

Montage expérimental et instrumentation

Ce deuxième chapitre décrit les conditions expérimentales dans lesquelles notre étude de transmission a été réalisée. Le montage comprend principalement :

- une photocathode d'arséniure de gallium, activée en affinité électronique négative et fonctionnant en condition de pompage optique, comme source d'électrons polarisés de spin,
- une optique électronique, purement électrostatique, pour transporter le faisceau d'électrons photogénéré et l'injecter dans l'échantillon,
- une chaîne de détection pour mesurer le courant collecté dans le semi-conducteur et le courant absorbé par la couche métallique.

L'obtention d'un vide poussé étant indispensable à l'activation des photocathodes de GaAs, l'ensemble "source, optique, échantillon" est inséré dans une enceinte à ultra-vide où règne une pression de quelques 10^{-11} Torr. Les résultats du Chapitre I obtenus sur une jonction fer / arséniure de gallium ont montré qu'aux basses énergies d'injection, la variation du courant transmis lorsque l'on modifie l'orientation relative de la polarisation incidente et de l'aimantation de la couche de fer est typiquement de l'ordre du pA. La détection de faibles courants transmis au travers d'une jonction constituant la difficulté majeure de ce travail expérimental, notre étude a été réalisée avec le souci permanent d'optimiser le rapport signal sur bruit de la mesure. Le maintien d'un niveau de signal satisfaisant a été obtenu par la préparation de sources d'électrons polarisés stables et intenses, puis par un transport efficace du faisceau d'électrons dans l'optique électrostatique. Nous avons notamment établi et calibré un mode de fonctionnement de l'optique électronique adapté à nos contraintes. Cette optimisation du niveau de signal est présentée dans les deux premières parties de ce chapitre. La troisième partie est quant à elle consacrée à l'instrumentation que nous avons développée pour mesurer des faibles courants en limitant le niveau de bruit à la sortie de la chaîne de détection.

II. 1 Démarche expérimentale

La Figure II. 1 représente un schéma de potentiels de l'expérience. L'optique électronique est conçue pour que les électrons issus de la photocathode de GaAs entrent avec une énergie cinétique ε nulle dans une électrode dorée mise à la masse. Les potentiels étant mesurés par rapport à la masse, le potentiel V_{cath} qu'il faut appliquer à la photocathode pour que $\varepsilon = 0$ est donc proportionnel à la différence des travaux de sortie Φ_{Au} de l'or et Φ_{cath} du GaAs : $eV_{\text{cath}} = \Phi_{\text{cath}} - \Phi_{\text{Au}} < 0$. L'énergie E_P (repérée par rapport au niveau de Fermi du métal)¹ des électrons injectés dans la jonction Schottky portée au potentiel $V_{\text{éch}}$, est alors donnée par la relation $E_P = eV_{\text{éch}} + \Phi_{\text{Au}} = e(V_{\text{éch}} - V_{\text{cath}}) + \Phi_{\text{cath}}$.

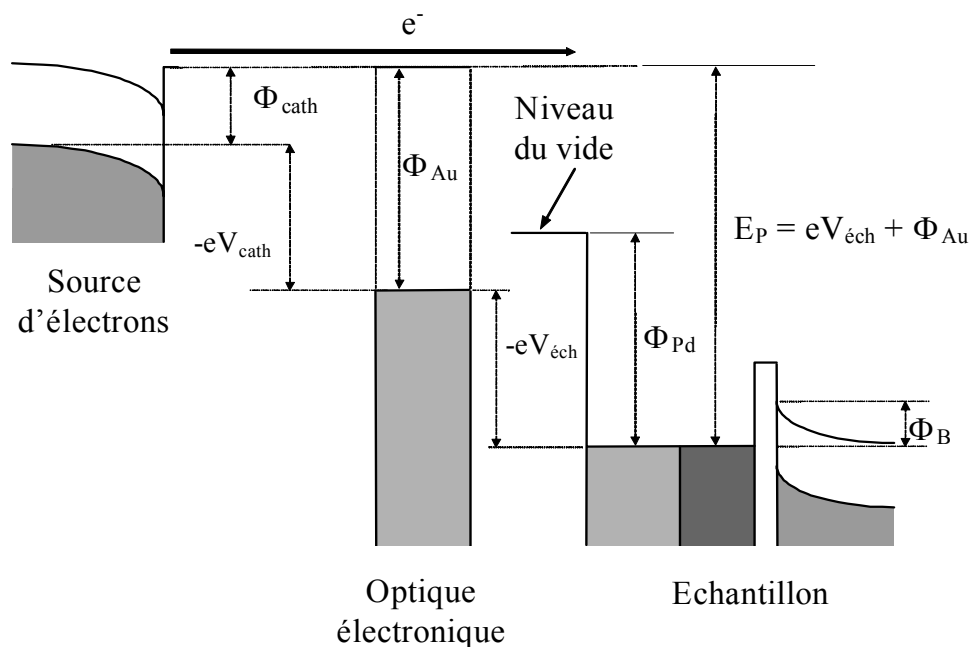


Figure II. 1 : Diagramme de bandes du montage expérimental. Les énergies étant référencées par rapport au niveau de Fermi de la jonction Schottky étudiée, l'énergie d'injection E_P d'un faisceau d'électrons émis dans le vide à partir de la photocathode de GaAs est définie par la relation $E_P = eV_{\text{éch}} + \Phi_{\text{Au}} = e(V_{\text{éch}} - V_{\text{cath}}) + \Phi_{\text{cath}}$.

L'énergie E_P étant déterminée par la différence de potentiel appliquée entre la source d'électrons et l'échantillon, il existe deux possibilités de la faire varier : soit maintenir le potentiel $V_{\text{éch}}$ fixe, proche de la masse, et varier le potentiel V_{cath} de la source d'électrons, soit laisser V_{cath} constant et proche de la masse en faisant varier $V_{\text{éch}}$. Or, l'ensemble "source

¹ Sauf mention particulière, les énergies seront toujours référencées par rapport au niveau de Fermi de l'échantillon.

Montage expérimental et instrumentation

d'électrons - optique électronique" est référencé par rapport au potentiel V_{cath} . Dans le premier cas, il serait donc nécessaire de faire varier les différents potentiels de l'optique électronique en même temps que le potentiel V_{cath} . Nous allons voir dans ce chapitre que l'utilisation pratique d'une optique électronique nécessite de bien définir les potentiels appliqués aux différentes électrodes qui la composent, et que des écarts minimes par rapport aux valeurs "théoriques" de ces potentiels peuvent avoir des conséquences importantes sur la focalisation du faisceau d'électrons. Pour l'étude que nous souhaitons mener, E_p doit être comprise entre quelques eV et 1 keV. Il n'est pas envisageable dans une gamme d'énergie aussi grande de régler l'ensemble de l'optique électronique à chaque changement de E_p . Nous avons par conséquent retenu la seconde solution qui consiste à ne varier que le potentiel appliqué à l'échantillon. Mais, l'application à l'échantillon d'une tension comprise entre 0 et 1000 Volts a deux conséquences majeures sur le fonctionnement de l'expérience. D'une part, il est nécessaire d'établir un mode de fonctionnement de l'optique électronique qui maintienne ses propriétés de focalisation sur l'échantillon dans toute la gamme de potentiel. D'autre part, la mesure du courant transmis au travers de la jonction doit être effectuée avec un picoampèremètre pouvant fonctionner à 1 kV.

II. 2 Sources d'électrons polarisés de spin

II. 2. 1 Pompage optique dans les semi-conducteurs

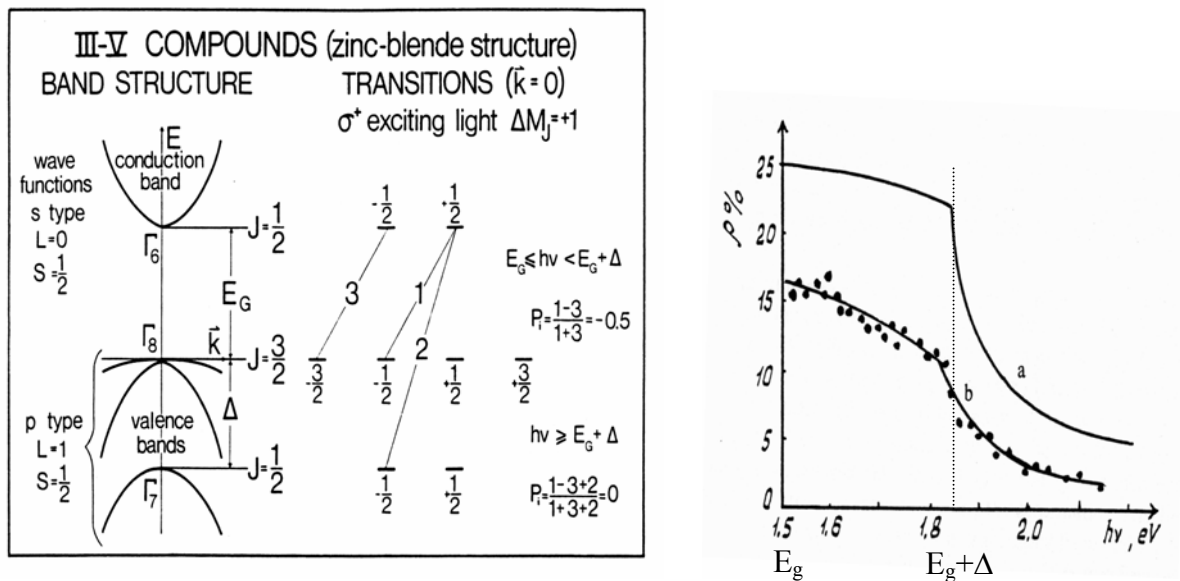
De manière générale, le pompage optique décrit le transfert du moment angulaire de la lumière à la matière, qui s'accompagne d'un remplissage (hors équilibre) de niveaux d'énergie ayant une orientation préférentielle de moment angulaire (niveaux Zeeman). Dans les semi-conducteurs, l'absorption de lumière polarisée circulairement se traduit par l'excitation d'électrons polarisés de spin dans la bande de conduction. Dans le GaAs par exemple, semi-conducteur à gap direct dans lequel le temps de vie d'un électron dans la bande de conduction est du même ordre de grandeur que son temps de relaxation de spin, on peut mesurer la polarisation de spin des électrons photogénérés dans la bande de conduction à partir du taux de polarisation circulaire de la photoluminescence.

La Figure II. 2. a) montre la structure de bandes de GaAs au voisinage du centre de la première zone de Brillouin et illustre les mécanismes d'absorption d'un photon de polarisation circulaire σ^+ et d'énergie voisine de l'énergie du gap E_g . Pour des photons d'énergie proche de E_g , des électrons peuvent être promus depuis les bandes de valence Γ_8 des trous lourds et des trous légers dans la bande de conduction Γ_6 . Les règles de sélection qui couplent les bandes Γ_8 de moment angulaire $J = 3/2$ à la bande Γ_6 de moment angulaire $J = 1/2$, imposent une variation du nombre quantique magnétique m_J de ± 1 pour l'absorption d'un photon polarisé σ^\pm . Le calcul des taux de transition entre les différents niveaux vérifiant $m_J = +1$ montre que la transition entre l'état Γ_8 ($J = 3/2, m_J = -3/2$) et l'état Γ_6 ($J = 1/2, m_J = -1/2$) est trois fois plus probable que la transition entre l'état Γ_8 ($J = 3/2, m_J = -1/2$) et l'état Γ_6 ($J = 1/2, m_J = +1/2$). Ainsi, la polarisation des électrons photogénérés dans la bande de conduction est de -50% pour des photons σ^+ totalement polarisés.² Pour des photons d'énergie supérieure à $E_g + \Delta$, où Δ est l'énergie dont est découplée, par l'interaction spin-orbite, la bande de valence Γ_7 des bandes de valence Γ_8 , les transitions à partir de la bande Γ_7 deviennent possibles. L'excitation d'électrons depuis cette bande rend égales les probabilités de photogénérer des électrons de spin $-1/2$ ou $+1/2$ dans la bande de conduction Γ_6 . La polarisation de spin de ces électrons est

² C. Hermann, G. Lampel and V. I. Safarov, *Optical pumping in semiconductors*, Ann. Phys. Fr. **10**, 1117 (1985).

Montage expérimental et instrumentation

donc une fonction décroissante de l'énergie des photons excitateurs. Ceci est mis en évidence par la mesure de la polarisation de la photoluminescence (Figure II. 2. b)^{3,4} qui présente une chute marquée à partir de l'énergie $E_g + \Delta$. Il est à noter que la courbe expérimentale de photoluminescence décroît sur toute la gamme d'énergie d'excitation et présente des valeurs plus faibles que les valeurs calculées. En réalité, les mécanismes de relaxation de spin dans la bande de conduction du semi-conducteur diminuent le taux de polarisation attendu théoriquement.⁵



³ F. Meier et B. P. Zakharchenya, éditeurs *Optical Orientation*. Modern problems in Condensed Matter Sciences, édité par V. M. Agranovich et A. A. Maradudin. Vol. 8. North-Holland, Amsterdam 1984.

⁴ M. I. D'yakonov and V. I. Perel', *Spin orientation of electrons associated with the interband absorption of light in semiconductors*, Sov. Phys. JETP, **33**, 1053 (1971).

⁵ G. Fishman and G. Lampel, *Spin relaxation of photoelectrons in p-type gallium arsenide*, Phys. Rev. B **16**, 820 (1977).

II. 2. 2 Photocathode en affinité électronique négative

La possibilité d'abaisser le travail de sortie de la surface d'un cristal de GaAs de type p en dessous du minimum de la bande de conduction en volume, a permis de réaliser des sources d'électrons polarisés de spin intenses, quasi mono-cinétiques, dont le signe de la polarisation peut être inversé facilement en inversant la polarisation de la lumière excitatrice.⁶ En effet, si le travail de sortie d'une surface propre de GaAs est d'environ 4 eV, il peut être diminué de plusieurs eV par adsorption en ultra-vide de quelques monocouches d'atomes alcalins électropositifs (Na, K, Cs) et d'atomes électronégatifs (F, O) (Figure II. 3).⁷ Tout électron excité avec une faible énergie cinétique dans la bande de conduction n'est alors plus nécessairement confiné dans le cristal et a une probabilité importante d'être émis dans le vide. On dit que la photocathode de GaAs est activée en affinité électronique négative (AEN).

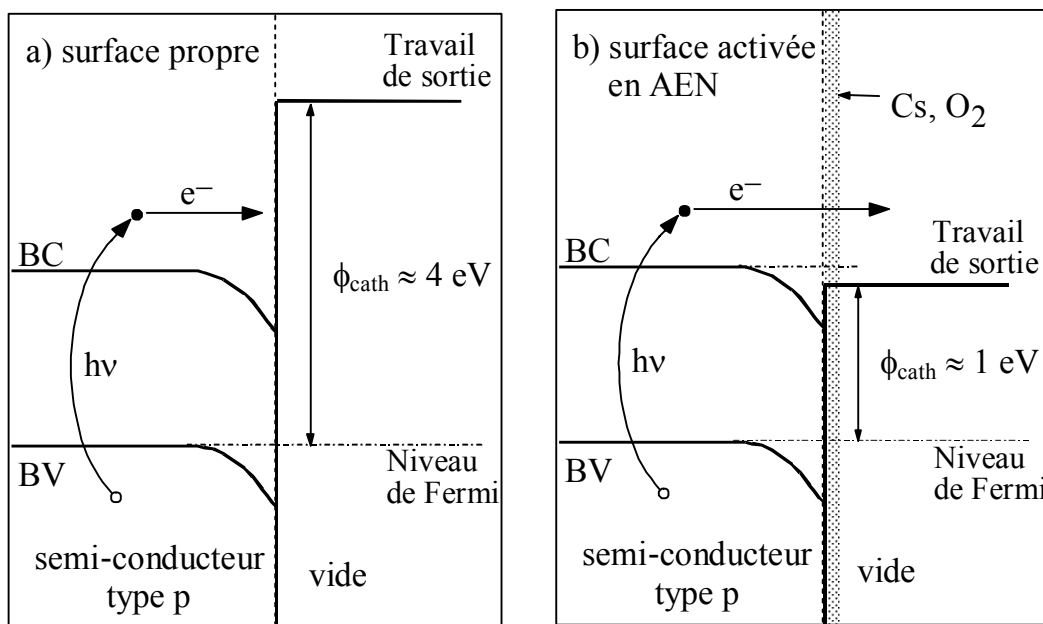


Figure II. 3 : D'après la référence 7. A gauche : structure de bandes dans l'espace réel d'un cristal propre de GaAs dopé p. Le travail de sortie est de l'ordre de 4 eV. A droite : structure de bandes d'une photocathode de GaAs activée en affinité électronique négative par déposition de césium et d'oxygène. Le travail de sortie est alors en dessous du minimum de la bande de conduction en volume. Des électrons photogénérés dans la bande de conduction ont une probabilité importante d'être émis dans le vide.

⁶ D. T. Pierce, F. Meier and P. Zürcher, *Negative electron affinity GaAs: a new source of spin-polarized electrons*, Appl. Phys. Lett. **26**, 670 (1975).

⁷ A. van der Sluijs, *Transmission d'électrons polarisés de spin au travers de structures ultraminces or/cobalt*, thèse de doctorat, Ecole Polytechnique (1996).

II. 2. 3 Réalisation pratique d'une source d'électrons polarisés de spin

Si les mécanismes responsables de l'abaissement du travail de sortie des surfaces de GaAs activées en AEN ne sont encore de nos jours que partiellement compris, la préparation des surfaces est bien connue depuis de nombreuses années. Une attention particulière a été portée à la réalisation de sources d'électrons stables, homogènes et reproductibles. Les performances des photocathodes dépendent cruciallement de la qualité du vide résiduel de l'enceinte, de l'homogénéité du dépôt d'atomes alcalins (césium) et du nettoyage préalable de la surface de GaAs. Comme nous l'avons déjà mentionné, la pression dans l'enceinte à ultra-vide est maintenue dans la gamme des 10^{-11} Torr, et le gaz résiduel est essentiellement composé d'hydrogène. En pratique, la surface de la photocathode est d'abord chauffée à $590\text{ }^{\circ}\text{C}$ pendant 1 à 2 minutes. Elle est ensuite activée par un dépôt de césium évaporé à partir d'un générateur commercial. Une vanne micro-fuite permet d'ajouter de l'oxygène dans l'enceinte à ultra-vide à une pression partielle de quelques 10^{-9} torr. Le processus d'activation est contrôlé en mesurant le courant de photoémission pendant le dépôt.

Les photocathodes que nous préparons ont un rendement quantique assez faible, de l'ordre du pour cent (typiquement $1\ \mu\text{A}$ est émis pour $1\ \text{mW}$ de lumière excitatrice dans le proche infrarouge), et ont une stabilité de 24 heures environ. Ces conditions de fonctionnement sont très éloignées des performances rencontrées dans les accélérateurs ou les photomultiplicateurs, mais sont amplement suffisantes pour nos mesures. L'optique électronique, utilisée pour focaliser le faisceau de la photocathode sur l'échantillon, ne pouvant transporter efficacement des courants supérieurs à quelques microampères, nous sommes amenés à limiter l'intensité de la lumière excitatrice à environ $1\ \text{mW}$. Le faisceau lumineux exciteur est émis par une diode-laser de longueur d'onde $800\ \text{nm}$. La polarisation circulaire du faisceau est contrôlée par un modulateur électro-optique (cellule de Pockels). La source d'électrons utilisée dans ce travail délivre une polarisation longitudinale d'environ 25%, valeur usuelle pour les photocathodes de type p fortement dopée (dopage : $10^{19}\ \text{cm}^{-3}$).

II. 3 L'optique électronique

L'optique électronique assure le transport et la focalisation du faisceau d'électrons entre la source et l'échantillon, et convertit la composante longitudinale de la polarisation issue de la photocathode en composante transverse, parallèle à la direction de l'aimantation de la couche ferromagnétique. Afin de conserver le taux de polarisation de spin du faisceau photogénéré tout au long de son transport, le fonctionnement de l'optique est purement électrostatique et le champ magnétique terrestre est écranté par un blindage en μ -métal à l'intérieur de l'enceinte. La conception de cette optique électronique est basée sur l'association d'un spectromètre à électrons lents et d'une optique de sortie qui focalise sur la jonction le faisceau analysé en énergie. Cet ensemble, conçu et réalisé au laboratoire, est schématisé sur la Figure II. 4.⁸

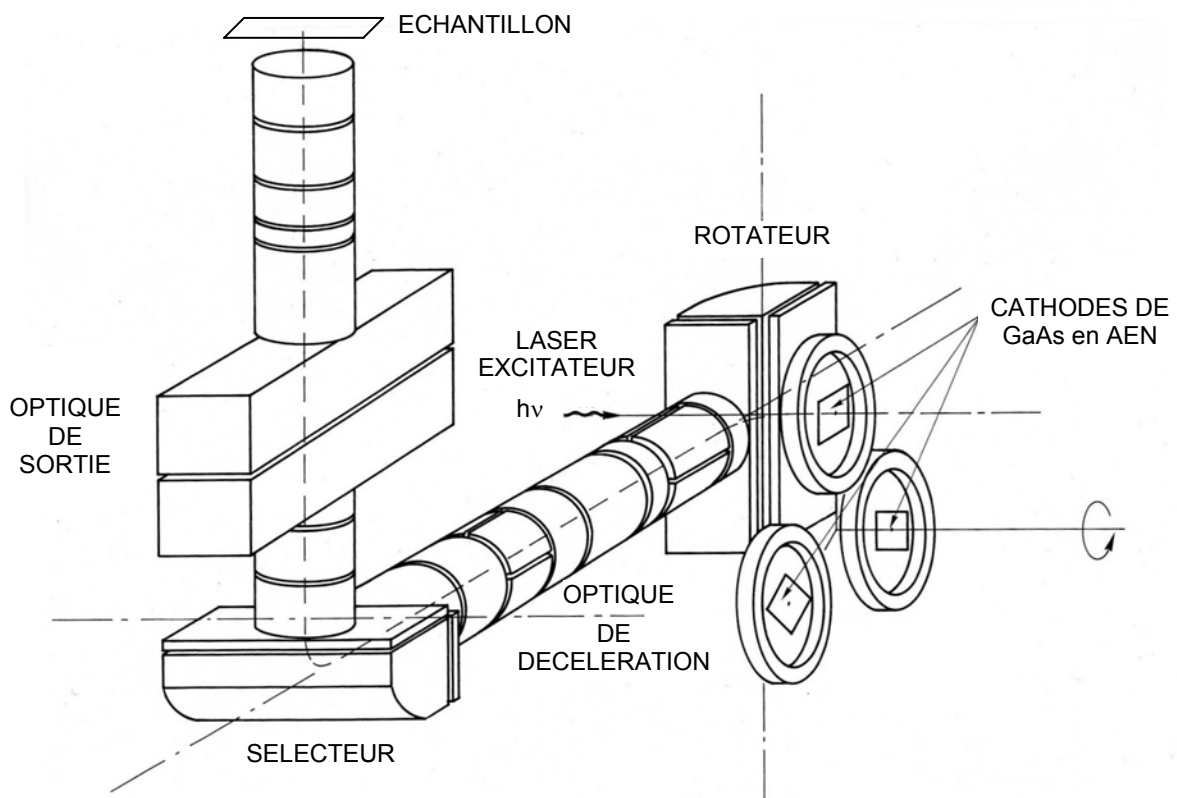


Figure II. 4 : D'après la référence 8. Plan de l'optique électronique. Cette optique est composée d'un spectromètre à électrons (rotateur, optique de décélération, sélecteur) et d'une optique de sortie. Les électrons sont filtrés en énergie par le sélecteur et focalisés sur l'échantillon par l'optique de sortie.

⁸ R. Houdré, *Photoémission de puits quantiques et de superréseaux GaAs/GaAlAs en état d'affinité électronique négative*, thèse d'Etat, Université de Paris-Sud, 1985.

II. 3. 1 Les optiques électrostatiques

II. 3. 1. 1 Lois de l'optique électronique

La formulation physique de l'optique électronique est basée sur l'équivalence entre la description du chemin optique d'un faisceau lumineux traversant un milieu réfringent et le mouvement d'une charge ponctuelle dans un champ électrique (cette formulation est présentée dans l'Annexe 1).⁹ On peut alors montrer que tout champ électrique à symétrie axiale a les propriétés d'une lentille convergente. En d'autres termes, on peut déterminer la trajectoire d'un faisceau d'électrons par de simples arguments géométriques, liant un espace "objet" à un espace "image". Ces lentilles électrostatiques ont des grandeurs caractéristiques (focale, grandissement, ...) qui vérifient les mêmes relations que celles de l'optique géométrique :

- loi de Newton : $(P-F_1)(Q-F_2) = f_1 f_2$

- grandissement linéaire : $\gamma = -f_1 / (P - F_1) = -(Q - F_2) / f_2$

où f_1 et f_2 sont respectivement les distances focales objet et image, F_1 et F_2 les abscisses des points focaux objet et image, P et Q les abscisses de l'objet et de l'image. Notons que les lentilles électrostatiques se comportent en général comme des lentilles épaisses car les lignes de champ pénètrent d'une électrode dans l'électrode voisine sur des distances ne pouvant pas être négligées devant les distances focales.

II. 3. 1. 2 Les lentilles électrostatiques : utilisation pratique

Les distances focales des lentilles électrostatiques dépendent de la géométrie des électrodes, de leurs dimensions et des potentiels qui sont appliqués. Cependant, la naissance des optiques électroniques remontant aux années 30, les différents modes de fonctionnement et les conditions d'utilisation des lentilles électrostatiques ont été tabulés depuis de nombreuses années. En pratique, il est simple de trouver les potentiels théoriques qu'il faut appliquer aux électrodes pour transporter et focaliser un faisceau d'électrons d'un point P vers un point Q .¹⁰ Dans notre expérience, les lentilles sont constituées de portions de cylindres coaxiaux de même diamètre intérieur $D = 10$ mm, et isolées les unes des autres par des billes de saphir imposant un écartement $G = 1$ mm. La Figure II. 5 est une représentation

⁹ O. Klemperer and M. E. Barnett, *Electron Optics*, third edition, Cambridge University Press, 1971.

¹⁰ E. Harting and F. H. Read, *Electrostatics Lenses*, Elsevier, Amsterdam, 1976.

Chapitre II

schématique de deux électrodes, portées à des potentiels V_1 et V_2 , formant une lentille L à deux éléments. Dans ce cas, les focales objet et image sont uniquement fonction des rapports V_1 / V_2 et G / D . L'application des potentiels V_1 et V_2 a pour conséquence d'accélérer ou de décélérer le faisceau d'électrons sous l'action de la force électrostatique. C'est l'existence du gradient de cette force entre les deux électrodes qui confère au système ses propriétés de focalisation.

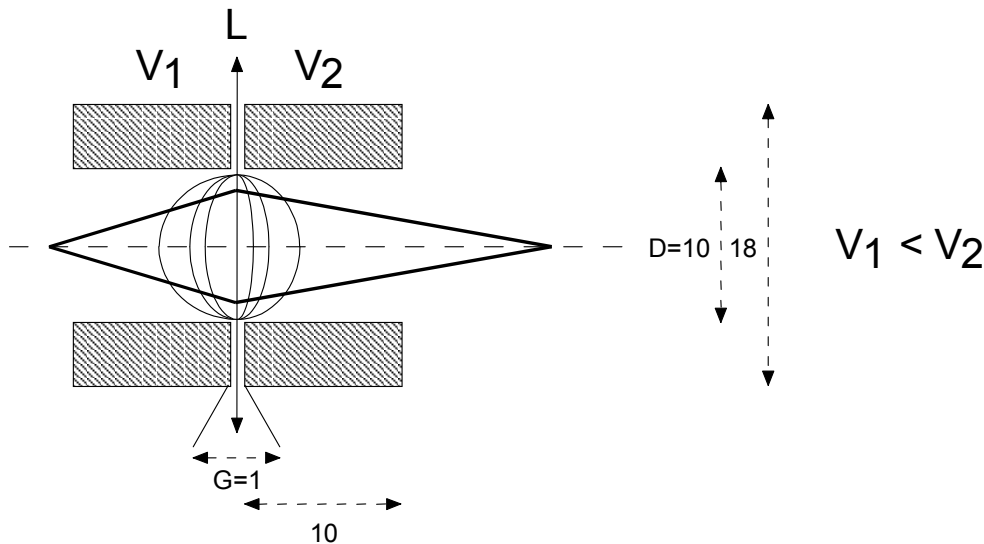


Figure II. 5 : Représentation schématique d'une lentille à deux éléments utilisée dans notre optique électronique. Les dimensions sont exprimées en millimètres. Les focales objet et image de cette lentille ne dépendent que de facteurs géométriques et du rapport V_1 / V_2 . Si $V_2 > V_1$ les lignes de champs de l'électrode 2 pénètrent dans l'électrode 1, conférant à la lentille L ses propriétés de focalisation.

II. 3. 2 Le spectromètre à électrons

II. 3. 2. 1 Principe de l'analyse en énergie

Le spectromètre à électrons est composé de trois éléments :

- un condensateur cylindrique appelé rotateur,
- une optique électronique de décélération,
- un sélecteur.

On appelle sélecteur, l'élément de l'optique électronique qui analyse en énergie le faisceau d'électrons issu de la photocathode. Il est composé d'une portion de condensateur définie par deux cylindres coaxiaux de rayon intérieur R_i , de rayon extérieur R_e et d'étendue

Montage expérimental et instrumentation

angulaire 90° . Ses deux armatures métalliques sont composées de grilles qui sont portées à des potentiels $V(R_I)$ et $V(R_E)$, créant entre elles, à une distance ρ de l'axe, un champ électrique radial $\Xi(\rho)$ tel que

$$\Xi(\rho) = \frac{(V(R_I) - V(R_E))}{\text{Ln}\left(\frac{R_E}{R_I}\right)} \frac{1}{\rho} \quad \text{Eq. II. 1.}$$

Seuls les électrons qui entrent normalement à la fente d'entrée du condensateur avec une énergie cinétique

$$E_A = \frac{e(V(R_I) - V(R_E))}{2\text{Ln}\left(\frac{R_E}{R_I}\right)} \quad \text{Eq. II. 2.}$$

décrivent une trajectoire circulaire de rayon $\rho_0 = (R_I + R_E)/2$ et ressortent du sélecteur (Figure II. 6). L'énergie E_A est appelée énergie d'accord ou énergie d'analyse. Les électrons désaccordés en énergie sont collectés par des plaques métalliques situées derrière les grilles de rayon R_I et R_E . Deux fentes de largeur s et de hauteur h sont placées sur le rayon moyen ρ_0 . On peut alors montrer que le sélecteur a des propriétés de focalisation dans le plan perpendiculaire à l'axe du condensateur, de sorte qu'il donne deux images distinctes, contenues dans le plan de la fente de sortie. La résolution en énergie ΔE du sélecteur dépend de l'énergie d'analyse E_A et de la largeur s des fentes :¹¹

$$\frac{\Delta E}{E_A} = \frac{s}{\rho_0} \quad \text{Eq. II. 3.}$$

La résolution du spectromètre est d'autant meilleure que le rapport s / ρ_0 est petit et que l'énergie d'analyse est faible. Au contraire, l'efficacité de transmission de l'optique électronique est d'autant plus importante que ΔE est grande. En mode de résolution optimale, $\Delta E = 20$ meV et l'optique électronique transmet typiquement 1% du courant photoémis par la photocathode. Dans nos expériences, le niveau de signal attendu après transmission du faisceau d'électrons au travers de la jonction Schottky est de quelques pA à faible énergie d'injection. Nous avons donc choisi d'utiliser le spectromètre dans un mode peu résolutif pour privilégier l'efficacité de transmission du sélecteur. Ce mode de fonctionnement permet une transmission dans l'optique de l'ordre de 10% pour un courant émergent de la photocathode

¹¹ H.-J. Drouhin and M. Eminyany, *Simple concepts in the measurement of the energy distribution and spin polarization of an electron beam*, Rev. Sci. Instrum. **57**, 1052 (1986).

de $1 \mu\text{A}$. La résolution du spectromètre est alors de 200 meV , et reste donc beaucoup plus faible que l'énergie d'injection E_p .

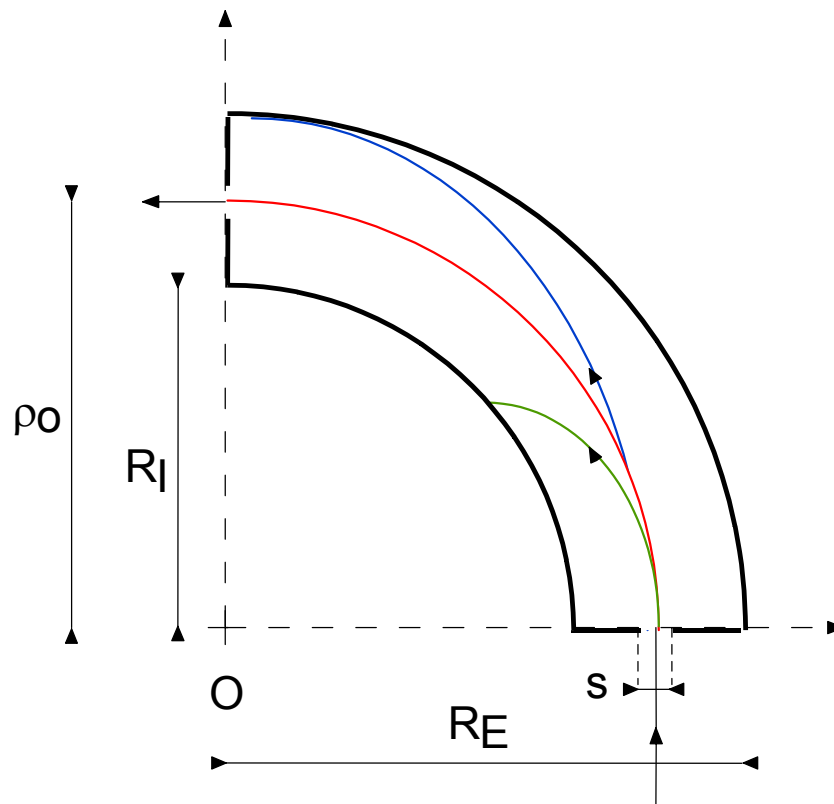


Figure II. 6 : Principe de fonctionnement du sélecteur. Le faisceau d'électrons est injecté entre deux portions de condensateur dont l'entrée et la sortie sont percées de fentes rectangulaires. Les électrons qui traversent le sélecteur sont ceux qui ont une énergie cinétique à l'entrée égale à $E_A \pm \Delta E$. Les électrons désaccordés en énergie sont collectés sur des armatures extérieures, non représentées sur la figure.

Les caractéristiques géométriques du rotateur sont identiques à celles du sélecteur, à ceci près que les dimensions des fentes d'entrée et de sortie sont beaucoup plus larges, et par conséquent peu sélectives en énergie. Le rotateur permet un éclairage normal à la surface de la photocathode de GaAs, et ramène le faisceau d'électrons dans l'axe du sélecteur après rotation de 90° . Cette rotation de 90° n'affecte pas le spin et permet de convertir la polarisation de spin longitudinale du faisceau issu de la photocathode en une polarisation transverse, parallèle à l'aimantation de la couche magnétique de la jonction Schottky. Il est à noter que le sélecteur induit, comme le rotateur, une déflexion du faisceau de 90° . Cependant, le plan de déflexion est choisi perpendiculaire au plan de déflexion du rotateur de sorte que le caractère transverse de la polarisation de spin est maintenu lors de la traversée du sélecteur.

Montage expérimental et instrumentation

L'optique de décélération forme l'image de la fente de sortie du rotateur sur la fente d'entrée du sélecteur. Elle est constituée de deux lentilles L_1 et L_2 , de deux jeux de déflecteurs D_1 et D_2 ,¹² et d'un diaphragme C (Figure II. 7).¹³

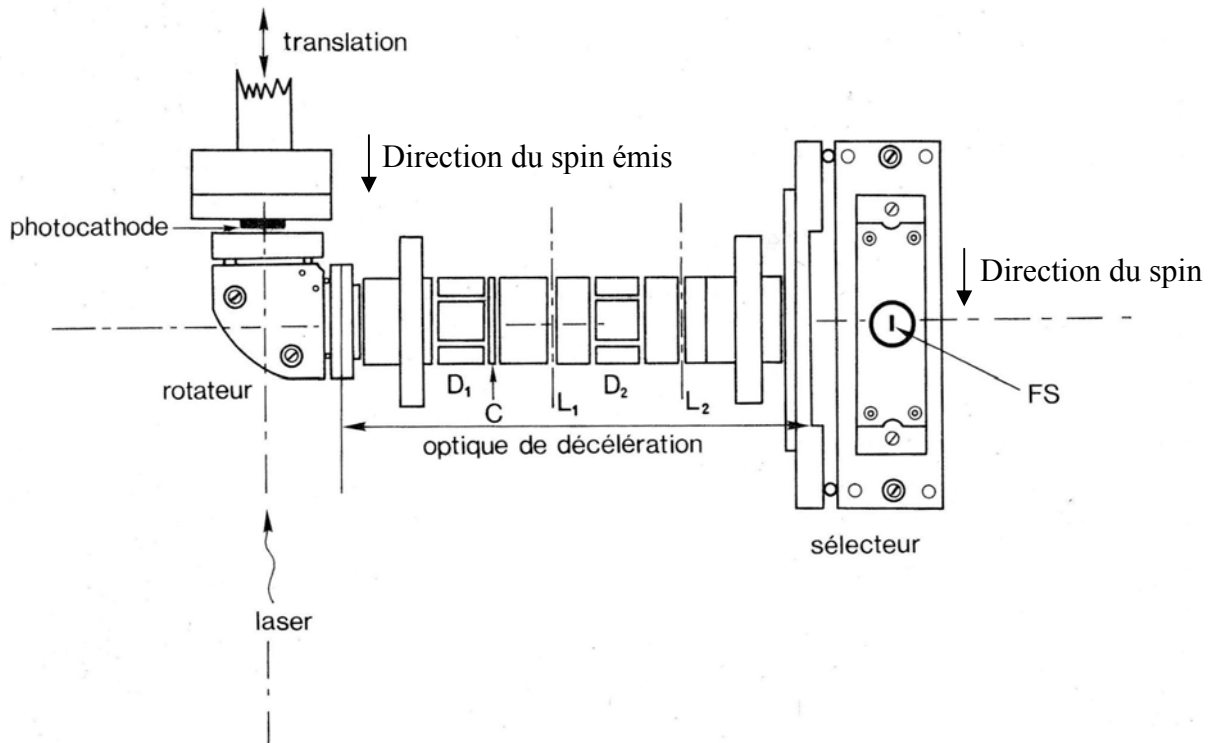


Figure II. 7 : D'après la référence 13. Schéma du spectromètre à électrons. Le rotateur permet de passer d'une polarisation longitudinale à une polarisation transverse. L'optique de décélération est constituée de deux lentilles L_1 et L_2 , de deux jeux de déflecteurs D_1 et D_2 et d'un diaphragme C. Le sélecteur, dont la fente de sortie est notée FS, analyse en énergie les électrons issus de la photocathode de GaAs.

II. 3. 2. 2 Distribution en énergie des électrons analysés

Le spectromètre fonctionne à énergie constante, c'est-à-dire que tous les potentiels des électrodes sont fixes (l'énergie d'analyse E_A est constante). Lorsque l'on balaye le potentiel V_{cath} autour de la valeur $(\phi_{\text{cath}} - \phi_{\text{Au}}) / e$, et que l'on utilise l'échantillon ou la première électrode de l'optique de sortie comme une simple anode, le courant mesuré décrit la distribution en énergie des électrons émis par la source (Figure II. 8). On appellera par la suite

¹² Un jeu de déflecteurs est un ensemble de quatre électrodes obtenu en divisant une électrode cylindrique en quatre parties égales et isolées électriquement. Les déflecteurs fonctionnent autour d'un même potentiel, mais peuvent être ajustés séparément pour modifier la trajectoire du faisceau d'électrons.

¹³ H.-J. Drouhin, *Sélection en énergie à très haute résolution des électrons émis par une photocathode d'arséniure de gallium en état d'affinité négative*, thèse de docteur-ingénieur, Ecole Polytechnique, 1982.

Chapitre II

cette distribution EDC pour "Electron Distribution Curve". Pour effectuer nos expériences de transmission, on choisit une valeur de V_{cath} fixe correspondant au maximum de l'EDC. La distribution des électrons injectés dans l'échantillon a alors une largeur égale à la résolution ΔE du spectromètre, soit typiquement 200 meV.

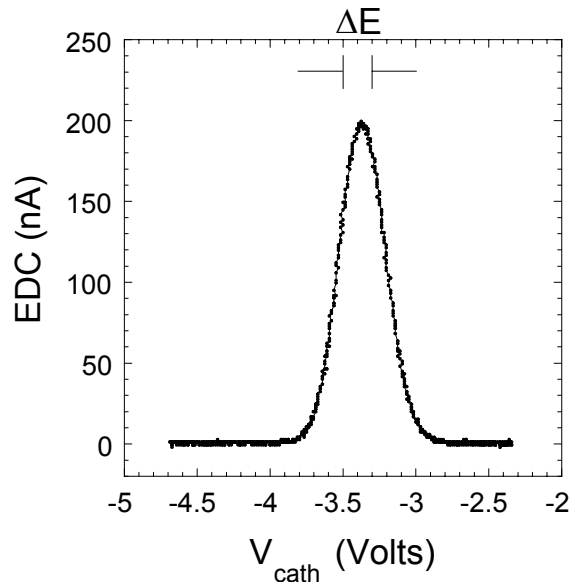


Figure II. 8 : Distribution en énergie des électrons photoémis par la photocathode de GaAs. Cette EDC est mesurée en sortie du sélecteur et obtenue dans les conditions de fonctionnement qui ont été choisies pour nos mesures de transmission. La résolution ΔE du spectromètre étant du même ordre de grandeur que la largeur spectrale de l'EDC, celle-ci apparaît légèrement élargie.

II. 3. 3 L'optique de sortie

II. 3. 3. 1 Principe de fonctionnement

Le spectromètre est couplé en sortie à une seconde optique utilisée pour ajuster la focalisation du faisceau incident sur l'échantillon. La Figure II. 9 est une photographie de cette optique qui a deux fonctions principales :

- au moyen de deux lentilles notées L_1 et L_R , elle permet de superposer les deux images (verticale et horizontale) du sélecteur, en une seule image sur l'échantillon,
- au moyen d'une lentille zoom à trois éléments notée L_Z , elle délivre cette image à position constante, quel que soit le potentiel $V_{\text{éch}}$ appliqué.

Montage expérimental et instrumentation

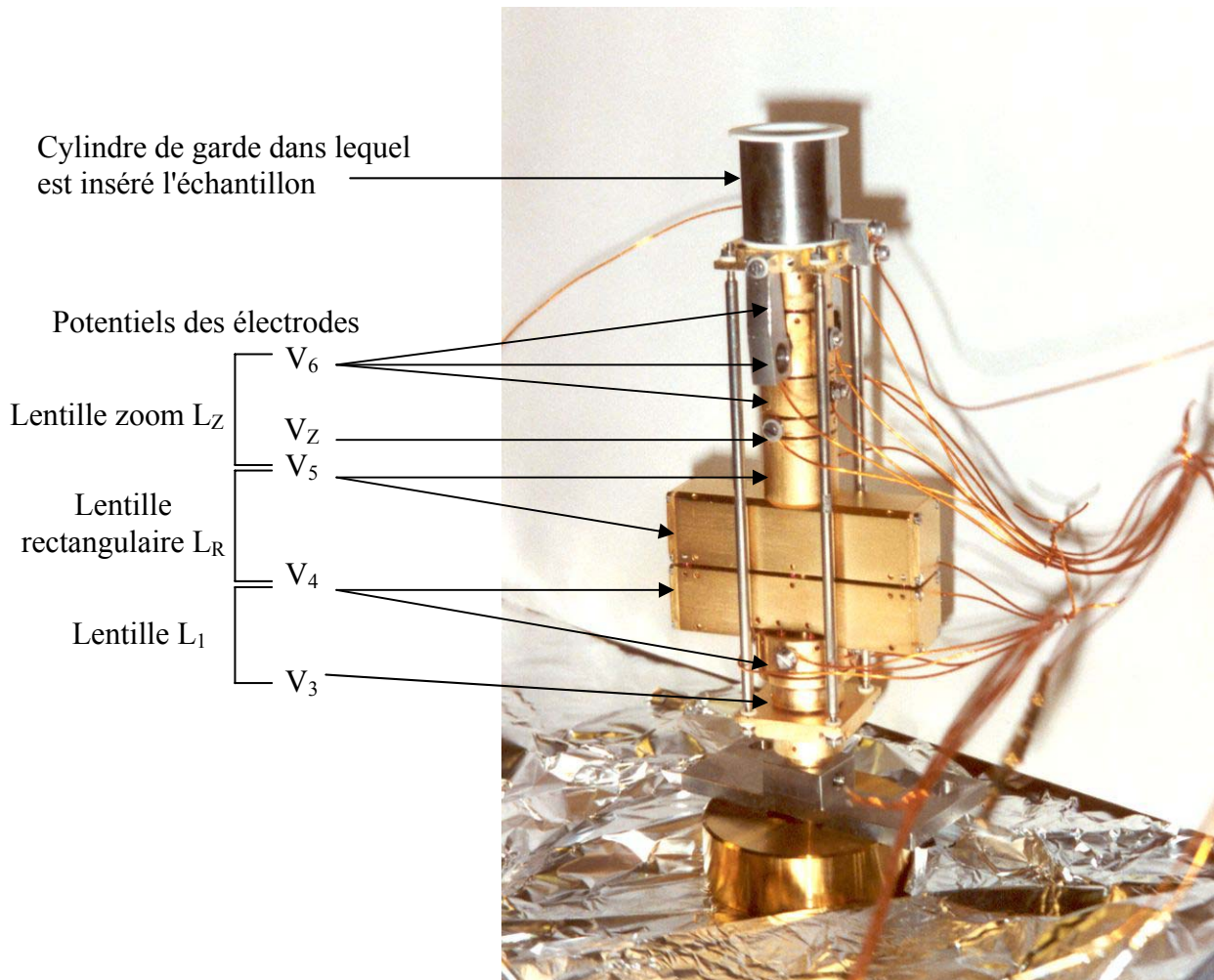


Figure II. 9 : Photographie de l'optique située en sortie du sélecteur. On distingue les deux électrodes rectangulaires et les éléments constituant la lentille zoom à trois éléments. La partie métallique non dorée au sommet de cette optique constitue le cylindre de garde dans lequel est inséré l'échantillon. Les notations relatives aux potentiels appliqués aux électrodes sont indiquées à gauche de la photographie.

Une lentille rectangulaire L_R , définie par les potentiels V_4 et V_5 , est utilisée pour remettre en coïncidence les images horizontale h_1 et verticale v_1 de la photocathode, issues respectivement des fentes de sortie et d'entrée du sélecteur. Cette lentille n'a de propriété focalisatrice que dans une seule direction (Figure II. 10). L'image h_1 est dans le plan focal objet d'une première lentille L_1 , définie par les potentiels V_3 et V_4 . Son image est donc rejetée à l'infini. La lentille L_R est orientée pour ne pas agir sur cette image. Au contraire, L_1 donne de v_1 , une image v_2 , placée dans le plan focal objet de L_R . Son image est également rejetée à l'infini.

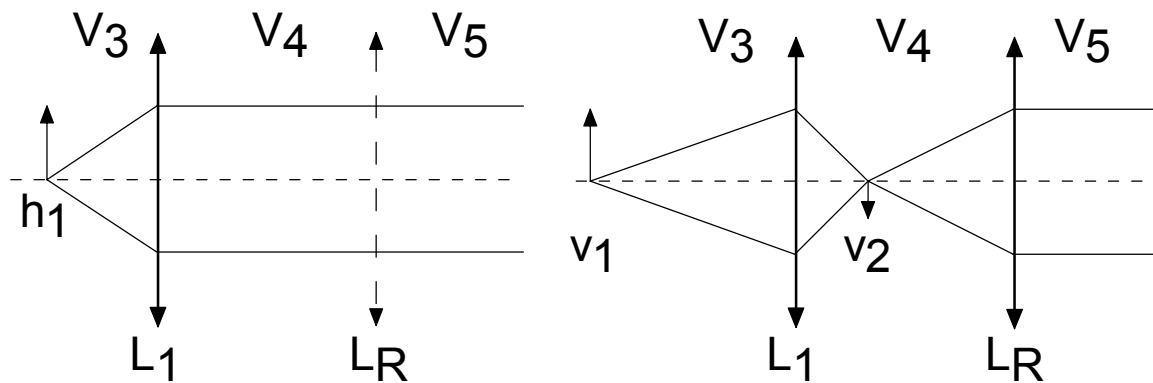


Figure II. 10 : Principe de fonctionnement de la lentille rectangulaire L_R . Des deux images h_1 et v_1 produites par le sélecteur, elle donne deux images, vues comme des objets à l'infini pour la lentille zoom L_Z à trois éléments (non représentée sur la figure).

La deuxième partie de l'optique de sortie est une lentille zoom à trois éléments portés aux potentiels V_5 , V_Z et V_6 . Cet ensemble donne, d'un objet à l'infini, une image à position constante sur l'échantillon porté au potentiel $V_{éch} = V_6$. Le rapport V_Z / V_5 permet d'ajuster cette position lorsque le potentiel d'analyse V_3 du sélecteur est modifié ou lorsque l'on fait varier le potentiel V_6 de la dernière électrode. Ce rapport V_Z / V_5 est une fonction du rapport V_6 / V_5 (voir Référence 8). D'autre part, la lentille L_1 et la lentille zoom sont équipées de quatre défecteurs qui permettent un déplacement transverse du faisceau d'électrons suivant les directions arbitraires Nord, Sud, Est et Ouest. Les quatre premiers et quatre derniers défecteurs sont respectivement aux potentiels moyens V_4 et V_6 , et sont appelés D_{4N} , D_{4S} , D_{4E} , D_{4O} et D_{6N} , D_{6S} , D_{6E} , D_{6O} .

La première partie de l'optique de sortie est accélératrice, et le rapport des potentiels est tel que $V_5 = 100 V_3$. Pour que la résolution du sélecteur soit de l'ordre de 200 meV, le potentiel V_3 doit être égal à 5 Volts. Par conséquent, V_5 vaut 500 Volts. D'autre part, le potentiel V_6 est défini par l'énergie d'injection, et une variation de V_6 entre 0 et 1 kV implique une variation correspondante du potentiel V_Z comprise entre 0 et 1,8 kV environ.

II. 3. 3. 2 Modification des potentiels de l'optique de sortie

Pour les mesures de transmission que nous souhaitons faire, la configuration de l'optique de sortie décrite ci-dessus présente deux inconvénients. D'abord, elle nécessite

Montage expérimental et instrumentation

l'emploi de hautes tensions sur les électrodes interdépendantes V_5 , V_Z et $V_6 = V_{\text{éch}}$. Les fortes tensions appliquées aux électrodes compliquent la mesure des courants qu'elles collectent, et entraînent de fortes pénétrations des lignes du champ électrique d'une électrode dans l'autre. Cette configuration suppose également que chaque énergie d'injection étudiée soit accompagnée d'une modification appropriée du potentiel V_Z , ce qui multiplie les difficultés associées à la focalisation du faisceau. Ces deux aspects ne sont pas d'une importance capitale lorsque les mesures de transport sont réalisées sur une gamme d'énergie d'injection n'excédant pas quelques dizaines de Volts. En revanche, cette utilisation de l'optique de sortie devient problématique pour la gamme d'énergie que nous nous sommes fixée. Nous avons donc établi d'autres conditions de potentiels de l'optique de sortie tout en conservant son principe de fonctionnement.

Nous avons découplé pour cela le potentiel $V_{\text{éch}}$, définissant l'énergie d'injection E_p dans la jonction Schottky, du potentiel V_6 de la dernière électrode en modifiant la géométrie du porte-échantillon (voir section II. 3. 4). L'insertion d'un potentiel supplémentaire permet de régler indépendamment la focalisation et l'énergie d'injection. De plus, l'échantillon a été éloigné de la dernière électrode V_6 dans laquelle il était inséré précédemment, de sorte que $V_{\text{éch}}$ ne modifie pas, ou peu, les propriétés de focalisation du faisceau définies par V_3 , V_4 , V_5 , V_Z et V_6 . Les potentiels retenus pour nos mesures sont à présent :

$$V_4 = 12 V_3 ; V_5 = V_4 / 3 ; V_Z = 4 V_5 \text{ et } V_6 = 2 V_5$$

où V_3 est fixé à 5 Volts par le choix du potentiel d'analyse du sélecteur ($\Delta E = 200 \text{ meV}$). Quel que soit le potentiel appliqué à l'échantillon, on a donc :

$$V_3 = 5 \text{ V} ; V_4 = 60 \text{ V} ; V_5 = 20 \text{ V} ; V_Z = 80 \text{ V} \text{ et } V_6 = 40 \text{ V}$$

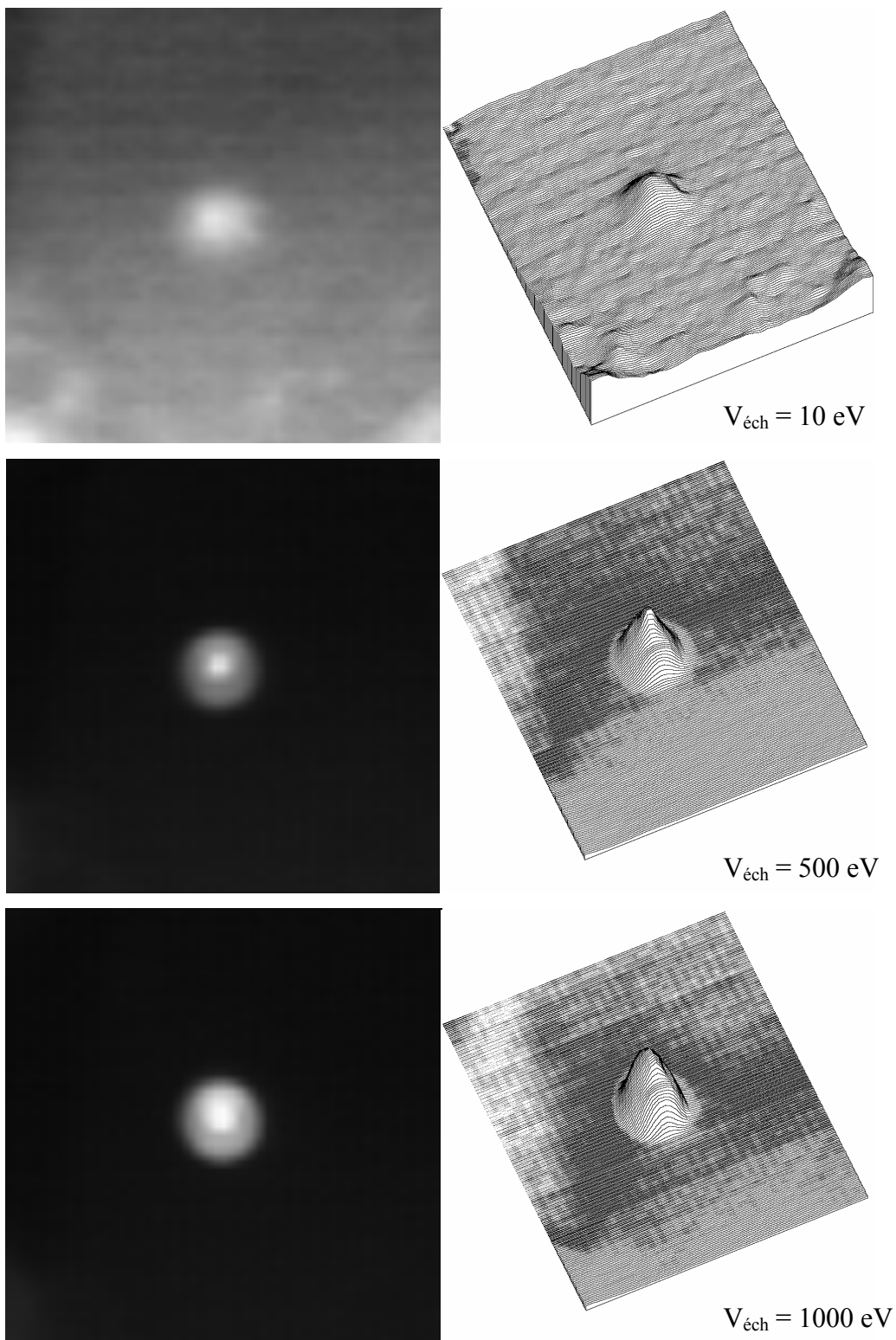
Ce choix de potentiels à plusieurs avantages :

- il permet d'abord d'éviter l'application de hautes tensions sur les électrodes, ce qui facilite l'utilisation de l'optique électronique,
- le potentiel de l'échantillon n'étant plus déterminé par le potentiel V_6 , on s'affranchit de l'ajustement de V_Z lorsque l'on change l'énergie d'injection,
- on maintient un potentiel faible (au regard de notre domaine d'énergie) sur V_6 , ce qui permet de garder l'échantillon plus attracteur que la dernière électrode. On conserve ainsi de bonnes propriétés de focalisation et on évite la rétrodiffusion ou la réémission d'électrons par la face avant de l'échantillon.

II. 3. 3. 3 Caractérisation de l'optique de sortie

En pratique, les potentiels qu'il faut appliquer aux électrodes pour obtenir une bonne focalisation s'écartent de quelques pour cents des potentiels théoriques. Certaines électrodes sont de plus particulièrement cruciales dans le bon fonctionnement de l'optique, alors que d'autres au contraire ont peu d'influence. Nous avons donc caractérisé le comportement de l'optique électronique avec pour critères la transmission de l'ensemble de l'optique (rapport du courant de sortie sur le courant d'entrée) et la qualité de l'image formée par le faisceau électronique sur un écran phosphorescent, positionné à la place de l'échantillon.

La Figure II. 11 présente quelques résultats de cette caractérisation où l'écran phosphorescent est porté à $V_{\text{éch}}$. Les images de gauche correspondent aux clichés pris par une caméra CCD placée au-dessus de l'optique électronique pour les valeurs théoriques de V_3 , V_4 , V_5 , V_Z et V_6 , mais pour trois potentiels $V_{\text{éch}}$ différents (10, 500 et 1000 eV). Les dimensions des images sont de 12 mm par 12 mm et les représentations tridimensionnelles à droite des clichés caractérisent les profils d'intensité du spot électronique. L'application des potentiels théoriques aux différentes électrodes de l'optique donne des conditions de mesure presque optimales. La variation de $V_{\text{éch}}$ entre 0 et 1000 V n'altère pas la focalisation du faisceau incident mais modifie légèrement, aux faibles énergies d'injection, les coordonnées spatiales de son point d'impact (typiquement de 1 mm). Lorsque $V_{\text{éch}}$ est grand devant V_6 (qui vaut 40 Volts), le potentiel de l'écran est fortement attracteur et les lignes de champ pénètrent dans l'optique. Les déflecteurs D_6 ont alors très peu d'influence sur le positionnement du spot, et l'impossibilité de sonder librement la surface de l'échantillon à haute énergie d'injection impose au faisceau d'électrons d'être parfaitement centré sur l'axe de l'optique. Les meilleures conditions de fonctionnement lorsque $V_{\text{éch}}$ est compris entre 0 et 1000 Volts ont été obtenues pour des potentiels ne s'écartant que de 5% des valeurs théoriques sur les déflecteurs D_4 et D_6 . Les potentiels appliqués au spectromètre sont également très proches des valeurs théoriques et n'ont pas d'influence sur la focalisation ou le positionnement du faisceau d'électrons. Le spectromètre et l'optique de sortie peuvent donc être réglés indépendamment.



Figures II. 11 : Images 12 mm par 12 mm du faisceau électronique sur un écran phosphorescent placé à la place de l'échantillon pour $V_{\text{éch}} = 10, 500$ et 1000 eV . Le diamètre du spot est inférieur à 2 mm.

II. 3. 4 Le porte-échantillon

La dernière électrode V_6 est prolongée par un cylindre de garde, porté à un potentiel V_G , isolé électriquement par des billes de saphir. Le porte-échantillon que nous avons conçu est également isolé de ce cylindre par une rondelle de céramique. La configuration du montage permet alors de contrôler indépendamment les trois potentiels V_6 , $V_{\text{éch}}$ et V_G .

Le porte-échantillon répond à plusieurs exigences :

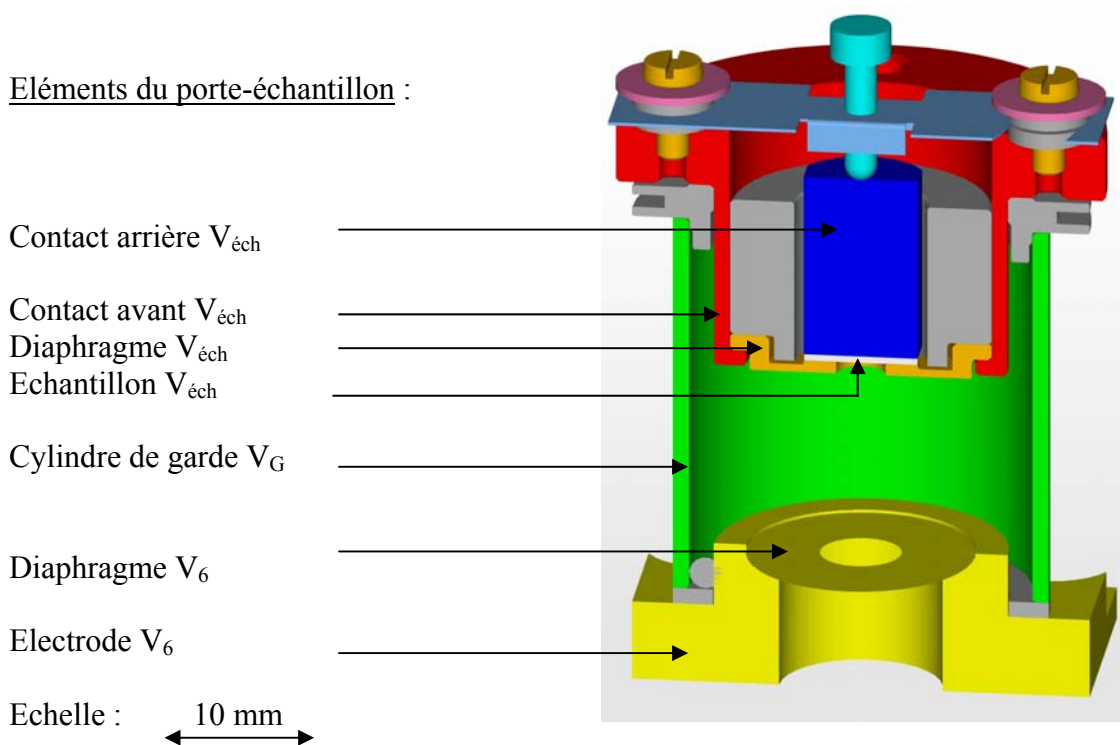
- permettre une prise de contact électrique sur les deux faces de la jonction, notamment sur la couche nanométrique de métal,
- être compatible avec des conditions d'ultra-vide et être constitué de matériaux amagnétiques,
- former une cage de Faraday, de sorte qu'aucun électron ne puisse arriver sur les contacts électriques de mesure s'il n'est pas passé par l'ensemble de l'optique électronique ; on limite ainsi toute contribution parasite aux courants détectés,
- isoler parfaitement la face métallique de la face semi-conductrice, afin que le courant collecté dans le semi-conducteur provienne exclusivement des électrons ayant traversé la couche métallique ; là encore, l'objectif est de limiter toute contribution parasite à l'évaluation du courant transmis au travers de la jonction,
- être isolé du cylindre de garde, relié à un potentiel très proche de la masse, pour pouvoir appliquer des tensions supérieures au kV sur l'échantillon,
- être maintenu entre deux bobines de Helmholtz pour aimanter in-situ la couche de métal ferromagnétique.

La Figure II. 12 représente une vue en coupe du porte-échantillon. Cinq couleurs principales sont utilisées pour distinguer les différents éléments :

- en jaune, la dernière électrode portée au potentiel V_6 et terminée par un diaphragme de 5 mm,
- en gris, les systèmes permettant l'isolation électrique (rondelles de céramique et billes de saphir),
- en vert, le cylindre de garde, porté à un potentiel V_G faible mais répulsif,
- en rouge et orange, le corps du porte-échantillon et un diaphragme de 3 mm permettant la prise de contact sur la couche métallique de la jonction,

Montage expérimental et instrumentation

- en bleu, les éléments conducteurs contactés sur la face semi-conductrice de la jonction et permettant la mesure du courant transmis.



Figures II. 12 : Vue en coupe du porte-échantillon positionné au sommet de l'optique électronique. L'ensemble est inséré entre deux bobines de Helmholtz (non représentées sur la figure) pour aimanter in-situ la couche ferromagnétique de la jonction.

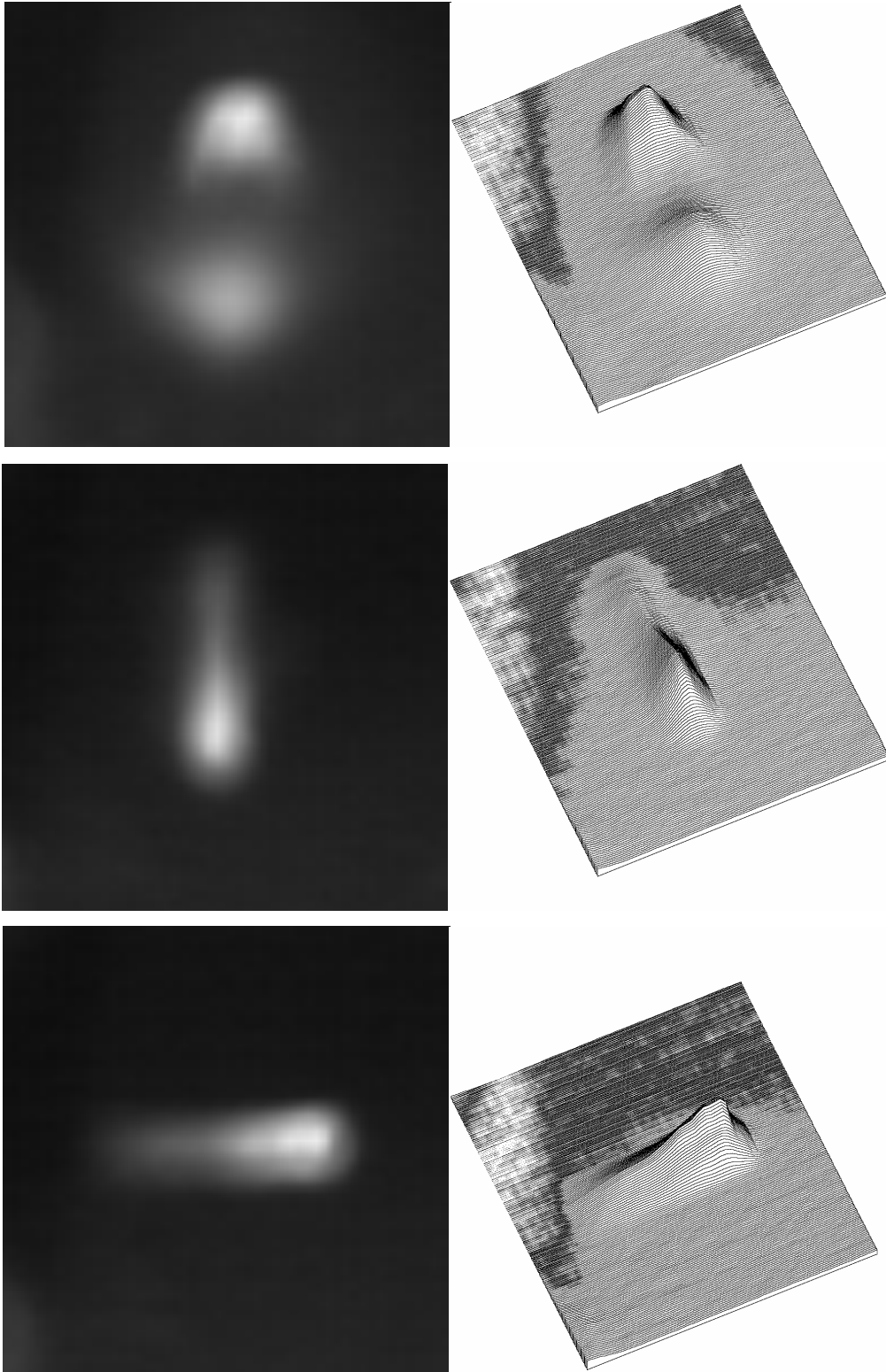
II. 3. 5 Influences de la focalisation et du positionnement du faisceau d'électrons sur la mesure du courant transmis

Le positionnement du faisceau d'électrons sur l'échantillon est un paramètre crucial pour la mesure du courant I_B absorbé par la couche métallique et la mesure du courant I_C collecté dans le semi-conducteur. Par exemple, lorsque le faisceau injecté, d'intensité I_E , est focalisé sur le diaphragme du porte-échantillon mais n'atteint pas la couche métallique de la jonction, nous mesurons $I_C = 0$ et $I_B = I_E$ quelle que soit E_p . En pratique, une telle situation peut se produire car le point de focalisation du faisceau se déplace légèrement lorsque l'on change $V_{éch}$. Il est en effet difficile de rendre le fonctionnement de l'optique électronique totalement indépendant de l'énergie d'injection pour $V_{éch}$ compris entre 0 et 1000 Volts. D'autre part, l'étude de l'image du faisceau d'électrons sur l'écran phosphorescent en fonction des potentiels de l'optique électronique a montré que le faisceau pouvait se déformer, se

Chapitre II

dédoubler ou diffuser sur le diaphragme de l'électrode V_6 . La Figure II. 13 illustre trois de ces configurations. Les clichés sont obtenus pour une énergie d'injection de 500 eV et pour des potentiels D_4 de l'optique de sortie qui s'écartent de 5 à 10% de leurs valeurs théoriques. Les dimensions de l'image sont de 12 mm par 12 mm, et les courbes tridimensionnelles à droite des clichés correspondent aux profils d'intensité du spot électronique dans chaque configuration. Comme pour le positionnement du spot sur l'échantillon, une défocalisation du faisceau peut conduire à des comportements "anormaux" des courants mesurés dans la jonction. Il est donc indispensable de se fixer des critères de réglage. Lorsque les potentiels de l'optique de sortie V_3 , V_4 , V_Z et V_6 sont à leurs valeurs théoriques et que les déflecteurs D_4 et D_6 sont à leurs valeurs optimisées, la maximisation du courant injecté dans l'échantillon correspond aux meilleures conditions de focalisation du faisceau d'électrons. Dans toutes les mesures de transmission que nous avons effectuées, nous avons utilisé ce critère pour travailler dans des conditions expérimentales contrôlées et similaires d'un échantillon à l'autre.

Montage expérimental et instrumentation



Figures II. 13 : Images 12 mm par 12 mm du faisceau électronique sur l'écran phosphorescent pour des valeurs de D_4 s'écartant de 10% au plus des valeurs théoriques. Dans ces mesures, $V_{\text{éch}} = 500$ Volts.

II. 4 Instrumentation pour la détection de faibles courants

Pour les études de transmission que nous souhaitons mener, il nous faut mesurer en fonction de l'énergie d'injection le courant I_B circulant dans la couche métallique et le courant I_C collecté dans le semi-conducteur. Les transmissions obtenues jusqu'à présent dans les jonctions Schottky Fe / GaAs étant de l'ordre de 10^{-4} aux basses énergies d'injection, on attend, pour un courant incident I_E de 100 nA, un courant I_C de 10 pA environ. Sur ce courant I_C , les dépendances en spin observées dans les études précédentes pour un faisceau incident polarisé à 25% sont typiquement de 5%. Le système de mesure doit par conséquent être sensible à des variations du courant I_C inférieures au pA. Ces performances doivent également être obtenues pour des tensions appliquées à l'échantillon, c'est-à-dire à la chaîne de détection, atteignant 1000 Volts. La mesure du courant transmis se heurte donc à deux difficultés majeures :

- s'affranchir de tout courant parasite grand devant I_C , pour ne pas noyer le signal recherché dans un fond continu trop important,
- limiter les différents bruits en courant générés aux bornes de la jonction pour que le rapport signal sur bruit de la mesure soit au moins égal à 1 pour des temps d'intégration de quelques minutes.

II. 4. 1 Courants parasites dans une jonction Schottky

II. 4. 1. 1 Courant noir, courant de polarisation et photocourant

Idéalement, lorsqu'un métal est déposé sur un semi-conducteur et que l'interface entre ces deux matériaux reste abrupte, il se forme un contact électrique redresseur et la caractéristique courant / tension de la jonction réalisée n'est plus linéaire. La relation liant le courant I à la tension de polarisation V peut être déterminée dans le cadre de la théorie de l'émission thermoionique.¹⁴ Dans ce modèle, le processus qui limite le niveau de courant est le transfert de porteurs majoritaires à l'interface entre le métal et le semi-conducteur. Les effets d'entraînement et de diffusion dans la zone de charge d'espace sont donc négligés. On peut alors montrer que le courant I s'écrit :

¹⁴ E. H. Rhoderick and R. H. Williams, *Metal-Semiconductor contacts*, Clarendon Press, Oxford 1988 (2nd Ed.).

Montage expérimental et instrumentation

$$I = A^{**} S \tau^2 \exp\left(-\frac{e\phi_B}{k_B \tau}\right) \left[\exp\left(\frac{eV}{k_B \tau}\right) - 1 \right] = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{k_B \tau}\right) - 1 \right] \quad \text{Eq. II. 4.}$$

où $A^{**} = 4\pi m^* e k_B^2 / h^3$ est la constante de Richardson, k_B la constante de Boltzmann, τ la température, S la surface de la jonction, et Φ_B la hauteur de la barrière Schottky. Dans l'expression de A^{**} , m^* est la masse effective des électrons dans le semi-conducteur et h est la constante de Planck. Le courant $I_0 = A^{**} S \tau^2 \exp(-e\phi_B / k_B \tau)$ est appelé courant de saturation ou courant noir et correspond à l'asymptote de la caractéristique I / V lorsque V tend vers moins l'infini.

Si la diode Schottky est polarisée en directe ($V > 0$), le courant qui circule dans la jonction devient très rapidement supérieur à I_0 . Si elle est polarisée en inverse ($V < 0$), le courant I_0 traverse la jonction. Dans les jonctions Fe / GaAs que nous étudions, I_0 est typiquement compris entre 10 et 100 nA. Pour détecter des variations de courant transmises inférieures à 1 pA, il est donc clair que nous allons chercher à minimiser la tension de polarisation. Plaçons-nous à température ambiante dans le cas où eV est négligeable devant $k_B \tau$. De l'expression II. 4, on déduit que $I \approx eVI_0 / k_B \tau$. Une tension de polarisation de 1 mV engendre un courant $I \approx I_0 / 25$. On obtient ainsi très facilement un courant de 1 nA dans la jonction pour une tension de polarisation de seulement 1 mV. Ce courant est de trois ordres de grandeur supérieur aux variations de I_C que l'on souhaite détecter. Il nous faut par conséquent travailler à polarisation rigoureusement nulle ou de manière à compenser le courant noir. Remarquons que si l'on applique une tension de 1000 Volts aux deux bornes de l'échantillon, cette tension doit être définie pour chaque contact à mieux que 10^{-6} près.

D'autre part, sous éclairage, on génère dans la jonction un photocourant de porteurs minoritaires qui translate la caractéristique courant / tension. Les courants mis en jeu dépendent du taux d'éclairage, mais 1 mW de puissance lumineuse génère typiquement 1 mA de photocourant. Une puissance lumineuse de seulement 1 pW est suffisante pour perturber nos mesures de transmission. Indépendamment de tout problème lié à la détection, les mesures devront être réalisées dans des conditions d'obscurité pour l'échantillon.

II. 4. 1. 2 Influence des résistances d'accès

Lorsque l'on injecte des électrons dans une électrode, la mesure du courant absorbé se fait au travers d'une impédance infinie, celle de la barrière vide / électrode. On peut alors mesurer des courants aussi faibles que le permet la chaîne de détection. En revanche, lorsque l'on veut mesurer le courant qui traverse une jonction non polarisée de résistance équivalente R_0 , la mesure se fait au travers d'une impédance finie. Dans les diodes Schottky, R_0 est la résistance de la jonction à tension de polarisation nulle. Cette résistance est en pratique déterminée par la pente à l'origine de la caractéristique I / V de la jonction. Pour les échantillons que nous avons étudiés, R_0 est de quelques centaines de $k\Omega$. Indépendamment des performances du système de mesure, le problème qui se pose est d'estimer l'amplitude du courant parasite qui circule dans la jonction lorsque l'on y injecte un courant I_E . Pour cela, modélisons la jonction Schottky par une diode idéale et deux résistances r_B et r_C pour prendre en compte les impédances d'entrée de la chaîne de détection et les résistances des contacts électriques sur le métal et le semi-conducteur respectivement. Connectons la face avant (métal) et la face arrière (semi-conducteur) de l'échantillon à un potentiel de référence ($V_{éch}$) comme indiqué sur la Figure II. 14.

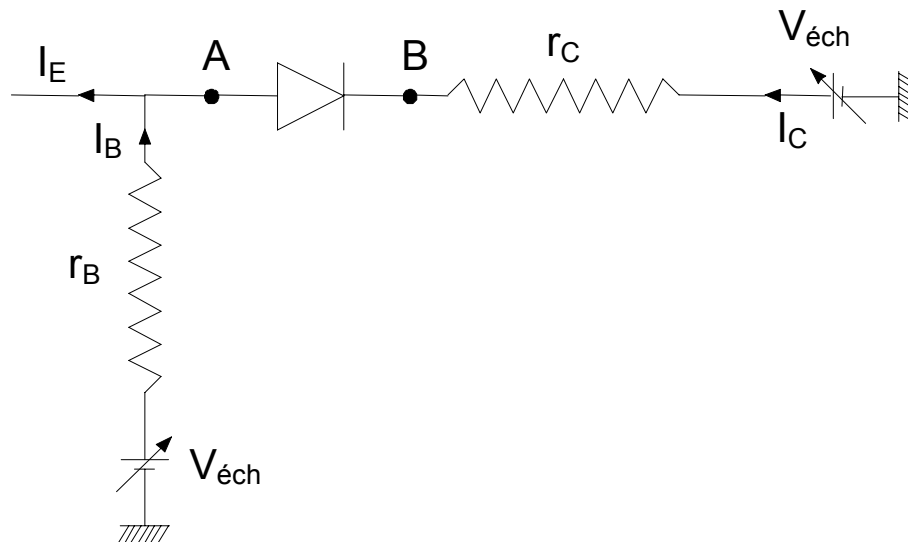


Figure II. 14 : Représentation simplifiée d'une jonction Schottky connectée en face avant et en face arrière à un même potentiel $V_{éch}$. On note r_B et r_C les résistances d'accès de la jonction. On rappelle que I_B est le courant circulant dans la couche métallique et que I_C est le courant collecté dans le semi-conducteur lorsqu'un courant I_E est injecté dans la jonction.

Montage expérimental et instrumentation

Tout courant I_E injecté dans ce circuit élémentaire se répartit entre les deux contacts de la jonction, et par définition $I_C = T \times I_E$ et $I_B = (1 - T) \times I_E$. Ces courants traversent respectivement les résistances r_C et r_B , polarisant la jonction d'une tension $V_A - V_B = I_E \times (r_B - T \times (r_B + r_C))$. Lorsque T est négligeable devant l'unité, $V_A - V_B \approx I_E \times r_B$. Comme I_E est typiquement de l'ordre de 100 nA et r_B de quelques Ohms au moins,¹⁵ $V_A - V_B \approx 1 \mu\text{V}$. Dans les jonctions Schottky que nous étudions, une telle polarisation induit un courant parasite de 1 pA environ. Ce courant parasite ne dépend que des contacts électriques sur l'échantillon et nullement de la transmission au-dessus de la barrière Schottky. De plus, il ne peut pas être annulé et se superpose aux mesures de courant transmis. Ce courant est de l'ordre de grandeur des courants transmis aux faibles énergies d'injection, et il sera par conséquent délicat d'étudier des échantillons dans lesquels la transmission est inférieure à 10^{-5} . Néanmoins, ce courant de polarisation est indépendant de l'énergie d'injection car il ne dépend pas des mécanismes de transport dans la couche métallique. Si l'on doit mesurer une transmission dans la gamme des 10^{-5} , il suffira de vérifier qu'elle augmente quand l'énergie d'injection croît pour s'assurer qu'il s'agit d'un "vrai" courant d'électrons transmis au-dessus de la barrière Schottky.

II. 4. 2 Bruits en courant de la chaîne de détection

En pratique, la mesure de la transmission au travers de la jonction se ramène au problème de la mesure d'un faible courant aux bornes d'une impédance finie. Dans ce cas, toute fluctuation ou dérive de tension dans le système de détection génère un bruit en courant aux bornes de la jonction. Par conséquent, le niveau de bruit qui entache la mesure est plus important que dans les systèmes d'impédance infinie.

II. 4. 2. 1 Généralités sur le bruit

On désigne par bruit l'ensemble des signaux indésirables qui limitent la précision de la mesure. La notion de bruit est inséparable de la notion de mesure, car le signal détecté est la superposition du signal recherché et des bruits. On parlera ici de bruits "irréductibles", c'est-à-dire ceux sur lesquels l'expérimentateur ne peut à priori pas agir. Un bruit irréductible est un

¹⁵ A. Filipe, H.-J. Drouhin, G. Lampel, Y. Lassailly, J. Peretti, V. I. Safarov and A. Schuhl, *A new spin filter: the magnetic Schottky diode*, Proceedings of the MRS Spring Meeting (San Francisco, 1997).

Chapitre II

signal imprévisible que l'on modélise par une fonction aléatoire du temps $b(t)$ qui possède certaines propriétés :

- elle est stationnaire et ses propriétés ne dépendent pas de l'origine des temps,
- sa moyenne temporelle est nulle,
- sa valeur quadratique moyenne est constante,
- les bruits émis par des sources indépendantes ne sont pas corrélés et s'ajoutent de façon quadratique.

Bien que les bruits considérés ici soient dits irréductibles, il existe des stratégies de détection pour en diminuer l'impact sur la mesure. La stratégie la plus naturelle est de moyennner temporellement le signal mesuré. Mais de manière générale, ces bruits sont large bande, c'est-à-dire qu'ils ont des contributions à toutes les fréquences. Le signal recherché quant à lui ne nécessite pas d'être extrait pour toutes les fréquences. Aussi, les techniques utilisées pour améliorer le rapport signal sur bruit d'une mesure reposent aussi sur des méthodes de filtrage (réduction de la bande passante).

II. 4. 2. 2 Bruits de la chaîne de détection

La chaîne de détection est nécessairement composée d'éléments passifs, comme les résistances, et d'éléments actifs comme par exemple les amplificateurs opérationnels. Ces composants ne sont jamais idéaux et se comportent comme des sources de bruit.

Dans le cas d'une résistance R , l'origine du bruit, appelé bruit Johnson, est liée aux fluctuations thermiques auxquelles sont soumis les électrons dans le matériau conducteur. L'agitation thermique de ces électrons engendre un courant aléatoire au sein de la résistance qui provoque l'apparition d'une force électromotrice aux bornes du conducteur. C'est cette force électromotrice aléatoire qui constitue le bruit mesuré. Ce bruit a bien entendu une valeur moyenne temporelle nulle et on montre, par des arguments thermodynamiques très généraux, que la valeur quadratique moyenne de ce bruit vaut $4k_B\tau R\Delta\nu$ (formule de Nyquist), où $k_B\tau$ est l'énergie thermique et $\Delta\nu$ la bande passante au travers de laquelle on mesure ce bruit. Le bruit Johnson ne dépend pas de la nature de la résistance, pourvu qu'il s'agisse d'un système en équilibre thermodynamique avec un thermostat à la température τ . Remarquons qu'une résistance de $10\text{ k}\Omega$ à température ambiante génère un bruit de $1,3\text{ }\mu\text{V}$ dans une bande

Montage expérimental et instrumentation

passante de 10 kHz. Cette force électromotrice se traduit par un bruit en courant d'amplitude $\sqrt{4k_B \tau \Delta v / R}$ égal à 130 pA. Remarquons que ce bruit en courant est très supérieur aux variations de courant transmis que l'on souhaite détecter et décroît en $R^{-1/2}$.

La manière généralement utilisée pour caractériser les performances d'un amplificateur opérationnel en terme de bruit consiste à le considérer comme un amplificateur parfait (sans bruit) possédant à son entrée un générateur de bruit en tension en série, et un générateur de bruit en courant en parallèle. Les quantités qui sont alors spécifiées par les données du constructeur sont exprimées en nV/\sqrt{Hz} et en pA/\sqrt{Hz} . Plus précisément, la densité spectrale de ces bruits demeure constante dans une large gamme de fréquence mais croît en $1/f$ en dessous d'une fréquence caractéristique, ce qui détériore les performances des composants à basse fréquence. Les bruits en tension et en courant des amplificateurs opérationnels usuels étant de l'ordre de 1 nV et 1 pA respectivement dans une bande passante de 1 Hz, le choix des composants est déterminant pour nos mesures.

II. 4. 3 Détection à deux picoampèremètres isolés

II. 4. 3. 1 Principe de la détection

Pour mesurer les courants "base" (I_B) et "collecteur" (I_C) sous des tensions de plusieurs centaines de Volts, un picoampèremètre spécifique, développé au laboratoire, est placé sur chaque contact de l'échantillon comme indiqué sur la Figure II. 15. Ces picoampèremètres sont principalement constitués de trois modules :

- un étage haute tension de préamplification en courant, alimenté par des tensions (± 15 Volts) découplées de la masse et référencées par rapport à une tension extérieure V . Cette tension V , indépendante du montage et référencée par rapport à la masse, est appliquée sur l'entrée non inverseuse d'un amplificateur opérationnel bas bruit OPA111. Elle définit donc également l'énergie d'injection des électrons incidents et $V = V_{éch} = E_p / e$,
- un étage basse tension d'amplification en tension, couplé optiquement à l'étage précédent par un composant électro-optique ISO100. La limite supérieure de la tension V que l'on peut appliquer aux picoampèremètres est imposée par la tenue en tension de l'ISO100 qui est de 750 Volts d'après les données du constructeur. En pratique, une tension deux fois plus importante peut néanmoins être utilisée,

- un module de compensation en courant qui permet d'injecter un courant continu ajustable à l'entrée des picoampèremètres.

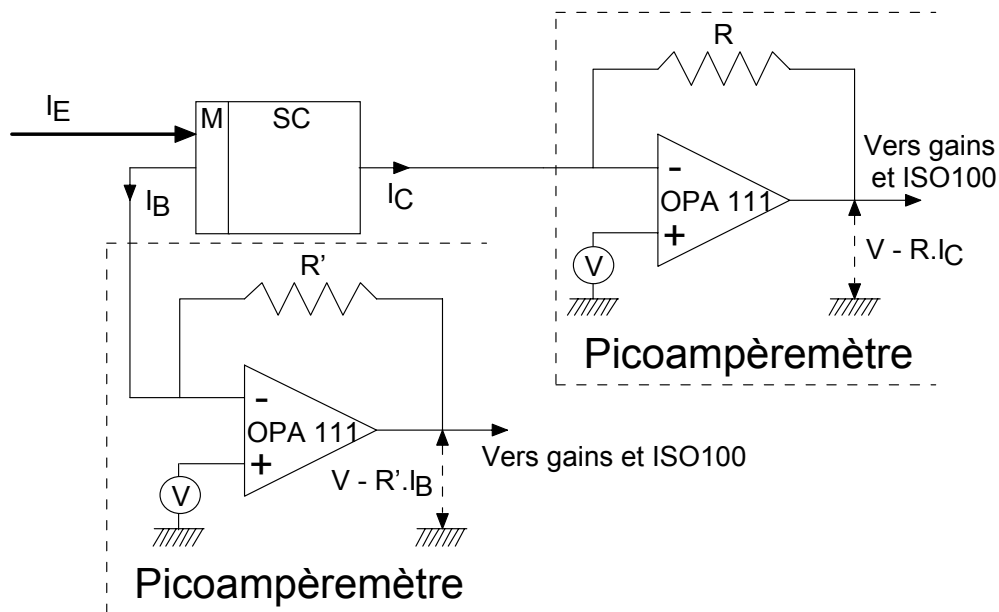


Figure II. 15 : Schéma de principe du montage utilisé pour mesurer les courants "base" et "collecteur". Ce montage permet d'appliquer 1000 Volts sur l'échantillon en mesurant indépendamment et simultanément I_B et I_C . La tension de référence V est la tension permettant de définir l'énergie d'injection des électrons.

Ce montage offre la possibilité de mesurer les deux courants I_B et I_C de manière simultanée et indépendante. L'utilisation d'un étage de sortie basse tension, compatible avec la visualisation des signaux sur un oscilloscope, facilite grandement l'optimisation de ces signaux en fonction des potentiels de l'optique électronique. D'autre part, les picoampèremètres possèdent deux sorties : une sortie large bande, dont la bande passante est déterminée par l'impédance de la contre-réaction du premier étage (environ 2 kHz pour une résistance de 100 M Ω), et une sortie filtrée qui coupe les fréquences supérieures à 5 Hz. Il est donc possible de visualiser directement (sur la sortie large bande) les EDC injectées et "transmises" en modulant le potentiel de la source d'électrons polarisés (voir le paragraphe II. 3. 2. 2). Cette caractéristique de la détection est très importante car l'optimisation de la forme de ces distributions en fonction des potentiels de l'optique électronique est un critère de réglage pertinent.

II. 4. 3. 2 Bruits des picoampèremètres

Les amplificateurs opérationnels OPA111 que nous avons utilisés dans l'étage haute tension des picoampèremètres sont des amplificateurs bas bruits en courant et en tension. Les valeurs (rms) de ces deux bruits sont respectivement 0,5 à 0,8 fA/ $\sqrt{\text{Hz}}$ et 12 à 25 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$.¹⁶ Dans une bande passante de 2 kHz, un OPA111 a un bruit en courant de 30 fA et un bruit en tension de 900 nV (20 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$). Pour une jonction de 100 k Ω , ce bruit en tension se traduit par un courant de 9 pA, et le bruit en courant est par conséquent négligeable.

En l'absence de toute connexion avec un échantillon (impédance infinie), le bruit pic à pic de la sortie large bande des picoampèremètres est de l'ordre de 2 pA, et celui de la sortie filtrée d'environ 100 fA. Lorsque les picoampèremètres sont en configuration de mesure, ces valeurs de bruit sont très différentes. Pour une jonction de résistance égale à 100 k Ω environ, et en l'absence de courant injecté, le bruit pic à pic de la sortie large bande est de l'ordre de 40 pA, soit 14 pA rms, et celui de la sortie filtrée est de l'ordre de 2 pA pic à pic, soit 0,7 pA rms. Le bruit observé sur la sortie large bande est du même ordre de grandeur que le bruit généré par un OPA111 aux bornes d'une résistance de 100 k Ω . Bien que les OPA111 aient de très bonnes performances en terme de bruits, la mesure de signaux de quelques centaines de fA est délicate, et il faut moyennner temporellement le signal mesuré. Remarquons que si notre système avait une impédance infinie, on pourrait envisager de détecter des courants de quelques dizaines de fA. Remarquons également que le bruit Johnson d'une jonction de 100 k Ω dans une bande passante de 2 kHz est du même ordre de grandeur que le bruit de la détection puisqu'il est de 18 pA.¹⁷ Un échantillon de résistance 100 k Ω a donc un bruit propre similaire au bruit généré par la chaîne de détection, et ce sont essentiellement ces deux bruits qui limitent le rapport signal sur bruit de nos mesures.

¹⁶ Les valeurs du bruit en tension sont ici une moyenne des valeurs qui sont données par le constructeur pour des fréquences d'utilisation bien définies.

¹⁷ Pour ce calcul, la jonction est assimilée à une résistance de 100 k Ω . Dans le cas général d'une jonction polarisée, cette approximation n'est pas valable. Dans notre cas cependant, la tension de polarisation de la jonction est négligeable et il est raisonnable de penser que l'on fait peu d'erreur sur l'estimation du bruit.

II. 4. 4 Modulations résiduelles

La méthode utilisée dans nos expériences pour déterminer la dépendance en spin du courant transmis au travers d'une jonction Schottky magnétique, consiste à moduler la polarisation de spin du faisceau injecté, et à mesurer la variation de I_C à la fréquence de modulation. Une méthode équivalente consiste à moduler l'aimantation de la couche magnétique, et à mesurer, pour une polarisation incidente fixée, la variation de I_C à la fréquence de modulation. En pratique, les variations de courant détectées ne sont pas toujours dues à un effet de filtre à spin dans le métal ferromagnétique. Plusieurs types d'effets "parasites", synchrones avec la modulation excitatrice, et proportionnels à I_C , engendrent une asymétrie du courant transmis. Nous avons distingué essentiellement deux sources de modulations parasites, chacune associée à l'un des deux modes de mesure possibles :

- les modulations d'origine optique, dues aux imperfections du modulateur électro-optique, et qui apparaissent lorsque la polarisation du faisceau est changée de $+P_0$ en $-P_0$,
- les changements d'efficacité de collection de la jonction Schottky lorsque l'on change le sens du champ magnétique de $+B$ en $-B$.

Les électrons émis par la source de GaAs étant photogénérés, l'excitation lumineuse est une source d'asymétries résiduelles. Le modulateur électro-optique est composé de cristaux biréfringents sur lesquels est appliquée une tension de quelques centaines de Volts. Si la lumière ne se propage pas parfaitement le long de l'axe du modulateur, elle peut être défléchie ou absorbée de manière asymétrique. L'intensité de la lumière quittant la cellule de Pockels est alors modulée et génère un courant d'électrons émis par la photocathode, modulé en intensité ou en position, qui provoque une asymétrie expérimentale. Nous avons cherché à minimiser ces effets en optimisant l'optique excitatrice, et les asymétries résiduelles sont comprises entre 10^{-3} et 10^{-4} , ce qui peut dans certains cas être du même ordre de grandeur que les asymétries recherchées.

Lorsqu'une impulsion de courant est envoyée dans les bobines de Helmholtz servant à aimanter l'échantillon, on observe parfois une variation du courant collecté dans le semi-conducteur, indépendamment de la polarisation de spin des électrons injectés. Cet effet sur la transmission est dû à un déplacement du point d'impact du faisceau d'électrons sur l'échantillon. La raison la plus probable permettant d'expliquer un déplacement permanent du

Montage expérimental et instrumentation

faisceau après l'application d'une impulsion de champ magnétique dans la région de l'échantillon est l'existence d'une force de Lorentz "parasite". L'influence d'un champ démagnétisant ou d'un champ de fuite au voisinage de la surface de l'échantillon peut modifier la trajectoire du faisceau d'électrons et ainsi changer l'intensité du courant injecté dans la jonction, créant une asymétrie expérimentale. La procédure qui a été suivie pour minimiser ces effets qui peuvent conduire à des asymétries bien plus grandes que les asymétries recherchées, consiste à diminuer ces modulations parasites jusqu'à des valeurs de 10^{-3} à 10^{-4} avant de mesurer l'asymétrie due au filtre à spin. En pratique, nous définissons l'asymétrie de courant comme le rapport

$$\frac{I_C^{+P_0} - I_C^{-P_0}}{I_C^{+P_0} + I_C^{-P_0}} = \frac{\Delta I_C}{2I_C} \quad \text{Eq. II. 5.}$$

où $I_C^{+P_0}$ ($I_C^{-P_0}$) est le courant collecté dans le semi-conducteur pour une polarisation de spin incidente de $+P_0$ ($-P_0$), et nous en faisons la moyenne pour les deux directions d'aimantation de la couche magnétique. On élimine ainsi toutes les contributions à l'asymétrie qui ne dépendent pas de l'orientation relative des spins incidents et de l'aimantation.

II. 5 Conclusion

Une part importante de ce travail a été consacrée à l'optimisation des conditions de mesure du courant transmis dans une jonction Schottky portée à une tension comprise entre 0 et 1000 Volts dans laquelle un faisceau d'électrons polarisés de spin est injecté depuis le vide. Ce faisceau d'électrons, polarisé à 25%, est émis depuis une photocathode de GaAs activée en affinité électronique négative et fonctionnant en condition de pompage optique. Les électrons sont alors transportés et focalisés sur la jonction au moyen d'une optique électronique composée d'un spectromètre à électrons et d'une optique de sortie. Pour maximiser le niveau de courant injecté dans la jonction, nous n'utilisons pas le pouvoir résolutif du spectromètre et nous avons établi, puis caractérisé, des conditions de fonctionnement de l'optique de sortie qui soient les mieux adaptées à la gamme d'énergie d'injection explorée. Le point clé de cette étude de l'optique de sortie est la réalisation d'un porte-échantillon approprié pour découpler la dernière électrode V_6 du potentiel $V_{éch}$ fixant l'énergie d'injection. Ce porte-échantillon permet en outre une prise de contacts électriques simple et reproductible sur les deux faces de la jonction. D'autre part, nous avons développé une instrumentation spécifique afin de détecter, indépendamment et simultanément, les courants base et collecteur de la jonction Schottky étudiée. Nous avons de plus identifié les facteurs limitant les performances de la détection. Il semble maintenant difficile d'améliorer significativement le niveau de courant injecté sur l'échantillon. Cependant, les caractéristiques de la chaîne de mesure, en termes de bruit et de potentiel maximal applicable à l'échantillon, peuvent encore être améliorées, notamment en choisissant des composants électroniques plus performants. Mais pour aller plus loin, il est nécessaire de mener une étude complète et systématique des bruits limitant la mesure.