



République Algérienne Démocratique et Populaire



Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Mouloud Mammeri De Tizi-Ouzou

FACULTE DE GENIE ELECTRIQUE ET D'INFORMATIQUE
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

Mémoire de MASTER EN ELECTRONIQUE

OPTION : Microélectronique

Présenté par :

HAMANI Faredj

IKHEBASSENE Takfarinasse

Thème :

Contribution à la réalisation d'une technique pour la cartographie des défauts paramagnétiques dans les matériaux diélectriques utilisés en microélectronique

Soutenu le 27 / 09 / 2018 devant le jury composé de :

HATEM DJEDJIGA	Maitre de conférences A , (UMMTO)	Présidente
TAHI HAKIM	Maitre de recherches A , (CDTA)	Encadreur
NEMMAR FARIDA	Maitre de conférences B , (UMMTO)	Promotrice
BOUDIA OUERDIA	Maitre assistante A , (UMMTO)	Examinatrice

Remerciements.

On tient tout d'abord à remercier notre encadreur Mr TAHI Hakim attaché de recherche au CDTA, qui a proposé et dirigé ce travail, on lui est extrêmement reconnaissants pour ses précieux conseils, orientations, patience qui ont constitué un apport considérable sans lesquels ce travail n'aurait pas pu être mené au bon port.

Nos vifs remerciements s'adressent aussi à notre promotrice M^{me} NEMMAR Farida Maître des conférences B à l'université de Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou. On lui est extrêmement reconnaissants pour sa confiance, sa disponibilité, et aussi pour ses qualités humaines.

On remercie aussi les membres de jury qui ont fait l'honneur de bien vouloir examiner ce travail.

Nos remerciements vont également à tous nos amis.

À toute la promotion micro-électronique 2017/2018.

Dédicace

A mes parents

A toute ma famille

Et tous ceux qui me sont Chers

Faredj

Dédicace

Je dédie mon travail à mon père, ma mère et mon frère et à toute ma famille qui ont fait des sacrifices et crus en moi tout au long de mon parcours scolaire à mes amis qui m'ont aidée dans mon projet.

Je vous remercie tous

Takfarinasse

Résumé

La fiabilité des transistors MOSFET au cours du temps a fait l'objet de nombreuses études. Nous avons fait le choix dans notre travail de se focaliser sur la caractérisation de la microstructure des défauts. Les techniques utilisées dans ce travail pour l'identification de microstructures des défauts sont basées sur la résonance paramagnétique électronique (RPE) et appelées Low Field Electrically Detected Magnetic Resonance (EDMR).

Dans ce travail nous avons réalisé une technique de cartographie des défauts paramagnétiques et pour cela on a commencé par la conception de la bobine d'Helmholtz qui génère un champ magnétique maximum de 50.35 Gauss. Le champ magnétique fourni par cette dernière est réglé et contrôlé par un régulateur PID (Proportionnel, Intégral, Dérivée) implanté sous LabVIEW.

On va utiliser la bobine réalisée pour détecter les défauts dans les matériaux utilisés en micro-électronique (tranche de silicium).

Mots clés

CMOS, MOSFET, Bobine d'Helmholtz, EDMR, EPR, SDT, SDR,

Abstract

The reliability of MOSFET transistors over time has been the subject of numerous studies. We have made the choice in our work to focus on the characterization of the microstructure of the defects. The techniques used in this work for identifying microstructures of defects are based on electronic paramagnetic resonance (EPR) and called Low Field Electrically Detected Magnetic Resonance (EDMR).

In this work we realized a paramagnetic defect mapping technique and for this we start with the design of the Helmholtz coil which generates a maximum magnetic field of 50.35 Gauss. The magnetic field provided by the latter is set and controlled by a PID controller (Proportional, Integral, Derivative) implemented in LabVIEW.

We will use the coil made to detect defects in the material used in microelectronics (silicon wafer).

Keywords

CMOS, MOSFET, Helmholtz Coil, EDMR, EPR, SDT, SDR,

Table des matières	I
Liste des figures	IV
Liste des tableaux	VI
Table des symboles	VII
Table des abréviations	IX
INTRODUCTION GENERALE	i

CHAPITRE I : LE TRANSISTOR MOS ET LES DEFAUTS D'INTERFACE

I.1. Transistor MOSFET	3
I.1.1. Historique du transistor à effet champs	3
I.1.1.1. Evolution de la Technologie CMOS et la loi de Moore.....	4
I.1.2. Principe de base d'un transistor MOSFET	7
I.1.2.1. Effet de champ	7
I.1.2.2 Régimes de fonctionnement	8
I.1.2.2.1. Régime d'accumulation	10
I.1.2.2.2. Régime de déplétion	10
I.1.2.2.3. Régime d'inversion	10
I.1.3. Propriétés du diélectrique SiO ₂	11
I.1.3.1. Propriétés physiques du système Si/SiO ₂	11
I.1.3.2. Mécanismes de conduction à travers l'oxyde	11
I.1.3.3. Courant tunnel Fowler-Nordheim	12
I.1.3.4. Courant tunnel direct	13
I.2. Défauts dans le système SiO₂/Si	14
I.2.1. Processus d'oxydation.....	15
I.2.2. Structure de SiO ₂ amorphe	15
I.2.3. Défauts dans l'oxyde SiO ₂ amorphe	17
I.2.4. défauts extrinsèques	17
I.2.5. Défauts intrinsèques	18
I.2.5.1. Les défauts liés à une lacune d'oxygène	18
I.2.5.2. Défauts à l'interface SiO ₂ /Si – les états d'interface	20
I.3. comportement électrique des défauts	22
I.3.1. notion de défaut électriquement actif	22
I.3.2. notion de piège	22
I.3.3. notion de section de capture	24

CHAPITRE II : TECHNIQUES DE CARACTERISATION DES DEFAUTS DANS UN DISPOSITIF MOS

II.1. Introduction au magnétisme	25
II.1.1. Le moment orbital.....	25
II.1.2. Le moment de spin.....	26
II.1.3. Notions sur les spins	26
II.1.4. Propriété fondamentale du spin	26
II.2. Résonance Paramagnétique Electronique (RPE)	28
II.2.1. Principe de la RPE	28
II.2.1.1. Analyse des spectres	29
II.2.1.2. Effet Zeeman.....	31
II.3. Résonance magnétique détectée électriquement (EDMR)	32
II.3.1. Recombinaison dépendante du spin(SDR).....	33
II.3.2. Pompage à charge dépendant du spin(SDCP).....	37
II.3.3. Tunnel dépendant du spin (SDT)	38
II.3.4. Résonance pour un champ magnétique nul	39
II.3.4.1. Mesures de champ faible ou nul dans des dispositifs.....	40

CHAPITRE III : CONCEPTION ET REALISATION DE LA TECHNIQUE DE CARTOGRAPHIE DES DEFAUT PARAMAGNETIQUE

III.1. Conception de la technique de cartographie des défauts paramagnétique dans l'oxyde (S_iO_2)	41
III.2. Bobine d'Helmholtz	42
III.2.1. Conception de la bobine d'Helmholtz	43
III.2.2. Considération de conception	43
III.2.3. Intensité du champ magnétique	44
III.2.4. Calcul de la résistance de la bobine.....	46
III.2.5. Réalisation de la bobine.....	46

III.3. Réalisation de circuit imprimé	47
III.3.1 Etapes le mode opératoire à suivre pour fabriquer un circuit imprimé en utilisant un typon	48
III.4. Teste de la bobine	50
III.4.1. Alimentation de la bobine	50
III.4.2. Capteur du champ magnétique	50
III.4.3. Régulation du champ magnétique	51
III.4.4. Résultats et discussions de test sur la bobine d’Helmholtz réalisée	52
III.5. Description du spectromètre réalisé	54
III.5.1. Chaîne de conditionnement de signal SDT	54
III.5.2. Modulation du champ magnétique	55
III.5.3. Amplificateur à détection synchrone (lock in amplifler)	56
III.5.4. Logiciel de contrôle du spectromètre EDMR développé	58
III.6. Test de la résistance de contact points (tungstène)- substrat(Silicium)	61
III.6.1. Résistance de contact	63
CONCLUSION GENERALE	iv
Références bibliographiques	v

Figure (I.1) : More Moore et more than Moore	5
Figure (I.2) : Illustration de la loi de MOORE, l'Evolution du Nombre de Transistors Intégrés sur la même puce	6
Figure (I.3) : Représentation schématique d'un transistor MOSFET	8
Figure (I.4) : Diagramme de bande de la structure MOS	9
Figure (I.5) : Diagramme d'énergie d'une structure NMOS en régime (a) d'accumulation (b) déplétion et (c) inversion.....	10
Figure (I.6) : diagramme de bandes d'une structure MOS avec un substrat p en régime d'inversion dans le cas d'un courant tunnel Fowler-Nordheim (a) ou d'un courant Tunnel direct (b)	12
Figure (I.7) : Mécanisme d'injection tunnel Fowler-Nordheim	13
Figure (I.8) : Mécanisme d'injection par effet tunnel direct	14
Figure (I.9) : Schéma de la structure de SiO ₂ amorphe.....	16
Figure (I.10) : représentation schématique d'un défaut d'oxyde neutre du centre E.....	19
Figure (I.11) : Schéma du défaut d'interface typique Pb.....	21
Figure (I.12) : Diagramme de bandes du semi-conducteur faisant apparaître des pièges au niveau d'énergie	22
Figure (I.13) : illustration des différents mécanismes de piégeage	23
Figure (II.1) : Mouvement d'électron.....	25
Figure (II.2) : mouvement produit une aimantation parallèle à l'axe de rotation	26
Figure (II.3) : Les états d'un spin	27
Figure (II.4) : L'orientation des spins dans un champ magnétique	27
Figure (II.5) : Diagramme de niveau d'énergie pour un électron isolé dans un champ magnétique B et spectre d'absorption correspondant et spectre ESR de première	29
Figure (II.6) : Modèles ESR de poudre idéalisée, avec leur profil d'absorption correspondant: a isotrope; b axial et c rhombique	30
Figure (II.7) : Electron libre et non apparié dans l'espace: spin électronique - moment magnétique	31
Figure (II.8) : Orientations d'énergie minimale et maximale de $\bar{\mu}$ par rapport au champ Magnétique B ₀	31
Figure (II.9) : Induction des énergies de spin en fonction du champ magnétique.....	32
Figure (II.10) : Représentation schématique du modèle SRH.....	34
Figure (II.11) : Cette figure illustre le phénomène SDR	35
Figure (II.12) : Représentation schématique d'un spectromètre SDR	36

Figure (II.13) : Comparaison schématique de SDR et SDCP.....	37
Figure (II.14): Illustration schématique de la SDT.....	39
Figure (III.1) : Schéma de principe de la technique SDT on Wafer level.....	41
Figure (III.2) : Principe de la bobine d’Helmholtz.....	42
Figure (III.3) : Considération de conception de la bobine.....	44
Figure (III.4) : les dimensions de la bobine	45
Figure (III.5) : Photo de la bobine d’halmoltz réalisé	46
Figure (III.6) : Schéma de typon	47
Figure (III.7) : les deux circuits réalisés	49
Figure (III.8) : Schéma de régulation de la bobine d’Helmholtz	50
Figure (III.9) : Schéma synoptique de la Chaîne de mesure du champ magnétique	51
Figure (III.10) : régulation de champ magnétique.....	52
Figure (III.11) : le champ magnétique (mT) obtenue en fonction de tension (V).....	53
Figure (III.12) : le champ magnétique (mT) obtenue en fonction de courant (A)	53
Figure (III.13) : champ magnétique (mT) en fonction de la distance (mm) des bobines.....	54
Figure (III.14) : Chaîne d’acquisition de signal SDT.....	54
Figure(III.15) : Modulation du champ magnétique (Générateurs basse fréquence et amplificateur audio).	55
Figure (III.16) : Diagramme de l’amplificateur à détection synchrone.....	56
Figure(III.17) : Diagramme du programme de l’amplificateur à détection synchrone implémenté sous LabVIEW	58
Figure (III.18) : Diagramme de programme de contrôle de spectromètre développé	59
Figure (III. 19) : Interface du programme de contrôle de spectromètre	60
Figure(III.20) : photographie de testeur sous pointes.....	61
Figure (III.21) : la photo observé leur de l’expérience avec le testeur sous pointes	61
Figure (III.22) : la distance entre les pointes	62
Figure (III.23) : la résistance entre les quatre points en fonction de la tension et de courant ...	63
Figure (III.24) : la résistance (μm) en fonction de la distance (μm)	64

Tableau (I.1). Evolution des principaux paramètres du transistor MOS en fonction du paramètre de miniaturisation k selon R.H Donnard. L_G est longueur de grille et t_{ox} est l'épaisseur d'oxyde	7
Tableau (III.1) : Caractéristiques de la bobine d'Helmholtz réalisée.....	47

COX : Capacité de l'oxyde (F/m^2)

EC : bas de la bande de conduction (eV)

EF : énergie de Fermi (eV)

EG : bande énergétique interdite (eV)

EV : haut de la bande de valence (eV)

ΔV_{Th} : décalage de la tension de seuil (V)

e: Charge de l'électron 1.602×10^{-19} C

ϵ_0 : Permittivité du vide 8.854×10^{-14} F/cm

ϵ_{Ox} : Coefficient de permittivité de l'oxyde 3.9

ϵ_{Si} : Coefficient de permittivité du silicium 11.7

gm : Transconductance (S)

\hbar : Constante de Planck 6.625×10^{-34} J/s

IDS : Courant de drain-source (A)

k : Constante de Boltzmann 1.38×10^{-23} J/K = 8.62×10^{-5} eV/K

L : Longueur du canal du transistor MOS (m)

μ_{EFF} : mobilité effective prenant en compte la réduction de mobilité induit par les champs électriques vertical et latéral (Am-2V-1)

μ_n : mobilité des électrons dans le semi-conducteur (Am-2V-1)

μ_p : mobilité des trous dans le semi-conducteur (Am-2V-1)

μ_s : mobilité effective prenant en compte la réduction de mobilité induit par le champ électrique latéral (Am-2V-1)

μ_0 : Mobilité de l'électron soumis à aucun champ électrique dans le semi-conducteur (Am-2V-1)

Φ_{MS} : Travaux de sortie des électrons métal semi-conducteur (V)

Φ_N : Affinité de l'électron entre le Si et le SiO₂ (eV)

Ψ_F : Potentiel de jonction (V)

Ψ_S : Potentiel de surface (V)

QDepmax : Charge de déplétion maximale (C)

Qf : Charge fixe dans l'oxyde (C)

QG : Charge dans la grille (C)

QSc : Charge dans le Semi-conducteur (C)

q: Charge élémentaire (C)

SOX : Surface de l'oxyde de grille (m²)

T : Température (K)

TOX : Epaisseur d'oxyde (m)

VDS : Tension entre drain et source (V)

V_{Dsat}: Tension de drain de saturation pour un V_G (V)

V_G : Potentiel électrique de la grille (V)

V_T : Tension de seuil du transistor MOS (V)

W : Largeur du canal du transistor MOS (m)

Liste des abréviations

CMOS : complementary metal Oxid semiconctor

CDTA : centre de développement des technologies avancées

EDMR :Electricaly Detected Magnetic resonance

MOS :metal Oxid semiconctor

MOSFET :metal Oxid semiconctor Field Effect Transistor

NMOS : Transistor à effet de champ MOS à canal N

RPE : resonance paramagnétique électronique

SDR : Spin-Dependent Recombination

SDCP : Spin-Dependent charge pumping

SDT : Spin-Dependent tunneling

Introduction générale

Introduction générale

L'évolution des technologies microélectroniques (dominées par les technologies CMOS), notamment la poursuite de la miniaturisation «*More Moore*» et le basculement de la microélectronique à la nanoélectronique. Ainsi que, l'explosion du «*More than Moore*», à savoir l'intégration de plusieurs fonctions sur une puce, voir figure (I.1) [20], Conduit à l'introduction de nouveaux matériaux dans les procédés de fabrications. Cela complique d'avantage la caractérisation et l'investigation des propriétés des matériaux utilisés et les paramètres des dispositifs. Selon la feuille de route ITRS (International Technology Road Map for Semiconductor) [21], les caractérisations existantes ne peuvent pas répondre et suivre les spécifications et les exigences de la feuille de route ITRS, aussi que les caractérisations directes sur le wafer (wafer level characterisation and in-line) constituent un défi technologique important [21].

Le pilier sur lequel l'industrie microélectronique repose est la miniaturisation du transistor MOS, le point de départ de cette réduction est l'augmentation de la densité d'intégration qui peut aller jusqu'aux milliers de transistors sur la même puce, donc on est passé de l'échelle microélectronique à celle de nanoélectronique ces dernières années. La réduction des dimensions physiques critiques des dispositifs élémentaires (la longueur de grille et l'épaisseur de l'oxyde) des transistors (MOS) provoque l'apparition des effets parasites, donc, la miniaturisation doit être accompagnée par des efforts technologiques dans le but d'améliorer le fonctionnement du transistor face aux défis (Effets canaux courts).

Dans ce contexte, l'objectif de la technologie d'avenir, est le développement des méthodes fiables de caractérisation, telle que la méthode dite Electrically Detected Magnetic Resonance (EDMR), qui permet l'identification de la microstructure des défauts localisés à l'interface et dans l'oxyde. La méthode EDMR est basée sur la mesure de courant dépendant de spin, elle englobe les techniques suivantes : SDR (Spin Dependent Resonance), SDCP (Spin Dependent Charge Pumping) et SDT (Spin Dependent Tunneling) ; ces techniques permettent la caractérisation de la plaque WAFER.

Dans ce travail, nous allons utiliser la méthode (**SDT**) pour identifier les défauts qui se trouvent au niveau du silicium (WAFER). Pour présenter notre travail, nous avons mené le plan de travail suivant qui s'articule sur trois chapitres :

Le premier chapitre débute par un bref rappel sur la structure du transistor MOS à effet champs, les différents régimes qui gouvernent son fonctionnement ainsi que les paramètres électriques essentiels dans le fonctionnement du transistor. De plus nous nous concentrons sur les propriétés de l'empilement MOS plus précisément l'oxyde de grille SiO_2 et les défauts liés aux procédés de fabrication, en particulier les défauts ponctuels actifs situés à l'interface Si/SiO_2 .

Le deuxième chapitre commence par une introduction au magnétisme de la matière, ensuite résume les techniques des spectroscopies EDMR (**E**lectrically **D**etected **M**agnetic **R**esonance) et EPR (electron paramagnetic resonance) utilisées pour l'identification de la nature atomique (microstructure).

Le troisième chapitre est consacré à la conception et la réalisation de la technique de cartographie des défauts paramagnétique. On commençant par la réalisation de la bobine d'Helmholtz, aussi les étapes que nous avons suivies au cours de la réalisation, test et régulation, sont détaillées.

Nous avons terminé notre mémoire par une conclusion générale, en exposant les différentes perspectives pour un futur travail.

Chapitre I:

Le transistor MOS et les défauts d'interface

I.1.Transistor MOSFET

Le transistor MOSFET est le dispositif le plus répandu dans la production actuelle de Composants semi-conducteurs, il est le composant de base de tout circuit intégré CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor).

La technologie CMOS est basée sur l'utilisation de deux types de transistors complémentaires : le transistor NMOSFET dont les porteurs sont des électrons et le transistor PMOSFET dont les porteurs sont des trous. Elle englobe plus de 80 % de la production mondiale de circuits intégrés, grâce aux qualités de faible consommation et de faible taille.

Le principe de fonctionnement d'un transistor MOSFET (Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor) est basé sur le concept de la modulation de la conductivité des matériaux mise en évidence par J. E. Lilienfeld en 1928. Il n'a pu être exploité qu'à partir des années 60 [1].

Cependant la réduction de plus en plus des dimensions entraînent des champs électriques dans la structure MOS. Lors d'utilisation du transistor l'oxyde se dégrade donc la concentration des défauts à l'interface Si-SiO₂ et dans l'oxyde croit d'avantage, cela induit à des phénomènes parasites qui peuvent dégrader les performances d'un dispositif, comme l'oxyde de grille et le film SiO₂ ainsi que l'interface qui se forme avec le silicium jouent un rôle primordial pour un bon fonctionnement du composant .[6]

I.1.1.Historique du transistor à effet champs

Le MOSFET est le dispositif semi-conducteur le plus utilisé à la base du cœur de chaque circuit numérique. Il est présent en forte densité dans des circuits intégrés comme les microprocesseurs ou les mémoires. Le principe du transistor à effet de champ de surface a été proposé dans le début des années 1930 par Julius Edgar Lilienfeld et Oskar Heil puis a ensuite été étudié par William Bradford Shockley et Roger Pearson au cours de la fin des années 1940 aux Bell Labs. En 1960, Joseph R. Ligenza et W.G. Spitzer ont réalisé le premier dispositif de qualité qui a utilisé le système Si-SiO₂ par oxydation thermique. La structure MOSFET basée sur ce système a été proposée par Martin M. Atalla et déclaré par D. Kahng et Martin M.Atalla en 1960 [5].

En 1947, trois chercheurs des laboratoires Bell Labs, John Bardeen, Walter Barttain et Shockley Robert, ont expérimentalement démontré un transistor bipolaire à l'aide d'un substrat de germanium et furent lauréats du prix Nobel de physique en 1956 pour leurs recherches sur les semi-conducteurs et leurs découvertes de l'effet transistor. Durent les

années cinquante, les technologies des semi-conducteurs ont rapidement progressé en termes de procédé de diffusion, de technique lithographiques ainsi que de méthodes de dépôt. Robert Noyce a présenté le premier transistor planaire en 1959 à Fairchild, alors que le premier circuit intégré utilisant cette technique vu le jour deux ans plus tard, en 1961[5].

Un demi-siècle après l'invention du transistor (qui a eu lieu en 1947), les circuits intégrés comportaient de l'ordre de cent millions de transistors par puce (10⁸). A partir de l'invention du circuit intégré (interconnexion de plusieurs transistors sur une même puce) en 1958, l'accroissement s'est fait de façon exponentielle, par un doublement tous les 18 mois. Ce rythme avait été remarqué dès 1965 par G. Moore (d'où le nom de loi de Moore). Il s'est toujours maintenu depuis et les prédictions parient sur son maintien pendant une dizaine d'années encore. Aucune autre technique n'a connu un développement aussi rapide dans l'histoire de l'humanité. Cette variation exponentielle s'applique à tous les paramètres caractérisant l'électronique : dimensions des transistors (dont la surface est divisée par 2 tous les 3 ans), prix de chaque transistor qui diminue (le prix d'une puce est resté constant), marché mondial des semi-conducteurs (Multiplié par 3 tous les 8 ans), [3] etc.

I.1.1.1. Evolution de la Technologie CMOS et la loi de Moore

Le développement de la microélectronique depuis ces dernières décennies est véritablement étonnant. Ce succès résulte en grande partie d'un savoir-faire et d'une maîtrise technologique de plus en plus poussés de l'élément fondamental de la microélectronique : le silicium. Le transistor MOS est à la fois le principal acteur et le vecteur de cette évolution technologique. Il est à la base de la conception des circuits intégrés à très large et ultra large échelle, et a mené la technologie CMOS (complementary MOS) au rang incontesté de la technologie dominante de l'industrie du semi-conducteur [3].

La réduction constante des dimensions de ces complants est le moteur de cette course à la performance ; en effet, c'est cette volonté de réduire la taille des transistors MOS qui a entraîné toute l'industrie des semi-conducteurs à se surpasser et à se projeter en permanence dans le futur.

En 1973 *GORDON MOORE*, l'un des co-fondateurs d'INTEL. Avait remarqué que le nombre de transistors intégrés sur la même puce doublait tous les 18 mois. Cette observation l'avait alors conduit à prédire que cette cadence d'intégration durera jusqu'à les limites physique soient atteintes. La véracité de sa prédiction durant ces 30 dernières années a été telle que l'on s'y réfère maintenant en tant que « **Loi de Moore** » la figure qui suit, illustre la validité de

cette prévision. Aujourd'hui des circuits intégrés comprenant plus de 40 millions de Transistors sont produit de façon industrielle « microprocesseur » la longueur de la grille dans ces composants est moins de $0.1 \mu\text{m}$.Tandis que la surface de la puce varie entre 80 et 150 mm^2 . En fait la diminution de la longueur de grille des dispositifs a deux avantages pour les fabricants a puissances égales , elle permet de réduire la surface de silicium de la puce ce qui est terme de cout est bénéfique, d'autre part elle permet d'augmenter la fréquence des circuits cette dernière est inversement proportionnelle a la longueur de la grille du transistor [3].

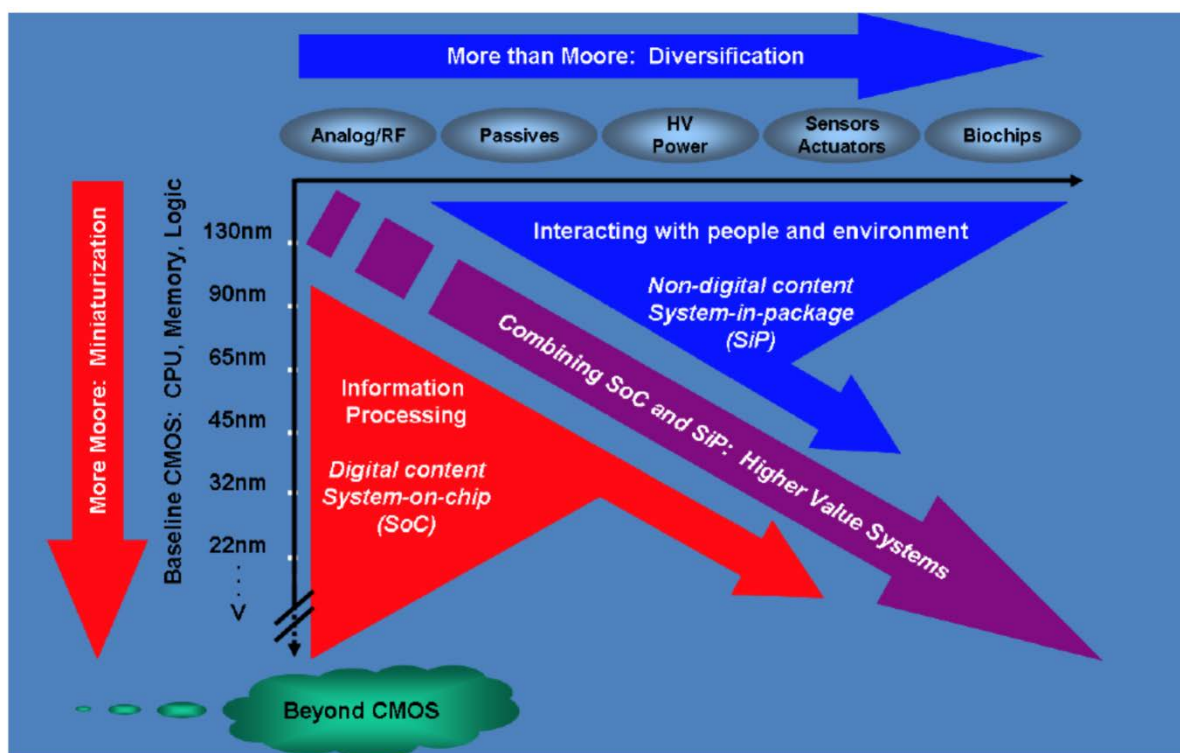


Figure (I.1): More Moore et more than Moore [2].

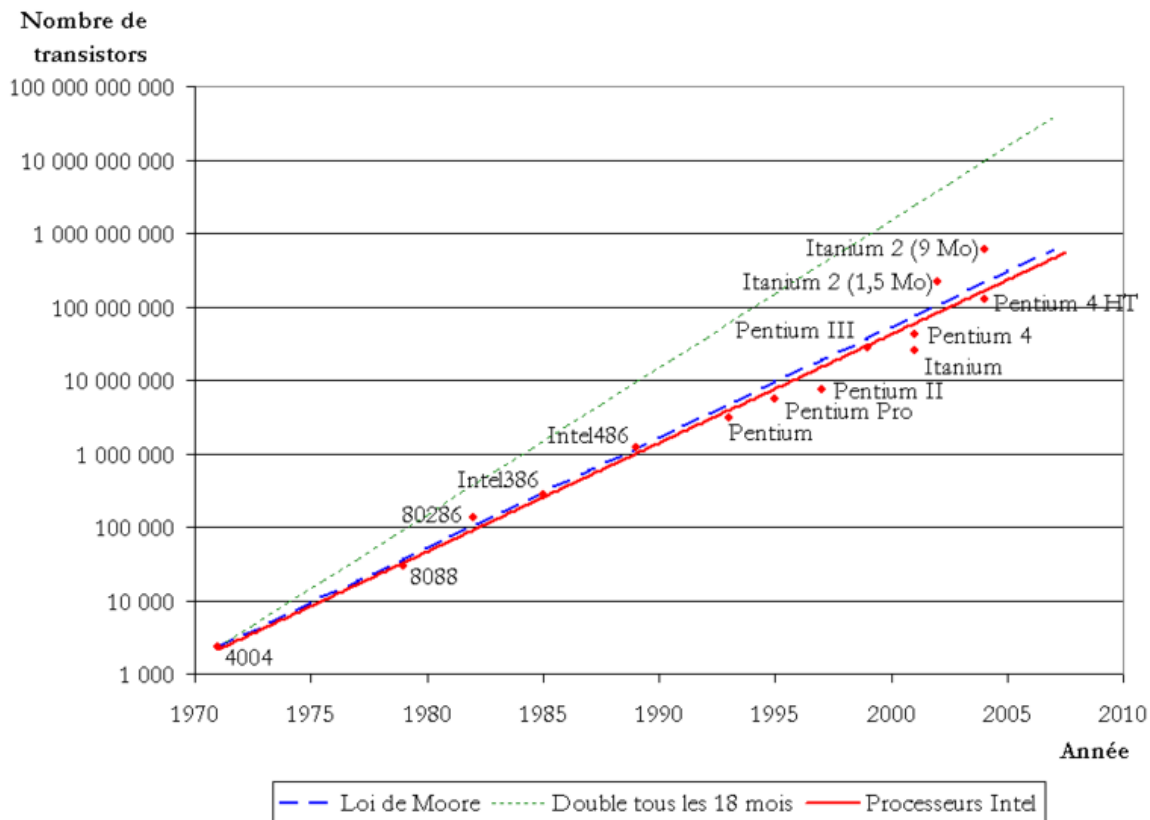


Figure (I.2) : Illustration de la loi de MOORE, l'Evolution du Nombre de Transistors Intégrés sur la même puce.

Avec la réduction de longueur de grille, tous les autres paramètres du dispositif fondamental doivent être modifiés de concert. Le principe est basé alors sur un facteur de réduction k qui permet de diminuer les dimensions du transistor tout en conservant le champ électrique constant. Le tableau 1.1 présente les tendances d'évolution des principaux paramètres des technologies CMOS, en fonction du coefficient de miniaturisation k . Ces lois de variations ont été définies par R.H Donnard en 1974 [5]

Paramètres	Miniaturisation (en champs électrique constant)
$L_G t_{ax}$	$1/k$
Dopage du canal	k
Densité du circuit	k^2
Capacité par circuit	$1/k$
Tension d'alimentation V_{DD}	$1/k$
Vitesse du circuit	k
Puissance du circuit	$1/k^2$
Puissance x délai	$1/k^2$

Tableau (I.1). Evolution des principaux paramètres du transistor MOS en fonction du paramètre de miniaturisation k selon R.H Donnard. L_G est longueur de grille et t_{ax} est l'épaisseur d'oxyde. [5]

En fait, le principe de miniaturisation décrit précédemment est uniquement valable pour des dispositifs longs et larges (L et $W > 1\mu\text{m}$). Pour les dispositifs plus petits, des effets parasites apparaissent, comme par exemple des courants de fuites dans des oxydes ultraminces ou la difficulté à diminuer la tension d'alimentation au même rythme que les dimensions. Par la suite, ces effets parasites seront détaillés plus précisément [5].

I.2. Principe de base d'un transistor MOSFET

I.1.2.1. Effet de champ

Le principe de fonctionnement d'un transistor MOSFET repose sur l'effet de champ, qui consiste à moduler de façon électrostatique une densité de charges mobiles dans un semi-conducteur. La modulation est provoquée par un champ électrique perpendiculaire à la direction du mouvement de ces charges. La structure se décompose en trois parties principales:

l'électrode de grille (G) qui commande l'intensité du champ électrique vertical et par conséquent la densité de charges mobiles, les électrodes de source (S) et de drain (D) séparées par un canal de conduction qui conduit le courant en fonction de son niveau de remplissage en charges mobiles. Dans tout ce qui suit le transistor est considéré de type n [1].

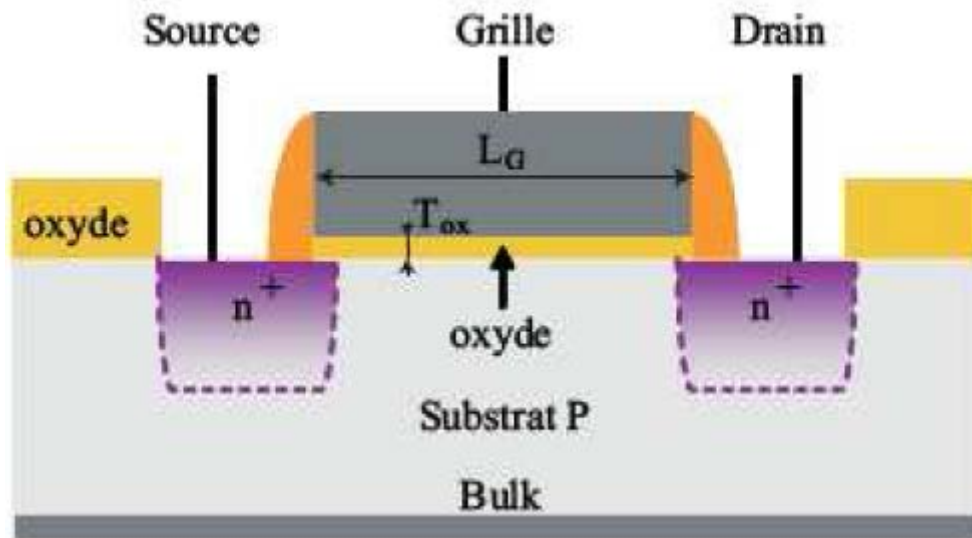


Figure (I.3) : Représentation schématique d'un transistor MOSFET [1]

La grille est polarisée par la tension grille-source V_{GS} . Les charges sont mises en mouvement par l'intermédiaire du champ électrique longitudinal lié à l'application d'une tension entre le drain et la source V_{DS} . La source sert de référence de potentiel. Les tensions V_{GS} et V_{DS} permettent de contrôler le courant qui passe dans le canal. Le dopage du canal N_A ,

La profondeur X_j des jonctions source et drain, la longueur de masque L entre drain et source, la largeur de masque W et l'épaisseur T_{ox} de l'oxyde de grille est les paramètres caractéristiques d'un transistor MOSFET conventionnel. Avec la réduction de la taille du transistor, la différence entre la longueur du masque L et la longueur effective L_E n'est plus négligeable. De même pour la largeur effective du canal W_E . Deux paramètres correctifs sont alors introduits. Ils sont définis par : $\Delta L = L - L_E$ et $\Delta W = W - W_E$ [1].

I.1.2.2. Régimes de fonctionnement

La figure (I.3) représente un diagramme de bande d'énergie d'un transistor NMOSFET. Le potentiel de volume du semi-conducteur Φ_F est défini par :

$$\Phi_F = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N}{n_i} \right) = \frac{E_i - E_F}{q}$$

Avec E_F le niveau de Fermi, E_i le niveau intrinsèque du silicium (non dopé), N_A la Concentration de dopants accepteur, et n_i la concentration intrinsèque de silicium. L'indice S Indique les grandeurs considérées à l'interface SiO_2/Si . $\Psi(y)$ est la courbure des bandes à la Profondeur y dans le substrat. Ψ_s est le potentiel de surface, c'est-à-dire le potentiel à $y = 0$.

Pour $y = +\infty$, la courbure est nulle. L'écart entre les quasi-niveaux de Fermi E_{Fn} et E_{Fp} vaut $\Phi_C = -V_{BS}$ au niveau de la source et $\Phi_C = V_{DS} - V_{BS}$ au niveau du drain. Avec V_{BS} la tension Appliquée entre le substrat et la source et V_{DS} la tension entre le drain et la source [4].

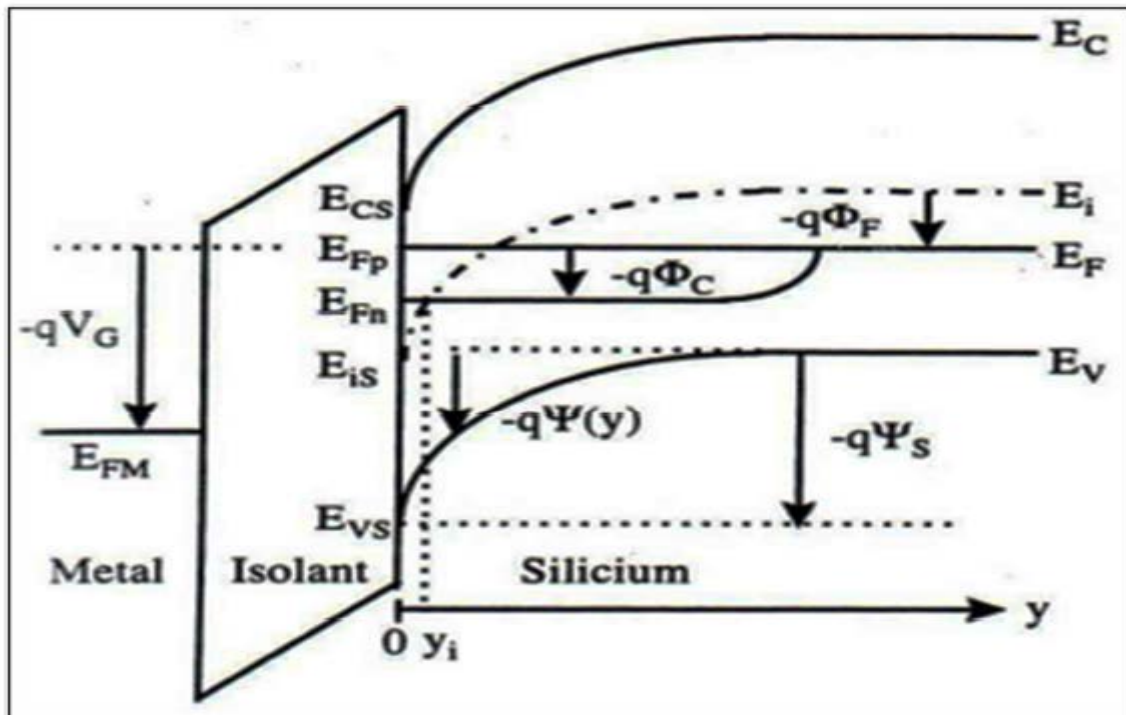


Figure (I.4) : Diagramme de bande de la structure MOS [4].

A chaque tension appliquée (positive ou négative) au niveau de la grille, trois régimes différents existent à la surface du semi-conducteur pour le cas d'un NMOS

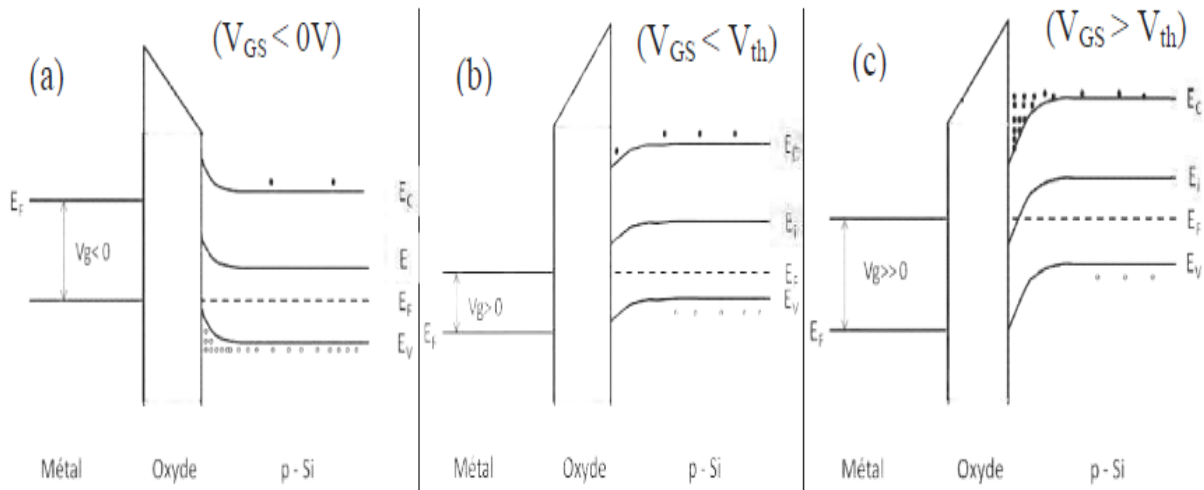


Figure (I.5) : Diagramme d'énergie d'une structure NMOS en régime (a) d'accumulation (b) déplétion et (c) inversion [10].

I.1.2.2.1. Régime d'accumulation

Pour une tension $V_{GS} < 0V$, on assiste à une courbure des bandes d'énergie vers la haut à l'interface oxyde /semi-conducteur. Les trous, considérés comme porteurs majoritaires sont attirés à la surface du semi-conducteur, d'où le nom de régime d'accumulation. Le canal de conduction n'était pas formé, le transistor est bloqué (figure I.4(a)). [10]

I.1.2.2.2. Régime de déplétion

Lorsqu'une tension légèrement positive est appliqué ($0 < V_{GS} < V_{th}$), les bandes d'énergie sont courbées vers le bas. Les trous sont repoussés de la surface créant une zone dépourvue de porteurs, appelée zone de charge d'espace, constituée uniquement de charges ionisées. C'est le régime de déplétion, le transistor est toujours bloqué (figure I.4(b)). [10]

I.1.2.2.3. Régime d'inversion

A une tension $V_{GS} > V_{th}$, les bandes d'énergie se courbent encore plus, les électrons (porteurs minoritaires) sont attirés à la surface du semi-conducteur. La densité s'électrons devient plus grandes que celle des trous à la surface, c'est le régime d'inversion. Le canal de conduction est formé, l'application d'une tension $V_{DS} > 0V$, entraine le passage du courant de la source au drain, le transistor est passant (figure I.4(c)). [10]

I.1.3. Propriétés du diélectrique SiO₂

I.1.3.1. Propriétés physiques du système Si/SiO₂

La propriété la plus remarquable de l'empilement Si/SiO₂ est le désalignement de leur bande interdite. En effet, le dioxyde de silicium possède une bande interdite estimée à 9 eV (séparée du niveau du vide de 1 eV) tandis que celle du silicium, beaucoup plus faible, est évaluée à 1.12 eV à température ambiante. Ces deux caractéristiques permettent de donner au diélectrique SiO₂, la propriété de bon isolant vis à vis du silicium. Le désalignement des bandes de conduction entre le dioxyde de silicium et le silicium est estimé à $q \times \Phi_{B,e} = 3.1$ eV. Celui des bandes de valence entre le dioxyde de silicium et le silicium est estimé à $q \times \Phi_{B,h} = 4.8$ eV. Ces deux barrières d'énergie caractérisent l'énergie nécessaire pour que les électrons de la bande de conduction du silicium ou les trous de la bande de valence du silicium soient injectés à travers le dioxyde de silicium. Par ailleurs, le paramètre de maille du SiO₂ est 40% plus grand que celui du silicium. Cette différence de maille ne permet pas une obtention directe du SiO₂ à l'interface avec le silicium, un gradient d'oxygène est nécessaire. Il existe donc une couche transitoire sous-stœchiométrique, c'est-à-dire un composé S_iO_x plus dense que nous appelons couche inter-faciale. Plusieurs mesures ont montré que la couche de transition s'effectue sur une épaisseur de 4 à 5 Å. Le système Si/SiO₂ n'est donc pas parfait. Il existe des défauts à l'interface ainsi que dans le volume de l'oxyde. Dans le but de supprimer les défauts situés à l'interface, un recuit sous atmosphère hydrogène à 450°C, communément appelé «passivation des liaisons pendantes» est réalisé après oxydation. Cette passivation donne naissance à des liaisons Si-H à l'interface Si/SiO₂ [2].

I.1.3.2. Mécanismes de conduction à travers l'oxyde

Effet tunnel Si les porteurs (électrons ou trous) sont accumulés aux interfaces de l'oxyde, ils peuvent aussi, selon les principes de la mécanique quantique traverser l'oxyde par « effet tunnel ». Dans ce paragraphe sont succinctement décrits le principe de l'effet tunnel ainsi que les régimes et expressions des densités de courant Fowler-Nordheim et Tunnel-Direct. Ce paragraphe a surtout pour but de faire le point sur l'origine des courants dans la structure MOS.

L'effet tunnel est un mécanisme quantique qui permet à un électron de traverser une barrière énergétique notée Φ_B . Dans le cas des oxydes de grille, la barrière peut être différente

selon la polarisation V_{OX} de l'oxyde, son épaisseur T_{OX} et la position énergétique du porteur vis-à-vis de celle-ci, comme illustré sur la (figure I.6)

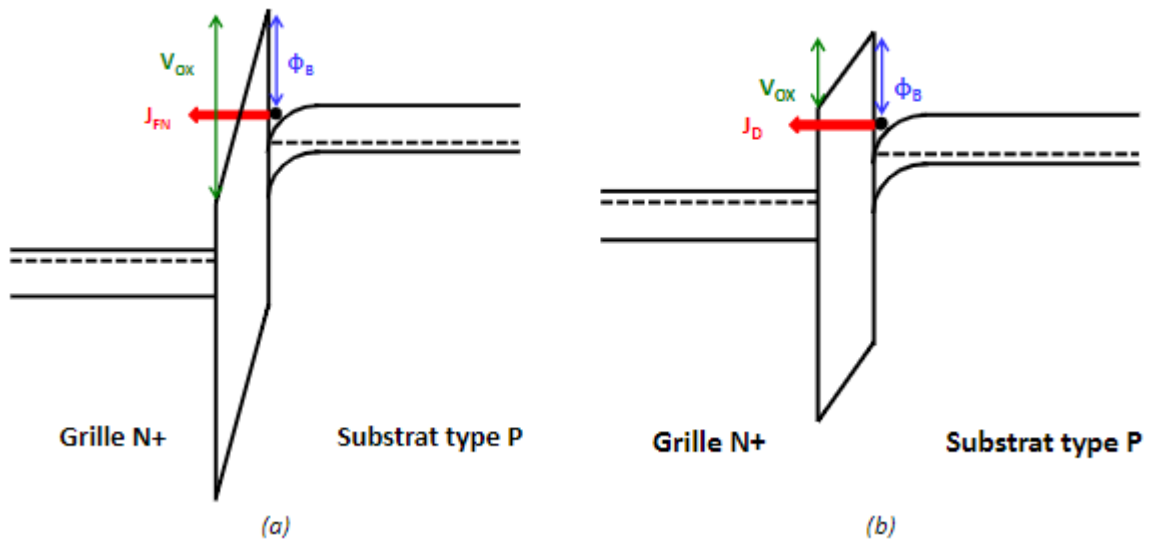


Figure (I.6) : diagramme de bandes d'une structure MOS avec un substrat p en régime d'inversion dans le cas d'un courant tunnel Fowler-Nordheim (a) ou d'un courant Tunnel direct (b) [2].

I.1.3.3. Courant tunnel Fowler-Nordheim

Le courant tunnel Fowler-Nordheim apparait pour une tension supérieure à Φ_b/q . La barrière de potentiel est triangulaire, ce qui revient à une réduction de son épaisseur du point de vue des porteurs de charge.

$$I_{FN} = A_{eff} \frac{q^3}{8\pi h \Phi_b} \frac{m_0}{m_{ox}} \cdot E_{ox}^2 e^{-\frac{4\sqrt{(2m_{ox})} \Phi_b^{3/2}}{3q\hbar E_{ox}}} \quad (I.1)$$

A_{eff} est la surface effective de la capacité MOS,

q la charge élémentaire,

h la constante de Planck,

m_{ox} la masse effective de l'électron dans le diélectrique,

E_{ox} le champ électrique régnant dans le diélectrique et Φ_b la hauteur de barrière [9].

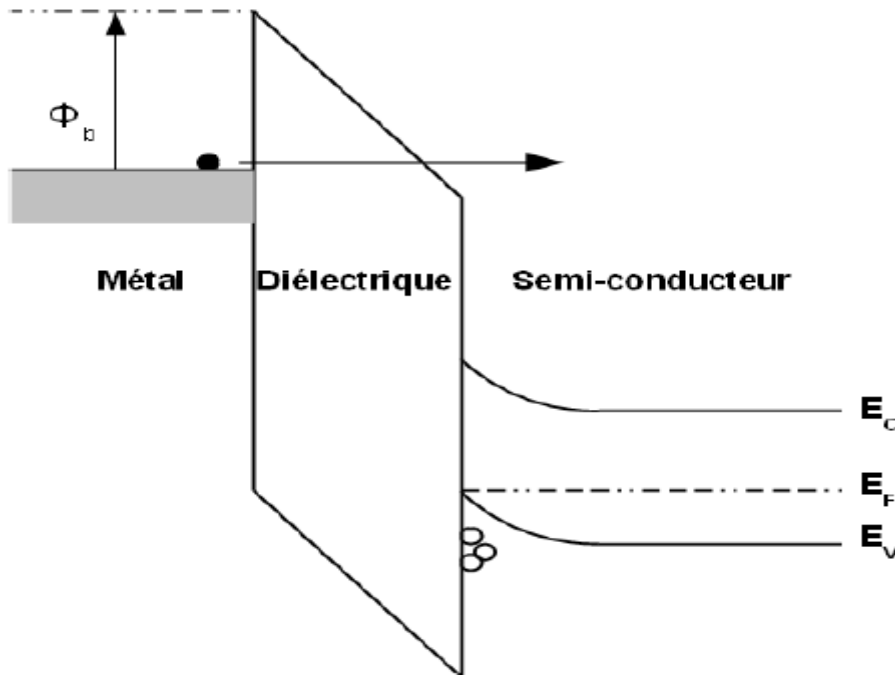


Figure (I.7) : Mécanisme d'injection tunnel Fowler-Nordheim [9]

I.1.3.4. Courant tunnel direct

Le courant tunnel direct, pour une couche diélectrique mince de bonne qualité, est prépondérant pour des tensions appliquées à la couche inférieures à Φ_b/q , Φ_b étant la hauteur de barrière de potentiel. La résolution de l'équation de Schrödinger donne son expression [9]:

$$I_{DT} = A_{eff} \frac{q^3}{8\pi h} \frac{m_0}{\Phi_b} \frac{1}{m_{ox}} E_{ox}^2 e^{-\frac{4\sqrt{(2m_{ox})} \Phi_b^{3/2}}{3q\hbar E_{ox}} \left(1 - \left(1 - \frac{qV_{ox}}{\Phi_b}\right)^{3/2}\right)} \quad (I.2)$$

A_{eff} : est la surface effective de la structure MOS

h : la constante de Planck

q : est la charge élémentaire

m_{ox} : est la masse effective de l'électron dans le diélectrique

m_0 : sa masse dans le vide

V_{ox} et E_{ox} : sont la tension aux bornes de l'oxyde et le champ électrostatique régnant à l'intérieur

$E_{ox} = V_{ox}/t_{ox}$, t_{ox} étant l'épaisseur de la couche.

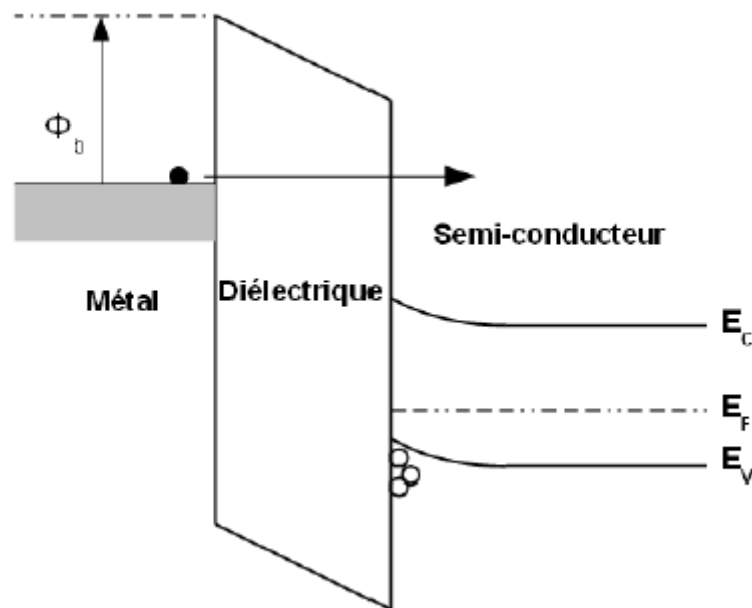


Figure (I.8): Mécanisme d'injection par effet tunnel direct. [9]

I.2. Défauts dans le système SiO₂/Si

Le dioxyde de silicium SiO₂ est l'un des éléments les plus importants dans la fabrication des semi-conducteurs. En réalité, l'utilisation généralisée de silicium dans l'industrie microélectronique est principalement imputable au dioxyde de silicium. Le SiO₂ est facile à développer sur le silicium, ainsi que l'interface SiO₂/Si est de bonne qualité et permet la fabrication des dispositifs MOS fiables.

La plupart des problèmes de fiabilité dans les structures MOS sont liés à des défauts dans l'oxyde. La présence de défauts est préjudiciable à la fois au rendement de la production et à la fiabilité à long terme. Par conséquent, l'étude de la structure microscopique de ces défauts et leurs propriétés est essentielle pour comprendre la nature de tous les problèmes de fiabilité [4].

I.2.1. Processus d'oxydation

Bien qu'il y a plusieurs méthodes d'oxydation telles que les oxydations sèches, humides thermiques, l'anodisation plasma, la réaction en phase vapeur, et l'anodisation humide ont été développés pour la croissance des couches de dioxyde de silicium. La technologie la plus dominante est l'oxydation thermique, car elle est la plus simple parmi ses concurrentes et produit un oxyde de grille d'une bonne qualité.

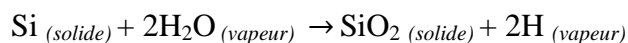
L'oxydation thermique de SiO_2 est obtenue en exposant le substrat de silicium à un environnement oxydant d' O_2 ou H_2O à des températures élevées, produisant des couches d'oxyde d'une épaisseur allant de 60 à 10000 Å. L'oxydation du silicium n'est pas difficile car le silicium a une affinité élevée pour former un oxyde stable à la température ambiante. La température élevée utilisée dans l'oxydation thermique sert principalement comme un accélérateur du processus d'oxydation, entraînant des couches d'oxyde plus épaisses par unité de temps.

Selon les espèces d'oxydation utilisées O_2 ou H_2O , l'oxydation thermique de SiO_2 peut être soit sous la forme d'une oxydation sèche (dans lequel l'oxydant est O_2) ou d'une oxydation par voie humide (dans lequel l'oxydant est H_2O). Les réactions d'oxydations sèche et humide sont données par [4] :

L'oxydation sèche :



L'oxydation par voie humide :



I.2.2. Structure de SiO_2 amorphe

La structure de SiO_2 est de la forme cristalline. La silice cristalline existe en plusieurs variétés et possède un réseau qui préserve un ordre à longue distance. D'autre part, le SiO_2 amorphe possède un ordre à court distance en raison de la présence du SiO_4 tétraèdres qui sont les éléments constitutifs de la structure. Ces éléments sont Pratiquement invariants, et sont reliés les uns aux autres par des liaisons Si-O-Si avec de Angles variantes. Le désordre observé de longue distance n'est pas due à des liaisons Cassées mais à la flexibilité d'angle de liaison θ , voir figure 1.8. Cet angle peut varier de 120° à 180° , sa valeur la plus probable étant de l'ordre de 140° .

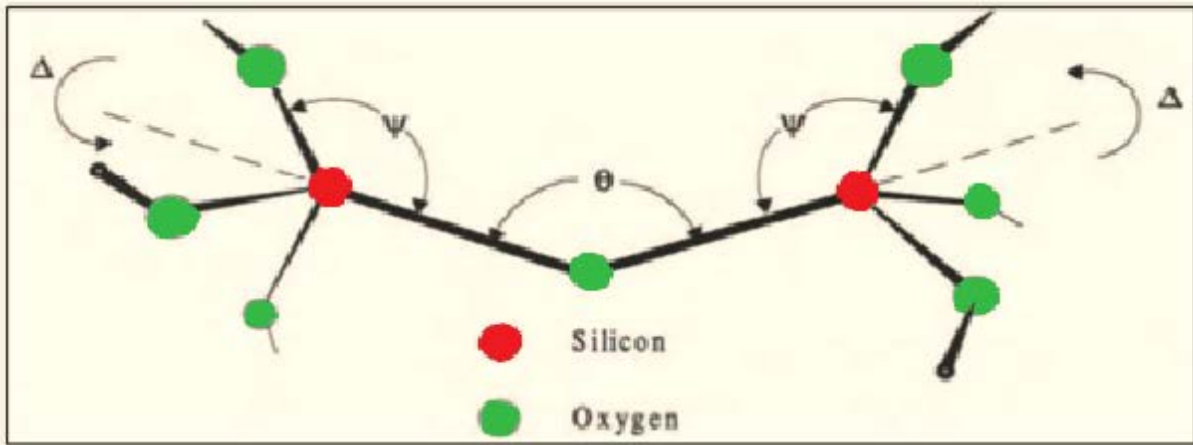


Figure (I.9) : Schéma de la structure de SiO_2 amorphe [4].

Pour illustrer la flexibilité de la liaison Si-O-Si, la variation de l'énergie de liaison avec l'angle de liaison a été calculée. Cette étude montre que l'énergie de liaison varie très peu (0.1eV) lorsque θ varie entre 120° et 180° . Cependant, cette énergie augmente rapidement pour des valeurs d'angles plus petits (1 eV lorsque $\theta = 100^\circ$).

Les liaisons entre les blocs élémentaires peuvent également pivoter ou se resserrer, soit pour minimiser l'énergie de liaison si l'espace disponible est suffisant, ou s'adapter aux contraintes de leur environnement immédiat. Par exemple, l'angle de rotation de tétraèdre Δ (voir figure 1.5) peut varier de 0 à 120° , tandis que la variation de l'énergie de liaison est égale seulement à 0.05 eV.

La principale différence entre un matériau amorphe et un matériau cristallin est que le deuxième possède une structure unique répétée à l'infini, tandis qu'un matériau amorphe comme le SiO_2 possède seulement un ordre local. Donc, une structure amorphe n'est pas définie d'une manière unique. Il en résulte que même pour de petites variations des conditions de procédé peuvent engendrer un effet significatif sur les propriétés de l'oxyde. Ces propriétés dépendent de la distribution des angles des liaisons.

En raison de la grande variété de techniques de fabrication (oxydation thermique, implantation ionique, dépôt, ...), et les conditions de procédé, la structure réelle de la silice amorphe contient de nombreux défauts. [4]

I.2.3. Défauts dans l'oxyde SiO₂ amorphe

Avant de classer les défauts en différentes familles, il est important de noter que, d'un point de vue physique, tout écart par rapport au réseau idéal ou parfait des structures tétraédriques, peut être considéré comme un défaut structurel.

D'autre part, du point de vue électronique, le mot défaut désigne souvent un défaut électrique actif. En d'autres termes, l'approche physique comprend tous les types de défauts quel que soit leur état de charge, tandis que dans la pratique, on préfère souvent d'utiliser le mot «défaut» lorsque le site est électriquement actif et «precursor» lorsque le site est neutre. La plupart des défauts natifs sont neutres et ne peuvent pas être détectés immédiatement après le processus de fabrication. Ils ne peuvent être révélés qu'après une excitation extérieure, en modifiant leur état de charge (neutre→actif). Par conséquent, les défauts électriquement actifs n'apparaissent que lorsque le dispositif électronique est utilisé, ce qui conduit finalement à une dégradation des performances. [4]

I.2.4. Défauts extrinsèques

C'est la combinaison des atomes étrangers (diffusion d'impuretés dans l'oxyde) durant les différentes étapes technologiques de nombreuse manière et selon plusieurs paramètres (la valeur de leur rayon atomique, les conditions thermodynamique de leur introduction) ; ou après contamination accidentelle de la structure est à l'origine de la création des états électroniques extrinsèques et de charges fixes supplémentaires localisées à l'interface les impuretés pénètrent à l'intérieur de l'oxyde à différent moments du processus technologique : [7]

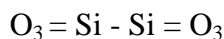
- durant l'oxydation thermique si elles sont déjà présentes dans le substrat de silicium (cas des atomes dopants As, B, P...), ou si elles ont été introduites volontairement, ou dans le gaz oxydant (cas de l'eau et des composés chlorés) ;
- durant la croissance de la silice, si elles sont présentes dans l'ambiance (cas des ions alcalins Ca, K, Na ...) ;
- durant les étapes qui suivent la croissance ou la déposition de l'oxyde : métallisation, Implantation ionique et traitements à haute température (A_r, H₂, N₂).

I.2.5. Défauts intrinsèques

A ce jour, au moins neuf différentes sources de défauts électriquement actifs ont été identifiées dans le SiO₂ amorphe. Ces différents types de défauts sont présentés ci-dessous.

I.2.5.1. Défauts liés à une lacune d'oxygène

La famille de défauts liés à la présence d'une lacune d'oxygène est probablement la plus connue. Pour utiliser un modèle simple, les défauts de cette famille sont constitués de deux Tétraèdres voisins dont la liaison d'atome d'oxygène est absente, il est présenté par :



Ce défaut est diamagnétique et électriquement neutre. Il est donc impossible de le détecter ni par la technique EPR ni par d'autres méthodes. Toutefois, un trou peu coincer sur la vacance et modifie la structure des défauts. Après le piégeage de trou, l'un des atomes de silicium possède un électron non apparié, situé sur un orbital balançant sp³ et reste dans une configuration tétraèdre. L'autre atome de silicium porte la charge positive piégée (le trou piégé) et détend dans le plan de ses trois oxygènes voisins restants, comme illustré dans la figure (1.6). Cette relaxation asymétrique est possible grâce à la flexibilité de la liaison Si–O–Si, la caractéristique principale de ce type de défauts est que l'électron non apparié est paramagnétique et il est détecté facilement par la technique EPR à température ambiante.

Le défaut construit sur une lacune asymétrique détendue d'oxygène est appelé "E' center», la caractéristique commune de tous les "E' center" est qu'ils tous possèdent une structure paramagnétique $O_3 \equiv S_i^0$. Cette structure conserve sa configuration tétraèdre sp³, [4]

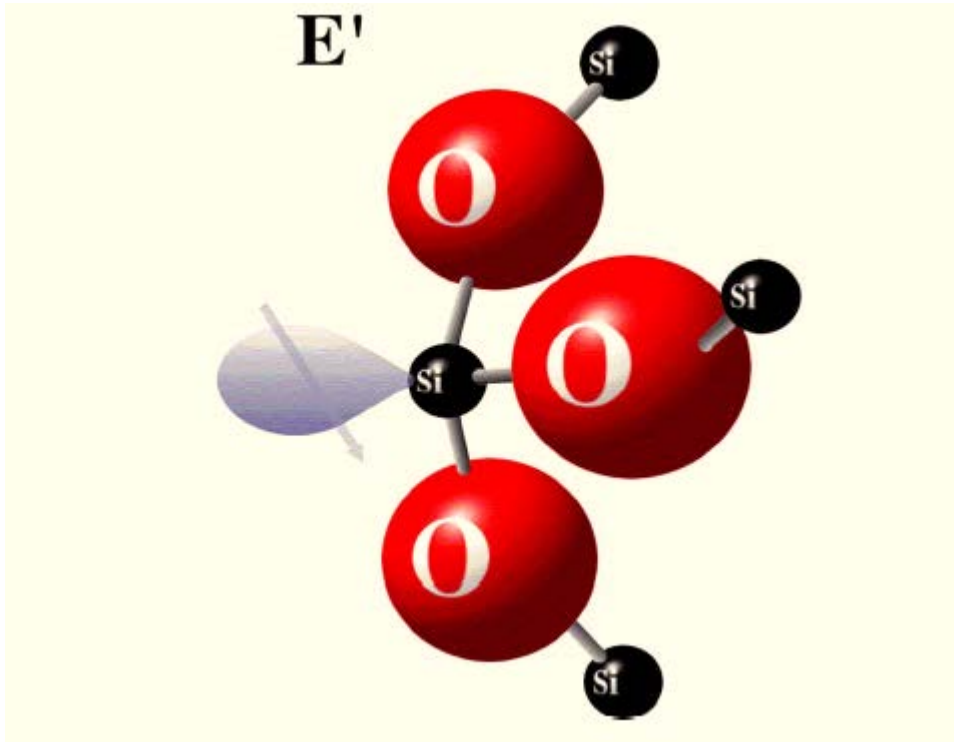
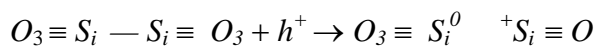


Figure (I.10) : représentation schématique d'un défaut d'oxyde neutre du centre E.

Ces défauts existent dans une assez grande variété, les trois "E' center" les plus connus sont: γ E', E'_β et E'_α .

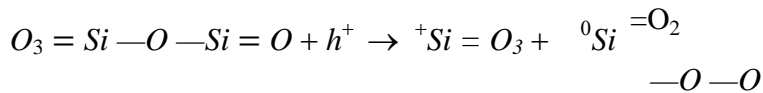
- **E' γ centre** : La structure obtenue par le piégeage d'un trou sur une lacune d'oxygène est le γ "E' center", ce qui est l'équivalent en silice amorphe de 1 "E' center" identifié en quartz. Cette création de défaut peut s'écrire :



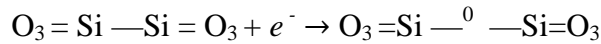
- **E' β centre** : Certains "E' center" peuvent être neutres électriquement, tel que par exemple β "E' center". Dans ce cas la charge positive est passivée par un atome d'hydrogène. Le β "E' center" peut être décrit par :



- **E' α centre** : "E' center" diffère des deux autres "E' center" car ce défaut est plutôt une liaison Si O Si normale. La capture d'un trou par un tel défaut, peut être écrite sous:



En outre, les calculs théoriques réalisés sur un cristal de quartz ont montré que la lacune d'oxygène neutre pourrait également piéger un électron.



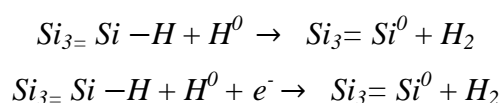
Dans ce cas, la profondeur de l'énergie du piège d'électron est estimée à environ 1 eV en dessous de la bande de conduction. Théoriquement, ce défaut de charge négatif doit être paramagnétique, mais à ce jour, cela n'a pas été confirmée expérimentalement. Notons que ces calculs théoriques ont été effectués pour un cristal de quartz mais pas pour la silice amorphe.

I.2.5.2. Défauts à l'interface SiO₂/Si – les états d'interface

Les défauts mentionnés ci-dessus sont dues à une modification de la structure du matériau. En raison des différences qui existent entre la structure du silicium cristallin et l'état amorphe de SiO₂ (désaccord de maille), d'autres défauts existent à l'interface SiO₂/Si. [4]

Il existe certains types de défauts paramagnétiques à l'interface SiO₂/Si, appelés "P_b center". ces défauts comportent un atome de silicium tri-coordonné, lié à trois atomes de silicium du substrat, et qui possède une liaison pendante (électron paramagnétique) perpendiculaire à l'interface et dirigées vers l'oxyde, voir la figure (1.9). Un "P_b center" peut être représenté par : $Si_3 = Si^{\cdot 0}$

Actuellement, dans les technologies d'oxyde de grille utilisées, les états d'interface sont passivées par des atomes d'hydrogènes, ce qui conduit à la formation des groupes $Si_3 = Si - H$. Sous l'effet d'un stress (champ électrique, irradiation..), une dépassivation des états d'interface se produise. Les mécanismes exacts de la création et l'évolution des états d'interface pendant et après le stress sont encore un sujet de débat. Toutefois, un consensus relatif a été atteint sur la participation des espèces hydrogénés à ce processus (H₂, proton H⁺, ou l'hydrogène atomique H⁰, ou d'autres éléments). Les réactions chimiques peuvent être décrire par:



Cependant, les "P_b center" ne représentent qu'une contribution aux états d'interface, et il existe sûrement d'autres défauts à l'interface. Les "P_b center" sont les seuls défauts d'interface observés par EPR.

La structure microscopique de "P_{b0} center" est très proche de celle du défaut P_b décrit ci-dessus.

Il n'existe pas une description précise de la structure microscopique de "P_{b1} center". La structure microscopique postulée de ce défaut paramagnétique pourrait être

$Si \equiv S I_o$

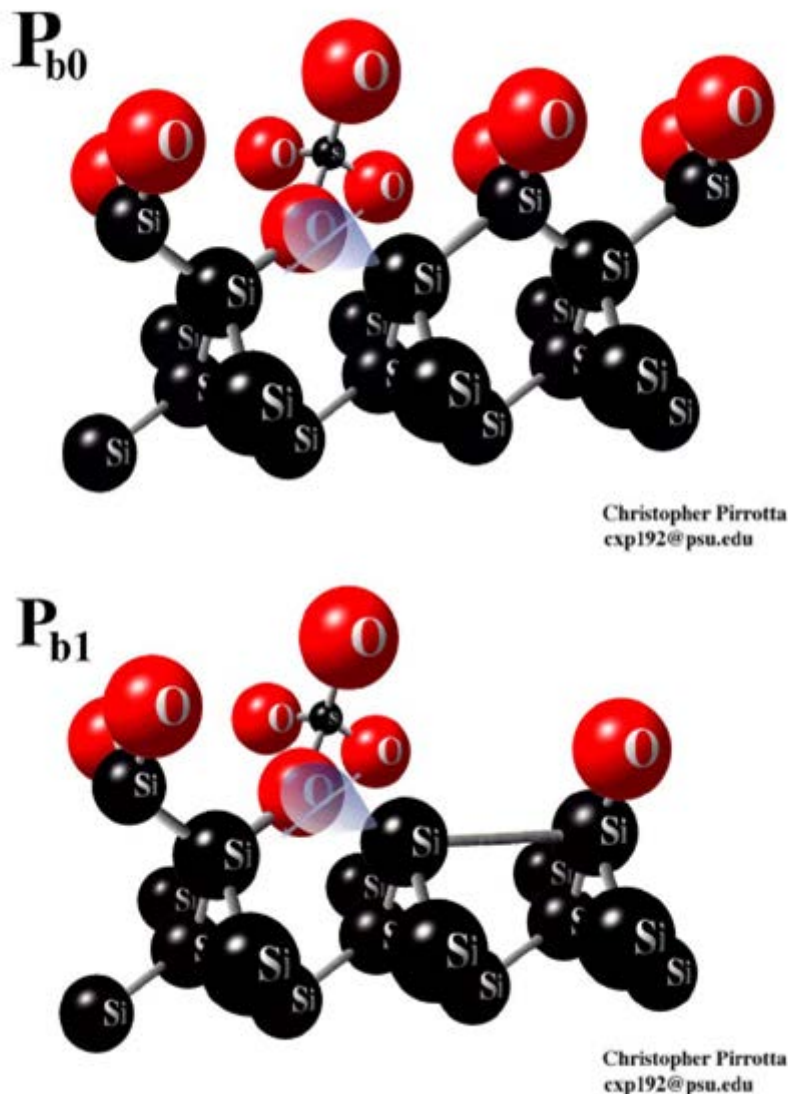


Figure (I.11) : Schéma du défaut d'interface typique P_b [4].

I.3. Comportement électrique des défauts

I.3.1. Notion de défaut électriquement actif

Les ruptures dans la périodicité du SiO_2 donnent naissance à l'introduction de nouveaux niveaux d'énergie dans la bande interdite du SiO_2 notée E_T le défaut peut être peu profond si le porteur est faiblement lié aux défauts veut dire que ce niveau E_T est proche de la bande de conduction E_C pour un électron ; ou de la bande de valence E_V pour un trou ; dans le cas contraire le porteur est fortement lié au défaut et que le niveau E_T est loin de la bande de conduction E_C pour un électron et de la bande de valence E_V pour un trou. [8]

I.3.2. Notion de piège

Les niveaux permis supplémentaire introduit à l'intérieur de l'oxyde sont électriquement actif, un défaut est dit actif électriquement lorsque le passage du niveau E_F au niveau d'énergie E_T provoque un changement de charge, cela veut dire que ce dernier est capable de stocker une charge positive ou négative au cours d'un certain temps deux classes sont distinguées selon le type de charge [6]

- Type donneurs neutre si occupé pour un électron et chargé positivement si inoccupé.
- Type accepteur : neutre si inoccupé par un électron, charge positivement si occupé

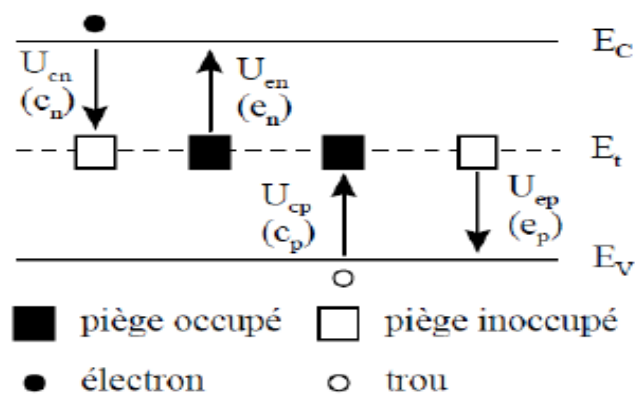


Figure (I.12) : Diagramme de bandes du semi-conducteur faisant apparaître des pièges au niveau d'énergie. [6]

Chaque piège est caractérisé par un niveau d'énergie E_t dans la bande interdite et par deux sections de capture σ_n et σ_p , il peut capturer un électron de la bande de conduction (ou un trou de la bande de valence) et le remet ensuite vers cette même bande, comme un lieu de recombinaison s'il peut échanger des porteurs avec les bandes de conduction et de valence ; les différents mécanismes de piégeage possibles sont illustrés sur la figure (I.13).

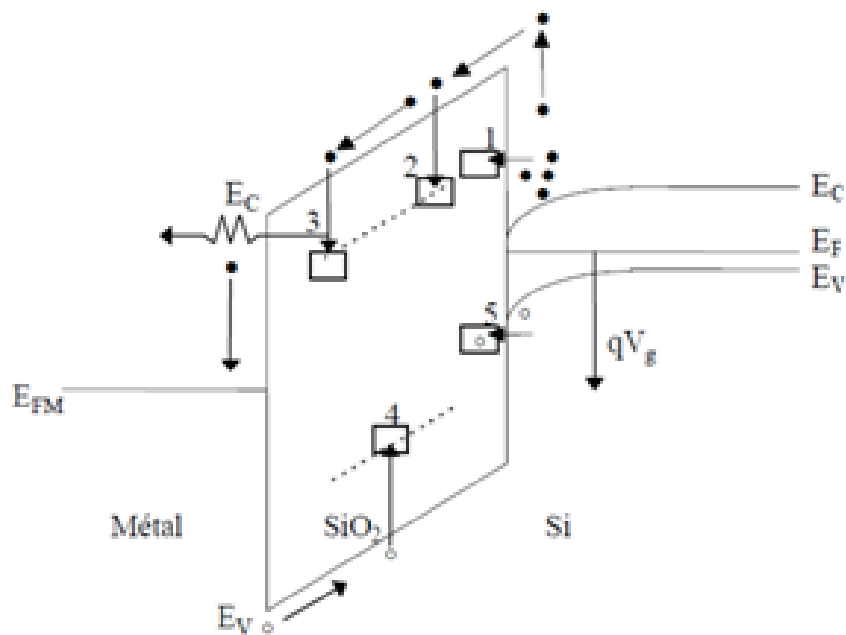


Figure (I.13) : illustration des différents mécanismes de piégeage. [8]

- 1 : Transition tunnel d'un électron depuis la bande de conduction du Si
- 2 : Capture non radiative d'un électron de la bande de conduction du SiO₂
- 3 : Capture radiative d'un électron de la bande de conduction du SiO₂
- 4 : Capture d'un trou de la bande de valence du SiO₂
- 5 : Transition tunnel d'un trou depuis la bande de valence du Si

I.3.3. Notion de section de capture

La section de capture est définie par la facilité avec laquelle un défaut peut capturer un électron ou un trou noté respectivement σ_n et σ_p mesurée en cm^2 , elle varie en fonction de la température et le champ électrique, les valeurs obtenues appartiennent à une large gamme (10^{-22} - 10^{-12}cm^2) cette section représente une aire perpendiculaire au flux des porteurs à l'intérieur dont le piège peut capturer un porteur, l'ordre de grandeur de la section de capture est considéré par la charge initiale de défauts et le signe de porteur capturé[7] : Dans le cas d'un électron, si le défaut porte une charge initiale positive on dit que il est attractif coulombien et la section de capture est grande de l'ordre de $[10^{-14} \text{ cm}^2 < \sigma < 10^{-12} \text{ cm}^2]$, dans le cas contraire, si le défaut porte une charge négative on dit que il est répulsif coulombien et la section de capture est petite $[10^{-22} \text{ cm}^2 < \sigma < 10^{-18} \text{ cm}^2]$, dans le cas neutre : le défaut peut capturer un électron ou un trou et la section de capture est moyenne $[10^{-18} \text{ cm}^2 < \sigma < 10^{-14} \text{ cm}^2]$ selon les dimensions atomiques, c'est le défaut le plus rencontré.

Chapitre II :

*Techniques de caractérisation des défauts
dans un dispositif MOS*

II.1. Introduction au magnétisme

On considère, à l'intérieur d'un atome, un électron qui tourne autour du noyau comme il est illustré dans la figure (II.1) :

A partir de là on peut définir deux notions élémentaires qui sont : le moment orbital et le moment de spin [2]

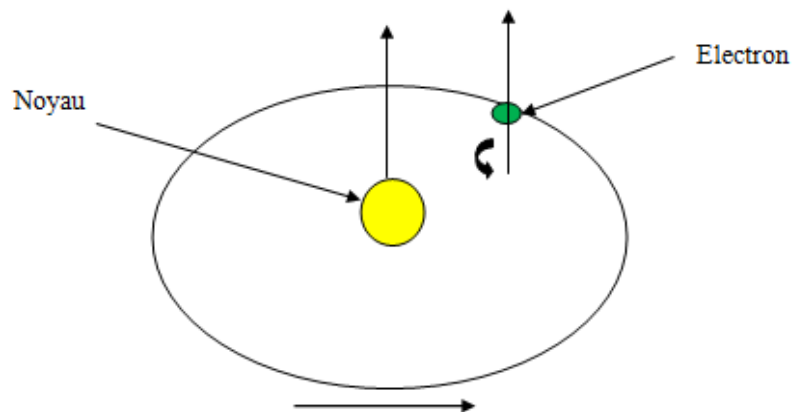


Figure (II.1) : Mouvement d'électron.

II.1.1. Moment orbital

Dans un atome, les électrons décrivent des orbites quasi circulaires autour du noyau. On peut considérer que le mouvement de chaque électron constitue un courant qui peut s'écrire sous la forme :

$$i = e \cdot f \quad (\text{II.1})$$

Où f et e sont le nombre de tours par seconde et la charge d'électron respectivement.

D'après la loi d'Ampère, le courant, circulant dans une spire confondue avec l'orbite, crée un moment magnétique orbital sous la formule :

$$\vec{m}_m = \pi r^2 i \vec{n} \quad (\text{II.2})$$

Où: \vec{n} est la normale orientée à la surface de la spire et r est le rayon de l'orbite électromagnétique supposé circulaire. [2]

II.1.2. Moment de spin

De plus, nous savons que l'électron tourne aussi sur lui-même (spin) et présente donc un moment magnétique dit moment de spin (m_s). Ce dernier est une propriété purement quantique des électrons. Il est défini comme suit :

$$m_s = \frac{e}{2m} \frac{h}{2\pi} \quad (\text{II.3})$$

Où e est la charge d'électron ($e=-1.607*10^{-19}C$), m la masse d'électron ($m=9.107*10^{-31}kg$) et h est la constante de Plank ($h=6.62*10^{-34} J. s$).

Enfin, le moment magnétique total de l'atome est la somme des moments orbitaux et des moments de spin de ses électrons. [2]

II.1.3. Notions sur les spins

Le **spin** est une propriété des particules atomiques. On peut la représenter classiquement comme la rotation des particules sur elles mêmes (tout comme la terre tourne sur elle même en 24 heures). Ce mouvement produit une aimantation parallèle à l'axe de rotation voir la figure (II.2). Mais ce n'est qu'une analogie, car la mécanique au niveau microscopique est très différente de la mécanique classique [3]

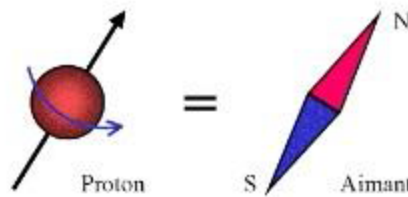
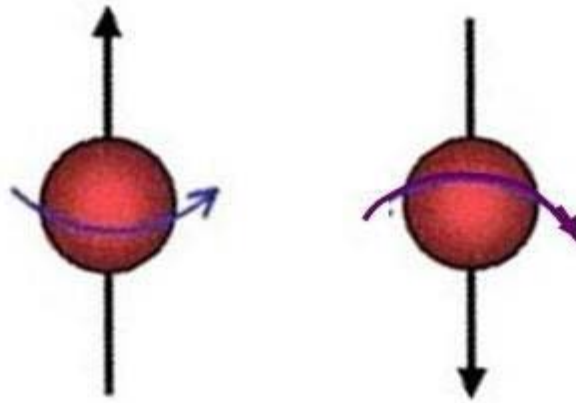


Figure (II.2) : mouvement produit une aimantation parallèle à l'axe de rotation [3]

II.1.4. Propriété fondamentale du spin

Une propriété fondamentale du spin des électrons et des protons est de ne posséder que deux états possibles : « vers le haut » et « vers le bas ». Ces deux états sont énergétiquement différents : il faut fournir une certaine quantité d'énergie pour passer de l'un à l'autre (figure II.3)



Figure(II.3) : Les états d'un spin [3]

L'autre propriété qui nous intéresse est la précession : sous l'influence du champ magnétique externe, les spins tournent autour de leur axe B_0 (en formant un cône, comme une toupie) avec une fréquence (mesure le nombre de fois où un phénomène périodique se reproduit par unité de temps). Cette fréquence est d'autant plus élevée que l'intensité du champ magnétique est grande. On l'appelle fréquence de résonance.

Si une onde électromagnétique de cette fréquence de résonance est appliquée, la quantité d'énergie apportée permet aux spins de basculer d'un état « bas » vers un état « haut » par effet de résonance. Cet effet permet de manipuler les spins à volonté, et ouvre la voie aux techniques de la résonance magnétique. [3]

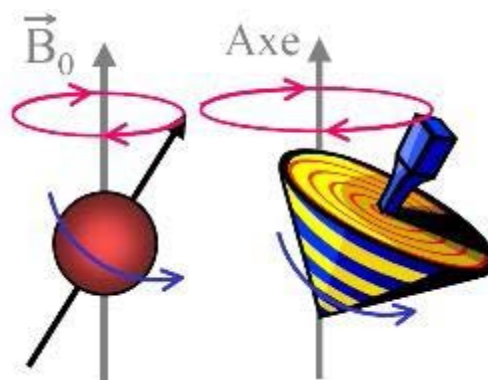


Figure (II.4) :L'orientation des spins dans un champ magnétique [3]

II.2. Résonance Paramagnétique Electronique (RPE)

La résonance paramagnétique électronique (RPE) est une technique d'analyse de la structure de la matière qui permet d'obtenir des informations concernant la nature des espèces magnétiques qui y sont présente, leurs concentrations et les interactions magnétiques entre elles.

II.2.1. Principe de la RPE

Le principe de la RPE repose sur l'effet Zeeman: soumis à l'action d'un champ magnétique extérieur intense H , les niveaux d'énergie d'un spin S se séparent en $(2S + 1)$ états, chacun affecté d'un nombre quantique m_s ($m_s = -S, -S+1, -S+2, \dots, S$).

Ainsi, pour le cas d'un ion paramagnétique ne présentant qu'un seul électron célibataire (donc pour lequel $S = 1/2$), la présence du champ magnétique extérieur donne lieu à $(2S + 1) = 2$ états, correspondant à $m_s = -1/2$ et $m_s = +1/2$.

L'énergie magnétique associée à chacun de ces états est donnée par la relation $E = m_s g \mu_B H$, où g est le facteur de Landé lorsqu'il s'agit d'un électron libre, et vaut $g_e = 2$. Dans le cas général, le facteur g est différent de 2, et μ_B (qui est parfois noté β) est le magnéton de Bohr. Puis, sous l'action d'un second champ magnétique (champ hyperfréquence ou micro-onde) perpendiculaire au premier et d'amplitude beaucoup plus faible, ayant une fréquence ν , un photon d'énergie $h\nu$ peut être absorbé (ou émis) si la séparation énergétique entre les 2 niveaux concernés, c'est-à-dire $g\mu_B H$, se trouve égale à $h\nu$. C'est à cette valeur particulière de H que le phénomène de résonance se produit. Ainsi, la condition de résonance se résume par:

[4]

$$h\nu = E_f - E_i = E(m_s = 1/2) - E(m_s = -1/2) = g\mu_B H \quad (\text{II.4})$$

Avec :

- g = facteur de Landé (dans le cas d'un électron libre) ou *facteur g* en général, Ce facteur g est d'une grande importance en RPE, g traduit le couplage spin-orbite
- μ_B (ou β) = magnéton de Bohr ($\mu_B = 9.2741 \times 10^{-24} \text{ J.T}^{-1}$) ;
- H = valeur du champ magnétique à la condition de résonance ;
- h = constante de Planck ($h = 6.6261 \times 10^{-34} \text{ J.s}$) ;
- ν = fréquence du champ micro-onde ;
- E_f = énergie de l'état final ;
- E_i = énergie de l'état initial.

D'une façon plus générale, lorsqu'il y a plus que 2 états, les transitions permises sont celles pour lesquelles les états (initial et final) satisfont aux conditions $\Delta S = 0$ et $\Delta m_S = \pm 1$. Les autres transitions sont généralement interdites, sauf s'il y a un mélange entre les états quantiques. [4]

La condition de résonance exprimée ci-dessus peut également s'écrire :

$$v = g \frac{\mu_B}{h} H = \gamma H \quad (\text{II.5})$$

Où γ désigne le rapport gyromagnétique.

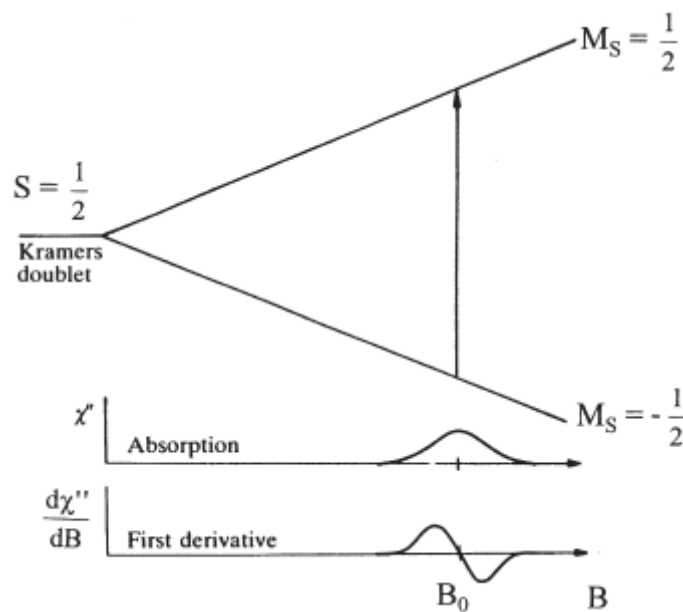


Figure (II.5) : Diagramme de niveau d'énergie pour un électron isolé dans un champ magnétique B et spectre d'absorption correspondant et spectre ESR de première [8]

II.2.1.1. Analyse des spectres

L'électron célibataire dans une espèce paramagnétique est soumis à un environnement électrique qui n'est généralement pas symétrique. La constante g_e est remplacée par un tenseur g qui rend compte de symétrie du champ cristallin ; ses composantes principales g_1 , g_2 et g_3 sont égales en symétrie isotrope (environnement octaédrique parfait par exemple), $g_1 = g_2 = g_{\perp}$ et $g_3 = g_{\parallel}$ en symétrie axiale (octaèdre déformé par élongation) et $g_1 \neq g_2 \neq g_3$ en symétrie orthorhombique. Ceci se traduit par des différences du signal RPE (figure II.6)

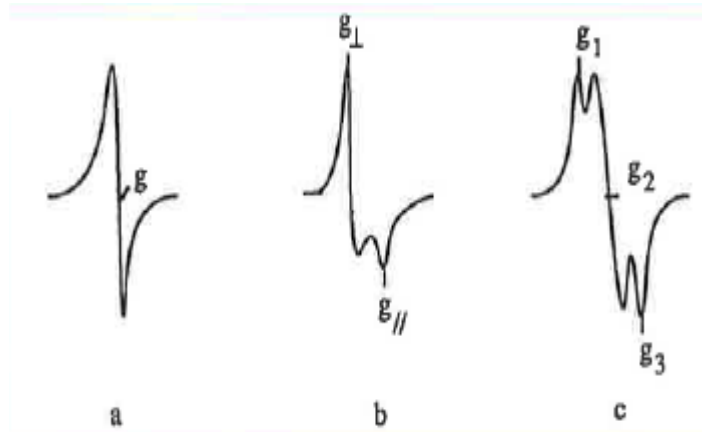


Figure (II.6) : Modèles ESR de poudre idéalisée, avec leur profil d'absorption correspondant:

a isotrope; b axial et c rhombique [8]

L'électron possédant un moment magnétique, il pourra être soumis à différentes interactions magnétiques, on peut définir un g moyen : $g_m = (g_1 + g_2 + g_3)/3$. Cette valeur est proche de g_e pour les espèces organiques mais peut être très différente pour les espèces minérales. Le couplage spin-orbite est principalement responsable de l'écart observé entre g_e et g_m . L'interaction entre le spin électronique, S , de l'électron et le spin nucléaire, I , du noyau auquel il est associé provoque un couplage hyperfin (hf) qui décompose le spectre RPE en multiplets constitués de $2I + 1$ raies. Le couplage superfin (shf) est de même nature, mais résulte de l'interaction entre S et les spins nucléaires I des n atomes voisins ($2nI + 1$ raies si les atomes sont équivalents). L'analyse de la structure shf peut ainsi fournir des renseignements sur la nature du site d'adsorption d'une espèce paramagnétique. [7]

II.2.1.2. Effet Zeeman

Un électron isolé, tout seul dans l'espace sans forces extérieures, a encore un moment angulaire intrinsèque appelé "spin" \vec{S} . Parce qu'un électron est chargé, le mouvement angulaire de cette particule chargée génère un champ magnétique. En d'autres termes, l'électron dû à sa charge et à son moment angulaire agit comme un petit aimant en forme de barre, ou dipôle magnétique, avec un moment magnétique $\vec{\mu}$. [5]



Figure (II.7) : Electron libre et non apparié dans l'espace: spin électronique - moment magnétique [5]

Les différences d'énergie étudiées dans la spectroscopie EPR sont principalement dues à l'interaction des électrons non appariés dans l'échantillon avec un champ magnétique produit par un aimant dans le laboratoire. Cet effet est appelé l'effet Zeeman. Le champ magnétique, B_0 , produit deux niveaux d'énergie pour le moment magnétique $\vec{\mu}$ de l'électron. L'électron non apparié aura un état d'énergie la plus faible lorsque le moment de l'électron est aligné sur le champ magnétique et un stade d'énergie maximale lorsque $\vec{\mu}$ est aligné sur le champ magnétique. [5]

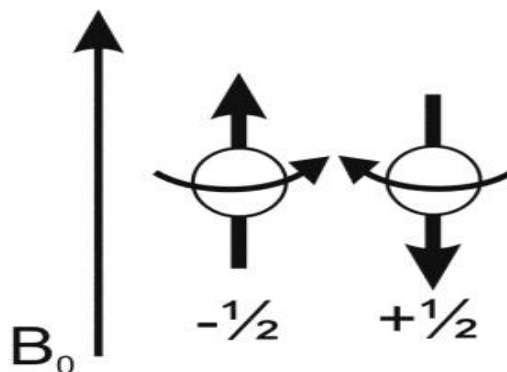


Figure (II.8): Orientations d'énergie minimale et maximale de $\vec{\mu}$ par rapport au champ Magnétique B_0 [5]

Les deux états sont marqués par la projection du spin électronique, m_s , sur la direction du champ magnétique. Comme l'électron est une particule de spin $1/2$, l'état parallèle est désigné par $m_s = -1/2$ et l'état antiparallèle est $m_s = +1/2$ (figures 8 et 9). L'énergie de chaque orientation est le produit de μ et B_0 . Pour un électron $\mu = m_s g_e \beta$, où β est une constante de conversion appelée Bohr magnéton et g_e est le facteur g spectroscopique de l'électron libre et vaut $2.0023192778 (\approx 2.00)$. Par conséquent, les énergies pour un électron avec $m_s = +1/2$ et $m_s = -1/2$ sont respectivement [5]

$$E_{+1/2} = +\frac{1}{2} g_e \beta B_0$$

$$E_{-1/2} = -\frac{1}{2} g_e \beta B_0$$

Il en résulte deux niveaux d'énergie pour l'électron dans un champ magnétique.

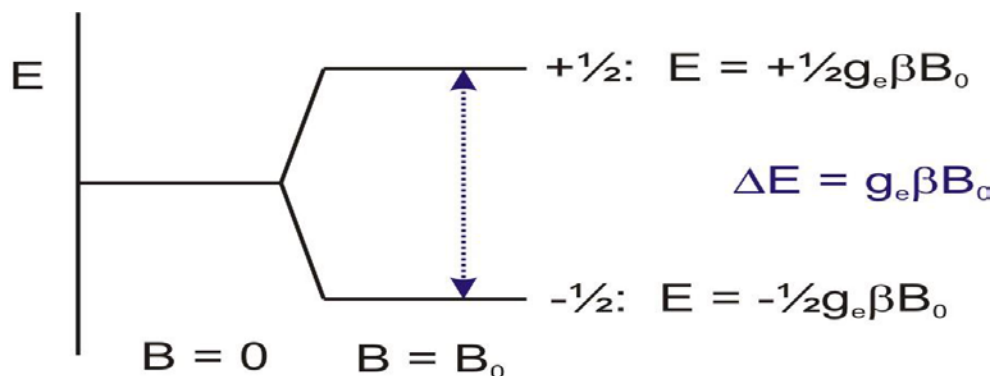


Figure (II.9) : Induction des énergies de spin en fonction du champ magnétique [5]

II.3. Résonance magnétique détectée électriquement (EDMR)

La résonance magnétique détectée électriquement (EDMR) est une technique EPR très sensible (sensibilité de 1000 de défauts) qui permet à la résonance magnétique d'être appliquée complètement

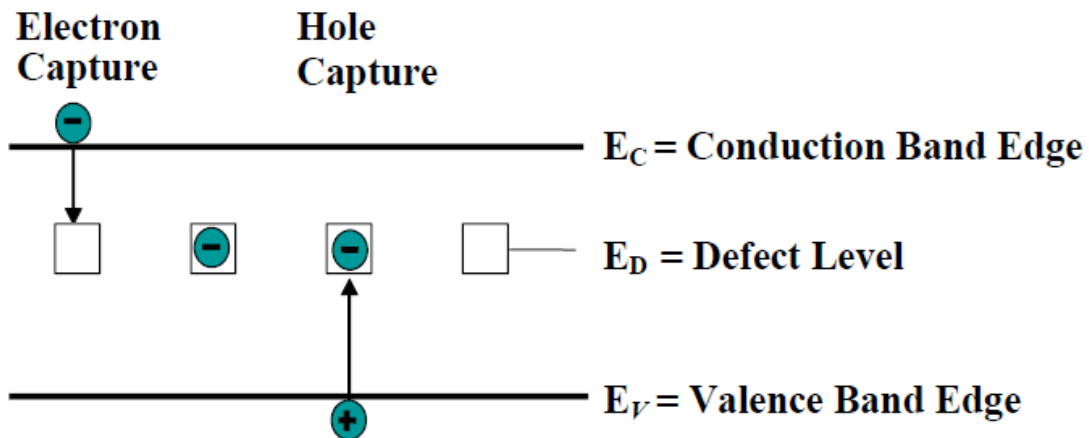
Transistors et structures de condensateurs. Il surmonte un bon nombre d'inconvénients susmentionnés de l'EPR classique. L'EDMR et l'EPR classique ont tous deux été utilisés dans cette étude car ce sont des techniques complémentaires. L'EDMR présente l'avantage de ne détecter que les défauts qui se trouvent spécifiquement dans la partie "active" d'un dispositif semi-conducteur mais ne fournit pas de profil de défauts quantitatifs. Avant ce travail, les mesures EDMR étaient généralement insensibles aux défauts des bords de bande proche. Cette lacune a été améliorée dans le travail décrit ici. L'EDMR n'est cependant pas bien

adapté pour étudier certaines étapes de traitement individuelles, car un dispositif métallisé est requis pour les mesures EDMR. Nous avons utilisé trois types d'EDMR; la recombinaison dépendante du spin (SDR) sur des MOSFET entièrement traités, le pompage de charge dépendant du spin (SDCP) sur des MOSFET entièrement traités, et le tunneling assisté par piège dépendant du spin (SDT) sur des condensateurs MOS métallisés. [6]

II.3.1. Recombinaison dépendante du spin (SDR)

Une technique de détection ESR La recombinaison dépendant du spin (SDR) est une technique ESR dans laquelle on peut faire une ESR mesures sur des dispositifs entièrement traités, y compris des dispositifs dans des circuits intégrés. En SDR, le spin la nature dépendante des événements de recombinaison est exploitée pour que l'on puisse observer mesure des courants de recombinaison. Une explication qualitative de la RDS, proposée pour la première fois par Lépine, est suffisante pour une explication de base. Le modèle Lepine combine le Shockley-Read-Modèle de recombinaison de Hall (SRH) et principe d'exclusion de Pauli.

Dans le modèle SRH, la recombinaison des électrons et des trous se fait au niveau profond défauts dans la bande interdite des semi-conducteurs. Un électron est piégé à un défaut de niveau profond, puis un trou est piégé au même défaut de niveau profond. (La séquence pourrait évidemment être inversée, avec un trou être piégé d'abord à un défaut de niveau profond, puis à un électron.) Ce processus est illustré à la (figure II.10). [9]



**Interface defect levels in the band gap
can act as recombination centers.**

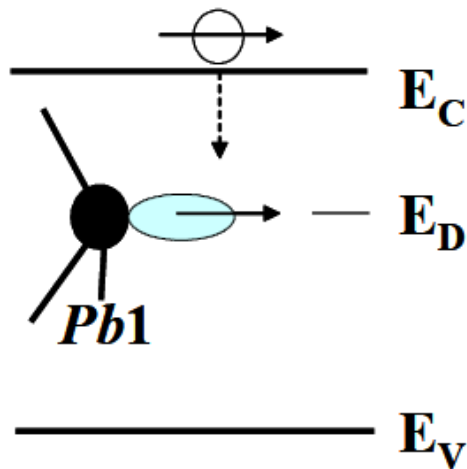
Figure(II.10) : Représentation schématique du modèle SRH. [9]

Le processus de recombinaison de la SRH commence avec la capture d'électrons (ou capture de trous) au niveau profond site. Si les électrons de liaison et de conduction ont la même orientation de l'électron de conduction ne peut pas être capturé sur le site parce que les deux électrons peuvent ne pas occuper le même orbitale avec le même nombre quantique de spin.. En ESR, les spins d'électrons sont "retournés" d'une orientation de spin à l'autre lorsque la condition de résonance est satisfaite. Le spin retourné sur le site de piégeage augmente la probabilité de pièges orientés à l'opposé de spins d'électrons de conduction, permettant le piégeage et recombinaison. Ce processus augmente le courant de recombinaison. Ce processus est illustré à la figure (II.11).

Si les deux électrons de conduction et les spins d'électrons au niveau profond point de la même manière, l'événement de piégeage sera interdit (a). En satisfaisant la condition ESR, nous retournons le niveau profond tourné, permettant l'événement de capture (b). Cela augmente le courant lorsque la condition ESR est satisfaite [9]

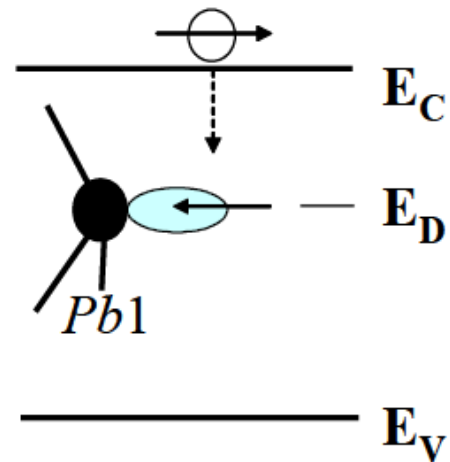
Un grand champ magnétique polarise

Les systèmes de spin
Pauli nous dit:



C'est une transition interdite

Résonance Spin Electronique Sous la
condition de résonance (cas le plus simple) $H\beta g = \nu h$



C'est une transition permise

Figure (II.11) : Cette figure illustre le phénomène SDR. [9]

Ainsi, si un dispositif semi-conducteur est placé dans un fort champ magnétique variant lentement et rayonnement micro-ondes, le courant de recombinaison va augmenter lorsque le champ magnétique appliqué et fréquence micro-ondes satisfaire la condition de résonance. Le courant de l'appareil est tracé en fonction du champ magnétique Le champ aura le même allure que celui du spectre ESR du défaut à l'étude. Un SDR spectromètre est illustré schématiquement sur la figure (II.12).

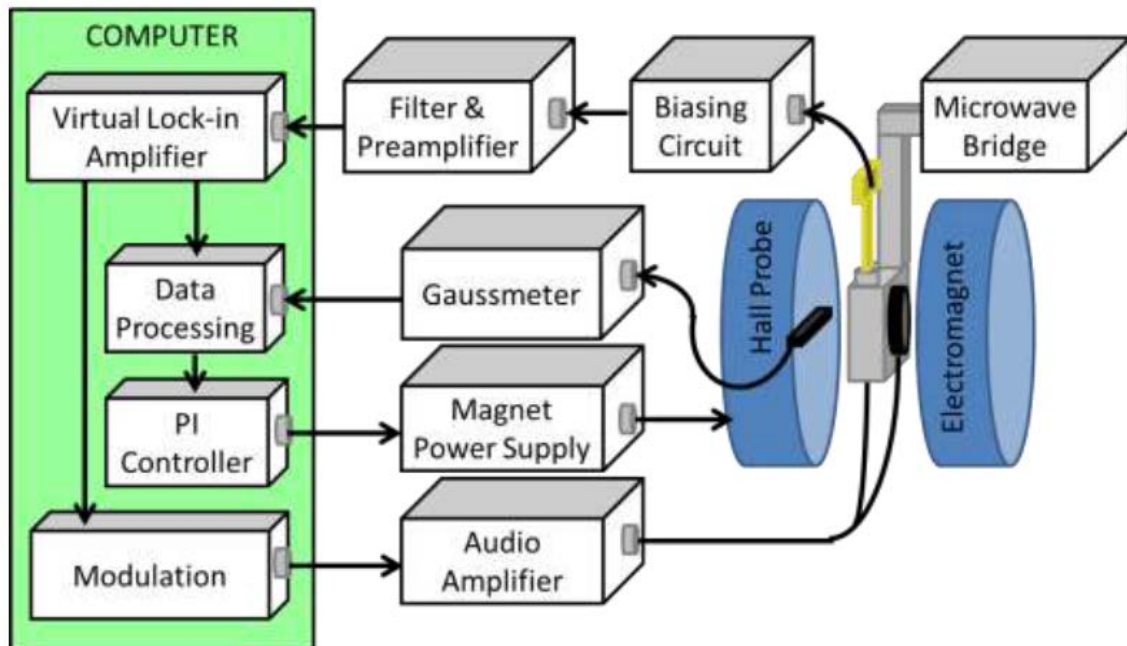


Figure (II.12) : Représentation schématique d'un spectromètre SDR [9]

Un modèle plus précis de SDR a été développé par Kaplan.

Dans les mesures SDR, l'appareil doit être configuré de manière à ce que le courant soit fortement influencé par les événements de recombinaison. Pour MOSFET cela peut être fait en connectant (court-circuitant) la source et le drain pour agir comme une diode commandée par grille et en polarisant le dispositif à travers la porte de manière à former une zone d'appauvrissement à l'oxyde de semi-conductrice interface. On pourrait alors mesurer le courant de recombinaison du substrat vers la source-drain jonction. Une façon dont le SDR pourrait être mesuré dans un BJT serait simplement de mesurer courant base-collecteur avec la jonction base-collecteur légèrement polarisée en avant. Les mesures SDR pourraient fournir des informations assez utiles sur la fiabilité et la performance limitant les défauts dans une très grande variété de des dispositifs comprenant des cellules solaires, des diodes à jonction p-n, des transistors à jonction bipolaire et des MOSFET. [9]

II.3.2. Pompage à charge dépendant du spin (SDCP)

SDCP combine un outil de caractérisation électrique largement utilisé avec la technique analytique la plus puissante pour fournir une structure à l'échelle atomique des défauts ponctuels dans les matériaux électroniques. SDCP offre une grande amélioration de la sensibilité par rapport à la technique EDMR précédemment établie appelée recombinaison dépendant du spin, offrant une sensibilité plus élevée et accédant à une plage d'énergie plus large dans la bande interdite. Une comparaison schématique de SDR et SDCP est montrée dans la (figure II.13). Alors qu'en SDR, une polarisation continue constante est appliquée à la porte, en SDCP, une onde carrée est appliquée à la porte. Les biais de source / drain vers substrat sont ajustés pour optimiser le rapport signal / bruit EDMR. SDCP est basé sur les mêmes principes fondamentaux que SDR: la capture d'un porteur de charge paramagnétique à un niveau profond paramagnétique est un processus dépendant du spin. [6]

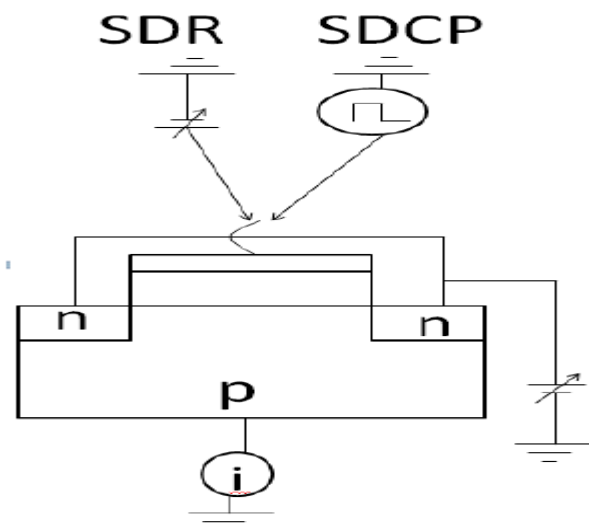


Figure (II.13) : Comparaison schématique de SDR et SDCP.

II.3.3. Tunnel dépendant du spin (SDT)

La technique SDT est une spectroscopie EDMR qui se présente sous des principes très similaire avec ceux de la spectroscopie SDR. La différence c'est que SDT consiste à mesurer le courant tunnel dans les transistors à effet champ par contre au SDR, il s'agit de surveiller le courant de recombinaison. La SDT peut identifier la nature chimique et structurelle des défauts situés dans le diélectrique selon le mécanisme suivant :

On souhaite que le courant du substrat soit dominé par un courant tunnel assisté par piégeage à travers le diélectrique de grille, Le dispositif est placé dans un grand champ magnétique à variation lente qui polarise partiellement les spins des électrons, des trous, ainsi que les spins de défauts de niveau profond paramagnétiques

La SDT peut être expliquée qualitativement en considérant le tunnel d'un électron d'un site central paramagnétique à un autre site paramagnétique dans un diélectrique ; le processus ne serait autorisé que si les électrons non appariés tournent sur les deux sites paramagnétiques qui ont des nombres quantiques de spin opposés, si les deux sites avaient des tours d'électrons avec le même nombre quantique de spin, le processus de tunnel serait interdit car, une fois terminé, l'un des sites paramagnétiques posséderait deux électrons avec le même nombre quantique de spin, cela serait interdit par le principe d'exclusion de Pauli (figure II-14), Cependant, si l'un des spins de l'onde des sites paramagnétiques devait être "retourné" via EPR ($h\nu = g\beta H$), l'événement de tunnel envisagé précédemment serait autorisé, ainsi, la résonance magnétique pourrait moduler un tel processus à la résonance, le processus de tunnel assisté par piège serait amélioré. Cette amélioration du courant tunnel peut être détectée par une augmentation de ce courant qui est le spectre SDT. [18]

En résumé le tunnel peut uniquement se produire (autorisé) lorsque deux défauts ont des nombres quantiques de spin opposés. si les deux défauts ont le même nombre quantique de spin, le principe d'exclusion de Pauli n'autorisera pas le passage du tunnel (interdit).

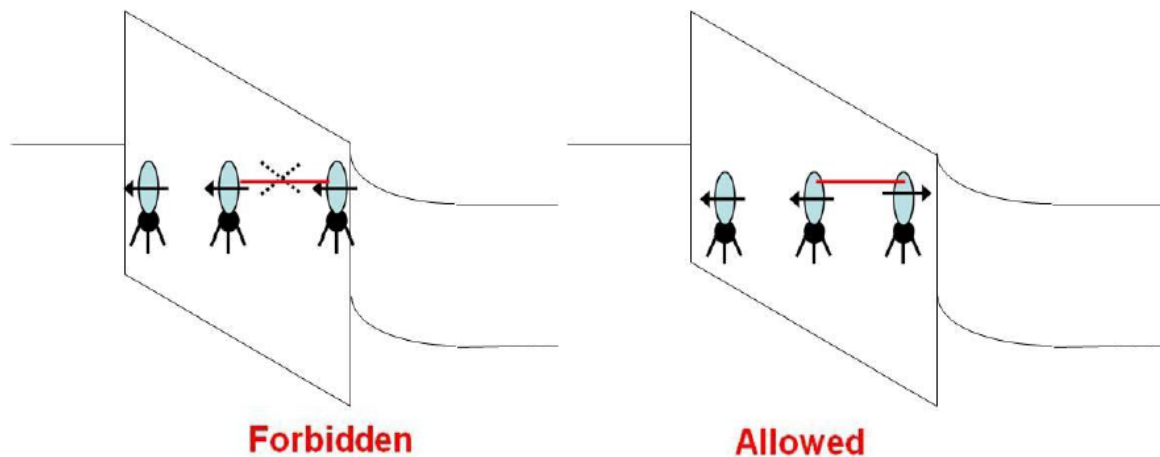


Figure II.14: Illustration schématique de la SDT.

II.3.4. Résonance pour un champ magnétique nul

Il devrait être évident à ce stade que même si les systèmes EPR et EDMR conventionnels nécessitent tous deux la capacité de faire tourner les spins d'électrons, la détection, la sensibilité et l'analyse de chaque technique sont complètement différents. Ce qui ne devrait pas être si évident à ce stade, c'est pourquoi le transport dépendant du spin peut être détecté à champ magnétique nul et en l'absence de rayonnement électromagnétique dans les appareils entièrement traités.

Le transport électronique à faible champ magnétique a été un sujet brûlant au cours des dernières années. Beaucoup ont rapporté sur un phénomène de magnétorésistance à faible champ, en particulier dans les semi-conducteurs organiques. Ce phénomène a généralement été associé à la modification des rapports singulet et triplet en fonction du champ magnétique. Une étude particulière a suggéré un modèle pour décrire ce phénomène qui est très similaire au modèle KSM. Ce modèle et d'autres proposés les mécanismes permettant de décrire le phénomène du champ zéro sont plausibles mais uniquement spéculatifs. Aussi, zéro et un transport dépendant du spin à faible champ a été observé dans les structures à double point quantique applications informatiques. Dans ces études, ce phénomène à champ magnétique faible est attribué mélange de singulet / triplet et dynamique de spin nucléaire. Pour les RPE classiques, les électrons non appariés impliqués expérimentent les interactions du champ magnétique appliqué de l'extérieur, l'interaction de l'électron avec son mouvement

autour du noyau et l'interaction de l'électron avec les noyaux magnétiques proches, le hamiltonien peut être décrit comme,

$$H_{TOTAL} = H_{SB} + H_{SL} + H_{SI} = \mu_{\beta} B^T \cdot g \cdot \hat{S} + \lambda \hat{L} \cdot \hat{S} + \sum_i \hat{S}^T \cdot A_i \cdot \hat{I}_i \quad (II.6)$$

Parce que les systèmes de matériaux (atomes de réseau et dopants) utilisés dans cette étude impliquent de petits atomes (Si, C, N, Al, B, P, O), l'interaction de l'orbite de spin électronique peut être négligée. Aussi, parce que deux (au moins) électrons les spins sont impliqués dans la plupart des processus de transport dépendants du spin (tels que l'appariement de spin d'électrons) mécanisme proposé dans le modèle KSM), il faut tenir compte de chacune de leurs interactions avec le champ et les noyaux voisins. Par conséquent, le hamiltonien total pour un système à deux électrons devient,

$$H_{TOTAL} = \mu_{\beta} B^T \cdot g \cdot \hat{S}_A + \mu_{\beta} B^T \cdot g \cdot \hat{S}_B + \sum_i \hat{S}^T \cdot A_i \cdot \hat{I}_i + \sum_i \hat{S}^T \cdot A_i \cdot \hat{I}_i \quad (II.7)$$

où \hat{S}_A ; est le vecteur de spin de l'électron A et \hat{S}_B est le vecteur de spin de l'électron B. Pour faciliter l'analyse, supposons pour le moment qu'il n'y a pas d'anisotropie en g, il n'y a pas de noyaux magnétiques à proximité,

II.3.4.1. Mesures de champ faible ou nul dans des dispositifs

Une autre façon de mesurer les expériences EDMR est le tunneling dépendant du spin (SDT) via un condensateur. Lorsque le champ magnétique appliqué à un condensateur Si-SiC: H est balayé d'une négative polarité à travers le «champ zéro» à une polarité positive, il y a un signal SDT à champ zéro clair qui peut être mesuré. La mesure du champ nul nécessite uniquement des champs magnétiques faibles d'environ -150 Gauss à 150 Gauss et ne nécessite aucune irradiation par micro-ondes. Cette exigence de champ plus faible et le manque d'énergie électromagnétique rendent un tel spectromètre nettement moins cher et plus petit qu'un spectromètre ESR traditionnel.

Cette mesure de champ SDT à champ nul ne détecte que les défauts sur ou autour de la couche diélectrique du condensateur, ce qui garantit que le signal ne provient que des défauts empêchant les courants de fuite les défauts associés à des problèmes tels que TDDB et (Variable Range Hopping). Ces mesures de champ nul détectent également les interactions hyperfines des noyaux magnétiques locaux, ce qui facilite la caractérisation et la classification des défauts. [24]

Chapitre III :

Conception et réalisation de la technique de cartographie des défauts paramagnétique

III.1. Conception de la technique de cartographies des défauts paramagnétique dans l'oxyde (SiO_2)

Le schéma synoptique de la technique de cartographie que nous comptons réalisée est donné par la (figure III.1). Elle contient :

- Une bobine d'Helmholtz ;
- Une alimentation DC contrôlable par PC ;
- Un Gauss mètre pour la mesure de champ magnétique ;
- Un régulateur PID numérique (implémenté sous LabVIEW) ;
- Amplificateur à détection synchrone virtuel (Virtual lock in amplifier)
- Capteur à effet Hall UGN3503

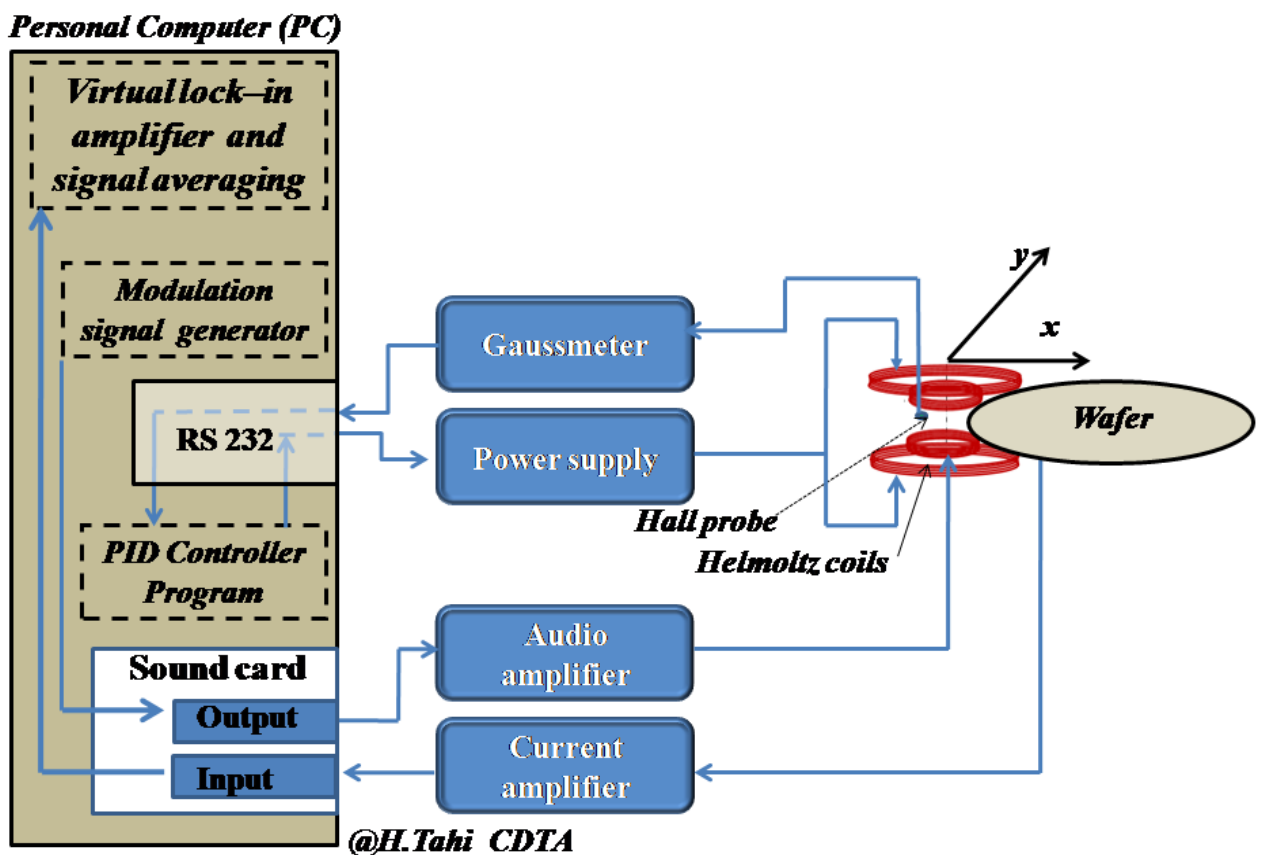


Figure III.1 : Schéma de principe de la technique SDT on Wafer level

III.2. Bobine d'Helmholtz

Pour pouvoir faire des caractérisations sous champ magnétique uniforme, nous avons réalisé une bobine d'Helmholtz avec une zone de manipulation (entre les deux bobines) qui égale à 7mm et le champ magnétique maximum est de 200mT

La bobine d'Helmholtz est une paire parallèle de deux bobines similaires montées en série de telle sorte que le courant passe dans la même direction de chaque bobine, voir (figure III.2). Les bobines sont espacées par une distance égale au rayon R . Le principe de base est que les bobines produisent un champ magnétique uniforme au milieu des deux bobines. Cet arrangement a été inventé par le physicien allemand *Hermon Von Helmholtz*. L'intensité du champ magnétique est directement proportionnelle au nombre de spires et au courant circulant à travers la bobine. Le champ magnétique uniforme (courbe rouge) est obtenu grâce à la sommation des champs de deux bobines (courbes bleues). Par l'application de la règle de la main droite, les champs perpendiculaires à l'axe commun s'annulent et les champs parallèles de la même direction se renforcent mutuellement. Cela se traduit par le champ magnétique uniforme dans la région entre les bobines

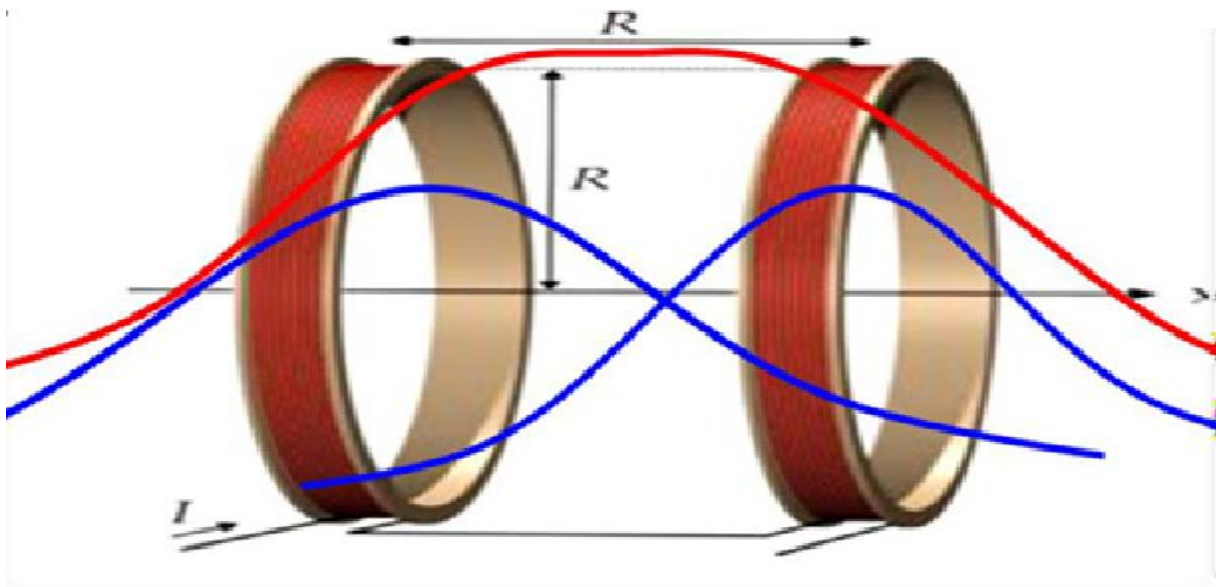


Figure III.2 : Principe de la bobine d'Helmholtz.

III.2.1. Conception de la bobine d'Helmholtz

Le champ magnétique au centre de l'axe entre les bobines est décrit par l'équation

$$B=0.899178\frac{NI}{R} \quad (\text{III.1})$$

B: Le champ magnétique (Gauss) ;

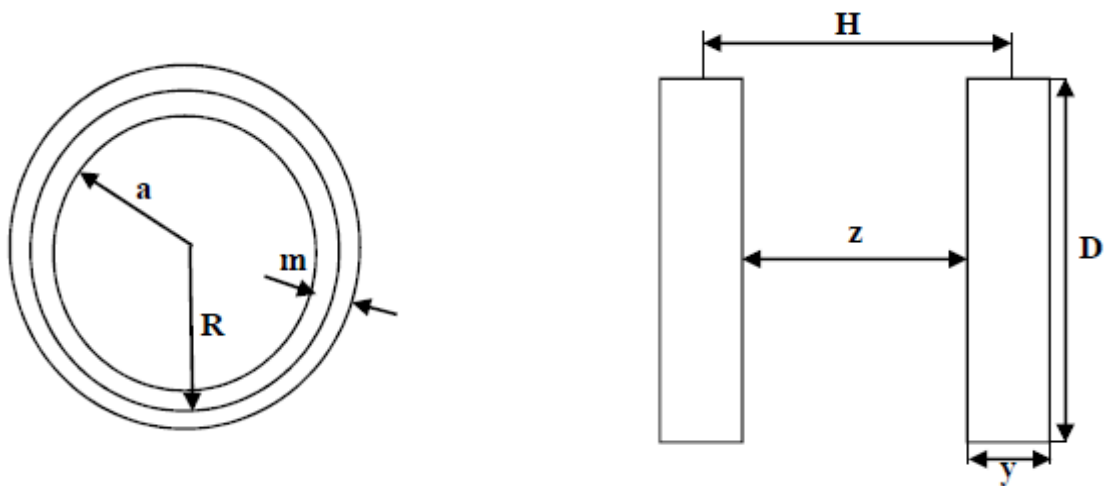
R: Le rayon de bobines (cm) ;

N: Le nombre de spires sur chaque bobine ;

I: Le courant à travers chaque tour de fil (en Ampères).

III.2.2. Considération de conception

1. Le rayon moyen des faisceaux d'une bobine doit être égal à la distance moyenne entre les deux bobines.
 2. Pour obtenir une meilleure performance, il faut que la largeur et l'épaisseur (profondeur) de la bobine ne doit pas dépasser de diamètre de la bobine. 1/10
 3. Le diamètre de la bobine doit être au moins 3 ou 4 fois la longueur de l'échantillon.
 4. Le châssis et les raccords doivent être effectués par des matériaux amagnétiques (non-magnétiques).
 5. Pour les enroulements, on doit utiliser un fil de cuivre de haute conductivité.
- Selon le principe de base des bobines d'Helmholtz, « la distance moyenne entre les deux enroulements doit être égale au rayon de la bobine ». C'est-à-dire $R=H$, (voir figure III.3)



Vue de profil

Vue de dessus

Figure III.3 : Considération de conception de la bobine

Où :

y : La largeur de la bobine,

z : La distance interne entre les deux bobines,

a : Le rayon de la surface intérieure de la bobine,

m : L'épaisseur de la bobine.

Une approche mathématique simple est utilisée :

$$R = H = a + \frac{m}{2} = z + y \quad (\text{III.2})$$

$\frac{m}{2}$ Prise comme la moyenne de la profondeur de la bobine

II.2.3 Intensité du champ magnétique

Pour stabiliser l'intensité du champ magnétique à 50.35 Gauss pour 100mA, le rayon de la bobine est considéré comme 10mm et le nombre de spires comme 56.

$$B = 0.899178 \frac{NI}{R}$$

$$B = 0.899178 \frac{56 \times 0.1}{0.1}$$

$B=50.35$ Gauss

Le nombre de spires $N=56$

Soit : g le nombre de tours dans une couche $g=8$

h le nombre de couches $h=7$, Pour 56 spires

Pour garder la forme circulaire de l'enroulement, on ajoute à la première et à la dernière couche deux tours à chacune.

Diamètre du fil de cuivre de 0.2mm

La largeur de la bobine : $y = (g+2) \times 0.3 = 10 \times 0.3 = 3mm$ (III.3)

La profondeur de la bobine : $m = h \times 0.3 = 7 \times 0.3 = 2.1mm$ (III.4)

$$a + \frac{m}{2} = z + y \quad (III.5)$$

Pour un rayon moyen de 10mm, la distance x entre les deux bobines est égale à 5mm et le rayon intérieur a de chaque bobine est égal 8.95mm.

$$R = a + \frac{m}{2} = 8.95 + \frac{2.1}{2} = 10mm$$

$$H = z + y = 7 + 3 = 10mm$$

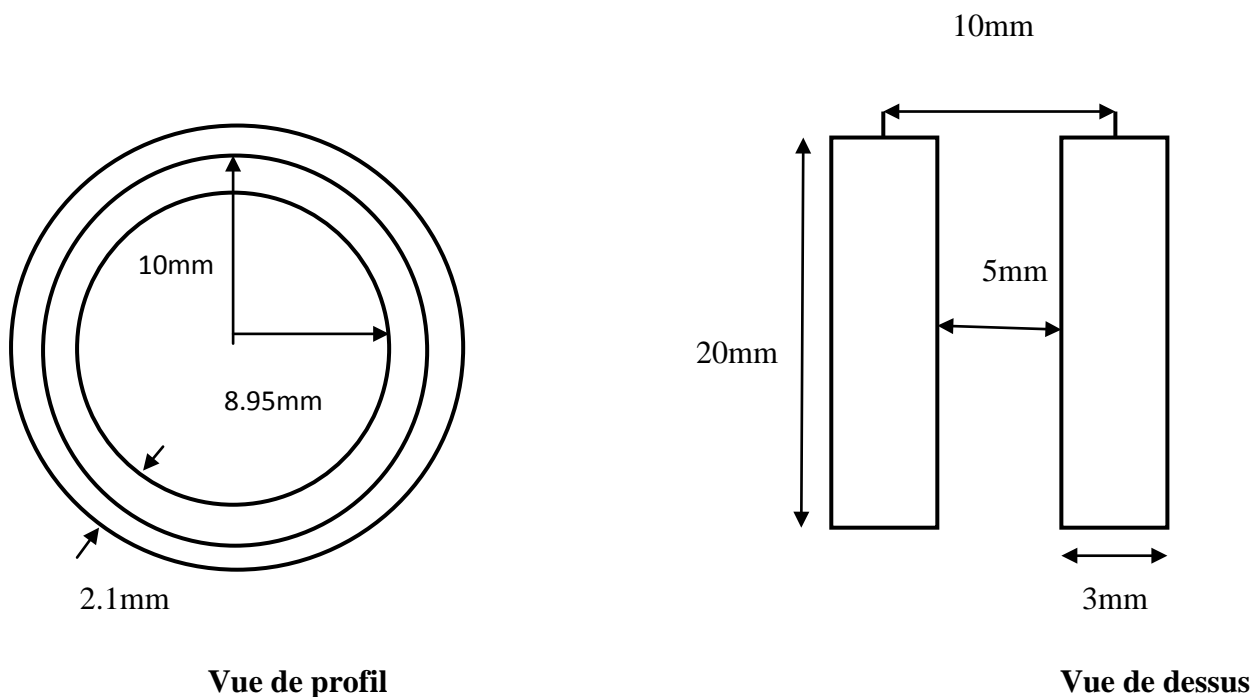


Figure III.4 : les dimensions de la bobine

III.2.4. Calcul de la résistance de la bobine

La longueur totale du fil (les deux bobines ensemble) peut être calculée par l'équation :

$$L = 2 \times l = 2 \times ([2\pi g(h + 1)R] + [8\pi R]) \quad (\text{III.6})$$

Nous avons trouvé une longueur L égale à 708.38cm

La résistance linéique du fil est égale 248.3/km (fiche technique de fil)

La résistance du fil utilisé est égale à $248.3 \times 10^{-5} \times 708.38 = 1.75\Omega$

III.2.5. Réalisation de la bobine

La bobine d'Helmholtz (réalisée) est donnée sur la photo de la (figure III.5) et les caractéristiques de cette dernière sont résumées dans le tableau

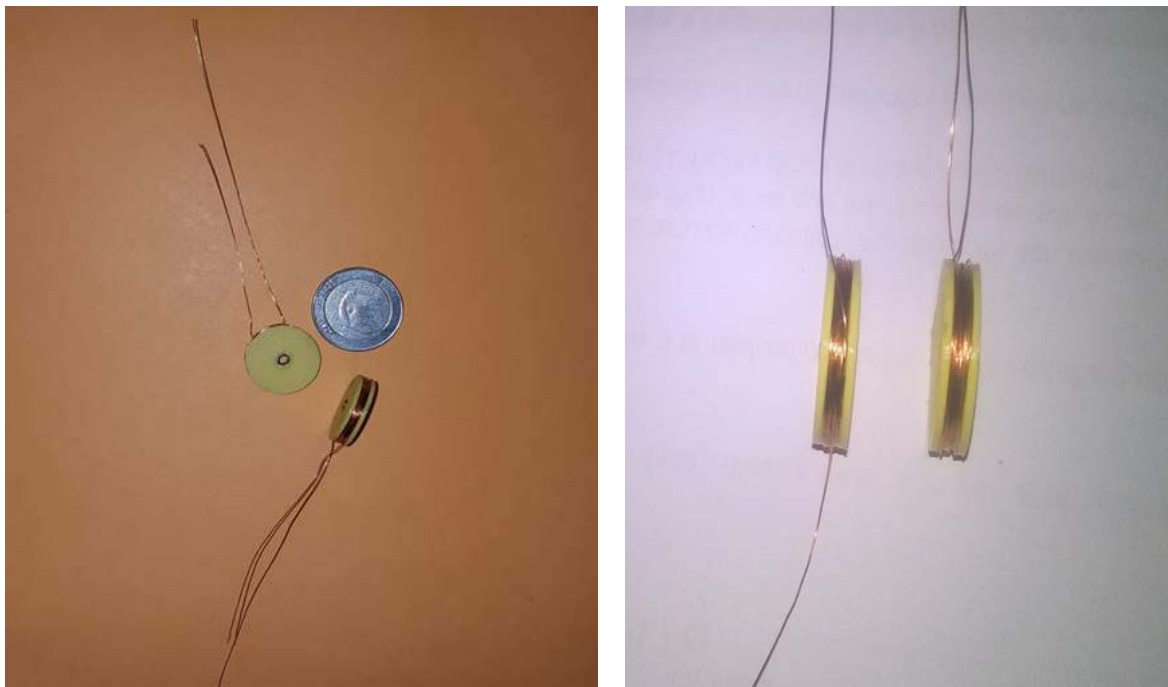


Figure III.5 :Photo de la bobine d'halmoltz réalisé

N°	Spécification	Valeurs
1	Nombre de tours par enroulement	56
2	Fil	3SWG
3	Résistance totale	1.75Ω
4	Diamètre de la bobine	20mm
5	Largeur de la bobine	3mm
6	Profondeur de la bobine	2.1mm
7	Matériel de construction	Amagnétique
8	Voltage	3V
9	Masse du support de la bobine	20g
10	Intensité du champ magnétique	50.35Gauss

Tableau III.1 : Caractéristiques de la bobine d’Helmholtz réalisée.

III.3. Réalisation de circuit imprimé

La méthode la plus utilisée aujourd’hui pour réaliser un circuit imprimé consiste à utiliser un **typon** représentant le tracé des pistes que l’on voudra faire apparaître sur le circuit :



Figure III.6 : Schéma de typon

III.3.1 Etapes et le mode opératoire à suivre pour fabriquer un circuit imprimé en utilisant un typon

- **Coupe** : Découpez, à l'aide d'une cisaille, la plaque Epoxy/cuivre aux dimensions du de notre circuit imprimé.
- **Préparation** : Mettez le typon dans l'insoleuse en **vérifiant bien son sens**. Pour que l'insolation puisse s'effectuer, il faut retirer l'adhésif opaque qui protège la couche photosensible des rayons ultra-violet de la lumière ambiante. Une fois l'adhésif retiré, placez la plaque pré sensibilisée dans l'insoleuse, avec le typon côté cuivre.
- **Insolation** : Fermez le capot protecteur de l'insoleuse et réglez la minuterie sur **2 min à 3min**. Les ultra-violets émis par les tubes de l'insoleuse vont détruire la couche photosensible aux endroits non protégés par le tracé du typon. Lorsque la minuterie s'arrête, ouvrez le capot protecteur de l'insoleuse et sortez la plaque pré sensibilisée. Vous devez pouvoir observer le tracé des pistes imprimé sur la résine.
- **Révélation** : Trempez la plaque pré sensibilisée dans le bain révélateur
- **Rinçage** : Rincez abondamment la plaque pré sensibilisée dans l'eau. Le révélateur est encore actif si vous ne l'enlevez pas totalement.
- **Gravure** : Placez la plaque pré sensibilisée dans la graveuse. Réglez la minuterie sur 20 min.

Le perchlore de fer décompose le cuivre qui n'est pas protégé par la couche photosensible :

Le cuivre sera donc éliminé sur toute la plaque sauf sur les pistes tracées sur le typon.

Une fois que tout le cuivre hors piste sera éliminé.

- **Rinçage** : Rincez abondamment le circuit imprimé à l'eau. Le perchlore est encore actif, toxique et salissant.
- **Nettoyage** : Nettoyez le circuit imprimé à l'aide d'un chiffon imbibé d'alcool jusqu'à faire disparaître la couche photosensible encore présente sur les pistes
- La dernière étape c'est de l'Implantation des composants et soudure comme on le vois sur la (figure III.7)



Figure III.7 : les deux circuits réalisés

III.4. Teste de la bobine

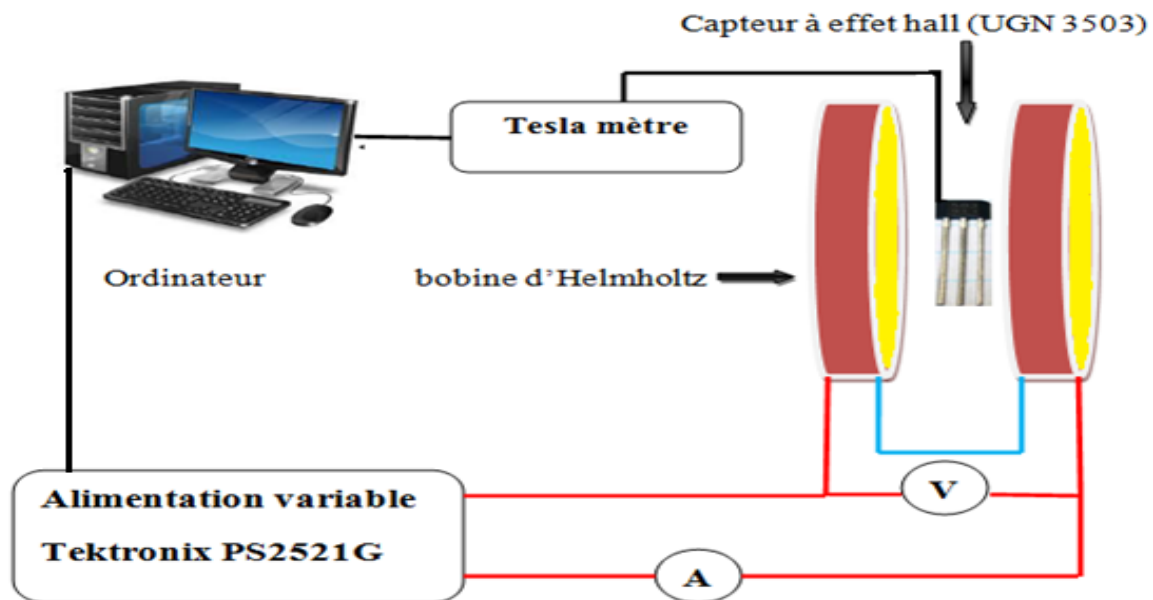


Figure III.8 : Schéma de régulation de la bobine d'Helmholtz

III.4.1. Alimentation de la bobine

Pour alimenter la bobine et contrôler la valeur du champ magnétique généré, nous avons réalisés une alimentation contrôlée par un microordinateur. Cette alimentation peut délivrer un courant supérieur à 100mA et une tension DC de 3 V.

III.4.2. Capteur du champ magnétique

Le cœur du circuit de mesure du champ magnétique, créé par la bobine, est une sonde à effet Hall de type *UGN3503*. Cette sonde est un capteur linéaire de champ magnétique de sensibilité de 13 V/T . Elle se trouve, dans le commerce, sous forme d'un composant discret avec trois bornes, alimentation, masse et sortie. La sortie de la sonde *UGN3503* est relié à une carte d'acquisition *NI-PCI-6221* (de résolution 16 bit) pour numérisé le champ magnétique mesuré, (voir figure III.9)

Capteur à effet Hall**UGN3503****carte d'acquisition NI-PCI-6221****micro-ordinateur**

Figure III.9 : Schéma synoptique de la Chaîne de mesure du champ magnétique.

III.4.3. Régulation du champ magnétique

Pour éviter la variation du champ magnétique avec l'échauffement de la bobine et stabiliser la valeur du champ magnétique durant l'expérience un régulateur PID à été utilisé et implémenté sur LabVIEW. Le régulateur compare la valeur mesurée avec la valeur de consigne. La différence entre ces deux valeurs est alors utilisée pour calculer la nouvelle valeur d'entrée pour réduire au maximum l'écart entre la mesure et la consigne. Les paramètres PID sont obtenus automatiquement à l'aide de VI (Visual Interface) qui est disponible sur LabVIEW. La figure (III.10) représente l'interface graphique du régulateur PID implanté sous LabVIEW

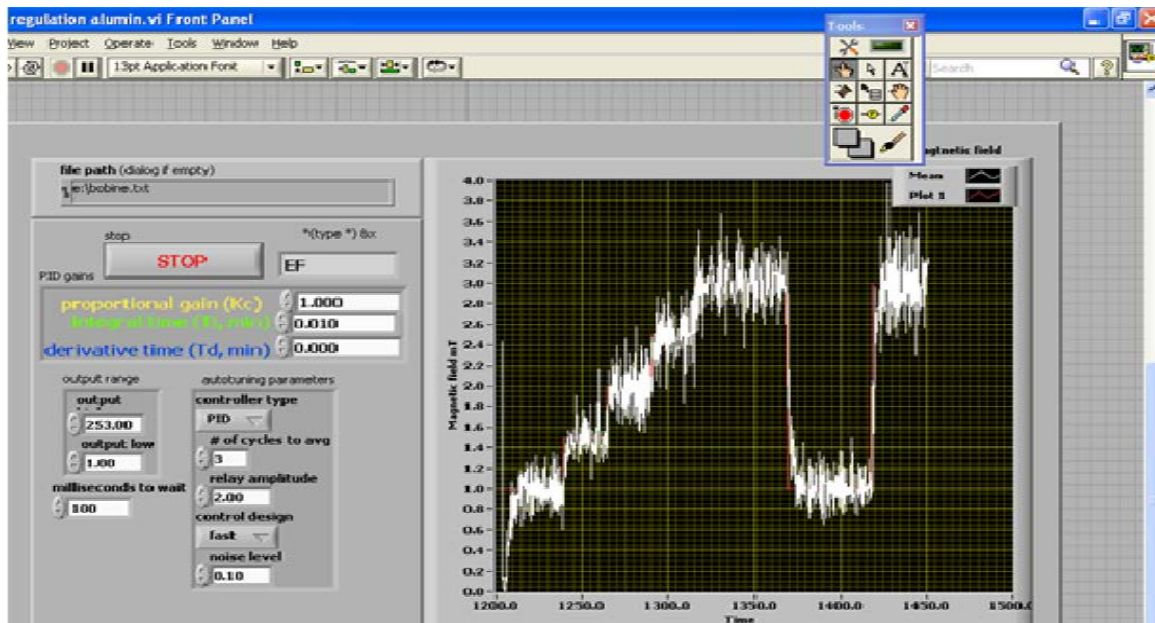


Figure III.10 : régulation de champ magnétique

III.4.4. Résultats et discussions de test de la bobine d'Helmholtz réalisée

L'objectif de ce test est d'obtenir un champ magnétique uniforme dans un espace accessible, afin de pouvoir insérer notre capteur. La bobine illustrée dans la figure est placée à la verticale par rapport au sol.

Le capteur de champ magnétique à effet Hall est placé au centre de la bobine. La lecture du tesla mètre est réglée à zéro. Les deux bobines sont alors connectées en série et branchées à l'alimentation électrique. Cette dernière est pilotée par ordinateur

On varie la distance x entre le centre de la bobine et la sonde du gaussmètre puis on prend la mesure pour chaque variation voir la figure

Les résultats obtenus sont satisfaisants. Le champ magnétique est uniforme sur une longueur d'approximative de 5 mm voir la (figure III.13).

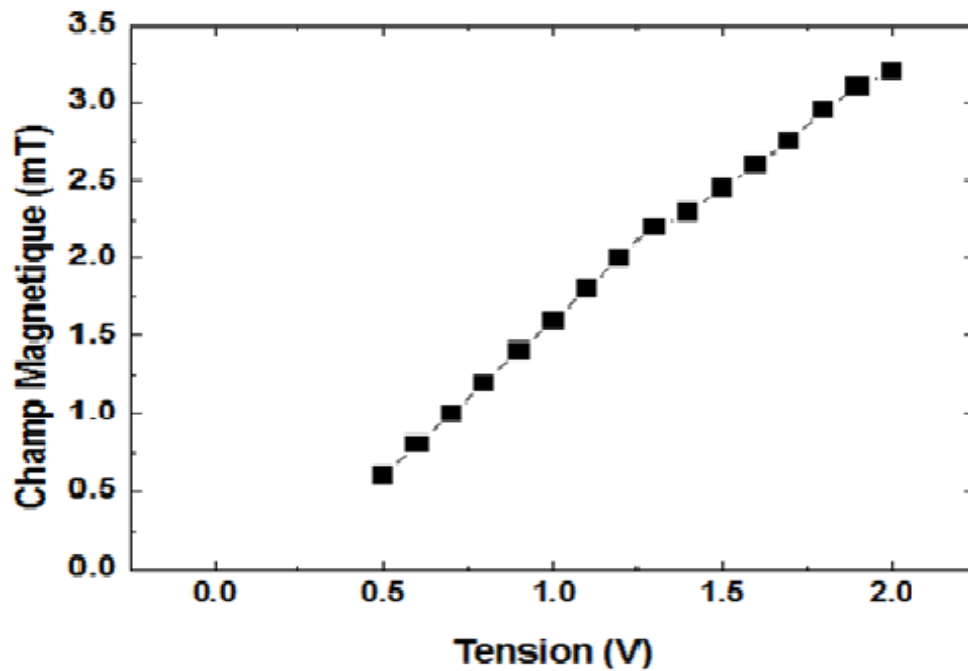


Figure III.11 : le champ magnétique (mT) obtenue en fonction de tension (V)

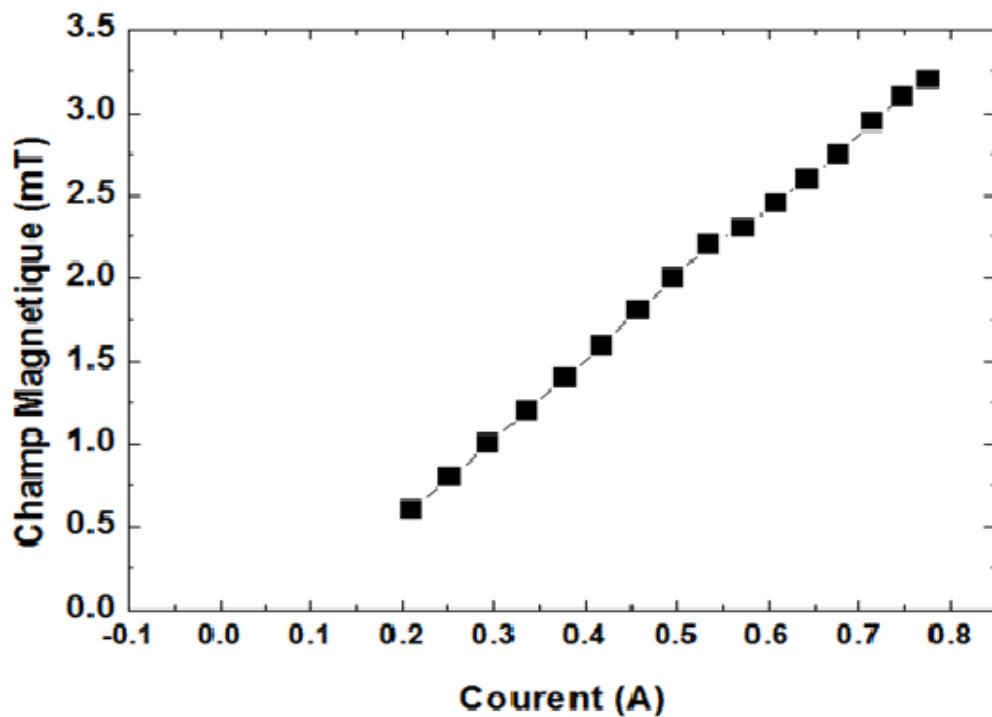


Figure III.12 : le champ magnétique (mT) obtenue en fonction de courant (A)

On varié la distance entre les deux bobine on obtient les résultats suivant :

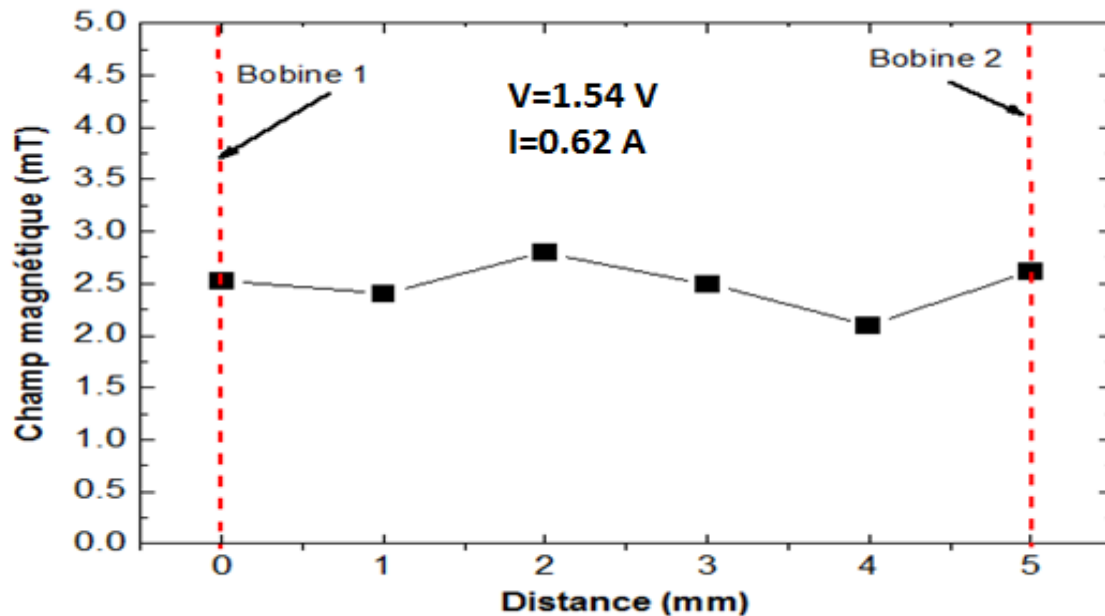


Figure III.13 : champ magnétique (mT) en fonction de la distance (mm) des bobines

III.5. Description du spectromètre réalisé

III.5.1. Chaîne de conditionnement de signal SDT

Généralement, les courants mesurés dans les techniques EDMR (en particulier la technique SDT) sont de l'ordre de pico Ampère (pA), ce qui nécessite une amplification. Dans ce travail nous avons utilisé électromètre KHEITHLY 485 [22], cette instrument peut mesurer des très faible courant, de l'ordre 0.01pA ; La sortie du KHEITHLY 485 est relie à l'entré microphone de la carte son d'un micro-ordinateur.

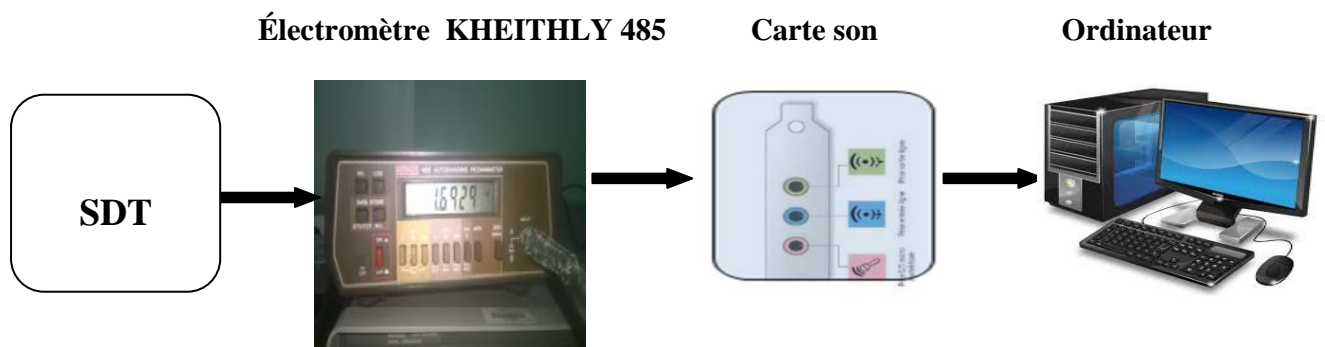


Figure III.14 : Chaîne d'acquisition de signal SDT

III.5.2. Modulation du champ magnétique (Générateur basse fréquence et amplificateur audio)

Pour une meilleure performance de l'extraction du signal EDMR (SDT) noyé dans le bruit du montage, la fréquence du signal de modulation de champ magnétique doit être supérieure à la fréquence du bruit flicker $f_{flicker}$ ($1/f$ noise) et inférieure à la bande passante de l'amplificateur de signal EDMR (f_c): Généralement le bruit $1/f$ noise est fortement atténué pour des fréquences $> 1\text{kHz}$. La bande passante de l'amplificateur dépend du gain choisi, la plus faible est égale à 220 kHz.

Par conséquent, la modulation avec un signal audio (1kHz-20kHz) satisfait largement les deux conditions citées. (La figure III.15) donne le montage de modulation du champ magnétique.

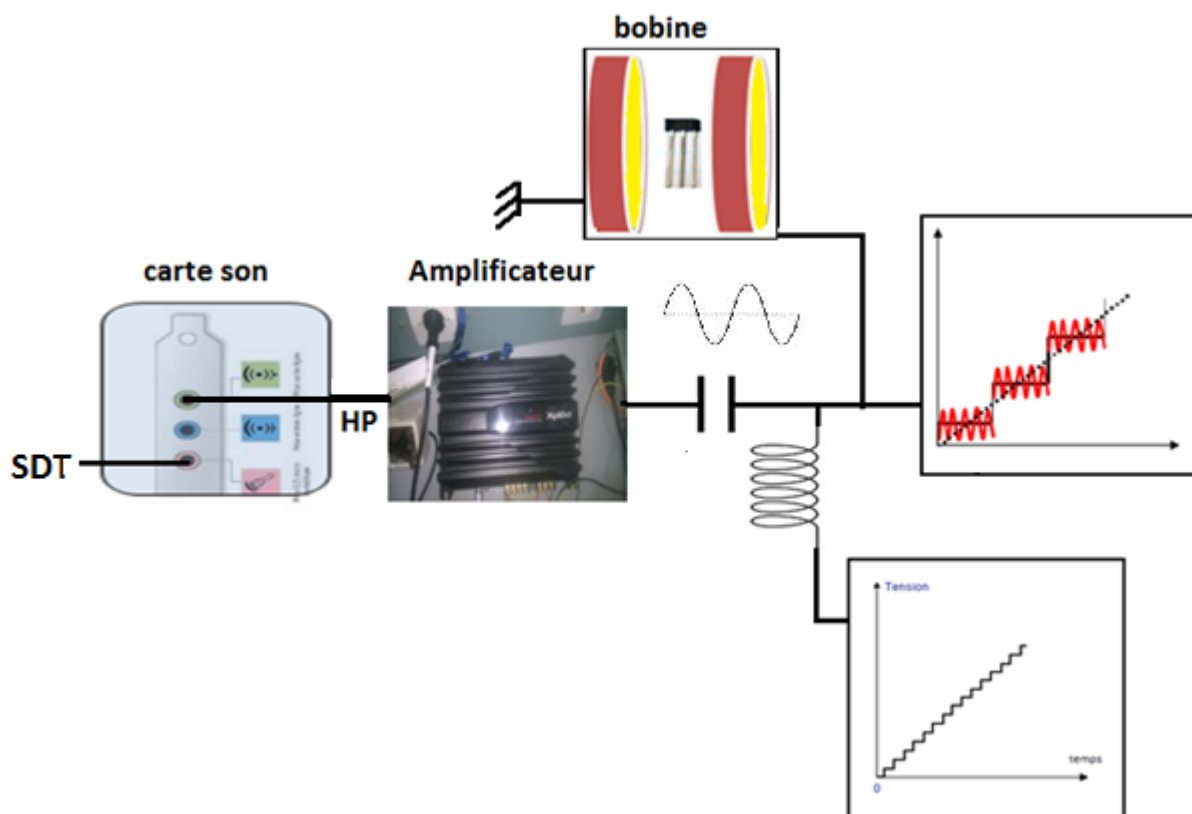


Figure III.15 : Modulation du champ magnétique (Générateurs basse fréquence et amplificateur audio).

III.5.3. Amplificateur à détection synchrone (lock in amplifler)

Le signal des techniques EDMR (courant) est noyé dans le bruit du montage et du dispositif (bruit thermique, bruit shot, bruit ficher et les interférences électromagnétiques)[38]. Nous disposons de plusieurs moyens permettant de détecter un signal noyé dans le bruit, telles les méthodes de filtrage, de moyennage, de corrélation et de démodulation synchrone (lock in amplifler) [39-40]. Dans ce travail, nous avons utilisé un amplificateur à démodulation synchrone virtuel implémenté sous LabVIEW. (La figure III.16) donne le schéma synoptique de cette démodulation. Le signal mesuré $S(t)$ peut s'écrire :

$$S(t) = u(t) + b(t) \quad (\text{III.7})$$

$u(t)$: Signal utile d'EDMR (due à l'application de signal modulé) peut s'écrire :

$$u(t) = V_u \sin(2\pi f_m t + \phi_m) \quad (\text{III.8})$$

$b(t)$: bruit de mesure qui peut s'écrire comme une somme de sinusoïde de différente fréquence et amplitude :

$$\sum_n V_n \sin(2\pi f_n t + \phi_n) \quad (\text{III.9})$$

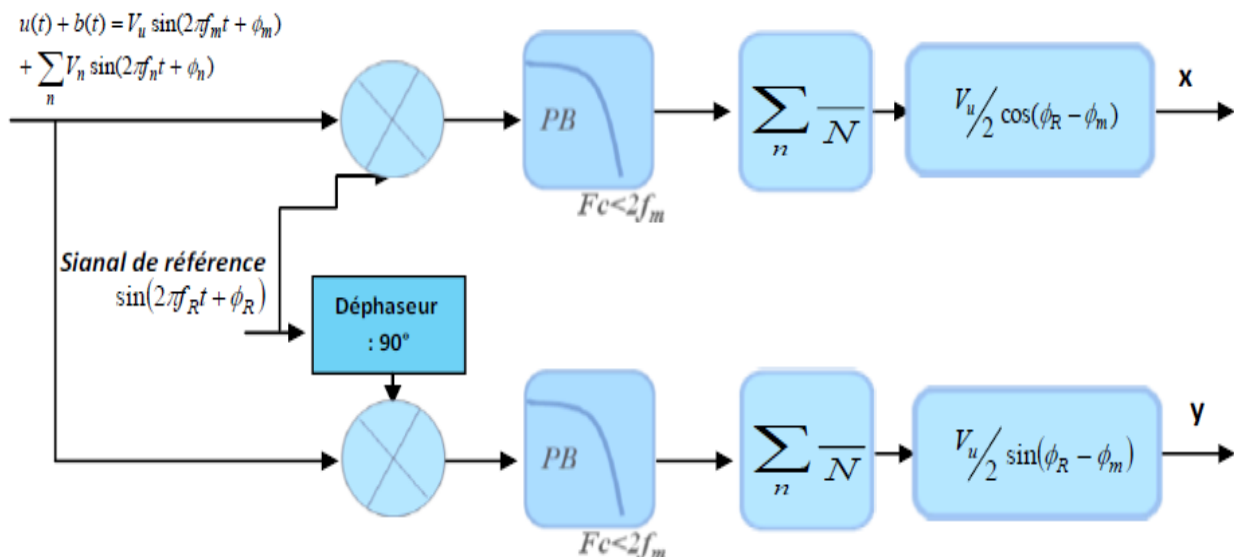


Figure III.16 : Diagramme de l'amplificateur à détection synchrone [23].

Le signal EDMR peut être exprimé par :

$$S(t) = V_u \sin(2\pi f_m t + \phi_m) + \sum_n V_n \sin(2\pi f_n t + \phi_n) \quad (\text{III.10})$$

Après le multiplieur, le signal est donné par :

$$S(t) * R_{ref}(t) = [V_u \sin(2\pi f_m t + \phi_m) + \sum_n V_n \sin(2\pi f_n t + \phi_n)] \\ * \sin(2\pi f_R t + \phi_R) \quad (\text{III.11})$$

Dans notre cas, la fréquence $f_m = f_R$

$$S(t) * R_{ref}(t) = V_u/2 \cos(\phi_R - \phi_m) \\ + V_u/2 \cos(4\pi f_m t + \phi_R + \phi_m) \\ + \sum_n V_n/2 \cos[2\pi(f_n \pm f_m)t + \phi_R \pm \phi_m] \quad (\text{III.12})$$

Après le filtre passe bas de fréquence de coupure $< 2f_m$ le deuxième terme est éliminé ainsi que les bruit de fréquence $< 2f_m$. En moyennant plusieurs mesures, nous pouvons éliminer le bruit :

$$x = V_u/2 \cos(\phi_R - \phi_m) \quad (\text{III.13})$$

En faisant le même raisonnement, nous prouvons avoir y :

$$y = V_u/2 \sin(\phi_R - \phi_m) \quad (\text{III.14})$$

D'où l'amplitude du signal EDMR est donnée :

$$\sqrt{x^2 + y^2} = V_u/2 \quad (\text{III.15})$$

Et la phase est donnée par :

$$(\phi_R - \phi_m) = \arctan\left(\frac{x}{y}\right) \quad (\text{III.16})$$

La figure donne le diagramme de l'amplificateur à détection synchrone (lock in) implémenté sous LabVIEW.

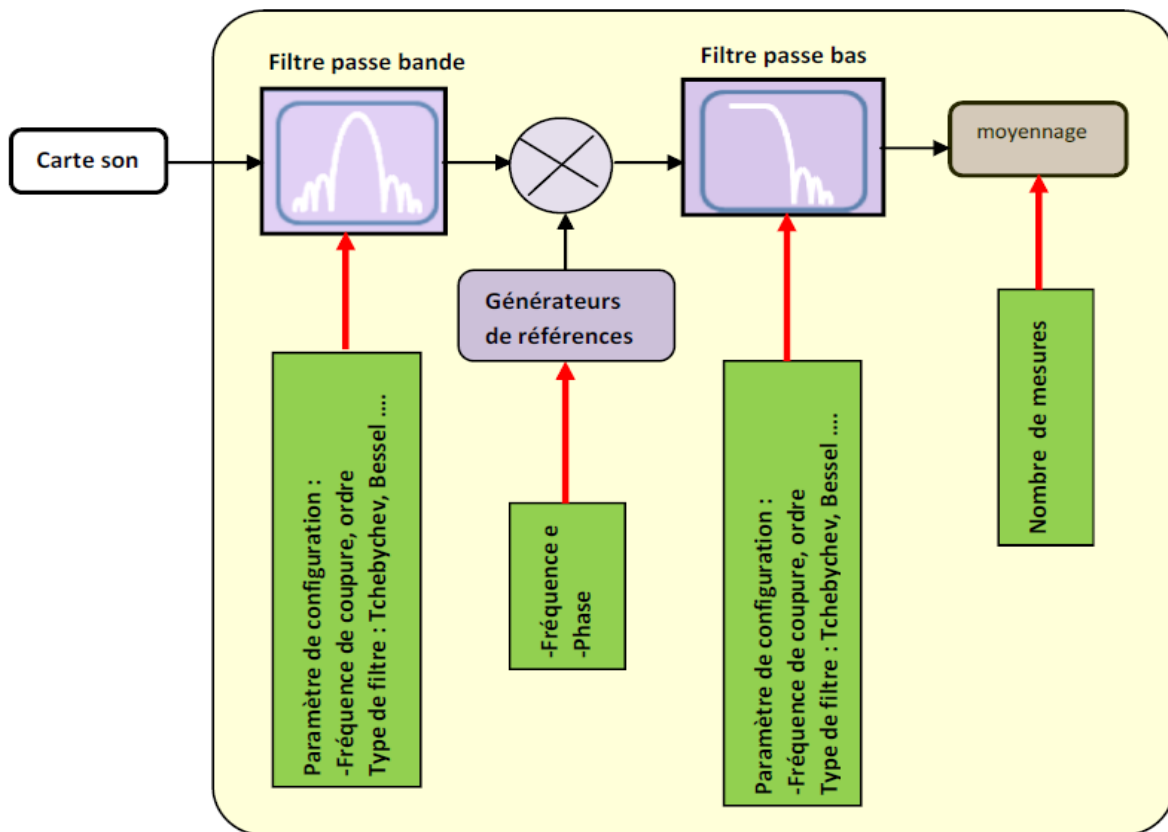


Figure III.17 : Diagramme du programme de l'amplificateur à détection synchrone implémenté sous LabVIEW [23].

III.5.4. Logiciel de contrôle du spectromètre EDMR développé (LabVIEW)

Le logiciel du spectromètre a pour but le contrôle et la configuration des différentes parties du spectromètre :

- Amplificateurs à détection synchrone (filtre, fréquence de référence) ;
- Rampe de champ magnétique statique ;
- Carte son (fréquence d'échantillonnage, nombre de bit) ;
- Sauvegarde et affichage des données de l'expérience.

La figure II.13 donne le diagramme de programme de contrôle du spectromètre et la figure (III.18) présente l'interface graphique du programme de contrôle de spectromètre.

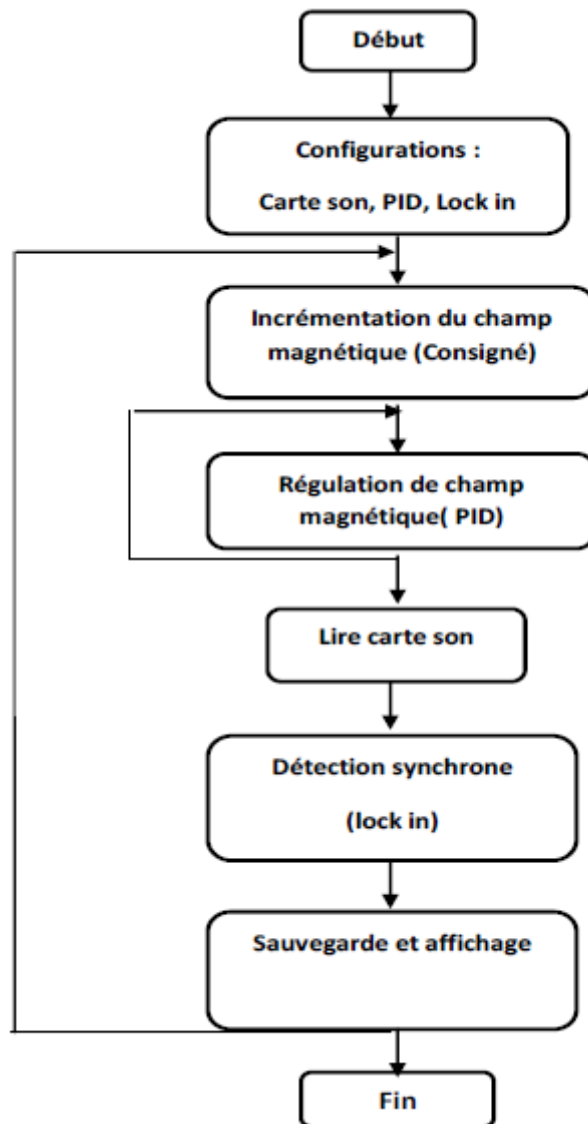


Figure III.18 : Diagramme de programme de contrôle de spectromètre développé.

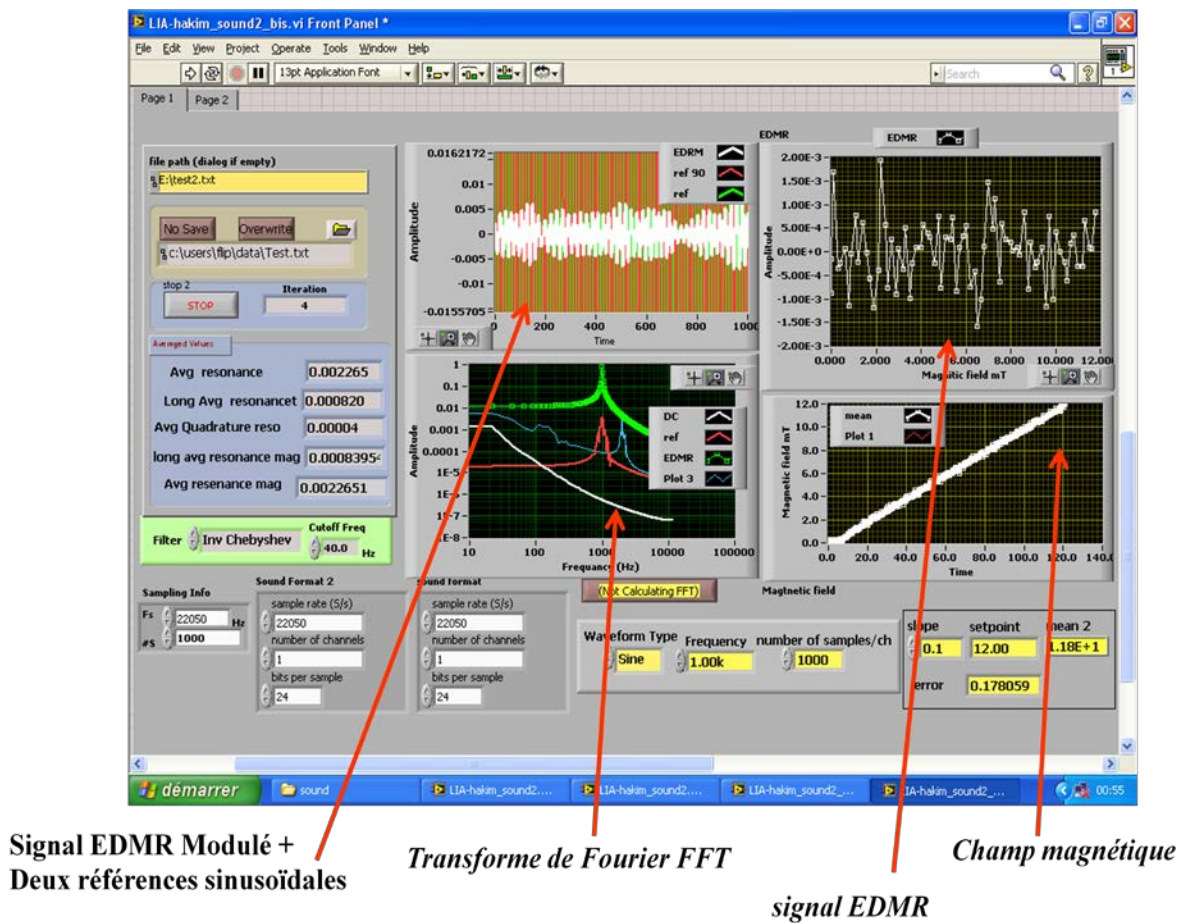


Figure III. 19 : Interface du programme de contrôle de spectromètre [23].

III.6. Test de la résistance de contact points (tungstène)- substrat (Silicium)



Figure III.20 : photographie de testeur sous pointes



Figure III.21 : la photo observé leur de l'expérience avec le testeur sous pointes

Principe de la détermination de La résistivité par la méthode des 4 pointes

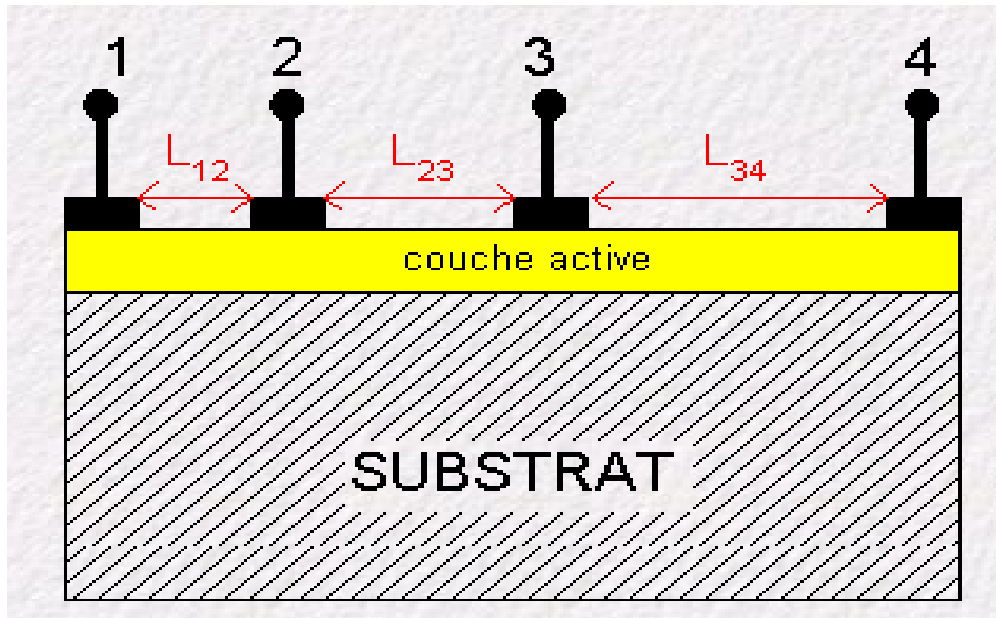


Figure III.20 : la distance entre les pointes

La mesure de ligne de transmission ou la mesure de longueur de transfert est une technique utilisée dans la physique et l'ingénierie des semi-conducteurs pour déterminer la résistance de contact entre un métal et un semi-conducteur. La technique consiste à réaliser une série de contacts métal-semi-conducteur séparés par différentes distances. Des sondes sont appliquées à des paires de contacts, et la résistance entre elles est mesurée en appliquant une tension aux bornes des contacts et en mesurant le courant résultant. Le courant passe de la première sonde au contact métallique à travers la jonction métal-semi-conducteur, à travers la feuille de semi-conducteur, à travers la jonction métal-semi-conducteur à nouveau (sauf cette fois dans l'autre sens), dans le deuxième contact, et de là dans la seconde sonde et dans le circuit externe pour être mesurée par un ampèremètre. La résistance mesurée est une combinaison linéaire (somme) de la résistance de contact du premier contact, de la résistance de contact du second contact et de la résistance de la feuille du semi-conducteur entre les contacts.

Si plusieurs de ces mesures sont effectuées entre des paires de contacts séparées par des distances différentes, un graphique de la résistance par rapport à la séparation par contact peut être obtenu. Si la séparation des contacts est exprimée en termes de rapport L / W - où L et W

sont la longueur et la largeur de la zone entre les contacts - un tel tracé devrait être linéaire, la pente de la ligne étant la résistance de la feuille. L'ordonnée à l'origine de la ligne avec l'axe des ordonnées est deux fois la résistance de contact. Ainsi, la résistance de la feuille ainsi que la résistance de contact peuvent être déterminées à partir de cette technique.

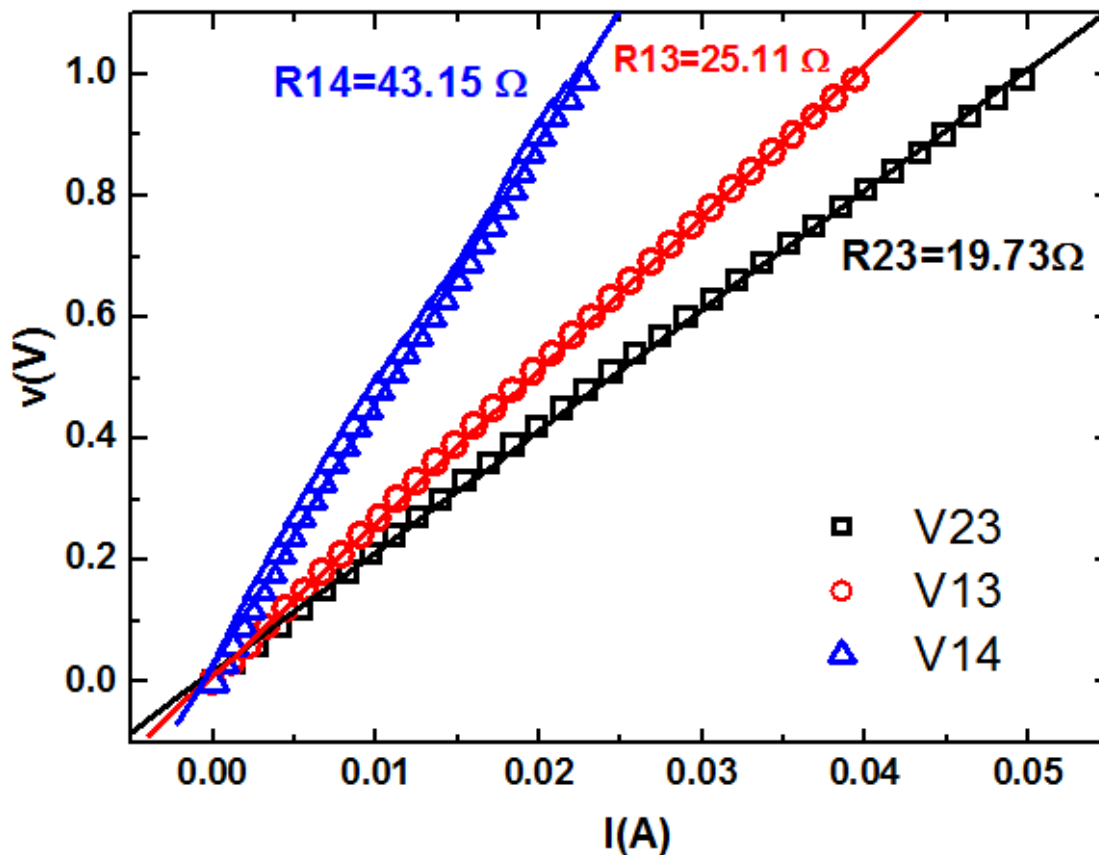


Figure III.21: la résistance entre les quatre points en fonction de la tension et de courant

III.6.1. Résistance de contact

Tout échantillon ou structure semi-conductrice est inévitablement reliée à des lignes métalliques de transport du courant. Il est indispensable que les contacts entre les lignes de transport et le semi-conducteur laissent passer le courant dans les deux sens et présentent des résistances les plus faibles possible.

La résistance d'un contact est définie par : $R = R_c / S$

R_c = résistance spécifique du contact ($\Omega \cdot \text{cm}^2$) ;

S = surface du contact.

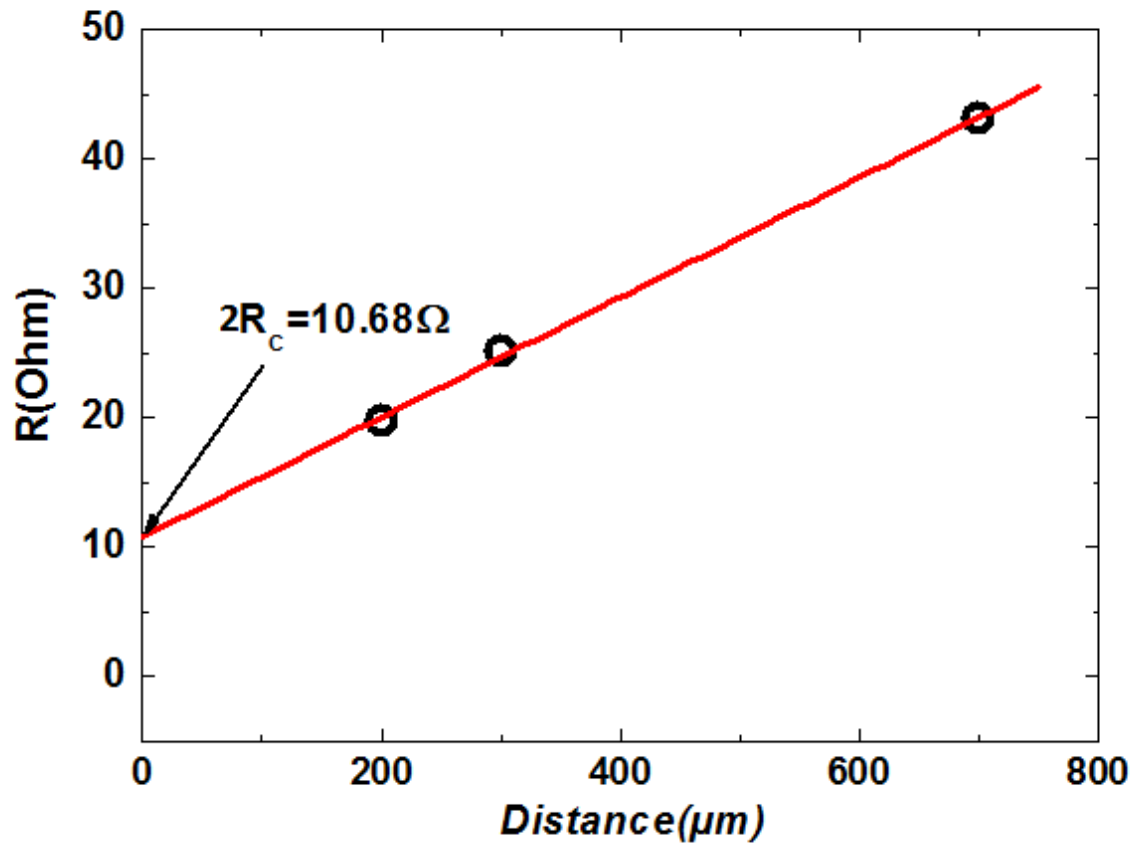


Figure III.22 : la résistance (μm) en fonction de la distance (μm)

Conclusion générale

Conclusion générale

Ce travail s'est focalisé sur la réalisation d'une technique de cartographie des défauts paramagnétiques pour l'identification des défauts qui peuvent se localiser dans l'oxyde et/ou l'interface Si/SiO₂ d'un transistor MOS, par le spectromètre EDMR (electricly detected magnetic resonance) réalisé au CDTA (center de développement des technologie avancées) avec la technique SDT (Spin Dependent Tunnelling). Cette dernière consiste à mesurer le courant tunnel dépendant du spin traversant le dispositif, basé sur une plaque de silicium «wafer».

Pour se faire, nous avons commencé notre travail par la réalisation de la bobine d'Helmholtz et la description des différentes étapes suivies pour la conception de la technique de cartographies des défauts paramagnétique dans l'oxyde (SiO₂). Notons que cette technique peut être utilisée pour la détection des défauts (dans l'oxyde SiO₂), au cours de fabrication des dispositifs (on line).

En perspectives, nous envisageons de continuer les recherches dans ce contexte et de sophistication d'avantage notre travail. Il nous reste la réalisation de support des deux bobines et l'automatisation du balayage de toute la tranche de silicium (WAFER) et faire le test sur une tranche de silicium « wafer ».

[1]: Rachida T, thèse de doctorat, Electronique, Microélectronique et Nanoélectronique, l'université de Caen, étude des phénomènes de transport de porteurs et du bruit basse fréquence en fonction de la température dans les transistors mosfets nanométriques (finfets), 7 août 2006, 144p.

[2]: Marion C, thèse de doctorat, micro et nanoélectronique, l'université d'Aix-Marseille, Fiabilité des transistors MOS des technologies à mémoires non volatiles embarquées, 4 mars 2015, 176p.

[3]: Philippe M, GET - Télécom-Paris - Comelec / CNRS - LTCI (UMR 5141), 32p.

[4]: Merah SM, mémoire de magister, génie électrique et électrotechnique, option : informatique, faculté hydrocarbure et de la chimie, université m'hamed bougara boumerdes , étude et réalisation d'une bobine d'Helmholtz pour l'étude de la fiabilité des structures mos, 2013/2014, 64p.

[5]: Xiang -Lei Han, thèse de doctorat, micro et nanotechnologies, Acoustique et télécommunication, l'université de Lille 1 sciences et technologies, réalisation et caractérisation de dispositif MOSFET nanométrique à base de réseaux dense de nano fils verticaux en silicium, 2011, 165p.

[6]: Madani H, mémoire de magister, génie électrique et électrotechnique, option : informatique, faculté hydrocarbure et de la chimie, université m'hamed bougara boumerdes , caractérisation de l'effet d'irradiation sur les transistors LDD MOSFET par des méthodes basées sur le pompage de charges, 2012/2013.

[7]: Louis GERRER, Thèse de doctorat, Micro et nano électronique, université de Grenoble, Impact du claquage progressif de l'oxyde sur le fonctionnement des composants et circuits MOS : Caractérisation et modélisation, 7 août 2006, 159p.

[8]: CHENAF T, mémoire de magister, Microélectronique IC Design, université Batna 2, étude des défauts d'interface Si/SiO₂ dans les TMOS : Simulation sous Silvaco et modélisation, 2016, 76p.

- [9]: Antonin Grandfond, Thèse de doctorat, spécialité électronique, micro et nanoélectronique, optique et laser, l'institut national des sciences appliquées de Lyon, Étude de la fiabilité des mesures électriques par la microscopie à force atomique sur couches diélectriques ultra-minces développement d'une technique de pompage de charge résolue spatialement pour la caractérisation des défauts d'interface, 16 décembre 2014, 179p.
- [10]: Youssouf Guer, thèse de doctorat, réalisation et caractérisation de transistors mos à base de nano fils verticaux en silicium, 13 Octobre 2016, 165p.
- [11]: Jan Behrands, thèse de doctorat, Spin-dependant Transport and Recombination in Solar Cells studied by Pulsed Electrically Detected Magnetic Resonance, Institut für Experimentalphysik der Freien Universität Berlin, 11 November 2009, 181p.
- [12]: Boudjerda Mounir, mémoire de magister, Etude d'un isolateur coplanaire en bande X pour des applications télécoms, Université Ferhat Abbas-Sétif –UFAS, 25/06/2012.117p.
- [13]: Denis Royer, livre, Imagerie par résonance Magnétique et Sclérose en Plaques, 17p.
- [14]: Romdhana Hallouma, mémoire de master, Effets des Rayonnements Ionisants sur le Polyéthylène, Application pour les mesures des doses élevées, Institut National des Sciences Appliquées et de Technologie, 30/01/2012, 74p.
- [15] : Duin.E, livre, Electron Paramagnetic resonance theory, 42p.
- [16]: Brad C. Bittel, Study of defect structure and electrical transport in back end of line dielectrics ans sic mosfets, The Pennsylvania State University, 2012, 136p.
- [17]: C.Louis et A Davidson, publication L'actualité chimie, Résonance paramagnétique électronique, octobre-novembre 1995, 2p.
- [18]: R.A Schoonheydt et B.M Weckhuysen, publication, Electron Spin Resonance Spectroscopy, février 2004, 42p.

[19]: Jason P. Campbell, thèse de doctorat, atomic-scale defects involved in the negative bias temperature instability in SiO_2 and plasma-nitrided oxide based pmosfets, the pennsylvania state university, 2007, 3p.

[20]: Process integration, devices and structures in “International Technology Roadmap for semiconductors”, edition 2015.

[21]: <http://www.itrs2.net/>

[22]: Keithley instruments, Inc. Cleveland, Ohio, U.S.A. Document Number: 485-903-01A, 1984, 30p.

[23]: T Cherifa, Rapport de confirmation au CDTA, Implémentation d’une plateforme de caractérisation sous champ magnétique et de la spectroscopie EDMR (Electrically Detected Magnetic resonance), 2015, 41p