domine tous les autres modes qui pourraient co-exister.





**Figure II.4:** Coefficient de réflexion de structure fréon/Ge  
 a) germanium cristallin, b) a-Ge préparé par HWCVD  
 c) a-Ge évaporé et d) a-Ge pulvérisé.

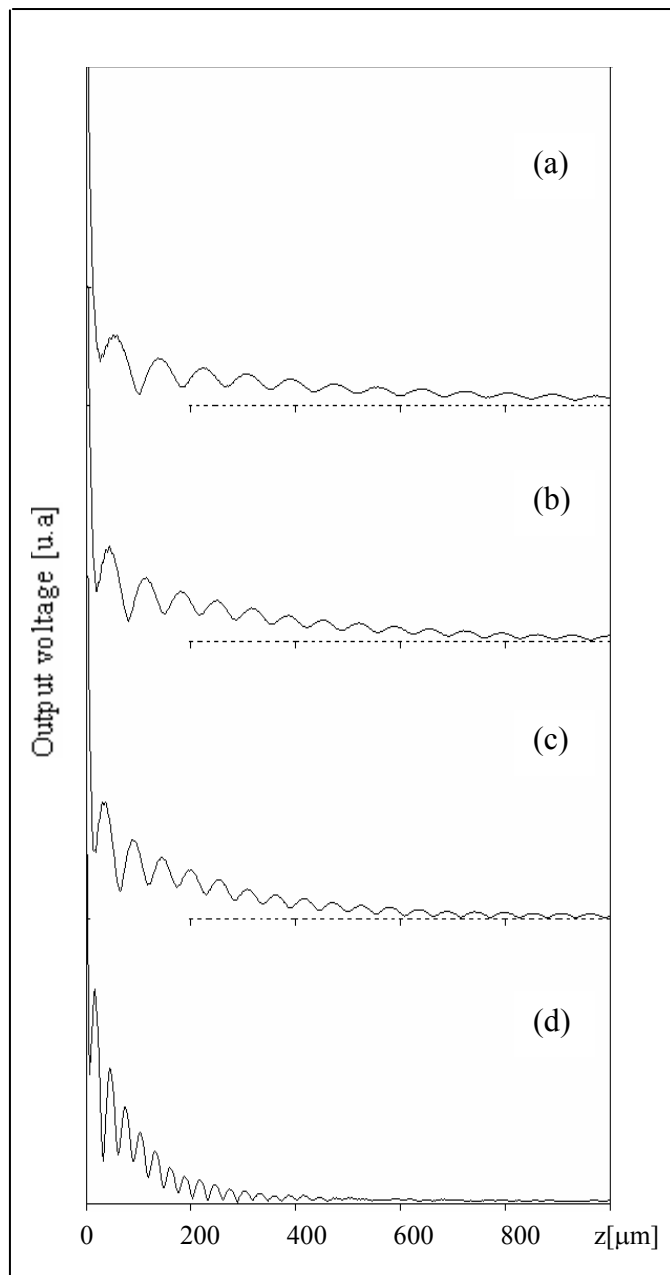
#### II-4.4 Détermination du $V(z)$

La signature acoustique représente le signal de sortie qui varie avec la distance,  $z$ , entre la lentille et l'échantillon. Au cours de ce déplacement, le signal réémis vers le capteur est le résultat d'interférences entre différents modes de surface. Sa variation avec  $z$  est pseudopériodique et amortie. La courbe de la signature acoustique peut être obtenue, expérimentalement, en enregistrant la variation d'amplitude du signal en fonction du déplacement  $z$  de la lentille vers l'échantillon. Cette courbe est également exprimée analytiquement par le modèle de spectre angulaire [Sheppard & Wilson] [20].

$$V(z) = \int P^2(\theta) R(\theta) e^{i2kz \cos \theta} \sin \theta \cos \theta d\theta \quad (\text{II. 10})$$

où  $P(\theta)$  est la fonction pupille de la lentille acoustique et  $k$  le vecteur d'onde.

La figure (II.5) représente les signatures acoustiques calculées pour du germanium cristallin (a) et du germanium amorphe préparé par HWCVD (b), a-Ge évaporé (c) et a-Ge pulvérisé (d).



**Figure II.5:** Signatures acoustiques des structures fréon/Ge.  
a) germanium cristallin, b) a-Ge préparé par HWCVD.  
c) a-Ge évaporé et d) a-Ge pulvérisé.

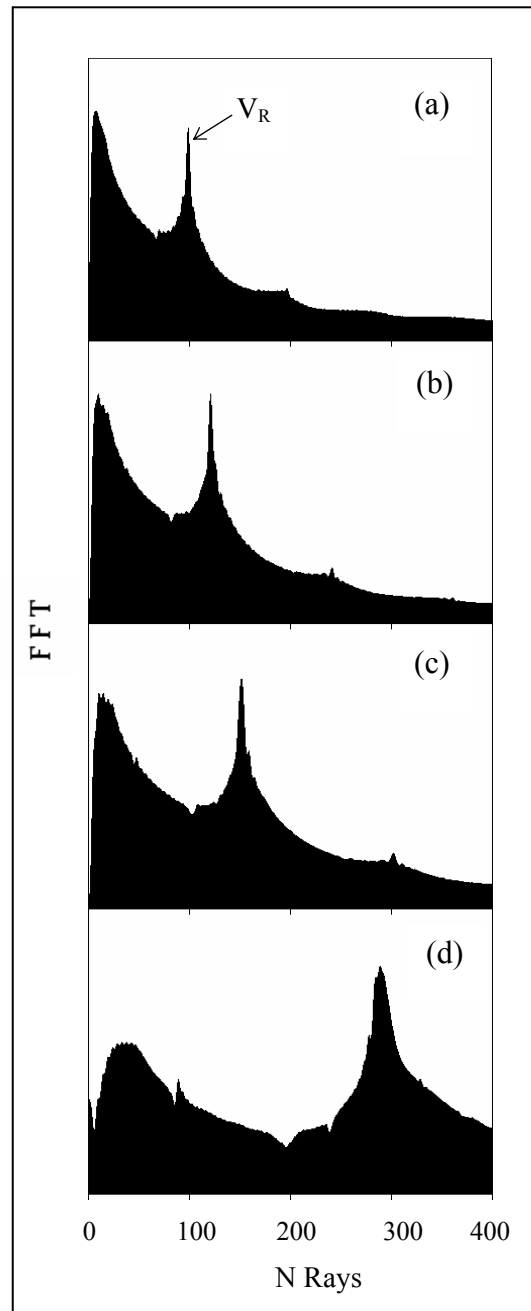
Ces courbes présentent un comportement oscillatoire similaire dû aux interférences constructives et destructives entre les modes de propagation. Cependant, une analyse plus rigoureuse montre l'existence de certaines différences entre ces  $V(z)$  aussi bien en amplitude qu'en période :

- En amplitude : la courbe représentant le germanium amorphe préparé par pulvérisation s'atténue rapidement que celle du a-Ge (évaporé), et a-Ge (préparé par HWCVD). Ainsi, l'absorption des ondes de surface est plus importante dans le germanium amorphe préparé par pulvérisation que celui élaboré par les autres méthodes.
- En période : un léger décalage des maxima successifs (minima successifs) est observable entre les courbes. Ces variations seront mieux perçues par une analyse spectrale.

#### II-4.5 Analyse spectrale par FFT

L'analyse spectrale des courbes  $V(z)$ , via la transformé de Fourier rapide (*FFT : Fast Fourier Transform*) fournit la période spatiale des pseudo oscillations, à partir de laquelle on peut déterminer les vitesses de différentes modes par la relation (I.5). La figure (II.6) montre les spectres du FFT des courbes de  $V(z)$  de la figue (II.5) le germanium cristallin (a) et du germanium amorphe préparé par HWCVD (b), a-Ge évaporé (c) et a-Ge pulvérisé (d). On remarque l'existence d'un pic principal représentant le mode de Rayleigh. Cependant, l'efficacité de ce mode; représenté par sa hauteur [21]; est plus importante pour le germanium amorphe préparé par HWCVD que pour les autres méthodes; elle est augmentée de 8.3 % par rapport germanium cristallin (étalon) et respectivement de 7.5 %, 6.2 % pour le germanium amorphe préparé par évaporation et par pulvérisation. De plus, on observe également un petit décalage pour la raie principale en raison de différence entre les vitesses de propagation. Pour le mode de Rayleigh, qui est le plus dominant, on a pu déterminer les périodes spatiales suivantes : 67.5  $\mu\text{m}$  pour a-Ge (préparé par HWCVD), 54.2  $\mu\text{m}$  pour du a-Ge (évaporé), et 28.7  $\mu\text{m}$  pour du a-Ge (pulvérisé). Par utilisation de la relation (I.5), nous avons déterminé les vitesses correspondantes de Rayleigh, soit : 2926 m/s, 2649 m/s, 2376 m/s et 1749 m/s, respectivement pour le germanium cristallin, germanium amorphe (préparé par HWCVD), germanium amorphe (évaporé) et germanium amorphe (pulvérisé). Ainsi, le décalage des vitesses (par rapport au germanium cristallin) a été évalué à 277 m/s, 550 m/s et 1177 m/s, respectivement pour a-Ge (préparé par HWCVD), a-Ge évaporé et a-Ge pulvérisé. Ce

phénomène peut être expliqué par le micro-vide au cours de la préparation, en accord avec Cox-Smith et al. [22].



**Figure II.6:** Analyse spectrale FFT des signatures acoustiques des structures fréon/Ge.  
a) germanium cristallin, b) a-Ge préparé par HWCVD.  
c) a-Ge évaporé et d) a-Ge pulvérisé.

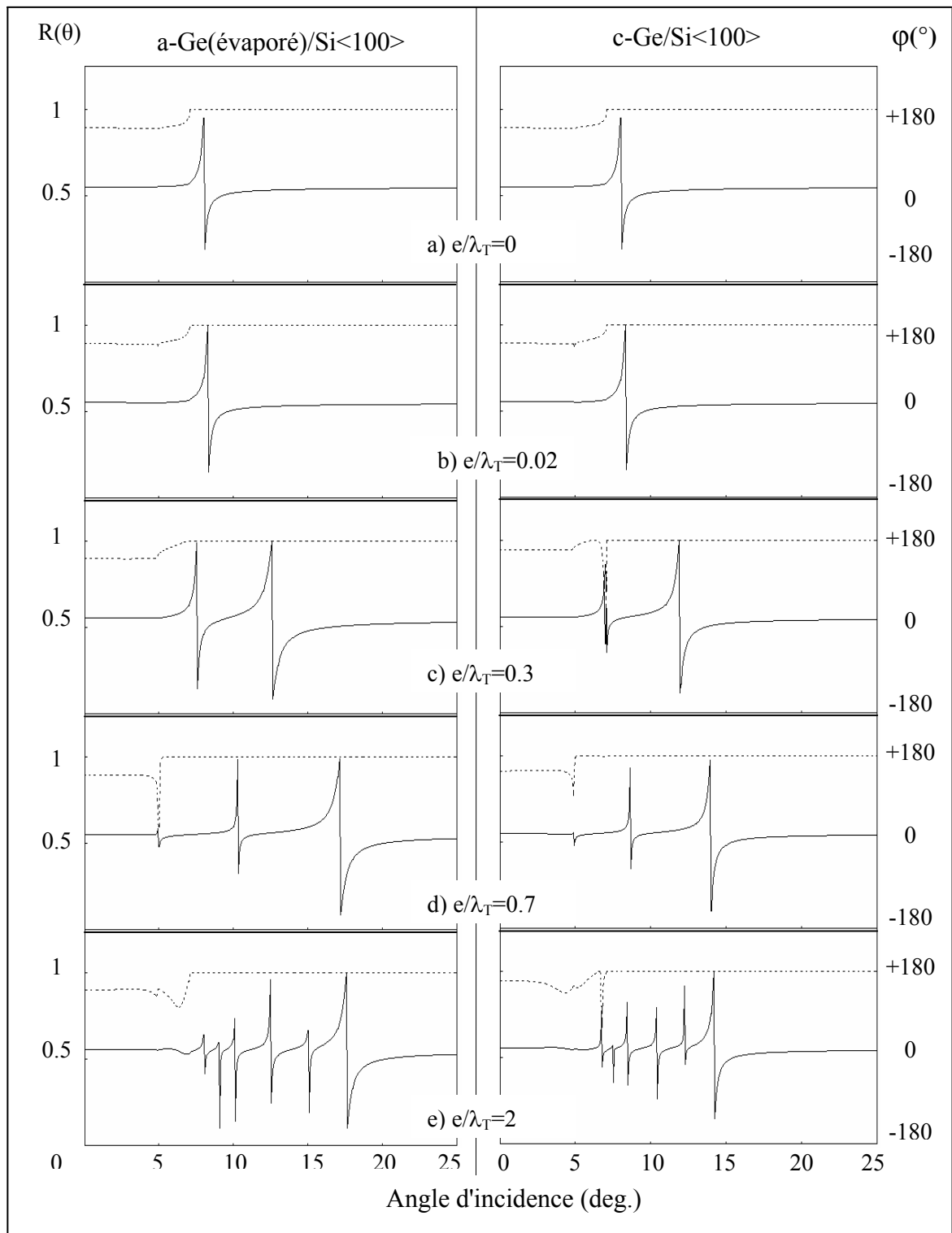
## II-5 Effets de l'épaisseur du a-Ge déposé sur Si<100>

La croissance des couches minces sur le substrat est un domaine très important dans la technologie de nos jours, puisque la plupart des composants sont faits par la déposition sur le substrat [23-26]. Le comportement élastique de couche et du substrat est devenu un domaine de recherche très attractif. La dispersion des vitesses des ondes acoustiques avec l'épaisseur de la couche est adoptée dans ce travail pour étudier les effets d'épaisseurs sur les propriétés élastiques de la structure du a-Ge (préparé par différentes méthodes) déposé sur un substrat en Si<100>.

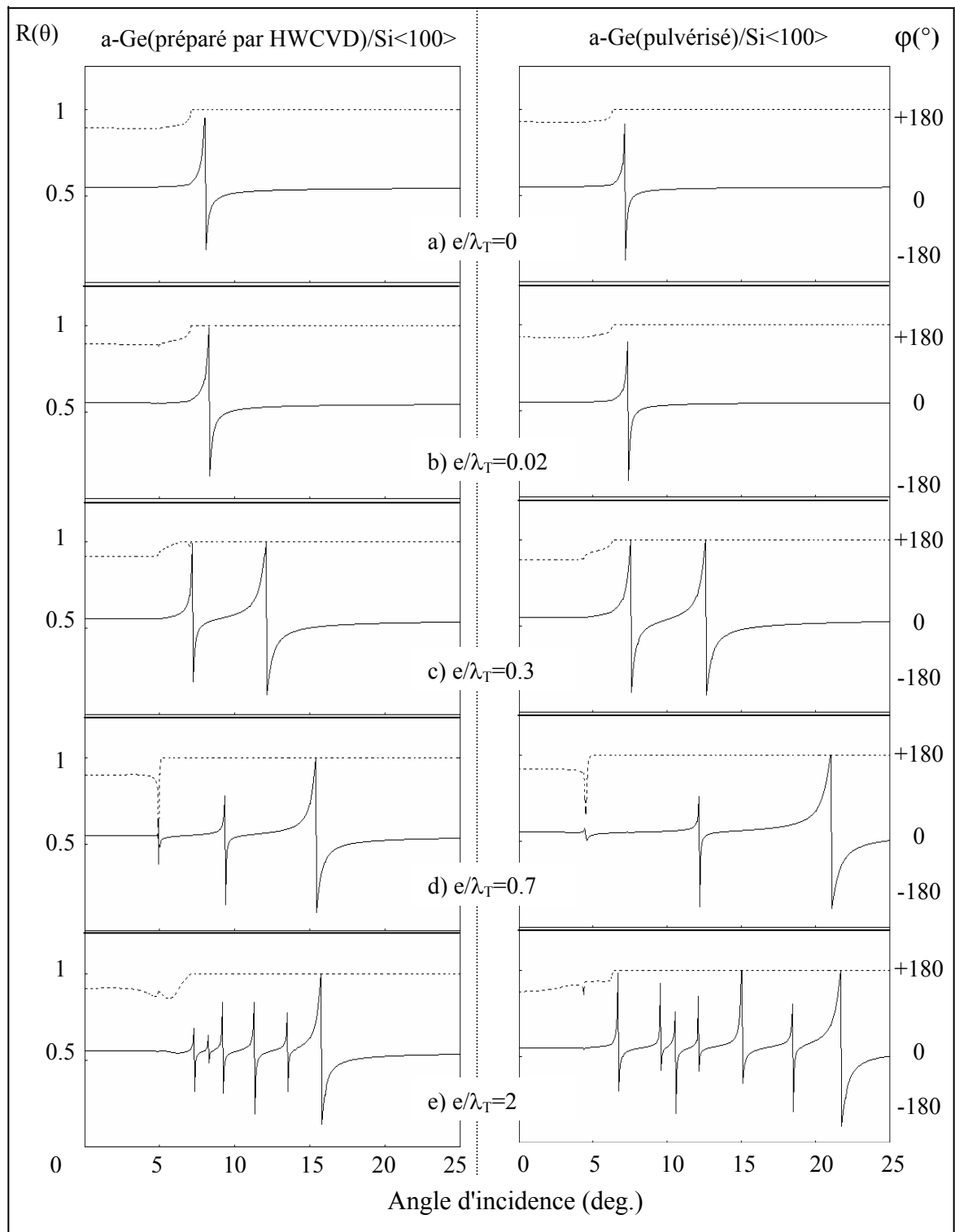
### II-5.1 Effets de l'épaisseur sur $R(\theta)$

Les coefficients de réflexion, module (---) et la phase (—), en fonction de l'angle incidence  $\theta$  obtenus à 142 MHz sont regroupés sur les figures (II.7) et (II.8). Plusieurs épaisseurs,  $e$ , typiques de la couche sont représentées soit :  $(e/\lambda_T) = 0.02$  (courbe b), 0.3 (courbe c), 0.7 (courbe d) et 2 (courbe e) avec  $\lambda_T$  qui présente la longueur d'onde transversale de la couche pour normaliser l'épaisseur. Ces paramètres ont été utilisés pour a-Ge (évaporé)/Si<100> et c-Ge /Si<100> (fig. II.7) ainsi que pour les structures a-Ge (préparé par HWCVD)/Si<100> et a-Ge (pulvérisé)/Si<100> (fig. II.8). La condition  $(e/\lambda_T) = 0.0$  représente  $R(\theta)$  du substrat nu (courbe a) dans tous les cas.

Il est clair que la courbe (a) dans tous les cas est la même du fait qu'elle représente le même substrat Si<100>. Cependant, on note qu'au fur et à mesure que l'épaisseur de la couche augmente, l'angle critique correspondant à l'excitation du mode de Rayleigh se déplace vers les grands angles d'incidence. De plus, on constate l'apparition de plusieurs autres fluctuations (courbe d et e) indicatives de la génération de nouveaux modes de propagation caractéristiques de la structure.



**Figure II.7:** Coefficients de réflexion obtenus à 142 MHz pour  $\text{Si}\langle 100 \rangle$  nu (a) et différentes épaisseurs du Ge (b, c, d et e).



**Figure II.8:** Coefficients de réflexion obtenus à 142 MHz pour  $\text{Si}\langle 100 \rangle$  nu (a) et différentes épaisseurs du Ge (b, c, d et e).

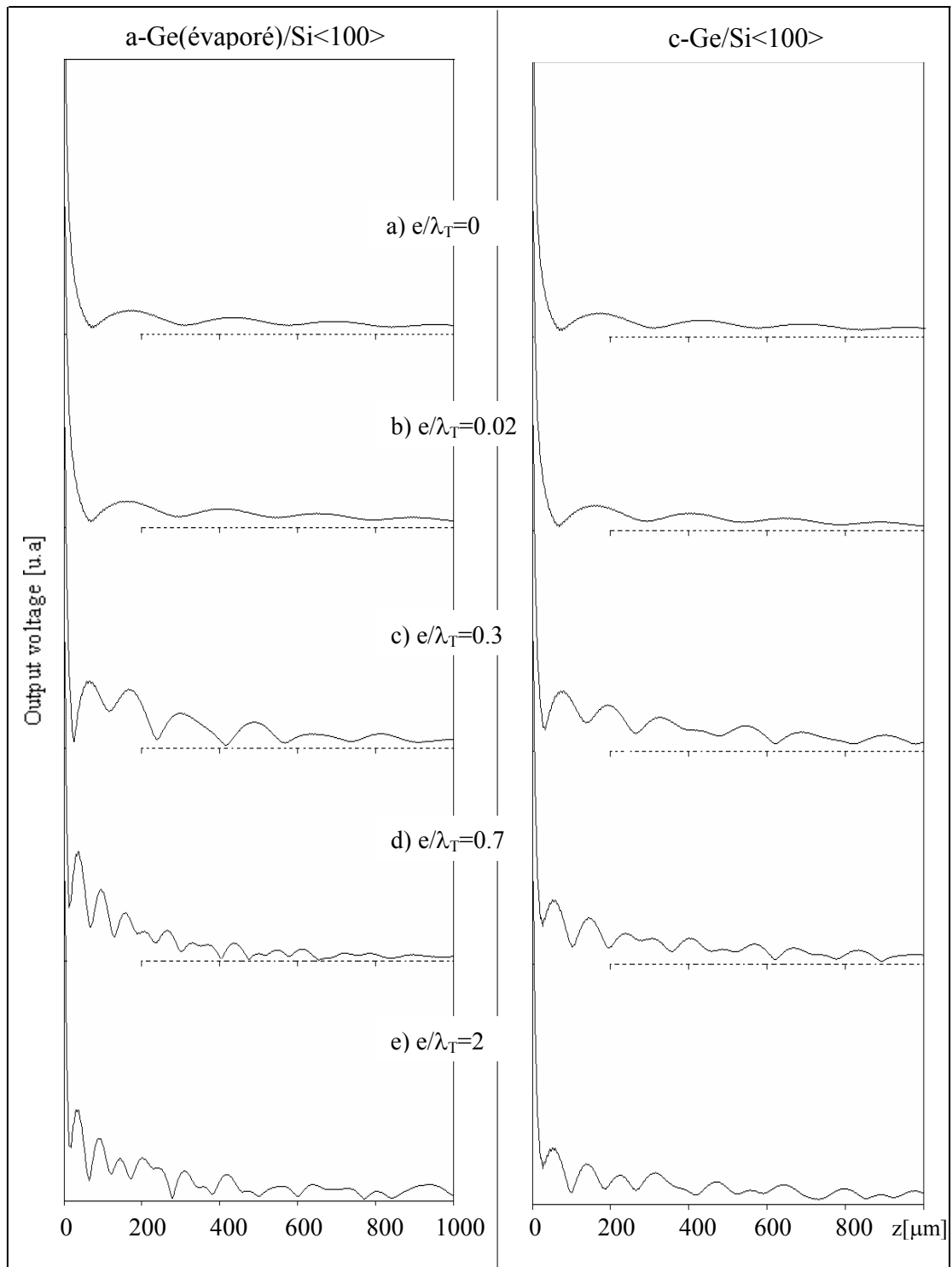
### II-5.2 Effets de l'épaisseur sur $V(z)$

Les signatures acoustiques ont été calculées sous les mêmes conditions que précédemment (§ II-4.2). Les résultats, ainsi trouvés sont regroupés sur les figures (II.9) et (II.10). Plusieurs épaisseurs,  $e$ , typiques de la couche sont représentées soit :  $(e/\lambda_T) = 0.02$  (courbe b), 0.3 (courbe c), 0.7 (courbe d) et 2 (courbe e). Ces paramètres ont été utilisés pour a-Ge (évacué)/Si<100> et c-Ge/Si<100> (fig. II.9) ainsi que pour les structures a-Ge (préparé par HWCVD)/Si<100> et a-Ge (pulvérisé)/Si<100> (fig. II.10). La condition  $(e/\lambda_T) = 0.0$  représente  $V(z)$  du substrat nu (courbe a) dans tous les cas.

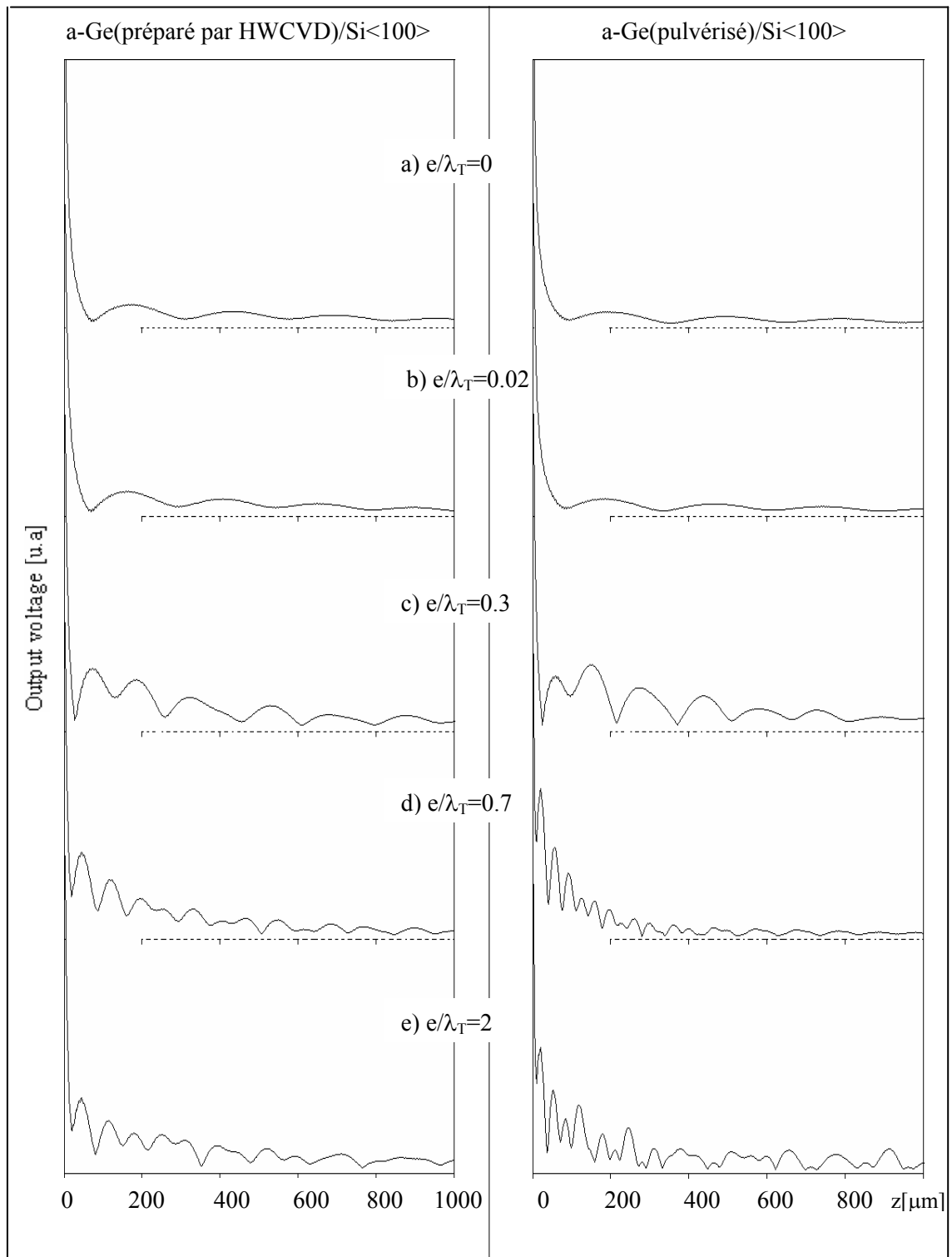
Les courbes des signatures acoustiques ont montré des variations en périodes spatiales pour chaque épaisseur normalisée,  $e/\lambda_T$ , pour toutes les structures. On note qu'à l'épaisseur nulle,  $e/\lambda_T = 0$ , (courbe a) une oscillation périodique présentant la signature de substrat Si<100> est obtenue pour tous les cas. Lorsque l'épaisseur augmente (courbes b, c, d et e) le nombre des oscillations augmente également jusqu'à la disparition du comportement harmonique. De plus, l'augmentation de l'épaisseur entraîne l'apparition d'autres modes. Ces remarques sont valables pour toutes les structures étudiées.

La quantification des ces changements dans l'allure des courbes de  $V(z)$  a été effectuée par leur analyse spectrale via la transformée de Fourier rapide.





**Figure II.9:** Signatures acoustiques obtenues à 142 MHz pour Si<100> nu (a) et différentes épaisseurs du Ge (b, c, d et e).



**Figure II.10:** Signatures acoustiques obtenues à 142 MHz pour Si<100> nu (a) et différentes épaisseurs du Ge (b, c, d et e).

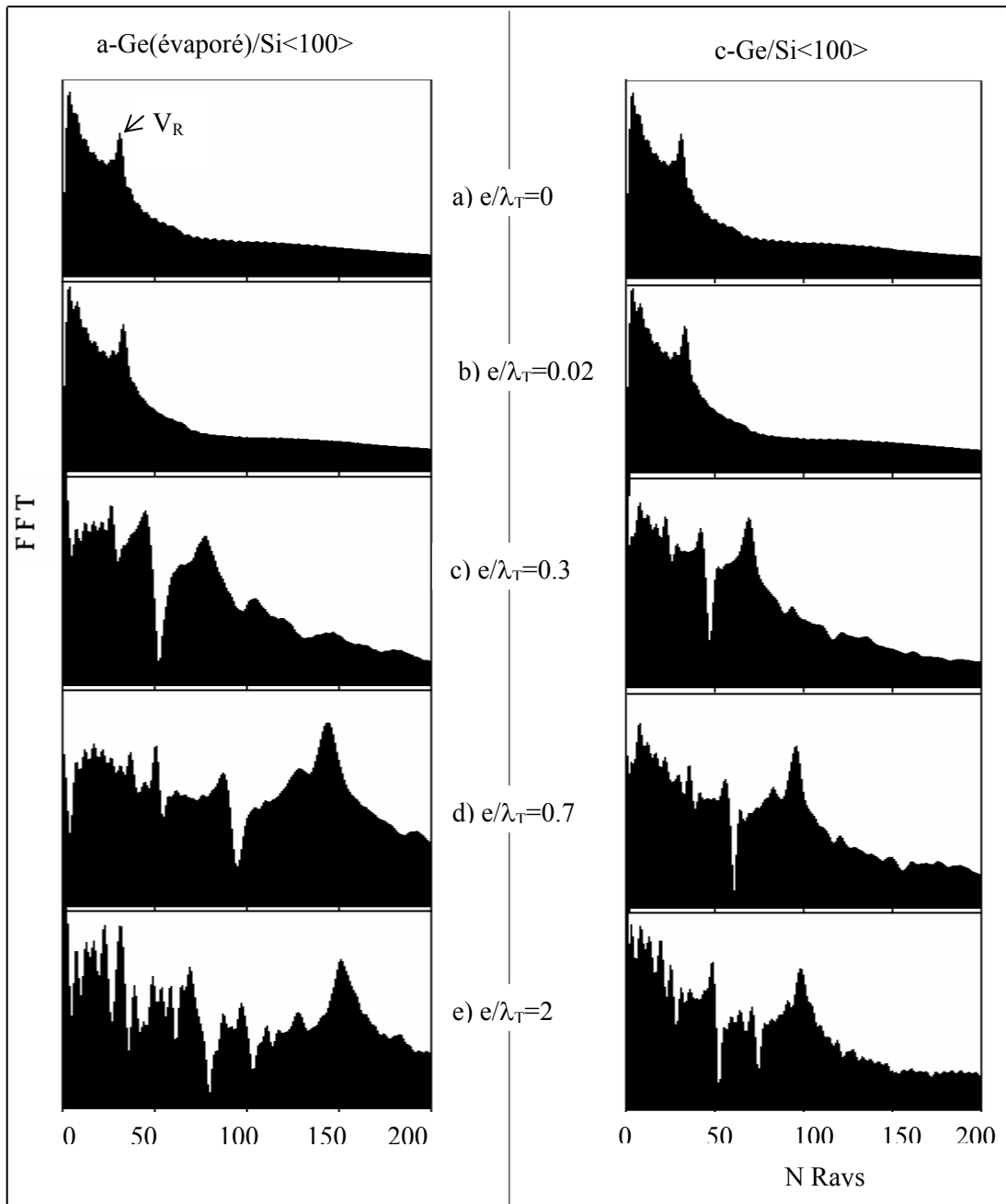
### II-5.3 Analyse spectrale par FFT

Les effets de l'épaisseur sont mieux illustrés sur les figures (II.11) et (II.12) par les spectres de FFT des signatures acoustiques précédemment regroupées sur les figures (II.9) et (II.10).

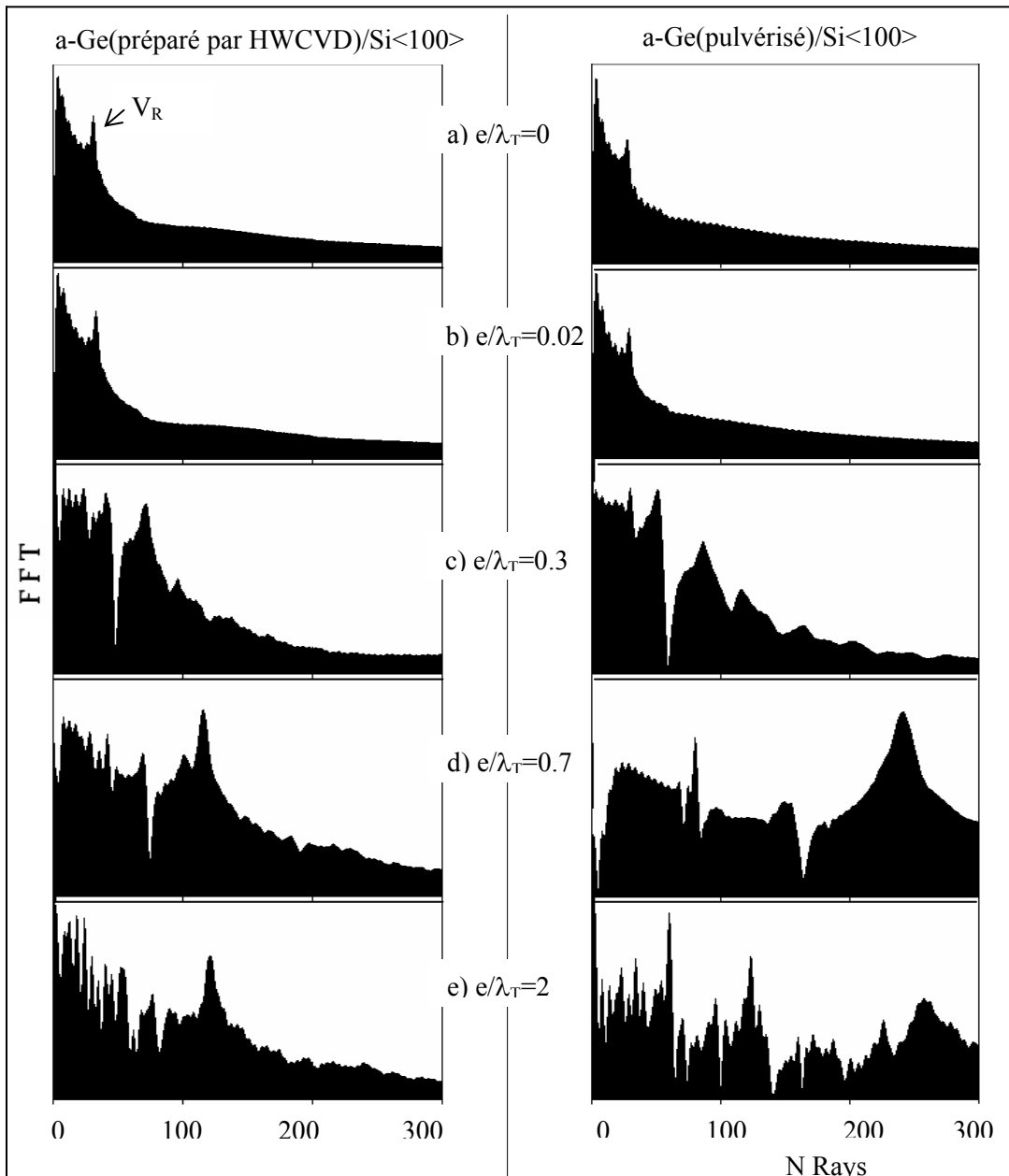
On note pour les faibles épaisseurs (courbe b) la présence d'un seul pic principal présente le mode le plus lent qui est celui de Rayleigh qui apparaît sous nos conditions de simulation. Pour les autres épaisseurs (courbe c, d et e), on remarque: (i) l'apparition d'autres pics aux grandes périodes spatiales avec une efficacité (hauteur de pic principal) relativement faible et (ii) Un décalage du pic principal du mode de Rayleigh vers les faibles périodes spatiales.

Une analyse profonde des périodes spatiales avec l'épaisseur normalisée jusqu'à ( $e/\lambda_T = 2$ ) permet de quantifier les variations suivantes:

- La structure c-Ge/Si<100>: il y a une diminution de période spatiale de 261  $\mu\text{m}$  jusqu'à 83.2  $\mu\text{m}$ , soit une diminution de 68.1 %.
- La structure a-Ge (préparé par HWCVD)/Si<100>: il y a une diminution de période spatiale de 261  $\mu\text{m}$  jusqu'à 67.5  $\mu\text{m}$ , soit une diminution de 74.1 %.
- En dans la structure a-Ge (évaporé)/Si<100>: il y a une diminution de période spatiale de 261  $\mu\text{m}$  jusqu'à 54.2  $\mu\text{m}$ , soit une diminution de 79.2 %.
- Et fin la structure a-Ge (pulvérisé)/Si<100>: il y a une diminution de période spatiale de 261  $\mu\text{m}$  jusqu'à 32.3  $\mu\text{m}$ , soit une diminution de 87.6 %.



*Figure II.11: Spectres de FFT des courbes de  $V(z)$  pour Si<100> nu (a) et différentes épaisseurs du Ge (b, c, d et e).*



**Figure II.12:** Spectre de FFT des courbes de  $V(z)$  pour  $Si\langle 100 \rangle$  nu (a) et différentes épaisseurs du Ge.

#### II-5.4 Effets de l'épaisseur sur $V_R$

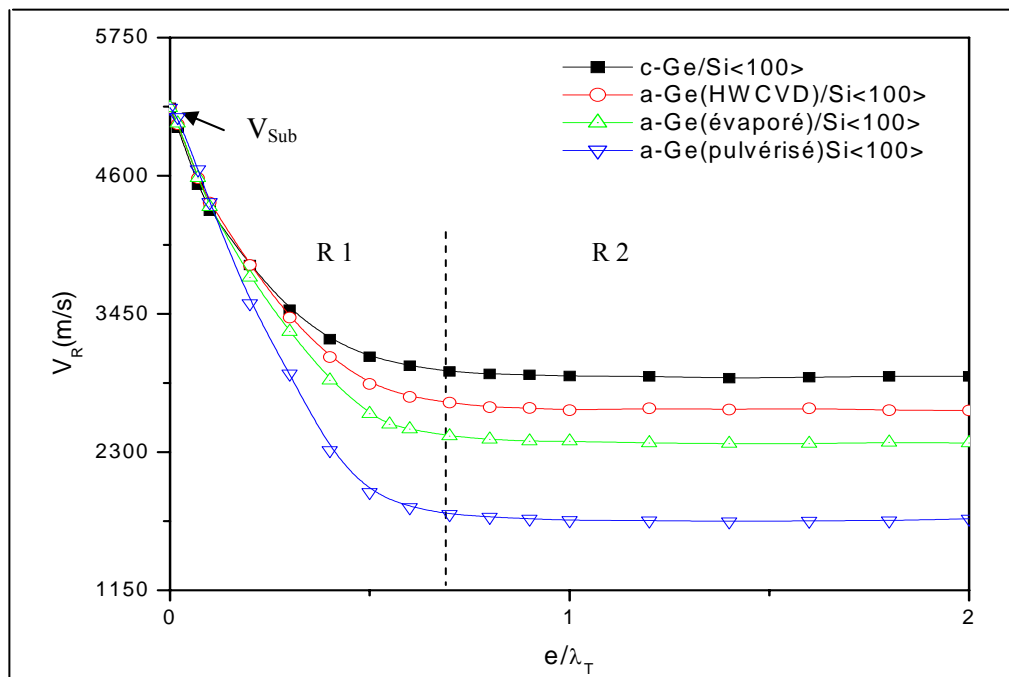
Pour déduire des paramètres acoustiques de substrat et de la couche, nous avons étudié l'effet de dispersion de la vitesse de Rayleigh dans la structure a-Ge/Si<100> pour différentes méthodes de préparation du germanium amorphe. Cette dispersion de vitesse est mieux illustrée dans la figure (II.13) en fonction de l'épaisseur normalisée,  $e/\lambda_T$ . Il est clair que les courbes sont de type négatif du à l'existence de l'effet de charge [27]; ainsi la valeur de la vitesse diminue initialement de celle du substrat,  $(V_R)_{Si\langle 100 \rangle} = 5164$  m/s. Ensuite la vitesse

tend vers une saturation pour toutes les courbes ; cette situation est atteinte lorsque la couche devient assez épaisse ( $e/\lambda_T = 0.6$ ) pour quelle soit considérée comme matériaux massif. On constate que la courbe de dispersion peut être divisée à deux régions principales.

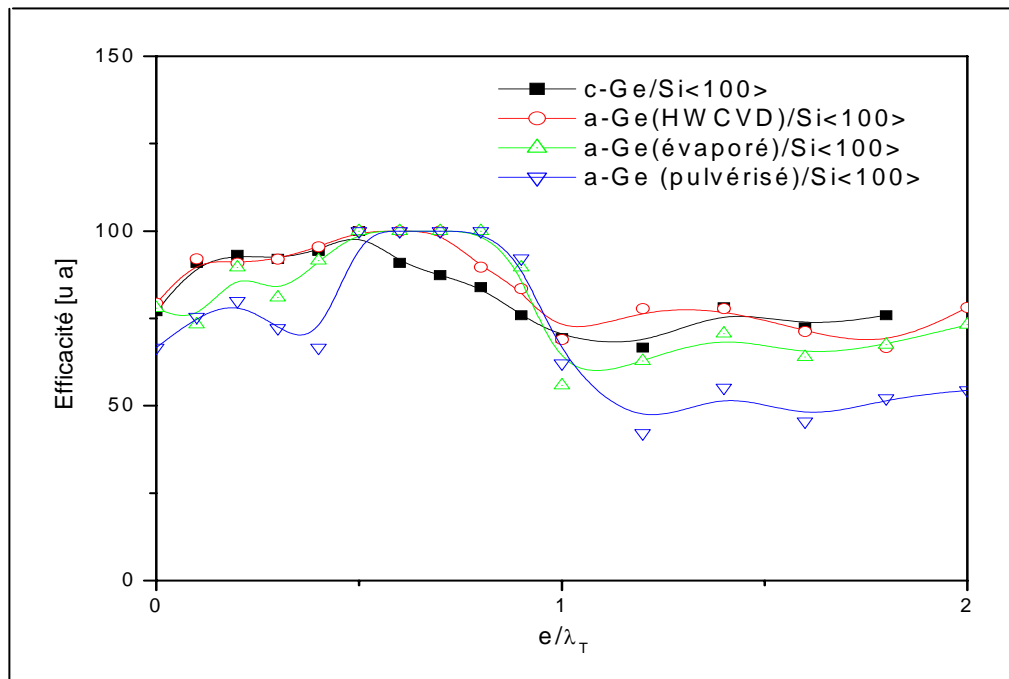
**Région 1:** correspondant aux faibles épaisseurs  $0 < e/\lambda_T < 0.6$ . Dans cet intervalle, la vitesse de phase subit une forte décroissance en fonction de  $e/\lambda_T$ , la diminution de la vitesse est plus prononcée dans la structure a-Ge (pulvérisé)/Si<100> par rapport aux autres.

**Région 2:** correspondant à l'intervalle  $0.6 < e/\lambda_T < 2$  (région de saturation). Les vitesses de Rayleigh atteignent une valeur pratiquement constante. La valeur de chaque courbe tend vers à une valeur de la vitesse pratiquement égale à la vitesse de Rayleigh de la couche. Les vitesses sont 2926 m/s, 2649 m/s, 2376 m/s et 1749 m/s respectivement pour les couches c-Ge, a-Ge(préparé par HWCVD), a-Ge(éaporé) et a-Ge(pulvérisé).

La figure (II.14) représentée l'efficacité du mode de Rayleigh, pour différentes structures de c-Ge/Si<100> et a-Ge/Si<100>. L'efficacité ne prend pas une valeur constante pour toutes les structures.



**Figure II.13:** Courbes de dispersion de vitesse de Rayleigh en fonction du rapport ( $e/\lambda$ ) de structure c-Ge/Si<100>, et des a-Ge/Si<100>.



**Figure II.14:** Efficacité de génération du mode de Rayleigh en fonction de rapport ( $e/\lambda$ ) de structure c-Ge/Si<100> et des a-Ge/Si<100>.

## II-6 Conclusion

Les vitesses de propagation des ondes acoustiques et les angles critiques d'excitations du Ge cristallin et du germanium amorphe pour différentes méthodes de préparation sont déterminés. L'influence de l'épaisseur sur la période spatiale des signatures acoustiques est également quantifiée. Pour le germanium déposé sur le silicium, l'influence de l'épaisseur sur la période spatiale des signatures acoustique est également quantifiée elle diminue de 68.1 % pour la structure c-Ge/Si<100>, 74.1 % pour a-Ge(préparé par HWCVD)/Si<100>, 79.2 % pour a-Ge(éaporé)/Si<100> et 87.6 % pour a-Ge(pulvérisé)/Si<100>. Les courbes de dispersion des différents systèmes sont de type négatif, présentant une diminution de vitesse de celle du substrat,  $(V_R)_{Si<100>} = 5164$  m/s pour atteindre celle de la couche lorsque l'épaisseur de cette dernière vérifie la condition :  $e/\lambda_T > 0.6$ .

## **CHAPITRE III**

*Etude des Propriétés Acoustiques du Germanium et  
Micro-Germanium*



### III-1 Introduction

De nos jours, les structures couches minces déposées sur des substrats reçoivent un très grand intérêt par d'innombrables groupes de recherche. Cet intérêt est principalement dû aux multiples domaines d'applications en micro-technologie moderne et nanotechnologie future ; les matériaux les plus attractifs sont les éléments semi-conducteurs et leurs composés. Parmi ces éléments, le germanium cristallin (Ge) et micro-cristallin ( $\mu\text{c-Ge}$ ) est le plus important dans plusieurs domaines d'applications dont l'infrarouge [1], la communication optique [2], la technologie CMOS [3-5], etc. grâce à une bonne compréhension et une grande maîtrise de ses propriétés électroniques et structurales qui sont bien établies. Cependant, très peu de résultats ont été reportés sur leurs propriétés élastiques qui sont nécessaires pour certaines applications telles que les composants à ondes de surface et les systèmes électromécaniques. De plus, ces propriétés deviennent de plus en plus complexes lorsque les structures couches minces/substrat sont considérées.

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à l'étude de germanium cristallin et l'influence de ses orientations cristallographiques sur les propagations des ondes acoustiques de surface. Nous utilisons une méthode non destructive, basée sur l'interaction des ondes de surface, avec la matière via des relations analytiques; ensuite, nous calculons leur coefficient de réflexion  $R(\theta)$ , leur signature acoustique et leur spectre de transformée de Fourier rapide (FFT : *Fast Fourier Transform*). Ensuite, nous étudions l'influence de la phase (Ge,  $\mu\text{c-Ge}$ ) sur les propriétés acoustiques. Enfin, nous étudions l'influence de l'épaisseur de la couche du Ge et du  $\mu\text{c-Ge}$  déposée sur les substrats de silice  $\text{SiO}_2$  et de silicium  $\text{Si}\langle 100 \rangle$ , via les courbes de dispersion des vitesses.

## III-2 Propriétés du Ge

### III-2.1 Propriétés structurales

Le germanium est un matériau semi-conducteur de la colonne IV du tableau périodique. Son réseau cristallin est celui du diamant. Il est constitué de deux réseaux cubiques à faces centrées, imbriqués et décalés l'un de l'autre d'un quart de la diagonale principale (figure III.1). Bien que le germanium soit un matériau monoatomique, la cellule élémentaire de son réseau contient deux atomes, un en position  $(0, 0, 0)$  et l'autre en position  $(1/4, 1/4, 1/4)$ . Chaque atome a une coordination tétraédrique et établit des liaisons covalentes avec chacun de ses quatre voisins. Le germanium a une température de fusion ( $T_f = 937\text{ °C}$ ) plus basse que celle du silicium.

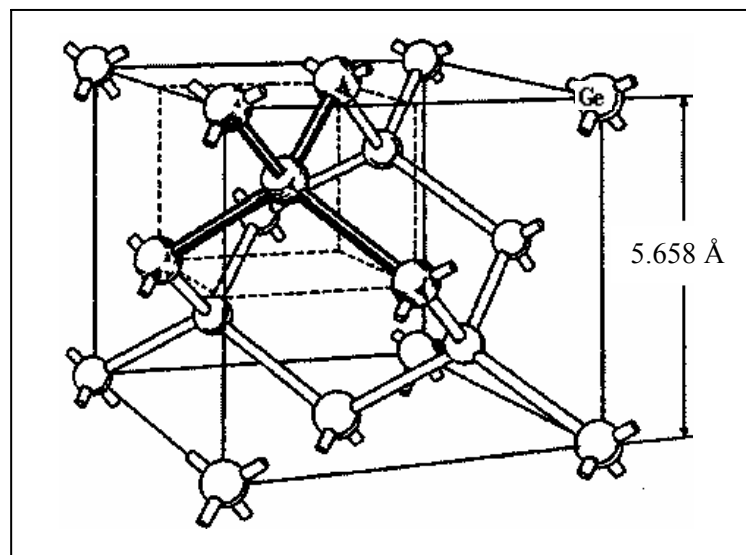


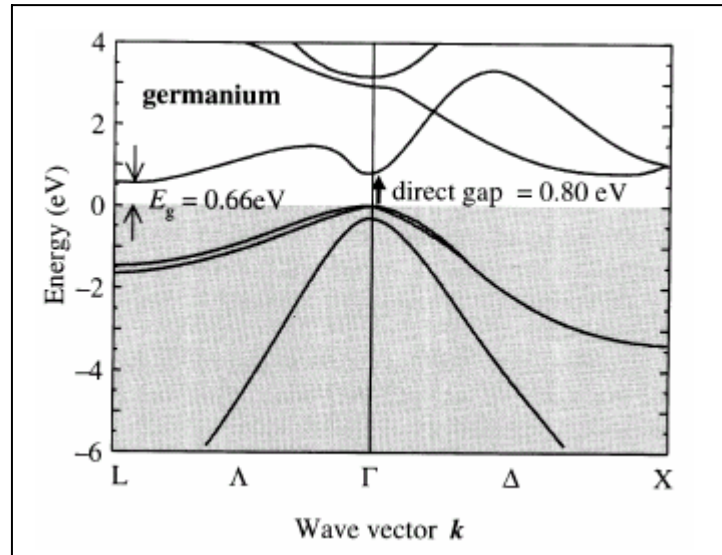
Figure III.1: Structure cristalline du Ge [6].

### III-2.2 Propriétés électriques

#### a) Diagramme des bandes d'énergie

La structure de bande d'énergie est de type multi-vallée de bande interdite indirecte (figure III.2) [7]. La bande de conduction possède deux minima dans l'orientation  $(111)$  et les orientations équivalentes. Ils sont localisés à l'extrémité de la zone de Brillouin au point L.

Les surfaces d'énergie constante sont des ellipsoïdes autour de chacun des axes (111) et les équivalents. Mais dans la mesure où les minima sont situés au point  $\Gamma$  et équivalente, la première zone de Brillouin ne compte que huit demi-ellipsoïdes. Le germanium est donc un semi-conducteur à quatre vallées. Le gap d'énergie,  $E_g$ , de ce semi-conducteur est 0.665 eV à température ambiante.



**Figure III.2:** Structure des bandes d'énergie du Ge [7].

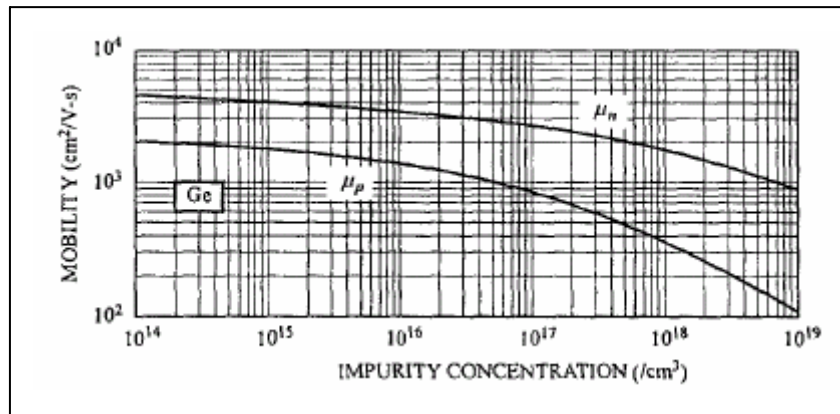
**b) Mobilité des porteurs:**

La mobilité des électrons,  $\mu_n$ , définie comme le rapport entre la vitesse de dérive des électrons,  $V_{dn}$ , et le champ électrique appliqué,  $\xi$ , indique la facilité avec laquelle les porteurs sont accélérés par le champ électrique. Ce paramètre est donné par les relations suivantes (respectivement pour les électrons, n, et les trous, p):

$$\mu_n = \left| \frac{V_{dn}}{\xi} \right| = -\frac{q\tau_n}{m_n^*} \quad (\text{III. 1})$$

$$\mu_p = \left| \frac{V_{dp}}{\xi} \right| = -\frac{q\tau_p}{m_p^*} \quad (\text{III. 2})$$

où  $q$ ,  $\tau$ ,  $m^*$ ,  $p$  et  $n$  représentent respectivement la charge, temps de collision, masse effective.



**Figure III.3:** Mobilité de Ge en fonction de la concentration de l'impureté [8].

Le germanium est caractérisé par une mobilité de porteur plus élevée que celle du silicium. La mobilité des trous du Ge est encore plus haute que celle de l'arsenic de gallium GaAs. La variation de la mobilité de germanium avec la concentration de dopage est illustrée par la figure (III.3). Il est clair que l'augmentation de la concentration des impuretés entraîne une diminution de la mobilité, car le libre parcours moyen des porteurs diminue et par conséquent le temps de collision. La mobilité des électrons est toujours grande que celle des trous, en raison de la différence de la masse effective entre les deux.

### III-3 Méthodes d'élaboration et applications du Ge

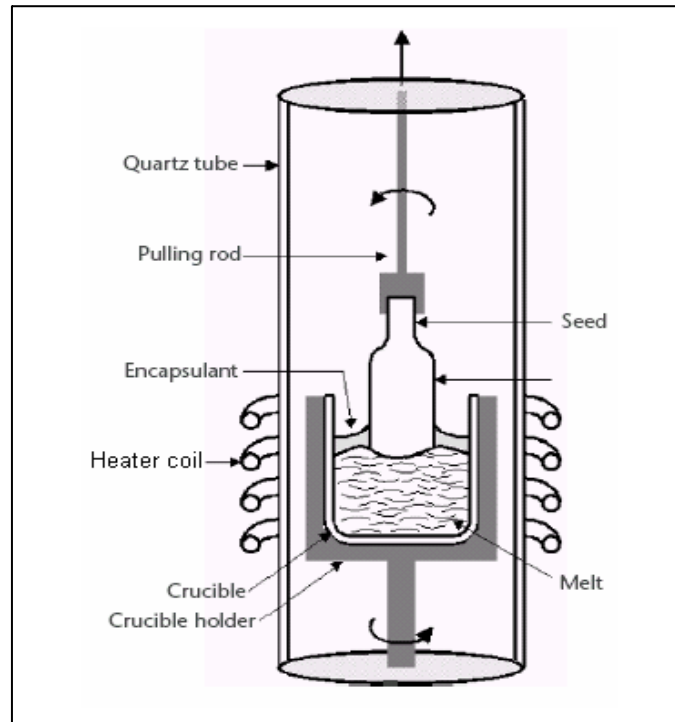
Des cristaux simples du germanium peuvent être développés par la technique de traction de Czochralski, ou par les systèmes horizontaux ou verticaux de Bridgman. Mais ne peuvent pas être élaboré par le processus de la zone fondue, par ce que le rapport de tension superficielle de fonte à la densité est trop petit pour maintenir une zone flottante de diamètre de plus de 1cm [9, 10].

#### III-3.1 Méthode de Czochralski

Le matériau initial (la charge) est contenu dans un creuset chauffé par induction haute fréquence (figure III.4). A la température de fusion  $T_f$ , un germe fixé en bout d'un axe de tirage est plongé à l'intérieur du bain. A ce moment, l'interface entre le germe et le liquide est exactement à  $T = T_f$ . Le germe est alors tiré vers le haut. Le diamètre du cristal peut être contrôlé par ajustement de la température du bain fondu. L'ensemble est contenu dans une enceinte fermée, et la commande de translation du germe peut s'effectuer avec un aimant.

Cette méthode est largement utilisée pour la préparation de monocristaux massifs, elle présente de nombreux avantages donc:

- pas de contact entre le creuset et le liquide.
- facilité de tirage selon diverses orientations cristallographiques.



*Figure III.4 : Méthode de Czochralski [10].*

### III-3.2 Méthode de Bridgman

Cette méthode (figure III.5) consiste à refroidir le bain contenu dans une creuse de silice par simple refroidissement du four ou par déplacement du creuset vers la zone froide. Celle-ci est obtenue en opérant en tube scellé ou grâce à la méthode du point froid. On utilise une ampoule scellée dont une extrémité est effilée pour favoriser la cristallisation à partir d'un germe. Le contenu de l'ampoule est fondu entièrement puis lentement cristallisé par déplacement de l'extrémité vers une zone du four où la température est inférieure au point de fusion. La création d'un germe unique au débit de la solidification est facilitée par la présence d'un cône à la base de creuset. On peut également utiliser un germe découpé dans un monocristal qui sera en partie fondu. Cette technique permet d'une part de faciliter la germination d'un cristal unique et d'autre part d'obtenir des monocristaux d'orientation déterminée.

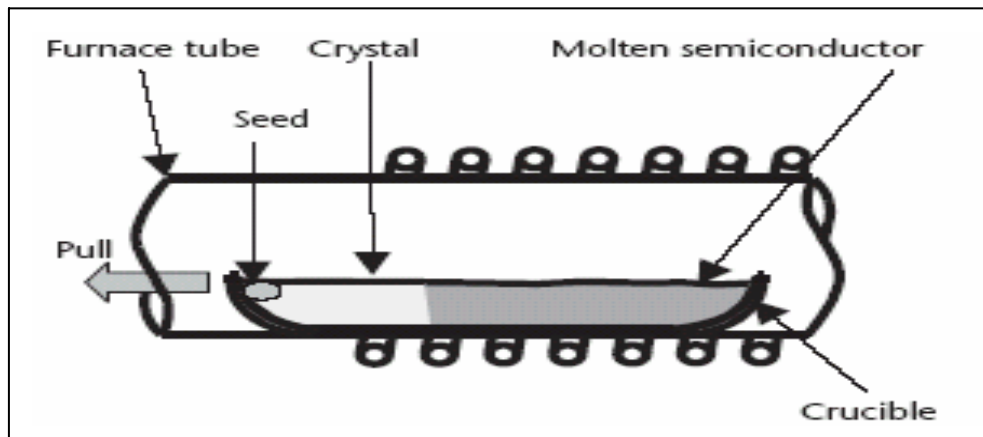


Figure III.5 : Méthode élaboration Bridgman [10].

### III-3.3 Applications du Ge

Dans la technologie moderne, la réduction des tailles du composant à semi-conducteurs à l'échelle micro ou nanométrique est un domaine très attractif surtout dans les circuits intégrés et les systèmes microélectromécaniques. Le germanium, en couches minces est utilisé dans plusieurs applications tels que:

- Optoélectronique: le germanium est optiquement uniforme et isotrope; l'indice de réfraction est homogène  $\Delta n < 10^{-4}$  [9]. Pour cette raison le germanium est un matériau très important pour la fabrication des fibres optiques; utilisé comme dopage dans la silice pour varier l'indice de réflexion au coeur de la fibre [2].
- Electronique: la grande mobilité des porteurs dans le germanium, permet l'utilisation dans de diverses applications, tel que le MESFET (*Metal Semiconductor Field Effect Transistors*) de germanium, les détecteurs, dans ce cas le germanium peut être déposé sur le silicium comme substrat (Ge/Si) [11]. Il peut également être déposé sur la silice dans les transistors à couche mince (TFT : *Thin Film Transistors*) [12, 13].
- Thermomètre : le germanium est un bon matériau pour cette application. On peut le déposer sur l'arsenic de gallium : Ge/GaAs [14].

### III-4 Effets de l'anisotropie sur les paramètres acoustiques du Ge

#### III-4.1 Détermination des vitesses acoustiques

Le germanium (Ge) est un matériau anisotrope présentant différentes propriétés physiques dans différentes directions cristallographiques. L'arrangement des atomes dans la structure est responsable de l'anisotropie. Ce n'est que récemment [15] que certaines valeurs de constantes élastiques ont été publiées :  $C_{11} = 128.5$  GPa,  $C_{12} = 48.3$  GPa et  $C_{44} = 66.8$  GPa. Notre intérêt actuel repose sur la détermination des vitesses de propagation des modes transversal,  $V_T$ , et longitudinal,  $V_L$ , et l'influence de l'anisotropie sur ces vitesses qui sont déterminants dans d'éventuelles applications en systèmes microélectromécaniques.

Rappelons que les vitesses de propagation des ondes élastiques sont fonction des constants élastiques,  $C_{ij}$ , et de la densité  $\rho$  du matériau pour chaque orientation cristallographique  $\langle hkl \rangle$  soit :

$$(V_L, V_T)_{\langle hkl \rangle} = f(C_{ij}, \rho). \quad (\text{III. 3})$$

Ces relations sont regroupées sur le tableau III.1.

**Tableau III.1:** Relations entre les vitesses acoustiques et les constants élastiques pour différentes orientations.

Orientation	Vitesse longitudinale	Vitesse transversale
Ge $\langle 100 \rangle$	$\sqrt{C_{11} / \rho}$	$\sqrt{C_{44} / \rho}$
Ge $\langle 110 \rangle$	$\sqrt{(C_{11} + C_{12} + 2C_{44}) / 2\rho}$	$\sqrt{C_{44} / \rho}$
Ge $\langle 111 \rangle$	$\sqrt{(C_{11} + 2C_{12} + 4C_{44}) / 3\rho}$	$\sqrt{(C_{11} - C_{12} + C_{44}) / 3\rho}$

L'utilisation des relations (III. 3) regroupées au tableau III.1 et des constantes  $C_{ij}$  [15] nous a permis de déterminer, pour chaque orientation cristallographique, les vitesses de propagation des modes longitudinal et transversal. Les résultats ainsi obtenus sont regroupés dans le tableau III.2. L'influence de l'anisotropie sur les valeurs des vitesses est clairement mise en évidence.

**Tableau III.2:** Valeurs déterminées des vitesses acoustiques du Ge.

Orientation	Vitesse longitudinale (m/s)	Vitesse transversale (m/s)
Ge<100>	4915	3542
Ge<110>	5400	3542
Ge<111>	5552	3036

### III-4.2 Effets de l'anisotropie sur $R(\theta)$

La figure (III.6) regroupe les trois coefficients de réflexion de la structure eau/Ge<100>, eau/Ge<110>, eau/Ge<111> par l'utilisation des conditions normales de travail de microscope acoustique à balayage (fréquence de travail est 142 MHz, l'eau comme liquide de couplage et demi angle d'ouverture de la lentille est  $50^\circ$ ). Le module (---) est porté sur l'axe gauche des ordonnées et la phase (—) sur l'axe droit. Cette figure montre qu'il existe un changement aussi bien dans l'amplitude que dans la phase au niveau des angles critiques longitudinal, transversal et celui de Rayleigh. Ainsi, les angles critiques correspondants à la génération des modes sont mieux déterminés à partir du coefficient de réflexion de chaque structure liquide/solide. Les valeurs déterminées pour différentes orientations du germanium cristallin sont regroupées dans le tableau (III.3).

**Tableau III.3:** Angles critiques déterminés pour l'excitation de différents modes dans le Ge

Orientation	Angles critiques (deg.)		
	Longitudinal	Transversale	Rayleigh
Ge<100>	17.7	25.1	29.2
Ge<110>	16.1	25.1	28.1
Ge<111>	15.6	29.7	32.4

On observe que les angles critiques sont inférieurs à  $50^\circ$ . Ainsi, l'utilisation d'une lentille acoustique possédant un demi angle d'ouverture supérieur à cette valeur est nécessaire pour la génération de tous ces modes. Le degré de changement en phase et en amplitude, au voisinage de ces angles, indique l'importance et l'efficacité du mode excité. Donc, il est clair que le mode de Rayleigh est beaucoup plus important que les deux autres.



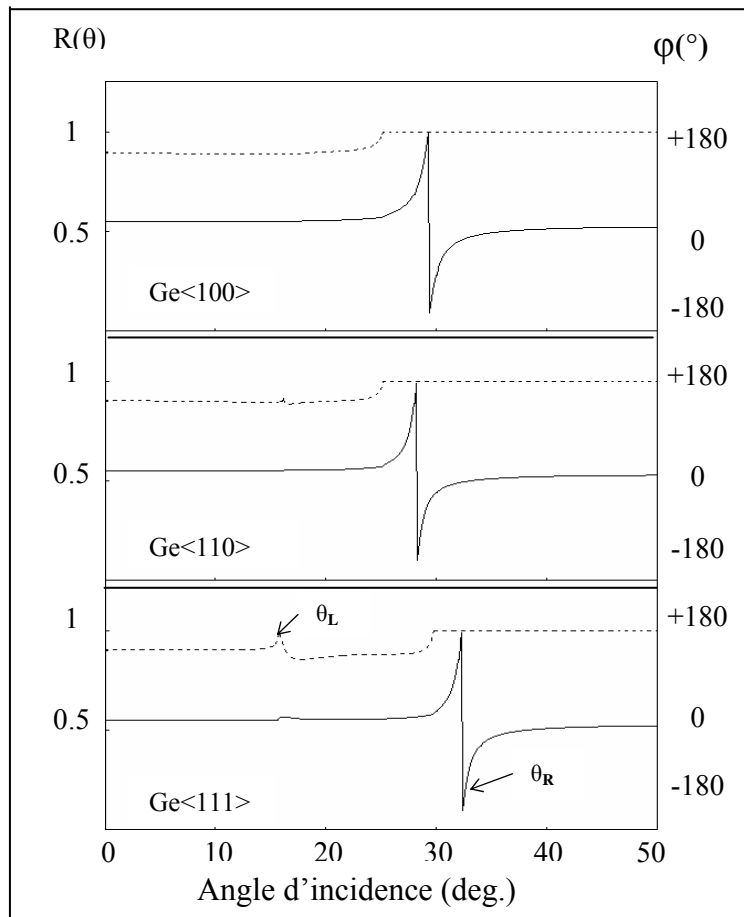


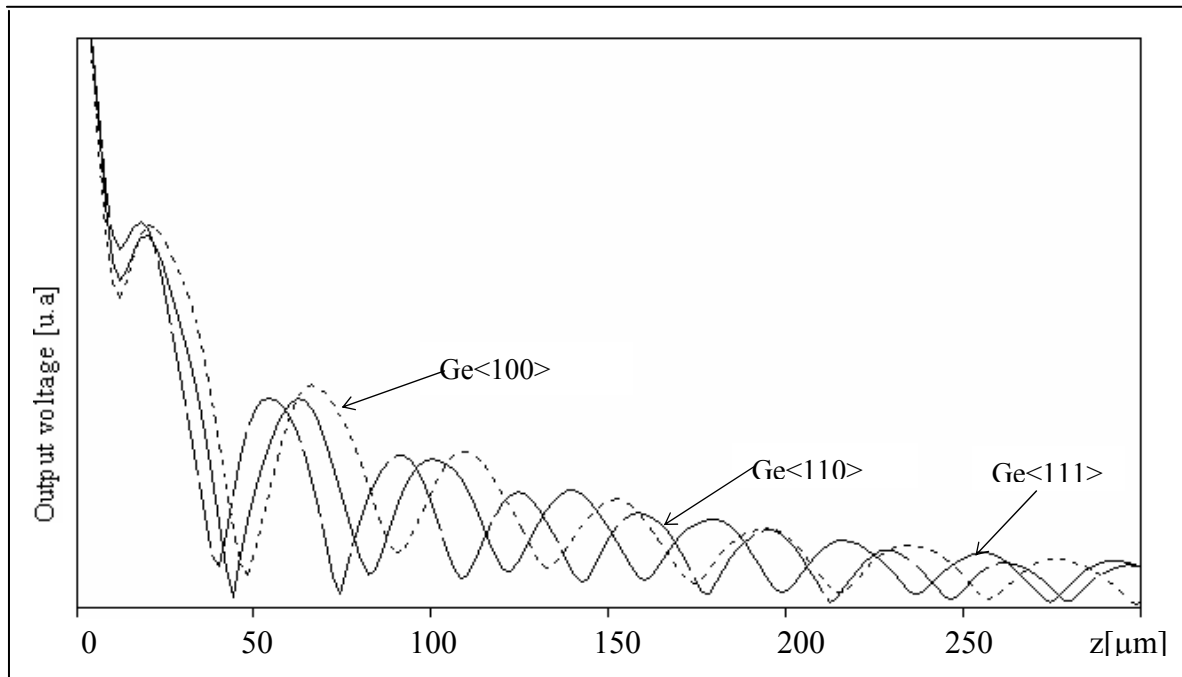
Figure III.6: Coefficients de réflexion de la structure eau/Ge.

### III-4.3 Effets de l'anisotropie sur $V(z)$

Rappelons que la signature acoustique d'un matériau est la courbe obtenue en enregistrant la variation d'amplitude,  $V$ , du signal en fonction du déplacement,  $z$ , de la lentille vers l'échantillon. Au cours de ce déplacement, le signal réémis vers le capteur est le résultat d'interférences entre les différents modes. Sa variation avec  $z$  est pseudopériodique et amortie. La figure (III.7) représente les signatures acoustiques, du germanium cristallin, déterminées pour différentes orientations. Ces courbes présentent un comportement oscillatoire dû aux interférences constructives et destructives des modes de propagation (soit le faisceau central représentant le mode longitudinal et le faisceau périphérique de Rayleigh). Cependant, une analyse plus rigoureuse montre l'existence de certaines différences entre ces  $V(z)$  aussi bien en amplitude qu'en période :

- En amplitude : la courbe représentant la direction  $\langle 100 \rangle$  s'atténue rapidement que les autres directions  $\langle 110 \rangle$  et  $\langle 111 \rangle$ , donc l'absorption des ondes de surface est plus importante dans la direction  $\langle 100 \rangle$ .

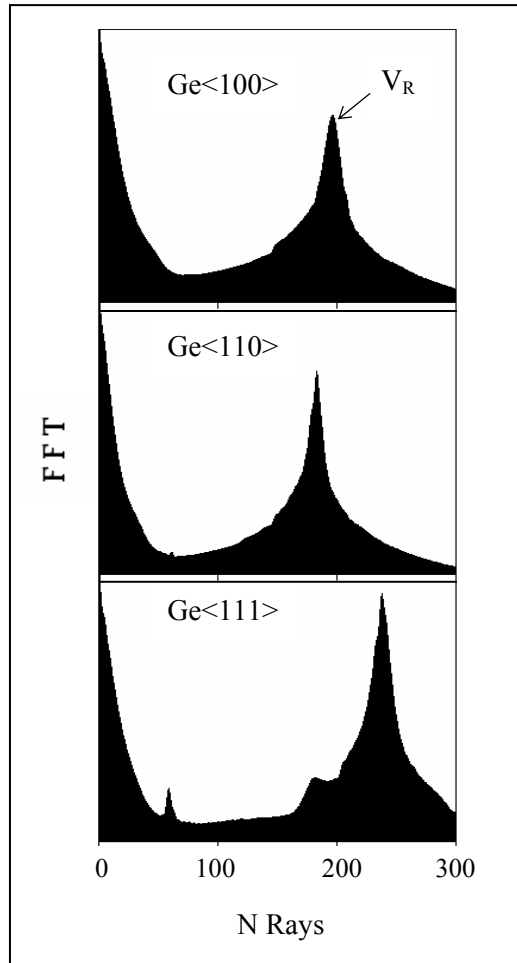
- En période : un léger décalage des maxima successifs (minima successifs) est observable entre les courbes.



**Figure III.7:** Signatures acoustiques  $V(z)$  de la structure eau/Ge.

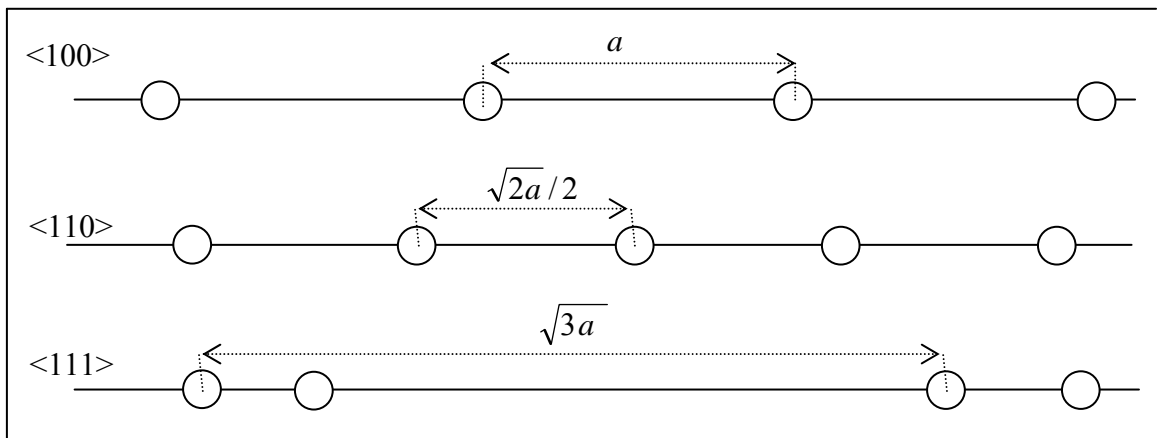
#### III-4.4 Analyse spectrale des $V(z)$

L'analyse spectrale des courbes  $V(z)$ , via de FFT fournit la période spatiale des pseudo oscillations, en peut déterminé les vitesses de différentes modes par la relation (I. 5). La figure (III.8) montrée l'existence d'un pic principal représentant le mode de Rayleigh. Cependant, l'efficacité de ce mode; représenté par sa hauteur [16]; est plus importante dans la direction  $\langle 111 \rangle$  devant les autres directions, il est respectivement diminué de 18.3 % et 25 % aux orientations  $\langle 110 \rangle$  et  $\langle 100 \rangle$ . On observe un petit décalage pour la raie principale en raison de différence entre les périodes spatiales et les vitesses de propagation, nous avons évoluée à 132 m/s entre la direction  $\langle 110 \rangle$  et  $\langle 100 \rangle$ , et à 392 m/s entre l'orientation  $\langle 110 \rangle$  et  $\langle 111 \rangle$ . Les périodes spatiales correspondant au mode de Rayleigh sont 45.7  $\mu\text{m}$  pour la direction  $\langle 110 \rangle$ , 41.7  $\mu\text{m}$  pour la direction  $\langle 100 \rangle$ , et 34.4  $\mu\text{m}$  pour la direction  $\langle 111 \rangle$ . Et les vitesses sont 3214 m/s, 3082 m/s et 2822 m/s, respectivement pour les orientations  $\langle 110 \rangle$ ,  $\langle 100 \rangle$  et  $\langle 111 \rangle$ .



**Figure III.8:** Analyse spectrale des signatures acoustiques.

Il est clair que la vitesse de Rayleigh est plus grande dans la direction  $\langle 110 \rangle$  que pour les autres directions. Car la distribution des atomes est ordonnée dans les directions  $\langle 110 \rangle$ , et  $\langle 100 \rangle$  avec des distances inter atomiques sont respectivement  $\sqrt{2} a/2$  et  $a$ , ( $a$  constante de réseau cristallin  $a = 5.658 \text{ \AA}$ ). Dans la direction  $\langle 111 \rangle$  l'ordre est disparu localement résultant la diminution de vitesse de Rayleigh (Figure III.9).



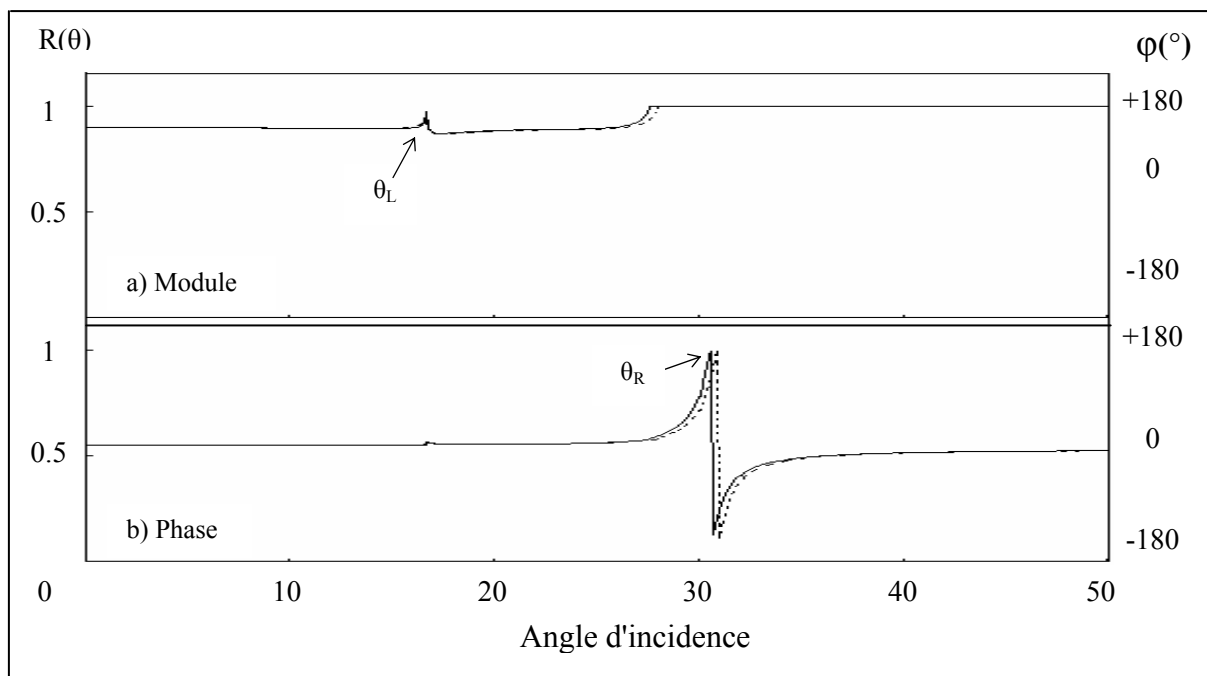
**Figure III.9:** Distribution des atomes suivant les directions cristallographiques.

### III-5 Investigations des paramètres acoustiques du $\mu\text{-Ge}$

Dans le but de mettre en évidence l'effet de la structure cristalline sur les paramètres acoustiques, nous considérons dans ce paragraphe le germanium micro-cristallin,  $\mu\text{-Ge}$ . Ce dernier n'a reçu que très peu d'investigations quant à ses propriétés élastiques ; il a été reporté [17] que :  $V_L = 5250$  m/s et  $V_T = 3250$  m/s. A partir de ces valeurs, nous déterminons, pour la première fois les valeurs et les courbes représentant ce type de semi-conducteur.

#### III-5.1 Détermination du $R(\theta)$

La figure (III.10) représente les coefficients de réflexion des structures eau/c-Ge et eau/ $\mu\text{-Ge}$ ; nous allons superposer les modules et les phases des deux structures. Il y a un petit décalage, observé bien dans la phase au mode de Rayleigh. Ce décalage manifeste la variation entre les vitesses de propagation du même mode dans la structure à l'autre. Les angles critiques correspondant aux modes excitons sont données dans le tableau III.4, on utilise la fréquence de travail 142 MHz.



**Figure III.10:** Coefficients de réflexion des structures eau/c-Ge et eau/ $\mu\text{-Ge}$ .  
(- - - -) c-Ge et (—)  $\mu\text{-Ge}$ .

**Tableau III.4:** Angles critiques déterminés pour l'excitation de différents modes dans le Ge et le  $\mu\text{-Ge}$ 

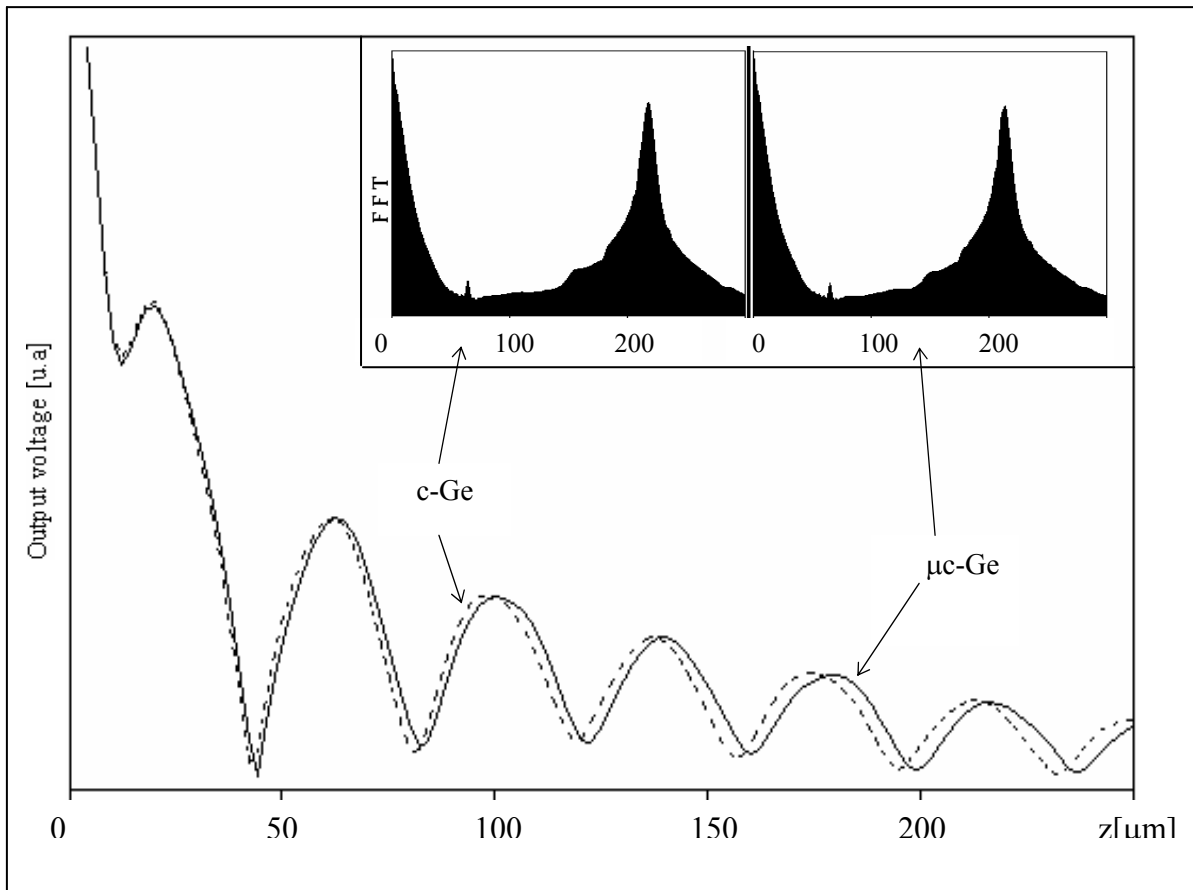
Orientation	Angles critiques (deg.)		
	Longitudinal	Transversal	Rayleigh
c-Ge	16.5	27.9	30.9
$\mu\text{-Ge}$	16.6	27.5	30.6

### III-5.2 Détermination du $V(z)$ et analyse spectrale

Les signatures acoustiques des structures eau/c-Ge et eau/ $\mu\text{-Ge}$  représentent dans la figure (III.11). Ces courbes présentent un comportement oscillatoire résultant à des interférences constructives et destructives des modes de propagation. Une analyse rigoureuse manifeste l'existence de certaines différences entre ces signatures  $V(z)$ , dans les amplitudes et les périodes :

- En amplitude : la courbe indiquée au germanium (c-Ge) s'atténue plus que le micro-germanium ( $\mu\text{-Ge}$ ).
- En période : un petit décalage des maxima successifs (minima successifs) est observable entre les courbes.

Les spectres de transformée de Fourier rapide des courbes de  $V(z)$  sont également insérées dans la figure (III.11). On observe clairement l'existence d'un pic principal représentant le mode de Rayleigh avec un léger décalage entre de la structure eau/c-Ge et la combinaison eau/ $\mu\text{-Ge}$ . Le pic correspond à celui du germanium cristallin est de 2 % plus grand que celui du micro-germanium. Les périodes spatiales correspondant au mode de Rayleigh sont  $37.5 \mu\text{m}$  pour le c-Ge, et  $38.5 \mu\text{m}$  de  $\mu\text{-Ge}$ . Ainsi les vitesses de Rayleigh sont  $2934 \text{ m/s}$  et  $2969 \text{ m/s}$ , respectivement pour le germanium cristallin et le micro-germanium.



**Figure III.11:** Signatures acoustiques  $V(z)$  des structures eau/c-Ge et eau/ $\mu$ c-Ge. (-----) c-Ge et (—)  $\mu$ c-Ge, ainsi que leurs spectres de FFT.

## II-6 Effets de l'épaisseur des couches de Ge déposées sur $\text{SiO}_2$

La détermination des paramètres acoustiques de couches minces ou du substrat dans la structure couche/substrat, est très difficile, parce que, il y a des interférences entre l'effet du substrat et de la couche [18]. Dans ce contexte, nous étudions les effets des épaisseurs sur les propriétés élastiques de la structure couches minces du Ge déposées sur un substrat de  $\text{SiO}_2$ .

### III-6.1 Effets de l'épaisseur sur $R(\theta)$

Les coefficients de réflexion, module (---) et phase (—), en fonction de l'angle d'incidence  $\theta$  obtenus à 142 MHz sont regroupés sur la figure (III.12) pour Ge<100>/ $\text{SiO}_2$  et Ge<111>/ $\text{SiO}_2$ . En plus de celui du substrat ( $e/\lambda_T = 0$ ), plusieurs autres épaisseurs typiques de la couche sont représentées soit : ( $e/\lambda_T$ ) = 0.02 (courbe b), 0.3 (courbe c), 0.6 (courbe d), 1.2 (courbe e) et 2 (courbe f), avec  $\lambda_T$  qui présente la longueur d'onde transversale de la couche pour normaliser l'épaisseur.

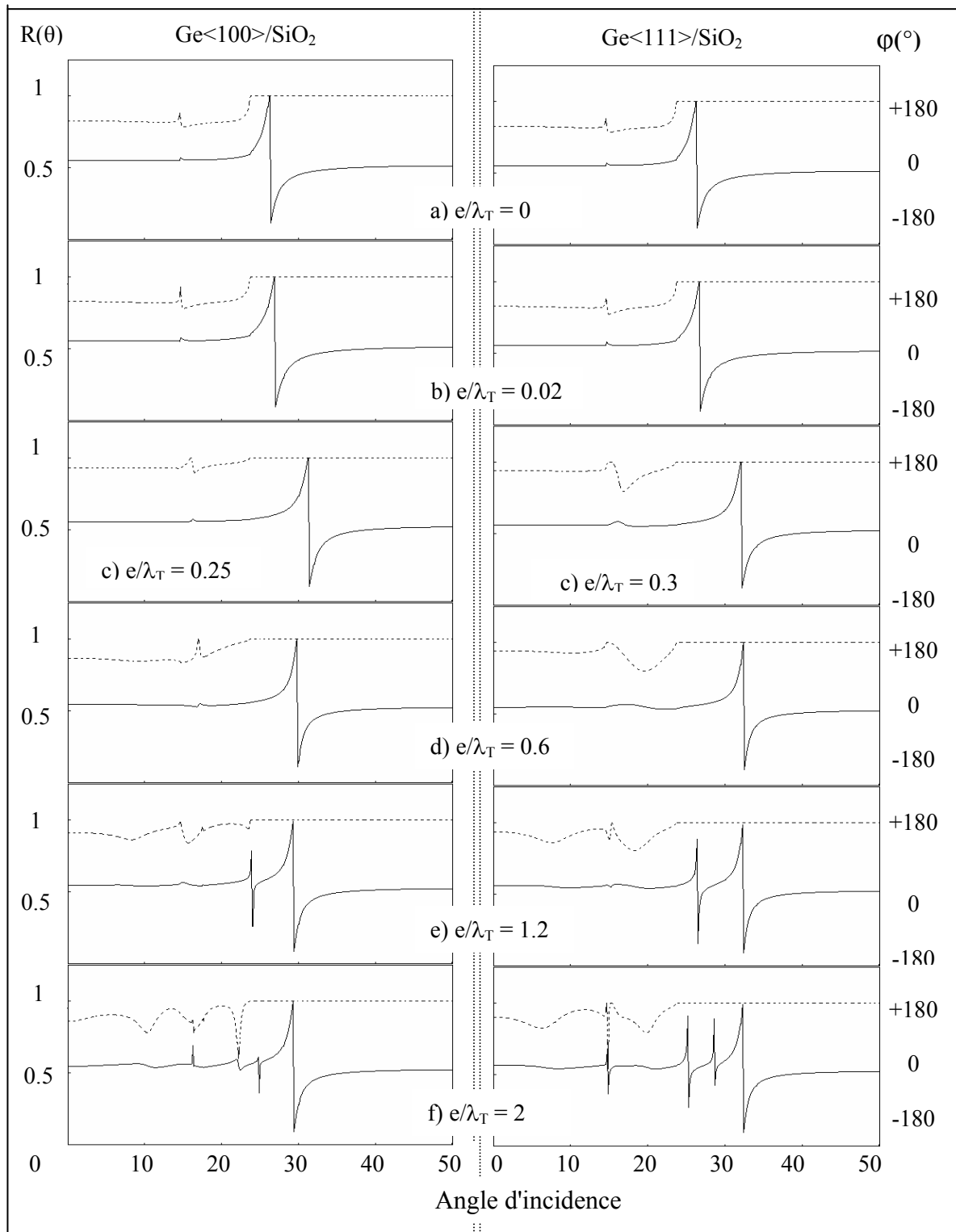


Figure III.12: Coefficients de réflexion obtenus à 142 MHz pour SiO<sub>2</sub> nu (a) et différentes épaisseurs du Ge (b, c, d, e et f).

Il est clair que la courbe (a) dans tous les cas est la même du fait qu'elle représente le même substrat  $\text{SiO}_2$ . Cependant, on note qu'au fur et à mesure que l'épaisseur de la couche augmente, l'angle critique correspondant à l'excitation du mode de Rayleigh se déplace vers les grands angles d'incidence dans la structure  $\text{Ge}\langle 111 \rangle / \text{SiO}_2$ . Cependant, pour la structure  $\text{Ge}\langle 100 \rangle / \text{SiO}_2$ , l'angle critique correspondant à l'excitation du mode de Rayleigh se déplace initialement vers les grands angles d'incidence, ensuite il change le sens de ce déplacement à une épaisseur critique  $e/\lambda_T = 0.25$  (fig. III.12). De plus, on constate l'apparition de plusieurs autres fluctuations (courbe e et f) indicatives de la génération de nouveaux modes de propagation caractéristiques de la structure.

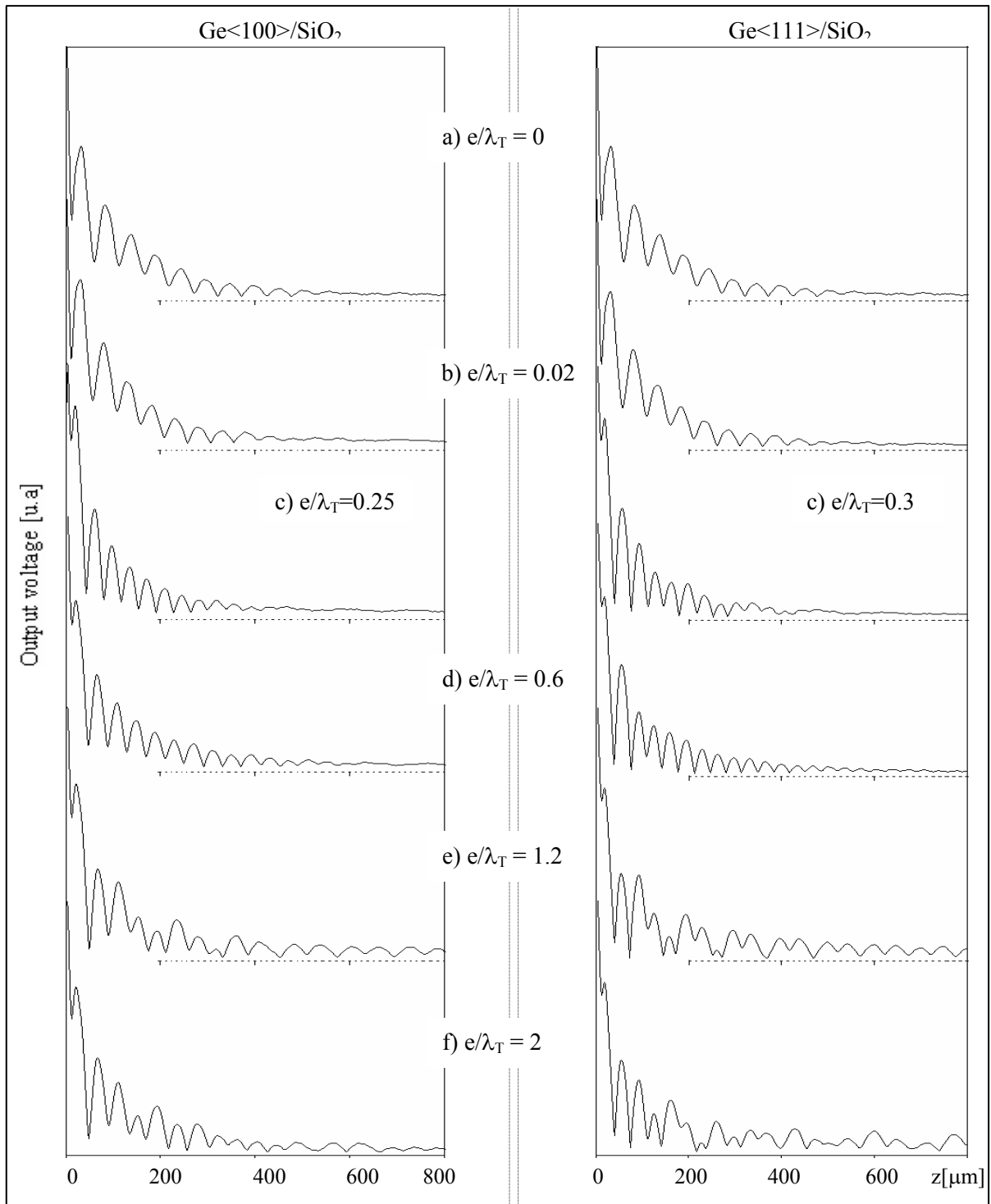
### III-6.2 Effets de l'épaisseur sur $V(z)$

Les signatures acoustiques ont été calculées sous les mêmes conditions que ceux du  $R(\theta)$  dans la section précédente (§ III-6.1). Les résultats, ainsi trouvés sont regroupés sur la figure (III.13) pour  $\text{Ge}\langle 100 \rangle / \text{SiO}_2$  et  $\text{Ge}\langle 111 \rangle / \text{SiO}_2$ . Plusieurs épaisseurs typiques de la couche sont représentées soit :  $(e/\lambda_T) = 0.02$  (courbe b), 0.3 (courbe c), 0.6 (courbe d), 1.2 (courbe e) et 2 (courbe f).

Les courbes des signatures acoustiques montrent l'existence de variations en périodes spatiales pour chaque épaisseur normalisée,  $e/\lambda_T$ , pour toutes les structures. On note qu'à l'épaisseur nulle,  $e/\lambda_T = 0$ , (courbe a) une oscillation périodique présentant la signature de substrat  $\text{SiO}_2$  est obtenue pour tous les cas. Lorsque l'épaisseur augmente (courbes c, d, e et f) le nombre des oscillations augmente également jusqu'à la disparition du comportement harmonique. De plus l'augmentation de l'épaisseur entraîne l'apparition d'autres modes. Cependant, pour la structure  $\text{Ge}\langle 100 \rangle / \text{SiO}_2$  les oscillations s'atténuent rapidement jusqu'à une épaisseur normalisée critique ( $e/\lambda_T = 0.25$ ), après laquelle ces oscillations diminuent plus lentement.

La quantification des ces changements dans l'allure des courbes de  $V(z)$  a été effectuée par leur analyse spectrale via la transformée de Fourier rapide.

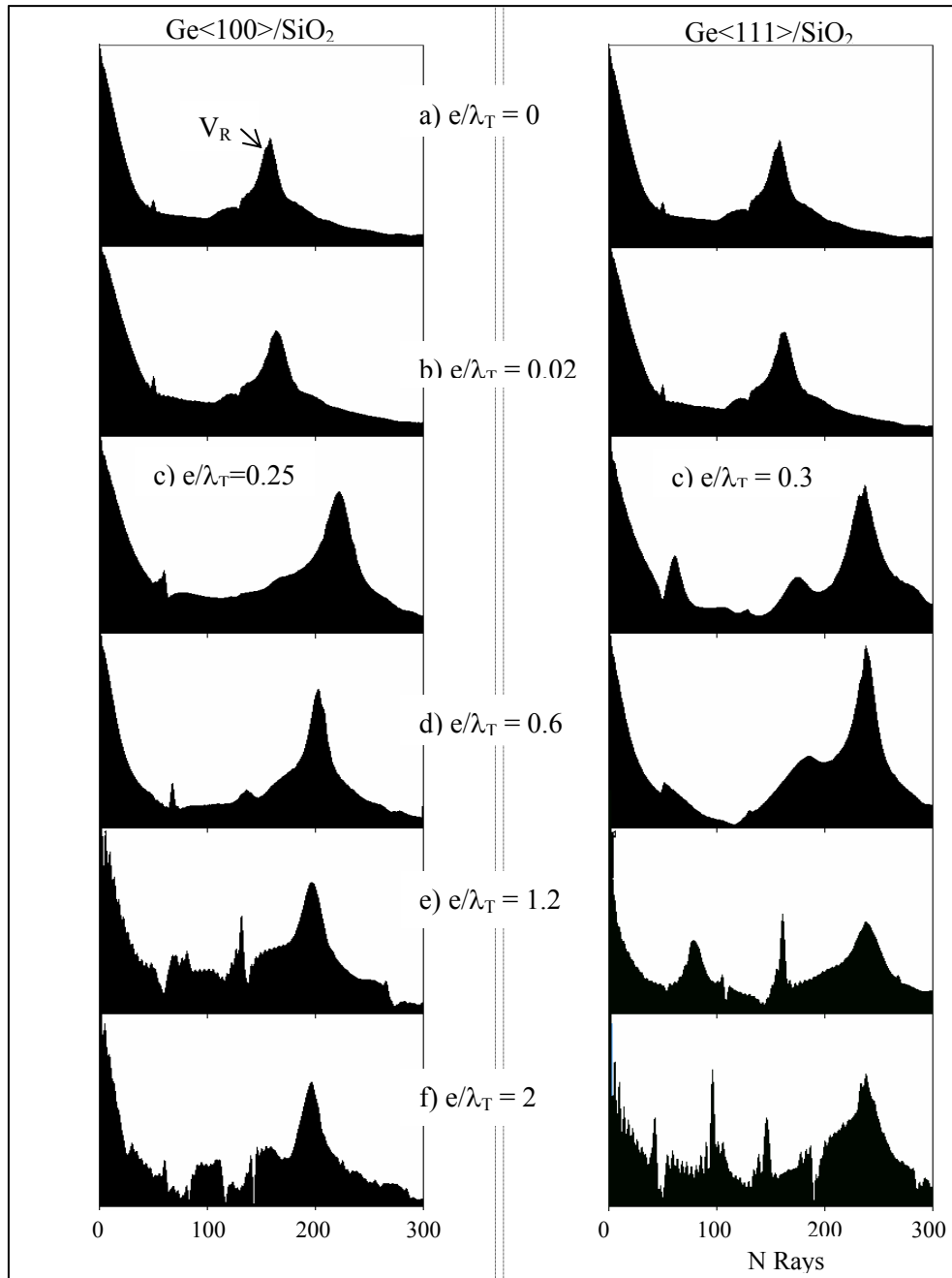




**Figure III.13:** Signatures acoustiques obtenus à 142 MHz pour SiO<sub>2</sub> nu (a) et différentes épaisseurs du Ge (b, c, d, e et f).

### III-6.3 Analyse spectrale du $V(z)$

Les effets de l'épaisseur sont mieux illustrés sur la figure (III.14) par les spectres de FFT des signatures acoustiques précédemment regroupés sur la figure (III.13).



**Figure III.14:** Spectres de FFT des courbes de  $V(z)$  pour  $\text{SiO}_2$  nu (a) et différentes épaisseurs du Ge (b, c, d, e et f).

On note pour les faibles épaisseurs (courbe b) la présence d'un seul pic principal représentant le mode le plus lent qui est celui de Rayleigh qui apparaît sous nos conditions de simulation. Pour les autres épaisseurs (courbe c, d, e et f), on remarque: (i) l'apparition d'autres pics aux grandes périodes spatiales avec une efficacité (hauteur de pic principal) relativement faible et (ii) Un décalage du pic principal du mode de Rayleigh vers les faibles périodes spatiales (la structure Ge<111>/SiO<sub>2</sub>). Le glissement de pic principal change de sens à l'épaisseur normalisée  $e/\lambda_T = 0.25$  (dans la structure Ge<100>/SiO<sub>2</sub>).

Une analyse profonde des périodes spatiales avec l'épaisseur normalisée jusqu'à ( $e/\lambda_T = 2$ ) permet de quantifier les variations suivantes:

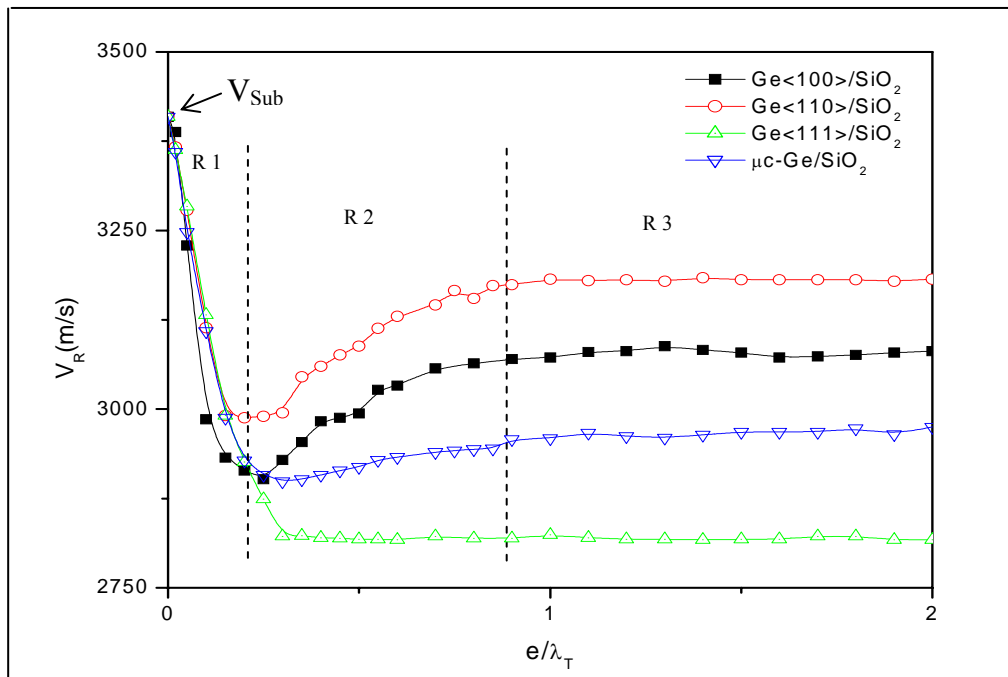
- La structure Ge<100>/SiO<sub>2</sub>: il y a une diminution de période spatiale de 51.7  $\mu\text{m}$  jusqu'à 36.7  $\mu\text{m}$ , donc une diminution de 29 %, suivi d'une augmentation de la période jusqu'à 41.7  $\mu\text{m}$  (soit 13.6 %). On trouve une diminution pour la période spatiale totale de 19.34 %.
- La structure Ge<111>/SiO<sub>2</sub>: il y a une diminution de période spatiale de 51.7  $\mu\text{m}$  jusqu'à 34.4  $\mu\text{m}$ , donc une diminution de 33.5 %.

#### III-6.4 Effets de l'épaisseur sur $V_R$

La détermination des paramètres acoustiques de couche mince ou du substrat dans la structure couche/substrat, est très difficile, parce que, il y a des interférences entre l'effet du substrat et de la couche [19]. Pour cette raison on utilise les courbes de dispersion des vitesses pour déduire des paramètres acoustiques. Cette dispersion de vitesse est mieux illustrée dans la figure (III.15) en fonction de l'épaisseur normalisée,  $e/\lambda_T$ . On note que (i) toutes les courbes sont de types négatifs qui montrent l'existence de l'effet de charge et que (ii) la vitesse diminue de celle du substrat,  $(V_R)_{\text{SiO}_2} = 3409$  m/s pour atteindre celle de la couche.

On remarque que les courbes de dispersion peuvent être divisées en trois régions principales.

**Région 1:** correspondant aux faibles épaisseurs  $0 < e/\lambda_T < 0.2$ . Dans cet intervalle, la vitesse de Rayleigh subit une forte décroissance en fonction de  $e/\lambda_T$ , la diminution de la vitesse est plus prononcée dans la structure  $\mu\text{c-Ge/SiO}_2$  par rapport aux autres structures. Ce comportement peut être dû à l'effet de densités qui domine celui de la vitesse [la densité du  $\mu\text{c-Ge}$  (5.33 g/cm<sup>3</sup>) et de Ge (5.32 g/cm<sup>3</sup>)].

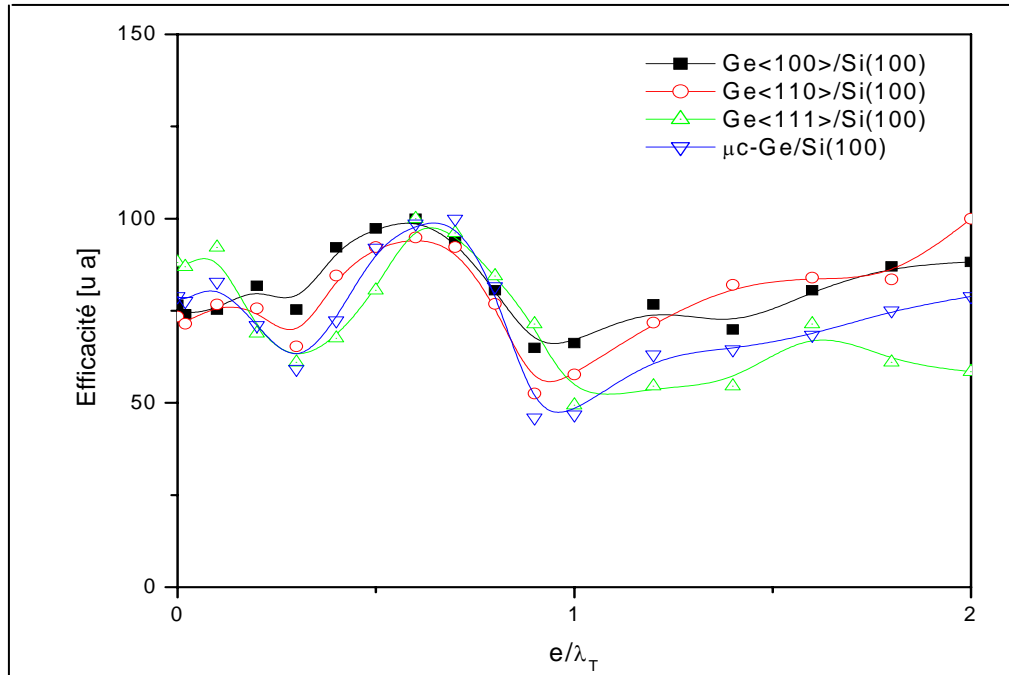


**Figure III.15:** Courbes de dispersion de vitesse de Rayleigh en fonction du rapport ( $e/\lambda_T$ ) des structures  $Ge/SiO_2$  et  $\mu c-Ge/SiO_2$ .

**Région 2:** correspondant aux épaisseurs  $0.2 < e/\lambda_T < 0.8$ . Dans cette région on observe des anomalies dont les amplitudes différentes d'une structure à une autre. Pour les structures  $Ge<100>/SiO_2$ ,  $Ge<110>/SiO_2$  et  $\mu c-Ge/SiO_2$ , les anomalies sont respectivement situées aux épaisseurs  $e/\lambda_T = 0.25$ ,  $e/\lambda_T = 0.2$  et  $e/\lambda_T = 0.3$ . L'effet de l'anomalie a été également observé pour la structure eau/couche/silicium [20].

**Région 3:** correspondant aux  $0.8 < e/\lambda_T < 2$ . Les vitesses de phase atteignent une valeur pratiquement constante (région de saturation). Chaque courbe atteint une valeur de vitesse, pratiquement égale la vitesse de Rayleigh de la couche. Les vitesses ainsi déterminées sont 3082 m/s, 3214 m/s, 2969 m/s et 2822 m/s respectivement pour les couches  $Ge<100>$ ,  $Ge<110>$ ,  $\mu c-Ge$  et  $Ge<111>$ .

L'efficacité de génération du mode de Rayleigh peut être déduite de la hauteur du pic principal des spectres de FFT. Ainsi, les résultats déterminés sont regroupés dans la figure (III.16) pour différentes structures de  $Ge/SiO_2$  et  $\mu c-Ge/SiO_2$ . Il est clair que la génération de ce mode, sous ces conditions de simulation, reste efficace (de 50 à 100) quelque soit l'épaisseur considérée.



**Figure III.16:** Efficacité de génération du mode de Rayleigh en fonction de rapport ( $e/\lambda$ ) des structures  $Ge/SiO_2$  et  $\mu c-Ge/SiO_2$ .

## II-7 Effets de l'épaisseur des couches de Ge déposées sur Si<100>

### II-7.1 Effets de l'épaisseur sur $R(\theta)$

Les coefficients de réflexion, module (---) et phase (—), en fonction de l'angle incidence  $\theta$  obtenus à 142 MHz sont regroupés sur la figure (III.17) pour  $Ge<100>/Si<100>$ . En plus de celui du substrat ( $e/\lambda_T = 0$ ), plusieurs épaisseurs typiques de la couche sont représentées soit : ( $e/\lambda_T$ ) = 0.02 (courbe b), 0.3 (courbe c), 0.6 (courbe d), 1.2 (courbe e) et 2 (courbe f). Ces paramètres ont été utilisés pour la structure  $Ge<100>/Si<100>$ .

Il est clair que la courbe (a) dans tous les cas est la même du fait qu'elle représente le même substrat  $Si<100>$ . Cependant, on note qu'au fur et à mesure que l'épaisseur de la couche augmente, l'angle critique correspondant à l'excitation du mode de Rayleigh se déplace vers les grands angles d'incidence. De plus, on constate l'apparition de plusieurs autres fluctuations (courbe d, e et f) indicatives de la génération de nouveaux modes de propagation caractéristiques de la structure.

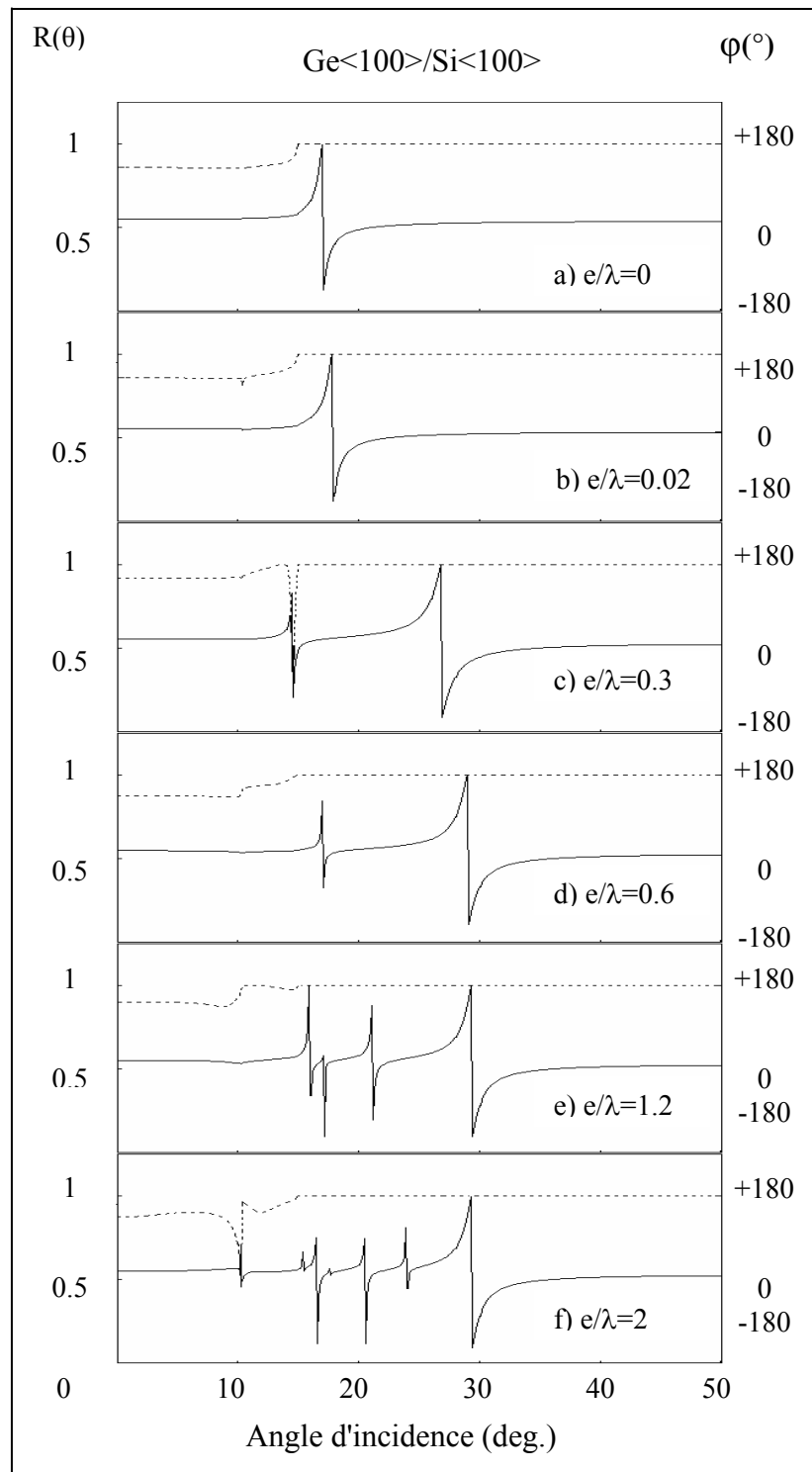
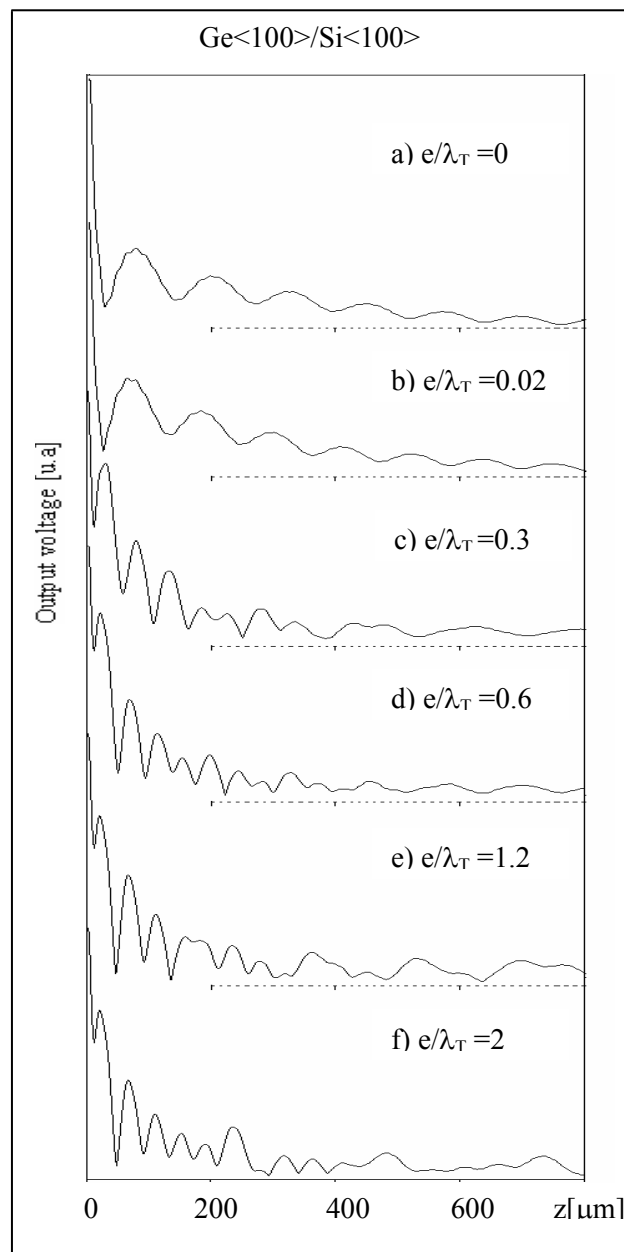


Figure III.17: Coefficients de réflexion obtenus à 142 MHz pour  $\text{Si}\langle 100 \rangle$  nu (a) et différentes épaisseurs du Ge (b, c, d, e et f).

## II-7.2 Effets de l'épaisseur sur $V(z)$

Les signatures acoustiques ont été calculées sous les mêmes conditions que précédemment (section § III-7.1). Les résultats, ainsi trouvés sont regroupés sur la figure (III.18). Plusieurs épaisseurs typiques de la couche sont représentées soit :  $(e/\lambda_T) = 0.02$  (courbe b), 0.3 (courbe c), 0.6 (courbe d), 1.2 (courbe e) et 2 (courbe f). Ces paramètres ont été utilisés pour Ge<100>/Si<100>. La condition  $(e/\lambda_T) = 0.0$  représente la signature  $V(z)$  du substrat nu (courbe a) dans tous les cas.



**Figure III.18:** Signatures acoustiques obtenues à 142 MHz pour Si<100>(a) et pour différentes épaisseurs de la couche du Ge (b, c, d, e et f).

Les courbes des signatures acoustiques ont montré, pour toutes les structures, des variations en périodes spatiales pour chaque épaisseur normalisée,  $e/\lambda_T$ . On note qu'à l'épaisseur nulle,  $e/\lambda_T = 0$ , (courbe a) une oscillation périodique présentant la signature de substrat Si<100> est obtenue pour tous les cas. Lorsque l'épaisseur augmente (courbes c, d, e et f) le nombre des oscillations également augmente jusqu'à la disparition du comportement harmonique. De plus l'augmentation de l'épaisseur entraîne l'apparition d'autres modes. Ces remarques sont valables pour toutes les structures étudiées. La quantification de ces changements dans l'allure des courbes de  $V(z)$  a été effectuée par leur analyse spectrale via la transformée de Fourier rapide.

### II-7.3 Analyse spectrale par FFT

Les effets de l'épaisseur sont mieux illustrés sur la figure (III.19) par les spectres de FFT des signatures acoustiques précédemment regroupés sur la figure (III.18). On note, pour les faibles épaisseurs (courbe b), la présence d'un seul pic principal représentant le mode de Rayleigh qui apparaît sous nos conditions de simulation. Pour les autres épaisseurs (courbe c, d, e et f), on remarque: (i) l'apparition d'autres pics aux grandes périodes spatiales avec une efficacité (hauteur de pic principal) relativement faible et (ii) Un décalage du pic principal du mode de Rayleigh vers les faibles périodes spatiales.

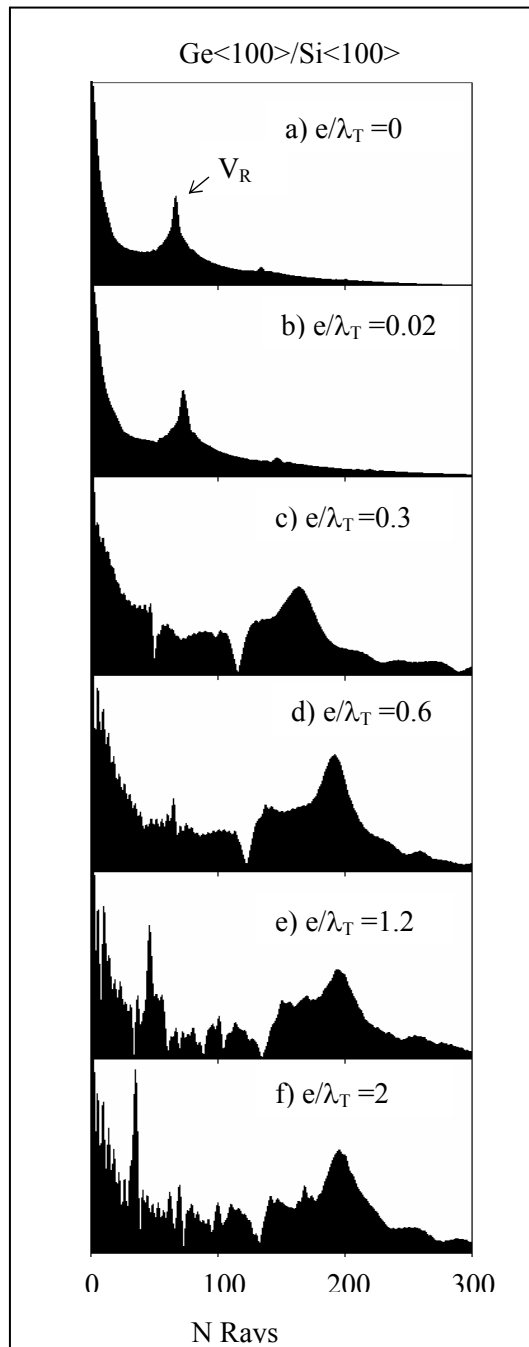
Une analyse profonde des périodes spatiales de la structure Ge<100>/Si<100> avec l'épaisseur normalisée jusqu'à ( $e/\lambda_T = 2$ ) montré une diminution de  $122.7 \mu\text{m}$  jusqu'à  $41.8 \mu\text{m}$ , soit une diminution de 65.9 %.

### III-7.4 Effets de l'épaisseur sur $V_R$

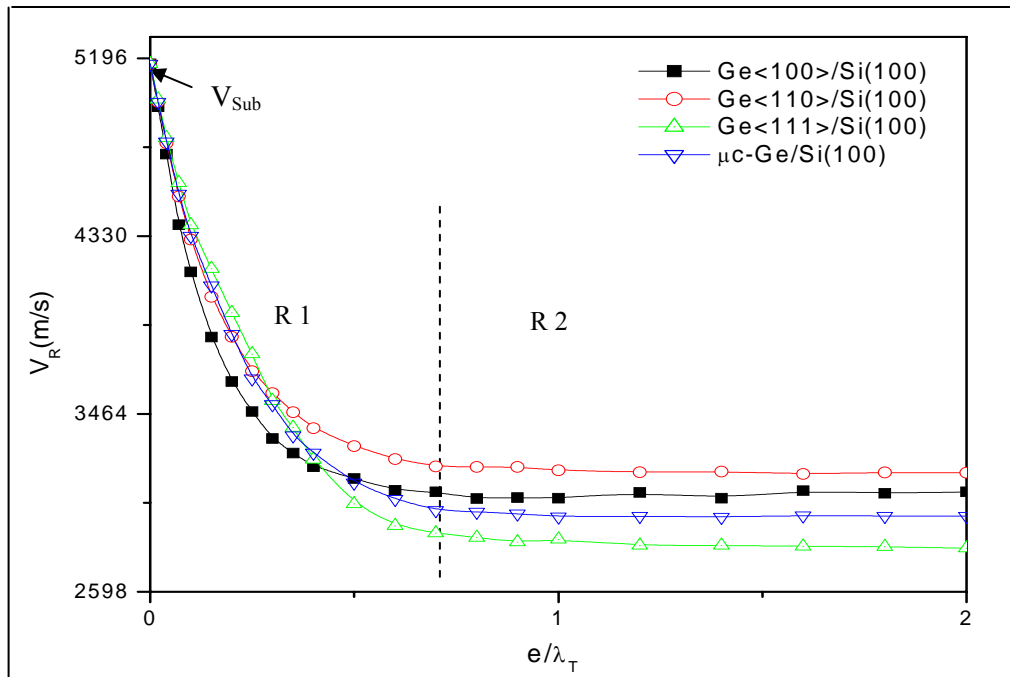
Pour déduire des paramètres acoustiques de substrat et du couche, nous étudions la dispersion de la vitesse de Rayleigh dans la structure Ge/Si<100>. Les courbes déduites pour cette dispersion sont mieux illustrées dans la figure (III.20) en fonction de l'épaisseur normalisée,  $e/\lambda_T$ . Les courbes sont de types négatifs montrant l'existence de l'effet de charge. La vitesse diminue de celle du substrat,  $(V_R)_{\text{Si}<100>} = 5164 \text{ m/s}$  pour atteindre celle de la couche.

On note que les courbes de dispersion peut être divisent en deux régions principales : une décroissance suivie d'une saturation.





**Figure III.19:** Analyse spectrale des  $V(z)$  obtenus à 142 MHz pour Si<100>(a) et pour différentes épaisseurs de la couche du Ge (b, c, d, e et f).

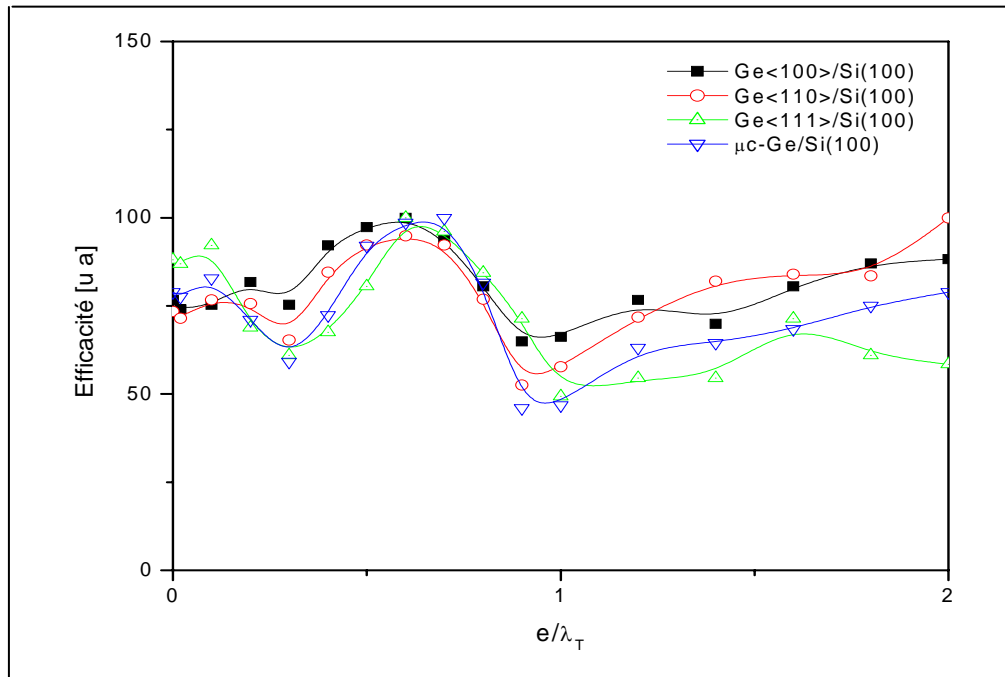


**Figure III.20:** Courbes de dispersion de vitesse de Rayleigh en fonction du rapport ( $e/\lambda$ ) des structures  $Ge/Si<100>$ , et de  $\mu c-Ge/Si<100>$ .

**Région 1:** correspondant aux faibles épaisseurs  $0 < e/\lambda_T < 0.8$ . Dans cet intervalle, la vitesse de Rayleigh subit une forte décroissance en fonction de  $e/\lambda_T$ , la diminution de la vitesse est plus rapide dans la structure  $Ge<100>/Si<100>$  par rapport aux autres structures.

**Région 2:** correspondant à l'intervalle  $0.8 < e/\lambda_T < 2$  (région de saturation). Les vitesses atteignent une valeur pratiquement constante qui représente pratiquement la vitesse de Rayleigh de la couche. Les vitesses, ainsi déterminées, sont 3082 m/s, 3214 m/s, 2969 m/s et 2822 m/s respectivement pour les couches  $Ge<100>$ ,  $Ge<110>$ ,  $\mu c-Ge$  et  $Ge<111>$ .

La figure (III.21) représentée l'efficacité du mode de Rayleigh, pour différentes structures de  $Ge/Si<100>$  et  $\mu c-Ge/Si<100>$ . Il est clair que le mode de Rayleigh peut être généré efficacement sous les conditions utilisées.



**Figure III.21:** Efficacité de génération du mode de Rayleigh en fonction de rapport ( $e/\lambda$ ) des structures Ge/Si<100> et  $\mu$ c-Ge/Si<100>.

### III-9 Conclusion

Les vitesses de propagation des ondes acoustiques ainsi les angles critiques d'excitations dans différentes orientations, du Ge cristallin et du  $\mu$ c-Ge sont déterminés. L'influence de l'épaisseur sur la période spatiale des signatures acoustiques est également quantifiée. Pour le germanium déposé sur la silice, l'influence de l'épaisseur sur la période spatiale des signatures acoustique est également quantifiée elle diminue de 51.7  $\mu$ m à  $e/\lambda_T = 0$  jusqu'à 41.7  $\mu$ m à  $e/\lambda_T = 2$  pour la structure Ge<100>/SiO<sub>2</sub>; avec une variation de 19.34 %, et ainsi une variation qui peut atteindre 33.5 % pour la structure Ge<111>/SiO<sub>2</sub>. Les courbes de dispersion des différents systèmes sont de type négatif, présentant une diminution de vitesse de celle du substrat,  $(V_R)_{SiO_2} = 3409$  m/s pour atteindre celle de la couche lorsque l'épaisseur de cette dernière dépasse la longueur,  $0.8 \lambda_T$ . A partir de la saturation des courbes, on a pu déterminer les vitesses de Rayleigh,  $V_R$ , pour chaque orientation cristallographique ainsi que pour le  $\mu$ c-Ge. Des résultats similaires ont été déduits pour le Ge déposé sur Si<100>. L'influence de l'épaisseur sur la période spatiale des signatures acoustique est également quantifiée, elle diminue de 65.9 %. Les courbes de dispersion des différents systèmes, de type négatif, avec une diminution de vitesse allant de celle du substrat,  $(V_R)_{Si<100>} = 5164$  m/s pour atteindre celle de la couche lorsque l'épaisseur dépasse la longueur  $0.8 \lambda_T$ .

## *Conclusion Générale*

Dans ce travail, nous avons étudié les propriétés acoustiques du germanium suivant les états structuraux (amorphe, cristallin et microcristallin) via des simulations basées sur le principe de la microscopie acoustique en tant que méthode de contrôle non destructive. Premièrement; nous avons considéré l'influence des méthodes de préparation (HWCVD, évaporation, pulvérisation) du germanium amorphe (a-Ge) sur les paramètres acoustiques et la comparer aux résultats obtenus pour le germanium cristallin. Nous avons déterminé les vitesses de propagation de différents modes : longitudinale  $V_L$ , transversale  $V_T$  et de Rayleigh  $V_R$  pour chaque méthode. Ensuite, nous avons étudié l'effet de l'épaisseur de la couche du germanium amorphe déposée sur le substrat de silicium. . La période spatiale des signatures acoustiques est quantifiée : elle diminue de 68.1 % pour la structure c-Ge/Si<100>, 74.1 % pour a-Ge (préparé par HWCVD)/Si<100>, 79.2 % pour a-Ge (évaporé)/Si<100> et 87.6 % pour a-Ge (pulvérisé)/Si<100>. Les courbes de dispersion des différents systèmes sont de type négatif, présentant une diminution de vitesse de celle du substrat,  $(V_R)_{Si<100>} = 5164$  m/s pour atteindre celle de la couche lorsque l'épaisseur de cette dernière dépasse la longueur d'onde  $0.6 \lambda_T$ .

L'effet de l'anisotropie de germanium cristallin sur les vitesses acoustiques a été mis en évidence ainsi que l'influence de l'épaisseur des couches du Ge et  $\mu\text{-Ge}$  déposée sur la silice et le silicium. La période spatiale des signatures acoustiques est également quantifiée : elle diminue de  $51.7 \mu\text{m}$  à  $e/\lambda_T = 0$  jusqu'à  $41.7 \mu\text{m}$  à  $e/\lambda_T = 2$  pour la structure  $\text{Ge}\langle 100 \rangle/\text{SiO}_2$ ; avec une variation de 19.34%, et ainsi une variation qui peut atteindre 33.5 % pour la structure  $\text{Ge}\langle 111 \rangle/\text{SiO}_2$ , et aussi de 65.9 % pour la structure  $\text{Ge}\langle 100 \rangle/\text{Si}\langle 100 \rangle$ . Les courbes de dispersion des différents systèmes sont de type négatif, présentant une diminution de vitesse de celle du substrat,  $(V_R)_{\text{SiO}_2} = 3409 \text{ m/s}$  et  $(V_R)_{\text{Si}\langle 100 \rangle} = 5164 \text{ m/s}$  pour atteindre celle de la couche lorsque l'épaisseur de cette dernière dépasse la longueur d'onde  $0.8 \lambda_T$ . A partir de la saturation des courbes, on peut déterminer la vitesse de Rayleigh,  $V_R$ , pour chaque orientation cristallographique ainsi que pour le  $\mu\text{-Ge}$ .

## *Références Bibliographiques*

### *Références de l'introduction générale*

- [1] E. Helgren. “*Characteristic temperature in magnetically doped amorphous semiconductors*”. J. Phys. Rev. B **71** (113203), 1 (2005).
- [2] A. S. Ferlauto, G. M. Ferreira, J. M. Pearce, C. R. Wronski, R. W. Collins, X. Deng and G. Ganguly. “*Analytical model for the optical functions of amorphous semiconductors and its applications for thin film solar cells*”. Thin Solid Films **455** **456**, 388 (2004).
- [3] L. Anand and M. E. Gurtin. “*A theory of amorphous solids undergoing large deformations, with application to polymeric glasses*”. International Journal of Solids and Structures **40**, 1465 (2003).
- [4] D. K. Basa. “*Correlation between the opto-electronic and structural parameters of amorphous semiconductors*”. Thin Solid Films **406**, 75 (2002).
- [5] H. Trinkaus. “*Dynamics of viscoelastic flow in ion tracks: origin of plastic deformation of amorphous materials*”. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B **146**, 204 (1998).
- [6] T. Nagase and H. Naito. “*Determination of free carrier recombination lifetime in amorphous materials*”. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B **146**, 204 (1998).
- [7] E. L. Hull and R. H. Pechl. “*Amorphous germanium contacts on germanium detectors*”. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **538**, 651 (2005).
- [8] D. Perotie and T. Krings. “*Detection characteristics of Ge detectors with microstructured amorphous Ge contacts*”. IEEE Transactions on Nuclear Science, **51** (3), 1129 (2004).

- [9] R. J. Zambrano, F. A. Rubinelli, W. M. Arnoldbik, J. K. Rath and R. E. I. Schropp. “Computer-aided band gap engineering and experimental verification of amorphous silicon–germanium solar cells”. *Solar Energy Materials & Solar Cells* **81**, 73 (2004).
- [10] Y. Bouizem, A. Belfedal, J. D. Sib and L. Chahed. “Density of states in hydrogenated amorphous germanium seen via optical absorption spectra”. *J. Sol. Stat. Commu.* **126**, 675 (2003).
- [11] C. Stanescu. “A Monte-Carlo computer simulation method of continuous network models of amorphous germanium thin films”. *Fizika A* **7** (4), 177 (1998).
- [12] S. K. O’leary, S. Zukotynski and J. M. Perz. “Disorder and optical absorption in amorphous silicon and amorphous germanium”. *J. Non-Cryst. Sol.* **210**, 249 (1997).
- [13] A. Witvrouw and F. Spaepen. “Viscosity and elastic constants of amorphous Si and Ge”. *J. Appl. Phys.* **74** (12), 7154 (1993).
- [14] P. N. Luke, C. P. Cork, N. W. Madden, C. S. Rossington and M. F. Wesela. “Amorphous Ge bipolar blocking contacts on Ge detectors”. *IEEE Transactions on Nuclear Science* **39** (4), 590 (1992).
- [15] J. R. Blanco, P. J. McMarr, J. E. Yehoda, K. Vedam and R. Messier. “Density of amorphous germanium films by spectroscopic ellipsometry”. *J. Vac. Sci. Technol. A* **4** (3), 577 (1986).
- [16] M. Haaks, T. E. M. Staab and K. Maier. “Analyzing the high-momentum part of positron annihilation Doppler spectra with a single germanium detector”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **569**, 829 (2006).
- [17] C. On Chui, L. Kulig, J. Moran, W. Tsai and K. C. Saraswat. “Germanium n-type shallow junction activation dependences”. *J. Appl. Phys. Lett.* **87** (091909), 1 (2005).
- [18] J. Y. Spann, A. Anderson, T. J. Thonton, G. Harris, S. G. Thomas and C. Tracy. “Characterization of nickel germanide thin films for use as contacts to p-Channel germanium MOSFETs”. *IEEE Electron Device Letters*, **26** (3), 151 (2005).
- [19] K. P. Zioc N. Madden, E. Hull, W. Craig, T. Lavietes and C. Cork. “A germanium-based coded aperture imager”. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **49** (4), 1737 (2002).
- [20] R. Leancu, N. Moldovan, L. Csepregi and W. Lang. “Anisotropic etching of germanium”. *Sensors and Actuators A* **46-47**, 35 (1995)
- [21] C. A. Rego, P. W. May, E. C. Williamson, M. N. R. Ashfold, Q. S. Chia, K. N. Rosser and N. M. Everitt. “CVD diamond growth on germanium for IR window applications”. *Diamond and Related Materials*, **3**, 939 (1994).

- [22] K. Makihara, Y. Okamoto, H. Nakagawa, M. Ikeda, H. Murakami, S. Higashi and S. Miyazaki. “*Electrical characterization of Ge microcrystallites by atomic force microscopy using a conducting probe*”. *Thin Solid Films* **457**, 103 (2004).
- [23] Y. Okamoto, K. Makihara, S. Higashi and S. Miyazaki. “*Formation of microcrystalline germanium (mc-Ge:H) films from inductively coupled plasma CVD*”. *Applied Surface Science* **244**, 12 (2005).
- [24] A. Saito and T. Suemoto. “*Resonantly excited luminescence in Ge microcrystallites*”. *Prog. Crystal Growth and Charact.* **33**, 141 (1996).
- [25] R. Gr Maey. “*New development in high resolution acoustic imaging for materials evaluation*”. WCU 2003, Paris, **7-10**, 287 (2003).
- [26] A. Doghmane and Z. Hadjoub. “*Estimation of oblique, convex and concave surface effects on microacoustically determined elastic parameters*”. WCU 2003, Paris, **7-10**, 765 (2003).
- [27] I. Takanaga and J. Kushibiki. “*A method of determining acoustical physical constants for piezoelectric materials by line-focus-beam acoustic microscopy*”. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, **49** (7), 893 (2002).
- [28] J. Kushibiki, I. Takanaga and S. Nishiyama. “*Accurate measurements of the acoustical physical constants of synthetic  $\alpha$ -quartz for SAW device*”. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, **49** (1), 125 (2002).
- [29] R. W. David, P. Morgan, J. M. Owens, A. Ballato, K. M. Lakin, K. Hashimoto and C. C. W. Ruppel. “*Microwave acoustic materials, devices, and applications*”. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **50** (3), 738 (2002).
- [30] T. Hesjedal and G. Behme. “*Investigation of single surface acoustic wave sources*”. *Electronics Letters* **36** (22), 1903 (2000).
- [31] Y. V. Gulyaev. “*Review of shear surface acoustic waves in solids*”. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, **45** (4), 935 (1998).
- [32] F. Hadjoub, Z. Hadjoub, A. Gacem, I. Beldi and A. Doghmane. “*Surface tilting effects on elastic constants in acoustic microscopy investigations*”. *Electronics Letters* **34** (18), 1797 (1998).



**Référence du chapitre I**

- [1] P. C. Taylor. “*The localization of electrons in amorphous semiconductors: a twenty-first century perspective*”. J. Non-Cryst., Sol. **352**, 839 (2006).
- [2] A. Doghmane and W. E. Spear. “*Determination of the recombination rate constants in amorphous silicon*”. Phil. Mag. **B 53**, 463 (1986).
- [3] N. F. Mott and E. A. Davis. “*Electronic processes in non crystalline materials*” (Univ. Press, Oxford, 1979).
- [4] S. Alexander. “*Amorphous solids: their structure, lattice dynamics and elasticity*”. Physics Reports **296**, 65 (1998).
- [5] J. I. Pankove (ed.). “*Hydrogenated amorphous silicon: Parts A, B, C, D*”. (Academic Press, N. Y. 1984).
- [6] P. M. Ossi. “*Disordered materials*”. (Springer, Berlin, 2003).
- [7] I. Hadjoub, A. Doghmane and Z. Hadjoub. “*Microacoustic investigations of different structural forms of silicon*”. J. Phys IV, **124**, 141 (2005).
- [8] Snell, P. G. LeComber, K. D. McKenzie, W. E. Spear and A. Doghmane. “*The characteristics and properties of optimised a-Si FETs and their applications in integrated image sensors*”. J. Non-Cryst. Sol. **59/60**, 1187 (1983).
- [9] J. D. Joannopoulos and G. Lucovsky (ed.). “*Hydrogenated amorphous silicon: Vol. 1 & 2*”. (Springer Verlag, Berlin, 1984).
- [10] A. J. Snell, A. Doghmane, P. G. LeComber and W E Spear. “*A new vertically integrated amorphous silicon image sensor*”. J. Appl. Phys. **A 34**, 175 (1984).
- [11] J. Bicerano, and D. Adler. “*Theory of the structures of non-crystalline solids*”. J. Appl. Chem. **59** (1), 101 (1987).
- [12] N. F. Mott. “*Electrons in disordered structures*”. J. Adv. Phys. **16** (61), 49 (1967).
- [13] M. H. Cohen, H. Fritzsche and S. R. Ovshinski. “*Simple band model for amorphous semiconductor alloys*”. J. Phys. Rev. Lett. **22** (20), 1065 (1969).
- [14] P. W. Anderson. “*Absence of diffusion in certain random lattices*”. J. Phys. Rev. **109** (5), 1492 (1958).
- [15] N. F. Mott, and E. A. Davis. “*Electronic processes in noncrystalline materials*”. (Clarendon Press, Oxford. 1979).

- [16] F. Di Quarto, E. La Mantia, and M. Santamaria. “*Physicochemical characterization of passive films on niobium by admittance and electrochemical impedance spectroscopy studies*”. *Electrochim. Acta* **50**, 5090 (1990).
- [17] J. M. Marshall and A. E. Owen. “*Drift mobility studies in vitreous arsenic triselenide*”. *Philosophical Mag.* **24**, 1281 (1971).
- [18] S. K. O’Leary, and P. K. Lim. “*On determining the optical gap associated with an amorphous semiconductor: a generalization of the Tauc model*”. *Sol. Stat. Commun.* **104** (1), 17 (1997).
- [19] P. C. Taylor. “*The localization of electrons in amorphous semiconductors: a twenty-first century perspective*”. *J. Non-Cryst. Sol.* **352**, 839 (2006).
- [20] R. Zallen. “*The physics of amorphous solids*”. (John Wiley, N. Y, 1998).
- [21] G. Dalba, and R. Grisenti. “*EXAFS and semiconducting amorphous systems*”. *J. Non-Cryst. Sol.* **338–340**, 201 (2004).
- [22] C. Beneking, B. Rech, S. Wieder, O. Kluth, H. Wagner, W. Frammelsberger, R. Geyer, P. Lechner, H. Rubel, and H. Schade. “*Recent developments of silicon thin film solar cells on glass substrates*”. *Thin Solid Films* **351**, 241 (1999).
- [23] I. Balberg. “*Transport and phototransport in amorphous and nanostructured semiconductors*”. *J. Opt. and Adv. Mater.*, **3** (3), 587 (2001).
- [24] A. Sazonov, D. Stryahilev, A. Nathan, and L. D. Bogomolova. “*Dielectric performance of low temperature silicon nitride films in a-Si:H TFTs*”. *J. Non-Cryst. Sol.* **299-302**, 1360 (2002).
- [25] L. W. Kessler and D. E. Yuhas. “*Acoustic microscopy-1979*”. *Proceedings of the IEEE*, **67**(4), 526 (1979).
- [26] C. F. Quate, A. Atalar and H. K. Wickramasinghe. “*Acoustic microscopy with mechanical scanning-a review*”. *Proceedings of the IEEE*, **67** (8), 1092 (1979).
- [27] I. Hadjoub, A. Doghmane and Z. Hadjoub. “*Investigations, and simulations of acoustic materials signatures of amorphous silicon*”. *J. Phys. Chem. News* **27**, 22 (2006).
- [28] S. Bouhedja, I. Hadjoub, A. Doghmane and Z. Hadjoub. “*Investigations of Rayleigh wave attenuation via annular lenses in acoustic microscopy*”. *Physica Status Solidi* (a), **202** (6), 1025 (2005).
- [29] A. Doghmane, Z. Hadjoub, M. Doghmane and F. Hadjoub. “*Acoustic investigations of elastic properties of highly porous silicon layers*”. *Semicond. Phys. Quant. Electron. Optoelectron.* **9** (3), 4 (2006).

- [30] A. Benbelghit, D. Boutassouna, B. Helifa, and I. K. Lefkaier. “*Determination of the elastic properties of some coated materials by simulation of the analogue signal of the reflection acoustic microscope*”. NDT E Int **39**, 76 (2006).
- [31] J. Kushibiki, N. Chubachi. “*Material characterization by line-focus-beam acoustic microscope*”. IEEE Sonics Ultrasound. **SU-32**, 189 (1985).
- [32] Z. Yu, and S. Boseck. “*Scanning acoustic microscopy and its applications to material characterization*”. Rev. Mod. Phys. **67** (4), 863 (1995).
- [33] M. Doghmane, F. Hadjoub, A. Doghmane and Z. Hadjoub, “*Approaches for evaluating Young’s and shear moduli in terms of a single SAW velocity via the SAM technique*” Mater. Lett. **61**, 813 (2007).
- [34] L. A. Viktorov, “*Rayleigh and Lamb waves*”, (Plenum, N. Y. 1967).

<b><i>Références du chapitre II</i></b>
---

- [1] G. Ganguly, D. E. Carlson, and R. R. Arya. “*Amorphous germanium recombination junctions in amorphous-silicon-based tandem solar cells*”. J. Appl. Phys. Lett. **83** (20), 4256 (2003).
- [2] R. Zallen, V. Tech, B. Virginia. “*The physics of amorphous solids*”.(John Wiley & Sons, N. Y, 1998).
- [3] N. F. Mott, and E. A. Davis. “*Electronic processes in noncrystalline materials*”, (Oxford Press, Oxford, 1979).
- [4] N. F. Mott. “*Electrons in disordered structures*”. J. Adv. Phys. **16** (61), 49 (1967).
- [5] T. Graf, T. Ishikawa, K. M. Itoh, E. E. Haller, M. Stutzmann, and M. S. Brandt. “*Hyperfine interactions at dangling bonds in amorphous germanium*”. J. Phys. Rev. B **68**, 205208-1 (2003).
- [6] G. Marcano. “*Defect luminescence of nitrogen-doped hydrogenated amorphous germanium thin films*”. Materials Letters **39**, 240 (1999).
- [7] A. Doghmane and W. E. Spear. “*Determination of the recombination rate constants in amorphous silicon*”. Phil. Mag. **B 53**, p. 463 (1986).
- [8] S. K. O’Leary, and P. K. Lim. “*On determining the optical gap associated with an amorphous semiconductor: a generalization of the Tauc model*”. Sol. Stat. Commun. **104** (1), 17 (1997).
- [9] D. Comedi and I. Chambouleyron. “*Dopant impurity-induced defects in p-type doped hydrogenated amorphous germanium*”. J. Appl. Phys. Lett. **69** (12), 1737 (1996).

- [10] B. Ebersberger, and W. Kruhler. “*Equilibrium defect density in hydrogenated amorphous germanium*”. J. Appl. Phys. Lett. **65** (13), 1683 (1994).
- [11] F. C. Marques, P. Wickboldt, D. Pang, J. H. Chen, and W. Paul. “*Stress and thermomechanical properties of amorphous hydrogenated germanium thin films deposited by glow discharge*”. J. Appl. Phys. **84** (6), 3118 (1998).
- [12] L. Zanzig, W. Beyer, and H. Wagner. “*High quality hydrogenated amorphous germanium prepared by the hot wire technique*”. J. Appl. Phys. Lett. **67** (11), 1567 (1995).
- [13] X. Liu, and R. O. Pohl. “*Low-energy excitations in amorphous films of silicon and germanium amorphous germanium*”. J. Phys. Rev. B **52** (14), 9067 (1998).
- [14] R. K. Sharma, S. K. Bansal, R. Nath, and R. M. Mehra. “*Electron beam induced explosive crystallization of unsupported amorphous germanium thin films*”. J. Appl. Phys. **55** (2), 387 (1984).
- [15] M. K. Bhan, L. K. Molhotra, and S. C. Kashyap. “*Electrical, optical, and structural properties of reactive ion beam sputtered hydrogenated amorphous germanium (a-Ge:H) films*”. J. Appl. Phys. **65** (1), 241 (1989).
- [16] F. T. Reis, D. Comedi, and I. Chambouleyron. “*Steady-state photoconductivity of gallium- and indium-doped hydrogenated amorphous germanium thin films*”. J. Appl. Phys. **83** (1), 353 (1998).
- [17] R. O. Pohl, X. Liu, and E. Thompson. “*Low-temperature thermal conductivity and acoustic attenuation in amorphous solids*” Rev. Mod. Phys. **74** (4), 991 (2002).
- [18] W. Waynant and M. N. Ediger. “*Electro-optics handbook*”. (McGraw-Hill, N. Y, 2000).
- [19] A. Selfridge, Ph.D., Ultrasonic Devices Inc., Los Gatos, in: <http://www.ondacorp.com/tables/Liquids.pdf>.
- [20] C. J. R. Sheppard, T. Wilson. “*Effects of high angles of convergence on  $V(z)$  in the scanning acoustic microscope*”. J. Appl. Phys. Lett. **38**, 858 (1981).
- [21] J. Kushibiki, N. Chubachi. “*Material characterization by line-focus-beam acoustic microscope*”. IEEE Sonics Ultrasound. **SU-32**, 189 (1985).
- [22] I. R. Cox-Smith, H. C. Liang, R. O. Dillon. “*Sound velocity in amorphous films of germanium*”. J. Vac. Sci. Technol. A **3** (3), 674 (1985).
- [23] R. Koch, G. Wedler and B. Wassermann. “*Evolution of stress and strain relaxation of Ge and SiGe alloy films on Si(001)*”. Applied Surface Science **190**, 422 (2002).

- [24] T. Fujino, T. Fuse, J-T Ryu, K. Inudzuka, T. Nakano, K. Goto, Y. Yamazaki, M. Katayama and K. Oura. “*Ge thin film growth on Si(111) surface using hydrogen surfactant*”. *Thin Solid Films* **369**, 25 (2000).
- [25] E. L. Hull and R. H. Pehl. “*Amorphous germanium contacts on germanium detectors*”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **538**, 651 (2005).
- [26] E. Felder, C. Angelelis, M. Ducarroir, M. Ignat and P. Mazot. “*Propriétés mécaniques des films minces: problématiques et moyens de mesure*”. *Ann. Chim. Sci. Mat.* **23**, 791 (1998).
- [27] Z. Hadjoub, I. Beldi, M. Bouloudnine, A. Gacem, and A. Doghmane. “*Thin film loading effects on SAW velocity dispersion*”. *Electron. Lett.* **34** (3), 313 (1998).

<b>Référence du chapitre III</b>
----------------------------------

- [1] G. Masini, L. Colace, F. Galluzzi, G. Assanto. “*Advances in the field of poly-Ge on Si near infrared photodetectors*”. *Materials Science and Engineering B* **69–70**, 257 (2000).
- [2] H. An, Y. Trang, P. McNamara and S. Fleming. “*Characterization of surface crystallization in Ge-doped graded-index silica glass*”. *Opt. Express* **12** (6), 1055 (2004).
- [3] C. O Chui, F. Ito and K. C. Saraswat. “*Scalability and electrical properties of germanium oxynitride MOS dielectrics*”. *IEEE Electron Device Letters* **25** (9), 613 (2004).
- [4] F. H. Ruddell, J. H. Montgomery, H. S. Gamble and D. Denvir. “*Germanium MOS technology for infra-red detectors*”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **573**, 65 (2007).
- [5] F. E. Leys, R. Bonzom, R. Loo, O. Richard, B. De Jaeger, J. Van Steebergen, K. Dessein, T. Conard, J. Rip, H. Bender, W. Vandervorst, M. Meuris and M. Caymax. “*Epitaxy solutions for Ge MOS technology*”. *Thin Solid Films* **508**, 292 (2006).
- [6] W. Waynant and M. N. Ediger. “*Electro-Optics Handbook*”. (McGraw-Hill, N. Y, 2000).
- [7] M. Fox. “*Optical properties of solids*”. (Oxford, Oxford , 2001).
- [8] Kwok K. Ng. “*Complete Guide to semiconductor devices*”. (McGraw-Hill, N. Y 1995).

- [9] B. Depuyd, A. Theuwis and I. Romandic. “*Germanium: From the first application of Czochralski crystal growth to large diameter dislocation-free wafers*”. *Materials Science in Semiconductor Processing* **9**, 437 (2006).
- [10] T. Steiner. “*Semiconductor nanostructures for optoelectronic applications*”. (Artech House, Boston, 2004).
- [11] G. Masini, V. Cencelli, L. Colace, F. DeNotaristefani and G. Assanto. “*A germanium photodetector array for the near infrared monolithically integrated with silicon CMOS readout electronics*”. *Physica E* **16**, 614 (2003).
- [12] S. Duguay, A. Slaoui, J.J. Grob, M. Kanoun, S. Burignat, A. Souifi. “*Structural properties of Ge-implanted SiO<sub>2</sub> layers and related MOS memory effects*”. *Materials Science and Engineering B* **124–125**, 488 (2005).
- [13] C-H Tu, T-C Chang, P-T Liu, T-H Yang, H-W Zan, and C-Y Chang. “*A novel method for growing polycrystalline Ge layer by using UHVCVD*”. *Surface & Coatings Technology* **200**, 3261 (2006).
- [14] V. F. Mitin, E. F. Venger, N. S. Boltovets, M. Oszwaldowski, T. Bems. “*Low-temperature Ge film resistance thermometers*”. *Sensors and Actuators A* **68**, 303 (1998).
- [15] R. Claps, D. Dimitropoulos, B. Jalali and B. Jusserand. “*Raman scattering from acoustic modes in Si/Ge superlattice waveguides*”. *Superlattice and microstructures* **39**, 501 (2006).
- [16] J. Kushibiki, N. Chubachi. “*Material characterization by line-focus-beam acoustic microscope*”. *IEEE Sonics Ultrasound*. **SU-32**, 189 (1985).
- [17] N. N. Ovsyuk and V. N. Novikov. “*Influence of a glass matrix on acoustic phonons confined in microcrystals*”. *J. Phys. Rev. B* **53** (6), 3113 (1996).
- [18] E. Felder, C. Angelelis, M. Ducarroir, M. Ignat and P. Mazot. “*Propriétés mécaniques des films minces: problématiques et moyens de mesure*”. *Ann. Chim. Sci. Mat.* **23**, 791 (1998).
- [19] Z. Hadjoub, I. Beldi, M. Bouloudnine, A. Gacem, and A. Doghmane. “*Thin film loading effects on SAW velocity dispersion*”. *Electron. Lett.* **34** (3), 313 (1998).
- [20] I. Beldi, Z. Hadjoub, A. Doghmane, and A. Gacem. “*Investigations of anomalous behaviour of positive SAW velocity dispersion curves for water/layer/silicon systems*”. *WCU Paris* **7-10**, 777 (2003).