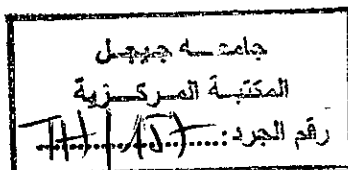


REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE



UNIVERSITE DE JIJEL
FACULTE DES SCIENCES
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE



MEMOIRE

PRESENTE POUR L'OBTENIR DU DIPLOME DE MAGISTER

En: Physique des matériaux

Option : Semi-conducteur

PAR

Mosbah AZLI

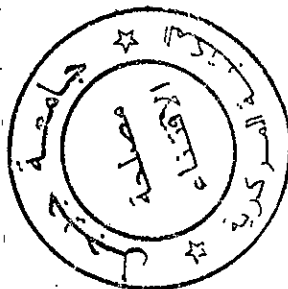
THEME

Traitement des signaux issues de l'interaction
rayonnement-matière: Applications à la
microscopie électronique à balayage

Soutenu le 27 Novembre 2007 devant la commission d'examen:

- Président : N. Brihi
- Rapporteur : D. Boutana
- Examineurs: N. Boutaoui
N. Doghmane

- Professeur , Université de Jijel
- Maître de Conférences, Université de Jijel
- Maître de Conférences, Université de Jijel
- Professeur, Université d'Annaba



REMERCIEMENTS

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé au sein du Laboratoire d'Etude des Matériaux (LEM) à l'université de Jijel.

Mes remerciements vont tout premièrement à dieu tout puissant pour la volonté, la santé et la patience qu'il m'a donné pour terminer ce travail.

Je remercie en premier lieu Monsieur Daoud Boutana maître de conférences à l'université de Jijel, pour avoir dirigé ce travail et suivi de près et de manière continue cette étude. Sa disponibilité, son soutien, sa gentillesse et sa rigueur, ses encouragements, son investissement et ses compétences m'ont permis de découvrir et d'aimer la physique.

J'exprime ma gratitude à Monsieur Noureddine Brihi, Professeur à l'université de Jijel, pour l'intérêt qu'il a porté à notre travail et pour l'honneur qu'il nous fait en acceptant la présidence de notre commission d'examen.

J'exprime ma profonde reconnaissance à Monsieur Noureddine Boutaoui, maître de conférence, vice-recteur et directeur de la poste graduation à l'université de Jijel, pour l'honneur qu'il nous fait en acceptant la participation dans le jury de ce travail.

J'adresse également mes remerciements chaleureux à Monsieur Doghimane Professeur à l'université de annaba, pour avoir accepté de juger ce travail.

J'adresse également mes remerciements chaleureux à Monsieur Bouridah H. et Monsieur Labrache F. pour vos images de l'échantillon.

Je tiens à adresser mes remerciements à tous les enseignants, ainsi que mes amis, et Melle Meriche Faiza, pour l'aide qu'ils m'ont apporté par la documentation.

Enfin je remercie toute personne ayant contribué de près ou de loin à l'élaboration de ce travail.



Mosbah

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail :

À ma chère mère

À la mémoire de mon père

À la mémoire de mon frère
Abdelhamid

À mon frère Khaled, À ma sœur

À toute ma famille

À tous mes amis

Mosbah

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE.....	I
----------------------------	---

CHAPITRE 1

NOTIONS GENERALES SUR L'INTERACTION DES RAYONNEMENTS AVEC LA MATIERE

1. <i>Introduction</i>	4
2. Rayonnement électronique.....	5
3. Classification énergétique des rayonnements.....	5
4. Phénomènes observés.....	6
4.1 Modification du rayonnement.....	6
4.2 Modification de la matière.....	6
5. Transfert d'énergie du rayonnement à la matière.....	7
5.1 Interaction élastique.....	7
5.2 Interaction inélastique.....	8
6. Section efficace d'interaction.....	8
7. Interaction des électrons avec la matière.....	11
7.1 Interaction élastique	11
7.1.1 Théorie élémentaire	11
7.1.2 Les effets produits	13
7.1.3 Caractéristiques de la diffusion élastique.....	14
7.2 Interaction inélastique.....	15
7.2.1 Théorie élémentaire.....	15
7.2.2 Les effets produits.....	17
7.2.3 Caractéristique de la diffusion inélastique.....	17
7.2.3.1 Ionisation des couches internes.....	20
7.2.3.2 Rayonnement de freinage, bremsstrahlung.....	22
8. <i>Conclusion</i>	23

CHAPITRE 2

LES DIFFERENTES EMISSIONS D'ELECTRONS DUS À L'INTERACTION ELECTRON-MATIERE

1. Introduction.....	24
2. Volume d'interaction et distribution énergétique des électrons émis.....	25
3. Profondeur de pénétration des électrons dans la matière	28
4. Emission d'électrons.....	32
4.1 Electrons rétrodiffusés.....	32
4.1.1 Cas de cibles massives	33
4.1.2 Cas des films minces supportés	34
4.1.3 Variation avec l'angle d'incidence du faisceau primaire	35
4.1.4 Caractéristiques de l'émission des électrons rétrodiffusés	36
4.2 Emission des électrons secondaires	37
4.2.1 Production et transport des électrons secondaires.....	37
4.2.2 coefficient d'émission secondaire	40
4.2.3 Caractéristiques de l'émission des électrons secondaires.....	41
4.2.4 Influence de l'angle d'incidence	41
5. Rendement d'émission total	43
6. Conclusion.....	45

CHAPITRE 3

PRESENTATION DU MICROSCOPE ELECTRONIQUE A BALAYAGE

1. Introduction.....	46
2. Schéma et principe du microscope.....	47
2.1 Production du faisceau focalisé sur l'échantillon.....	49
2.1.1 Canon à filament de tungstène.....	49
2.1.2 Canon à émission de champ.....	51
2.2. Porte échantillons.....	51
2.3 Système de détection	52
2.3.1 Détecteur d'électrons secondaires.....	52

2.3.2 Détecteurs d'électrons rétrodiffusés.....	56
2.3.2.1 Détecteur d'électrons rétrodiffusés à scintillateur.....	56
2.3.2.2 Détecteur à conversion d'électrons rétrodiffusés en électrons secondaires	57
2.4. Electronique de visualisation de l'image.....	58
3. Images par l'émission d'électrons	59
3.1 Images par l'émission d'électrons secondaires	59
3.1.1 Images à contraste de potentiel.....	59
3.1.2 Images à contraste de champ magnétique.....	59
3.2 Images par l'émission d'électrons rétrodiffusés.....	60
3.2.1 Images par balayage angulaire sur monocristal.....	60
3.3 Autres images.....	60
4. Divers types de contraste.....	61
4.1. Contraste topographique.....	61
4.2. Contraste d'orientation (ou cristallographique).....	62
4.3. Contraste chimique.....	62
5. Signaux et bruits en spectroscopie d'électrons.....	64
5.1 Bruit et dérive en microscopie électronique.....	64
5.1.1 Nature et origine des bruits et dérives.....	65
5.1.1.1 Bruit blanc.....	65
5.1.1.2 Bruit rose ('Pink noise').....	66
5.1.1.3 Bruit d'absorption-désorption.....	66
5.1.1.4 Bruit d'éclatement ('pop-corn').....	66
5.1.1.5 Bruit de génération recombinaison.....	66
6. Conclusion.....	67

CHAPITRE 4

LES ONDELETTES: UN OUTIL POUR LE TRAITEMENT D'IMAGE.

1. Introduction sur les ondelettes.....	68
2. Définition et utilité des ondelettes.....	69
3. La transformée en ondelette.....	70
3.1 La transformée en ondelette continue.....	70
3.2. La transformée en ondelettes discrète	72
3.2.1. Ondelettes orthogonales et biorthogonales.....	73
3.2.1.1 Les ondelettes orthogonales.....	73
3.2.1.2 Ondelettes biorthogonales.....	74
4. L'Analyse multirésolution (MRA).....	76
4.1 Théorie de la MRA et définition.....	76
4.2 Fonction d'échelle.....	77
4.3 L'ondelette.....	78
4.4 Algorithme pyramidal de Mallat.....	78
4.4.1 La phase d'analyse (ou de décomposition).....	79
4.4.2. La phase de reconstruction.....	81
4.4.3 Exemple d'illustration.....	82
5. Les ondelettes pour le traitement d'images.....	84
5.1 La décomposition en ondelettes 2D.....	85
5.2 Les coefficients d'approximation et de détail.....	85
5.2.1. Détails horizontaux, verticaux et diagonaux.....	85
5.2.2 Les deux représentations de la décomposition.....	87
6. Débruitage d'images.....	88
6.1 Débruitage par seuillage des coefficients d'ondelettes.....	88
6.1.1 Principes.....	88
6.1.2 Différents types de seuillage.....	89
6.1.2.1 Seuillage dur.....	89
6.1.2.2 Seuillage doux.....	89
6.1.2.3 Choix du seuil.....	90

6.1.2.4 Estimation de la variance du bruit.....	91
6.2 Débruitage par le filtre de Wiener.....	91
7. Conclusion.....	92

CHAPITRE 5 RESULTATS ET INTERPRETATION

1. Introduction.....	93
2. Définition des images utilisées.....	94
3. Méthode de débruitage des images par ondelettes.....	95
4. Choix de l'ondelette analysante	95
5. Méthode d'analyse.....	97
6. Analyse d'images réelles bruitées artificiellement.....	97
6.1 Analyse par ondelette.....	98
6.1.1 Analyse avec $\sigma = 30$	98
6.1.2 Analyse avec $\sigma = 20$	101
6.1.3 Analyse avec $\sigma = 10$	104
6.2 Résultats et interprétations des meilleures performances.....	106
7. Analyse d'images réelles.....	110
7.1 Analyse par ondelette.....	110
7.2 Débruitage des images par le filtre de Wiener.....	110
7.3 Résultats et Comparaison.....	110
7.3.1 Analyse de l'image "HACH21".....	110
7.3.2 Analyse de l'image " HB15 "	112
7.3.3 Analyse de l'image "FAIC33".....	114
8. Conclusion.....	116
 CONCLUSION GENERALE	 118
PERSPECTIVES DE RECHERCHE.....	119
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	120

LISTE DES FIGURES

Figure 1-1 :	<i>Schéma illustrant les deux types de diffusion d'un faisceau d'électrons dans une cible solide</i>	7
Figure 1-2 :	<i>Processus de diffusion</i>	8
Figure 1-3 :	<i>Distance d'interaction entre un électron incident et un atome</i>	11
Figure 1-4 :	<i>Théorie élémentaire du choc élastique</i>	12
Figure 1-5 :	<i>Section efficace élastique différentielle en angle polaire pour des électrons d'énergie de 0,1 à 50 keV dans le carbone et le platine</i>	15
Figure 1-6 :	<i>Diffusion inélastique. Valeurs approximatives aux petits angles</i>	16
Figure 1-7 :	<i>Pouvoir de ralentissement S/p dans l'aluminium en fonction de l'énergie. Les courbes en continu correspondent à des modèles théoriques et les symboles à des points expérimentaux</i>	20
Figure 1-8 :	<i>Section efficace d'ionisation de la couche K du cuivre en fonction de l'énergie de l'électron incident. Les courbes correspondent : en continu à Mayol et Salvat, en pointillé à Bethe-Powell, en tirets courts à Grynski, en tirets longs à Worthington et Tomlin.</i>	21
Figure 1-9 :	<i>Distribution angulaire des photons de bremsstrahlung émis à plusieurs énergies pour un électron d'énergie 10 keV dans le carbone Section efficace Kirkpatrick-Wiedman-Statham</i>	22
Figure 2-1 :	<i>Organigramme des différentes interactions possibles et des signaux émis lors de la pénétration d'un électron primaire dans la matière</i>	26
Figure 2-2 :	<i>Distribution énergétique schématique, $N(E)$, des électrons émis par une cible irradiée par un faisceau d'électrons primaires d'énergie E_0</i>	27
Figure 2-3 :	<i>Variations du paramètre p_0 en fonction de E_0 pour divers Z d'après Fitting</i>	29
Figure 2-4 :	<i>Profondeur de pénétration des électrons dans les matériaux massifs étudiés, selon la formule (2.7) de Kanaya</i>	31
Figure 2-5 :	<i>Variation du coefficient de rétrodiffusion en fonction de l'énergie primaire pour trois éléments simples : Si, Ni et Pt</i>	32
Figure 2-6 :	<i>Coefficient de rétrodiffusion d'un système film/substrat en fonction de l'épaisseur du film z dans les cas où $Z_F > Z_S$ (a) et $Z_F < Z_S$ (b)</i>	34
Figure 2.7 :	<i>Allures des courbes expérimentales obtenues sur divers éléments.</i>	35
Figure 2-8 :	<i>Impact d'un faisceau d'électrons sous une incidence α par rapport à la normale à la surface</i>	35

Figure 2-9 :	<i>Variations du coefficient de rétrodiffusion η, ($Z = 10$): a) en fonction de E_0 pour différents angles α (valeurs à 0° calculées selon (2.10). (b) en fonction de α pour $E_0 = 6 \text{ keV}$ selon la formule (2.13)</i>	36
Figure 2-10:	<i>Distribution des pertes d'énergie en profondeur pour un échantillon d'argent irradié à 6 keV (a) et à 20 keV (b)</i>	37
Figure 2-11 :	<i>Schéma simplifié de la structure de bande de l'interface vide-isolant. Un électron sortant du matériau perd l'énergie χ (valeur de l'affinité électronique); un électron entrant gagne cette énergie</i>	39
Figure 2-12 :	<i>(a) Influence de l'angle d'incidence sur le volume d'interaction, (b) Variation du rendement d'émission secondaire normalisé $\delta\alpha/\delta(0)$ en fonction de l'angle d'incidence α et (c) Dépendance de la distance susceptible d'être parcourue par un électron secondaire $L(\alpha)$.</i>	42
Figure 2-13 :	<i>Tracé schématique des rendements d'émission électronique secondaire, rétrodiffusé et total en fonction de l'énergie des électrons primaires</i>	43
Figure 2-14:	<i>Illustration de la variation de la fonction de perte d'énergie pour différentes profondeurs de pénétration des électrons primaires</i>	44
Figure 3-1 :	<i>Schéma de principe du microscope à balayage</i>	47
Figure 3-2 :	<i>(a) Schéma du canon à filament de tungstène. F = filament, A = anode, C = cross over, B = alimentation du filament, HT = générateur de haute tension, V = tension d'accélération des électrons. La résistance R introduit une différence de potentiel entre filament et wehnelt. (b) Image de source de cathode de tungstène.</i>	
Figure 3-3 :	<i>Image de cathode de tungstène utilisée dans les canons à émission de champ.</i>	51
Figure 3-4 :	<i>Schéma d'un détecteur Everhart-Thornley: B, trajectoire d'électrons rétrodiffusés; SE, trajectoire d'électrons secondaires; F, cage de Faraday polarisée de -50 V à +250 V; S, scintillateur avec un revêtement métallique mince; LG, guide optique; PM, photomultiplicateur (Goldstein et al., 1992).</i>	53
Figure 3-5 :	<i>Caractéristiques générales d'un détecteur. La position du détecteur par rapport à l'échantillon est décrite par l'angle d'attaque, ψ. La dimension du détecteur est décrite par la fraction d'angle solide Ω et la surface du détecteur (Goldstein et al., 1992)</i>	54
Figure 3-6 :	<i>Illustration de la déviation des trajectoires d'électrons secondaires de différentes énergies par une tension positive de la cage de Faraday (Goldstein et al., 1992)</i>	54
Figure 3-7 :	<i>Illustration schématique de la collection indirecte d'électrons rétrodiffusés par une tension positive du détecteur E-T. Les électrons rétrodiffusés frappent la</i>	55

	<i>pièce polaire et les parois de la chambre, créant ainsi des électrons secondaires qui sont ensuite collectés par le détecteur E-T (Goldstein et al).</i>	
Figure 3-8 :	<i>Détecteurs d'électrons rétrodiffusés à scintillateur. (a) Scintillateur de grande surface placé près de l'échantillon incliné. (b) Scintillateur et guide optique combinés placés sous la pièce polaire (Goldstein et al., 1992)</i>	56
Figure 3-9 :	<i>Schéma d'un détecteur à conversion d'électrons rétrodiffusés en électrons secondaires (Goldstein et al., 1992)</i>	57
Figure 3-10 :	<i>Taux d'émission d'électrons secondaires en fonction de l'énergie du faisceau d'électrons (Joy, 1995)</i>	58
Figure 3-11 :	<i>Illustration du contraste de composition.</i>	63
Figure 4-1 :	<i>Pavage du plan temps-échelle</i>	72
Figure 4-2 :	<i>Schéma de la géométrie des espaces de détails et d'approximations</i>	78
Figure 4-3 :	<i>Schéma de la phase de décomposition (d'analyse).</i>	80
Figure 4-4 :	<i>Schéma de la phase de reconstruction</i>	81
Figure 4-5 :	<i>Schéma de l'algorithme pyramidal d'analyse/reconstruction.</i>	82
Figure 4-6 :	<i>Schéma de l'algorithme pyramida</i>	83
Figure 4-7 :	<i>Image originale "HB15"</i>	86
Figure 4-8 :	<i>Décomposition de l'image "hb15", (a) au niveau 1(j=1) et (b) au niveau 2 (j=2). Les deux graphes, en haut, reflètent l'organisation des coefficients</i>	86
Figure 4-9 :	<i>Décomposition au niveau 2 de l'image "HB15"</i>	87
Figure 4-10 :	<i>(a) Seuillage doux et (b) seuillage dur pour $T = 1$.</i>	90
Figure 5-1 :	<i>Quelques types d'ondelettes</i>	94
Figure 5-2 :	<i>Schéma de la méthode de débruitage</i>	97
Figure 5-3 :	<i>Image "hach02" bruitée artificiellement, (a) l'image d'origine, l'image du bruit Gaussien et (c) l'image bruitée</i>	97
Figure 5-4 :	<i>Approximations et détails, de l'image "Hach02" analysée au niveau 1 avec l'ondelette bior6.8, pour $\sigma = 30$</i>	99
Figure 5-5 :	<i>l'image "HACH02" débruitée avec l'ondelette bior6.8, (a) débruitage par seuillage dur, (b) débruitage par seuillage doux, pour $\sigma = 30$.</i>	99
Figure 5-6 :	<i>Les profils de débruitage par ondelette "bior6.8" avec niveau 1 et $\sigma = 30$</i>	100
Figure 5-7 :	<i>Approximations et détails, de l'image "HACH02" analysée au niveau 1 avec l'ondelette bior6.8, pour $\sigma = 20$</i>	102
Figure 5-8 :	<i>l'image "HACH02" débruitée avec l'ondelette bior6.8, (a) image bruitée, (b) image débruitée par seuillage dur et (c) image débruitée par seuillage doux, $\sigma = 20$.</i>	102
Figure 5-9 :	<i>Les profils de débruitage par ondelette "bior6.8" au niveau 1 et avec $\sigma = 20$.</i>	103

Figure 5-10 :	<i>l'image "HACH02" débruité avec l'ondelette bior6.8, (a) image bruitée, (b) image débruitée par seuillage dur et (c) image débruitée par seuillage doux, pour $\sigma = 10$.</i>	105
Figure 5.11 :	<i>Les profils de débruitage par ondelette "bior6.8" avec niveau 1 et $\sigma = 10$.</i>	105
Figure 5.12 :	<i>Image "HB15" bruité avec $\sigma = 30$ analysée par bior5.5, (a) image d'origine (b) image bruitée, (c) image débruitée par seuillage dur, (d) image débruitée par seuillage dur</i>	108
Figure 5-13 :	<i>Profils issus de l'analyse de "HB15" par bior 5.5 pris sur (a) image d'origine, (b) image bruitée, (c) après seuillage dur, (d) image débruitée par seuillage doux</i>	108
Figure 5-14 :	<i>l'image "HACH21" bruité avec $\sigma = 20$ analysée par coif5, (a) image d'origine (b) image bruitée, (c) image débruitée par seuillage dur, (d) image débruitée par seuillage dur.</i>	109
Figure 5-15 :	<i>Profils sur l'image "HACH21" bruité avec $\sigma = 20$ analysée par coif5, (a) image d'origine (b) image bruitée, (c) image débruitée par seuillage dur, (d) image débruitée par seuillage doux.</i>	109
Figure 5-16 :	<i>Analysée par db4 de l'image "HACH21" réelle à la résolution $j = 1$ (a) image d'origine (b) image débruitée par seuillage dur (c) image débruitée par seuillage doux, (d) image filtrer par wiener.</i>	111
Figure 5-17	<i>Profils horizontaux générés à partir de l'analyse de l'image "HACH21" réelle par db4 au niveau de résolution $j = 1$, (a) image d'origine (b) image débruitée par seuillage dur, (c) image débruitée par seuillage doux, (d) image débruitée par le filtre de Wiener.</i>	112
Figure 5-18	<i>Analysée par bior6.8 de l'image "HB15" réelle à la résolution $j = 3$, (a) image d'origine (b) image débruitée par seuillage dur (c) image débruitée par seuillage doux. (d) image filtrer par wiener.</i>	113
Figure 5-19	<i>Profils horizontaux générés à partir de l'analyse de l'image "HB15" réelle par "bior6.8" au niveau de résolution $j=3$, (a) image d'origine (b) image débruitée par seuillage dur, (c) image débruitée par seuillage doux et (d) image débruitée par le filtre de Wiener.</i>	114
Figure 5-20	<i>Analysée par bior6.8 de l'image "FAIC33" réelle à la résolution $j=3$, (a) image d'origine (b) image débruitée par seuillage dur (c) image débruitée par seuillage doux, (d) image filtrer par wiener.</i>	115
Figure 5-21	<i>Profils horizontaux générés à partir de l'analyse de l'image "FACI33" réelle par "bior6.8" au niveau de résolution $j = 3$, (a) image d'origine (b) image débruitée par seuillage dur, (c) image débruitée par seuillage doux, (d) image filtrer par wiener.</i>	115

LISTE DES TABLEAUX

<i>Tableau 2-1 :</i>	<i>Variation des paramètre s et λ_s selon le domaine d'énergie</i>	31
<i>Tableau 5-1 :</i>	<i>Ondelettes utilisées dans l'analyse</i>	96
<i>Tableau 5-2 :</i>	<i>Résultats des performances de l'analyse par ondelettes de l'image "Hach02".</i>	98
<i>Tableau 5.3 :</i>	<i>Résultats des performances de l'analyse par différentes ondelettes pour l'image "HACH02", en utilisant le seuillage dur et doux, les résultats sont obtenus après 3 exécutions</i>	101
<i>Tableau 5-4 :</i>	<i>Résultats des performances de l'analyse par différentes ondelettes de "HACH02", avec le seuillage dur et doux.</i>	104
<i>Tableau 5-5 :</i>	<i>Meilleurs performances de l'analyse par ondelette à différents niveaux de décomposition et pour différentes valeurs de la variance.</i>	107
<i>Tableau 5-6 :</i>	<i>Résultats des meilleures performances issus de l'analyse de l'image " HACH21" par différentes ondelette et par le filtre de wiener.</i>	110
<i>Tableau 5-7 :</i>	<i>Résultats de meilleures performances issus de l'analyse de l'image "HB15" par différentes ondelette et par le filtre de Wiener.</i>	112
<i>Tableau 5-8 :</i>	<i>Résultats des meilleures performances issues de l'analyse de l'image "FAIC33" par ondelettes et par le filtre de Wiener.</i>	114

INTRODUCTION GENERALE

Parmi les applications du microscope électronique à balayage (MEB) est la caractérisation des matériaux sur la base des images obtenues par la détection et l'enregistrement des interactions électrons-matière (Electrons rétrodiffusés, électrons Auger, électrons secondaires, électrons absorbés, électrons transmis,...). L'interprétation de ces images permettra d'avoir des informations sur le contraste atomique, l'analyse de surface, la topographie, la composition.....

L'image brute est une structure simple dans son organisation mais complexe dans son contenu. Il est souvent utile de représenter l'image sous d'autres formes ou d'effectuer des traitements afin de mettre en évidence certaines de ses propriétés. Ces caractères sont dus à la multitude d'informations qui s'y trouve et à certains processus, indépendantes de l'expérimentateur, qui tendent à la dégrader. On peut citer entre autre le bruit électronique inhérent aux systèmes de production de l'image.

En effet, un des problèmes essentiel pour l'utilisation des images est le bruit qui s'ajoute causant une détérioration de l'image d'origine. Généralement, ce bruit résulte des interférences électroniques produites par le système de détection ou d'amplification du signal. Une des limitations des performances du MEB est représenté par le bruit causé par le canon à émission de champ (la production des électrons), par l'augmentation de la tension dans le photomultiplicateur ou de l'amplificateur... Habituellement, on essaie de maximiser le rapport signal/bruit (SNR) ou utiliser d'autres méthodes de réduction ou de suppression du bruit introduit à l'image par les modules composants le système de détection du signal. D'où la nécessité de l'application d'opération de restauration et d'amélioration. On peut citer les méthodes de filtrage (filtrage passe-bas, filtrage par moyenne, filtrage médian, filtre de Wiener et autre...) ; les méthodes basées sur la fonction de corrélation et tout récemment les méthodes basées sur les ondelettes.

L'objectif de ce travail est l'étude du débruitage des images issues de l'interaction rayonnement-matière à l'aide des ondelettes. Apparues il y a quelques années, les ondelettes ont apporté beaucoup de réponse au problème qui se pose au traitement du signal et des images. Elles permettent en effet d'analyser et de repérer les discontinuités et les caractéristiques d'une image. Après la phase de décomposition de l'image, les coefficients d'ondelettes en relation avec le bruit sont modifiés par seuillage, la phase de reconstruction nous permettra de restaurer l'image débruitée par seuillage des coefficients d'ondelettes (élimination des détails les plus fins).

Dans le premier chapitre, on donne un aperçu sur les notions générales sur l'interaction des rayonnements avec la matière.

Dans le deuxième chapitre, nous présenterons le phénomène de l'interaction électrons-matière ainsi que la description des mécanismes de l'émission des électrons. L'exposé s'articule plus particulièrement autour de l'émission des électrons rétrodiffusés et des électrons secondaires. Les uns, dus à des interactions élastiques et d'énergies comparables à celles des électrons incidents sont les électrons rétrodiffusés et permettent de caractériser le contraste atomique. Tandis les électrons secondaires dus à des collisions inélastiques, d'énergies plus faibles caractérisent la topographie de l'échantillon étudié.

Le chapitre trois présente le microscope électronique à balayage (MEB) avec ses divers constituants ainsi que le rôle de chacun. Par ailleurs, l'accent a été mis sur les conditions d'obtention des rayonnements émis par l'échantillon en question constituant une image de ce dernier. Une présentation des principales interactions électrons- matière, le type de collision avec leurs effets ainsi que les applications qui en découlent.

Le chapitre quatre présente les ondelettes comme un outil de traitement d'image. Nous débuterons par un aspect théorique sur les ondelettes, nous nous intéresserons ensuite à la construction de l'analyse multirésolution (AMR), puis nous expliquerons l'utilisation des algorithmes pyramidaux à travers les opérations de décomposition et de reconstruction. Ceci a permis d'exposer un aperçu sur l'avantage des ondelettes par le biais de l'AMR concernant la décomposition et la reconstruction des images. L'AMR permet l'obtention des coefficients d'approximations représentent des bandes basse fréquence et de coefficients de détails représentent des bandes haute fréquence à un niveau de résolution donné. Ces caractéristiques sont d'une grande utilité pour les méthodes de débruitage par ondelette consistant modifier les coefficients de détails afin de restaurer une image utile à partir d'observations corrompues par un bruit additif. La plupart des bruits rencontrés se modélisant par un bruit blanc gaussien, nous nous sommes restreints à ce cas. Par ailleurs tous nos programmes ont été écrits sous environnement Matlab. Certaines propriétés des ondelettes, telles que la décomposition en approximation et détails ont été présentées à titre illustratif sur des images réelles du MEB.

Les résultats de la méthode proposée sont exposé dans le chapitre cinq avec des applications sur des images réelles issues de l'interaction rayonnement-matière. Il s'agit alors d'effectuer le débruitage d'images à l'aide d'une étude comparative des fonctions d'ondelettes. Dans cette étude, des ondelettes de Daubechies, Haar, Coiflet et Symlet ont été appliquées aux images pour la diminution du bruit. Les performances des fonctions d'ondelettes ont étudiée à l'aide de deux critères à savoir l'erreur quadratique moyenne et le rapport signal sur bruit crête à crête, en relation avec la qualité des images restaurées.

Enfin, on termine par une conclusion générale, dans laquelle on présente les résultats et les perspectives dans le domaine du traitement d'image par ondelettes pour l'étude et la caractérisation des matériaux semi-conducteur par le MEB.

CHAPITRE 1

NOTIONS GENERALES SUR L'INTERACTION DES RAYONNEMENTS AVEC LA MATIERE

Résumé : L'emploi fondamental d'un microscope électronique à balayage implique la compréhension de l'interaction d'électrons très énergétiques avec l'échantillon à analyser. Ces interactions peuvent révéler de l'information sur la nature de la topographie, la composition, la cristallographie, les propriétés électriques et beaucoup d'autres caractéristiques de l'échantillon. Toutes ces interactions sont classées en deux classes distinctes : la diffusion élastique et la diffusion inélastique.

1. Introduction

On peut décrire un rayonnement de deux façons différentes. Dans la première approche, on considère qu'il est constitué de particules en mouvement, qui sont décrites par des paramètres tels que leur masse m , leur vitesse v , leur quantité de mouvement p ou leur énergie E . Dans la deuxième approche, on considère l'onde associée, caractérisée par sa fréquence ν , sa longueur d'onde λ et son vecteur d'onde k . C'est Louis de Broglie qui a énoncé en 1924 la dualité onde-particule et établi la relation

$$\lambda = \frac{h}{p}$$

où h est la constante de Planck. Les contemporains de Broglie s'affrontèrent en de violentes querelles, les uns étant partisans de l'approche corpusculaire, les autres de l'approche ondulatoire. En fait, N. Bohr en 1928 a énoncé que « les propriétés corpusculaires et ondulatoires étaient deux aspects complémentaires d'une même réalité ». Nous utiliserons dans la suite l'une ou l'autre des descriptions selon le phénomène considéré. A titre d'exemple, l'approche ondulatoire conviendra mieux à l'étude de la diffusion des rayonnements, alors que l'approche corpusculaire sera plus utile pour décrire les phénomènes d'ionisation d'atomes mis à profit dans les techniques de microanalyse. [1]

2. Rayonnement électronique

L'énergie cinétique d'un électron accéléré par une tension V est $E = mv^2/2 = eV$, dans l'équation (1.1), la longueur d'onde associée à l'électron s'écrit donc :

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\sqrt{2mE}} \quad (1.1)$$

Pour des énergies inférieures à 100 keV, on peut négliger la correction de relativité de la masse de l'électron et utiliser la relation simplifiée :

$$\lambda = \frac{12,26}{\sqrt{E}} \quad (1.2)$$

3. Classification énergétique des rayonnements

L'ensemble des rayonnements peut être divisé arbitrairement en quatre gammes, suivant leur énergie et leur mode d'interaction avec la matière. L'énergie variant de façon continue d'une extrémité à l'autre de la gamme totale, cette division n'a pas de signification physique.

➤ Les *rayonnements de très haute énergie*, avec une limite inférieure de l'ordre du million d'électrons-volts, agissent au niveau du noyau atomique en provoquant leur désintégration ou fission. C'est le domaine de la physique nucléaire.

➤ Les *rayonnements de haute énergie* sont ceux qui agissent jusqu'au niveau des couches électroniques profondes, les plus proches du noyau. La limite inférieure de l'énergie dans ce domaine est de l'ordre du millier d'eV. Pour les électrons, c'est celui des *électrons rapides* (high energy electrons).

➤ Les *rayonnements de faible énergie* agissent essentiellement sur les couches électroniques externes sensibles à l'état chimique des atomes. La limite inférieure est de l'ordre de la dizaine d'eV. Pour les électrons, c'est celui des électrons lents (low energy electrons)

➤ Les *rayonnements de très faible énergie* agissent sur les liaisons interatomiques, lorsque leur énergie est suffisante.

Au point de vue de l'interaction énergétique, les rayonnements les plus utilisés pour l'analyse des matériaux sont ceux de haute énergie, susceptibles d'agir sur toutes les couches électroniques, y compris les plus profondes. Pour les rayonnements électromagnétiques, ce sont les rayons X ; pour les rayonnements corpusculaires, ce sont les électrons de quelques dizaines d'eV à quelques centaines de keV.

Au point de vue de l'interaction géométrique ou diffusion des rayonnements par la matière, le critère d'utilisation est la longueur d'onde qui doit être inférieure ou égale aux

distances interatomiques ; aux rayons X et électrons s'ajoutent alors les neutrons thermiques, bien qu'ils appartiennent à la gamme d'énergie faible ; leur petite longueur d'onde est due à leur masse élevée. [2]

4. Phénomènes observés

Considérons un rayonnement incident d'intensité I_0 , d'énergie E_0 , de longueur d'onde λ_0 . La définition du *vecteur d'onde* k_0 permet d'indiquer simultanément la *direction de propagation* (direction du vecteur d'onde) et la *longueur d'onde*, donc l'énergie (module de vecteur d'onde $k_0 = 1/\lambda_0$). L'interaction avec la matière peut être considérée sous ses deux aspects complémentaires : modification du rayonnement sous l'action de la matière et modification de la matière sous l'action du rayonnement.

4.1 Modification du rayonnement

L'analyse du rayonnement ayant traversé une certaine épaisseur de matière montre des modifications sur son intensité, son énergie et sa direction (ces deux dernières grandeurs étant définies par son vecteur d'onde).

- **Diminution de l'intensité.**

L'intensité I transmise dans la direction incidente est inférieure à l'intensité incidente I_0 ; globalement il y a absorption.

- **Diminution de l'énergie.**

L'énergie E des photons ou particules à la sortie est inférieure ou égale à l'énergie incidente (donc $\lambda \geq \lambda_0$ et $k \leq k_0$). Une partie des photons ou particules ont perdu une fraction de leur énergie, cette dernière étant répartie suivant un spectre $I(E)$. La perte d'énergie est totale si toute l'énergie incidente est dissipée en une ou plusieurs interactions successives.

- **Changement du vecteur d'onde en direction.**

La diffusion peut avoir lieu sans perte d'énergie (diffusion élastique) ou avec perte d'énergie (diffusion inélastique).

4.2 Modification de la matière

L'énergie perdue par le rayonnement est transférée aux atomes de la matière sous différentes formes: énergie potentielle d'excitation, énergie cinétique des particules éjectées, énergie de vibration thermique, énergie de défauts induits. Une partie de cette énergie peut être réémise sous forme de rayonnements secondaires.

5. Transfert d'énergie du rayonnement à la matière

Par analogie avec la mécanique classique et en considérant l'aspect corpusculaire des rayonnements, on peut distinguer schématiquement deux types d'interactions [2], les interactions élastiques et les interactions inélastiques. Les mécanismes physiques de l'interaction sont schématisés par la figure (1.1)

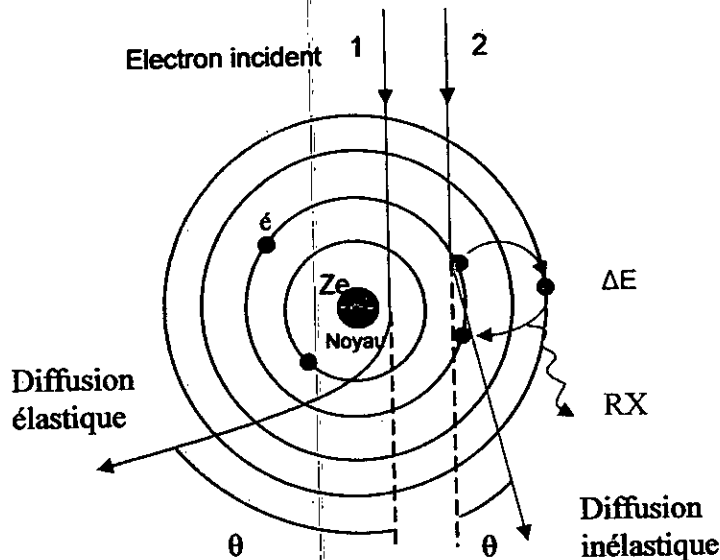


Figure 1-1 : Schéma illustrant les deux types de diffusion d'un faisceau d'électrons dans une cible solide. [6]

5.1 Interaction élastique

L'interaction élastique a lieu entre le rayonnement incident et un atome dans son ensemble. La structure interne et donc l'énergie interne de l'atome ne sont pas modifiées en première approximation. Dans ce cas, le transfert relatif d'énergie $\frac{\Delta E}{E_0} = (E_0 - E)/E_0$ est nul ou très faible, par conséquent il y a égalité $\lambda \cong \lambda_0$ et $k \approx k_0$. Le rayonnement ayant subi ce type d'interaction conserve sa cohérence on parle de diffusion cohérente ou élastique ; cette diffusion peut donner lieu à des phénomènes d'interférence. Dans le cas particulier de la matière cristallisée, à condition que la longueur d'onde soit inférieure aux paramètres du réseau, on observe une diffusion intense dans des directions discrètes : c'est la diffraction, phénomène d'importance fondamentale pour étudier la structure de la matière cristallisée. La section efficace de diffusion élastique des électrons par un atome diminuant très rapidement lorsque l'angle θ croît. La perte d'énergie par choc élastique étant négligeable aux petits

angles, la cohérence de l'onde diffusée est conservée, ce qui permet l'observation de phénomènes de diffraction sur les solides cristallisés.

5.2 Interaction inélastique

L'interaction inélastique a lieu avec un ou plusieurs électrons de l'atome. Elle modifie la structure interne par conséquent l'énergie interne de l'atome. Le transfert relatif d'énergie $\Delta E/E_0$ est donc important. Le rayonnement diffusé n'est plus cohérent et ne peut donc pas donner lieu à des phénomènes d'interférence; on parle de diffusion incohérente ou inélastique.

6. Section efficace d'interaction

L'interaction entre une particule "projectile" A et une particule "cible" B peut être décrite quantitativement dans le cadre de la mécanique quantique par l'étude de la diffusion par un potentiel. On considère l'expérience illustrée par la figure 1.2 dans laquelle on projette un faisceau de particule A sur une cible fixe B. La particule A aura pour moment cinétique \vec{p}_A et \vec{p}'_A respectivement avant et après la collision et on appelle $\vec{q} = \vec{p}_A - \vec{p}'_A$ le moment cinétique transféré de la diffusion. Un détecteur de faible angle solide $\Delta\Omega$ placé dans la direction (θ, ϕ) permet de compter les particules A diffusées par B. Ce nombre ΔN de particules A détectées par unité de temps sera proportionnel à l'angle solide du détecteur $\Delta\Omega$ et au flux incident F de particules A est donné par l'équation (1.3).

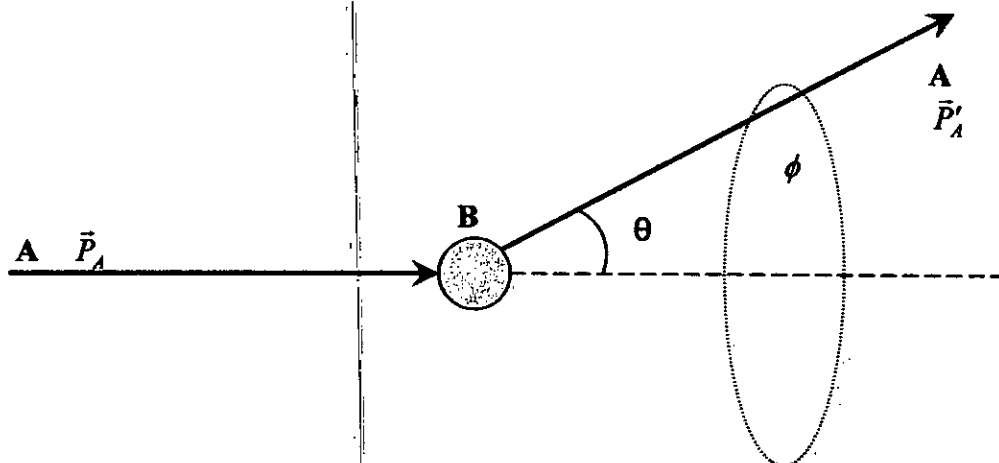


Figure 1-2: Processus de diffusion [3].

$$\Delta N \propto F \Delta \Omega \quad (1.3)$$

On appelle section efficace différentielle $d\sigma(\theta, \phi)/d\Omega$ ce facteur de proportionnalité. En d'autres termes, la probabilité dP d'observer la particule A dans l'élément d'angle solide $d\Omega$ pointant dans la direction (θ, ϕ) est égale à :

$$dP = \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma(\theta, \phi)}{d\Omega} d\Omega \quad (1.4)$$

où σ est la section efficace totale, homogène à une surface (l'unité habituellement utilisée est le barn qui correspond à 10^{-24} cm^2) qui est obtenue en intégrant sur toutes les directions de diffusion :

$$\sigma = \int_{4\pi} \frac{d\sigma(\theta, \phi)}{d\Omega} d\Omega \quad (1.5)$$

La notion de section efficace différentielle peut être étendue à des cas plus complexes (cible B contenant des degrés de libertés internes, créations de particules secondaires), la section efficace totale est alors obtenue en intégrant sur tous les degrés de liberté du système. Dans la suite nous supposons que les centres diffuseurs possèdent la symétrie sphérique. Par conséquent, les sections efficaces différentielles ne dépendent plus que de l'angle polaire de diffusion θ [3].

En moyennant sur un grand nombre d'interactions la distance que peut parcourir un rayonnement entre deux interactions successives (à condition qu'il n'y ait ni source ni puits d'absorption), on obtient une longueur l appelée libre parcours moyen [2]. Le libre parcours moyen est relié à la section efficace et à n , la densité de centres diffuseurs est donnée par :

$$l = \frac{1}{n\sigma} \quad (1.6)$$

où n est le nombre d'atomes par unité de volume, σ section efficace d'interaction par atome, intégrée dans un angle solide 4π .

Suivant le phénomène d'interaction, les atomes peuvent être remplacés par d'autres particules, par exemple les électrons lors de l'excitation de plasmons. [2]

▪ Approximation de Born

Le calcul de sections efficaces se fait à l'aide des principes de la mécanique quantique, la plupart du temps dans la première approximation de Born. Cette approximation consiste à prendre en compte une seule diffusion de l'onde plane incidente par le potentiel d'interaction.

Dans ce cadre, la section efficace différentielle est simplement reliée à la transformée de Fourier du potentiel d'interaction V par la formule (1.7).

$$\frac{d\sigma_{\text{Born}}}{d\Omega}(\theta, \phi) = \frac{\mu^2}{4\pi^2 \hbar^4} \left| \int d\vec{r} V(\vec{r}) e^{\frac{-i\vec{q} \cdot \vec{r}}{\hbar}} \right|^2 \quad (1.7)$$

où μ est la masse réduite du système ($1/\mu = 1/m_A + 1/m_B$). Pour un potentiel d'intensité constante V_0 sur une distance a et nul au delà, la première approximation de Born est valable pour :

$$\begin{cases} \frac{\mu V_0 a^2}{4\hbar^2} \ll 1 & \text{pour } ka \ll 1 \\ \frac{V_0 a}{\hbar v} \ll 1 & \text{pour } ka \gg 1 \end{cases} \quad (1.8)$$

où v est la vitesse et $\vec{k} = \vec{p}/\hbar$ le vecteur d'onde de la particule incidente.

Plus le potentiel d'interaction V utilisé pour le calcul se rapprochera du véritable potentiel d'interaction physique, plus la section efficace calculée sera proche de la section efficace réelle. De même, le calcul dans la seconde approximation de Born (deux interactions de l'onde incidente avec le potentiel) sera plus représentatif de la section efficace réelle que celui effectué dans la première approximation.

▪ Autres approximations

Pour des raisons de simplicité, les calculs se font pour une particule "cible" isolée, aussi les sections efficaces ne sont strictement valables que pour des gaz très dilués. Nous verrons plus loin dans quelles limites ces sections efficaces peuvent être utilisées pour un atome dans un solide. Bien entendu, il est impossible et d'ailleurs inutile de caractériser toutes les interactions. Les diffusions très peu probables peuvent être négligées. De même, il est inutile de décrire des processus au-delà des énergies mesurables expérimentalement. L'échelle d'énergie de la microsonde correspond aux énergies des rayons X détectés et des électrons incidents, c'est-à-dire de 0,1 à 40 keV. A ces énergies, les processus de diffusion à prendre en compte pour la simulation des trajectoires électroniques sont les diffusions élastiques et les diffusions inélastiques. L'émission de rayonnement de freinage ou bremsstrahlung n'a que très peu d'influence sur les trajectoires électroniques à ces énergies. Toutefois il est important de le caractériser car il donne naissance au fond continu observée en microanalyse X. [3]

7. Interaction des électrons avec la matière

L'interaction globale des électrons avec la matière est beaucoup plus importante que celle des rayons X. l'électron transporte son énergie sous forme d'énergie cinétique non quantifiée qu'il peut céder par quantités aléatoires, dans des interactions successives, ce qui augmente considérablement la section efficace d'interaction.[2]

Lorsque l'on désire connaître les propriétés d'un matériau, il est nécessaire de lui appliquer une contrainte ou une excitation. Dans le cadre de la microscopie électronique à balayage, cette réponse dépend de l'énergie E_0 et de l'intensité I_0 du faisceau primaire d'électrons. [4]

Considérons la distance r de la trajectoire électronique incidente au centre de l'atome, appelée distance d'interaction (figure 1-3). [2]

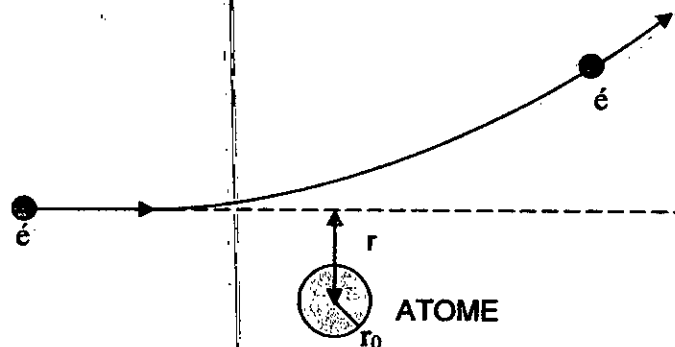


Figure 1-3. Distance d'interaction entre un électron incident et un atome [2].

7.1 Interaction élastique

7.1.1 Théorie élémentaire

Lorsque la distance d'interaction r est grande par rapport au rayon r_0 de l'atome, l'interaction a lieu entre l'électron incident et un atome dans son ensemble. L'interaction élastique électron-atome peut être interprétée de façon élémentaire en la comparant au choc élastique en mécanique ; pour cela, considérons :

- un électron incident d'énergie E_0 , de masse au repos m_0 , de vitesse initiale v_0 , de vecteur d'onde k_0 ; après le choc sa vitesse est v , son vecteur d'onde k ;
- un atome au repos de masse M , de vitesse V après le choc.

La théorie élémentaire du transfert d'énergie par choc élastique considère la conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie cinétique. Comme la masse de l'électron est très petite par rapport à celle de l'atome, le transfert relatif d'énergie $\Delta E/E_0$ est très faible ; on peut

considérer, en première approximation, que $v = v_0$; la longueur d'onde associée est donc conservée, $\lambda = \lambda_0$. Dans la direction définie par l'angle de diffusion 2θ ou le vecteur de diffusion $R = k - k_0$, avec $k = k_0 = 1/\lambda$, la variation de la quantité de mouvement est $2m_0v\sin\theta$, ainsi que le montre la figure 1-4.

La direction de recul de l'atome étant opposée au vecteur R , la conservation de la quantité de mouvement peut s'écrire $2m_0v \sin \theta = MV$. L'énergie ΔE transférée à l'atome est obtenue en exprimant la conservation de l'énergie cinétique. L'énergie transférée maximale est obtenue pour $\theta = \pi/2$, c'est-à-dire pour $\sin\theta = 1$:

$$\Delta E = \frac{1}{2} MV^2 = \frac{2m_0^2 v^2 \sin^2 \theta}{M} \rightarrow \Delta E(\max) = \frac{2m_0^2 v^2}{M} \quad (1-9)$$

$$\frac{\Delta E}{E_0} = \frac{4m_0}{M} \sin^2 \theta \rightarrow \frac{\Delta E(\max)}{E_0} = \frac{4m_0}{M}$$

Comme $m_0/M \approx 1/1836 A$, où A masse atomique de l'atome considéré, la relation précédente donnant la variation relative d'énergie devient en première approximation :

$$\frac{\Delta E(\max)}{E_0} = \frac{2,17 \cdot 10^{-3}}{A} \sin^2 \theta \quad (1-10)$$

Ce raisonnement élémentaire ne peut s'appliquer qu'aux électrons d'énergie $E_0 \leq 100$ keV, ce qui correspond à la gamme d'énergie essentiellement considérée dans ce mémoire. Pour des énergies supérieures, il faut introduire les corrections de relativité et l'énergie transférée maximale devient :

$$\Delta E(\max) = \frac{2E_0(E_0 + 2mc^2)}{Mc^2} \quad (1-11)$$

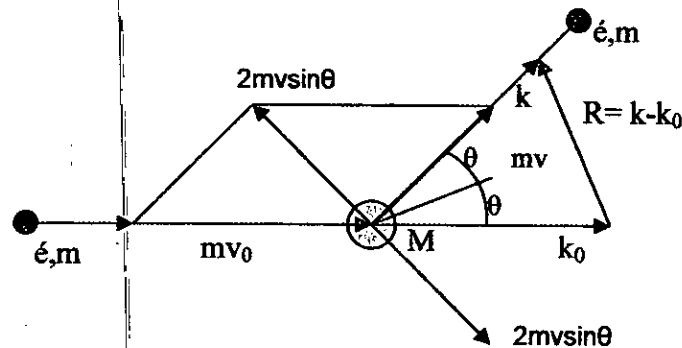


Figure 1-4. Théorie élémentaire du choc élastique.

7.1.2 Les effets produits

L'énergie transférée produit les effets suivants, par ordre d'énergie croissante.

a) Effet thermique

L'énergie transférée est de l'ordre de 10^{-2} à 10^{-1} eV. Les atomes sont soumis à des oscillations autour de leur position d'équilibre. L'interaction peut avoir lieu par excitation de vibrations individuelles des atomes (effet Debye) ou par excitation d'oscillations collectives, à états d'énergie quantifiés appelés phonons. La vibration des atomes se traduit par un dégagement de chaleur effet utilisé industriellement dans les fours à bombardement électronique. C'est un phénomène parasite dans les appareillages à faisceau intense d'électrons, par exemple dans les tubes à rayons X et les microscopes électroniques.

b) Effet chimique

L'énergie transférée, de l'ordre de 3 à 5 eV, peut provoquer la rupture de liaisons chimiques, en particulier de liaisons faibles, comme les liaisons organiques. Etant produit par des électrons, cet effet est essentiellement réducteur.

c) Effet de déplacement atomique

Lorsque le transfert d'énergie est supérieur au seuil de déplacement E_d de l'atome, ce dernier peut sortir du puits de potentiel qui entoure sa position d'équilibre dans le solide ; l'énergie nécessaire est de l'ordre de 15 à 30 eV. Il y a alors création de dommages d'irradiation permanents. Cet effet peut poser des problèmes importants pour l'objet étudié en microscopie électronique.

Dans le cas particulier d'électrons de 100 keV, on constate que pour les faibles angles de diffusion, de l'ordre de 10^{-2} rad, auxquels on observe couramment ces électrons en mode transmission en microscopie électronique, la perte d'énergie est négligeable même dans le cas d'éléments légers. Pour la diffusion en retour (rétrodiffusion), le transfert est maximal et devient appréciable, de l'ordre de quelques électron-volt, mais ce n'est que pour les éléments très légers (par exemple Li) que le seuil de déplacement atomique est nettement franchi avec des électrons de 100 keV ; pour les autres éléments on observe un effet thermique et éventuellement des ruptures de liaisons. L'effet de déplacement devient important pour les électrons de plusieurs millions d'électron-volt. [2]

7.1.3 Caractéristiques de la diffusion élastique

Les processus de diffusion des électrons sont le point clé à l'interprétation de la microscopie électronique à balayage. Ces interactions sont les phénomènes fondamentaux qui permettent la visualisation et l'analyse d'échantillons dans un microscope électronique à balayage (MEB). Le concept de section efficace est très utile pour expliquer la diffusion d'électrons. [5]

Lors d'une diffusion élastique les états quantiques de la cible et du projectile sont inchangés durant la collision. La diffusion élastique correspond à l'interaction de l'électron avec le potentiel électrostatique du noyau écranté par le cortège électronique de l'atome. Au potentiel écranté du noyau est parfois rajouté un potentiel d'échange pour tenir compte des collisions de réarrangement où l'électron incident s'échange avec un électron de l'atome. Cet effet est surtout important à basse énergie. La masse de l'atome étant très supérieure à la masse de l'électron incident, on néglige le plus souvent le recul du noyau de sorte que la diffusion se fait sans perte d'énergie.

On définit les libres parcours moyens de transport par :

$$\begin{cases} \frac{1}{l_1} = n.2\pi \int_0^\pi (1 - \cos \theta) \frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} \sin \theta d\theta = \frac{1 - \langle \cos \theta \rangle}{l_{el}} \\ \frac{1}{l_2} = n.2\pi \int_0^\pi \frac{3}{2} (1 - \cos^2 \theta) \frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} \sin \theta d\theta = \frac{3}{2} \frac{1 - \langle \cos^2 \theta \rangle}{l_{el}} \end{cases} \quad (1.12)$$

où l_{el} est le libre parcours moyen élastique. $1/l_1$ représente la déviation moyenne par unité de longueur. Lorsque l'électron subit un très grand nombre de diffusions élastiques, les libres parcours moyens de transport suffisent à caractériser les diffusions élastiques. La majorité des diffusions élastiques se font à angle très petit, surtout lorsque l'énergie des électrons est grande (voir Figure 1.5). Il est alors possible d'utiliser des théories de diffusion multiples assez précises.

Les sections efficaces sont souvent calculées dans l'approximation de Born. En utilisant un potentiel de type Yukawa (Coulombien écranté), on obtient la formule classique de Rutherford écranté :

$$V = V_0 \frac{e^{-\frac{r}{a}}}{r} \quad \frac{d\sigma}{d\theta}(\theta) = \frac{4\mu^2 V_0^2}{\hbar^4} \frac{1}{[(1/a)^2 + 4k^2 \sin^2(\theta/2)]^2} \quad (1.13)$$

où $\vec{k} = \vec{p}/\hbar$ est le vecteur d'onde de l'électron incident et a est la longueur d'écran.

Les limites de cette section efficace sont obtenues en remplaçant $V_0 \approx Ze^2/(a4\pi\epsilon_0)$ sur $[0, a]$ et $a \approx 4\pi\epsilon_0\hbar^2/(m_e e^2 Z^{1/3})$ (modèle statistique de Thomas-Fermi de l'atome, m_e est la masse de l'électron, e la charge élémentaire et Z le numéro atomique) dans (1.8) ce qui donne :

$$E \gg \frac{1}{2} \frac{m_e e^4}{(4\pi\epsilon_0\hbar)^2} Z^{\frac{2}{3}} \text{ soit } E \gg 13.60580 \times Z^{\frac{2}{3}} \text{ eV} \quad (1.14)$$

Ainsi la formule de Rutherford écranté n'est pas valable pour les électrons de faibles énergies, la condition (1.14) s'écrit $E \gg 45 \text{ eV}$ pour le carbone et $E \gg 250 \text{ eV}$ pour le platine.

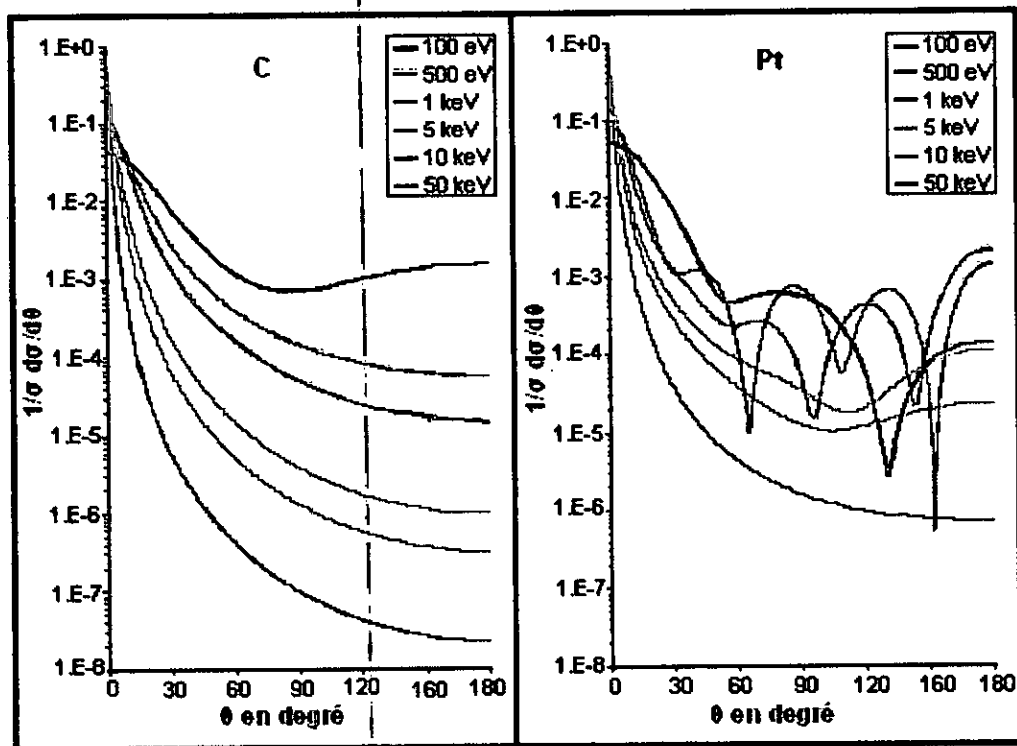


Figure 1-5 : Section efficace élastique différentielle en angle polaire pour des électrons d'énergie de 0,1 à 50 keV dans le carbone et le platine [3].

7.2 Interaction inélastique

7.2.1 Théorie élémentaire

Lorsque la distance d'interaction est du même ordre de grandeur que le rayon de l'atome concerné, l'action du nuage électronique de ce dernier l'emporte. Il y a interaction électron-électron. Comme la masse des particules est du même ordre, le transfert relatif d'énergie est appréciable. La structure et l'énergie interne de l'atome sont modifiées.

Soit un électron incident d'énergie E_0 , de vecteur d'onde k_0 . Après interaction inélastique, son énergie et la longueur de son vecteur d'onde deviennent respectivement $E = E_0 - \Delta E$ et $k = k_0$, avec $k = (2mE/h^2)^{1/2}$ d'après l'équation (1.1).

Pour les faibles variations relatives ($\Delta k \ll k_0$ et $\Delta E \ll E_0$), il résulte, en première approximation :

$$\frac{\Delta k}{k_0} \cong \frac{\Delta E}{2E_0} \quad (1.15)$$

En diffusion inélastique, le vecteur de diffusion $R = k - k_0$ ne peut devenir nul. La figure 1-5 montre qu'à l'approximation des petits angles de diffusion :

$$R^2 \cong (\Delta k)^2 + (2\theta k_0)^2$$

Pour un angle de diffusion nul, la valeur minimale du vecteur de diffusion est donc Δk . Posons $R_{\min} = \Delta k = k_0 \theta_E$ où θ_E représente un angle appelé angle de diffusion caractéristique pour la perte d'énergie considérée ΔE . D'après l'équation (1-15), cet angle peut s'écrire:

$$\theta_E = \frac{\Delta k}{k_0} = \frac{\Delta E}{2E_0} \quad (1-16)$$

La longueur du vecteur de diffusion R devient alors :

$$R^2 = k_0^2 [(2\theta)^2 + \theta_E^2] \quad (1-17)$$

Pour une perte d'énergie déterminée ΔE , la section efficace de diffusion par unité d'angle solide a une demi-largeur angulaire qui est de l'ordre de θ_E

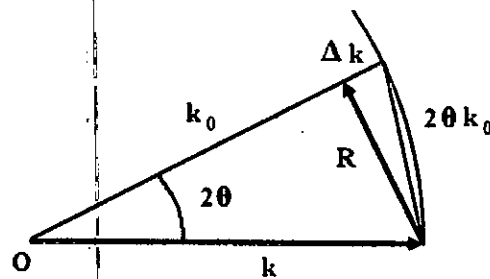


Figure 1-6. Diffusion inélastique. Valeurs approximatives aux petits angles.

7.2.2 Les effets produits

Une interaction électrons-matière de type inélastique peut produire différents effets correspondant à une modification de la structure électronique interne des atomes de la matière concernée.

a) Excitation de niveaux de valence ou de conduction

L'excitation des niveaux de conduction est collective et quantifiée sous forme de *plasmons* ; elle se manifeste par des pertes d'énergie discrètes ($\Delta E < 50 \text{ eV}$) caractéristiques des éléments concernés, qui peuvent être utilisées à des fins analytiques.

b) Excitation de niveaux atomique profonds

Les pertes d'énergie caractéristiques subies par les électrons ayant des excitations de niveaux atomiques profonds ($\Delta E > 50 \text{ eV}$) sont exploitées en spectrométrie de perte d'énergie. L'énergie transférée à un atome se retrouve, comme pour les rayons X, sous deux formes :

- Energie potentielle de l'atome excité. Le retour à l'état fondamental induit l'émission de rayonnements caractéristiques utilisés pour l'analyse élémentaire, ainsi que pour la production des rayons X.
- Energie cinétique des électrons éjectés, appelés électrons secondaires.

c) conversion en énergie électromagnétique

Dans le cas des électrons (et de toute autre particule chargée), on observe en plus une conversion directe d'énergie cinétique en énergie de rayonnement électromagnétique par freinage des électrons dans la matière.

L'importance de l'interaction inélastique, dans toutes les méthodes utilisant les électrons, a conduit à de nombreuses études (par exemple : BETHE, 1930 ; LENZ, 1954 ; COLLIEX et JOUFFREY et al).

7.2.3 Caractéristiques de La diffusion inélastique

Les diffusions inélastiques correspondent aux collisions des électrons incidents avec les électrons atomiques. Elles amènent l'atome dans un état excité d'où une perte d'énergie de l'électron incident. Une particule secondaire (l'électron atomique heurté) peut être libérée si l'énergie transférée est suffisante. Comme on peut le voir en spectroscopie de perte d'énergie des électrons, la majorité des diffusions inélastiques se manifestent par une faible perte d'énergie (10-100 eV) c'est-à-dire pour des collisions sur les électrons des couches externes

de l'atome. Les calculs de section efficace se font dans l'approximation de Born ce qui conduit pour un électron non relativiste à l'expression :

$$\frac{d^2\sigma}{dWdQ} = \frac{\pi e^4}{E} \frac{1}{WQ} \frac{df(Q,W)}{dW} \quad (1.18)$$

$$Q = 2E - W - 2\sqrt{E(E-W)} \cos \theta \quad (1.19)$$

où e est la charge élémentaire, m la mass et E l'énergie de l'électron incident, W l'énergie perdue, Q l'énergie de recul définie par (1.19). La section efficace inélastique totale σ_m et le pouvoir de ralentissement S sont définis par :

$$\begin{cases} \sigma_m = \int_0^{W_{MAX}} dW \int_{Q_{min}}^{Q_{MAX}} \frac{d^2\sigma}{dQdW} dQ \\ S = n \int_0^{W_{MAX}} W dW \int_{Q_{min}}^{Q_{MAX}} \frac{d^2\sigma}{dQdW} dQ \end{cases} \quad (1.20)$$

La fonction $df(Q,W)/dW$ est appelée GOS (Generalized Oscillator Strength), elle caractérise entièrement pour le projectile les diffusions inélastiques sur la cible considérée. Le GOS peut être interprété comme le nombre effectif d'électrons atomiques participant à la diffusion inélastique à perte d'énergie W et énergie de recul Q fixées. Il satisfait aux règles de somme :

$$\int_0^\infty \frac{df(Q,W)}{dW} dW = Z \quad (1.21)$$

$$\int_0^\infty \ln W \frac{df(Q=0,W)}{dW} dW = Z \ln I \quad (1.22)$$

où Z est le nombre d'électrons de l'atome diffuseur et I le potentiel moyen d'ionisation qui joue un rôle central dans le théorie de Bethe. Dans la limite optique, $Q = 0$, le GOS coïncide avec l'OOS (Optical Oscillator Strength).

La section efficace différentielle (1.18) doit être modifiée pour prendre en compte les effets d'échanges qui peuvent intervenir suite à l'indiscernabilité entre l'électron incident et les électrons atomiques. La correction se fait généralement dans l'approximation de Ochkur. Des corrections relativistes peuvent également être introduites. Malheureusement, le GOS n'est obtenu analytiquement que pour l'atome la plus simple : l'hydrogène. Ce manque d'information sur le GOS restreint l'utilisation de sections efficaces inélastiques données par (1.18). Le GOS de l'hydrogène n'est important que pour deux types de diffusions inélastiques : celles à faible perte d'énergie W et faible énergie de recul Q (par rapport à l'énergie d'ionisation) et dans une moindre mesure celles pour lesquelles $Q = W$. Ceci

implique qu'un électron subissant une diffusion inélastique va la subir principalement sur un électron atomique d'une couche externe (faible énergie d'ionisation) et avec une faible perte d'énergie.

Pour des énergies incidentes très grandes par rapport aux énergies de liaisons des électrons atomiques, on peut modéliser le GOS par ses valeurs asymptotiques. On obtient alors la formule de Bethe du pouvoir de ralentissement :

$$S(E) = \frac{\langle W \rangle}{l_{in}} = n \frac{2\pi.Z}{E} \ln \left(\sqrt{\frac{e}{2}} \frac{E}{I} \right) \quad (1.23)$$

où l_{in} est le libre parcours moyen inélastique. Ainsi S représente la perte d'énergie moyenne par unité de longueur.

En supposant que la perte d'énergie se fait de façon continue, la perte d'énergie sur un segment de longueur Δs est égale à $S(E)\Delta s$. La formule est valable uniquement pour des électrons d'énergie incidente très grande par rapport aux énergies de liaison des électrons atomiques mais différents auteurs ont étendu empiriquement à basses énergies la formule de Bethe. C'est généralement cette approche de ralentissement continu à partir de formule semi-empirique qui est largement utilisée autant dans les simulations Monte Carlo que dans des modèles analytiques du transport d'électrons dans la matière. Cette approche, qui ne prend pas en compte le caractère discret des pertes d'énergie, est incapable de rendre compte des fluctuations de pertes d'énergie. Ainsi cette approche ne reproduit pas fidèlement la distribution énergétique des électrons traversant une feuille mince.

Sur la Figure 1-7 sont comparés les pouvoirs de ralentissement S/ρ dans l'aluminium obtenus expérimentalement avec différents modèles théoriques. La dispersion des résultats expérimentaux à basse énergie montre la difficulté d'obtenir précisément ces valeurs. Pour les trois modèles, formule de Bethe non relativiste, formule de Joy et Luo (non relativiste) et modèle de GOS de PENELOPE, l'énergie moyenne d'ionisation I a été prise égale à 166 eV (valeur recommandée par Berger et Seltzer). On observe que les trois modèles sont équivalents pour $E \gg I$. Aux très hautes énergies, les modèles ne prenant pas en compte les effets relativistes dévient de PENELOPE qui les prend en compte.

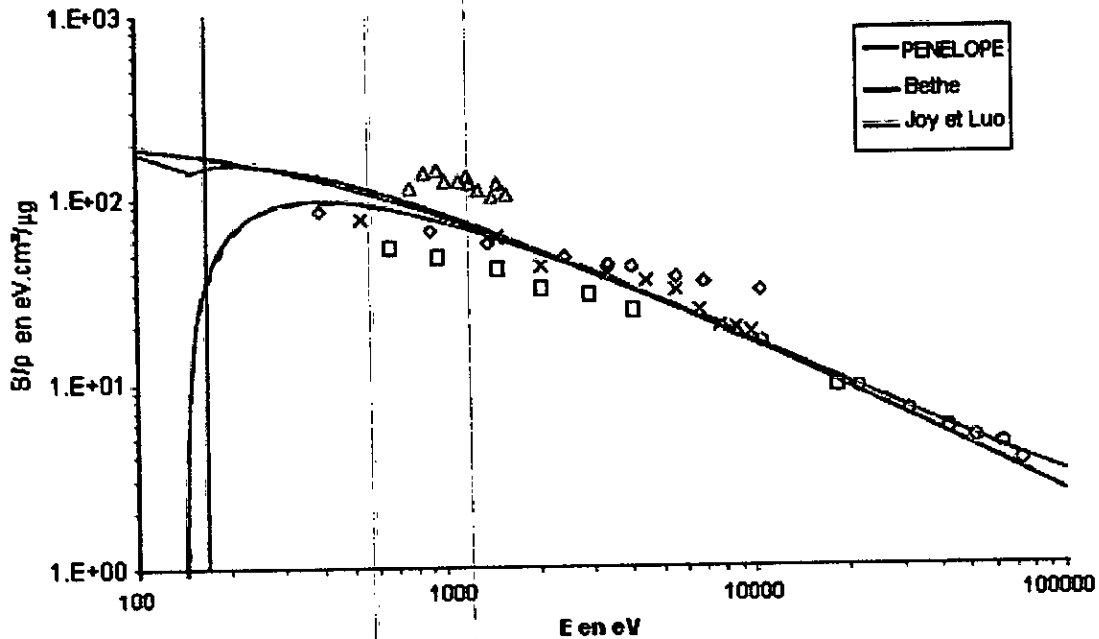


Figure 1-7 : Pouvoir de ralentissement S/p dans l'aluminium en fonction de l'énergie. Les courbes en continu correspondent à des modèles théoriques et les symboles à des points expérimentaux [3].

7.2.3.1 Ionisation des couches internes

Parmi les diffusions inélastiques, certaines concernent les électrons des couches internes de l'atome. Comme indiqué auparavant, l'ionisation d'une couche interne est peu probable puisque la majorité des collisions se font sur les électrons des couches externes. Toutefois, ces ionisations ont une très grande importance puisqu'elles engendrent l'émission de rayonnements secondaires tels que les photons X caractéristiques utilisés pour l'analyse par microsonde électronique ou les électrons Auger.

En utilisant les propriétés du GOS, Bethe obtient l'expression suivante pour σ_K , la section efficace d'ionisation de la couche K d'un atome :

$$\sigma_K E_K^2 = \frac{\pi e^4 Z_K b_K}{U_K} \ln(c_K U_K) \quad (1.24)$$

où E_K est l'énergie d'ionisation de la couche K, $U_K = E/E_K$ l'énergie de l'électron exprimé en unité d'énergie d'ionisation, Z_K le nombre d'électrons dans la couche K (toujours égal à deux sauf pour l'hydrogène) et b_K et c_K des paramètres spécifiques à chaque élément. Cette expression n'est valable que pour les hautes énergies, c'est-à-dire pour des énergies grandes par rapport au seuil d'ionisation E_K . Malheureusement en microsonde de Castaing, beaucoup d'ionisations sont créées par des électrons d'énergie proche du seuil d'ionisation.

A partir de données expérimentales et de calculs théoriques, Powell recommande les valeurs $b_K = 0,9$ et $c_K = 0,65$ pour tous les éléments. Worthington et Tomlin ont empiriquement étendu la formule de Bethe aux basses énergies. Gryzinski propose un modèle classique des diffusions inélastiques, sa validité est donc discutable. Casnati réutilise la formule de Bethe et ajuste à partir de données expérimentales, les coefficients b_K et c_K par des fonctions dépendantes de U_K .

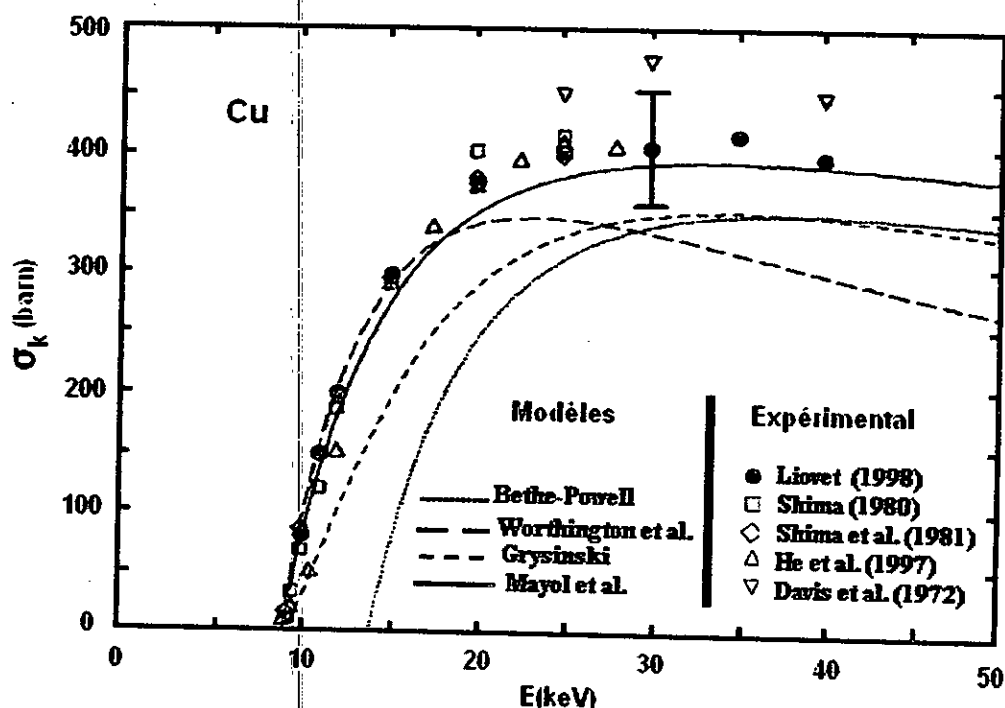


Figure 1-8: Section efficace d'ionisation de la couche K du cuivre en fonction de l'énergie de l'électron incident. Les courbes correspondent : en continu à Mayol et Salvat, en pointillé à Bethe-Powell, en tirets courts à Gryzinski, en tirets longs à Worthington et Tomlin [3].

Un modèle optique a été proposé par Mayol et Salvat. La section efficace est calculée à partir de l'OOS de l'hydrogène à l'aide d'un algorithme simple (delta oscillator). Enfin il est possible de calculer ces sections efficaces d'ionisation à partir de l'approximation de Born en ondes distordues.

Llovet a mesuré les sections efficaces de raies K de différents éléments et les a comparées à divers modèles théoriques. La figure 1.8 présente les résultats expérimentaux ainsi que différents modèles pour la couche K du cuivre. Le modèle optique de Mayol et Salvat semble le plus proche des données expérimentales qui sont très dispersées car très délicates à obtenir.

7.2.3.2 Rayonnement de freinage, bremsstrahlung

Lorsqu'une particule chargée est déviée par le champ électrostatique d'un noyau ou par celui d'un électron atomique, elle peut émettre un photon de bremsstrahlung aussi appelé rayonnement de freinage. L'énergie W du photon émis peut prendre n'importe quelle valeur entre 0 et l'énergie de la particule incidente. Ce mécanisme a une très faible influence sur les trajectoires des électrons d'énergie de l'ordre du keV mais donne naissance au fond continu observée en microanalyse X. Le processus est décrit par une section efficace différentielle en perte d'énergie W , en direction finale de la particule incidente et en direction du photon émis.

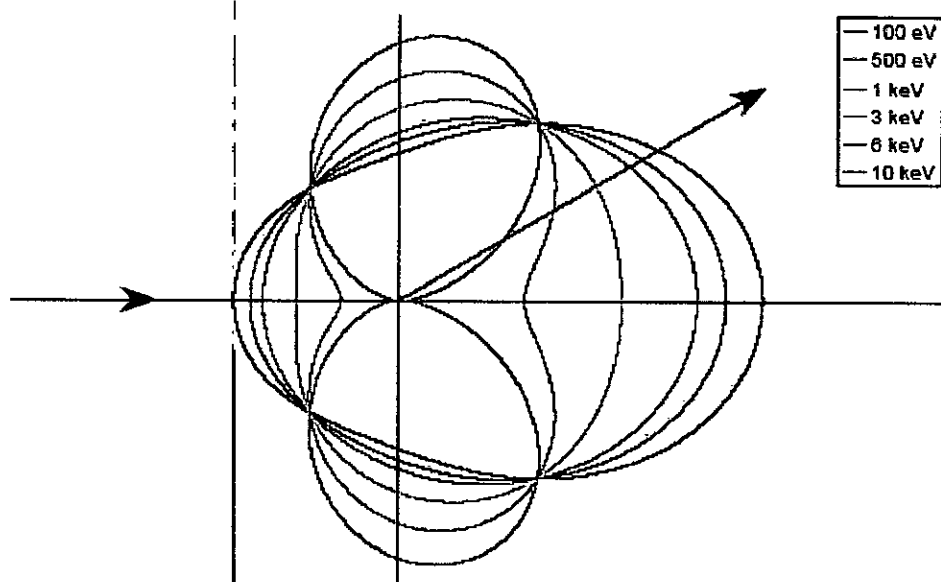


Figure 1-9 : Distribution angulaire des photons de bremsstrahlung émis à plusieurs énergies pour un électron d'énergie 10 keV dans le carbone Section efficace Kirkpatrick-Wiedman-Statham [3].

Les sections efficaces utilisées sont très variées. La plupart des travaux récents utilisent la section efficace de Kirkpatrick-Wiedman-Statham obtenue par ajustement de sections efficaces issues de la théorie de Sommerfeld. D'autres auteurs utilisent la section efficace de Bethe-Heitler, valable pour une énergie cinétique de l'électron (avant et après émission du photon) très grande par rapport à son énergie de masse $m_e c^2$. Cette section efficace a été prolongée empiriquement à faible énergie par certains auteurs. Les modèles les plus récents utilisent la base de données numériques de sections efficaces tabulées par Seltzer et Berger.

L'émission de bremsstrahlung est anisotropique (voir Figure 1.9), elle est fortement dirigée vers l'avant pour des énergies du photon faibles et latéralement pour les grandes énergies.

8. Conclusion

Les processus d'interaction les plus intéressants pour l'étude des matériaux dans le domaine d'énergie considéré, bénéficient d'une étude théorique plus profonde. Ce chapitre concerne plus particulièrement l'interaction qui s'effectue entre les particules chargées (électrons) et la matière et la description des caractéristiques principales de leurs interactions élastique et inélastique

CHAPITRE 2

LES DIFFERENTES EMISSIONS D'ELECTRONS DUES A L'INTERACTION ELECTRONS-MATIERE

Résumé : Ce chapitre a pour objectif la présentation de quelques notions sur l'interaction électrons-matière ainsi que la description des mécanismes de l'émission des électrons. L'exposé s'articule plus particulièrement autour de l'émission des électrons rétrodiffusés et des électrons secondaires. Les uns, dus à des interactions élastiques et d'énergies comparables à celles des électrons incidents sont les électrons rétrodiffusés et permettent de caractériser le contraste atomique. Tandis les électrons secondaires dus à des collisions inélastiques, d'énergies plus faibles caractérisent la topographie de l'échantillon étudié. Nous terminons l'exposé sur la dépendance des rendements d'émission électronique secondaire, rétrodiffusé total en fonction de l'énergie des électrons primaires.

1. Introduction

L'émission d'électrons par la matière peut résulter de plusieurs causes, que ce soit l'augmentation de la température, l'application d'un champ électrique, ou encore le bombardement de celle-ci par des photons ou des particules chargées ou neutres. Le passage d'une particule dans un solide induit à la surface de celui-ci une émission d'électrons dits secondaires issus des interactions inélastiques du projectile avec les électrons du solide. On désigne ce phénomène par le terme d'Emission Electronique Secondaire (EES), Ion Induced Electron Emission (IIEE), ou encore Particle Induced Electron Emission (PIEE).

L'émission électronique secondaire fut observée pour la première fois par VILLARD en 1899, qui expliqua l'émission cathodique d'un tube à décharge par le violent transfert de quantité de mouvement des électrons aux des ions positifs. AUSTIN et STARKE en 1902 mirent en évidence l'émission électronique induite dans les solides par des électrons. FÜCHTBAUER en 1906 fut cependant le premier à faire des expériences dans des conditions raisonnablement définies, et établit ainsi les principales caractéristiques de l'émission électronique secondaire cinétique :

- Le rendement électronique, c'est-à-dire le nombre d'électrons émis par électron (ion) incident qui augmente avec l'énergie incidente à basse énergie (en dessous de 100 keV/u) ;
- La distribution angulaire diffuse, dont l'intensité décroît avec l'angle d'émission par rapport à la normale à la surface ;
- La distribution énergétique des électrons émis, concentrée aux basses énergies, quasiment indépendante de l'énergie et de l'angle d'incidence du projectile. De plus, cette distribution est similaire à celle des électrons secondaires induits par des électrons incidents (si on néglige le pic d'électrons réfléchis) ;
- l'énergie des électrons secondaires est déterminée par la composition de la cible, indépendamment de l'énergie de l'électron (ion) incident.

Ce processus est donc depuis longtemps l'objet de nombreuses études, autant expérimentales que théoriques, et est utilisé dans le nombreux domaines, comme le développement de détecteurs (channeltrons , galettes de microcanaux, photomultiplicateurs,...) ainsi que la caractérisation des surfaces (spectroscopie de photoélectrons, spectroscopie AUGER, microscopie électronique). Il peut aussi être vu comme un phénomène perturbateur dans certaines expériences (effet de charge de certains matériaux).

2. Volume d'interaction et distribution énergétique des électrons émis

La réponse d'un matériau à l'excitation d'un faisceau d'électrons se traduit généralement par une émission secondaire d'électrons ou de photons X qui dépend principalement de l'énergie des électrons incidents et de la composition chimique de ce matériau. [4]

Lors du cheminement d'un électron incident dans le matériau, on distingue habituellement deux types d'interactions concomitantes, les interactions élastiques et les interactions inélastiques. Au gré de ces deux types d'interactions (voir Figure 2.1) les électrons incidents empruntent des parcours aléatoires dans la matière jusqu'à la perte totale de leur énergie cinétique. Le lieu de l'ensemble de ces interactions est appelé : volume d'interaction ou "poire" d'interaction. Les dimensions latérales R_m (profondeur de pénétration maximale, de quelques nm à quelques μm) de ce volume dépendent principalement de l'énergie incidente et des propriétés physico-chimiques de la cible (numéro atomique de la cible notamment). La littérature relate plusieurs définitions de cette profondeur, dans ce travail nous utilisons l'expression proposée par

Kanaya-Okayama déduite de simulations de Monte-Carlo [10] et qui reste valable dans les conditions d'utilisation d'un MEB [13] :

$$R_m (\mu m) = \frac{0.0276 A E_0^{1.67}}{Z^{0.89} \rho} \quad (2.1)$$

où A est la masse atomique moyenne de la cible, ρ sa densité en g/cm^3 , Z son numéro atomique moyen et E_0 l'énergie des électrons primaires exprimée en keV.

Dans le volume d'interaction, des émissions multiples et de natures physiques différentes sont générées (voir Figure 2.1). Il s'agit principalement de l'émission électronique, de l'émission photonique, de la cathodoluminescence, des plasmons (liés aux oscillations collectives des électrons de valence), des phonons (associés à l'agitation thermique d'une structure périodique) ainsi que de la création de paires électron-trou. Dans le cadre de notre étude seule les électrons rétrodiffusés et l'émission électronique secondaire seront décrits dans ce chapitre.

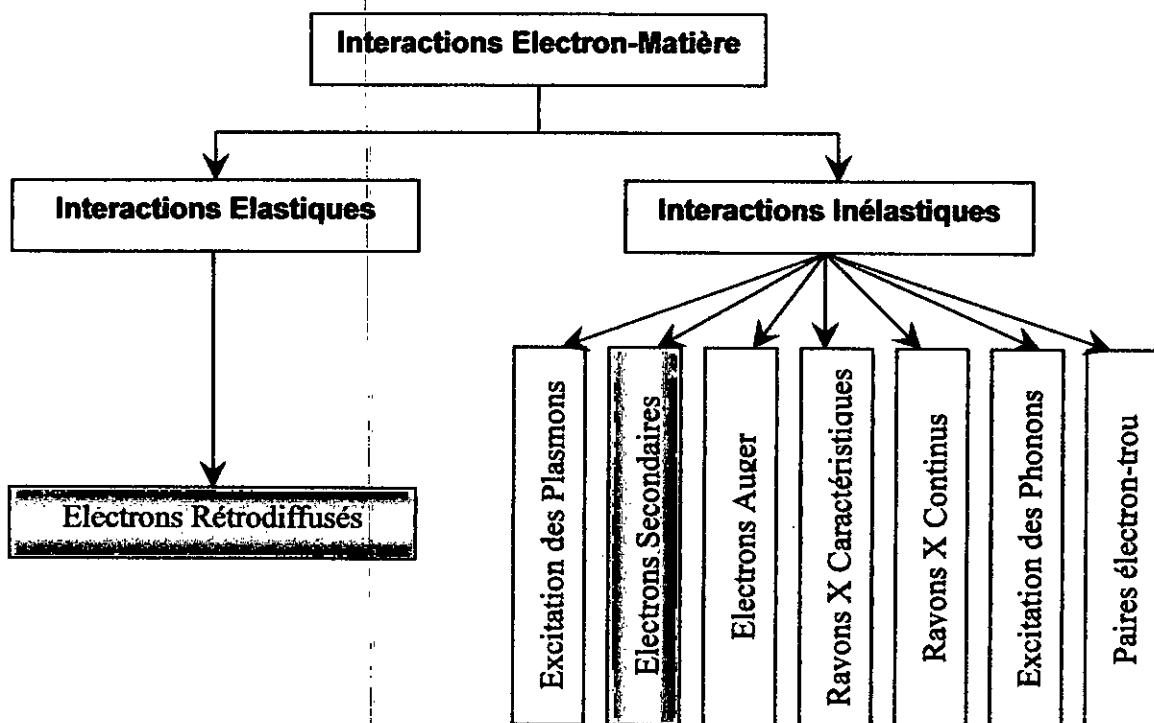


Figure 2-1 : Organigramme des différentes interactions possibles et des signaux émis lors de la pénétration d'un électron primaire dans la matière.[4]

La distribution énergétique des électrons émis, $N(E)$, par une cible soumise à l'irradiation par un faisceau d'électrons incidents d'énergie E_0 est illustrée schématiquement sur la Figure 2-2.

On distingue habituellement trois parties dans cette distribution :

- (I) Le domaine des électrons secondaires qui se présente sous la forme d'un pic dont la position du maximum se situe vers 2 eV et dont la largeur à mi-hauteur est généralement inférieure à 10 eV. La limite supérieure de ce domaine est conventionnellement fixée à 50 eV.
- (II) Un fond continu attribuable aux multiples interactions élastiques et inélastiques subies par les électrons au sein du matériau (gamme d'énergie compris entre 50 eV et le début du pic centré autour de l'énergie primaire E_0). Dans cette zone apparaissent également des pics de faible amplitude correspondant à des pertes caractéristiques. On distingue les pics Auger vers les basses énergies et près du pic élastique, des pics caractéristiques qui résultent des excitations des plasmons de volume ou de surface.

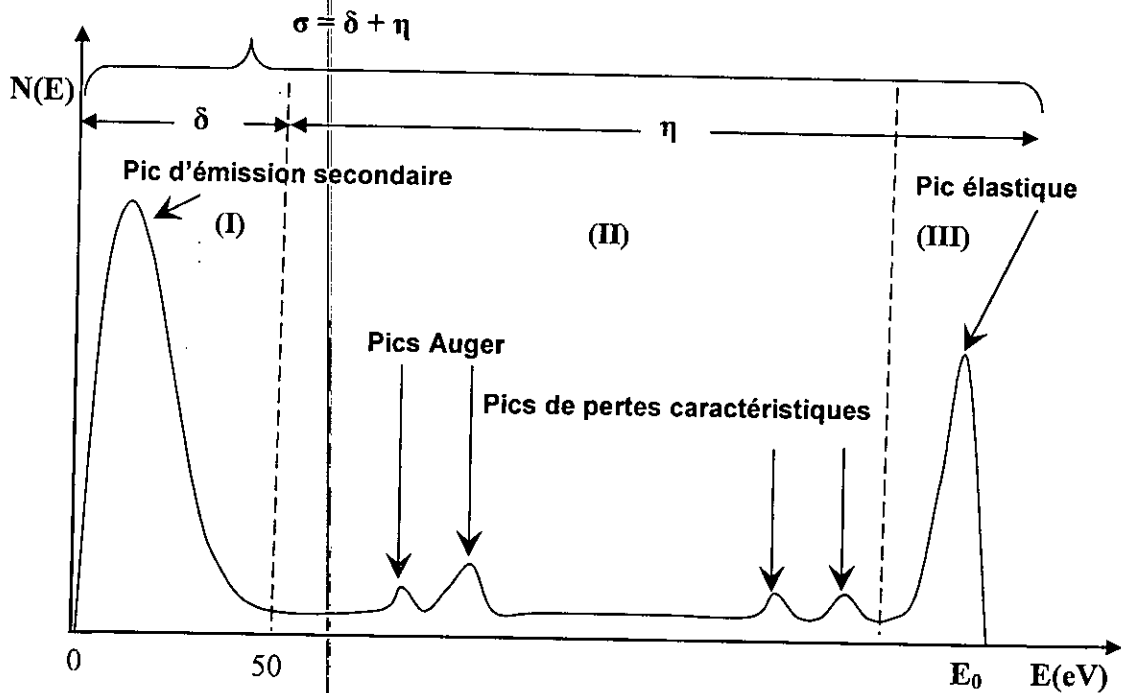


Figure 2-2 : Distribution énergétique schématique, $N(E)$, des électrons émis par une cible irradiée par un faisceau d'électrons primaires d'énergie E_0 [7].

- (III) Le pic élastique, centré autour de l'énergie primaire E_0 , est celui des électrons primaires réfléchis élastiquement ou ayant subis de très faibles pertes d'énergie (fraction d'électron-volt) par suite de collisions électrons-phonons. [7]

3. Profondeur de pénétration des électrons dans la matière

Lorsque des électrons énergétiques pénètrent dans un échantillon, ils interagissent avec les atomes et sont diffusés soit d'une manière élastique, c'est-à-dire sans perte significative d'énergie, soit d'une manière inélastique et dans ce cas ils cèdent une partie de leur énergie au système, qui la relaxe ensuite sous différentes formes (émission d'électrons secondaires, de photons, excitations de plasmon ou de phonons...). [4]

Tous ces processus prennent place dans un volume appelé "poire d'interaction" dont l'expansion latérale est principalement due aux processus élastiques déviant fortement les électrons de leur trajectoire, tandis que les processus inélastiques qui réduisent progressivement l'énergie moyenne des électrons, définissent leur profondeur de pénétration R . De nombreuses approches à la fois expérimentales et théoriques ont été développées dans le but de quantifier cette valeur R . Expérimentalement, la profondeur de pénétration des électrons R a été déduite de mesures du taux de transmission η_t au travers de films minces ou encore de la méthode originale du "flying spot" au cours de laquelle on mesure la brillance de luminophores couverts d'une couche conductrice.

Pour des films minces de Al, Si, Cu, Ge et Al_2O_3 et des énergies primaires E_0 comprises entre 1 et 20 keV, Makhov a établi que les courbes de transmission $\eta_t(X)$ peuvent être représentées par des fonctions de type exponentiel :

$$\eta_t(x) = \exp\left(-\left(\frac{x}{X_0}\right)^{p_0}\right) \quad (2.2)$$

où p_0 et X_0 sont des paramètres dépendant du matériau irradié. D'après cette expression, X_0 correspond à l'épaisseur du matériau pour laquelle $\eta_t(X_0) = 1/e$. La quantité x/X_0 est appelée "épaisseur réduite" et permet à cette expression d'avoir un caractère universel au regard de la transmission. X_0 peut être mis sous la forme :

$$X_0 = K_{1/e} E_0^n \quad (2.3)$$

où $K_{1/e}$ et n sont des constantes dépendant du matériau.

Fitting [9] a montré que le paramètre p_0 dépend également de l'énergie des électrons incidents E_0 et qu'il est d'autant plus faible que Z est élevé (figure 2.3).

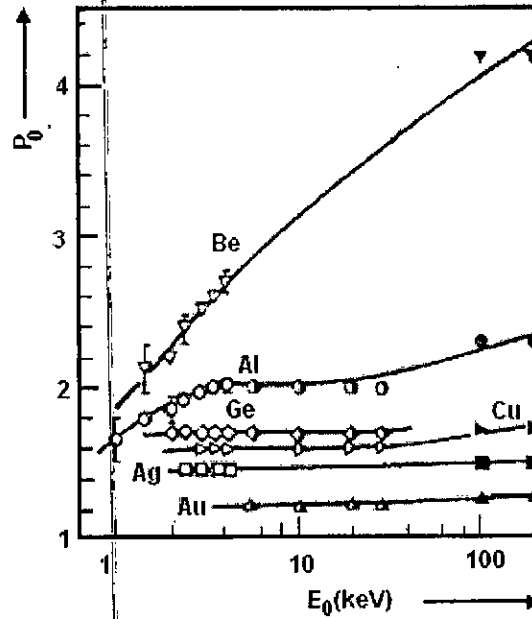


Figure 2-3 : Variations du paramètre p_0 en fonction de E_0 pour divers Z d'après Fitting [4].

L'interprétation physique de p_0 relève des rapports d'efficacité des processus élastiques et inélastiques. Pour une énergie donnée, p_0 tend vers 1 lorsque Z augmente car la diffusion élastique augmente et donc le nombre d'électrons traversant la couche augmente. A contraire, lorsque Z est petit, les processus inélastiques deviennent prépondérants et le nombre d'électrons stoppés dans la couche augmente. Le nombre d'électrons traversant la couche diminue alors et les valeurs de p_0 sont plus élevées. La nette diminution de p_0 observée pour les éléments légers quand E_0 décroît, traduit le fait que la section efficace élastique augmente plus rapidement dans ce cas que celle des processus inélastiques. [4]

De l'expression (2.2), on tire aisément le parcours projeté des électrons R_η correspondant à l'épaisseur x traversée pour laquelle η_t a une valeur donnée :

$$R_\eta = X_0 |\ln \eta|^{1/p_0} \quad (2.4)$$

R_η maximal n'est pas observable car il correspond à une atténuation complète du faisceau. Ainsi, Fitting [9] définit un "parcours pratique" $R_{0.01}$ des électrons en prenant $\eta_t = 1\%$, ce qui correspond généralement à la précision de ce type de mesures.

La relation (2.4) peut alors être mise sous la forme :

$$R_\eta = CE_0^n \quad (2.5)$$

qui est la forme générale des expressions de pénétration des électrons dans la matière, avec n dépendant du domaine d'énergie considéré. C dépend également du domaine d'énergie considéré mais aussi de la densité ρ du matériau en variant en $\approx \rho^{-1}$.

On trouve dans la littérature de nombreuses expressions de la profondeur de pénétration R dont la forme générale est celle de la formule (2.5). Nous retiendrons ici quelques unes de ces expressions dont nous discuterons la validité par la suite.

Fitting [9] propose deux expressions de R fonction du domaine d'énergie considéré :

- Pour $E_0 < 10$ keV : $R_{0.01} = CE_0^n = 900\rho^{-0.8}E_0^{1.3}$ (2.6a)

- Pour $E_0 > 10$ keV : $R_{0.01} = CE_0^n = 450\rho^{-0.9}E_0^{1.7}$ (2.6b)

avec R en Å, ρ en g.cm⁻³ et E_0 en keV.

Les principaux travaux sur la détermination théorique de la profondeur de pénétration des électrons ont été effectués par Kanaya et al [10]. A partir du simple potentiel d'interaction entre un électron et les atomes de la cible, ils développent un formalisme en accord avec la loi de Thomson-Whiddington, qui aboutit à la relation suivante, valable dans le domaine d'énergie 10-1000 keV :

$$R(\mu m) = CE_0^n = \frac{0.0276AE_0^{5/3}}{\rho Z^{8/9}} \beta(E_0) \quad (2.7)$$

où $\beta(E_0) = \frac{(1 + 0.978 \cdot 10^{-6} E_0)^{5/3}}{(1 + 1.957 \cdot 10^{-6} E_0)^{4/3}}$ et où Z est le numéro atomique, A la masse atomique

exprimée en g.mol⁻¹ et ρ la densité exprimée en g.cm⁻³. Le second terme relativiste $\beta(E_0)$ est souvent négligé dans la littérature car l'erreur commise sur le calcul de R sans ce terme n'est que de 1 % environ à $E_0 = 10$ keV et elle atteint 3.6 % pour $E_0 = 40$ keV. Ils affinent ensuite ce modèle [11,12] et proposent une expression similaire en détaillant les paramètres selon le domaine d'énergie :

$$R(\mu m) = CE_0^n = \frac{AE_0^{2/s}}{\lambda_s \pi 2^{2/s} a^{2-2/s} e^{4/s} N_a \rho Z} \quad (2.8)$$

où e est la charge électrique ($1.60218 \cdot 10^{-19}$ C), $a = 0.8853 r_B Z^{-1/3}$ avec ($r_B = 0.0569$ nm), le rayon de Bohr, N_a est le nombre d'Avogadro ($N_a = 6.023 \cdot 10^{+23}$) et s et λ_s sont deux paramètres variant selon E_0 (Tableau 2.1).

S	λ_s	E_0^{\min}, E_0^{\max} (keV)
6/5	0.182	10 ; 1000
4/3	0.17	2 ; 10
3/2	0.159	0.8 ; 2
2	0.138	< 0.8

Tableau 2-1 : Variation des paramètres s et λ_s selon le domaine d'énergie.

Pour ($E_0 < 10$ keV), les relations de Kanaya (2.7) représente un bon compromis tandis que celle de Fitting (2.6) sous-estime la pénétration des électrons. L'expression de Fitting n'exprime que la dépendance en densité, elle ne traduit pas le freinage des électrons primaires par le nuage électronique. En effet, la dépendance en Z de R est le facteur important à prendre en compte, comme le montre la figure 2.4 qui donne les valeurs de R selon la formule (2.7) de Kanaya pour les densités ρ et les numéros atomiques moyens $\langle Z \rangle$ des matériaux massifs étudiés.

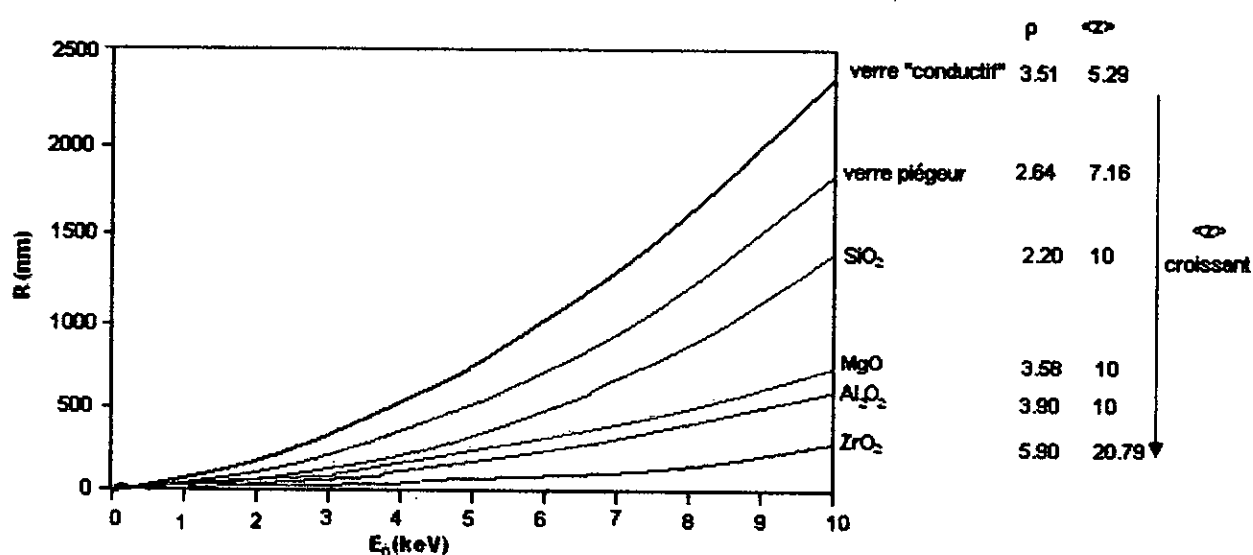


Figure 2-4 : Profondeur de pénétration des électrons dans les matériaux massifs étudiés, selon la formule (2.7) de Kanaya [4].

On voit clairement sur cette figure 2.4 que le classement en Z croissant est respecté : plus le Z est élevé, moins profonde est la pénétration des électrons. En effet, le nuage électronique étant plus important dans les matériaux à fort Z , la probabilité d'un choc inélastique est plus grande et les électrons sont d'avantage décélérés. A $\langle Z \rangle$ équivalents (SiO₂, MgO, α -Al₂O₃), c'est le matériau le plus dense qui arrête le plus les électrons. En effet,

plus le nombre d'atomes par unité de volume de l'échantillon est important, plus les électrons subissent d'interactions au cours de leur trajet, réduisant ainsi leur parcours. Ainsi, des électrons de 10 keV pénètrent de 850 nm dans l'alumine monocristalline ($\rho_{\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3} = 3.9 \text{ g/cm}^3$), tandis que dans MgO et SiO₂ ($\rho_{\text{MgO}} = 3.58 \text{ g/cm}^3$, $\rho_{\text{SiO}_2} = 2.2 \text{ g/cm}^3$), ils atteindront respectivement des profondeurs de 920 nm et de 1500 nm.

4. Emission d'électrons

4.1 Electrons rétrodiffusés

Un électron rétrodiffusé est un électron qui s'échappe de la surface de l'échantillon avec une énergie supérieure à 50 eV. Habituellement, ces types d'électrons sont des électrons primaires du faisceau ayant subis des collisions à fort angle et sortent de l'échantillon sans perdre une grande énergie [5]. Ces électrons proviennent d'une profondeur moyenne estimée à $z_m/2$ par Niedrig *et al* [8]. On caractérise souvent les électrons rétrodiffusés par le coefficient de rétrodiffusion η , défini par le rapport du nombre d'électrons rétrodiffusés émis par unité de temps I_η à l'intensité du courant primaire I_0 . [7]

D'après les travaux de Joy, la Figure 2.5 représente des courbes donnant la variation du coefficient de rétrodiffusion, obtenu par simulations de Monte-Carlo, en fonction de l'énergie des électrons primaires pour trois cibles composées respectivement d'un élément léger (silicium), d'un élément intermédiaire (nickel) et d'un élément lourd (platine).

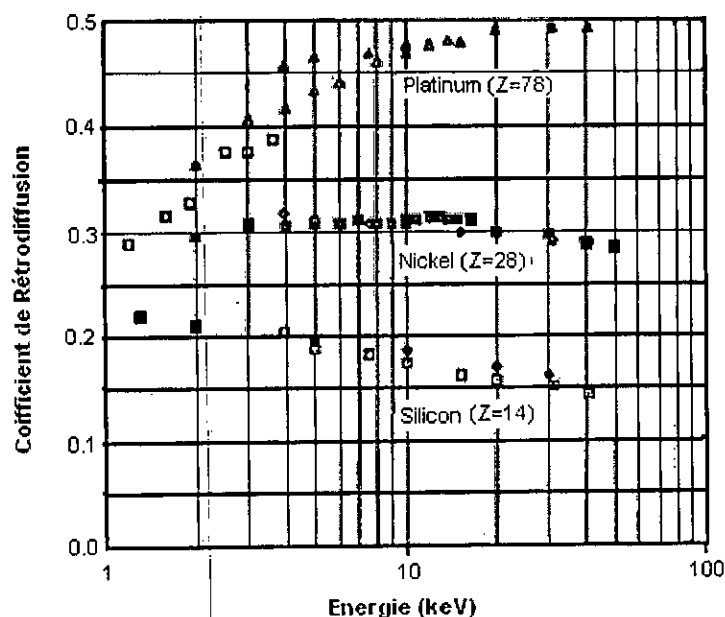


Figure 2-5 : Variation du coefficient de rétrodiffusion en fonction de l'énergie primaire pour trois éléments simples : Si, Ni et Pt [7].

L'examen de l'ensemble de ces courbes révèle deux intervalles d'énergies remarquables:

- Pour une énergie primaire comprise entre 10 – 30 keV, le coefficient de rétrodiffusion est pratiquement indépendant de l'énergie primaire.
- A basses énergies, ce coefficient augmente avec la diminution de l'énergie pour les cibles composées d'éléments légers et diminue pour les cibles composées d'éléments lourds. [7]

Le phénomène de rétrodiffusion peut résulter de chocs élastiques à grands angles, supérieurs à 90°, et/ou d'une succession de collisions à petits angles, inférieurs à 90°. On définit le taux de rétrodiffusion η_r par le rapport de la charge Q_{BSE} des électrons sortant de l'échantillon dont l'énergie excède 50 eV à la charge Q_0 des électrons injectés :

$$\eta_r = \frac{Q_{BSE}}{Q_0} \quad (2.9)$$

4.1.1 Cas de cibles massives

Les études expérimentales sur cibles massives sont nombreuses mais portent généralement sur les hautes énergies. Ainsi, la figure 2.5 montre que, pour un matériau donné et pour des énergies supérieures à 5 keV, le rendement η_r devient indépendant de l'énergie du faisceau primaire.

Dans le domaine des basses énergies, les données sont plus rares [15] et descendent rarement en dessous de 2 keV. Seul Staub [15] propose une formule valable à partir de 500 eV :

$$\eta_r = b(1 - \exp(-6,6 \cdot 10^{-3} b^{-5/2} Z)) \quad (2.10)$$

avec $b = 0,4 + 0,065 \ln(E_0)$.

Quel que soit le domaine d'énergie considéré, on constate une diminution du rendement de rétrodiffusion lorsque Z décroît. Ceci s'explique par le fait que les interactions élastiques sont de moins en moins probables lorsque Z diminue. L'amplitude moyenne des déflections angulaires dans le matériau et donc la probabilité de sortie diminue puisque le nombre de chocs nécessaires pour qu'un électron fasse demi-tour devient plus grand. On remarquera que l'alumine, la silice et l'oxyde de magnésium qui présentent le même numéro atomique moyen $\langle Z \rangle = 10$ ont des coefficients de rétrodiffusion identiques. [4]

4.1.2 Cas des films minces supportés

Considérons maintenant le cas d'un film mince d'épaisseur z , constitué d'un matériau de numéro atomique Z_F déposé sur un substrat constitué d'un matériau de numéro atomique Z_S . Soit $\eta_{rF}(\infty)$ et $\eta_{rS}(\infty)$ les coefficients de rétrodiffusion des matériaux massifs constituant le film et le substrat. Le coefficient de rétrodiffusion étant fonction de Z , on a alors deux possibilités comme l'illustre la figure 2.6 :

- **$Z_F > Z_S$:**

Le coefficient de rétrodiffusion de la cible $\eta_{rF/S}(z)$ croît avec z depuis la valeur $\eta_{rS}(\infty)$ jusqu'à la valeur de saturation cible $\eta_{rF}(\infty)$ correspondant à la valeur de coefficient de rétrodiffusion du film en tant que matériau massif ($\eta_{rF}(\infty) > \eta_{rS}(\infty)$).

- **$Z_F < Z_S$:**

Dans ce cas, le coefficient $\eta_{rF/S}(z)$ décroît de la valeur $\eta_{rS}(\infty)$ à $\eta_{rF}(\infty)$ à mesure que z augmente car $\eta_{rF}(\infty) < \eta_{rS}(\infty)$.

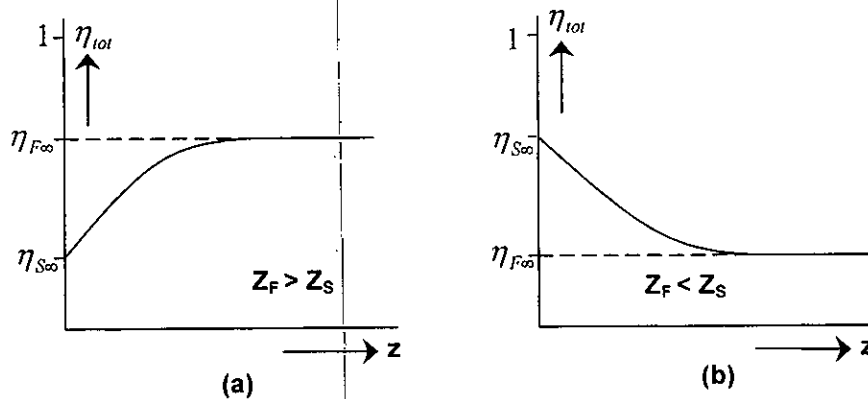


Figure 2-6 : Coefficient de rétrodiffusion d'un système film/substrat en fonction de l'épaisseur du film z dans les cas où $Z_F > Z_S$ (a) et $Z_F < Z_S$ (b). [4]

De Nee a montré que cette évolution pouvait être représentée par la fonction suivante :

$$\eta_{rF/S}(z) = \eta_{rS}(\infty) + \eta_{rF}(z) \left[1 - \frac{\eta_{rS}(\infty)}{\eta_{rF}(\infty)} \right] \quad (2.11)$$

où $\eta_{rF}(z)$ est le coefficient de rétrodiffusion d'un film constitué d'un matériau Z_F et d'épaisseur z .

Sogard exprime, pour des électrons incidents d'énergies comprises entre 20 et 53 keV, la fonction $\eta_{rF}(z)$ sous la forme :

$$\eta_r(z) = \eta_r(\infty) \tanh \left[0.473 \frac{z}{z_{0.5}} + 0.0782 \left(\frac{z}{z_{0.5}} \right)^2 \right] \quad (2.12)$$

où $z_{0.5}$ est l'épaisseur pour laquelle $\eta_r(z) = \eta_r(\infty) / 2$. Dans cette fonction $z_{0.5}$ se trouve la dépendance en énergie et les courbes $\eta_r(z) / \eta_r(\infty)$ de la figure 2.7 sont considérées indépendantes de l'énergie des électrons incidents.

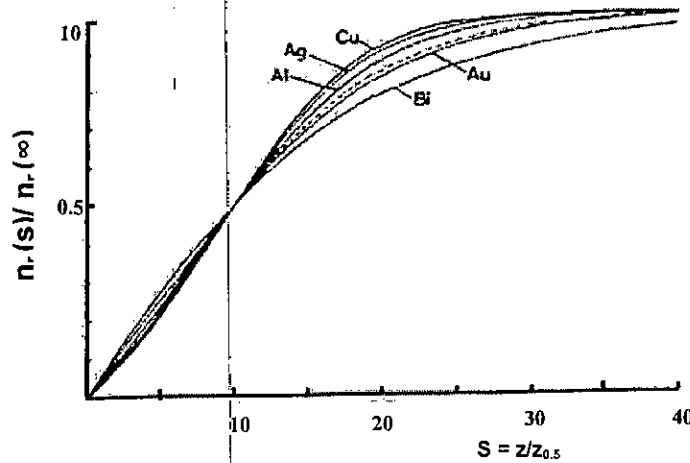


Figure 2.7 : Allures des courbes expérimentales obtenues sur divers éléments. En pointillés : expression (2.12). [4]

4.1.3 Variation avec l'angle d'incidence du faisceau primaire

Nous nous intéressons ici au coefficient de rétrodiffusion η_r^α d'un faisceau d'électrons pénétrant le matériau massif sous une incidence α par rapport à la normale à la surface (figure 2.8).

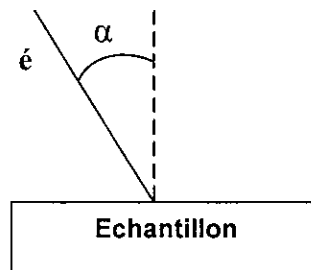


Figure 2-8 : Impact d'un faisceau d'électrons sous une incidence α par rapport à la normale à la surface.

Staub, en reportant les valeurs de η_r^α fournies par Fitting et Technow selon l'énergie des électrons primaires E_0 , montre que le coefficient de rétrodiffusion sous incidence oblique peut être exprimé sous la forme :

$$\eta_r^\alpha = (\eta_r^0)^{(1-\zeta(1-\cos\alpha))} \quad (2.13)$$

avec : $\zeta(E) = 1 - \exp(-1.83E^{1/4})$

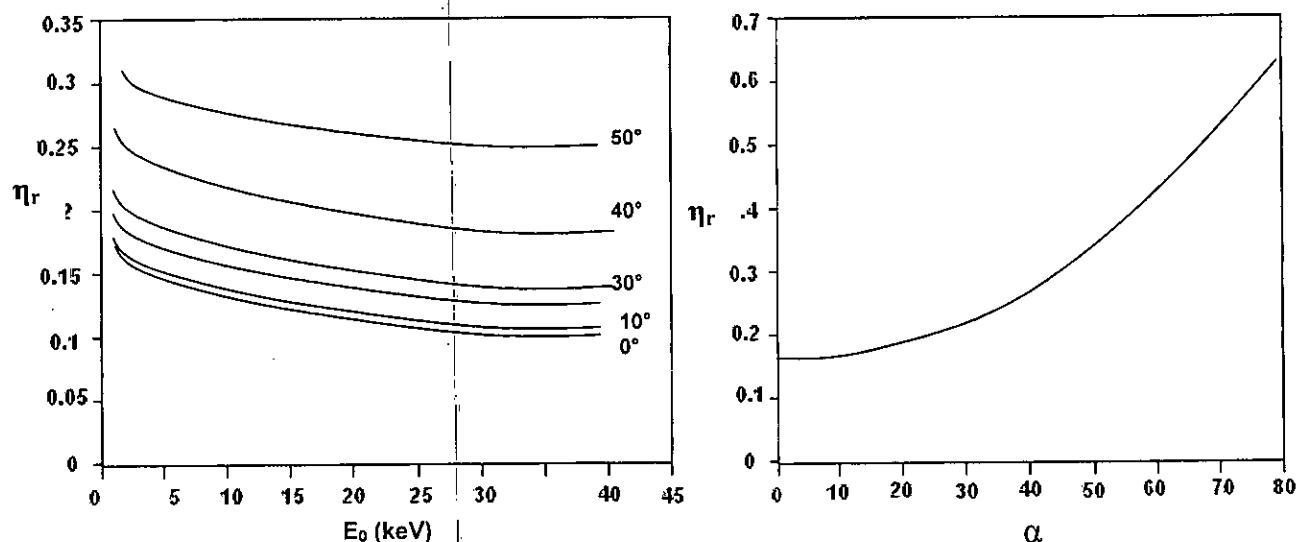


Figure 2-9 : Variations du coefficient de rétrodiffusion η_r ($Z = 10$) :
a) en fonction de E_0 pour différents angles α (valeurs à 0° calculées selon (2.10)).
(b) en fonction de α pour $E_0 = 6$ keV selon la formule (2.13). [4]

On constate (figure 2.9) que η_r^α augmente rapidement avec α . En effet, les électrons primaires pénètrent moins profondément sous la surface de l'échantillon et de ce fait, ils sortent plus facilement.

4.1.4 Caractéristiques de l'émission des électrons rétrodiffusés

Le signal détecté dépend de la composition chimique de l'échantillon, puisque l'angle moyen des collisions élastiques augmente en fonction du numéro atomique. Si un détecteur d'électron rétrodiffusé est placé pour capter les électrons s'échappant de la surface, une image en électrons rétrodiffusés peut être formée sur le moniteur du MEB. L'intensité d'un pixel est une fonction directe du nombre d'électrons émis. Ainsi, il est possible d'observer des différences dans des phases chimiques en utilisant cette technique. Une région plus brillante correspond habituellement à une phase ayant un numéro atomique moyen plus élevé [5].

4.2 Emission des électrons secondaires

Le phénomène d'émission électronique secondaire (EES) est à la base du fonctionnement des MEB et des multiplicateurs d'électrons, il a suscité de ce fait autant d'intérêt sur le plan expérimental que sur le plan théorique. L'EES a fait l'objet de nombreux travaux aussi bien théoriques qu'expérimentaux concernant les mécanismes et les processus élémentaires intervenant dans cette émission, à l'heure actuelle l'interprétation la plus complète et la plus satisfaisante des propriétés émissives des cibles métalliques peut être trouvée dans les articles de Dionne, Shih, Schwarz et Cazaux. La littérature concernant l'émission secondaire des matériaux isolants sous bombardement électronique quant à eux est peu abondante car à cause des effets de charge non seulement les théories établies pour les matériaux conducteurs ne sont pas toujours valables dans le cadre des isolants mais également les études expérimentales ne sont pas toujours faciles à conduire. Cependant, il faut mentionner les travaux récents de Cazaux portant sur une approche analytique du transport et du rendement des électrons secondaires [17]. Le phénomène d'émission secondaire se déroule selon trois processus différents :

4.2.1 Production et transport des électrons secondaires

■ Génération

L'électron incident excite (en perdant une partie de son énergie) un électron de la cible. Généralement les électrons excités sont ceux des couches externes des atomes de la cible qui sont faiblement liés. La génération d'électrons secondaires se fait le long du parcours des électrons primaires dans le volume d'interaction. La distribution en profondeur du taux de production, $n(z)$ d'électrons secondaires est proportionnelle à celle des pertes d'énergie, dE/dz .

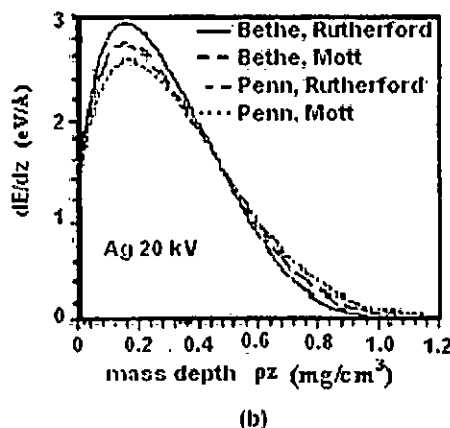
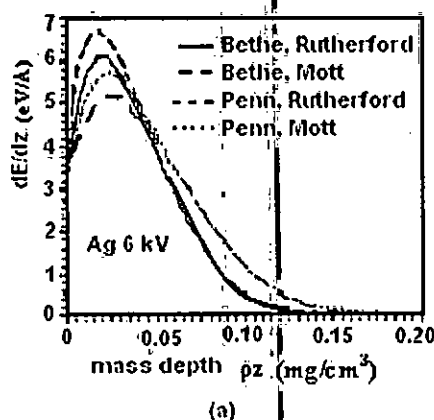


Figure 2-10: Distribution des pertes d'énergie en profondeur pour un échantillon d'argent irradié à 6 keV (a) et à 20 keV (b). [4]

Les Figures (10a et 10b) déduites de simulations de Monte-Carlo donnent l'allure de la fonction de perte (dE/dz) pour un échantillon d'Ag irradié par deux tensions d'accélération différentes.

La production des électrons secondaires se déroule d'une manière isotrope dans le volume d'interaction.

▪ Transport vers la surface

L'étape qui suit la génération des électrons secondaires est leur transport vers l'interface cible/vide. L'émission étant isotrope, seule une fraction (en première approximation, la moitié) des électrons générés migrent dans la direction de cette interface. En outre à cause des interactions avec les électrons de la bande de conduction et avec les phonons, seuls les électrons créés entre la surface et une certaine profondeur Z_e appelé profondeur d'échappement parviennent à l'interface cible/vide. Selon les travaux de Seiler la profondeur maximum d'échappement des électrons secondaires est d'environ $5l$ (où l est le libre parcours moyen des électrons). Notons que le transport des électrons secondaires vers l'interface cible/vide est plus facile dans un métal que dans un isolant (de l'ordre de 10 nm dans les métaux et de 100 nm dans les isolants) car $l \approx 0.5 - 1.5$ nm dans les métaux alors que dans les isolants $l \approx 10 - 20$ nm : dans les isolants les électrons secondaires internes interagissent uniquement avec les phonons. [7]

▪ Franchissement de la surface

Pour franchir l'interface cible/vide, les électrons secondaires qui ont pu atteindre cette interface doivent avoir au moins une énergie correspondant au travail de sortie dans le cas d'une cible métallique ou à l'affinité électronique (énergie minimale à fournir à un électron situé au bas de la bande de conduction pour l'éjecter dans le vide) dans le cas d'une cible isolante ou semi-conductrice (voir Figure 2.11). A titre d'exemple, les affinités électroniques de l'alumine (Al_2O_3) et de la silice (SiO_2) toutes deux monocristallines sont proches de $\chi = 1$ eV. Les électrons du faisceau primaire, ou les électrons secondaires rappelés à la surface par un potentiel de surface positif, auront à franchir la surface, mais en sens inverse. Dans ce cas, ils gagneront l'énergie χ (voir Figure 2.11).

Finalement, les électrons secondaires émis sont peu énergétiques (intervalle entre 0 et 50 eV, (limite conventionnelle) et proviennent de régions voisines de la surface (de l'ordre de quelques nm). Leur taux d'émission électronique secondaire ou rendement d'électrons

secondaires, δ est défini comme étant le rapport du nombre d'électrons secondaires émis par seconde au courant primaire. Le rendement δ qui est un des points remarquables de notre étude sera amplement examiné aussi bien dans le cadre de l'approche conventionnelle que dans le cadre de l'approche critique proposée par Cazaux .

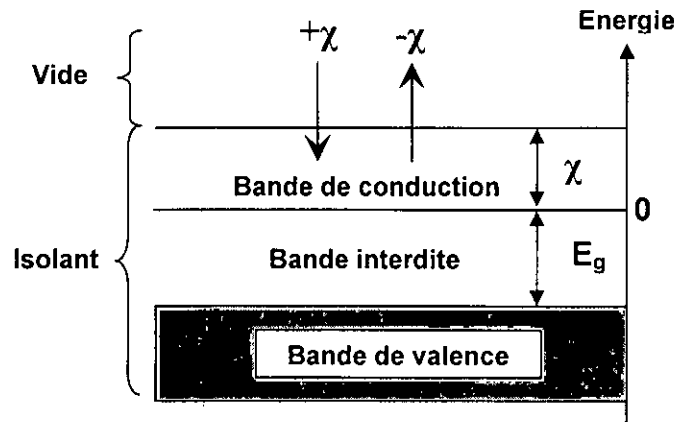


Figure 2-11 : Schéma simplifié de la structure de bande de l'interface vide-isolant. Un électron sortant du matériau perd l'énergie χ (valeur de l'affinité électronique); un électron entrant gagne cette énergie. [7]

On définit le taux d'émission électronique secondaire vrai δ par le rapport de la charge Q_{SE} des électrons sortant de l'échantillon dont l'énergie est inférieure à 50 eV à la charge Q_0 des électrons injectés [4] :

$$\delta = \frac{Q_{SE}}{Q_0} \quad (2.14)$$

L'émission électronique secondaire est donc un phénomène complexe se déroulant en trois étapes ; le premier aspect du processus est lié au transfert d'énergie aux électrons du solide dans les interactions de l'électron incident avec le solide. Le deuxième aspect concerne le transport des électrons dans le solide, faisant intervenir la diffusion élastique et inélastique des électrons et créant une cascade d'électrons secondaires. Un troisième aspect traité du nombre d'électrons de cascade s'échappant de la surface ainsi que de leur distribution en énergie. [14]

Si l'on ignore la distribution en énergie des électrons secondaires, on peut écrire :

$$\delta(E) = \int f(z)n(z, E)dz \quad (2.15)$$

où $f(z)$ est la probabilité qu'un électron secondaire produit à la profondeur z atteigne la surface et s'échappe et $n(z, E)dz$ est le nombre moyen d'électrons secondaires produits par électron primaire dans une épaisseur dz , à une profondeur z dans l'échantillon.

La prise en compte des interactions inélastiques des électrons pendant leur traversée du solide suffit à décrire $f(z)$ qui prend une forme similaire à l'expression (2.2) relative à la transmission d'électrons, soit :

$$f(z) = \Gamma \exp\left(-\frac{z}{l_{in}}\right) \quad (2.16)$$

où Γ est une constante inférieure à 1 et l_{in} le libre parcours moyen inélastique.

C'est ce paramètre l_{in} qui est le paramètre déterminant de l'émission secondaire.

La génération des secondaires étant isotrope, seule une fraction de ces derniers, la moitié en première approximation, se dirige vers l'interface vide/échantillon. Mais, seuls les électrons secondaires produits dans une certaine épaisseur sous la surface de l'échantillon peuvent atteindre l'interface. Cette profondeur z_{es} est appelée profondeur d'échappement.

Nous citerons ici les travaux de Seah et Dench qui, à partir de données expérimentales, ont établi une formule empirique dans la gamme d'énergie de 0 à 10 keV ou encore les travaux de Tanuma, Powell et Penn qui donnent un ajustement du libre parcours moyen inélastique dans de nombreux matériaux sur une gamme d'énergies de 50 à 2000 eV. [4]

4.2.2 Coefficient d'émission secondaire

Le coefficient d'émission secondaire varie avec l'énergie des électrons incidents comme le montre la figure 2.13. Si ΔE est l'énergie moyenne nécessaire pour produire un électron secondaire, le nombre d'électrons $n(z,E)dz$ produits par un électron primaire à la profondeur z sur l'épaisseur dz s'écrit :

$$n(z, E) = -\frac{1}{\Delta E} \frac{dE}{dz} \quad (2.17)$$

Si la profondeur de pénétration R de l'électron primaire est inférieure à la profondeur d'échappement Z_e , tous les électrons secondaires produits ont une forte probabilité de sortie. Le nombre de secondaires augmente donc avec l'énergie primaire et l'on observe une croissance de δ avec E jusqu'à une valeur maximale δ_m correspondant à l'énergie E_m à laquelle la profondeur de pénétration des électrons R est égale à la profondeur d'échappement Z_e . Lorsque E augmente encore, la fonction perte d'énergie dE/dz s'étale de plus en plus en profondeur. Cet étalement est tel qu'un nombre de plus en plus important d'électrons secondaires est produit au delà de Z_e , d'où une diminution de δ (figure 2.12(a)).

4.2.3 Caractéristiques de l'émission des électrons secondaires

Comme discuté précédemment, les électrons secondaires résultent de collisions inélastiques et sont définis comme des électrons s'échappant de l'échantillon avec une énergie inférieure à 50 eV. Le rendement des électrons secondaires ne montre pas une dépendance forte avec le numéro atomique de l'échantillon. Cependant, quand les électrons rétrodiffusés s'échappent de la surface de l'échantillon, ils contribuent à la génération d'électrons secondaires. Il est donc possible d'obtenir de l'information sur la composition chimique de l'échantillon. Ce type de signal est capté en utilisant un détecteur d'électrons secondaire. Ce type de détecteur opère à des vitesses plus élevées qu'un détecteur d'électron rétrodiffusé. L'imagerie en électrons secondaires est ainsi largement employée dans l'analyse au MEB pour visualiser la topographie de l'échantillon, essentiellement à cause de son aisance d'emploi et sa rapidité. [5]

4.2.4 Influence de l'angle d'incidence

L'influence de l'angle d'incidence sur le rendement d'émission secondaire est illustré sur la Figure 2.12(a). Les fonctions perte d'énergie correspondant aux incidences normale et oblique sont également représentées de façon schématique sur la même figure. Quand l'angle d'incidence α des électrons primaires s'écarte de la normale, on constate une compression vers la surface de la fonction perte d'énergie. Cette compression entraîne une augmentation du nombre d'électrons secondaires générés entre la surface de l'échantillon et la profondeur d'échappement Z_e . Cette augmentation est illustrée par la Figure 2.12 (b) qui représente le rendement normalisé d'émission en fonction de l'angle d'incidence. On constate que le rendement $\delta(\alpha)$ est multiplié par deux lorsque l'angle d'incidence passe de 0° à 60° pour des énergies primaires supérieures à 5 keV. La variation de δ est à relier à la distance susceptible d'être parcourue par un électron secondaire $L(\alpha)$, comme le montre la figure 2.12(c), définie par :

$$L(\alpha) = L \cos \alpha \quad (2.18)$$

où L est le parcours de l'électron primaire.

Le nombre d'électrons ayant une énergie suffisante pour atteindre et franchir la surface va donc augmenter car une augmentation de l'angle α provoque une diminution de la profondeur $L(\alpha)$. Ainsi la loi de variation de $\delta(\alpha)$ avec l'angle α est donnée par [11]:

$$\delta(\alpha) = \delta(0)(\cos \alpha)^{-n} \quad (2.19)$$

où n dépend du numéro atomique moyen Z du matériau.

Dans le contexte de ce travail deux points importants sont à souligner :

- La forte dépendance de l'émission électronique secondaire à l'angle d'incidence est utilisée en microscopie électronique à balayage comme moyen d'étude de la topographie de la surface balayée.
- Aux faibles énergies primaires (< 0.2 keV), la profondeur de pénétration des électrons primaires est inférieure à la profondeur d'échappement des électrons secondaires, l'angle d'incidence n'a alors pratiquement aucun effet sur l'émission électronique secondaire. [7]

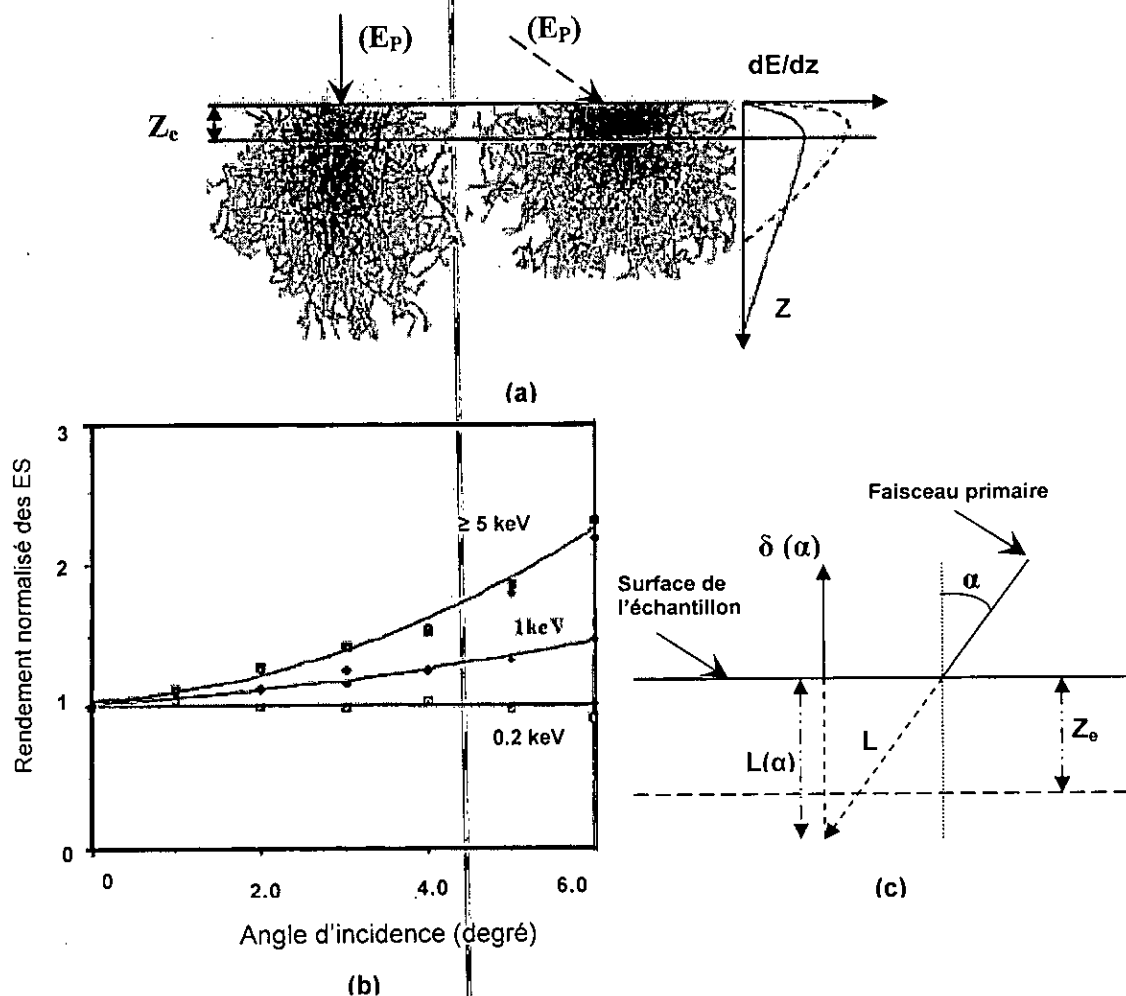


Figure 2-12 : (a) Influence de l'angle d'incidence sur le volume d'interaction, (b) Variation du rendement d'émission secondaire normalisé $\delta(\alpha)/\delta(0)$ en fonction de l'angle d'incidence α et (c) Dépendance de la distance susceptible d'être parcourue par un électron secondaire $L(\alpha)$. [7]

5. Rendement d'émission total

Le rendement d'émission électronique total σ est défini par la relation suivante :

$$\sigma = \delta + \eta_r \quad (2.20)$$

avec δ rendement d'émission secondaire et η coefficient de rétrodiffusion.

La Figure 2.13 représente schématiquement l'allure caractéristique de ce rendement ainsi que ses deux composantes δ et η_r en fonction de l'énergie E_0 du faisceau primaire

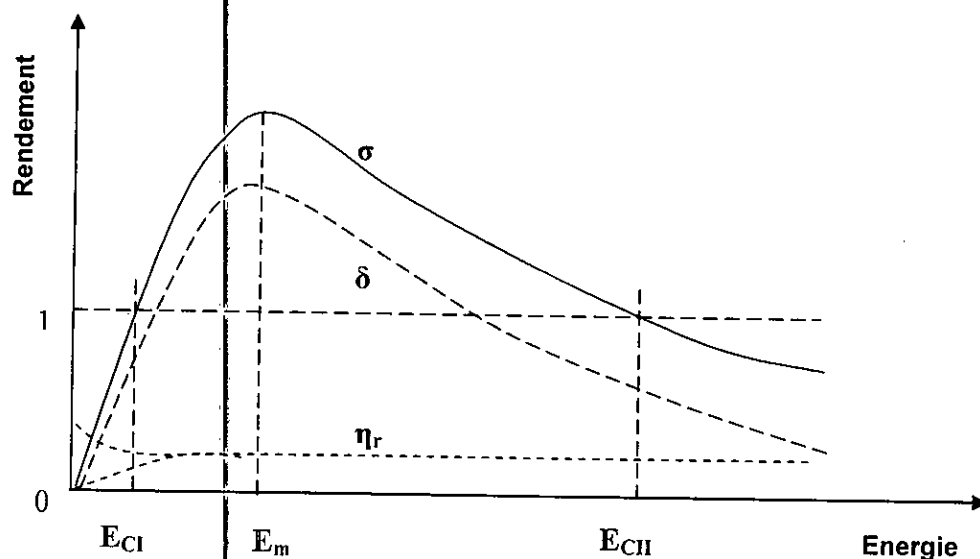


Figure 2-13 : Tracé schématique des rendements d'émission électronique secondaire, rétrodiffusé et total en fonction de l'énergie des électrons primaires. [7]

Cette allure est la même pour tous les matériaux. Le coefficient de rétrodiffusion η étant pratiquement constant et sa variation à basse énergie très faible (par rapport à δ), l'allure de σ est par conséquent dictée par la variation du rendement δ comme l'illustre la Figure 2.13.

Pour expliquer la variation du rendement d'émission électronique total σ en fonction de l'énergie primaire E_0 , on considère deux intervalles d'énergie :

- Intervalle $0 - E_m$ (énergie correspondant au maximum du rendement δ) :

L'augmentation de l'énergie primaire dans cet intervalle s'accompagne d'une augmentation de l'émission électronique secondaire car la profondeur de pénétration des électrons primaires ne dépasse pas la profondeur d'échappement des électrons secondaires

Z_e : tous les électrons secondaires générés qui se dirigent vers la surface sont susceptibles d'être émis dans le vide.

- Intervalle $E_0 > E_m$:

Dans ce domaine l'augmentation de l'énergie primaire se traduit par une décroissance du rendement d'émission électronique secondaire bien que le nombre d'électrons secondaires total généré augmente dans le volume d'interaction. En effet, la profondeur de pénétration des électrons primaires Z est supérieure à Z_e , la fonction perte d'énergie s'étale et devient moins importante entre la surface de l'échantillon et Z_e ; le nombre d'électrons secondaires générés et susceptibles d'être émis dans le vide diminue (voir Figure 2.14).

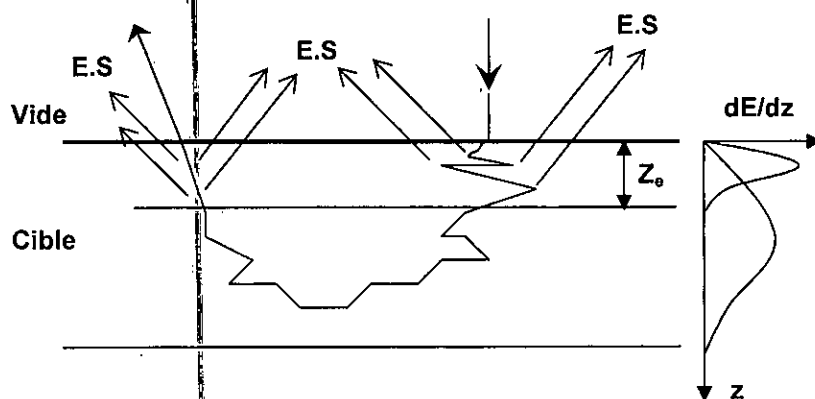


Figure 2-14: Illustration de la variation de la fonction de perte d'énergie pour différentes profondeurs de pénétration des électrons primaires. [7]

Deux valeurs de l'énergie primaire E_{CI} et E_{CII} sont remarquables (voir figure 2.13), elles correspondent aux deux points d'intersection de la droite $\sigma = 1$ avec la courbe du rendement d'émission total $\sigma(E_0)$. [7]

6. Conclusion

Un traitement détaillé de l'EES nécessite de bien connaître certains paramètres comme les probabilités de transition électroniques du solide étudié, les sections efficaces de diffusion élastiques et inélastiques d'électrons d'énergies comprises entre quelques électronvolts et quelques kilo-électronvolts, ainsi que des méthodes de traitement du transport et de la transmission des électrons à travers la surface du solide. La combinaison de tous ces effets et la complexité qui en résulte fait que jusqu'à présent il n'y a pas eu de théorie générale concernant l'EES. Néanmoins, un certain nombre de ces problèmes a pu être traité séparément dans la littérature et on a au moins une compréhension qualitative, dans certains cas quantitative, d'un bon nombre d'aspects de l'émission électronique secondaire.

CHAPITRE 3

PRESENTATION DU MICROSCOPE ELECTRONIQUE A BALAYAGE

Résumé : Ce chapitre a pour objet la présentation des différentes parties qui composent le microscope électronique à balayage ainsi que la description du principe de son fonctionnement. Par ailleurs, une description des divers types de détecteurs de rayonnement et de production d'images accessibles sera aussi présentée. Chaque type de détecteur d'électrons engendre des informations permettant de caractériser un phénomène donné. Le système de formation des images par balayage permet donc au MEB la possibilité d'examiner la surface d'échantillons et d'avoir des informations sur la composition chimique du matériau. Les images topographiques peuvent être obtenues avec des électrons secondaires. Des images en contraste atomique (chimique) peuvent être obtenues à l'aide des émissions des électrons rétrodiffusés.

1. Introduction

Le pouvoir séparateur d'un microscope optique (i.e. son grossissement) est limité par la longueur d'onde de la lumière visible ; aucun détail de dimension supérieure à $0,2 \mu\text{m}$ ne peut être observé. Aussi l'utilisation de particules accélérées de plus courte longueur d'onde associée permet-elle d'augmenter le grossissement. Le choix d'électrons accélérés, pour produire un rayonnement de courte longueur d'onde, est déterminé par plusieurs critères :

- la masse faible de ces particules qui peuvent être accélérées et focalisées au moyen de champ électrique ou magnétique
- une source d'électrons est aisée à mettre en œuvre
- les électrons sont plus facilement focalisés que les particules plus lourdes
- l'interaction des électrons avec la matière est plus faible que pour des particules plus lourdes

La conception de base du MEB est la même que celle de la microsonde électronique. Dans la microsonde, la prépondérance a été donnée au système d'analyse quantitative ; dans

le MEB, la plus grande importance est donnée au système de formation des images, grâce à un faisceau d'électrons plus fin, un dispositif de balayage complet et des détecteurs variés.

Le principe du MEB a été proposé par Knoll dès 1935, à la même époque et par la même équipe de chercheurs que le principe du microscope électronique à transmission conventionnel, à image gaussienne. Alors que ce dernier se développa rapidement et devint opérationnel vers 1939, le MEB ne fut réalisé que dans les années 1960. Son progrès a été lié à celui de l'électronique et des techniques vidéo [1].

2. Schéma et principe du microscope

La figure (3.1) présente une description du microscope électronique à balayage.

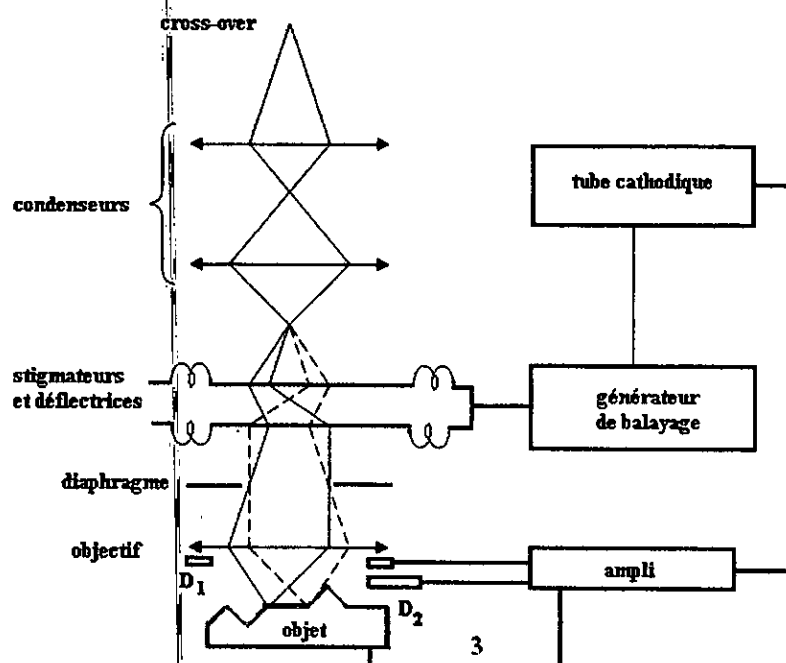


Figure 3-1. Schéma de principe du microscope à balayage.

Il est constitué de quatre parties distinctes :

- un dispositif électronique produisant un faisceau focalisé sur l'échantillon,
- un système porte échantillon,
- un ensemble de détection des divers signaux produisant l'image (D_1 = détecteur d'électrons rétrodiffusés ; D_2 = détecteur d'électrons secondaires).
- un système électronique de visualisation de l'image.

Le microscope électronique à balayage (MEB) est basé sur le déplacement contrôlé d'un faisceau d'électrons pour la caractérisation d'un échantillon. L'interaction des électrons du faisceau avec l'échantillon produit divers signaux pouvant être captés et analysés par le microscope. Le faisceau d'électrons nécessaire pour l'opération du MEB est produit et contrôlé dans la colonne du microscope. Cette colonne comporte: un canon à électrons contenant la source d'électrons et l'électrode accélérante pour la génération du faisceau, deux lentilles condensatrices pour réduire le diamètre de faisceau, des bobines de déviation pour balayer le faisceau d'électrons et une lentille objective finale pour focaliser à la surface d'échantillon. La colonne opère sous un vide poussé et fournit des tensions d'accélération dans la gamme de 0.5 kV à 40 kV dans des instruments commercialement disponibles. Le diamètre du faisceau d'électrons à la surface de l'échantillon (diamètre de la sonde d'électrons) est typiquement dans la gamme de 10 nm à 100 nm et il varie en fonction de l'énergie du faisceau et le courant du faisceau.

L'échantillon, balayé par la sonde électronique, est le siège de divers phénomènes : diffusion et diffraction d'électrons ; émission d'électron secondaire et rétrodiffusé, et électron Auger ; émission de photons X et de photons lumineux ; absorption d'électrons ; création de défauts et de phonons ; formation de champs électriques ou de champs magnétiques, etc. chacun de ces effets peut donner lieu à la formation d'une "Image", si on dispose d'un détecteur correspondant.

Plusieurs types de détecteurs peuvent être positionnés à l'intérieur de la chambre de l'échantillon pour la détection des signaux. Ceux-ci incluent le détecteur d'électrons secondaires, le détecteur d'électrons rétrodiffusés (situé en dessous de la lentille objectif), le détecteur de rayons-X et l'appareillage de mesure de cathodoluminescence. L'intensité des signaux provenant de l'interaction du faisceau d'électrons avec l'échantillon est déterminée par la densité de courant de la sonde d'électrons. Cependant, le diamètre de la sonde varie inversement avec le courant de faisceau (Smith, 1956; Pease et Nixon, 1965) et la précision des mesures à effectuer est fortement influencée par le diamètre de sonde. Il est ainsi nécessaire d'obtenir un compromis entre le diamètre de sonde et la densité de courant du faisceau, dépendant du type d'imagerie désiré. L'analyse en rayons-X par exemple nécessite des courants élevés de faisceau dans le but de produire un signal suffisamment puissant pour l'analyse [5]. Les détecteurs sont capables de transformer l'effet objet en signal électrique.

Le signal électrique d'un détecteur sélectionné, après amplification, sert à moduler le faisceau d'un tube image, dont le balayage est synchrone avec celui de l'objet ; l'intensité de ce faisceau est proportionnelle à l'intensité du signal du détecteur, donc à l'intensité du

phénomène correspondant dans l'objet. Pour un type d'information choisi, capté par le détecteur respectif, il y a donc une correspondance ponctuelle entre un point de l'objet et un point de l'image sur l'écran, à un moment donné. Dans le mode émission d'électrons secondaires, par exemple, un point de l'image est d'autant plus brillant que le point correspondant de l'objet émet plus d'électrons. L'image est retransmise point par point et ligne par ligne ; elle ne devient complète qu'après une période de balayage entière. Ce type d'image vidéo de part son enregistrement et sa numérisation est très utile pour le traitement de l'information.

2.1. Production du faisceau focalisé sur l'échantillon

La source d'électrons est constituée de trois types de canon, respectivement à filament de tungstène, à hexa borure de lanthane (LaB_6) et à émission de champ sont utilisés, chacun fonctionnant sous un vide particulier et assurant des brillances de plus en plus élevées. La différence entre le microscope à transmission et le microscope à balayage réside dans une tension d'accélération des électrons plus faible pour ce dernier, qui peut être ajustée de un à quelques dizaines de kilovolts en général [1].

2.1.1 Canon à filament de tungstène

La source d'électrons (cathode) est constituée en général d'un filament de tungstène de 0,2 mm de diamètre, en forme de U, dans lequel circule un courant. Ceci élève sa température jusqu'à 2900K environ. On entretient autour du filament un vide de 10^{-4} à 10^{-6} torr, pour éviter l'oxydation. Par effet thermoïonique, des électrons sont produits au voisinage de sa surface. Grâce à une anode de forme circulaire, placée plus bas et présentant une différence de potentiel de $V = 100\text{KV}$ (ou plus avec le filament), les électrons sont accélérés et sortent du canon avec une énergie de 100KeV (ou plus) comme le montre la figure 3.2. Cette tension d'accélération est une caractéristique importante du microscope. Pour des raisons de sécurité évidentes, l'anode est au potentiel zéro, ainsi que les parties décrites ci-dessous, alors que le filament est à un potentiel négatif. Une autre pièce métallique de révolution munie d'un trou, le wehnelt est placée entre le filament et l'anode et est portée à un potentiel légèrement inférieure à celui du filament. Son rôle est de repousser les électrons sur l'axe. Leurs trajectoires s'y coupent en un point qui s'appelle le *cross-over*. C'est le point source d'électrons pour le reste du microscope, situé au-dessous. Son diamètre est de l'ordre de 30 à 100 μm .

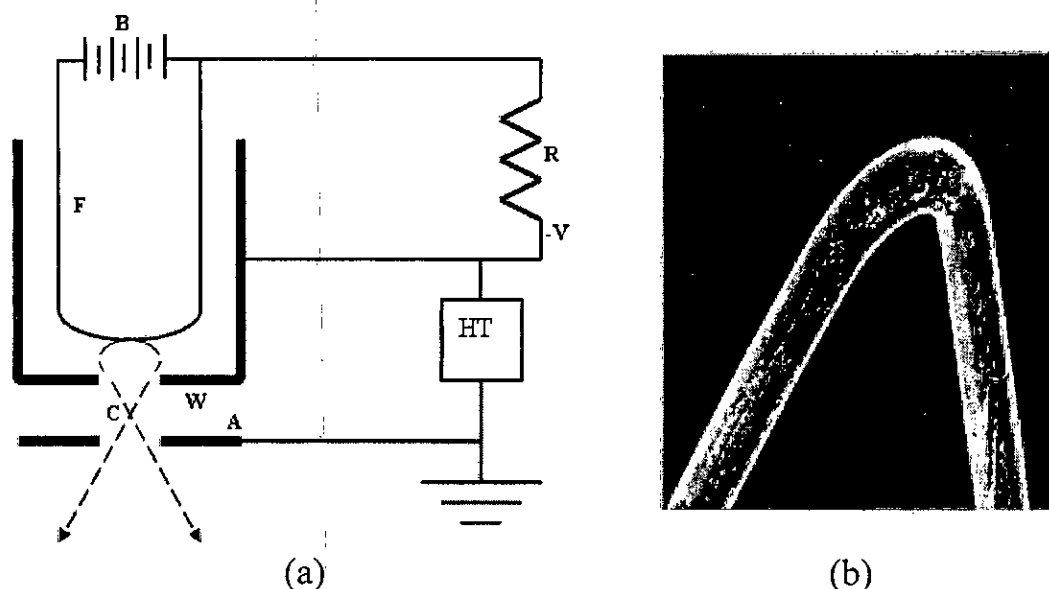


Figure 3-2. (a) Schéma du canon à filament de tungstène. *F* = filament, *A* = anode, *C* = cross over, *B* = alimentation du filament, *HT* = générateur de haute tension, *V* = tension d'accélération des électrons. La résistance *R* introduit une différence de potentiel entre filament et wehnelt [2]. (b) Image de source de cathode de tungstène [18].

Pour ce type de filament, on obtient des brillances de l'ordre de $5 \cdot 10^8 \text{ A/m}^2\text{sr}$ (la brillance est l'intensité émise par unité de surface de filament ou encore densité de courant dans l'unité d'angle solide). La dispersion en énergie des électrons produits a une incidence capitale sur la résolution de l'image. Elle a deux composantes principales liées à l'émission d'origine thermique qui n'est pas strictement monochromatique et à la forte densité de courant au niveau du *cross-over* qui induit des échanges d'énergie entre électrons par répulsion coulombienne, que l'on appelle *effet Boersch*. La stabilité du générateur de haute tension, meilleure que 10^{-6} , n'intervient pratiquement pas. Finalement, l'énergie des électrons du filament de tungstène est constante à 3 eV près.

Ce type de filament a l'avantage d'être bon marché. Cependant, sa brillance est médiocre (surface étendue d'émission des électrons), sa durée de vie est courte car le tungstène se fragilise par recristallisation et réaction avec les hydrocarbures et l'oxygène du vide du microscope.

On fabrique également des filaments à hexa borure de lanthane. Ce cristal chauffé par effet joule, a la particularité de fonctionner à plus basse température (1900K), avec une émission thermoïonique plus intense, ce qui assure une brillance environ 10 fois plus grande. Il faut cependant un vide de 10^{-6} à 10^{-7} torr pour limiter l'oxydation. Plus coûteux que le précédent, il possède une durée de vie 100 fois plus longue. Les électrons émis ont une énergie constante à 2 eV près et le diamètre du cross-over varie de 5 à $50 \mu\text{m}$ [2].

2.1.2 Canon à émission de champ

La cathode d'un canon à émission de champ est généralement constituée d'une unique pointe de tungstène retaillée par électrolyse. La taille de l'extrémité de la cathode varie de 100 à 1000 Å de diamètre (figure 3-3), et produit une taille apparente de source légèrement

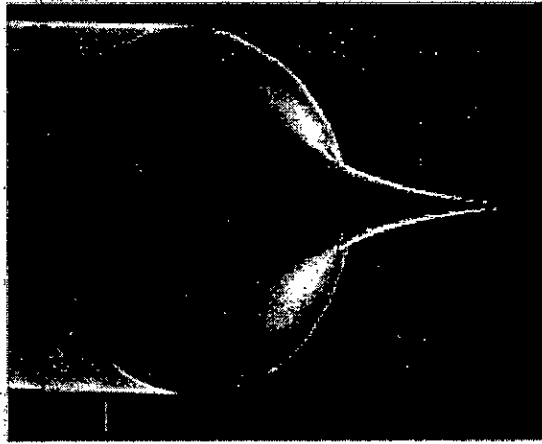


Figure 3-3 : Image de cathode de tungstène utilisée dans les canons à émission de champ [18].

inférieure. Il faut remarquer aussi que la taille, la forme et la surface de la pointe du canon sont des paramètres essentiels [18]. On produit dans ce cas l'émission d'électrons en plaçant une pointe fine de tungstène, dans un champ électrique élevé (10^{10} V/m). [2]

Dans ces conditions, les électrons de la bande de conduction peuvent franchir la barrière de potentiel liée à la surface par effet tunnel, à température ambiante. Pour créer le champ électrique, on place en face de la pointe une anode, la différence de potentiel entre ces deux éléments étant de 10^3 volts. Le vide nécessaire au fonctionnement de ce canon est de l'ordre de 10^{-9} à 10^{-10} torr (ultravide), ce qui assure le bon état de la surface de la pointe. La brillance est 10 000 fois plus grande que pour le filament de tungstène décrit ci-dessus, la dispersion en énergie est de 2 à 5 fois meilleure (0,4 à 1 eV) et le diamètre du cross-over 10^4 à 10^5 fois plus faible (2 à 30 nm). Ce type de canon fonctionne de nos jours avec une stabilité suffisante pour équiper certains appareils commerciaux, dont il augmente le prix considérablement [2].

2.2. Porte échantillons

Le microscope électronique à balayage sert couramment à examiner la surface d'échantillons de quelques centimètres de dimensions. La chambre objet aura donc une taille appropriée, elle sera munie d'un dispositif de pompage à fort débit, et d'un sas, limitant les entrées d'air, lors de l'introduction ou de l'extraction de l'objet.

Le porte-échantillon courant est muni d'un système d'inclinaison de l'objet, à un ou deux axes selon les cas. Certains permettent d'introduire en une fois plusieurs échantillons, qui seront examinés successivement. Pour réaliser des expériences *in situ* particulières, des porte échantillons permettant de chauffer ou de refroidir l'objet, de le déformer en traction, ont été construits [1].

2.3 Système de détection

Lors de l'impact des électrons incidents sur l'échantillon, nous avons vu (chap.2) que divers rayonnements étaient émis : électrons rétrodiffusés, électrons secondaires, rayon X, dans le cas général. Chacun de ces rayonnements peut être utilisé pour réaliser l'image correspondante qui contiendra des informations spécifiques. On dispose donc autour de l'échantillon de détecteurs qui correspondent à ces rayonnements et qui fournissent un signal électrique à partir duquel l'image est réalisée. Il faut ménager autour de l'objet l'espace nécessaire pour disposer les détecteurs en des emplacements qui sous-tendent un angle suffisant pour capter le rayonnement en question. [1]

2.3.1 Détecteur d'électrons secondaires

Le plus connu des détecteurs est sans aucun doute celui développé par Everhart et Thornley (1960) (détecteur E-T). Ce détecteur se retrouve dans pratiquement tous les MEB. Les raisons de sa popularité sont très simples. Premièrement, il est très polyvalent puisqu'il peut détecter autant les électrons secondaires que les électrons rétrodiffusés. Deuxièmement, sa fiabilité a été démontrée depuis plusieurs années. De plus, sa robustesse et ses faibles coûts d'entretien font de cet instrument un outil de choix pour la plupart des laboratoires. La popularité de la microscopie à balayage est due en grande partie à l'apparition de ce détecteur. Celui-ci est souvent considéré comme un détecteur d'électrons secondaires uniquement, étant donné sa très grande efficacité de détection de ceux-ci.

La figure 3.4 illustre le fonctionnement d'un détecteur E-T. L'échantillon irradié par le faisceau d'électrons émet des électrons secondaires et rétrodiffusés dans toutes les directions. En plaçant un détecteur comportant une certaine fraction d'angle solide, des électrons de haute énergie peuvent frapper la surface du détecteur. Au bout du détecteur, on retrouve un scintillateur. Ce scintillateur peut être fabriqué avec un polymère dopé ou un monocristal comme du CaF_2 dopé avec de l'euporium (Pawley, 1974). Le but du scintillateur est de convertir l'électron incident de haute énergie en photons. Ensuite, les photons sont guidés par un guide optique, généralement fabriqué en polymère ou en verre. Afin de

maintenir le vide à l'intérieur de la chambre, un cristal de quartz est utilisé pour l'isolation au passage vers l'extérieur. Ainsi, les photons peuvent traverser ce cristal sans perdre de l'intensité. Une fois à l'extérieur de la chambre, les photons sont convertis à nouveau en électrons par la première cathode du photomultiplicateur. Le photomultiplicateur est composé d'une série de plaques successives ayant des tensions de plus en plus élevées. Les électrons sont donc accélérés à l'intérieur du photomultiplicateur et produisent des électrons secondaires en frappant les multiples électrodes. Les électrons secondaires sont à leur tour accélérés pour créer d'autres électrons.

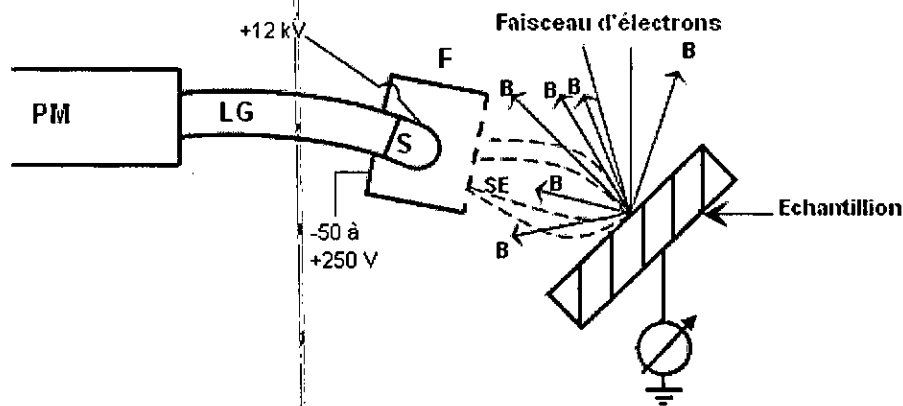


Figure 3-4 Schéma d'un détecteur Everhart-Thornley : B, trajectoire d'électrons rétrodiffusés ; SE, trajectoire d'électrons secondaires ; F, cage de Faraday polarisée de -50 V à +250 V ; S, scintillateur avec un revêtement métallique mince ; LG, guide optique ; PM, photomultiplicateur (Goldstein et al., 1992). [5]

Le gain d'un tel type de détecteur est de l'ordre de 10^5 - 10^6 . Celui-ci est facilement ajusté en contrôlant les tensions des électrodes. Un système avec tube photomultiplicateur possède un gain avec faible bruit et une bande passante adéquate pour opérer à des fréquences TV. Jusqu'à maintenant, le texte a porté sur les électrons de haute énergie qui frappent le scintillateur. Cependant, en pratique, l'intérêt pour les électrons de faible énergie dans les détecteurs E-T est aussi important. C'est pour ce type d'électrons que la surface du scintillateur doit être polarisée avec une tension de 10 kV 12 kV. Ainsi, les électrons secondaires de faible énergie (en moyenne 3 eV) peuvent être accélérés pour générer des photons dans le scintillateur. Pour éviter des problèmes de distorsion du faisceau d'électrons par la haute tension appliquée au scintillateur, une cage de Faraday isolée électriquement du scintillateur est placée autour de celui-ci. La tension de la cage de Faraday peut varier entre -50 V et +250V. Dépendant de la polarisation négative ou positive, le détecteur est réglé pour capter des électrons rétrodiffusés ou des électrons secondaires respectivement. [5]

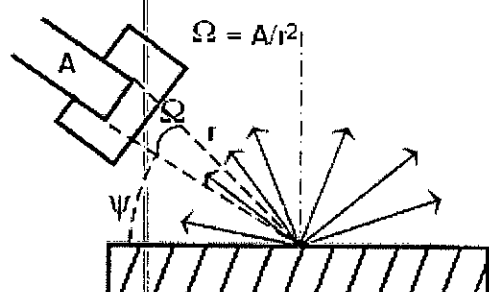


Figure 3-5 : Caractéristiques générales d'un détecteur. La position du détecteur par rapport à l'échantillon est décrite par l'angle d'attaque, ψ . La dimension du détecteur est décrite par la fraction d'angle solide Ω et la surface du détecteur (Goldstein et al., 1992). [5]

Avec une tension négative, on s'assure que les électrons de moins de 50 eV ne seront pas détectés. Ce type d'application est utilisé en mode électron rétrodiffusé. On évite ainsi de collecter des électrons secondaires qui perturberaient les résultats. Les électrons rétrodiffusés émis directement dans la direction du détecteur sont captés (Figure 3.5).

La surface d'un détecteur de 1 cm de diamètre placée à une distance de 4 cm de l'impact du faisceau représente uniquement 0.05 stéradian. Si l'on veut détecter les électrons secondaires, il est possible d'appliquer une tension nulle à la cage de Faraday. Dans ce cas, seulement 0.8% des électrons secondaires sont détectés. Cette faible efficacité est causée par la géométrie du détecteur. Pour augmenter cette efficacité, la cage de Faraday des détecteurs E-T est polarisée avec une tension positive. Cette tension positive permet aux électrons secondaires émis dans une direction opposée au détecteur d'être déviés par le champ électrique et ainsi être captés (Figure 3.6). Des simulations des trajectoires des électrons secondaires ont permis de déterminer que l'efficacité de collection approche 100%.

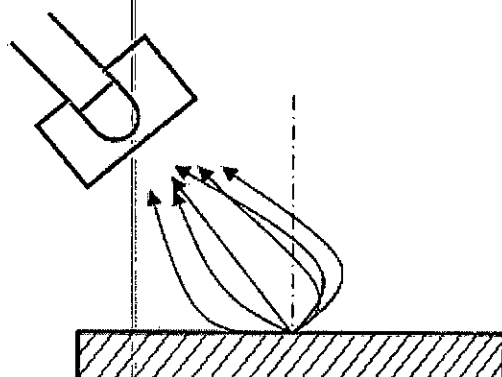


Figure 3-6 : Illustration de la déviation des trajectoires d'électrons secondaires de différentes énergies par une tension positive de la cage de Faraday (Goldstein et al., 1992). [5]

La polarisation de +250 V ne modifie pas les électrons rétrodiffusés qui sont collectés directement, puisque cette tension est négligeable face à leur énergie. Par contre, ils ont un effet indirect sur la collection des électrons secondaires. La grande majorité des électrons rétrodiffusés ne frappent pas directement le détecteur E-T; ils vont toutefois percuter les murs de la chambre du microscope et de la pièce polaire. Par le même phénomène d'interactions électrons-matières que les électrons primaires, les électrons rétrodiffusés vont générer des électrons secondaires. Le champ électrique du détecteur E-T va ensuite collecter ces électrons secondaires (Figure 3.7). Ce type d'électrons secondaires est appelé type III ou SE_{III} . Les électrons rétrodiffusés peuvent subir plusieurs collisions à l'intérieur de la chambre avant d'avoir perdu toute leur énergie. Le pourcentage du signal détecté par le détecteur E-T provient en majeure partie des électrons rétrodiffusés. En effet, selon Peters (1984), pour un échantillon d'or, 61% du signal provient de SE_{III} , 28% provient des électrons rétrodiffusés qui émettent des électrons secondaires en sortant de l'échantillon (SE_{II}) et 2% provient des électrons du faisceau qui frappent le diaphragme (SE_{IV}). Dans ce cas-ci, seulement 9% du signal total provient des électrons secondaires émis par les électrons du faisceau primaire (SE_I). La décomposition du signal en plusieurs types d'électrons secondaires vient diminuer la résolution du microscope, puisqu'une grande partie du signal détecté n'est pas fonction de la taille du faisceau d'électrons. [5]

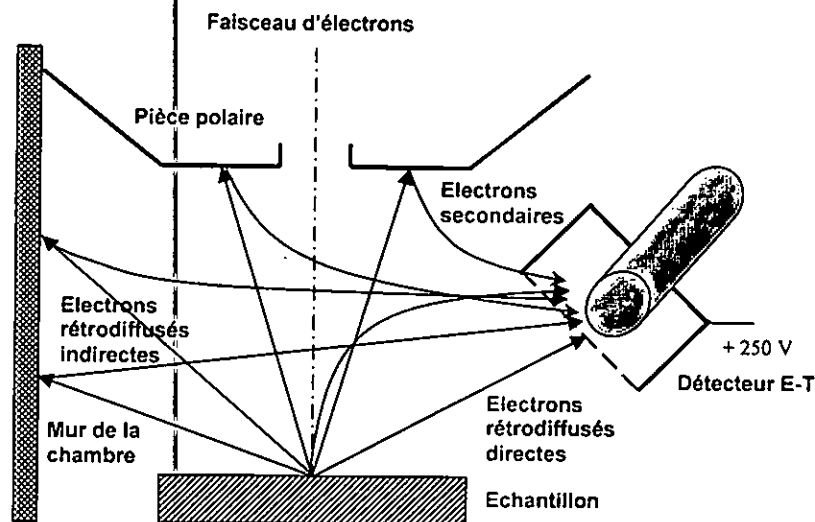


Figure 3-7 : Illustration schématique de la collection indirecte d'électrons rétrodiffusés par une tension positive du détecteur E-T. Les électrons rétrodiffusés frappent la pièce polaire et les parois de la chambre, créant ainsi des électrons secondaires qui sont ensuite collectés par le détecteur E-T (Goldstein et al., 1984).

2.3.2 Détecteurs d'électrons rétrodiffusés

En général, il y a environ de deux à dix fois plus d'électrons rétrodiffusés que d'électrons secondaires émis. De plus, ces électrons de haute énergie transportent beaucoup plus d'informations sur la composition de l'échantillon, la topographie, l'orientation cristalline, etc. Il est relativement simple de fabriquer un détecteur uniquement sensible aux électrons de haute énergie et capable d'éliminer les électrons secondaires. Le détecteur E-T précédemment décrit peut détecter les électrons rétrodiffusés, mais son faible angle solide et sa position fixe sur le coté de la chambre font de lui un outil plus ou moins performant. C'est pourquoi les MEB sont habituellement équipés d'un capteur consacré à la détection des électrons rétrodiffusés. La distribution angulaire des électrons rétrodiffusés d'un faisceau normal à l'échantillon est centrée sur 90° . La position du détecteur devra donc être optimisée pour détecter ces électrons rétrodiffusés expulsés à la verticale de l'échantillon. [18]

2.3.2.1 Détecteur d'électrons rétrodiffusés à scintillateur

Comme mentionné précédemment pour le détecteur E-T, il est possible d'utiliser un scintillateur sans aucune tension pour détecter les électrons rétrodiffusés. L'énergie élevée de ces électrons est suffisante pour exciter le scintillateur et générer des photons. Le fait de ne pas appliquer de tension au scintillateur permet de le rapprocher suffisamment de l'échantillon sans toutefois perturber le faisceau incident. La Figure 3.8(a) illustre un tel type de détecteur. Bien entendu, étant donné que le détecteur ne peut pas être placé directement au-dessus de l'échantillon, il est préférable d'incliner l'échantillon de sorte que la majorité des électrons rétrodiffusés frappent le scintillateur.

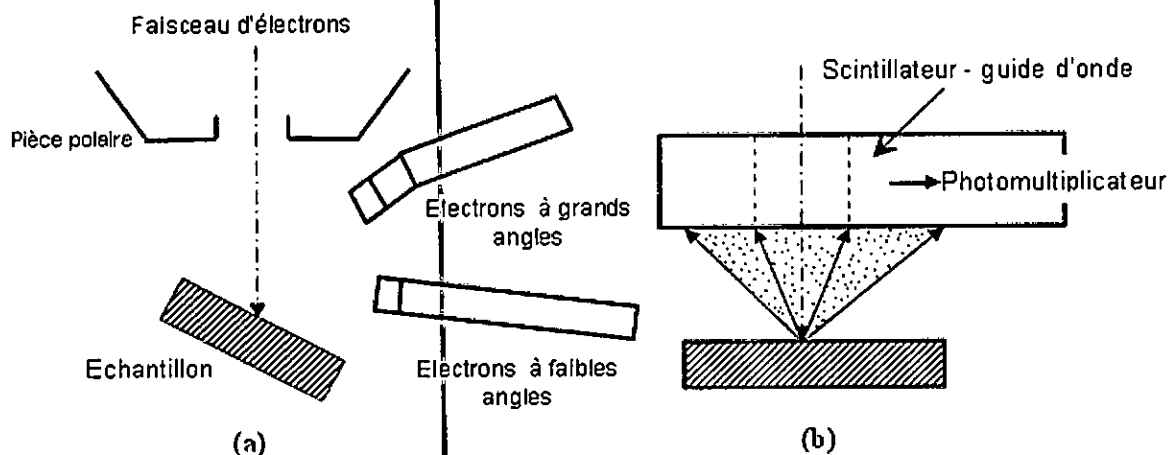


Figure 3-8 : Détecteurs d'électrons rétrodiffusés à scintillateur. (a) Scintillateur de grande surface placé près de l'échantillon incliné. (b) Scintillateur et guide optique combinés placés sous la pièce polaire (Goldstein et al., 1992). [5]

Pour augmenter davantage l'angle solide du détecteur, celui-ci devrait être placé au-dessous de la pièce polaire du MEB. Si le scintillateur est fabriqué avec le même matériau que le guide optique, il est possible de placer directement le scintillateur sous la pièce polaire. Le faisceau d'électrons passe par un trou percé au travers du détecteur. La Figure 3.8(b) montre un tel arrangement. Le détecteur étant annulaire, le signal est intégré sur 360° , ce qui le rend insensible aux effets des trajectoires.

2.3.2.2 Détecteur à conversion d'électrons rétrodiffusés en électrons secondaires

Le principe de ce détecteur est de convertir les électrons rétrodiffusés en électrons secondaires pour ensuite les collecter avec un détecteur E-T. C'est un peu le même fonctionnement que les SE_{III} parasites détectés en mode électrons secondaires. Par contre, en optimisant la configuration, il est possible de détecter seulement un certain type d'électrons secondaires. Pour maximiser le signal, on dépose un matériau ayant un haut taux d'émission d'électrons secondaires, comme le MgO ($\delta = 25$), sous la pièce polaire. Ainsi, les électrons rétrodiffusés produisent un haut taux d'électrons secondaires, ce qui se traduit par un haut gain (Figure 3.9).

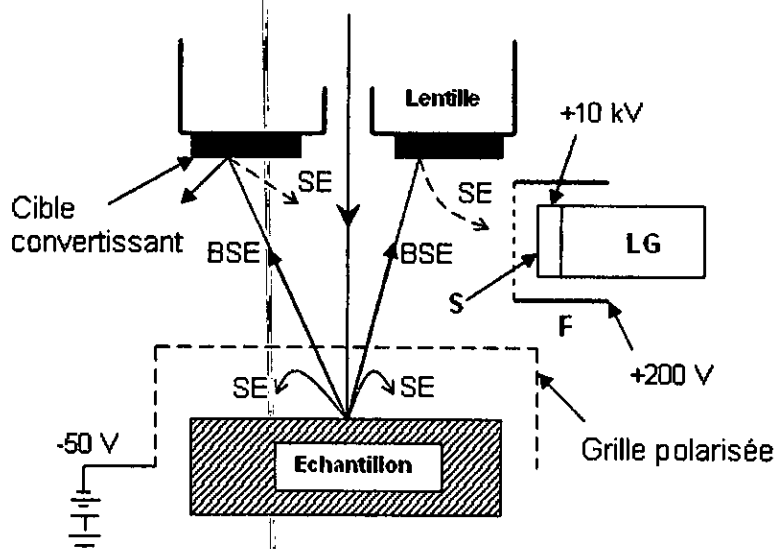


Figure 3-9 : Schéma d'un détecteur à conversion d'électrons rétrodiffusés en électrons secondaires (Goldstein et al., 1992).

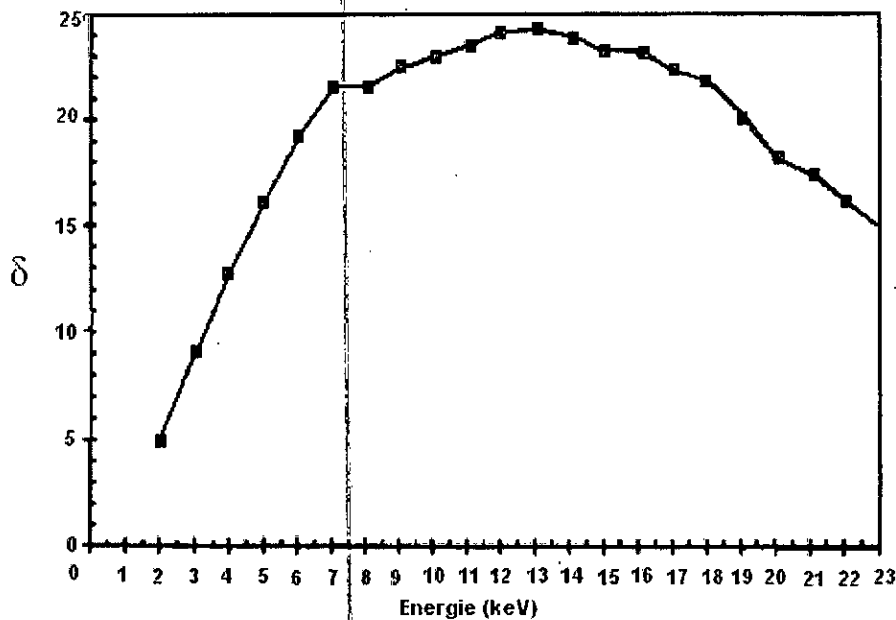


Figure 3-10 : Taux d'émission d'électrons secondaires en fonction de l'énergie du faisceau d'électrons (Joy, 1995). [5]

De plus, pour éliminer les électrons secondaires provenant de la surface de l'échantillon, une cage de Faraday est placée au-dessus de celui-ci. En appliquant une tension négative de 50 V, les électrons secondaires produits à la surface ne peuvent passer à travers la cage pour ensuite être collectés par le détecteur E-T. Par contre, les électrons rétrodiffusés ne sont pratiquement pas perturbés par la grille; ils sont tout simplement ralentis de 50 eV. Puisque cette tension est relativement faible, le faisceau d'électrons ne sera pas perturbé par la cage de Faraday.

La fraction d'angle solide est suffisamment grande pour éviter des effets de trajectoire. De plus, étant donné la nature de la détection, le signal détecté est généralement augmenté par une baisse de la tension d'accélération. En effet, en diminuant la tension d'accélération, le nombre d'électrons secondaires augmente (Figure 3.10). Ce type de détecteur peut donc être utilisé pour la microscopie à bas voltage. [18] Il y a donc d'autres types de détecteurs des électrons utilisés dans le MEB comme le détecteur à diode Schottky et détecteur à plaque à micro-canaux, détecteur à section d'énergie,...etc.

2.4. Electronique de visualisation de l'image

Un détecteur donné fournit un signal électrique qui correspond à l'intensité du rayonnement considéré, en tout point de la surface de l'objet, successivement. On amplifie ce signal, dont on se sert pour moduler l'intensité du faisceau d'un tube cathodique dont le

Balayage est synchronisé avec celui du faisceau d'électrons incidents sur l'objet. Les variations d'intensité d'un point à l'autre de l'image seront à l'origine du contraste. A un instant donné, un point de l'image sur l'écran du tube cathodique, correspond à un point de la surface de l'objet, irradié par le faisceau incident.

Dans ces conditions, le grandissement G est égal au rapport entre l'amplitude du balayage du tube cathodique qui est imposée, à celle du balayage à la surface de l'objet que l'on peut ajuster. On peut ainsi faire varier le grandissement de 10 fois à 50 ou 100000 fois. On dispose en général de deux tubes cathodiques utilisés respectivement pour l'observation de l'image et pour photographier celle-ci. Pour chacun d'eux le balayage est accordé à celui de l'objet. Le tube utilisé pour observer l'image a un écran rémanent de taille relativement grande. Si on travaille à faible grandissement, on utilise une fréquence de balayage qui est celle d'un moniteur TV. Pour une mise au point soignée à fort grandissement, on choisit une fréquence de balayage plus faible (1 fois par seconde, par exemple). Le tube utilisé pour photographier l'image a un écran plus petit (environ 10cm de côté), sans rémanence, à haute définition (2500 lignes, par exemple). On utilise un balayage lent et on ouvre l'objectif de l'appareil photo pendant plusieurs périodes de balayage, de manière à réduire le bruit de fond.

3. Images par l'émission d'électrons

3.1 Images par l'émission d'électrons secondaires

3.1.1 Images à contraste de potentiel

Une différence de potentiel à la surface de l'objet produit une variation de l'émission électronique secondaire. Dans le cas d'un cristal semi-conducteur, l'application d'une différence de potentiel à l'aide d'électrodes permet d'étudier, par l'image des électrons secondaires, la répartition de potentiel, donc les propriétés du semi-conducteur. Une application importante dans l'industrie électronique est l'étude et le contrôle des transistors et circuits intégrés [1].

3.1.2 Images à contraste de champ magnétique

Le trajet des électrons secondaires, d'énergie très faible, est perturbé par l'existence de champs magnétiques, même de faible intensité, à la surface de l'échantillon. L'image obtenue par électrons secondaires fournit donc des informations sur la répartition de ces champs, permettant ainsi, par exemple, l'étude des domaines magnétiques dans les cristaux

ferromagnétiques. Les champs magnétiques produits par les conducteurs d'un circuit intégré parcourus par un courant, seront également visibles sur l'image des électrons secondaires.

3.2 Images par l'émission d'électrons rétrodiffusés

3.2.1 Images par balayage angulaire sur monocristal

Dans le cas d'un objet monocristallin, l'intensité rétrodiffusée est déterminée par la diffraction sur une couche correspondant à l'épaisseur de pénétration, de l'ordre 1 000 Å.

Le coefficient de rétrodiffusion d'un monocristal est donc fonction de son orientation par rapport au faisceau direct. Si on réalise une sonde dont le point d'impact est fixe en un point du cristal, mais dont l'incidence varie en synchronisme avec le balayage de l'écran d'oscilloscope, on observe une image qui ressemble au *diagramme de Kikuchi*.

Les applications en sont les mêmes : étude de l'orientation d'un cristal, des déformations du réseau, des dommages créés par bombardement (VICARIO et PITAVAL, 1972).

3.3 Autres images

■ Images par courant absorbé

On mesure l'intensité du courant absorbé dans un échantillon massif en plaçant un pico-ampèremètre entre le porte-objet électriquement isolé et la masse.

L'intensité I_A du courant absorbé par l'échantillon est donnée par la relation :

$$I_a = I_0 - (I_s + I_r + I_t) \quad (3.11)$$

où I_s , I_r , I_t respectivement intensités d'émission secondaire et rétrodiffusée et intensité transmise.

Dans le cas considéré d'un échantillon épais, $I_t = 0$, donc :

$$I_a = I_0 - (I_s + I_r) \quad (3.12)$$

L'image formée à l'aide de ce signal est donc complémentaire de l'image obtenues par les électrons secondaires et les électrons rétro diffusés), mais ne présente pas de contraste d'ombrage. La résolution est du même ordre que pour l'image par les électrons rétrodiffusés (figure 3.11c). pour obtenir uniquement un signal complémentaire de l'intensité rétrodiffusée et atteindre ainsi le coefficient de rétro diffusion, il faut éviter que les électrons secondaires. quittent l'échantillon et que des électrons diffusés parasites n'atteignent l'objet. Cette méthode a été signalée par PHILIBERT et WEINRYB (1962), HEINRICH (1965), comme possibilité d'analyse élémentaire.

▪ Image par émission X

Le microscope est équipé en général d'un détecteur EDS, utilisé à des fins de microanalyse X. On peut former une image à l'aide du rayonnement X caractéristique d'un des éléments de l'échantillon. On obtient ainsi la carte de répartition de l'élément considéré dans l'échantillon. Comme nous le verrons, le détecteur EDS est insensible aux photons X d'éléments légers dont on ne pourra pas obtenir la carte de répartition.

- Image par courant induit
- Image de catholuminescence

4. Divers types de contraste

Le contraste obtenu dans un microscope à balayage peut être lié à la topographie de la surface de l'échantillon, à sa nature chimique, ou à l'orientation cristallographique différente de zones du cristal du matériau observé. Il peut y avoir mélange de ces divers effets.

4.1. Contraste topographique

Ce contraste provient des irrégularités de la surface de l'échantillon. Celles-ci peuvent être d'origines très diverses. Dans le domaine des matériaux, il peut s'agir entre autre de :

- lignes de glissement, très accentuées dans le cas du glissement hétérogène, très fines dans le cas du glissement homogène ;
- traces de joints de grain ou joints de phase à la surface, à la suite d'une légère attaque chimique, ou d'un traitement thermique au cours duquel une évaporation sélective peut se produire ;
- reliefs présents sur une surface de rupture qui dépendra beaucoup du matériau ; il s'agira selon les cas, de rupture fragile ou de rupture ductile ;
- raies de polissage laissées lors de la préparation imparfaite d'une surface plane.

Les images topographiques peuvent être obtenues avec des électrons secondaires et des électrons rétrodiffusés. Le contraste est lié au fait que le taux d'émission d'électrons par la surface dépend de l'angle d'incidence du faisceau primaire : plus l'incidence est rasante (voir figure 2.12(a)), plus le taux d'émission est grand. De plus, pour une image en électrons secondaires, la grille du détecteur attire tous ces électrons, même si la surface de l'échantillon qui les émet n'est pas « vue » par le détecteur placé latéralement (figure 3.6).

Cependant, les électrons provenant de ces zones sont collectés avec une moins grande efficacité, ainsi les zones non « vues » par le détecteur apparaîtront plus sombres. Pour la même surface observée en électrons rétrodiffusés, ceux-ci se propageant en ligne droite depuis l'objet vers le détecteur, les zones non « vues » à partir de celui-ci donneront lieu à des taches sombres sur l'image. Selon les cas, on choisira les images avec un type ou l'autre d'électrons.

Il faut garder en tête que les électrons rétrodiffusés reçus par le détecteur proviennent d'un volume important de l'échantillon, et que l'image correspondante présente une résolution médiocre. La section efficace de diffusion est aussi relativement faible, si bien que l'intensité disponible sur le détecteur est plus faible qu'avec les secondaires. Ainsi, le microscope à balayage est un appareil dans ce domaine est également sa grande profondeur de champ.

4.2. Contraste d'orientation (ou cristallographique)

Il se manifeste sur une image en électrons rétrodiffusés, qui correspond à un objet contenant des zones distinctes dans lesquelles le réseau cristallin présent une orientation différente par rapport à la surface. Le taux d'émission des électrons rétrodiffusés dépend de l'orientation des plans cristallins par rapport au faisceau incident apparaîtront claires, relativement aux autres. Ce contraste se verra d'autant plus facilement que le faisceau incident est faiblement convergent et que la surface de l'échantillon est plane. Des échantillons contenant des grains, des sous-grains après fluage ou recristallisation, des phases distinctes, donneront lieu à ce type de contraste. La faible ouverture du faisceau incident limite la résolution.

4.3. Contraste chimique

Le taux d'émission (ou rendement de production) d'électrons rétrodiffusés, pour un rayonnement incident donné, est une fonction croissante du numéro atomique des atomes de l'échantillon, alors que le taux d'émission des secondaires est constant. Si des zones distinctes contiennent des atomes différents, celles-ci apparaîtront d'autant plus claires que les atomes sont lourds. Les électrons rétrodiffusés ayant une énergie relativement grande peuvent traverser une couche superficielle mince, soit de métallisation, soit d'oxydation. Les électrons secondaires, dont l'intensité dépend aussi du numéro atomique de la cible, ont une énergie trop faible pour traverser une quelconque couche superficielle. Pour toutes ces raisons, le

contraste chimique (ou de composition ou de numéro atomique) est obtenu avec les électrons rétrodiffusés.

Si on s'intéresse à la composition chimique des diverses phases d'un matériau, on réalise d'abord une image à contraste de numéro atomique, et ensuite on peut procéder à une microanalyse des diverses zones de l'image en étudiant l'émission X correspondante.

Le coefficient d'émission secondaire I_s/I_0 varie avec la composition. Cependant l'énergie des électrons secondaires étant très faible, ils ne proviennent que d'une couche superficielle très mince, de quelques angströms, qui est généralement une couche superficielle étrangère (métallisation, absorption, contamination). Les électrons secondaires provenant de l'échantillon intrinsèque sont généralement absorbés par cette couche. Le contraste observé dans ce mode n'est donc pas directement significatif de la composition de l'objet.

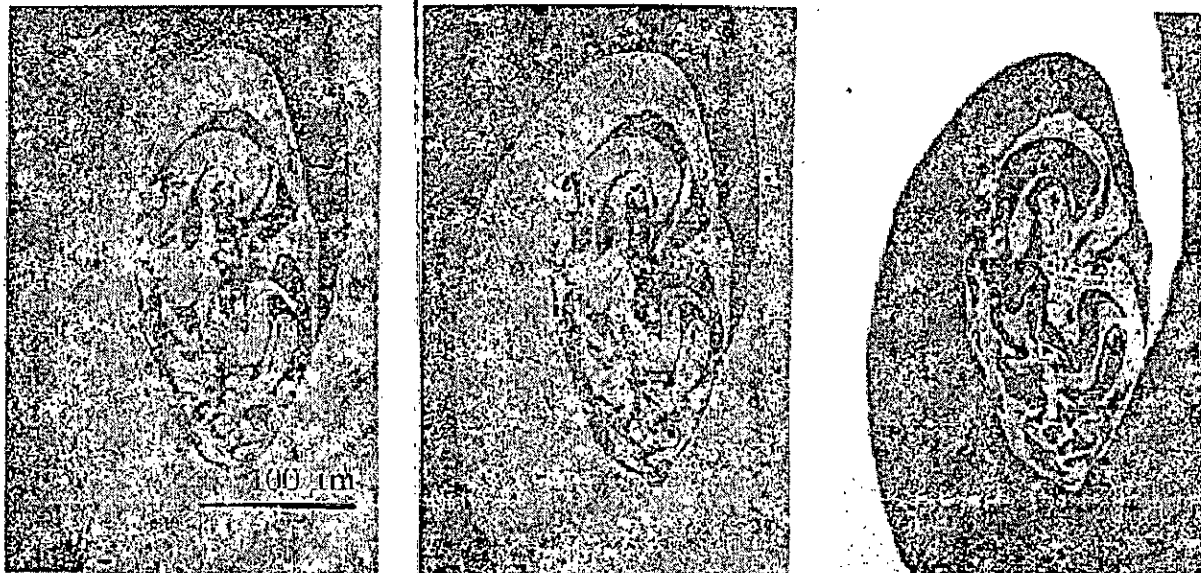


Figure 3-11. Illustration du contraste de composition. Vague de propagation à l'interface de deux plaques, l'une de cuivre (droite), l'autre de titane (gauche), soudées par explosion. Coupe polie perpendiculaire à l'interface ; $G_r = 160$. (a) Image par électron rétro diffusés ; le cuivre apparaît plus clair que le titane, le coefficient de rétro diffusion de Cu ($Z = 29$) étant plus grand que celui de Ti ($Z = 22$). (b) Image par électrons secondaires, très voisine de (a) en absence de contraste topographique marqué. (c) Image par électrons absorbés ; le contraste est inversé ; le contraste par topographie (rayures de polissage) a disparu. Service de Microscopie électronique, Lab. de Cristallographie, ULP, Strasbourg. [2]

- Le coefficient de rétrodiffusion I_r/I_0 croît avec le numéro atomique. Les électrons rétrodiffusés pouvant traverser facilement une éventuelle couche superficielle étrangère très fine sont à l'origine d'un contraste de composition ou de numéro atomique.

(fig. 3.11a). L'utilisation de cet effet pour l'analyse quantitative a été tentée. La mesure des niveaux de gris de l'image en électrons rétrodiffusés fournit en effet, après étalonnage. Une estimation de la composition élémentaire moyenne de la surface de l'objet.

Il faut remarquer néanmoins qu'une partie des électrons secondaires étant produits par les électrons rétrodiffusés eux-mêmes, ils transportent donc également des informations de ces derniers (figure 3.11b).

Le contraste global peut être altéré par des électrons secondaires et des électrons rétrodiffusés parasites provenant de pièces de la chambre d'observation de l'appareil atteintes par des électrons incidents ou rétrodiffusés.

L'utilisation d'un disque semi-conducteur à deux secteurs pour la détection des électrons rétrodiffusés permet de choisir entre un contraste de composition (somme des signaux) et un contraste à dominante topographique (différence des signaux). [2]

5. signaux et bruits en spectroscopie d'électrons

Avant d'envisager une restauration poussée de tout signal initial, dégradé par les procédés d'excitation, de détection, de transmission ou d'amplification, il est indispensable d'atténuer les bruits ou fluctuations qui peuvent lui être associés. En spectroscopie d'électron plusieurs bruits et dérives, de nature ou d'origine différentes, entachent le signal utile et vont parfois jusqu'à le masquer totalement ce qui rend son interprétation difficile, voire impossible. [19]

C'est pour cette raison que, dans le chapitre suivante, nous analyserons un ensemble de méthodes qui permettent d'extraire le signal utile du bruit qui l'entourne.

La qualité de ces techniques sera comparée grâce au gain en rapport signal sur bruit (SNR : signal to noise ratio) qu'ils apportent, la perte d'information qu'ils peuvent occasionner au signal et aux types de bruits qu'ils ont la possibilité d'atténuer...etc.

5.1 Bruit et dérive en microscopie électronique

Après avoir brièvement défini les grandes parties du microscope électronique ainsi que la nature du signal récupéré, il nous reste maintenant à aborder les techniques de traitement du signal ou de l'image qui permettent d'extraire, des mesures effectuées, les informations physiques souhaitées. Mais l'utilisation de ces techniques exige une connaissance détaillée des différentes dégradations que subit le signal et qui sont liés aux caractéristiques de la chaîne de mesure.

5.1.1 Nature et origine des bruits et dérives

Compte tenu des différents éléments qui constituent la chaîne de spectroscopie d'électrons, il y a plusieurs types de bruits et fluctuations qui sont générés et qui ont des caractéristiques différentes suivant leur origine.

Le bruit représente sans aucun doute l'une des limitations fondamentales des performances du microscope électronique ; on peut le définir au sens large comme étant une perturbation non désirée qui s'associe avec le signal utile ; il est dû généralement à l'émission des électrons (canon) et leur transmission (colonne, channeltron,...et).

Le bruit est un phénomène aléatoire : on ne peut donc prévoir son amplitude à un instant donné ; mais on peut mesurer sa puissance moyenne P sur un intervalle de temps T . on définit alors sa densité spectrale (DSP) par :

$$\gamma(f) = dP / df$$

où f est la fréquence et P la puissance moyenne.

L'étude de cette DSP nous permettra de découvrir la nature physique des bruits ; citons quelques types de bruits que l'on rencontre en spectroscopie d'électrons.

5.1.1.1 Bruit blanc

C'est un bruit dont le spectre de puissance est constant sur toute la plage de fréquence qui définit la bande passante du système à étudier ; tels est par exemple le bruit thermique (Jonhson effect) et le bruit de grenaille (Shot noise), dont les DSP sont données respectivement par les formules suivantes :

- Formule de Nyquist

$$\gamma(f) = 4KTR$$

où K : constante de Boltzmann, T : température en degrés K, R : résistance ohmique

- Formule de Schottky

$$\gamma = 2e\bar{I}$$

où e est la charge de l'électron et \bar{I} le courant moyen

Les sources de bruits blancs en microscopie électronique sont nombreuses, à savoir :

a) Sources de bruit normal thermique

- ✓ citons d'abord le canon à émission thermoélectronique, du fait de son principe de fonctionnement basé sur l'échauffement de la cathode.
- ✓ l'émission par effet de champ peut également générer un tel bruit.
- ✓ on peut trouver aussi ce bruit au niveau du multiplicateur d'électrons.

b) Source du bruit de Schottky (Shot noise)

Ce type de bruit se manifeste surtout au niveau de l'interface échantillon-vide.

5.1.1.2 Bruit rose ('Pink noise')

C'est un bruit basse fréquence, sa DSP varie en $1/f$, son origine est mal connue, on l'attribue généralement à la non homogénéité électrique de matériau.

Les sources de ce bruit en microscopie électronique sont nombreuses ; on peut citer par exemple :

- ✓ le canon à émission de champ
- ✓ l'échantillon

5.1.1.3 Bruit d'absorption-désorption

C'est un bruit caractéristique des canons à émission de champ très important aux basses fréquences, sa DSP varie en I_e^2 / f^n (où I_e est le courant d'émission, avec $0 \leq n \leq 1$).

5.1.1.4 Bruit d'éclatement ('pop-corn')

On le trouve surtout au niveau de l'échantillon à cause de l'imperfection de sa surface.

5.1.1.5 Bruit de génération recombinaison

Sa DSP varie en $1 + (f/f_0)^2)^{-1}$ (où f est proportionnel au taux moyen par unité de temps de génération ou recombinaison des électrons) ; on le rencontre généralement dans les composants à base de semi-conducteurs en particulier les détecteurs.

6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté le schéma du microscope électronique à balayage ainsi que la description du principe de son fonctionnement. Différentes techniques de production des électrons produisant le faisceau d'électrons ont été exposées.

Par la suite, nous avons présenté une description des divers types de détecteurs d'électrons permettant d'obtenir les signaux résultant de ces émissions électroniques. Ces détecteurs permettent d'analyser les particules arrachées et de reconstruire une image de la surface. L'obtention des images avec le microscope électronique à balayage nécessite l'utilisation de détecteurs adaptés à la gamme d'énergie des électrons qui sortent de l'échantillon.

Dans le contexte du contraste obtenu dans un microscope à balayage, nous avons montré que ces effets peuvent être liés à la topographie de la surface de l'échantillon, à sa nature chimique, ou à l'orientation cristallographique différente de zones du cristal du matériau observé. En effet, les images obtenues grâce à la détection d'électrons secondaires représentent essentiellement la topographie de l'échantillon. Par contre les électrons rétrodiffusés permettent de distinguer les éléments ou les phases suivant leur numéro atomique (apparaissent en blanc pour Z élevé et en noir pour Z faible).

En dernier lieu, nous avons tenu compte de l'influence du bruit qui s'ajoute causant une détérioration de l'image d'origine. Dans le cas du MEB, le bruit résulte des interférences électroniques produites (Bruits intrinsèques au système de récupération de l'image) par le système de production des électrons, par l'augmentation de la tension dans le photomultiplicateur ou de l'amplificateur ou de détection du signal. En effet, cette description trouve sa place car les bruits peuvent influencer et par conséquent dégrader la qualité de l'image obtenue.

CHAPITRE 4

LES ONDELETTES: UN OUTIL POUR LE TRAITEMENT D'IMAGE

Résumé: Ce chapitre concerne l'aspect théorique des ondelettes et leur apport dans le débruitage des images. Parmi les grands succès de l'analyse par ondelettes est le débruitage de signaux et/ou d'images. L'analyse multirésolution des images et des signaux est un vaste domaine de recherche comportant de nombreux aspects théoriques (construction de filtres, approximation géométrique) et applicatifs (algorithmes rapides d'analyse d'images et de signaux, débruitage, compression).

Dans un premier temps, le chapitre traite d'un aperçu sur l'avantage des ondelettes concernant la décomposition et la reconstruction des images. En d'autres termes, de la décomposition des signaux ou images en coefficients d'approximations et coefficients de détails. Les coefficients d'approximations représentent des bandes basse fréquence et ceux de détails représentent des bandes haute fréquence à un niveau de résolution donné. Ces caractéristiques sont d'une grande utilité pour les méthodes de débruitage par ondelette consistant à restaurer une image utile à partir d'observations corrompues par un bruit additif. En effet ; entre les deux opérations de décomposition et de reconstruction une opération de seuillage est introduite pour modifier de manière sélective les coefficients de détails susceptibles de contenir de l'information liée aux bruits.

Enfin, nous exposons les différentes techniques d'estimation de la variance du bruit additif et de seuillage utilisées. Une autre méthode classique de traitement d'image basée sur le filtrage de Wiener est citée pour une éventuelle comparaison.

1. Introduction sur les ondelettes

Depuis quelques années se développent un ensemble de travaux tant théoriques que pratiques sur une famille de fonctions appelées *ondelettes* [21]. Ces recherches ont eu un regain d'intérêt d'une part parce qu'elles proposent des algorithmes plus efficaces pour des problèmes pratiques pour lesquels les techniques classiques avaient montré leurs limites et d'autre part parce qu'elles apportent un formalisme mathématique attrayant dans la reformulation de plusieurs problèmes dans différents domaines scientifiques. Cette

reformulation entraîne de nouvelles approches de solutions et des interprétations bien au delà de ce qui avait été obtenu jusqu'alors.

Un fait remarquable dans ce développement est la multiplicité des disciplines qui sont concernées et dont les techniques propres ont contribué à élargir le champ d'investigation. En traitement du signal par exemple où la première application (signaux sismiques) est apparue, la transformation de Fourier, malgré sa version FFT (Fast Fourier Transform) voit sa prépondérance discutée par la nouvelle transformation qui possède déjà un algorithme rapide [22]. La transformation en ondelettes permet une *représentation temps-fréquence*, meilleure que celle induite par la transformation de Gabor où la fenêtre c.à.d la plage temporelle d'observation est fixe. La possibilité du contrôle des variables temps et fréquence permet à la transformée en ondelettes de conforter l'utilité de ce nouvel espace de représentation.

Une approche plus fonctionnelle vient de l'analyse graduée ou analyse multirésolution dans laquelle les bases d'ondelettes sont caractérisées en recherchant les bases des espaces complémentaires de la suite d'espaces vectoriels de multirésolution. Cette approche est à la base de l'algorithme de S. Mallat en traitement du signal et de l'image. Notons au passage que Mallat a donné une interprétation remarquable à la multirésolution en théorie du signal. [21]

2. Définition et utilité des ondelettes

Une ondelette est fondamentalement une petite onde (impulsion), qui commence à $t = 0$ et s'annule à $t = N$, donc son énergie est concentrée dans le temps, ce qui donne un outil d'analyse très puissant des phénomènes non-stationnaire ou variant dans le temps. [23] L'ondelette n'a pas seulement une caractéristique ondulatoire mais également la capacité de permettre une analyse simultanée en temps et en fréquence avec une base mathématique flexible.

La transformée en ondelettes permet de résoudre le problème de résolution rencontré dans la TFCT (la Transformée de Fourier à Court Terme). Les fonctions de bases permettent l'amélioration de la résolution temps fréquence par différentes façons. Si, on cherche à analyser une large région d'un signal basse fréquence on utilisera une fonction de base large. De la même façon si on cherche à analyser une petite région d'un signal haute fréquence, on utilisera une fonction de base étroite. [24]

3. La transformée en ondelette

3.1 La transformée en ondelette continue

La transformée en ondelettes continue réalise une projection sur un ensemble de fonctions appelées classiquement ondelettes et dont la construction diffère de celle de la STFT (La transformée de Fourier locale (en anglais short-time Fourier transform (STFT)): on remplace la variable de fréquence ν par celle d'échelle a . Cette modification est induite par l'utilisation d'un nouvel opérateur élémentaire pour la construction des vecteurs de base. Partant d'une fonction ψ de $L^2(\mathbb{R})$ de moyenne nulle, l'ondelette mère, ceux-ci sont obtenus par action conjointe des opérateurs de dilatation en échelle [25]:

$$\psi(t) \mapsto \psi_a(t) = \frac{1}{\sqrt{a}} \psi\left(\frac{t}{a}\right) \quad (4.1)$$

et de translation en temps :

$$\psi(t) \mapsto \psi_b(t) = \psi(t - b) \quad (4.2)$$

L'opérateur de dilatation fait subir à une fonction ψ , un changement d'échelle de facteur a : cela revient à pratiquer sur le graphe $(t; \psi(t))$ une homothétie de paramètre a sur l'axe des temps et $\frac{1}{\sqrt{a}}$ sur celui des amplitudes. Le choix du facteur multiplicatif $\frac{1}{\sqrt{a}}$ est guidé par la volonté de préserver l'énergie du motif analysant, $\langle \psi_a, \psi_a \rangle = \langle \psi, \psi \rangle$.

A partir de cette unique fonction, on construit par une dilatation (coefficient a) et une translation (coefficient b) une famille de fonctions qui sont les atomes de base:

$$\psi_{a,b}(t) = \frac{1}{\sqrt{a}} \psi\left(\frac{t-b}{a}\right) \quad a \in \mathbb{R}^+, b \in \mathbb{R} \quad (4.3)$$

et définissent l'espace bidimensionnel : le plan temps-échelle, dans lequel l'information du signal $x(t)$ va être représentée. La transformée en ondelette continue CWT (Continuous Wavelet Transform) peut alors être définie par [25]:

$$L^2(\mathbb{R}) \mapsto L^2(\mathbb{R}^2)$$

$$x(t) \mapsto \text{CWT}_x(a, b) = \int x(t) \psi_{a,b}^*(t) dt = \langle x(t), \psi_{a,b}(t) \rangle \quad (4.4 a)$$

$$\text{avec } \psi_{a,b}^*(t) = \frac{1}{\sqrt{a}} \psi^*\left(\frac{t-b}{a}\right) \quad (4.4b)$$

$\text{CWT}_x(a, b)$ est le coefficient de $x(t)$ sur l'ondelette $\psi_{a,b}$, caractérise les fluctuations du signal $x(t)$ au voisinage de la position b à l'échelle a . Par conséquent, le calcul de $\text{CWT}_x(a, b)$ revient

à faire l'analyse de $x(t)$ par l'ondelette ψ . Cette transformation est inversible, à condition que l'ondelette-mère vérifie la condition, dite d'admissibilité :

$$\int |\Psi(\nu)|^2 \frac{d\nu}{\nu} = C_\psi < +\infty \quad (4.5)$$

où $\Psi(\nu)$ est la transformée de Fourier de $\psi(t)$. Cette condition signifie que l'ondelette oscille, c'est à dire :

$$\Psi(0) = \int \psi(t) dt = 0 \quad (4.6)$$

La formule d'inversion de cette transformée est alors :

$$x(t) = \frac{1}{C_\psi} \iint \text{CWT}_x(a, b) \psi_{a,b}(t) \frac{da db}{a^2} \quad (4.7)$$

La condition d'admissibilité donne à la fonction ondelette un caractère de type passe bande qui permet de lui associer une fréquence caractéristique $\nu_\psi = \int \nu |\Psi(\nu)|^2 d\nu$ où $\Psi(\nu)$ est la transformée de Fourier de l'ondelette mère $\psi(t)$.

La transformée de Fourier de l'ondelette ψ_a , dilatée de ψ à l'échelle a , s'écrit $\Psi_a(\nu) = \sqrt{a} \Psi(a\nu)$. L'opérateur de dilatation translate donc la fréquence centrale selon :

$$\nu_{\psi_a} = \frac{\nu_\psi}{a} \quad (4.8)$$

On peut donc regarder en fréquence l'axe des échelles en utilisant la transformation :

$$a \mapsto \nu_{\psi_a} = \frac{\nu_\psi}{a} \quad (4.9)$$

Nous verrons alors l'analyse temps-échelle comme une exploration particulière du plan temps-fréquence. Les résolutions temporelles et fréquentielles de l'ondelette ψ_a vérifient alors :

$$\begin{cases} \Delta t_{\psi_a} = a \Delta t_\psi \\ \Delta \nu_{\psi_a} = \frac{\Delta \nu_\psi}{a} \end{cases} \quad (4.10)$$

L'aire des cellules élémentaires, appelées logons, qui couvrent le plan temps-échelle est ainsi préservée mais ceux-ci se déforment et s'allongent le long de l'axe temporel à mesure que l'échelle a augmente, comme le montre le pavage présenté figure 4.1.

Ce mécanisme de déformation des cellules contient l'essentiel de la richesse de l'analyse temps-échelle [25].

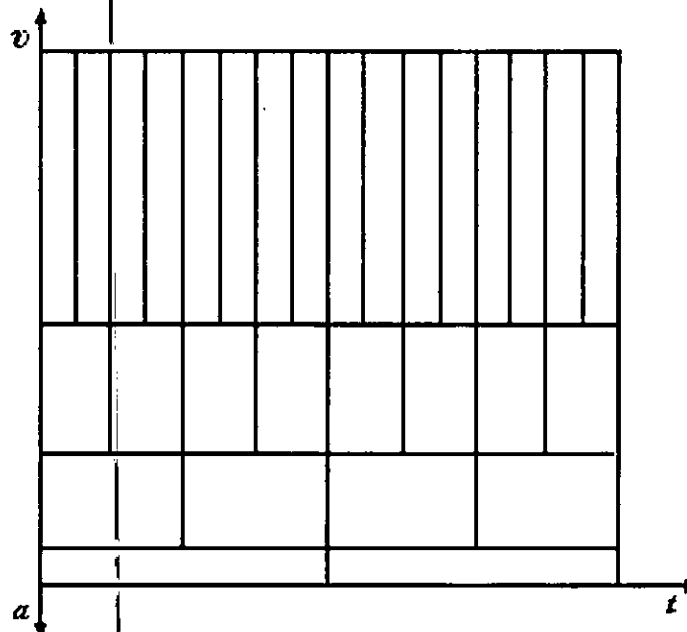


Figure 4-1 Pavage du plan temps-échelle. [25]

Elle permet, lorsqu'on sélectionne une échelle a petite, d'effectuer une analyse du signal très localisée en temps (vue de détail) et pour une échelle a grande, de réaliser une analyse sur un horizon beaucoup plus grand (vue d'ensemble). La confrontation des relations précédentes indique que le facteur qualité Q du filtre-ondelette est laissé invariant par action de l'opérateur de dilatation en échelle :

$$Q_{\psi_a} = \frac{\nu_{\psi_a}}{\Delta \nu_{\psi_a}} = \frac{\nu_{\psi}}{\Delta \nu_{\psi}} = Q_{\psi} \quad (4.11)$$

La CWT travaille donc à résolution relative constante. L'analyse des hautes fréquences est réalisée à résolution fréquentielle pauvre, mais permet une localisation temporelle fine (et inversement). [25]

3.2. La transformée en ondelettes discrète

Au lieu d'utiliser la famille d'ondelettes donnée par l'équation (4.4 b), on utilise les atomes de base construits à partir de l'ondelette mère, localisées aux noeuds de la grille dyadique avec $(a = 2^j, b = 2^j k)$ pour $(j, k) \in \mathbb{Z}^2$ et $a_0=2$ et $b_0=1$ et qui s'écrivent dans le domaine discret sous la forme:

$$\{\psi_{j,k} = 2^{-j/2} \psi(2^{-j}t - k); (j, k) \in \mathbb{Z}^2\} \quad (4.12)$$

La transformée en ondelettes discrète DWT (Discret Wavelet Transform) de la fonction $x(t)$ est donc obtenue par échantillonnage des coefficients d'échelle et de temps sur la grille dyadique s'écrit:

$$DWT_x(j, k) = CWT_x(a = 2^j, b = 2^j k) = \int x(t) \psi_{j,k}^*(t) dt = \langle x(t), \psi_{j,k}(t) \rangle = d_x(j, k) \quad (4.13)$$

et se déduisent de la fonction mère ψ par dilatation en échelle de 2 et par translation.

Cette transformée peut être inversée par :

$$x(t) = \sum_j \sum_k d_x(j, k) \tilde{\psi}_{j,k}(t) \quad (4.14)$$

Où $\tilde{\psi}_{j,k}(t)$ est la base duale de $\psi_{j,k}(t)$. Si on a une base d'ondelettes orthonormales :

$$x(t) = \sum_j \sum_k d_x(j, k) \psi_{j,k}(t) \quad (4.15)$$

Certaines ondelettes peuvent être générées par analyse multi-résolution ou AMR, nous allons voir dans le paragraphe suivant comment les coefficients de la transformée en ondelettes discrète d'un signal peuvent être obtenus par AMR, en nous limitant au cas des ondelettes orthogonales. [25]

3.2.1. Ondelettes orthogonales et biorthogonales

3.2.1.1 Les ondelettes orthogonales

Les ondelettes orthogonales sont des ondelettes telles que la famille $(t \mapsto 2^{-j/2} \psi(2^{-j}t - k))_{j,k \in \mathbb{Z}}$ soit une base orthogonale de $L^2(\mathbb{R})$. Cette situation se présente lorsque $\phi = \tilde{\phi}$ et $\psi = \tilde{\psi}$, ce qui équivaut à écrire que la matrice de transfert et la matrice de transfert duale sont égales ou encore que la matrice de transfert est unitaire pour tout ω . Ceci se traduit par la contrainte sur les filtres m_0 et m_1 par [26]:

$$\begin{aligned} |m_0(\omega)|^2 + |m_0(\omega + \pi)|^2 &= 1 & \forall \omega \\ m_0(\omega) \overline{m_1(\omega)} + m_0(\omega + \pi) \overline{m_1(\omega + \pi)} &= 0 & \forall \omega \\ |m_1(\omega)|^2 + |m_1(\omega + \pi)|^2 &= 1 & \forall \omega \end{aligned}$$

Dans ce cas, les filtres m_0 et m_1 sont appelés filtres miroirs en quadrature, selon la terminologie d'ESTEBAN et GALAND et reprise par ADELSON et SIMONCELLI. De plus les sommes directes qui apparaissent dans les formules ci-dessus sont toutes orthogonales. En pratique le choix des filtres se réduit au seul choix de m_0 , car alors un choix pour m_1 s'impose:

$$m_1(\omega) = e^{i\omega} \overline{m_0(\omega + \pi)}$$

Il existe un certain nombre de familles d'ondelettes orthogonales couramment utilisées. Les plus connues sont sans doute les ondelettes de DAUBECHIES. Ces ondelettes résultent de compromis optimaux entre deux critères contradictoires : le nombre de moments nuls des ondelettes et la taille de leur support (ces deux critères contradictoires rappellent dans une certaine mesure l'inégalité de Heisenberg). Il existe d'autres familles d'ondelettes orthogonales, comme les *coiflets*, du nom de Ronald Coifman, ou les *symmlets* qui sont des ondelettes presque symétriques.

Les bases d'ondelettes orthonormées ont un avantage théorique considérable dans les problèmes de compression ou de débruitage : d'une part la métrique d'erreur utilisée est en général la métrique L_2 , et celle-ci s'exprime très simplement avec les coefficients d'une décomposition dans une base orthonormale. Dans le cas du débruitage, il se trouve également qu'un bruit blanc gaussien a une décomposition également très simple dans une base orthonormale : les coefficients sont alors également des variables gaussiennes indépendantes centrées et de même variance. [26]

En pratique, en revanche, les ondelettes orthogonales n'offrent pas la même souplesse dans leur conception que les ondelettes biorthogonales, et on peut également montrer qu'elles ne peuvent jamais être symétriques. Il faut noter que la relation duale entre la base d'analyse des $\tilde{\psi}_{jk}$ et de reconstruction des ψ_{jk} est symétrique, et que les rôles peuvent être interchangés, on peut très bien utiliser la base $(\psi_{jk})_{j,k \in \mathbb{Z}}$ pour l'analyse et $(\tilde{\psi}_{jk})_{j,k \in \mathbb{Z}}$ pour la reconstruction, pour avoir la formule [26]:

$$f = \sum_{j,k \in \mathbb{Z}} \langle \psi_{jk}, f \rangle \tilde{\psi}_{jk}$$

que l'on peut comparer à la formule :

$$f = \sum_{j,k \in \mathbb{Z}} \langle f, \tilde{\psi}_{jk} \rangle \psi_{jk}$$

3.2.1.2 Ondelettes biorthogonales

Historiquement, les premières ondelettes qui ont été mises au point sont les ondelettes orthogonales (Meyer, Mallat), si bien que les familles d'ondelettes non orthogonales ont reçu l'appellation d'ondelettes biorthogonales. Le préfixe « bi » est censé rappeler que deux bases d'ondelettes sont utilisées, une base pour l'analyse (la base duale) et une autre pour la reconstruction.

La nécessité de la construction des bases biorthogonales d'ondelettes s'est accrue pour deux raisons [22]:

- Obtenir une base de représentation dans laquelle on s'est affranchi de la contrainte d'orthogonalité des premières bases d'ondelettes,
- Utilité au codage par bancs de filtres où dans la conception initiale, les filtres d'analyse sont différents des filtres de synthèse.

Il s'agit dans tous les cas d'introduire une flexibilité dans la construction des bases d'ondelettes. Cette construction commence par la construction des fonctions qui définissent une analyse multirésolution à partir des réponses impulsionnelles des filtres.

Notons qu'une telle base c.à.d biorthogonale avait déjà été construite par Tchamitchian par une approche différente. Cohen et al ont démontré le théorème suivant :

Théorème (Existence de bases biorthogonales)

Soient $(h(n), \tilde{h}(n))_{n \in \mathbb{Z}}$ deux suites de réels tels que [22]:

$$\sum_n h(n) \tilde{h}(n+2k) = \delta_{0k}$$

$$\sum_n h(n) = \sqrt{2} \text{ et } \sum_n \tilde{h}(n) = \sqrt{2}$$

Définissons :

$$m_0(\omega) = 2^{-1/2} \sum_n h(n) e^{-in\omega} ; \quad \tilde{m}_0(\omega) = 2^{-1/2} \sum_n \tilde{h}(n) e^{-in\omega}$$

$$\hat{\phi}(\omega) = (2\pi)^{-1/2} \prod_{j=1}^{+\infty} m_0(2^{-j}\omega); \quad \hat{\tilde{\phi}}(\omega) = (2\pi)^{-1/2} \prod_{j=1}^{+\infty} \tilde{m}_0(2^{-j}\omega)$$

Supposons que pour $C, \varepsilon > 0$, on ait :

$$|\tilde{\phi}(\omega)| \leq C(1+|\omega|)^{-1/2-\varepsilon} ; \quad |\hat{\tilde{\phi}}(\omega)| \leq C(1+|\omega|)^{-1/2-\varepsilon}$$

Définissons en fin :

$$\psi(x) = \sqrt{2} \sum_n (-1)^n \tilde{h}(1-n) \phi(2x+n)$$

$$\tilde{\psi}(x) = \sqrt{2} \sum_n (-1)^n h(1-n) \tilde{\phi}(2x+n)$$

Alors $\psi_{jk}(x) = 2^{j/2} \psi(2^j x - k)$, $j, k \in \mathbb{Z}$ est un repère de $L^2(\mathbb{R})$. Le repère dual associé est défini par: $\tilde{\psi}_{jk}(x) = 2^{j/2} \tilde{\psi}(2^j x - k)$, $j, k \in \mathbb{Z}$. Pour tout $f \in L^2(\mathbb{R})$, on a :

$$f(x) = \sum_{jk \in \mathbb{Z}} \langle f, \tilde{\psi}_{jk} \rangle \psi_{jk}(x) = \sum_{jk \in \mathbb{Z}} \langle f, \psi_{jk} \rangle \tilde{\psi}_{jk}(x)$$

où les séries convergent fortement.

De plus $\psi_{jk}, \tilde{\psi}_{jk}$ constituent deux bases inconditionnelles duales, avec

$$\langle \psi_{jk}, \tilde{\psi}_{j'k'} \rangle = \delta_{jj'} \delta_{kk'} \text{ si } \int_{-\infty}^{\infty} \phi(x) \tilde{\phi}_{0k}(x) dx = \delta_{0k}$$

4. L'Analyse multi Résolution

L'analyse multirésolution (AMR) consiste à projeter la fonction $x(t)$ sur une série de sous espaces orthogonaux de $L^2(\mathbb{R})$ (les espaces d'approximations V_i et de détails W_i). Nous verrons que la projection d'un signal sur les espaces de détails fournit sa transformée en ondelettes discrète. Les espaces de projections du signal sont entièrement caractérisés par la donnée de deux filtres (passe haut et passe bas). Ces filtres permettent le calcul rapide des coefficients de la transformée en ondelettes discrète via un algorithme itératif. Cette théorie prévoit qu'un signal peut être analysé en le décomposant en un signal d'approximation et un signal de détail. Enfin, on peut dire que l'AMR analyse le signal à différentes fréquences avec des résolutions différentes. Chacune des composantes spectrales n'est pas résolue de la même manière (comme dans le cas de la TF ou la STFT). [25]

4.1 Théorie de la MRA et définition

Une analyse multi-résolution de $L^2(\mathbb{R})$ est une suite $\{V_j\}$ de sous espaces fermés de $L^2(\mathbb{R})$ ayant les propriétés suivantes [25]:

- (1) $\bigcap_j V_j = \{0\}$, $\bigcup_j V_j$ est dense dans $L^2(\mathbb{R})$ et $V_j \subset V_{j+1}$
- (2) Pour toute fonction $x(t)$ de $L^2(\mathbb{R})$ et tout j de \mathbb{Z} , $x(t) \in V_j \Leftrightarrow x(2^{-j}t) \in V_0$
- (3) Pour toute fonction $x(t)$ de V_0 et tout k de \mathbb{Z} , $x(t-k) \in V_0$
- (4) Il existe une fonction $\phi(t)$ de V_0 telle que l'ensemble $\{\phi(t-k)\}_{k \in \mathbb{Z}}$, constitue une base inconditionnelle ou base de Riesz de V_0 . C'est à dire qu'il existe deux réels A et B avec $A > 0$, tels que : pour toute fonction f de V_0 ,

$$f = \sum_k g_k \phi(t-k), \text{ et } A \|f\|^2 \leq \sum g_k^2 \leq B \|f\|^2.$$

Interprétations

- (1) Les V_j sont appelés espaces d'approximations. La première relation ($V_j \subset V_{j+1}$) traduit le fait que la projection dans V_j est une approximation plus grossière du signal que sa projection dans V_{j+1} , c'est à dire que l'information contenue dans V_{j+1} est plus riche que celle contenue dans V_j .

➤ (2) montre que l'on peut passer d'un espace d'approximation à un autre par changement d'échelle.

➤ (3) est l'invariance par translation temporelle.

➤ (4) montre que l'on peut engendrer V_0 par translation d'un même motif et assure la stabilité numérique de la décomposition d'une fonction sur V_0 .

A partir de la suite V_j , on peut définir une deuxième famille de sous-espaces notés $\{W_j\}$, où W_j est le complémentaire orthogonal de V_j dans V_{j+1} pouvant être formulé comme suit :

$$W_j \oplus V_j = V_{j+1} \text{ avec } W_j \perp V_j \quad (4.16)$$

Par opposition aux espaces $\{V_j\}$ qui sont les espaces d'approximations, on dira que les espaces $\{W_j\}$ sont les espaces de détails. [25]

4.2 Fonction d'échelle

La fonction φ est appelée fonction d'échelle car elle permet de passer d'un espace d'approximation à un autre, c'est à dire d'une échelle à une autre.

La fonction φ et ses versions translatées engendrent l'espace V_0 . Un simple changement d'échelle, montre que les sous-espaces V_j sont engendrés par la dilatée $\varphi_j(t) = \varphi(2^{-j}t)$ et ses translatées. Cette famille constitue une base de Riesz de V_j . En général, on normalise ces fonctions: si $\|\varphi\|_2 = 1$ alors il en est de même pour $\{\varphi_{j,k}(t) = 2^{-j/2} \varphi(2^{-j}t - k)\}$, les fonctions génératrices de l'espace d'approximation V_j .

la fonction d'échelle implique l'imbrication des sous-espaces [25]:

$$V_j \subset V_{j-1} \subset \dots \subset V_1 \subset V_0$$

Pour un signal x d'énergie finie, les coefficients d'approximations sont définis par :

$$a_x(j, k) = \langle x, \varphi_{j,k} \rangle \quad (4.17)$$

L'approximation du signal x à la résolution 2^{-j} correspond à sa projection dans V_j :

$$A_j x(t) = \sum_k a_x(j, k) \varphi_{j,k}(t) \quad (4.18)$$

4.3 L'ondelette

Un des principaux résultats de l'AMR fournit l'existence de la fonction ψ telle que $\{\psi(t-k)\}$ est une base de W_0 . Cette fonction est appelée ondelette mère. La famille $\{\psi_{j,k}(t) = 2^{-j/2} \psi(2^{-j}t - k)\}$ constitue alors une base de Riesz de W_j (espaces des détails).

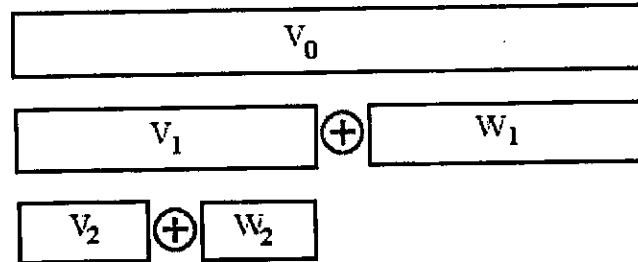


Figure 4-2 Schéma de la géométrie des espaces de détails et d'approximations. [27]

Pour un signal $x(t)$ d'énergie finie, les coefficients d'ondelettes ou de détails sont définis par :

$$d_x(j, k) = \langle x, \psi_{j,k} \rangle \quad (4.19)$$

Les détails du signal $x(t)$ à la résolution 2^{-j} correspondent à sa projection dans W_j :

$$D_j x(t) = \sum_k d_x(j, k) \tilde{\psi}_{j,k}(t) \quad (4.20)$$

La relation (4.16) signifie que l'approximation du signal à un niveau j correspond à une approximation plus grossière complétée par le détail :

$$A_j x(t) = A_{j+1} x(t) + D_{j+1} x(t) \quad (4.21)$$

Et la relation (4.20) implique que pour tout signal x de $L^2(\mathcal{R})$

$$x(t) = \sum_j D_j x(t) = \sum_j \sum_k d_x(j, k) \tilde{\psi}_{j,k}(t) \quad (4.22)$$

4.4 Algorithme pyramidal de Mallat

Il y a plusieurs avantages à utiliser l'AMR pour générer l'ondelette ψ :

- Elle permet d'expliciter la base duale
- Elle rend utilisable la formule de reconstruction exacte
- La base duale est une base d'ondelettes
- Dans le cas d'ondelettes orthogonales, la base duale est la base de départ $\tilde{\psi} = \psi$.

De plus, la transformée d'un signal en ondelettes discrète peut être obtenue par filtrages et décimations successifs. [25]

L'introduction des filtres discrets $h_0[l]$ et $h_1[l]$ présente un intérêt majeur pour le calcul pratique des coefficients d'approximation et de détail d'une décomposition en ondelettes orthogonales. Ces derniers utilisés dans [28] sont donnés par les deux phases suivantes.

4.4.1 La phase d'analyse (ou de décomposition)

Dans le cadre que nous venons de décrire, la décomposition en ondelettes orthogonales d'un signal $x(t)$ peut être effectuée de manière très efficace. On détermine pour cela et à chaque niveau de résolution j , les approximations $proj_{V_j} s(t)$ et les informations de détails $proj_{W_j} x(t)$ du signal. Les familles $\{2^{-j/2} \varphi(t/2^j - k), k \in \mathbb{Z}\}$ et $\{2^{-j/2} \psi(t/2^j - k)\}$ $k \in \mathbb{Z}$ étant des bases orthonormales respectives des espaces V_j et W_j , on a d'après [28] :

$$proj_{V_j} x(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} a_j[k] \frac{1}{2^{j/2}} \varphi\left(\frac{t}{2^j} - k\right)$$

$$proj_{W_j} x(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} d_j[k] \frac{1}{2^{j/2}} \psi\left(\frac{t}{2^j} - k\right)$$

Avec :

$$a_j[k] = \left\langle x(t), \frac{1}{2^{j/2}} \varphi\left(\frac{t}{2^j} - k\right) \right\rangle \quad (4.23)$$

$$d_j[k] = \left\langle x(t), \frac{1}{2^{j/2}} \psi\left(\frac{t}{2^j} - k\right) \right\rangle \quad (4.24)$$

Les coefficients $a_j[k]$ et $d_j[k]$ sont appelés respectivement coefficients d'approximations et coefficients d'ondelettes (ou de détails) du signal, au niveau de résolution j .

Il serait lourd de calculer directement l'ensemble des produits scalaires (4.23) et (4.24) par l'intégration sur \mathbb{R} . Fort heureusement, les équations à 2 échelles permettent de mettre en évidence des relations récursives qui simplifient ces calculs. Plus précisément, en combinant

$$\text{l'équation (4.23) et } \frac{1}{2^{\frac{j+1}{2}}} \varphi\left(\frac{t}{2^{j+1}} - k\right) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} h_0[l - 2k] \frac{1}{2^{j/2}} \varphi\left(\frac{t}{2^j} - l\right),$$

on vérifié aisément que les coefficients d'approximations s'écrivent sous la forme :

$$a_j[k] = \sum_{l=-\infty}^{\infty} a_{j-1}[l] h_0^*[l - 2k] \quad (4.25)$$

et, de façon similaire, on obtient les coefficients de détails:

$$d_j[k] = \sum_{l=-\infty}^{\infty} a_{j-1}[l] h_1^*[l-2k] \quad (4.26)$$

A partir des coefficients d'approximation du signal à une échelle donnée 2^{j-1} , on peut ainsi déterminer ses coefficients d'approximation et d'ondelettes à l'échelle deux fois plus grande. Les équations (4.25) et (4.26) définissent les opérations à réaliser à chaque niveau de résolution : un traitement par le filtre de réponse impulsionnelle $(\tilde{h}_1[l])_{l \in \mathbb{Z}} = (h_1^*[-l])_{l \in \mathbb{Z}}$ suivi d'une décimation (appelée aussi sous-échantillonnage) d'un facteur 2. En effet, soit $\tilde{a}_j[k]$ le signal à temps discret obtenu par convolution de $a_{j-1}[k]$ et $\tilde{h}_0[k]$, tel que :

$$\tilde{a}_j[k] = \sum_{l=-\infty}^{\infty} a_{j-1}[l] \tilde{h}_0^*[l-k]$$

Après décimation, il ne subsiste qu'un échantillon sur 2 de cette suite, ce qui conduit à $\tilde{a}_j[2k] = a_j[k]$. De la même manière, on obtient en sortie du second filtre :

$$\tilde{d}_j[k] = \sum_{l=-\infty}^{\infty} a_{j-1}[l] \tilde{h}_1^*[l-k]$$

et, à la suite de la décimation, on obtient $\tilde{d}_j[2k] = d_j[k]$. Ces opérations permettent le passage du niveau de résolution $j-1$ au niveau de résolution j . Elles sont résumées sur la figure 3.4, où $2 \downarrow$ symbolise l'opération de décimation d'un facteur 2 [28]. Opérant de proche en proche, on dispose donc d'un algorithme rapide et récursif qui ne met en jeu que deux filtres discrets dont on itère l'action. Un tel algorithme est dit pyramidal. Nous pouvons résumer l'algorithme d'analyse par l'utilisation des motifs de bancs de filtres présenté sur la figure 4.3. Le coefficient a_j est le coefficient d'approximation à la résolution j , le coefficient d_j représente le coefficient de détail à la résolution j . La structure représentée constitue un banc de filtres d'analyse avec h_0 et h_1 deux filtres en quadrature miroir.

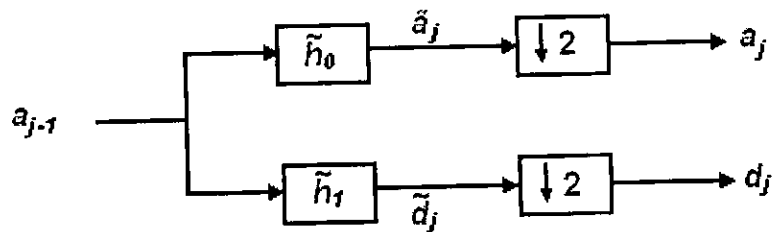


Figure 4-3 : Schéma de la phase de décomposition (d'analyse).

4.4.2. La phase de reconstruction

Dans la pratique, les coefficients d'ondelettes sont également traités. Après cela, il est souvent nécessaire de reconstituer le signal original ou, plus exactement, une version « détail » de ce dernier. On emploie à cette fin un banc de filtres de synthèse (figure 4.4) qui réalise les opérations duales de celles effectuées lors de l'analyse : une interpolation (appelée aussi sur-échantillonnage) d'un facteur 2 de l'entrée de chaque canal, puis un filtrage. L'interpolation, qu'on symbolise par $2 \uparrow$, consiste à intercaler un zéro entre deux échantillons consécutifs du signal d'entrée. Par exemple, en interpolant $(a_j[k])_{k \in \mathbb{Z}}$, on obtient :

$$\tilde{a}_j[k] = \begin{cases} a_j[k/2] & \text{si } k \text{ est pair} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

Les filtres de synthèse sont de réponses impulsionnelles $(h_0[l])_{l \in \mathbb{Z}}$ et $(h_1[l])_{l \in \mathbb{Z}}$. La formule permettant de revenir à une échelle plus fine, en passant du niveau de résolution j au niveau de résolution $j-1$, est alors donnée par [28] :

$$a_{j-1}[k] = \sum_{l=-\infty}^{\infty} h_0[k-2l] \tilde{a}_j[l] + \sum_{l=-\infty}^{\infty} h_1[k-2l] \tilde{d}_j[l] \quad (4.27)$$

Donc, le schéma d'analyse est réversible et conduit à un algorithme dual de reconstruction, dans lequel l'approximation pour une résolution donnée $j-1$ se déduit de l'approximation et du détail à la résolution j immédiatement supérieur.

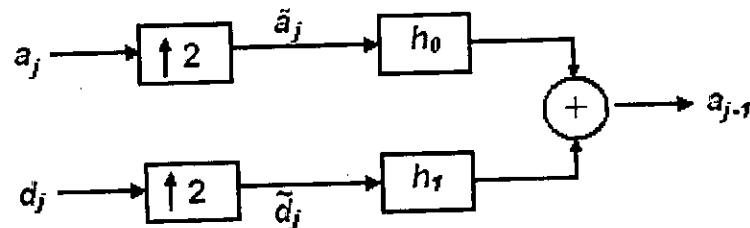


Figure 4-4 : Schéma de la phase de reconstruction.

Pour calculer la transformée en ondelette en multirésolution, on n'a donc besoin que de filtres. Au lieu d'effectuer le produit scalaire de la fonction d'échelle ou de l'ondelette avec le signal, on réalise un produit de convolution du signal avec les réponses pulsionnelles h_0 et h_1 . La complexité des calculs augmente linéairement avec le nombre de valeurs non nulles composant les vecteurs h_0 et h_1 .

On peut finalement résumer les algorithmes d'analyse et de reconstruction en ondelettes par l'utilisation des motifs de banc de filtre présentés sur les figures 4.3 et 4.4. De façon global sur la figure 4.5.

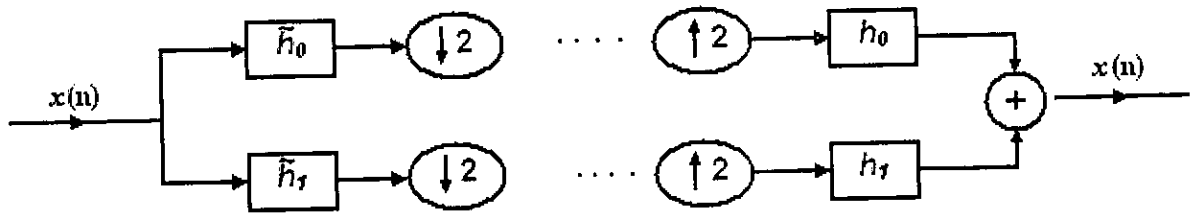


Figure 4-5: Schéma de l'algorithme pyramidal d'analyse/reconstruction

L'analyse/reconstruction en ondelettes orthogonales se prête à un calcul efficace mettant en jeu de façon itérée des cellules identiques. Dans le cas de la décomposition, chaque cellule convertit une approximation en une approximation plus grossière et un détail par l'action respective d'un filtre d'échelle \tilde{h}_0 et d'un filtre d'ondelette \tilde{h}_1 , tous deux suivis d'une opération de décimation d'un facteur 2, qui consiste à ne retenir qu'un échantillon de la sortie sur deux. Dans le cas de la reconstruction, chaque cellule agit sur une approximation et un détail pour générer une approximation plus fine. Pour ce faire, elle opère d'abord une interpolation (ajout d'un zéro entre deux échantillons successifs), la faire suivre de filtrages par $(\tilde{h}_0[l])_{l \in \mathbb{Z}} = (h_0^*[-l])_{l \in \mathbb{Z}}$ et $(\tilde{h}_1[l])_{l \in \mathbb{Z}} = (h_1^*[-l])_{l \in \mathbb{Z}}$ respectivement, et somme enfin les sorties obtenues [28] [29].

4.4.3 Exemple d'illustration

Afin de pouvoir expliquer la procédure de décomposition pour un niveau de résolution et pour une bande de fréquence donnée. Nous avons jugé bon de prendre un exemple sur un signal $x[n]$ contenant n d'échantillons et s'étalant sur une bande de fréquences de π rad/s. La figure 4.6 illustre la procédure de l'algorithme pyramidal où $x[n]$ est le signal d'origine à décomposer, $h[n]$ et $g[n]$ sont les filtres passe-bas et passe-haut respectivement.

La bande f représente la largeur de bande du signal à chaque niveau de décomposition. Au premier niveau de décomposition, le signal passe par des filtres passe-haut et passe-bas suivi d'un sous échantillonnage par deux. La sortie du filtre passe-haut aura $n/2$ échantillons (donc la moitié de la résolution en temps), mais ne recouvre que la bande de fréquences comprises entre $\pi/2$ et π [rad/s] (donc le double de la résolution en fréquence). Ces $n/2$ échantillons constituent le premier niveau des coefficients de la TOD.

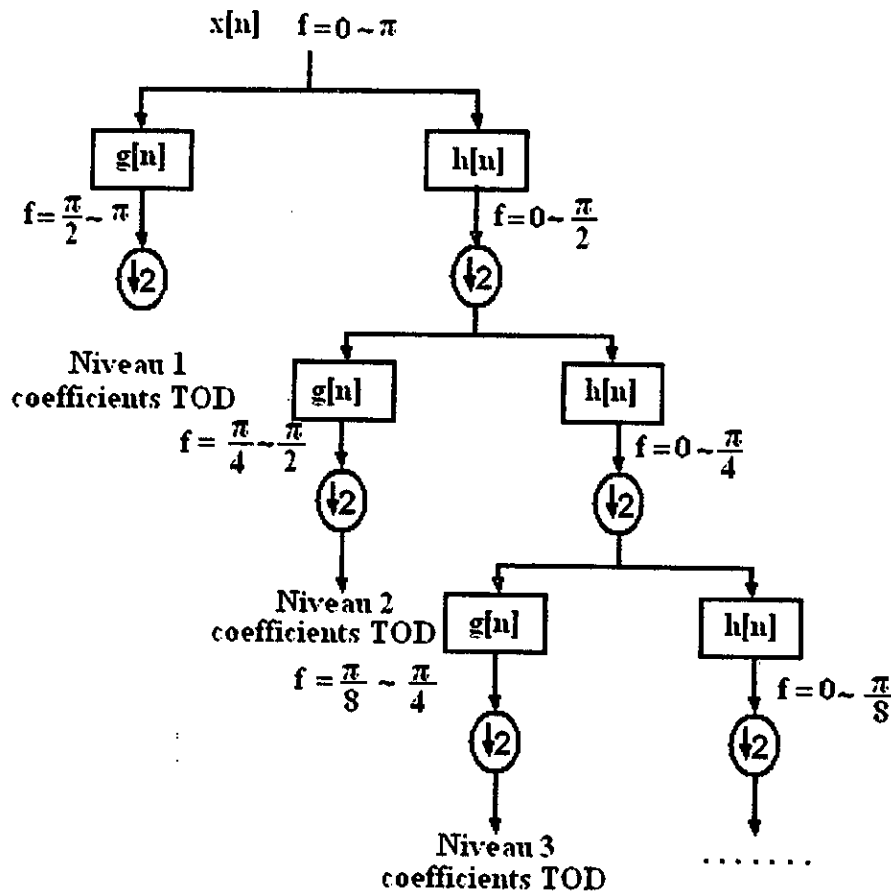


Figure 4-6 : Schéma de l'algorithme pyramidal

La sortie du filtre passe-bas a également $n/2$ échantillons, mais recouvre l'autre moitié de la bande fréquences, les fréquences comprises entre 0 et $\pi/2$ [rad/s]. Ce signal est passé dans les filtres passe-haut et passe-bas suivants pour une nouvelle décomposition. La sortie du second filtre passe-bas suivi d'un sous-échantillonnage présente $n/4$ échantillons recouvrant une bande de fréquences 0 et $\pi/4$ [rad/s] et la sortie du second filtre passe-haut suivi d'un sous-échantillonnage possède $n/4$ échantillons recouvrant la bande de fréquences $\pi/4$ et $\pi/2$ [rad/s]. Ce second signal filtré constitue le second niveau des coefficients de la TOD. Il présente la moitié de la résolution temporelle, mais le double de la résolution en fréquence du signal de premier niveau : la résolution en temps a donc, à ce niveau été divisée par 4 et la résolution en fréquence multipliée par 4 par rapport au signal original. Le processus continue jusqu'à ce qu'il ne reste que deux échantillons. Dans notre exemple, il y aurait 8 niveaux de décomposition, chacun ayant la moitié des échantillons du précédent. La TOD du

signal original s'obtient en concaténant tous les coefficients en commençant par le dernier obtenu. La TOD présente donc le même nombre de coefficients que le signal original.

5. Les ondelettes pour le traitement d'images

L'analyse multirésolution de $L^2(\mathfrak{R})$ ont été définies ci-dessus comme une famille de sous-espaces emboîtés qui possèdent diverses propriétés liées à l'approximation, à la dilatation et à la translation. De manière analogue, on peut introduire les analyses multi-résolution de $L^2(\mathfrak{R}^2)$. Cependant, les analyses multirésolutions utilisées en 2D proviennent usuellement de constructions à base de produits tensoriels. Nous restreindrons à cette situation dans la suite.

Partant d'une analyse multirésolution 1D, on note V_j^{1D} et W_j^{1D} les espaces d'approximation et de détail associés. Pour chaque niveau j , l'espace d'approximation de l'analyse multirésolution 2D, s'obtient comme une somme de quatre produits tensoriels 1D:

$$V_{j-1}^{2D} = \overline{(V_j^{1D} \otimes V_j^{1D})} \oplus \overline{(V_j^{1D} \otimes W_j^{1D})} \oplus \overline{(W_j^{1D} \otimes V_j^{1D})} \oplus \overline{(W_j^{1D} \otimes W_j^{1D})} \quad (4.32)$$

Cette relation s'écrit aussi:

$$V_{j-1}^{2D} = V_j^{2D} \oplus [W_j^{2D}]_h \oplus [W_j^{2D}]_v \oplus [W_j^{2D}]_d \quad (4.33)$$

En effet, $V_{j-1}^{2D} = \overline{V_{j-1}^{1D} \otimes V_{j-1}^{1D}}$ avec $V_{j-1}^{1D} = V_j^{1D} \oplus W_j^{1D}$, ce qui permet d'obtenir la première écriture de V_{j-1}^{2D} .

Quel que soit le mode de construction en 2D, par tensorialisation ou non, on dispose d'une fonction d'échelle, comme en 1D, et non plus d'une seule mais de trois ondelettes. Dans le cas particulier de la construction tensorielle, si φ et ψ désignent respectivement la fonction d'échelle et l'ondelette 1D, on a:

► La fonction d'échelle :

$$\varphi^{2D}(x, y) = \varphi(x)\varphi(y) \quad (4.34)$$

► La trois ondelettes:

$$\psi_1^{2D}(x, y) = \varphi(x)\psi(y), \quad \psi_2^{2D}(x, y) = \psi(x)\varphi(y), \quad \psi_3^{2D}(x, y) = \psi(x)\psi(y) \quad (4.35)$$

5.1 La décomposition en ondelettes 2D

Comme pour la dimension 1, deux types d'objets sont manipulés en 2D:

- Des coefficients d'approximation ou de détail, qui correspondent à des coordonnées dans les bases des espaces V_j^{2D} et W_j^{2D} ;
- Des approximations remontées et des détails remontés qui correspondent à des projections sur espaces V_j^{2D} et W_j^{2D} .

On traite ici des images monochromatiques, c'est-à-dire en niveau de gris. A chaque pixel de l'image est associé un entier qui est un index dans une table cordonnée de "couleurs". On parle alors d'images indexées. Dans ce cadre, une image est alors une matrice de nombres entiers. Il existe bien sûr des images en vraies couleurs, souvent associées à trois matrices, par exemple le codage RGB.

Pour un signal 2D, appelé image et noté X , on assimile les valeurs aux coordonnées dans V_0^{2D} . On décompose X en une somme de signaux orthogonaux correspondant à des échelles de visualisation ou résolution différentes. On a donc:

$$X = A_j + D_j = \dots = A_j + D_j + \dots + D_2 + D_1 \quad (4.36)$$

La décomposition selon trois directions des espaces de détail implique qu'en 2D:

$$A_{j-1} = A_j + D_j = A_j + [(D_h)_j + (D_v)_j + (D_d)_j] \quad (4.37)$$

où D_h , D_v et D_d désignent respectivement ce que l'on nomme habituellement les détails horizontaux, verticaux et diagonaux.

Un point important distingue le 1D du 2D, c'est la notion de "vision" attache au 2D. En général, on traite une image qui représente plus qu'une simple fonction à deux variables ou une matrice car elle contient implicitement la notion de "rendu visuel". On pourrait d'ailleurs faire le parallèle avec le 1D si, par exemple, on attachait la notion de "rendu sonore" à un signal.

5.2 Les coefficients d'approximation et de détail

5.2.1. Détails horizontaux, verticaux et diagonaux

Une image obtenue par MEB nommée "hb15" est utilisée, sur laquelle on effectue une analyse au niveau 1, puis au niveau 2 à l'aide de l'ondelette de Daubetchies db6. L'image initiale (figure 4.7) de taille (256×256) présente des aspects géométriques très marqués. Sur la figure 4.8, les coefficients d'approximation et les coefficients de détail de niveau 1, sont représentés comme suit:

✓ A : coefficients de l'approximation;

✓ H, V, D: respectivement coefficients des détails horizontaux, verticaux et diagonaux.

La taille des "imagettes" respecte les proportions de l'image initiale et du nombre de coefficients: $(256 \times 256) = 4 \times (128 \times 128)$.

Image d'origine



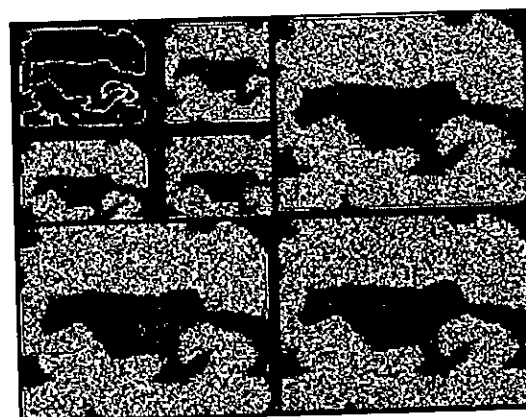
Figure 4-7 : Image "hb15"

A_1	H_1
V_1	D_1

A_2	H_2	H_1
V_2	D_2	
V_1		D_1



(a)



(b)

Figure 4-8 Décomposition de l'image "hb15", (a) au niveau 1 ($j=1$) et (b) au niveau 2 ($j=2$).
Les deux graphes, en haut, reflètent l'organisation des coefficients

L'intensité de la couleur est proportionnelle à la valeur absolue des coefficients, des plus petits en foncé, aux plus grands en clair. Chaque imagette de coefficients est colorée indépendamment des autres. Au niveau 2, les coefficients de détail de niveau 1 sont conservés et les coefficients de l'approximation de niveau 1 sont décomposés.

5.2.2 Les deux représentations de la décomposition

On utilise couramment deux types de représentation pour la décomposition en ondelettes 2D. La première, déjà présentée, met en évidence les proportions entre les diverses composantes. Une seconde représentation met davantage en valeur l'aspect arborescent de la décomposition en ondelettes.

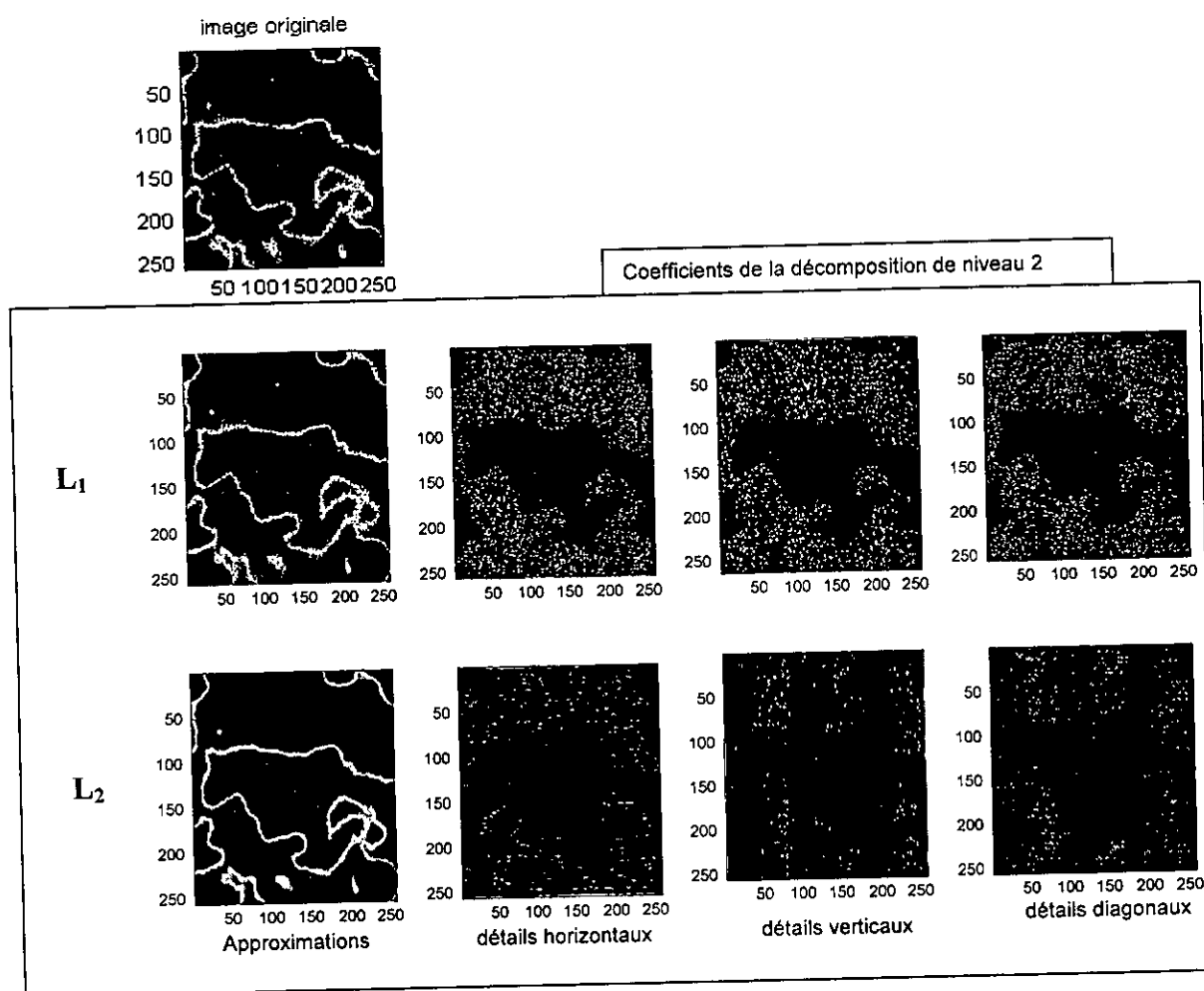


Figure 4-9 Décomposition au niveau 2 de l'image "hb15".

Intéressons-nous à la décomposition au niveau 2 de l'image précédente, représentée dans la figure 4.9. A chaque étape, on conserve les coefficients de détail et on décompose les coefficients de l'approximation. Chacune des lignes L_j , pour $j = 1, 2$, présente les coefficients de l'approximation de niveau j suivis de ceux des trois détails du même niveau. A la ligne i , chaque matrice de coefficients est une matrice 4^i fois plus petite que l'image originale. Cette représentation ne reflète pas cette proportion. [30]

6. Débruitage d'images

D'une manière générale, les signaux sont bruités lors de leur acquisition. Le filtrage ou le débruitage sont souvent indispensables pour améliorer la qualité de ces signaux et pouvoir les exploiter ultérieurement. Classiquement, les méthodes linéaires comme le filtre de Wiener, le moyenneur ou le gaussien sont les plus utilisées en raison de leur simplicité et de la facilité de leur mise en oeuvre [31]. Cependant, ces filtres sont inefficaces pour les signaux transitoires ou impulsionnels. D'autre part, les signaux réels sont très souvent de nature non-stationnaire. Pour y remédier, une approche non-linéaire basée sur les ondelettes a été proposée où l'idée est de seuiller les coefficients d'ondelettes en ne gardant que ceux qui sont censés correspondre au signal [32]. Cette méthode donne de bons résultats. Cependant, une limitation de l'approche ondelettes est que la fonction analysante est prédéterminée à l'avance et elle n'est pas souvent optimale pour décrire le signal. Rappelons que le choix de l'ondelette analysante dépend de la connaissance que l'on a du signal à étudier (régulier ou non) et de l'information que l'on veut récupérer. [33]

6.1 Débruitage par seuillage des coefficients d'ondelettes

En années récentes là a été une quantité considérable de recherche sur seuillage par d'ondelette et de choix de seuil pour le signal Débruitant, parce que l'ondelette fournit une base appropriée pour séparer le signal bruyant du signal d'image. La motivation est que comme transformation par ondelettes est bon à l'énergie le tassement, le petit coefficient sont dû plus probable au bruit et au grand coefficient dus aux dispositifs importants de signal. Ces petits coefficients peuvent être seuillés sans affecter les dispositifs significatifs de l'image [34]. Récemment, les techniques de débruitage basées sur les ondellettes ont montré leurs performances pour le débruitage. Ces méthodes basées sur le seuillage par ondellettes ont été développées principalement par Donoho et Jonhston [32-33].

6.1.1 Principes

Le seuillage est une technique simple, qui opère sur les coefficients d'ondelettes à la fois. Après la détermination d'un seuil, chaque coefficient subi un seuillage c'est-à-dire si le coefficient est supérieure au seuil, il est gardé ou modifié, et qu'il est remplacer par zéro sinon. Après modifications des coefficients, on effectue une transformation inverse permettant de retrouver l'image modifiée ou plus exactement débruitée. L'image reconstruite conservera essentiellement les caractéristiques essentielles du signal avec moins de bruit.

Les paramètres pour calculer le seuil sont estimés à partir des données observées sur un ensemble de coefficients pour chaque sous-bande lors de l'opération de décomposition. [36]

6.1.2 Différents types de seuillage

Le seuillage peut être considéré comme une transformation qui permet de passer d'une image à niveaux de gris à une image binaire [35]. L'opération de seuillage peut être réalisée avec différents variantes: basées sur la stratégie de seuillage, le type de seuillage et le choix de la valeur du ou des seuils.

L'idée du seuillage est de mettre à zéro tous les coefficients de détails dont les valeurs sont inférieures à un seuil particulier c'est le seuillage *dur*. Dans le cas où les valeurs sont réduites en valeurs absolues de la valeur du seuil on obtient le seuillage *doux*. Ces coefficients sont utilisés dans la transformation inverse en ondelettes pour reconstruire le signal.

6.1.2.1 Seuillage dur

Soit w les coefficients d'ondelettes issus d'un signal de longueur N , et T la valeur du seuil de sélection sur ces coefficients [32][38]. A l'issue du seuillage, on obtient le vecteur des coefficients d'ondelettes seuillés S_w tel que :

$$S_w = \begin{cases} w & \text{si } |w| > T \\ 0 & \text{si } |w| \leq T \end{cases}$$

où la valeur du seuil T est donnée par :

$$T = \sigma \sqrt{2 \log N} \quad (4.38)$$

6.1.2.2 Seuillage doux

Le seuillage doux est similaire au seuillage dur sauf qu'il diminue de T la valeur des coefficients bruités se trouvant au-dessus du seuil :

$$S_w = \begin{cases} w - T & \text{si } w \geq T \\ w + T & \text{si } w \leq -T \\ 0 & \text{si } |w| \leq T \end{cases}$$

Le seuillage doux est efficace lorsque qu'il permet de rendre petit les coefficients d'ondelettes qui sont liés au bruit, mais se trouvant au-dessus (en valeur absolue) de la valeur du seuil T . on minimise leur influence en les rendant proche de zéros [38]. Cette technique a été utilisée dans nos applications où l'opération de seuillage est appliquée sur les coefficients de détails. La figure suivante illustre d'après [37] les deux types de seuillages (dur et doux).

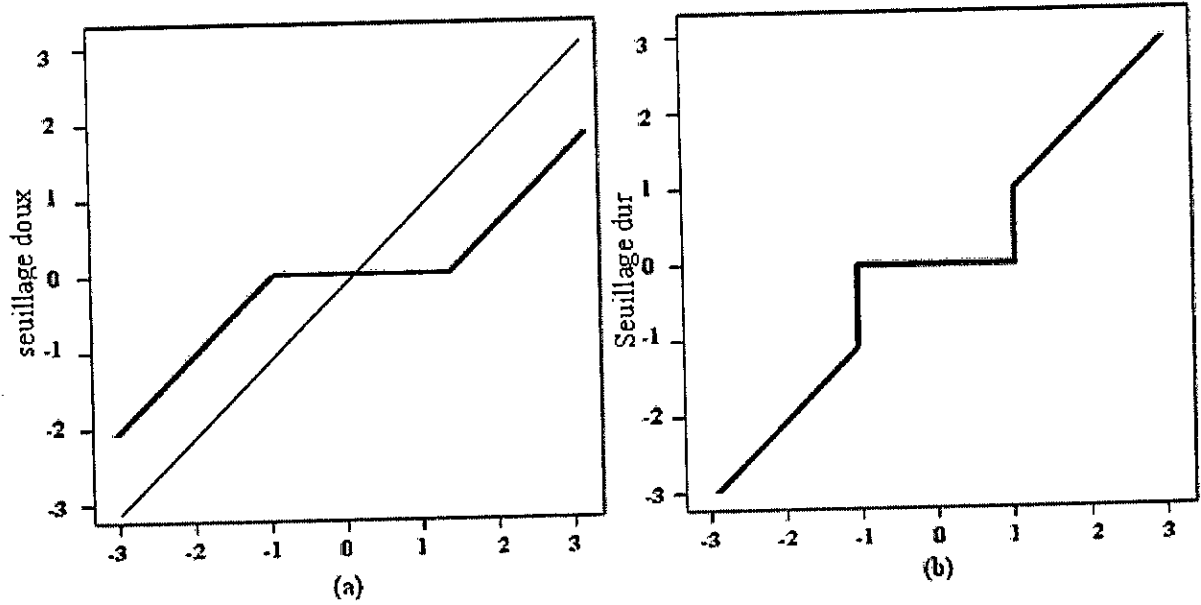


Figure 4-10 (a) Seuillage doux et (b) seuillage dur pour $T = 1$.

6.1.2.3 Choix du seuil

Le seuil T doit être choisi juste au-dessus du niveau maximum du bruit. En effet, si $f = 0$ et ainsi $X_B = W_B$, assurer alors à ce $\tilde{F} \approx 0$ les coefficients $|W_B[m]|$ de bruit doit avoir une probabilité élevée d'être au-dessous du T . Cependant, si $f \neq 0$ alors T ne doit pas être trop grand, de sorte que nous ne placions pas à zéro trop de coefficients tels que $|f_B[m]| \geq \sigma$. Puisque W_B est un vecteur de variables aléatoires gaussiennes indépendantes de N de variance σ^2 , il s'avère d'après [38] que l'amplitude maximum du bruit a une probabilité très élevée $T = \sigma\sqrt{2\log_e N}$.

$$\lim_{N \rightarrow +\infty} \Pr \left(T - \frac{\sigma \log_e \log_e N}{\log_e N} \leq \max_{0 \leq m < N} |W_B[m]| \leq T \right) = 1. \quad (4.39)$$

Le seuil $T = \sigma \sqrt{2 \log_e N}$ n'est pas optimal et en général un seuil inférieur réduit le risque. Il a été montré [39] que quand N tend à $+\infty$, la valeur optimale du seuil est donnée par $\sigma \sqrt{2 \log_e N}$.

Dans le cas des ondelettes classiques, et quand le bruit est indépendant et identiquement distribué suivant une loi normale centrée, on peut choisir pour le seuil la valeur $T = \sigma \sqrt{2(\log n)/n}$, où n est la taille de l'échantillon et σ^2 est la variance du bruit. Ce seuil est asymptotiquement optimal, mais il semble trop grand en pratique. [39]

Quand le bruit est corrélé, il est plus judicieux de choisir un seuil spécifique à l'échelle, dépendant de la variance des coefficients de détails à l'échelle donnée.

6.1.2.4 Estimation de la variance du bruit

La variance du bruit ou l'écart type σ n'est pas toujours connue. On peut utiliser un estimateur robuste à partir de la médiane des valeurs absolues des coefficients de détail à l'échelle la plus fine. En effet, un signal non-bruité a relativement peu de coefficients de détails significatifs, la plupart étant d'amplitude négligeable. Après un premier pas de décomposition, on évalue M , la médiane des valeurs absolues des coefficients de détails, qui sera donc peu influencée par le signal original. Si l'on considère un ensemble de variables aléatoires gaussiennes, de moyenne nulle et de variance σ^2 . Si M est la médiane de leurs valeurs absolues, il est montré que [39] :

$$E(M) \approx 0.6745\sigma.$$

À partir de laquelle, on peut donc estimer l'écart type du bruit à l'aide de l'expression:

$$\hat{\sigma} = \frac{M}{0.6745} \quad (4.40)$$

6.2 Débruitage par le filtre de Wiener

Le filtrage de Wiener est basé sur l'estimation de la moyenne locale et de la variance autour de chaque pixel respectivement données par les expressions :

$$\mu = \frac{1}{NM} \sum_{i,j \in \eta} a(i,j) \quad \text{et} \quad \sigma^2 = \frac{1}{NM} \sum_{i,j \in \eta} (a^2(i,j) - \mu^2) \quad (4.41)$$

η est le voisinage local $N \times M$ de chaque pixel de l'image A. Après ces estimations, le filtre remplace donc chaque pixel à l'aide de la nouvelle valeur estimée par :

$$b(i, j) = \mu + \frac{\sigma^2 - \sigma_b^2}{\sigma^2} [a(i, j) - \mu]$$

σ_b est la variance estimée du bruit .

7. Conclusion

L'exposé que nous avons effectué concerne l'aspect théorique des ondelettes et plus particulièrement leur application en traitement d'images. En terme de contribution pour l'amélioration des images, les ondelettes avec les opérations d'analyse et de reconstruction sont d'une grande utilité pour le débruitage, problème considéré dans ce travail.

Nous avons abordé, ensuite à travers deux exemples illustratifs, les techniques de débruitage d'images par ondelettes qui s'avèrent performantes et faciles d'emploi sur des images issues du MEB. Le problème et la démarche sont présentés sur un exemple d'image réelle bruitée artificiellement avant de considérer une image réelle.

Enfin, nous avons terminé sur le principe du débruitage d'images par seuillage des coefficients de détails. L'analyse par ondelettes permet la décomposition de l'image d'origine en coefficients d'approximations et de détails. Ces derniers contiennent dans la plus part des situations les informations représentant les bruits. L'usage d'une méthode approprié de seuillage permet la modification des coefficients de détails avant la phase de reconstruction engendrant une image traitée avec moins de bruits.

CHAPITRE 5

RESULTATS ET INTERPRETATIONS

Résumé: L'un des objectifs principaux de cette partie est d'étudier des problèmes d'estimation par les ondelettes pour l'amélioration d'images contaminées par un bruit. Les bases d'ondelettes permettent de bien approcher sur un nombre de coefficients (approximation et détails) les images. Ces bonnes capacités d'approximation non linéaire conditionnent l'efficacité d'un débruitage d'image par seuillage des coefficients d'ondelettes. Par ailleurs, cette étude a permis de trouver la meilleure ondelette et aussi la meilleure résolution permettant de mener à bien cet objectif. Dans ce contexte, nous présentons les critères utilisés qui sont basés sur une mesure de distance entre l'image source et l'image dégradée. Ces deux mesures ayant les propriétés de caractériser la qualité d'une image sont l'erreur quadratique moyenne (MSE) et le rapport signal/bruit crête à crête noté PSNR (peak signal noise ratio). Des applications sur des images réelles ont été réalisées. Elles nous ont permis de trouver les meilleures ondelettes et la meilleure résolution de décomposition.

1. Introduction

Dans le cadre du traitement d'image et plus particulièrement du débruitage par ondelettes, l'approche utilisée est basée sur la décomposition en ondelettes, le seuillage des coefficients puis la reconstruction. Plusieurs types de fonction d'ondelettes et à différents niveaux de résolution. A cet effet, une étude comparative a été réalisée afin de trouver la meilleure ondelette et le meilleur niveau de décomposition. Afin de répondre à cet objectif, nous utiliserons des critères permettant de vérifier la qualité de l'image restaurée. Ces critères donnent des indications sur la minimisation de l'erreur quadratique moyenne et la maximisation du PSNR. C'est dans ce contexte que les méthodes de seuillage d'ondelettes sont performantes à cause de leur pouvoir adaptatif d'approximation et c'est le cadre que nous avons choisi pour ce travail. Néanmoins l'optimalité de ce type de méthodes a été principalement étudiée dans le cadre d'un échantillonnage régulier. [34]

Nous présentons sur la figure 5.1 quelques types d'ondelettes utilisées dans le traitement d'image: l'ondelette de Daubechies de différents ordres 2, 4, 6 et 10, celle de Coiflet d'ordre 5 et celle de Symlet d'ordre 10. Sur toutes les figures, l'axe horizontal représente le nombre d'échantillons, l'axe vertical représente l'amplitude.

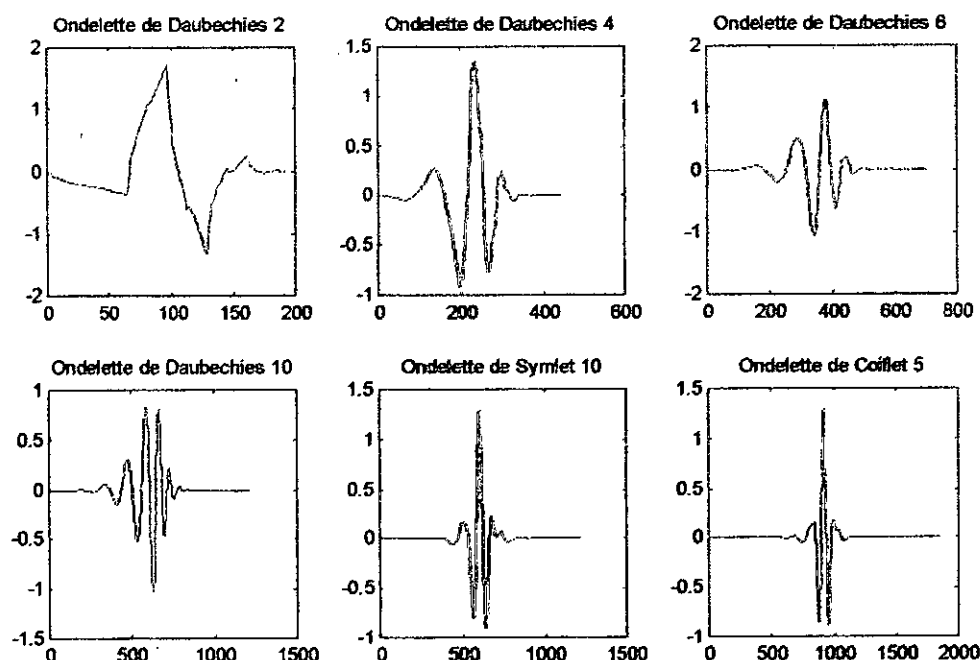


Figure 5-1 : Quelques types d'ondelettes

A titre d'exemple, on donne ci-après les réponses impulsionnelles des filtres associés à l'ondelette de Daubechies d'ordre 4 (db4)

- **Daubechies d'ordre 4 (db4)**

Filtres passe-bas de décomposition :

-0.0106 0.0329 0.0308 -0.1870 -0.0280 0.6309 0.7148 0.2304

Filtres passe-haut de décomposition :

-0.2304 0.7148 -0.6309 -0.0280 0.1870 0.0308 -0.0329 -0.0106

Filtres passe-bas de reconstruction :

-0.2304 0.7148 0.6309 -0.0280 -0.1870 0.0308 0.0329 -0.0106

Filtres passe-haut de reconstruction :

-0.0106 -0.0329 0.0308 0.1870 -0.0280 -0.6309 0.7148 -0.2304

2. Définition des images utilisées

Les images utilisées dans notre étude ont été obtenues par le microscope électronique à balayage XL30, de marque PHILIPS de l'université de Jijel. Ces images sont engendrées grâce au détecteur des électrons secondaires. Les images que nous avons présentons dans ce travail se définissent comme suit :

- ✓ L'image "HB 15" de type « TIFF », représente une couche mince de silicium polycristallin déposée sur le substrat de silicium monocristallin, l'image est la surface

de l'échantillon soumise à un faisceau d'électrons accélérés d'une tension d'intensité 30 KV et détecté par le détecteur des électrons secondaires avec un grandissement (8000×).

- ✓ L'image "HACH02 " de type « TIFF » représente un semi conducteur. La surface de l'échantillon a été soumise à un faisceau d'électrons accélérés d'une tension 25 KV, le détecteur des électrons secondaires est utilisé pour capter des électrons émis par l'échantillon, le grandissement de l'image utilisé est de (5031x), la taille de la sonde ayant balayée la surface de l'échantillon est de l'ordre 4 μm .
- ✓ L'image "HACH21 " de type « TIFF », l'échantillon est bombardé par un faisceau d'électrons accélérés par une tension de 30 KV, le détecteur utilisé est le détecteur des électrons secondaires, la taille de la sonde qui balaie la surface de l'échantillon est de l'ordre 6 μm , l'image a été obtenue avec un grandissement de 9818x.
- ✓ L'image "FAC33" de type « TIFF », représente une couche mince de l'antimoine déposé sur un substrat constitué de deux couches , une couche de cuivre et une couche de quartz , la surface de l'échantillon est bombardé par un faisceau d'électrons accélérés par une tension de 25 KV, le détecteur des électrons secondaires est utilisé pour la détection des électrons.

3. Méthode de débruitage des images par ondelettes

Les méthodes décrites dans le chapitre 4 sont appliquées sur des images réelles obtenues par le MEB. Les procédures d'acquisitions (canon à électron, amplificateurs, détecteurs d'électrons secondaires ou rétrodiffusés,...) d'images induisent des perturbations qui peuvent être gênantes pour la compréhension et le traitement comme le bruit qui s'y ajoute. C'est pourquoi il est intéressant et même nécessaire de procéder à une opération de débruitage des images obtenues. Cette opération est d'une grande utilité pour obtenir la meilleure interprétation des images débruitées.

4. Choix de l'ondelette analysante

Dans beaucoup d'applications scientifiques, les signaux et images sont généralement mélangés à du bruit indésirable. Le bruit correspond à tout signal indésirable limitant l'intelligibilité d'un signal ou de l'image utile. Dans notre cas, l'image est mélangée à un bruit blanc gaussien de valeur moyenne nulle et de variance donnée. Dans ces types de situations, le rapport signal à bruit est utile pour la caractérisation de la dégradation de l'image.

Le choix de l'ondelette analysante (ondelette-mère) sera effectué sur la base d'expérience de performance. Ceci se fera par l'étude de l'erreur qu'existe entre image d'origine et l'image après reconstruction. Dans ce sens, un paramètre d'erreur caractérise la reconstruction (ou synthèse). A cet effet, nous avons utilisé des critères de performance permettant de trouver la meilleure ondelette pour le débruitage. Dans un système de débruitage d'images, l'image obtenue est toujours comparée à celle d'origine pour déterminer son rapport de ressemblance. A côté du critère qualitatif et subjectif (un observateur humain qui déclare deux images identiques), on trouve le critère quantitatif le plus utilisé l'Erreur Quadratique Moyenne notée MSE (Mean Square Error "MSE") ainsi que le Rapport Signal/Bruit Crête à Crête noté PSNR (Peak Signal to Noise Ratio *PSNR*).

La MSE est définie par [22] sous la forme :

$$MSE = \frac{1}{M \times N} \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N [x_0(m,n) - x(m,n)]^2 \quad (5.1)$$

Le *PSNR* est défini par l'expression suivante :

$$PSNR = 10 \log_{10} \frac{255^2}{MSE} \quad (5.2a)$$

où $(M \times N)$ est la taille de l'image, $x_0(m,n)$ et $x(m,n)$ sont les intensités des pixels de l'image d'origine et l'image bruité respectivement.

Le Gain est formulé à l'aide de l'expression suivante :

$$GAIN = PSNR[X] - PSNR[X_0] \quad (5.2b)$$

où X_0 est l'image originale et X est l'image dégradée par un bruit.

L'ondelette analysante choisie sera présentera la plus faible erreur de reconstruction représentée par une très petite valeur de la MSE, et une grande valeur du PSNR, en respectant les particularités de l'image origine. Ceci permettra de trouver l'ondelette analysante optimale.

Tableau 5-1 : Ondelettes utilisées dans l'analyse

Ondelettes biorthogonales	Ondelettes orthogonales
Exemples: Biorthogonale (bior4.4, bior5.5, bior6.8)	Exemples: Daubechies (db2, db4, db8, db10) Symelet (sym6, sym8) Coiflet (coif4, coif5) et Haar

5. Méthode d'analyse

Dans ce travail, une technique est proposée pour l'amélioration des images obtenues par MEB en utilisant l'analyse par ondelette à l'aide du logiciel Matlab. Les applications sur des images réelles sont été réalisées avec trois valeurs différentes de la variance du bruit additif à savoir $\sigma = 30, 20$ et 10 . Nous considérons une image d'origine à laquelle est ajouter un bruit blanc Gaussien de valeur moyenne nulle et de variance donnée avec une MSE et un PSNR d'entrée, on calculera ensuite ces deux critères après analyse. Les résultats obtenues nous permettront d'estimer les performances des différentes ondelettes et aux différents niveau de décomposition. La méthode consiste à effectuer la décomposition à un certain niveau, effectuer un seuillage sur les coefficients d'ondelettes puis d'effectuer la reconstruction de l'image comme le montre la figure 5.2.

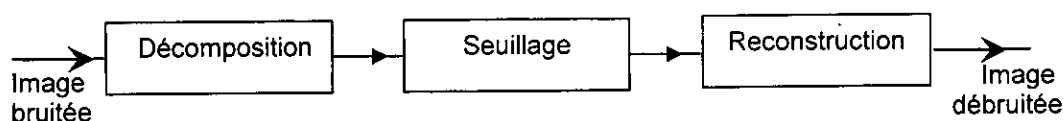


Figure 5 -2 : Schéma de la méthode de débruitage.

6. Analyse d'images réelles bruitées artificiellement

Avant d'aborder l'analyse par ondelette, l'image notée "HACH02" est mélangée artificiellement avec un bruit blanc Gaussien suivant le modèle

$$X = X_0 + br$$

où X_0 est l'image originale et X est l'image dégradée par un bruit blanc gaussien (br) de valeur moyenne nulle et de variance donnée. La figure (5.3) illustre l'opération de mélange de l'image avec un bruit.

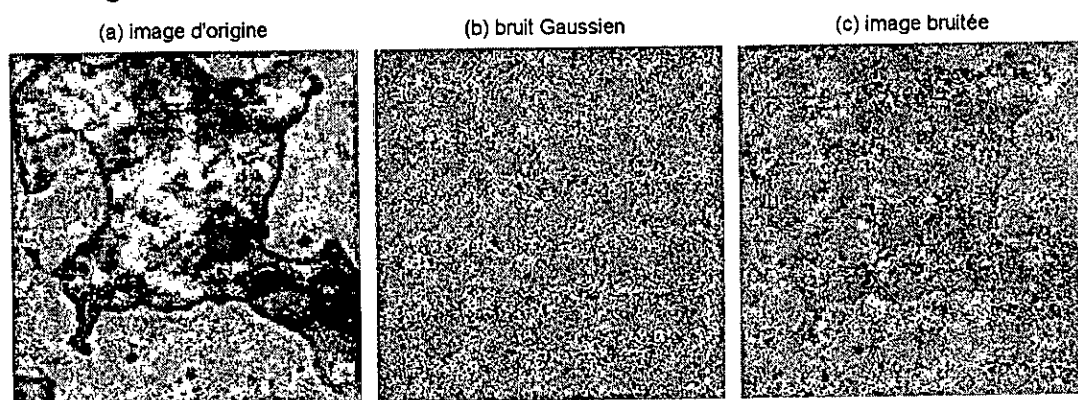


Figure 5-3: Image "HACH02" bruitée artificiellement, (a) l'image d'origine, (b) l'image du bruit Gaussien et (c) l'image bruitée

6.1 Analyse par ondelette

6.1.1. Analyse avec $\sigma = 30$

L'analyse de l'image "HACH02" bruitée, avec différentes ondelettes et aux niveaux de résolution ($J = 1, 2$ et 3) a donné les résultats résumés dans le tableau 5.2.

ondelette		Image d'origine	J = 1		J = 2		J = 3	
			Seuillage dur	Seuillage doux	Seuillage dur	Seuillage doux	Seuillage dur	Seuillage doux
Haar	PSNR	18.5688	20.9414	20.9321	19.9222	19.8873	23.0919	22.9570
	GAIN		2.3733	2.3544	1.3549	1.3201	4.5113	4.3764
	MSE	5.9090	5.9090	2.3080	2.7861	2.8087	2.0857	2.1515
db4	PSNR	18.6129	21.0878	21.0743	20.0451	20.0286	23.0153	23.0162
	GAIN		2.4749	2.4614	1.4324	1.4159	4.4481	4.4489
	MSE	5.8493	2.2547	2.2616	2.8648	2.8758	2.1231	2.1227
db8	PSNR	18.5899	20.8974	20.8898	19.9366	19.9172	23.5171	23.4967
	GAIN		2.3075	2.3000	1.3601	1.3406	4.9169	4.8964
	MSE	5.8803	2.1199	2.1236	2.8155	2.8281	1.8920	1.9010
db10	PSNR	18.5500	20.9629	20.9592	19.9935	19.9879	23.3004	23.2926
	GAIN		2.4129	2.4091	1.3915	1.3859	4.6878	4.6800
	MSE	5.9345	2.2664	2.2684	2.6574	2.6608	1.9890	1.9923
Coif4	PSNR	18.5973	20.9151	20.9072	19.9075	19.8954	23.5095	23.4792
	GAIN		2.3177	2.3098	1.3056	1.2935	4.9423	4.9120
	MSE	5.8703	2.3745	2.3789	2.8797	2.8878	1.8948	1.9080
Coif5	PSNR	18.6102	20.8928	20.8854	19.8958	19.8872	23.5732	23.5246
	GAIN		2.2827	2.2753	1.2944	1.2858	4.9730	4.9244
	MSE	5.8529	2.3255	2.3294	2.9227	2.9285	1.8692	1.8902
Sym6	PSNR	18.6400	21.0231	21.0151	19.9110	19.9022	23.3593	23.3211
	GAIN		2.3831	2.3750	1.3139	1.3051	4.7466	4.7084
	MSE	5.8128	2.2921	2.2963	2.9456	2.9516	1.9610	1.9783
Sym8	PSNR	18.5948	21.0762	21.0606	19.9627	19.9360	23.4457	23.4161
	GAIN		2.4814	2.4658	1.3439	1.3173	4.8692	4.8396
	MSE	5.8738	2.0973	2.1048	2.7194	2.7361	1.9237	1.9366
Bior4.4	PSNR	18.6009	20.9747	20.9623	19.8878	19.8809	22.6719	22.6788
	GAIN		2.3737	2.3614	1.3100	1.3030	4.0871	4.0940
	MSE	5.8654	2.3148	2.3214	2.8327	2.8373	2.2979	2.2943
Bior5.5	PSNR	18.5938	19.9102	19.9071	18.9614	18.9604	25.5245	25.5242
	GAIN		1.3164	1.3133	0.3506	0.3496	6.9290	6.9287
	MSE	5.8752	2.8520	2.8541	3.5427	3.5435	1.1914	1.1915
Bior6.8	PSNR	18.6196	21.4587	21.4261	20.2943	20.265	22.4507	22.5676
	GAIN		2.8391	2.8065	1.6803	1.6516	3.8479	3.9648
	MSE	5.8403	1.9857	2.0007	2.4951	2.5113	2.4176	2.3535

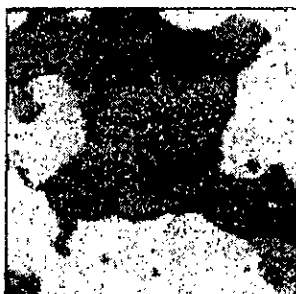
Tableau 5-2 : Résultats des performances de l'analyse par ondelettes de l'image "HACH02".

Le tableau rassemble les valeurs moyennes du PSNR et de la MSE ainsi que le gain défini comme la différence entre PSNR de l'image débruitée et le PSNR de l'image bruitée. Ces résultats ont été obtenus après 5 réalisations avec un ensemble de fonction d'ondelettes et à différents niveaux de résolution. Les techniques de seuillage utilisées sont le seuillage dur et le seuillage doux. L'examen du tableau (5.2) permet d'observer les meilleurs résultats relatifs aux valeurs de la MSE, du PSNR ainsi que celui du gain. L'ondelette analysante trouvée est l'ondelette nommée "bior6.8" pour le niveau de résolution ($j = 1, 2$), c'est celle qui a donné la plus faible erreur de reconstruction (c'est-à-dire une valeur de MSE très petite) et une valeur de PSNR plus élevée en respectant les particularités de l'image d'origine. Cependant, l'ondelette analysante "bior5.5" a donnée de meilleurs résultats mais avec un niveau de résolution $j = 3$. L'examen de la figure (5.4) permet de montrer le caractère basse fréquence du coefficient d'approximation. Ce dernier donne l'allure générale de l'image d'origine.

coefficients d'approximation et de détails
bruitéscoefficients d'approximation et de détails
seuillés

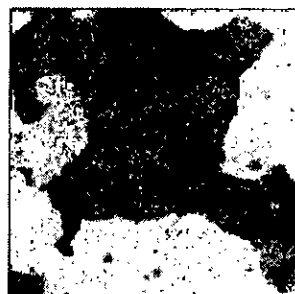
Figure 5-4 : Approximations et détails, de l'image "HACH02" analysée au niveau 1 avec l'ondelette bior6.8, pour $\sigma = 30$.

Image bruitée



(a)

Image avec seuillage dur



(b)

Image avec seuillage doux



(c)

Figure 5-5 : l'image "HACH02" débruitée avec l'ondelette bior6.8, (a) Image bruitée, (b) débruitage par seuillage dur, (c) débruitage par seuillage doux, pour $\sigma = 30$.

Les coefficients d'approximations contiennent la forme générale de l'image d'origine. Cependant, les coefficients de détails (H1, V1 et D1) contiennent l'information correspondante aux bruits et aux variations aléatoires de l'image d'origine. C'est justement la propriété dont disposent les coefficients de détails avec lesquels il faut travailler afin de pouvoir espérer une bonne réduction du bruit présent. A cet effet, ils représentent la présence du bruit existant dans l'image d'origine ainsi que les petites variations qui forment les variations rapides de l'image. Il serait donc possible, avec une estimation du bruit sur les coefficients de détails présent, de pouvoir le réduire avec un seuillage approprié. La variance des coefficients d'ondelettes est un moyen simple et efficace d'estimer le niveau de bruit dans le signal.

Les meilleurs résultats obtenus tirés à partir du tableau 5.2 dont la sélection des résultats a été effectuée par l'observation de deux critères à savoir le MSE et le PSNR après débruitage. La figure (5.5) montre les meilleurs résultats de l'analyse de l'image et permet de montrer la réduction du bruit présent au départ.

La figure 5.6 illustrant les profils horizontaux générés à partir des figures précédentes permet de visualiser la nette amélioration entre le profil de l'image bruitée avec ceux des images débruitées obtenues avec un seuillage dur et doux

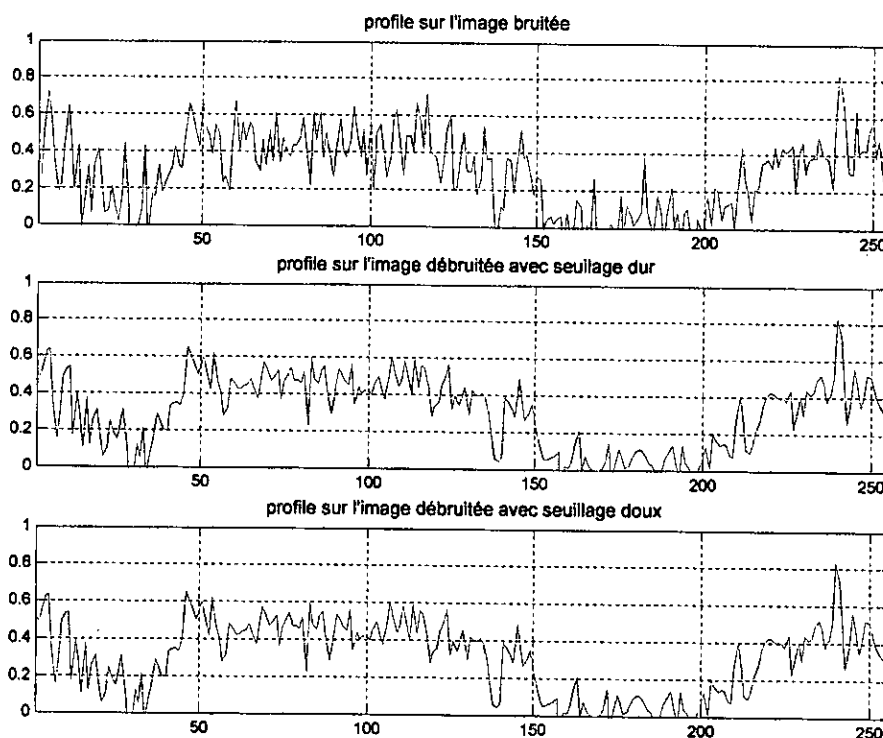


Figure 5-6 : Les profils de débruitage par ondelette "bior6.8" avec niveau 1 et $\sigma = 30$

6.1.2 Analyse avec $\sigma = 20$

Les résultats de l'analyse de l'image "HACH02" bruitée avec différentes ondelettes et aux niveaux de résolution ($J = 1, 2$ et 3) sont résumés dans le tableau 5.3.

Type d'ondelette		Image d'origine	J = 1		J = 2		J = 3	
			Seuillage dur	Seuillage doux	Seuillage dur	Seuillage doux	Seuillage dur	Seuillage doux
Haar	PSNR	22.1061	24.2260	24.2073	23.1947	23.0710	25.6528	25.3873
	GAIN		2.1199	2.1013	1.1056	0.9819	3.5362	3.2707
	MSE	2.6169	1.1906	1.1957	1.5574	1.6025	1.1565	1.2294
db4	PSNR	22.0974	24.2281	24.2176	23.2309	23.1961	25.7152	25.6269
	GAIN		2.1307	2.1203	1.0964	1.0616	3.5996	3.5113
	MSE	2.6222	1.2403	1.2433	1.5997	1.6125	1.1400	1.1634
db8	PSNR	22.1030	24.0604	24.0560	23.1399	23.1036	26.2243	26.1050
	GAIN		1.9574	1.9529	1.0415	1.0052	4.0829	3.9637
	MSE	2.6187	1.3093	1.3107	1.5785	1.5918	1.0142	1.0424
db10	PSNR	22.1144	24.2078	24.2021	23.0627	23.0462	25.9948	25.9217
	GAIN		2.0934	2.0876	0.9572	0.9407	3.8887	3.8156
	MSE	2.6118	1.2713	1.2730	1.5769	1.5829	1.0697	1.0876
Coif4	PSNR	22.0690	24.0737	24.0583	23.1175	23.0868	25.9874	25.8749
	GAIN		2.0046	1.9893	0.9938	0.9631	3.8681	3.7557
	MSE	2.6393	1.3259	1.3306	1.6059	1.6173	1.0710	1.0991
Coif5	PSNR	22.0802	24.1196	24.1130	23.0120	22.9922	26.0056	25.8928
	GAIN		2.0395	2.0328	0.8716	0.8519	3.8885	3.7756
	MSE	2.6325	1.2506	1.2525	1.6922	1.6999	1.0663	1.0944
Sym6	PSNR	22.1454	24.2970	24.2876	23.1572	23.1210	26.0043	25.8669
	GAIN		2.1516	2.1422	1.0609	1.0246	3.9153	3.7778
	MSE	2.5933	1.2443	1.2470	1.5599	1.5730	1.0669	1.1010
Sym8	PSNR	22.1067	24.1501	24.1438	23.0576	23.0166	26.0525	25.9301
	GAIN		2.0433	2.0371	0.9596	0.9185	3.9291	3.8067
	MSE	2.6165	1.2250	1.2268	1.5921	1.6073	1.0548	1.0849
Bior4.4	PSNR	22.0943	24.2527	24.2365	23.1824	23.1660	25.5190	25.4070
	GAIN		2.1585	2.1422	1.0531	1.0366	3.4053	3.2934
	MSE	2.6240	1.2515	1.2563	1.5872	1.5932	1.1926	1.2238
Bior5.5	PSNR	22.1151	23.1081	23.1050	22.0685	22.0658	27.0282	26.8690
	GAIN		0.9930	0.9899	-0.0311	-0.0339	4.9387	4.7795
	MSE	2.6115	1.6454	1.6466	2.003	2.0044	0.8425	0.8740
Bior6.8	PSNR	22.1346	24.6913	24.6428	23.4645	23.4223	25.2244	25.2799
	GAIN		2.5567	2.5082	1.3319	1.2898	3.1113	3.1668
	MSE	2.5997	1.0802	1.0924	1.4867	1.5012	1.2765	1.2602

Tableau 5-3 : Résultats des performances de l'analyse par différentes ondelettes pour l'image "HACH02", en utilisant le seuillage dur et doux, les résultats sont obtenus après 3 exécutions

En suivant la même méthode précédemment décrite et avec l'examen du tableau (5.3), nous pouvons extraire les meilleurs résultats indiquant la meilleure ondelette analysante à différents niveaux de résolution. Les ondelettes analysantes trouvées dans ces cas sont l'ondelette nommée "bior6.8" et "bior5.5". Ces ondelettes ayant données la plus faible erreur quadratique moyenne de reconstruction MSE et aussi une valeur élevée du PSNR représentent donc les ondelettes analysantes optimales.

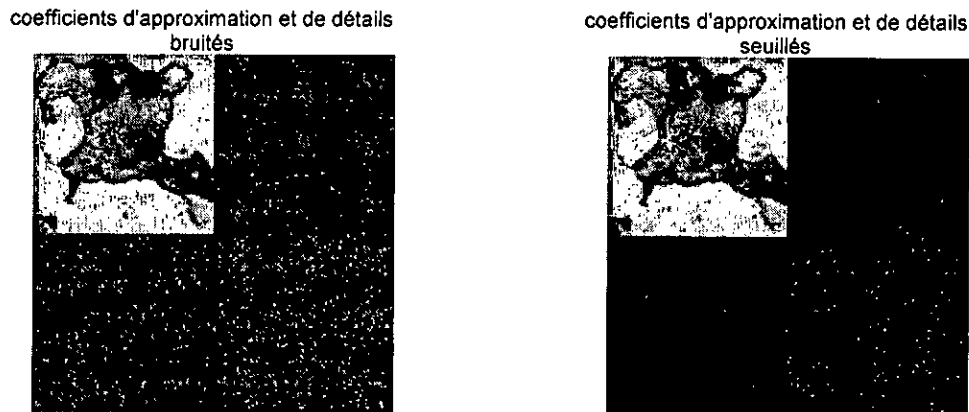


Figure 5-7 : Approximations et détails, de l'image "HACH02" analysée au niveau 1 avec l'ondelette bior6.8, pour $\sigma = 20$.

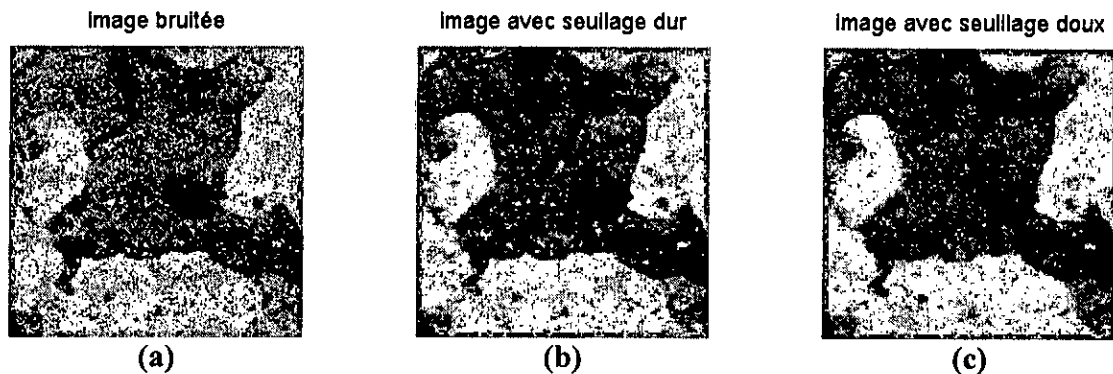


Figure 5-8 : l'image "HACH02" débruitée par l'ondelette bior6.8, (a) image bruitée, (b) image débruitée par seuillage dur et (c) image débruitée par seuillage doux, $\sigma = 20$.

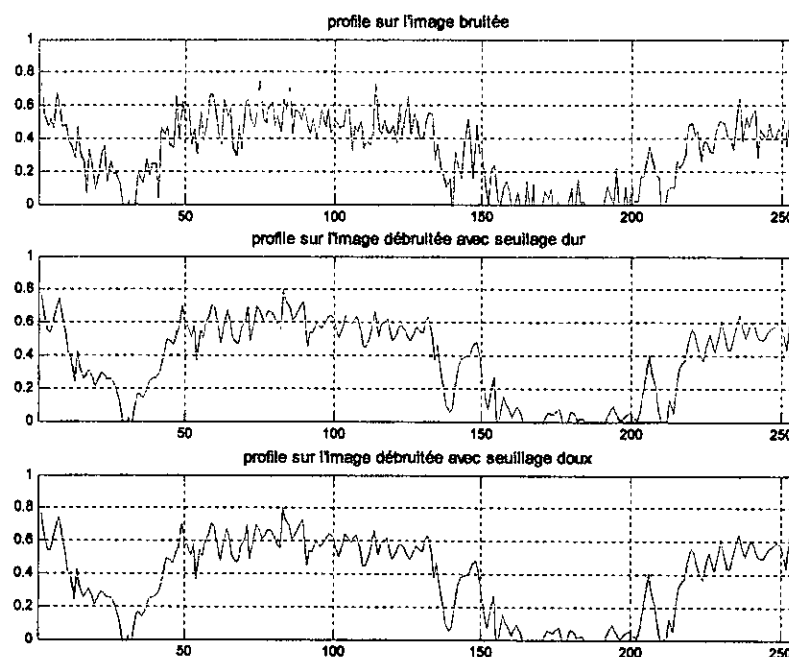


Figure 5-9 : Les profils de débruitage par ondelette "bior6.8" au niveau 1 et avec $\sigma = 20$.

La figure 5.9 représente les profils horizontaux générés à partir de l'image bruitée, de l'image débruitée avec le seuillage dur et avec le seuillage doux respectivement. L'examen de la figure permet d'observer une nette amélioration des images débruitées obtenues par l'ondelette bior 6.8 sur pratiquement tout l'étendu des profils, plus particulièrement entre les échantillons 50 et 150.

6.1.3 Analyse avec $\sigma = 10$

Le tableau (5.4) montre les résultats de l'analyse par différents ondelettes de la même image bruitée artificiellement avec un bruit Gaussien de variance $\sigma = 10$.

ondelette		Image d'origine	J = 1		J = 2		J = 3	
			Seuillage dur	Seuillage doux	Seuillage dur	Seuillage doux	Seuillage dur	Seuillage doux
Haar	PSNR	28.113	29.0171	28.9107	27.9128	27.4686	28.9459	28.3301
	GAIN		0.9040	0.7976	-0.1968	-0.6411	0.8362	0.2204
	MSE	0.6563	0.4831	0.4951	0.6316	0.6996	0.5418	0.6243
db4	PSNR	28.1154	28.9206	28.8883	27.8696	27.7226	29.1793	28.8408
	GAIN		0.8052	0.7728	-0.2855	-0.4325	1.0697	0.7311
	MSE	0.6559	0.5008	0.5046	0.6390	0.6610	0.5134	0.5550
db8	PSNR	28.1751	28.7960	28.7787	27.8501	27.6935	29.2312	28.9381
	GAIN		0.6209	0.6035	-0.2645	-0.4211	1.0885	0.7954
	MSE	0.6470	0.5135	0.5156	0.6398	0.6633	0.5073	0.5427
db10	PSNR	28.1460	28.7349	28.7179	27.7617	27.6322	29.2487	28.9574
	GAIN		0.5889	0.5719	-0.3336	-0.4631	1.0936	0.8023
	MSE	0.6513	0.5011	0.5031	0.6560	0.6759	0.5053	0.5403
Coif4	PSNR	28.1657	28.7447	28.7239	27.7657	27.6539	29.2551	28.9585
	GAIN		0.5790	0.5583	-0.3533	-0.4651	1.1362	0.8395
	MSE	0.6484	0.5064	0.5089	0.6468	0.6636	0.5045	0.5402
Coif5	PSNR	28.1188	28.8056	28.7844	27.7109	27.5844	29.2738	28.9510
	GAIN		0.6869	0.6657	-0.4060	-0.5325	1.1569	0.8341
	MSE	0.6554	0.5111	0.5136	0.6782	0.6982	0.5024	0.5411
Sym6	PSNR	28.1508	28.7683	28.7588	27.7948	27.6444	29.2570	28.9126
	GAIN		0.6176	0.6081	-0.3724	-0.5228	1.1127	0.7682
	MSE	0.6506	0.5012	0.5023	0.6466	0.6694	0.5043	0.5459
Sym8	PSNR	28.1097	28.8099	28.7912	27.8650	27.7046	29.2929	28.9726
	GAIN		0.6688	0.6460	-0.2793	-0.4397	1.1319	0.8116
	MSE	0.6542	0.5020	0.5046	0.6292	0.6529	0.5001	0.5384
Bior4.4	PSNR	28.1203	28.7107	28.6900	27.7323	27.6465	29.0937	28.7252
	GAIN		0.5903	0.5697	-0.4031	-0.4889	0.9751	0.6065
	MSE	0.6552	0.5457	0.5483	0.6192	0.6315	0.5236	0.5700
Bior5.5	PSNR	28.1275	27.6327	27.6315	26.5698	26.5405	28.7258	28.2188
	GAIN		-0.4949	-0.4960	-1.5399	-1.5692	0.5646	0.0576
	MSE	0.6541	0.6716	0.6718	0.8608	0.8666	0.5699	0.6405
Bior6.8	PSNR	28.1307	29.3095	29.2494	28.1659	28.0142	29.1702	28.9333
	GAIN		1.1788	1.1187	0.0233	-0.1285	1.0499	0.8130
	MSE	0.6536	0.4567	0.4631	0.5932	0.6143	0.5145	0.5433

Tableau 5-4 : Résultats des performances de l'analyse par différentes ondelettes de "HACH02", avec le seuillage dur et doux.

Les résultats sont obtenus après 3 exécutions. L'examen du tableau permet de trouver les meilleures performances obtenues par l'ondelette "bior6.8" et l'ondelette "Sym8" toujours sur la base de l'observation des valeurs trouvées pour les deux critères adoptés. Les images obtenues après analyse sont représentées sur la figure 5.10

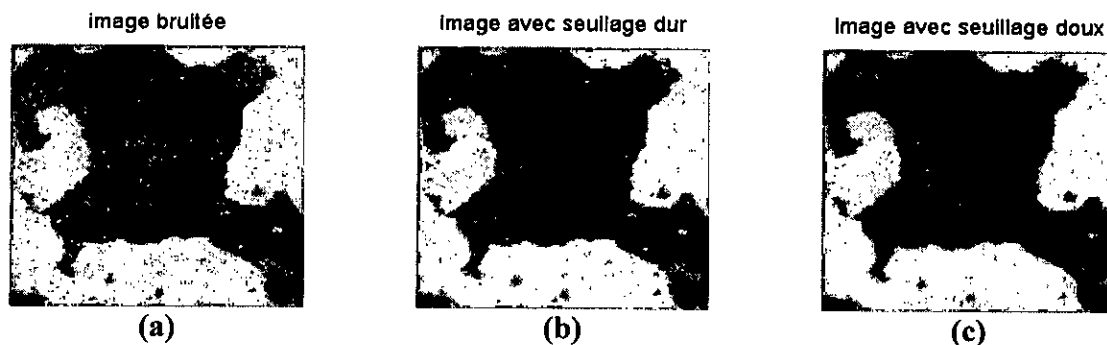


Figure 5-10 : l'image "HACH02" débruitée avec l'ondelette bior6.8, (a) image bruitée, (b) image débruitée par seuillage dur et (c) image débruitée par seuillage doux, pour $\sigma = 10$.

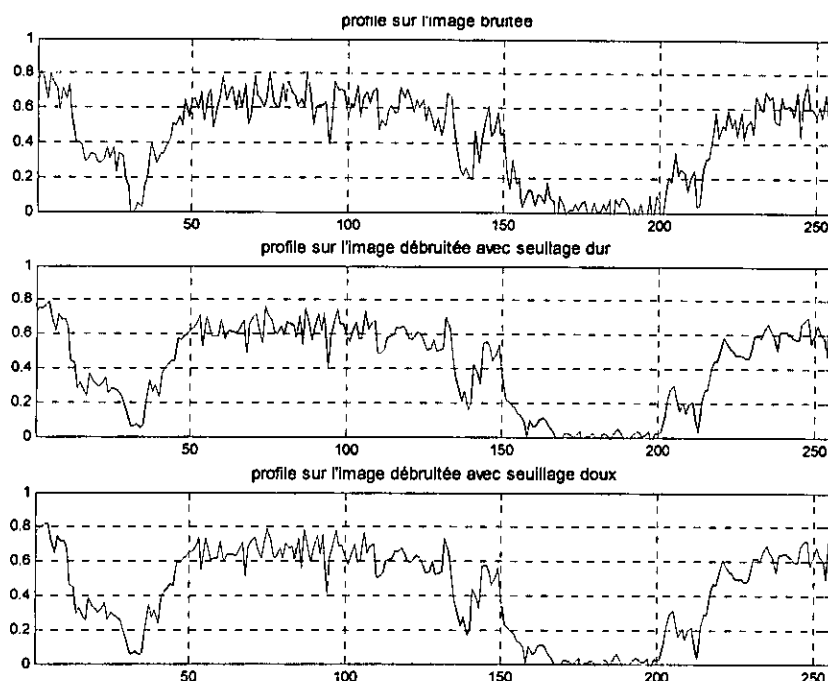


Figure 5-11 : Les profils de débruitage par ondelette "bior6.8" avec niveau 1 et $\sigma = 10$.

La figure 5.11 illustre les profils horizontaux générés à partir de l'image corrompue d'un bruit de valeur moyenne nulle et de variance $\sigma = 10$, de l'image débruitée avec le seuillage dur et avec le seuillage doux. L'examen de cette figure permet d'observer une nette amélioration des images débruitées sur pratiquement tout l'étendu des profils, particulièrement entre les échantillons 150 et 200 et au niveau du saut entre 200 et 256.

6.2 Résultats et interprétations des meilleures performances

Le choix de l'ondelette (type et ordre) adaptée à l'analyse de l'image n'est pas une chose aisée pour arriver à une optimisation de l'objectif escompté. Dans le souci de répondre au choix délicat du type d'ondelette et de son ordre et afin de mettre plus en relief l'analyse des images en fonction de l'importance des bruits surajoutés, nous avons appliqué un certain nombre d'ondelettes orthogonales et biorthogonales dans l'analyse. A chaque fois, nous avons mesuré la valeur de l'écart-moyen (en valeur absolue) entre l'image d'origine et l'image obtenue par reconstruction, par utilisation de l'analyse multirésolution (à différents niveaux de résolution). L'erreur de reconstruction, selon les mesures effectuées, apparaît comme un paramètre très important à prendre en considération dans la décision des meilleurs ondelettes. En effet, il s'est avéré sur la base des résultats obtenus que la variation de ce critère est très sensible à l'importance des bruits présents dans l'image.

Le tableau (5.5) suivant donne les meilleurs ondelettes analysants, pour les niveaux ($J = 1, 2$, et $J = 3$) avec les valeurs $\sigma = 30, 20$ et 10 de la variance du bruit additif dans le cas d'une image bruitée artificiellement. L'examen du tableau permet de conclure sur les meilleures ondelettes ayant donné un PSNR élevé avec une petite erreur MSE sont respectivement : Bior5.5 pour $\sigma = 20, 30$ et $j = 3$; Bior6.8 pour $\sigma = 10, 20, 30$ et $j = 1, 2$; Sym8 pour $\sigma = 10$ et $j = 3$.

La figure 5.12 montre le résultat ayant les meilleures performances obtenues avec la bior5.5. Il est bien clair que l'image bruitée (figure 5.13 a) est bien nettoyée (figure 5.13 b, c et d) et ressemble à l'image d'origine. A cet effet, on remarque que les ondelettes bior 5.5 et bior 6.8 donnent les meilleures solutions que les autres, cela peut être interprété par la grande similitude de la forme d'ondelette.

On remarque aussi que c'est le troisième niveau de décomposition qui donne les meilleures images débruitées. Des profils horizontaux générés à partir des images précédentes et montré sur la figure 5.13 permettent de mettre en évidence cet apport sur l'élimination des bruits dégradants l'image.

Variance	Niveau	Type d'ondelette		Image d'origine	Seuillage dur	Seuillage doux
$\sigma = 30$	J = 1	Bior6.8	PSNR	18.6196	21.4587	21.4261
			Gain		2.8391	2.8065
			MSE	5.8403	1.9857	2.0007
	J = 2	Bior6.8	PSNR	18.6196	20.2943	20.2657
			Gain		1.6803	1.6516
			MSE	5.8403	2.4951	2.5113
	J = 3	Bior5.5	PSNR	18.6196	25.5245	25.5242
			Gain		6.9290	6.9287
			MSE		1.1914	1.1915
$\sigma = 20$	J = 1	Bior6.8	PSNR	22.1346	24.6913	24.6428
			Gain		2.5567	2.5082
			MSE	2.5997	1.0802	1.0924
	J = 2	Bior6.8	PSNR	22.1346	23.4645	23.4223
			Gain		1.3319	1.2898
			MSE	2.5997	1.4867	1.5012
	J = 3	Bior5.5	PSNR	22.1151	27.0282	26.8690
			Gain		4.9387	4.7795
			MSE		0.8425	0.8740
$\sigma = 10$	J = 1	Bior6.8	PSNR	28.1307	29.3095	29.2494
			Gain		1.1788	1.1187
			MSE	0.6536	0.4567	0.4631
	J = 2	Bior6.8	PSNR	28.1307	28.1659	28.0142
			Gain		0.0233	-0.1285
			MSE	0.6536	0.5932	0.6143
	J = 3	Sym8	PSNR	28.1097	29.2929	28.9726
			Gain		1.1319	0.8116
			MSE	0.6542	0.5001	0.5384

Tableau 5-5 : Meilleures performances de l'analyse par ondelette à différents niveau de décomposition et pour différentes valeur de la variance.

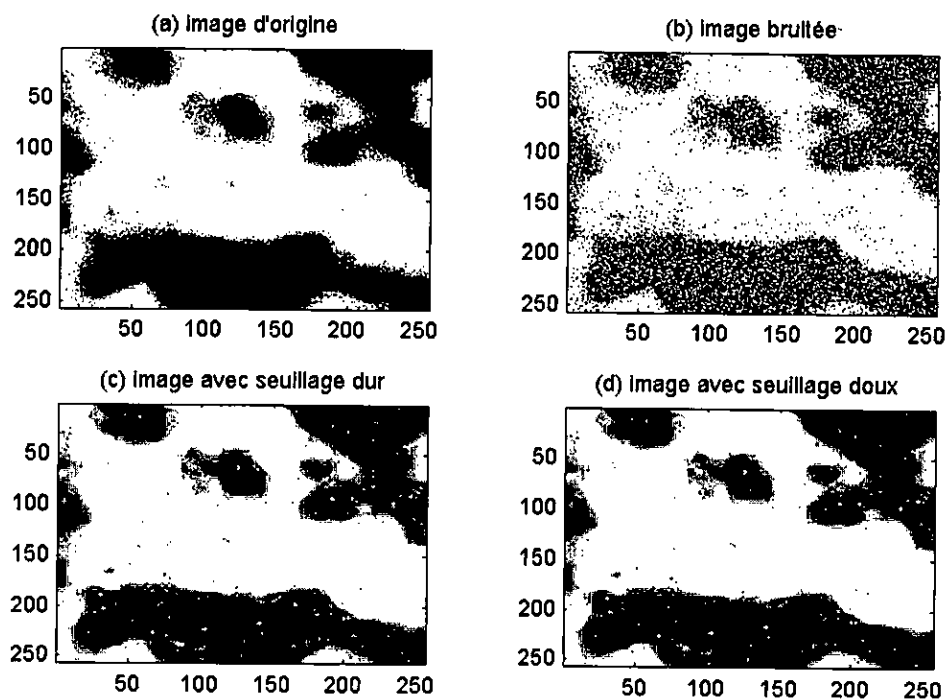


Figure 5-12 : Analysée par bior5.5 de l'image "HB15" bruitée avec $\sigma = 30$, (a) image d'origine (b) image bruitée, (c) image débruitée par seuillage dur, (d) image débruitée par seuillage dur

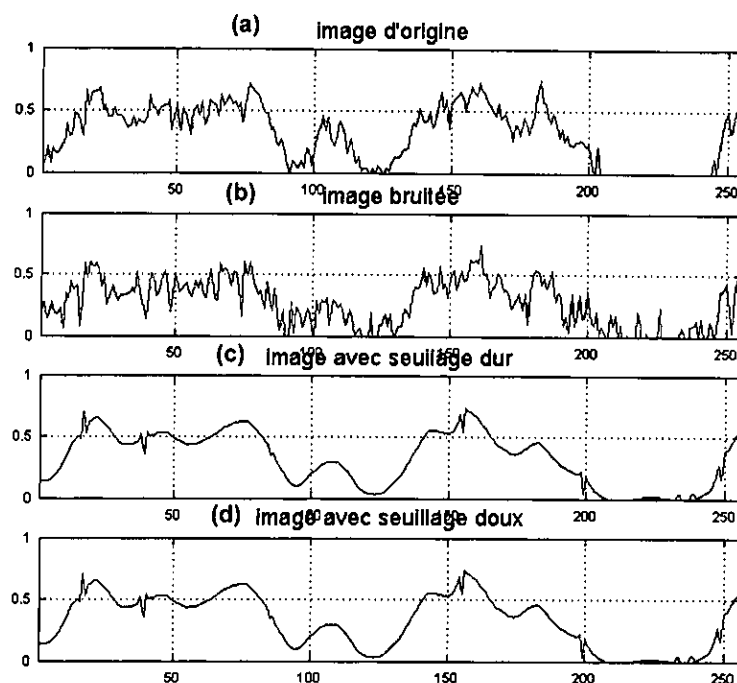


Figure 5-13 : Profils issus de l'analyse de "HB15" par bior 5.5 pris sur (a) image d'origine, (b) image bruitée, (c) après seuillage dur, (d) image débruitée par seuillage doux

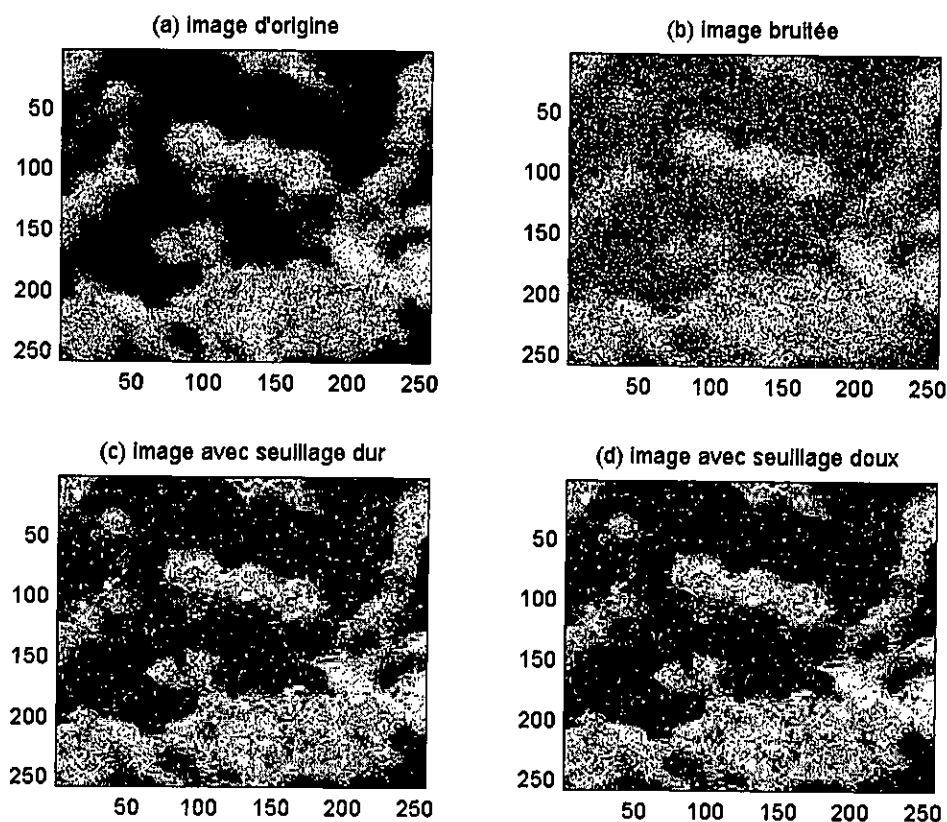


Figure 5-14 : Analysee par *coif5* de l'image "HACH21" bruitée avec $\sigma = 20$, (a) image d'origine (b) image bruitée, (c) image débruitée par seuillage dur, (d) image débruitée par seuillage doux.

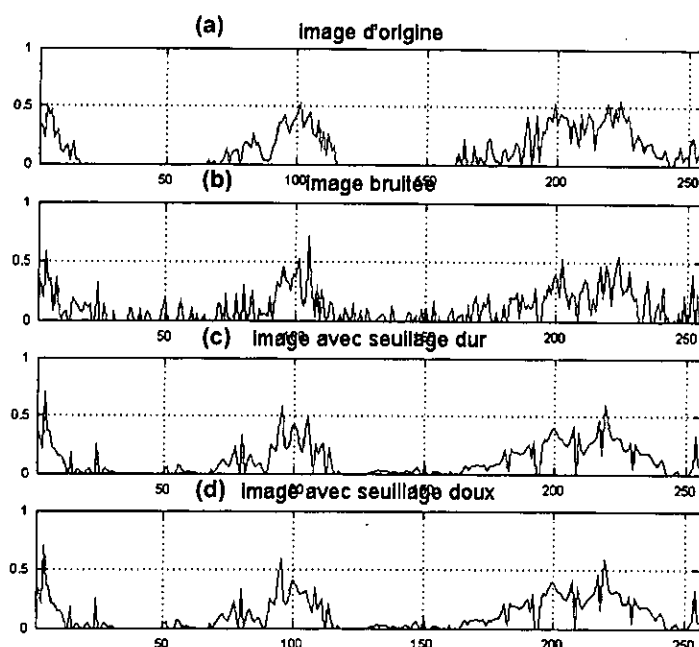


Figure 5-15 : Profils sur l'image "HACH21" bruitée avec $\sigma = 20$ analysée par *coif5*, (a) image d'origine (b) image bruitée, (c) image débruitée par seuillage dur, (d) image débruitée par seuillage doux.

7. Analyse d'images réelles

7.1 Analyse par ondelette

La même méthode a été appliquée pour la recherche de la meilleure ondelette basée sur l'obtention de la plus petite valeur de la MSE et de la plus grande valeur du PSNR. Les ondelettes utilisées sont l'ondelette de Haar, les ondelettes de Daubechies (db4, db8, db10), les ondelettes de Coiflet (d'ordre 4 et 5), les ondelettes symlets (d'ordre 6 et 8) et les ondelettes biorthogonales (bior 4.4, bior 5.5 et bior 6.8). Nous proposons dans cette partie l'utilisation de la méthode exposée sur des images réelles.

7.2 Débruitage des images par le filtre de Wiener

Afin de mener une étude comparative avec d'autres outils, nous avons utilisé la méthode classique la plus utilisée dans le débruitage donnée par le filtre de Wiener. Le filtrage d'images a été effectué à l'aide du filtre de Wiener avec différentes dimensions de la fenêtre d'analyse à savoir [3 3], [5 5] et [7 7].

7.3 Résultats et comparaison

7.3.1 Analyse de l'image "HACH21"

Image	Niveau	Type d'ondelette		Seuillage dur	Seuillage doux	Méthode de Wiener
HACH21	J = 3	Bior6.8	PSNR	40.1577	33.1737	[3 3] 33.6298 0.2202
			MSE	0.0490	0.2446	
		Bior5.5	PSNR	34.4816	32.2131	
			MSE	0.1810	0.3052	
		Sym8	PSNR	39.1241	32.9003	
			MSE	0.0622	0.2605	
	J = 2	Bior6.8	PSNR	40.1826	33.0374	[5 5] 32.8725 0.2622
			MSE	0.0487	0.2524	
		Bior5.5	PSNR	34.6847	32.5806	
			MSE	0.1727	0.2804	
		Sym6	PSNR	39.5198	33.1205	
			MSE	0.0567	0.2476	
	J = 1	db4	PSNR	40.9644	34.1894	[7 7] 32.4221 0.2908
			MSE	0.0407	0.1936	
		Sym6	PSNR	40.0995	34.0580	
			MSE	0.0497	0.1996	
		Bior6.8	PSNR	40.7112	34.1496	
			MSE	0.0431	0.1954	

Tableau 5-6 : Résultats des meilleures performances issus de l'analyse de l'image "HACH21" par différentes ondelettes et par le filtre de Wiener.

Le tableau 5.6 rassemble les résultats des meilleures performances issus de l'analyse de l'image "HACH21" par différentes d'ondelettes et à différents niveaux de décomposition, sur la base des valeurs du PSNR et de la MSE ainsi que par le filtrage de Wiener.

La figure 5.16 représente les résultats obtenus par analyse de l'image réelle "HACH21" à l'aide de l'ondelette "db4" au niveau de résolution $j = 1$. L'examen de la figure permet de voir une amélioration de l'image d'origine considérée dégradée par des bruits encore présents et causé par certains modules du MEB (tel que la canon à électron, le détecteur, le scintillateur,...). Nous remarquons cependant, de meilleurs résultats obtenus avec le seuillage doux par comparaison avec le seuillage dur.

La figure 5.17 représente les profils horizontaux générés à partir de l'analyse de l'image réelle "HACH21" et pris sur les images précédemment illustrées. Nous observons de haut en bas le profil de l'image bruitée, les profils des images débruitées par seuillage dur et par seuillage doux et enfin le profil de l'image après filtrage de wiener.

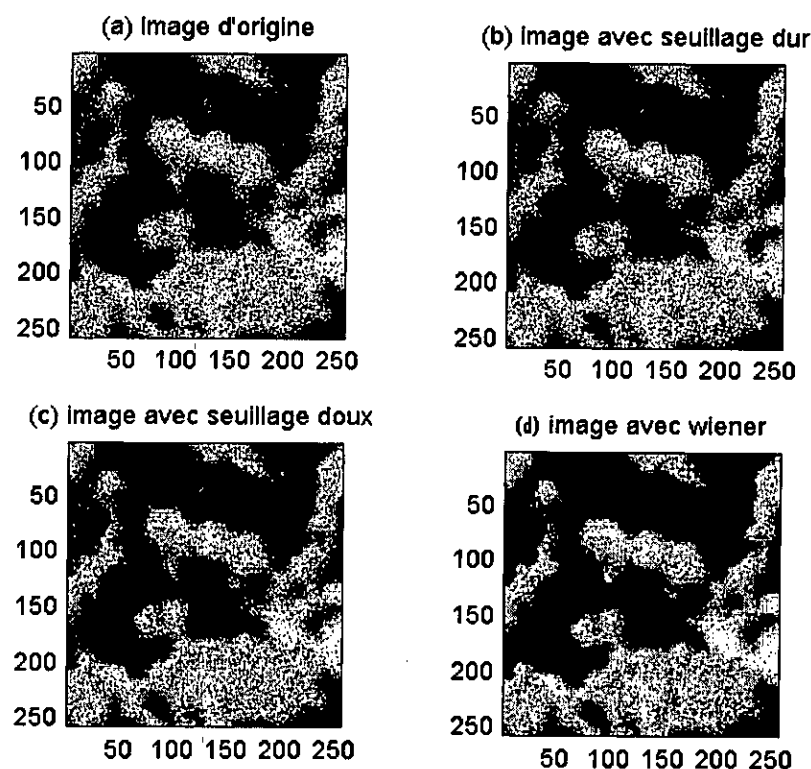


Figure 5-16 : Analysée par db4 de l'image "HACH21" réelle à la résolution $j = 1$ (a) image d'origine (b) image débruitée par seuillage dur (c) image débruitée par seuillage doux, (d) image filtrer par wiener.

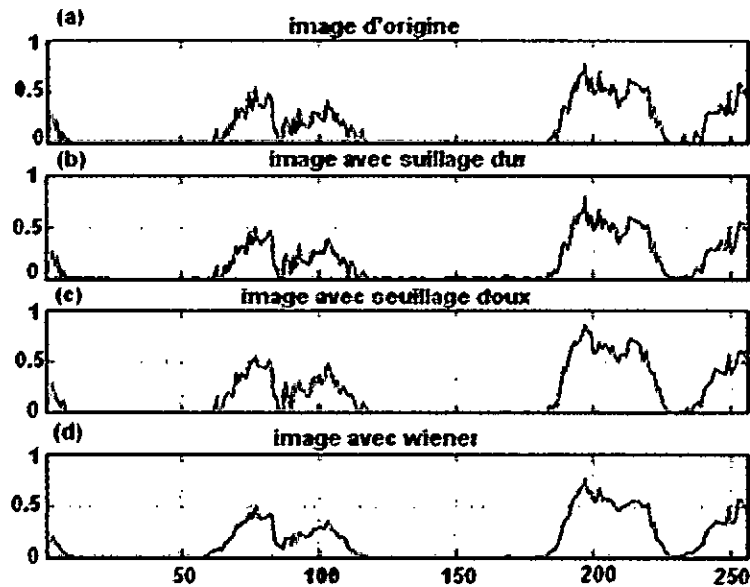


Figure 5-17 Profils horizontaux générés à partir de l'analyse de l'image "HACH21" réelle par db4 au niveau de résolution $j = 1$, (a) image d'origine (b) image débruitée par seuillage dur, (c) image débruitée par seuillage doux, (d) image débruitée par le filtre de Wiener.

7.3.2 Analyse de l'image "HB15"

Image	Niveau	Type d'ondelette		Seuillage dur	Seuillage doux	Methode de wiener
HB15	J = 3	db4	PSNR	34.6154	29.4834	[3 3]
			MSE	0.0888	0.2895	
		Bior6.8	PSNR	34.4786	29.5306	29.0488 0.319
			MSE	0.0916	0.2864	
	J = 2	db4	PSNR	34.6854	29.6512	[5 5]
			MSE	0.0874	0.2785	
		Bior6.8	PSNR	34.5468	29.6901	27.7855 0.4280
			MSE	0.0902	0.2760	
	J = 1	db4	PSNR	35.2800	30.7028	[7 7]
			MSE	0.0762	0.2186	
		Bior6.8	PSNR	35.0485	30.6584	27.1099 0.5000
			MSE	0.0804	0.2209	

Tableau 5-7 Résultats de meilleures performances issus de l'analyse de l'image "HB15" par différentes ondelette et par le filtre de Wiener.

Nous avons testé la méthode proposée sur une autre image réelle "HB15" avec l'utilisation d'un éventail de fonction d'ondelettes et à différents niveaux de résolution. Le

tableau 5.7 rassemble quelques résultats des meilleures performances issus de l'analyse de l'image sur la base des valeurs du PSNR et de la MSE. Pour ce type d'image, l'étude a montré une nette supériorité de l'ondelette "db4" et de le "bior 6.8" du point de vue de la réduction du bruit.

La figure 5.18 permet de visualiser ces remarques. Nous remarquons cependant, de meilleurs résultats obtenus avec le seuillage dur par comparaison avec le seuillage doux et le filtrage de wiener. La figure 5.19 représente les profils horizontaux générés à partir de l'analyse de l'image réelle "HB15". Nous observons de haut en bas le profil de l'image bruitée, les profils des images débruitées par seuillage dur et par seuillage doux et enfin le profil de l'image après filtrage de Wiener. L'image obtenue par seuillage présente un débruitage plus mesuré par comparaison à celui obtenu par le filtrage de Wiener exhibant un lissage exagéré et dégradant pour l'image d'origine.

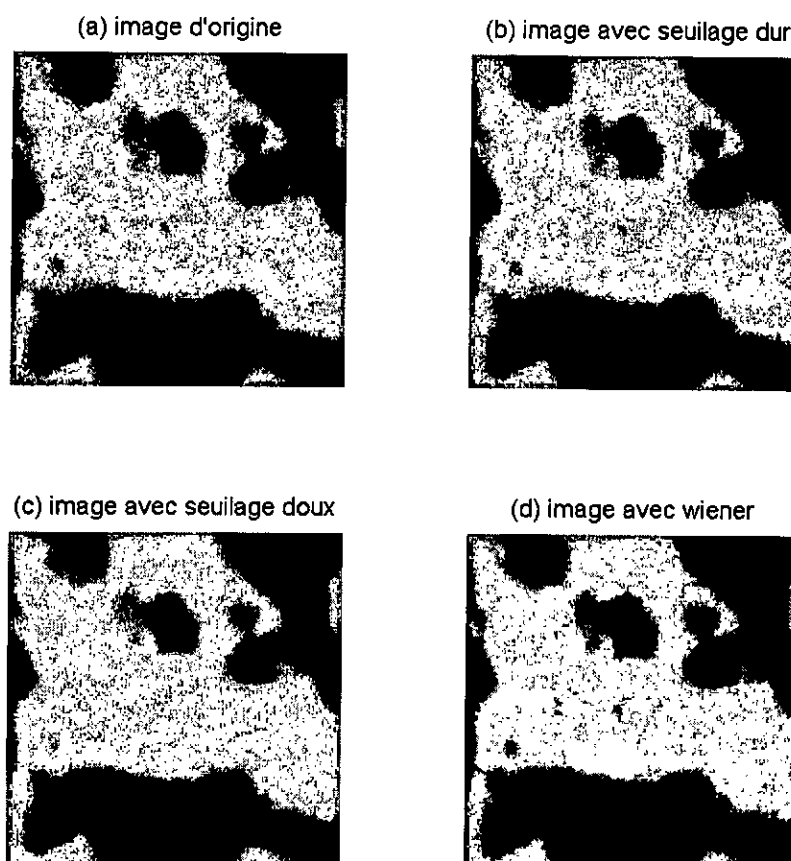


Figure 5-18 : Analysée par bior6.8 de l'image "HB15" réelle à la résolution $j = 3$, (a) image d'origine
(b) image débruitée par seuillage dur (c) image débruitée par seuillage doux.
(d) image filtrer par wiener.

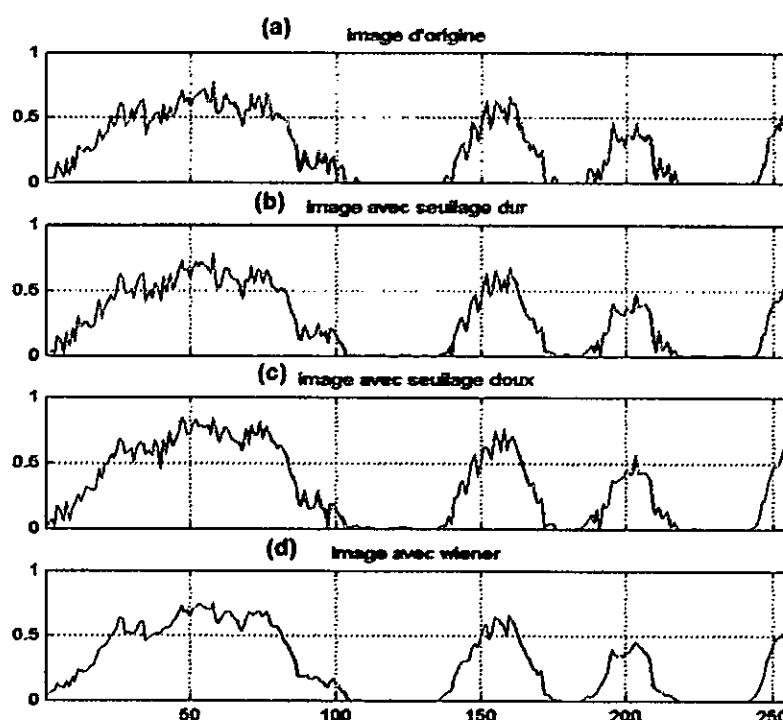


Figure 5-19 : Profils horizontaux générés à partir de l'analyse de l'image "HB15" réelle par "bior6.8" au niveau de résolution $j=3$, (a) image d'origine (b) image débruitée par seuillage dur, (c) image débruitée par seuillage doux et (d) image débruitée par le filtre de Wiener.

7.3.3 Analyse de l'image "FAIC33"

Le tableau 5-8 donne les résultats de traitement d'image "FAIC33" par les deux ondelettes nommées "Bior4.4" et "Bior6.8" pour les trois niveaux ($J = 1$, et $J = 2$, $J = 3$), on utilise aussi la méthode de débruitage par seuillage dur et seuillage doux et filtre de Wiener.

Image	Niveau	Type d'ondelette		Seuillage dur	Seuillage doux	Méthode de wiener
FAIC33	J = 3	Bior4.4	PSNR	33.8341	33.5004	[3 3]
			MSE	0.2101	0.2269	29.0488 0.3199
		Bior6.8	PSNR	34.2149	33.9032	
			MSE	0.1925	0.2068	
	J = 2	Bior4.4	PSNR	32.7477	32.7103	[5 5]
			MSE	0.2698	0.2722	27.7855 0.4280
		Bior6.8	PSNR	32.8365	32.7784	
			MSE	0.2644	0.2679	
	J = 1	Bior4.4	PSNR	30.7994	29.9098	[7 7]
			MSE	0.2138	0.2624	27.1099 0.5000
		Bior6.8	PSNR	34.1918	30.6705	
			MSE	0.0828	0.2202	

Tableau 5-8 : Résultats des meilleures performances issues de l'analyse de l'image "FAIC33" par ondelettes et par le filtre de Wiener.

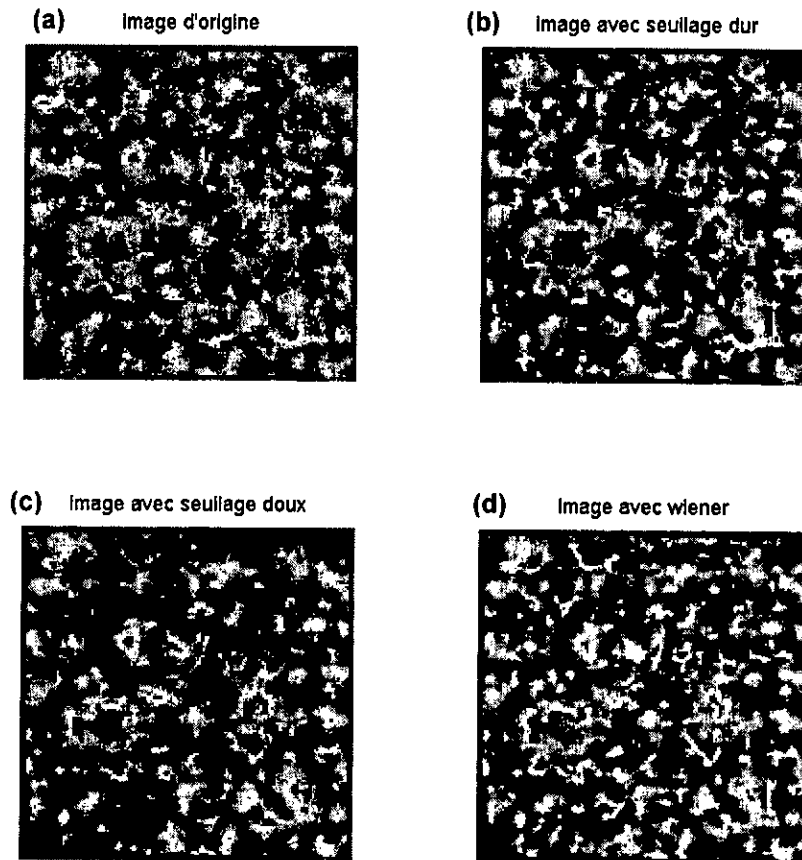


Figure 5-20 : Analysée par bior6.8 de l'image "FAIC33" réelle à la résolution $j=3$, (a) image d'origine (b) image débruitée par seuillage dur (c) image débruitée par seuillage doux, (d) image filtrée par wiener.

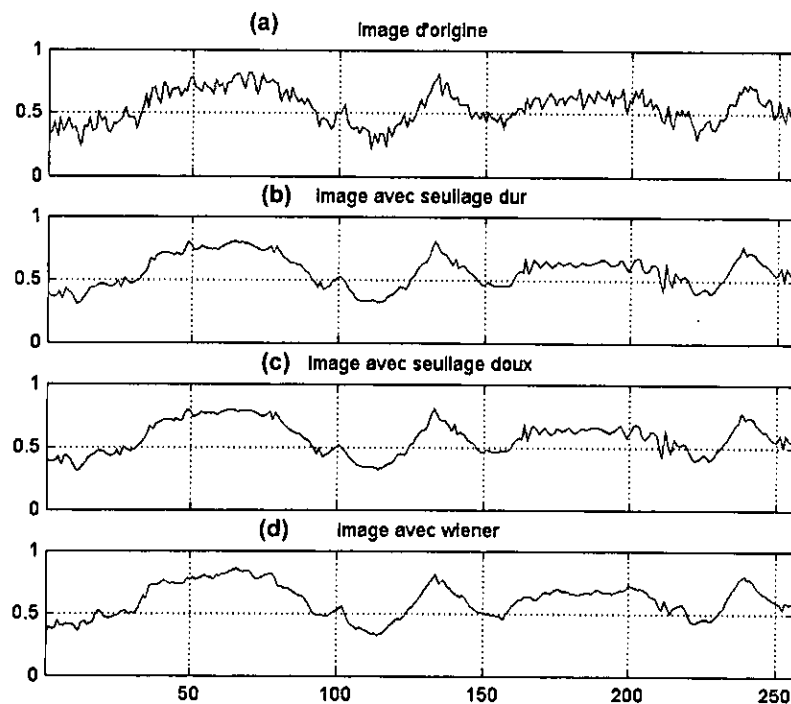


Figure 5-21 : Profils horizontaux générés à partir de l'analyse de l'image "FACI33" réelle par "bior6.8" au niveau de résolution $j = 3$, (a) image d'origine (b) image débruitée par seuillage dur, (c) image débruitée par seuillage doux, (d) image filtrée par wiener.

Les résultats de l'analyse de l'image réelle "FAIC33" avec l'utilisation d'un éventail de fonction d'ondelettes et à différents niveaux de résolution sont rassemblés dans le tableau 5-8. Pour ce type d'image, l'étude a montré une nette supériorité de l'ondelette "bior4.4" et de l'ondelette "bior 6.8" du point de vue de la réduction du bruit. Le deuxième constat que l'on peut tirer est que le filtre de Wiener est plus performant avec des fenêtre d'analyse plus petite de l'ordre [3 3]. L'augmentation de la fenêtre tend à lisser de façon exagérée l'image et donne par conséquent une image floue.

La figure 5-20 permet de visualiser ces constations. Nous remarquons cependant, de meilleurs résultats obtenus avec le seuillage dur par comparaison avec le seuillage doux et le filtrage de wiener.

La figure 5-21 représente les profils horizontaux générés à partir de l'analyse de l'image réelle "FAIC33". Nous observons de haut en bas le profil de l'image bruitée, les profils des images débruitées par seuillage dur et par seuillage doux et enfin le profil de l'image après filtrage de wiener.

8. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons exploité les possibilités de l'analyse par ondelette pour le traitement d'image. Il regroupe les applications destinées à montrer les performances de la technique proposée. Afin de tester la méthode, de nombreuses images réelles du MEB ont été utilisées, pour illustrer la contribution que peuvent apporter les ondelettes du point de vue de l'amélioration et du débruitage d'images. Cette méthode proposée par Donoho est basée sur le seuillage (dur ou doux) des coefficients d'ondelettes. Bien sur, le choix de l'ondelette dépend surtout de l'application souhaitée. Durant notre étude, plusieurs types de fonctions d'ondelettes ont été utilisées telle que les ondelettes de Daubechies, Coiflet et Symlet.

Afin de pouvoir décider sur les performances de différents type d'ondelettes utilisées, nous avons défini des critères, tels que l'erreur quadratique moyenne et le Rapport de Signal à bruit crête à crête PSNR (peak to signal noise ratio) utilisés pour l'évaluation de la qualité de l'image débruitée.

L'analyse basée sur ces deux critères nous a permis de trouver le type d'ondelette ainsi que le niveau de résolution assurant une bonne reconstruction de l'image avec moins de bruit. Les ondelettes optimales sont trouvées par la recherche des valeurs minimales de la MSE et des valeurs maximale du PSNR. Ces critères assurent une bonne reconstruction de l'image avec moins de bruit. Les ondelettes bi-orthogonales permettent d'allier les propriétés de

linéarité en phase (symétrie du traitement droite-gauche) avec la compacité des supports des filtres utilisés (filtres à réponse impulsionnelle finie) assurent une amélioration des images corrompues par un bruit additionnel.

Enfin, les résultats ont permis de montrer que les ondelettes de type biorthogonales comme la "bior6.8" et la "bior5.5" possèdent les meilleures performances sur le plan de la réduction des bruits et de l'amélioration des images afin de faciliter l'interprétation de l'expérimentateur.

CONCLUSION GENERALE

Le travail présenté dans ce mémoire de magister avait pour but l'étude du débruitage des images issues de l'interaction rayonnement-matière à l'aide des ondelettes.

A la suite de nombreux travaux existants dans la littérature sur des domaines très variés: compression, débruitage, segmentation, interprétation, reconstruction 3D ou pour le rehaussement d'image en présence de bruit additionnel, nous avons proposé d'exploiter les possibilités offertes par l'utilisation des méthodes de seuillage basées sur la décomposition en ondelettes dans le domaine du traitement des images issues du MEB.

L'approche que nous avons réalisée consiste à comparer les résultats de traitement obtenus avec différentes ondelettes et à diverses résolutions sur des images réelles. Afin d'illustrer la qualité de la technique de débruitage, les résultats de traitement d'une même image ont été comparés à l'aide de critères telle que la MSE et le PSNR.

Une étude sur un grand éventail de fonction d'ondelette a été effectuée. D'une part en présence de bruit artificiel dont les résultats ont permis de dégager les ondelettes pouvant être utilisé pour le traitement de ce type. D'autre part, les applications ont portés sur des images réelles brutes.

L'approche proposée présente de bonnes capacités de suppression du bruit additionnel avec différentes valeurs de la variance. Les performances de cette technique ont été évaluées sur des images réelles. Nous l'avons plus particulièrement appliquée sur les images obtenues par la détection des électrons secondaires.

Cet outil s'avère très utile pour l'objectif visé qui est l'amélioration des images réelles bruitées issues de l'analyse du MEB. Cette modeste contribution reste d'une grande utilité pour le rehaussement des images MEB corrompues par des bruits pour des travaux futurs.

PERSPECTIVES DE RECHERCHE

Il est envisagé des axes de recherche dans le domaine du traitement du signal et des images issues de l'interaction électron-matière. Il serait intéressant de pouvoir rechercher une technique avec un seuillage adapté aux situations étudiées.

Le premier consiste à apporter une contribution théorique aux travaux effectués dans le domaine de la recherche d'une fonction de seuillage adaptée pour les signaux et les images. Il s'agit en effet de rechercher des méthodes basées sur des considérations statistiques.

Le deuxième thème est en rapport avec la recherche d'autres outils pour la détection des contours et la segmentation d'images MEB. L'extraction de paramètre pour localiser les limites de discontinuités sur des images est également une voie de recherche encourageante. Puisqu'elle permet à l'expérimentateur de choisir judicieusement les paramètres de l'analyse et de pouvoir améliorer ses résultats et ses interprétations.

Dans le troisième thème et en tenant compte du fait que l'outil développé s'est avéré efficace dans les problèmes réels pratiques, il serait intéressant de concevoir un algorithme utilisable en parallèle avec les résultats du MEB, ce qui apportera une aide appréciable aux spécialistes du domaine.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] J. Luc Martin, A. George, "Caractérisation Expérimentale des Matériaux II ; ; analyse par rayons X, électrons et neutrons", Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 1998.
- [2] Jean-Pierre Eberhart, "Analyse Structurale et Chimique des Matériaux", 1^{re} édition, Dunod, Paris, 1997.
- [3] L. Sorbier, "Apport de Simulation dans l'Optimisation de l'Analyse Quantitative par Microsonde Electronique de Catalyseurs Hétérogènes", Thèse de Doctorat, Université MONTPELLIER II, Science et Techniques du Languedoc, 2001.
- [4] M. Delfin BRAGA, "Etude des Phénomènes de Charge des Matériaux Isolants sous Faisceau d'Electrons de Basse Energie (200 eV – 30 keV)", Thèse de Doctorat, Université Paris XI, UFR Scientifique d'Orsay, 2003.
- [5] Drouin Dominique, "Contributions à l'avancement de techniques de caractérisation de semiconducteur au microscope électronique à balayage", Thèse Ph.D., Université de Sherbrooke, 1998.
- [6] Z. Elateche, "Etude de l'interaction électron-matière par la méthode Monte Carlo ; Application sur silicium", Thèse de Magister, Université Batna, 2005.
- [7] S. Fakhfakh, "Etude des Phénomènes de Charge des Matériaux Diélectriques soumis à une Irradiation Electronique Permanente", Thèse de doctorat, Université de Reims Champagne-Ardenne, 2004.
- [8] H. Niedrig, E. I. Rau, "Information depth and spatial resolution in BSE microtomography in SEM" Nucl. Instr. and Meth. In Phys. Res B. 142, 523 (1998).
- [9] Fitting, (1974), Phys. Stat. Sol. (a), 26, 525
- [10] Kanaya, Okayama, "Penetration and energy-loss theory of electrons in solid targets" J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 5, 43. (1972)
- [11] Kanaya, Ono, "The energy dependence of a diffusion model for an electron probe into solid targets" J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 11, 1495, (1978).
- [12] Kanaya, Kawakatsu, "Secondary electron emission due to primary and backscattered electrons", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol 5, 1727, (1972).
- [13] J. Cazaux, K.H. Kim, O. Jbara and G. Salace, "Charging effects of MgO under electron bombardment and nonohmic behaviour of the induced specimen current" J. Appl. Phys. 70, 960 (1991).

- [14] V. Zvonimir, "Multiplicité des électrons secondaires émis par des cibles minces de carbone sous l'impact de projectiles H^0 , H_2^+ et H_3^+ d'énergie de l'ordre du MeV", Thèse de doctorat, Université Claude Bernard Lyon-1, 1997.
- [15] Staub, "Bulk target backscattering coefficient and energy distribution of 0.5-100 KeV electrons: an empirical and synthetic study" J. Phys. D: Appl. Phys. **27**, 1533 – 1537, (1994).
- [16] Reimer, "Scanning electron microscopy", Springer-Verlag, 1985
- [17] J. Cazaux, "A new analytical approach for the transport and the emission yield of secondary electrons from insulators", Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res B **192** (2002) 381-392.
- [18] F. Mouche, " Etude Structurale de macromolécules biologiques par cryomicroscopie électronique, Reconstruction tridimensionnelle et recalage de données de cristallographie aux rayon X ", Thèse de doctorat, Université Paris 6 –Pierre et Marie Curie, 2001.
- [19] Doghmane N., "Application des techniques de traitement du signal en spectroscopie Auger" Thèse de doctorat, Université Claude Bernard, Lyon II, France, 1988.
- [20] I. Daubechies, "Orthonormal bases of compactly supported wavelets; Comm. Pure" Appl. Math., Vol. 41, pp. 909-996, Nov. 1988.
- [21] P. Bonnet et D. Remond, "Une Transformée en ondelettes rapide; Traitement du Signal et Images", Vol. 8, No. 3, pp. 195-207, 1991.
- [22] J. WAKU KOUOMOU, " Ondelettes et Applications en Imagerie et en Calcul de Surfaces", Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier-Grenoble 1, 1992.
- [23] Mohamed Adil Biaz, "Représentation de Cibles Radar à L'aide des Ondelettes et de la Transformée de Fourier", Thèse de maître ès sciences (M.Sc.), Université LAVAL, 1999.
- [24] Robi Polikar, "The wavelet tutorial, <http://users.rowan.edu/polikar:wavelets/>"
- [25] Anne Manoury, " Tatouage d'images numériques par paquets d'ondelettes", Thèse de doctorat, 2001.
- [26] C. BERNARD, "Ondelettes et problèmes mal posés : la mesure du flot optique et l'interpolation irrégulière", Thèse de doctorat, 1999.

- [27] H. Egon, M. Marie, P. Porée, "Traitement du signal et automatique", HERMANN, Éditeurs des Sciences et des Arts, 2000.
- [28] Béatrice PESQUET-POPESCU, J. Christophe PESQUET, "Ondelettes et applications", Techniques de l'ingénieur, traité Télécoms, Paris ; TE5215, 2003.
- [29] Patrick Flandrin, "Temps-fréquence", Hermès, Paris, 1993.
- [30] Michel Misiti, Yves Misiti, Georges Oppenheim et J.Michel Poggi, "Les ondelettes et leurs applications", Lavoisier, 2003 ISBN-2-7462-0526-2.
- [31] J. G. PROAKIS et D. G. MANOLAKIS "Digital Signal Processing : Principles, Algorithms, and Applications", Prentice Hall ; 3 édition (1996), 1992.
- [32] D. L. Donoho. "De-noising by soft-thresholding," *IEEE Trans. Inform. Theory* 41, 613-627, 1995.
- [33] D. L. Donoho and I. M. Johnstone, "Adaptation to unknown smoothness via wavelet shrinkage," *J. Amer. Stat. Assoc.* 90, 1200- 1224 (1995).
- [34] L. Kaur, S. Gupta, R.C. Chauhan, "Image Denoising using Wavelet Thresholding", Indian conférence on computer vision (ICVGIP), Graphics and Image Processing, Dec 16-18, 2002, India.
- [35] J. ANGULO LÓPEZ, "Morphologie Mathématique et Indexation d'Images Couleur. Application à la Microscopie en Biomédecine", Thèse de Doctorat, Ecole des MINCES de Paris, 2003.
- [36] Ronan Le PAGE, "Détection de l'onde P d'un électrocardiogramme, la segmentation des Battements électrocardiographies", Thèse de Doctorat, Université de Bretagne occidentale, 2003.

[37] B. Vidakovic, "Statistical Modeling by Wavelets", A Wiley. Interscience Publication; 1999

[38] S. Mallat, "A Wavelet Tour of Signal Processing", Second Edition, Ecole Polytechnique Paris, Courant Institut New York University, Academic Press (1998, 1999), Pp 454-467.

[39] V. MAXIM, "Restauration de signaux bruités observés sur des plans d'expérience aléatoires", Thèse de doctorat, Université Joseph-Fourier - Grenoble 2003.

Abstract

This thesis is concerning of the signal processing resulting from the interaction of the radiation-matter for enhancement and the denoising of the images obtained by the scanning electron microscopy (SEM). The tool used for this purpose is based on the wavelet analysis and the threshold approach.

At the beginning, we presented the general notions on the interaction of the radiations with the matter which are the base of the images produced by the SEM. Then, a description of the mechanisms of the emission of the electrons resulting from the interaction electron-matter is presented. The talk is articulated more particularly around the conditions of emission of the backscattered electrons and the secondary electrons. This brings us towards the presentation of the various components of the SEM. In addition, the stress was laid on the conditions of obtaining the radiations emitted by the sample that forming an images. These images are often corrupted by noise in its acquisition or transmission complicates the interpretation. For this purpose, we presented some types of existing noises during the analysis by the SEM. This show the need for the enhancement and the denoising of the obtained images. A study of the wavelet has been achieved in order to update our knowledge in the field of the wavelet analysis. This part has been carried out by some illustrations on real images. The wavelet with their possibility of decomposition of the images in coefficients of approximation and details allow a discrimination of information related to the image and those related to the noises. The method may be described by the decomposition of the image, the thresholding that permit to modify in a selective way the wavelet coefficients and finely the reconstruction of the denoised estimating image.

We have proposed the denoising of images (SEM) by the wavelet and the thresholding techniques of the coefficients of details which can contain information related to the noise. A comparative study in term of improvement and denoising of real SEM images was carried out. To conclude this study, some criteria related to the quality of the image were used such as the mean quadratic error (MSE) and peak of the signal-to-noise ratio (PSNR). The results of the image processing have permit to find the best wavelet and the suitable levels of decomposition to give better performances on the elimination of the noise and improvement of the images considered as a circumvent tool for a better interpretation.

Keywords: *interaction of the radiation-matter, secondary emission and backscattered electrons, detectors of the electrons , scanning electron microscopy, wavelets and denoising of the images*

المخلص

في هذه الأطروحة قمنا بدراسة معالجة الإشارات الناتجة عن التفاعل الإلكتروني-مادة من أجل تحسين وإزالة الضوضاء للصور المتحصل عليها بواسطة المجهر الإلكتروني الماسح. الهدف من هذه الدراسة يتركز على التحليل بالموجيات وتقنية وضع العتبة.

في البداية نظرنا إلى بعض المفاهيم العامة حول تفاعل الأشعة مع المادة والتي تكون كقاعدة لتشكيل الصور في المجهر الإلكتروني الماسح. بعد ذلك تطرقنا إلى وصف لآليات الانبعاث الإلكترونيات نتيجة هذا التفاعل. البحث يتمحور بالأخص حول شروط انبعاث الإلكترونات الثانوية والمستطارة للخلف. ثم انتقلنا إلى عرض مختلف العناصر المكونة للمجهر الإلكتروني الماسح. وعلاوة على ذلك، جرى التركيز على شروط للحصول على الإشعاعات المنبعثة من العينة والتي تساهم في تشكيل الصور. هذه الصور من الممكن أن تكون ملوثة بالضوضاء مما يجعل تفسيرها صعب. ولهذا الغرض، عرضنا بعض أنواع الضوضاء الموجودة أثناء المعالجة بالمجهر الإلكتروني الماسح. هذا يستدعي إلى ضرورة تحسين وإزالة الضوضاء عن الصور المتحصل عليها. إضافة إلى دراسة نظرية مفصلة حول تقنية الموجيات تسمح بوضع وتحديد المفاهيم الأساسية الخاصة بهذا المجال أي التحليل بالموجيات وقد أرفقنا هذه الدراسة النظرية بأمثلة تم تطبيقها على الصور الحقيقية. إن تقنية الموجيات تساعد على إمكانية تفكيك للصور وذلك بمعاملات التقريب والتفصيل والتي تسمح بالتمييز بين المعلومات المتصلة بالصورة وتلك المتصلة بالضوضاء، واستعمال تقنية العتبة يجعل من الممكن تعديلها بطريقة انتقائية للمعاملات. وفي الأخير تأتي عملية إعادة التشكيل لتضمن الحصول على صور مزالة الضوضاء. لقد اقترحنا إزالة الضوضاء عن الصور الميكروسكوبية (MEB) وذلك بالتصويج وتقنيات وضع العتبة لمعاملات التفصيل بغية استخراج المعلومات المحتواة في الضوضاء مع إجراء دراسة مقارنة للتحسين وعملية إزالة الضوضاء الحاصلة على الصور الحقيقية للمجهر الإلكتروني الماسح (MEB) و الثوابت المستعملة في هذه الدراسة هي المتوسط التربيعي للخطأ (MSE) و قيمة الذروة للنسبة إشارة/ضوضاء (PSNR). النتائج المتحصل عليها هي التي تسمح باختيار الموجيات والمستويات (المراتب) الملائمة للتحليل والتي من المرجح أن تعطي أفضل أداء من وجهة نظر القضاء على الضوضاء وتحسين الصور والتي تعتبر كوسيلة لا يمكن الاستغناء عنها للحصول على تفسير أفضل لمختلف الإشارات.

RÉSUMÉ

Ce mémoire traite du traitement des signaux issus de l'interaction rayonnement-matière pour l'amélioration et le débruitage des images obtenues par le microscope électronique à balayage (MEB). L'outil utilisé pour mener à bien ce travail est basé sur l'analyse par ondelette et les techniques de seuillage.

Au début, nous avons présenté les notions générales sur l'interaction des rayonnements avec la matière qui sont à la base de la formation des images produites par le MEB. Par la suite, une description des mécanismes de l'émission des électrons issus de l'interaction électrons-matière est présentée. L'exposé s'articule plus particulièrement autour des conditions d'émission des électrons rétrodiffusés et des électrons secondaires. Ceci nous amène vers la présentation des divers constituants du MEB. Par ailleurs, l'accent a été mis sur les conditions d'obtention des rayonnements émis par l'échantillon en question constituant une image de ce dernier. Ces images sont souvent contaminées par des bruits durant l'acquisition ou la transmission rendant l'interprétation difficile. A cet effet, nous avons présenté quelques types de bruits existants lors de l'analyse par MEB. D'où la nécessité de l'amélioration et du débruitage des images obtenues. Une étude théorique détaillée des ondelettes permettant de mettre en actualité les connaissances dans le domaine de l'analyse par ondelettes a été effectuée et accompagné d'illustrations sur des images réelles. Les ondelettes grâce à leur possibilité de décomposition des images en coefficients d'approximation et de détails permettent une discrimination des informations liées à l'image et celles liées aux bruits. La méthode peut être décrite par: une phase de décomposition une phase de seuillage permettant de modifier de manière sélective les coefficients d'ondelettes de détails et une phase de reconstruction pour l'obtention de l'image débruitée estimée.

Nous avons proposé le débruitage des images (MEB) par les ondelettes et les techniques de seuillage des coefficients de détails pouvant contenir les informations liées aux bruits. Une étude comparative en terme d'amélioration et de débruitage d'images réelles obtenues par le MEB a été réalisée. Pour mener à bien cette étude, des critères liés à la qualité de l'image ont été utilisés tels que l'erreur quadratique moyenne (MSE) et le rapport signal/bruit de crête (PSNR). Les résultats du traitement des images ont permis de trouver les ondelettes aux niveaux de décomposition appropriés susceptibles de donner de meilleures performances du point de vue de l'élimination du bruit et de l'amélioration des images considérées comme un support incontournable pour une meilleure interprétation.

Mots clés: Interaction rayonnement-matière, émission d'électrons secondaires et rétrodiffusés, détecteur des électrons, microscope électronique à balayage, les ondelettes et le débruitage d'images.