

Table des matières

Liste des symboles	xv
Liste des abréviations	xix
Introduction	1
1 IR, structures à cascade quantique et champ magnétique	3
1.1 Rayonnement infrarouge	5
1.2 Structures à cascade quantique	7
1.2.1 Historique des structures cascades	7
1.2.2 Émetteurs à cascade quantique	10
1.2.3 Détecteurs à cascade quantique	13
1.3 Semi-conducteurs sous champ magnétique	16
1.3.1 Le champ magnétique, outil spectroscopique	16
1.3.2 Le champ magnétique, outil pour créer de nouveaux états électroniques	19
2 Mécanismes de relaxation dans les QCS : formalisme	25
2.1 États électroniques des hétérostructures 2D	26
2.1.1 Puits quantique unidimensionnel idéal	26
2.1.2 Puits quantique réel : potentiel en « tranchée »	27
2.1.3 Le formalisme de la fonction enveloppe	29
2.2 Effet tunnel résonnant	31
2.3 Mécanismes de diffusion inter-sous-bandes	33
2.3.1 Mécanismes radiatifs : transitions inter-sous-bandes	34
2.3.2 Mécanismes non-radiatifs	36
2.4 Effet du champ magnétique perpendiculaire sur un puits quantique	44
2.4.1 Quantification de Landau	45
2.4.2 Non-parabolicité et niveaux de Landau	50
2.5 Transitions inter-niveaux de Landau	51
2.5.1 Mécanisme radiatif : émission cyclotron	52
2.5.2 Mécanismes non-radiatifs	55

2.6	Conclusion	62
3	Émission cyclotron dans un QCS THz	65
3.1	Introduction	65
3.2	Dispositif expérimental	66
3.2.1	Mesures électriques	67
3.2.2	Mesures optiques	70
3.3	Présentation de l'échantillon étudié	76
3.3.1	Propriétés électroniques	76
3.3.2	Propriétés géométriques	77
3.4	Modèle de transport dans un QCS : équation bilan	81
3.5	Émission cyclotron sur une structure ridge	82
3.5.1	Caractérisation à champ magnétique nul	82
3.5.2	Spectres en champ magnétique	89
3.5.3	Conclusion sur la structure ridge	95
3.6	Émission cyclotron sur une structure mesa	96
3.6.1	Caractérisation à champ magnétique nul	96
3.6.2	Mesures de magnéto-transport	98
3.6.3	Spectres en champ magnétique	103
3.6.4	Conclusion sur la structure mesa	108
3.7	Conclusion	108
4	Détecteur à cascade quantique MIR sous champ magnétique	111
4.1	Introduction	111
4.2	Dispositif expérimental	112
4.2.1	Mesure du courant noir	113
4.2.2	Mesure du courant sous illumination	113
4.2.3	Mesure du spectre de photocourant du détecteur	117
4.3	Présentation du QCD 8 μm	117
4.3.1	Structure de bandes	117
4.3.2	Pixel et réseau de diffraction	120
4.4	QCD dans l'obscurité	121
4.4.1	État de l'art des modèles de courant noir	121
4.4.2	Analyse du courant noir par magnéto-transport	127
4.4.3	Conclusion partielle	133
4.5	QCD sous illumination	133
4.5.1	Spectre de photocourant du détecteur	134
4.5.2	Mesures et modèle de transport sous illumination	135
4.5.3	Interaction électron-impuretés ionisées sous champ magnétique	138
4.5.4	Analyse du courant sous illumination	140

4.5.5 Conclusion partielle	144
4.6 Conclusion	144
Conclusion et perspectives	147
A Interaction électrons-impuretés ionisées en fonction de B	151



Liste des symboles

L'alphabet latin ne contient que 26 lettres et même le recours à l'alphabet grec ne permet pas d'éviter absolument l'usage du même symbole pour représenter différentes quantités dans un manuscrit de cette taille. Quand cela se produit, le contexte suffit normalement à lever toute ambiguïté.

A	potentiel vecteur	E_v	énergie du haut de la bande de valence
A	amplitude ; aire du détecteur		
$a_{\mathbf{q}}$	opérateur annihilation pour un phonon dans le mode \mathbf{q}	E_z	énergie dans la direction z
$a_{\mathbf{q}}^\dagger$	opérateur création pour un phonon dans le mode \mathbf{q}	\mathbf{F}	vecteur champ électrique
B	vecteur champ magnétique	$\mathbf{F}_{\text{Lorentz}}$	force de Lorentz
B	module du champ magnétique	F	module du champ électrique
c_s	vitesse longitudinale du son	$F(\mathbf{r})$	fonction de corrélation
c_0	facteur du terme de Fröhlich	$F(x)$	interférogramme
\tilde{c}	vitesse effective d'un électron dans le graphène	F_z	composante du champ électrique selon z
D	potentiel de déformation	\mathcal{F}	transformée de Fourier
D^*	délectivité	\mathfrak{F}	fonction scalaire arbitraire
d	déplacement du miroir	f	fréquence de surmodulation
E	énergie	$f_n^{(i)}$	fonction enveloppe de l'état $ n\rangle$ du matériau i
E_c	énergie du bas de la bande de conduction	G	gain
E_F	énergie de Fermi	G_{ij}	taux de transition global
E_{gap}	énergie du gap	G_{ij}^a	taux de transition global par absorption de phonon
E_i	énergie de l'état $ i\rangle$	G_{ij}^e	taux de transition global par émission de phonon
$E_{i,j}$	énergie d'un niveau de Landau $ i, j\rangle$	g^*	facteur de Landé effectif de l'électron
E_{lh}	énergie de la bande de valence de trous légers	$H_i(x)$	i^{e} polynôme de Hermite
E_p	énergie de Kane	\mathcal{H}	hamiltonien d'une particule chargée
E_{so}	énergie de la bande de valence due au couplage spin-orbite	$\mathcal{H}_{x,y}$	hamiltonien dans le plan (x, y)
		\mathcal{H}_z	hamiltonien dépendant de z
		I	courant continu

$I(\sigma)$	spectre d'émission		réfraction ; entier
I_{noir}	courant noir	n_{B}	distribution de Bose-Einstein
I_{photo}	photocourant	n_{e}	densité d'électrons
I_{tot}	intensité totale	n_{F}	distribution de Fermi-Dirac
i	courant alternatif ; indice de Landau	n_{GaAs}	indice de réfraction du GaAs
J	densité surfacique de courant	n_i	densité surfacique d'électrons de l'état $ i\rangle$
j	indice de Landau		
$K_0(x)$	fonction modifiée de Bessel	n_{LA}	population thermique des phonons acoustiques
\mathbf{k}	vecteur d'onde	n_{LO}	population thermique des phonons optiques
\mathbf{k}_0	point de la zone de Brillouin		
\mathbf{k}_{\parallel}	vecteur d'onde dans le plan (x, y)	n_{p}	densité de trous
k	module du vecteur d'onde ; indice de Landau	\mathbf{p}	vecteur moment (impulsion)
k_{F}	module du vecteur d'onde de Fermi	p	module du vecteur moment ; indice de Landau ; entier
k_i	module du vecteur d'onde de l'état $ i\rangle$	p_x, p_y, p_z	composante du moment selon x, y et z
k_x, k_y, k_z	composante du vecteur d'onde selon x, y et z	\mathbf{Q}	vecteur d'onde
k_{\parallel}	module du vecteur d'onde dans le plan (x, y)	Q	module du vecteur d'onde
L	largeur d'un puits quantique	QE	efficacité quantique
\mathcal{L}	puissance lumineuse	\mathbf{Q}_{\perp}	vecteur d'onde de l'électron dans le plan (x, y)
\mathcal{L}	longueur d'une période	Q_{\perp}	module du vecteur d'onde de l'électron dans le plan (x, y)
L_x, L_y, L_z	longueur de l'échantillon selon x, y et z	\mathbf{q}	vecteur d'onde d'un photon ou d'un phonon
l	distance entre l'injecteur et le puits ; indice de Landau	q	module du vecteur d'onde d'un photon ; charge d'un porteur ; entier
ℓ	largeur du potentiel de confinement	q_x, q_y, q_z	composante du vecteur d'onde d'un photon ou d'un phonon selon x, y ou z
ℓ_c	longueur magnétique	q_{\parallel}	module du vecteur d'onde parallèle d'un photon ou d'un phonon
m	indice de Landau		
m_c	masse de conduction dans le plan (x, y)	$R(\lambda)$	réponse du détecteur
m_z	masse de conduction selon z	R_{H}	résistance de Hall
m^*	masse effective	R_0	résistance à tension nulle
N	nombre de périodes d'un QCS	\mathbf{r}	vecteur position
N_D	densité volumique de donneurs	\mathbf{r}_i	vecteur position des impuretés
N_{impS}	densité surfacique d'impuretés	r_c	rayon cyclotron
n	densité de porteurs ; indice de bande ; indice de Landau ; indice de		

S	surface	$\alpha(\mathbf{q})$	terme de Fröhlich
S_{ij}^a	taux de transition par absorption de phonon	β	température inverse
S_{ij}^e	taux de transition par émission de phonon	$\Gamma_{i \rightarrow f}$	taux de diffusion de l'état $ i\rangle$ vers l'état $ f\rangle$
S_{photon}	densité surfacique de photons	γ	fonction d'interaction
T	température	γ_{e-e}	taux de diffusion électron-électron en fonction de B
$T(E)$	coefficient de transmission	Δ	hauteur moyenne de la rugosité
t	temps	ΔE	écart énergétique
U_H	tension de Hall	ΔE_c	profondeur d'un puits quantique dans la bande de conduction
$u_{n,\mathbf{k}_0}^{(i)}$	fonction de Bloch de l'état $ n\rangle$ au point \mathbf{k}_0 du matériau i	ΔE_i^0	écart entre deux énergies à $B = 0$ T
V	tension continue, tension alternative fixée	ΔE_{IB}	énergie d'une transition inter-bande
$V(\mathbf{r})$	énergie potentielle selon \mathbf{r}	ΔE_{ISB}	énergie d'une transition inter-sous-bande
$V(z)$	énergie potentielle selon z	ΔE_v	hauteur d'un puits quantique dans la bande de valence
V_b	tension appliquée à une double barrière	Δi	différence entre deux indices de Landau
\mathcal{V}_b	hauteur des barrières	δ	paramètre d'élargissement d'un niveau de Landau
$V_C(z)$	énergie potentielle de Coulomb selon z	$\delta(x)$	delta de Dirac
V_{photo}	phototension	$\delta_{i,j}$	delta de Kronecker
\mathbf{v}	vecteur vitesse	$\boldsymbol{\varepsilon}$	vecteur polarisation
v	module du vecteur vitesse ; tension alternative	ε	désaccordage du modèle de Kazarinov et Suris
v_F	vitesse effective d'un électron dans Bi_2Se_3	ε_i	minimum d'énergie de la sous-bande i
w	largeur des pulses	ε_r	constante diélectrique relative
x	coordonnée de position cartésienne ; différence de chemin optique ; fraction d'aluminium	ε_s	permittivité relative statique
x_i, y_i, z_i	position des impuretés	$\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z$	composante de la polarisation selon x, y et z
x_0	position d'équilibre de l'oscillateur harmonique	ε_ρ	permittivité relative
$Y(x)$	fonction de Heaviside	ε_∞	permittivité relative à haute fréquence
y	coordonnée de position cartésienne	ζ	dégénérescence d'un niveau de Landau
z	coordonnée de position cartésienne	η	coefficient d'efficacité d'injection
z_0	position des interfaces selon z	η_i	proportion de tension pour le
α	coefficient d'absorption d'un photon		

	niveau i		fréquence par unité de volume
θ	angle	ρ_{xx}	résistance longitudinale
θ_i	angle d'incidence	ρ_{xy}	résistance transverse
θ_r	angle de réflexion	ρ_0	densité d'états 2D
κ	inverse de la longueur magnétique	ρ_{0s}	densité d'états surfacique 2D
Λ	longueur de corrélation de la rugosité	σ	spin de l'électron
		σ	nombre d'onde
λ	longueur d'onde	$\tau_{i \rightarrow f}$	temps de vie de l'état $ i\rangle$ vers l'état $ f\rangle$
λ_B	longueur d'onde de de Broglie	τ_{\perp}	temps de relaxation transverse
λ_m	longueur d'onde maximale du corps noir	$\Phi(x, y)$	fonction d'onde dans le plan (x, y)
μ	potentiel chimique	ϕ	différence de phase
μ_B	magnéton de Bohr	$\phi(z)$	potentiel électrostatique
μ_F	quasi-niveau de Fermi	$\varphi_i(x)$	i^e fonction d'onde de l'oscillateur harmonique
ν	fréquence		
$\nu_{\text{rép}}$	taux de répétition des pulses	$\chi(z)$	fonction d'onde dans la direction z
ξ	facteur pour l'interaction électron-électron	$\chi_i(z)$	fonction d'onde de l'état $ i\rangle$ dans la direction z
ρ	vecteur position de l'électron dans le plan (x, y)	$\chi_{n,n'}$	susceptibilité à une particule
		ψ	fonction d'onde
ρ_i	vecteur position des impuretés dans le plan (x, y)	Ω	volume de l'échantillon
		Ω_{ij}	pulsation de Rabi entre i et j
ρ	densité	Ω_0	volume d'une maille élémentaire
$\rho(E)$	densité d'états	ω	pulsation
$\rho_i(E)$	densité d'états d'un état $ i\rangle$	ω_c	pulsation cyclotron
$\rho(z)$	densité de charges	ω_{LO}	pulsation d'un phonon LO
$\rho_e(\nu)$	densité d'énergie par unité de		

Constantes physiques fondamentales

Les valeurs des constantes physiques données ci-dessous sont tirées de la référence [1].

Constante de Planck	h	$6.626\,069\,57(29) \times 10^{-34}$ J.s
Constante de Planck réduite	$\hbar = h/2\pi$	$1.054\,571\,726(47) \times 10^{-34}$ J.s
Vitesse de la lumière	c	$299\,792\,458$ m.s ⁻¹
Constante de Boltzmann	k_B	$1.380\,648\,8(13) \times 10^{-23}$ J.K ⁻¹
Charge élémentaire	e	$1.602\,176\,565(35) \times 10^{-19}$ C
Constante de von Klitzing	R_{K-90}	$25\,812.807$ Ω
Masse de l'électron	m_0	$9.109\,382\,91(40) \times 10^{-31}$ kg
Constante diélectrique dans le vide	ϵ_0	$8.854\,187\,817 \times 10^{-12}$ F.m ⁻¹

Liste des abréviations

BC	bande de conduction
BV	bande de valence
DFB	distributed feedback (rétroaction distribuée)
DTGS	deuterated triglycine sulfate (sulfate de triglycine deutéré)
EC	émission cyclotron
FIR	far infra-red (infrarouge lointain)
FTIR	Fourier transform infra-red spectrometer (interféromètre infrarouge à transformée de Fourier)
GPIB	general purpose interface bus
IB	inter-bande
IR	infrarouge
ISB	inter-sous-bande
MBE	molecular beam epitaxy (épitaxie par jets moléculaires)
MIR	moyen infrarouge
NEP	noise equivalent power (puissance équivalente de bruit)
NIR	near infra-red (proche infrarouge)
OMVPE	organo-metallic vapor phase epitaxy (épitaxie en phase vapeur organo-métallique)
QCD	quantum cascade detector (détecteur à cascade quantique)
QCL	quantum cascade laser (laser à cascade quantique)
QCS	quantum cascade structure (structure à cascade quantique)
QE	quantum efficiency (efficacité quantique)
QHE	quantum Hall effect (effet Hall quantique)
QWIP	quantum well infrared photodetector (photodétecteur infrarouge à puits quantique)
RPA	random-phase approximation (approximation de la phase aléatoire)
STS	scanning tunneling spectroscopy (spectroscopie à effet tunnel)
VCSEL	vertical-cavity surface-emitting laser (laser à cavité verticale émettant par la surface)
VTI	variable temperature insert (insert à température variable)

Introduction

La physique dans le régime de l'effet Hall quantique, c'est-à-dire l'étude des systèmes électroniques bidimensionnels soumis à un champ magnétique perpendiculaire, est un domaine de recherche intense tant au niveau expérimental que théorique depuis plus de 30 ans. Cette physique est située à la frontière entre deux domaines très étudiés : d'un côté les systèmes quantiques de basse dimension et de l'autre les systèmes électroniques fortement corrélés, probablement l'un des problèmes majeurs de la physique de la matière condensée moderne. Bien que l'effet Hall quantique entier ait été découvert il y a 31 ans [2] et l'effet Hall quantique fractionnaire il y a 28 ans [3], l'intérêt pour la physique des effets Hall quantiques n'est toujours pas démenti.

D'un point de vue expérimental, la découverte en 2005 de l'effet Hall quantique relativiste dans le graphène, une monocouche atomique de carbone, a donné un élan nouveau à ce domaine de recherche [4,5]. Cette première réussite a été suivie encore plus récemment, en 2009, par l'observation de l'effet Hall quantique fractionnaire dans le graphène [6]. D'autres découvertes prometteuses sont attendues, notamment dans le domaine des isolants topologiques, des matériaux qui peuvent être vus, de manière simplifiée, comme des isolants en volume mais conducteurs sur le bord s'ils sont 2D ou sur la surface s'ils sont 3D [7]. Les isolants topologiques 2D ont déjà permis d'observer l'effet Hall quantique de spin [8]. D'un point de vue théorique, l'étude des systèmes dans le régime de l'effet Hall quantique requiert l'élaboration de nouveaux concepts comme par exemple la fractionnalisation de la charge, la géométrie non-commutative ou les théories quantiques des champs topologiques [9].

Au niveau phénoménologique les effets Hall quantiques entier et fractionnaire sont semblables : la résistance de Hall est quantifiée et présente des plateaux alors que la résistance longitudinale est nulle. Cependant l'origine de ces deux effets est complètement différente : alors que l'effet Hall quantique entier peut être compris en termes de quantification de Landau, c'est-à-dire de quantification de l'énergie cinétique d'électrons indépendants sous champ magnétique, l'effet Hall quantique fractionnaire est dû à de fortes corrélations électroniques au sein d'un niveau de Landau partiellement rempli quand l'interaction de Coulomb entre deux électrons devient prédominante.

Le travail de thèse présenté ici se situe dans le régime de l'effet Hall quantique entier et s'intéresse à des systèmes bidimensionnels spécifiques, les structures à cascade quantique. La physique y sera gouvernée par la quantification de Landau et permettra d'une part de créer, grâce au champ magnétique, des états électroniques particuliers permettant de mettre en évidence de l'émission inter-niveaux de Landau et d'autre part d'analyser les processus de diffusion électronique au sein

de ces structures complexes. Des structures à cascade émettrices et détectrices seront étudiées en couplant magneto-spectroscopie et infrarouge.

Le manuscrit est organisé de la manière suivante :

- Le chapitre 1 sera consacré aux généralités. Nous ferons une introduction sur le rayonnement infrarouge et sur les structures à cascade quantique. Nous poursuivrons par une revue succincte de la physique des semi-conducteurs sous champ magnétique. Nous mettrons notamment en évidence que le champ magnétique peut être utilisé d'une part comme outil spectroscopique et d'autre part comme un moyen permettant de créer de nouveaux états électroniques ;
- Dans le chapitre 2, nous présenterons le formalisme nécessaire à la compréhension des mécanismes de relaxation radiatifs et non radiatifs des électrons dans les structures à cascade quantique. L'accent sera en particulier mis sur l'effet du champ magnétique ;
- Muni de ce bagage théorique nous chercherons au chapitre 3 à mettre en évidence expérimentalement l'émission cyclotron dans une structure à cascade quantique. Ce chapitre sera d'abord dédié à l'étude d'une structure avec une géométrie ridge et ensuite à l'étude d'une structure en forme de mesa. L'ingénierie de niveau de Landau permettra, outre la création d'une configuration électronique judicieuse entre différents niveaux de Landau, de faire varier l'énergie de l'onde électromagnétique émise. Créant ainsi de nouveaux états électroniques dans le régime de l'effet Hall quantique, nous verrons qu'il est possible d'observer des transitions interdites. Nous montrerons que l'émission cyclotron est le résultat d'un mécanisme de diffusion à deux corps, l'interaction électron-électron ;
- Le chapitre 4 sera consacré à l'étude sous champ magnétique d'un détecteur à cascade quantique fonctionnant à $8\ \mu\text{m}$. Le courant noir et le photocourant seront étudiés et le champ magnétique prouvera sa capacité à sonder les mécanismes de diffusion dans ces hétérostructures semi-conductrices. Nous montrerons que l'interaction électron-impuretés ionisées limite le fonctionnement des détecteurs à cascade quantique sous illumination ;
- Enfin, nous récapitulerons les principaux résultats obtenus lors de ce travail de thèse et proposerons quelques perspectives intéressantes afin d'arriver, au niveau de la physique fondamentale, à une compréhension toujours meilleure des propriétés électroniques et photoniques des structures à cascade et, au niveau des applications, d'arriver à développer des détecteurs et des sources performants et puissants dans l'infrarouge et le THz.

Chapitre 1

Infrarouge, structures à cascade quantique et champ magnétique

Sommaire

1.1 Rayonnement infrarouge	5
1.2 Structures à cascade quantique	7
1.2.1 Historique des structures cascades	7
1.2.2 Émetteurs à cascade quantique	10
1.2.3 Détecteurs à cascade quantique	13
1.3 Semi-conducteurs sous champ magnétique	16
1.3.1 Le champ magnétique, outil spectroscopique	16
1.3.2 Le champ magnétique, outil pour créer de nouveaux états électroniques . . .	19

L'infrarouge (IR) est un domaine du spectre électromagnétique aux larges applications en physique, chimie, biologie et médecine. Dans la première partie de ce chapitre, nous décrirons les principales propriétés de l'infrarouge ainsi que les utilisations technologiques et scientifiques qui en découlent. Cette richesse d'applications est à la base d'une intense recherche pour développer des détecteurs et des émetteurs qui soient à la fois compacts, cohérents, continus et fonctionnant à température ambiante. Les structures à cascade quantique (QCS pour *quantum cascade structure* en anglais) sont des candidats prometteurs pour atteindre ce but. Nous présenterons donc dans une deuxième partie quelques généralités sur ces dispositifs tant en émission qu'en détection. Enfin, nous montrerons l'intérêt du champ magnétique en physique des semi-conducteurs. Nous verrons en particulier deux aspects importants : l'utilisation du champ magnétique en tant qu'outil spectroscopique et celle en tant qu'outil permettant de créer de nouveaux états électroniques, les niveaux de Landau.

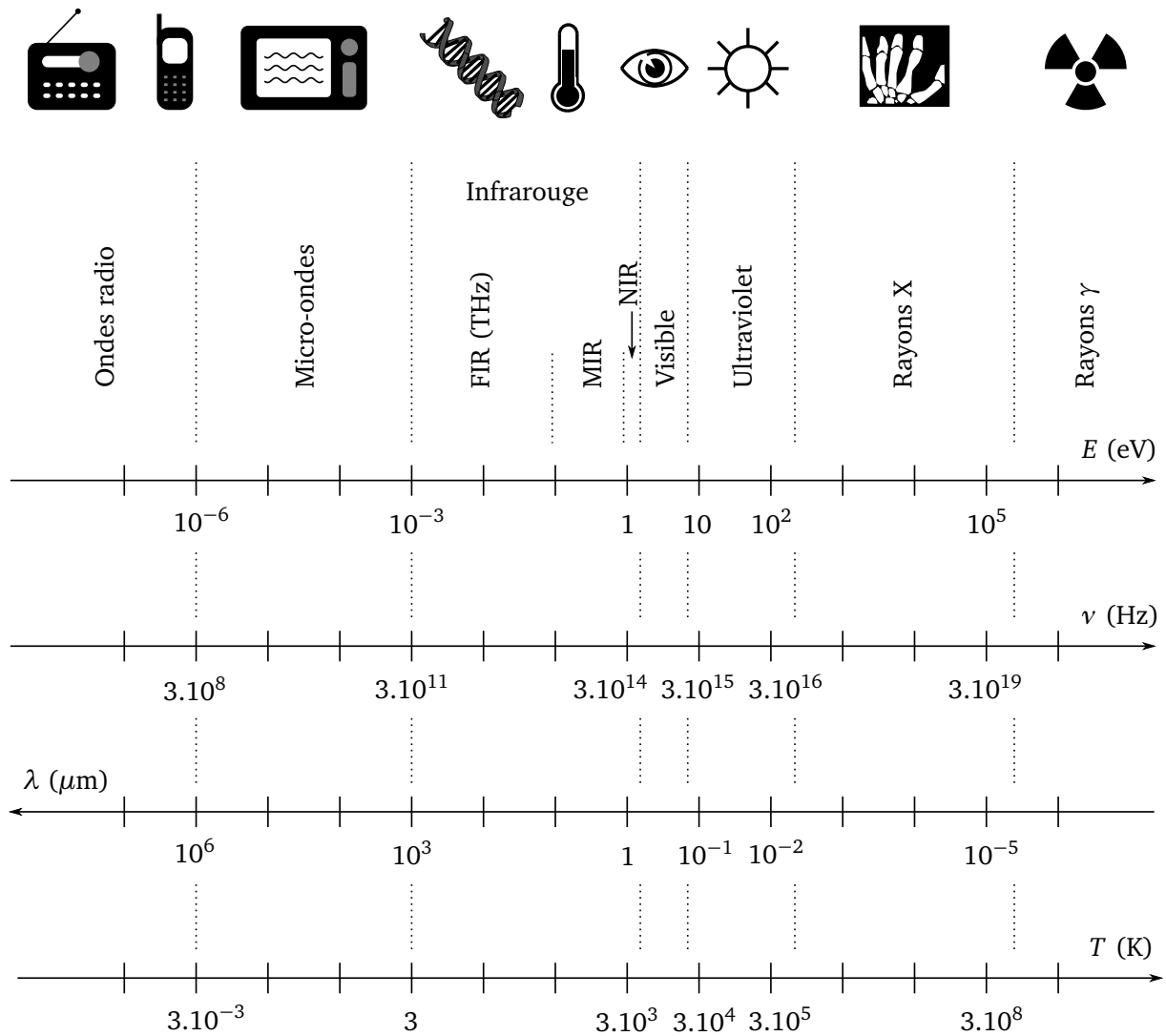


FIGURE 1.1 – Spectre électromagnétique en fonction de l'énergie E , de la fréquence ν , de la longueur d'onde λ et de la température T . La gamme FIR est l'une des moins développées du spectre électromagnétique et est qualifiée de gap térahertz .

1.1 Rayonnement infrarouge

L'infrarouge, étymologiquement en dessous du rouge, correspond à la partie du spectre électromagnétique située entre la lumière visible, de plus petite longueur d'onde, et les micro-ondes, de plus grande longueur d'onde. Cette gamme spectrale fait donc la liaison entre deux domaines bien couverts par la science et la technologie : l'optique d'un côté et l'électronique de l'autre. L'ensemble du spectre électromagnétique est représenté figure 1.1. La région IR s'étend de $0.8 \mu\text{m}$ (rouge) à $1000 \mu\text{m}$. Elle est généralement divisée en trois domaines : le proche infrarouge (NIR pour *near infra-red* en anglais, de $0.8 \mu\text{m}$ à $1.4 \mu\text{m}$), le moyen infrarouge (MIR, de $1.4 \mu\text{m}$ à $15 \mu\text{m}$) et l'infrarouge lointain (FIR pour *far infra-red* en anglais, de $15 \mu\text{m}$ à $1000 \mu\text{m}$). Dans ce travail de thèse, nous nous intéresserons au chapitre 3 à un émetteur fonctionnant dans le FIR entre 60 et $150 \mu\text{m}$ et au chapitre 4 à un détecteur fonctionnant dans le MIR à $8 \mu\text{m}$. Si la gamme MIR connaît déjà une belle implantation technologique, la gamme FIR est en revanche beaucoup moins développée et bénéficie à l'heure actuelle d'un intense effort de recherche pour combler le manque de détecteurs et d'émetteurs dans cette zone spectrale. Il est usuel de parler de gap térahertz désignant ainsi le FIR par son équivalent fréquentiel, le térahertz ($1 \text{ THz} = 10^{12} \text{ Hz}$). De manière plus générale, il est courant d'avoir à jongler dans la littérature sur l'IR entre la fréquence ν donnée en THz, l'énergie E donnée en meV, la longueur d'onde λ donnée en μm et le nombre d'onde σ donné en cm^{-1} . Pour cette raison, le tableau 1.1 rappelle quelques correspondances utiles entre les différentes grandeurs. Les conversions se font également aisément en utilisant les quelques relations suivantes

$$E (\text{meV}) = 0.124 \sigma (\text{cm}^{-1}) \quad \lambda (\mu\text{m}) = \frac{10000}{\sigma (\text{cm}^{-1})} \quad \nu (\text{THz}) = \frac{E (\text{meV})}{4.1}. \quad (1.1)$$

Historiquement, l'IR fut découvert en 1800 par l'astronome anglais d'origine allemande William Herschel [10]. Celui-ci utilisa un prisme pour diffracter la lumière du soleil et découvrit l'IR en remarquant que la température indiquée par un thermomètre en mercure augmentait en deçà de la partie rouge du spectre. Le premier détecteur IR utilisé fut donc un simple thermomètre à mercure. La découverte de la loi qui régit le rayonnement du corps noir est une autre étape importante de l'histoire de l'IR. Un corps noir est un système qui absorbe tout le rayonnement électromagnétique qu'il reçoit, sans rien réfléchir, et sans perturber son état d'équilibre interne [11]. Ainsi, le 14 décembre 1900 (jour de naissance de la mécanique quantique d'après Max von Laue) le physicien allemand Max Planck proposa devant la Société Allemande de Physique une formule simple en parfait accord avec les expériences sur le spectre du rayonnement du corps noir [12]. Définissant des « quanta » d'énergie $E = h\nu$, Planck démontra que le spectre d'un corps noir est donné par [11]

$$\rho_e(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1}, \quad (1.2)$$

où k_B est la constante de Boltzmann et où $\rho_e(\nu)$ est la densité d'énergie par unité de fréquence par unité de volume de la cavité (en $\text{J}\cdot\text{Hz}^{-1}\cdot\text{m}^{-3}$). N'importe quel corps à une température T rayonne

TABLE 1.1 – Tableau de conversion des différentes unités utilisées dans la littérature sur l'IR. L'énergie 18 meV intervient dans le QCS pour l'émission cyclotron au chapitre 3. La longueur d'onde $8\mu\text{m}$ intervient au chapitre 4 sur les détecteurs à cascade quantique.

ν (THz)	E (meV)	λ (μm)	σ (cm^{-1})
1	4.1	300	33
4.4	18	70	145
10	41.3	30	333
38	155	8	1250

donc et la longueur d'onde d'émission maximale de ce corps, facilement déduite de (1.2), conduit à la loi de Wien

$$\lambda_m T = 2.898 \times 10^{-3} \text{ K.m.} \quad (1.3)$$

Une application numérique montre qu'à température ambiante ($T = 300\text{K}$) la longueur d'onde d'émission maximale vaut $\lambda_m = 10\mu\text{m}$, soit en plein dans la gamme MIR. Nous sommes donc entourés de rayonnement IR dû au corps noir. La température pour d'autres gammes spectrales est reportée sur le spectre électromagnétique de la figure 1.1.

Les applications de l'IR, que ce soit dans le MIR ou dans le FIR, sont considérables et en décrire l'ensemble dépasse largement le cadre de ce paragraphe. Nous nous baserons, dans le domaine THz, sur l'état de l'art récent figurant dans la partie applications et perspectives de la référence [10], nous bornant ici à donner quelques domaines généraux d'application seulement. Dans la gamme MIR, la principale application est la vision en milieu nocturne ou en milieu opaque (temps couvert par exemple). Le MIR est également beaucoup utilisé en aéronautique, dans l'aérospatial et en astronomie (détecteurs MIR pour la détection d'exoplanètes dans la mission DARWIN) [13]. De nombreux gaz (CO_2 , CO , etc.) absorbent également dans le MIR ce qui en fait un bon outil pour des applications sécuritaires. En ce qui concerne la gamme FIR, l'imagerie reste également le domaine d'applications majeur. En effet, les ondes THz ont l'indéniable avantage de traverser facilement des matériaux qui sont opaques dans d'autres domaines spectraux, comme par exemple le visible. Ainsi, le bois, les vêtements, les plastiques, le carton, le papier, les semi-conducteurs intrinsèques, le béton ou le plâtre sont plus ou moins transparents [10, 14]. Une application directe de ces propriétés est la mise au point de systèmes d'inspections des individus, comme des portiques d'aéroports, pour voir si ces personnes cachent des objets prohibés sous leurs vêtements [14]. Les milieux humides sont en revanche très absorbants à cause des fortes bandes d'absorption de l'eau dans le FIR [15]. Dans le domaine biomédical, la visualisation THz de tumeurs de la peau a été démontrée, les zones malades n'ayant pas le même degré d'humidité que les zones saines [16]. Lorsqu'on peut analyser spectralement les signaux THz, toutes les applications spectroscopiques peuvent être abordées. Ainsi l'analyse et la détection de substances dont les signatures dans le visible ou le MIR sont médiocres peuvent être facilement repérées. Ces recherches sont surtout tournées vers la détection de substances « à

risques », telles que les drogues, les explosifs [17, 18] ou les gaz létaux. Des applications dans les domaines agroalimentaires (produits chimiques dans les aliments) et environnementaux (détection des polluants) sont aussi très étudiées.

1.2 Structures à cascade quantique

1.2.1 Historique des structures cascades

De la diode laser à transition inter-bande de 1962 au concept de composant unipolaire à transition inter-sous-bande de 1970

La plupart des composants à semi-conducteurs sont basés sur une transition radiative entre des électrons de la bande de conduction et des trous de la bande de valence. Il s'agit d'une transition inter-bande et ces composants sont qualifiés de bipolaires puisque deux types de porteurs interviennent. Pour ne mentionner qu'un exemple, citons la diode laser découverte en 1962 [19] où des paires électrons-trous se recombinent radiativement dans la zone active d'une jonction $p - n$ polarisée en tension. Le gap du matériau, c'est-à-dire la différence d'énergie entre le bas de la bande de conduction et le haut de la bande de valence, détermine la longueur d'onde d'émission comme représenté figure 1.2a. Deux désavantages principaux en résultent. Premièrement, les propriétés électroniques du matériau fixent l'énergie de la transition et il est donc difficile de réaliser des structures émettant ou absorbant à une énergie bien particulière puisqu'il faut trouver le semi-conducteur avec un gap à l'énergie désirée. Deuxièmement, les électrons et les trous sont soumis à la distribution de Fermi-Dirac et sont donc distribués en énergie. Par conséquent, le spectre d'émission (ou d'absorption) a une largeur de l'ordre de $k_B T$ [20] comme le montre la figure 1.2d.

Pour remédier à ces deux désavantages, d'intenses recherches ont eu lieu à partir des années 70 et ont marqué la genèse des QCS. L'idée fondamentale repose sur l'utilisation de transitions unipolaires, c'est-à-dire ne mettant en jeu qu'un seul type de porteur (dans notre cas les électrons de la bande de conduction). Pour que cela soit réalisable, il faut des hétérostructures basées sur des puits quantiques où il y a quantification de l'énergie dans une direction ce qui donne naissance à des sous-bandes dans la bande de conduction. En pratique, pour réaliser un puits quantique, il faut empiler deux matériaux semi-conducteurs de gap différent. La figure 1.2b montre la structure de bandes qui résulte d'un tel empilement dans la direction z : un matériau de A petit gap E_{gap_A} (GaAs par exemple) est inséré entre un matériau B de plus grand gap E_{gap_B} (GaAlAs par exemple). Les électrons (trous respectivement) sont alors confinés dans un puits de profondeur ΔE_c (ΔE_v respectivement) et l'énergie est quantifiée si la longueur d'onde de de Broglie d'un porteur, λ_B est de l'ordre de grandeur de la largeur L du puits du matériau A. Le formidable avantage d'une telle structure est que l'énergie entre les niveaux dépend uniquement de L et est donc modifiable à volonté, contrairement au cas inter-bande. Les transitions entre ces sous-bandes sont qualifiées de transitions inter-sous-bandes. Autre avantage, dans le plan des couches, les états initiaux et finaux ont la même courbure (en négligeant la non-parabolicité, voir paragraphe 2.1.3). En effet,

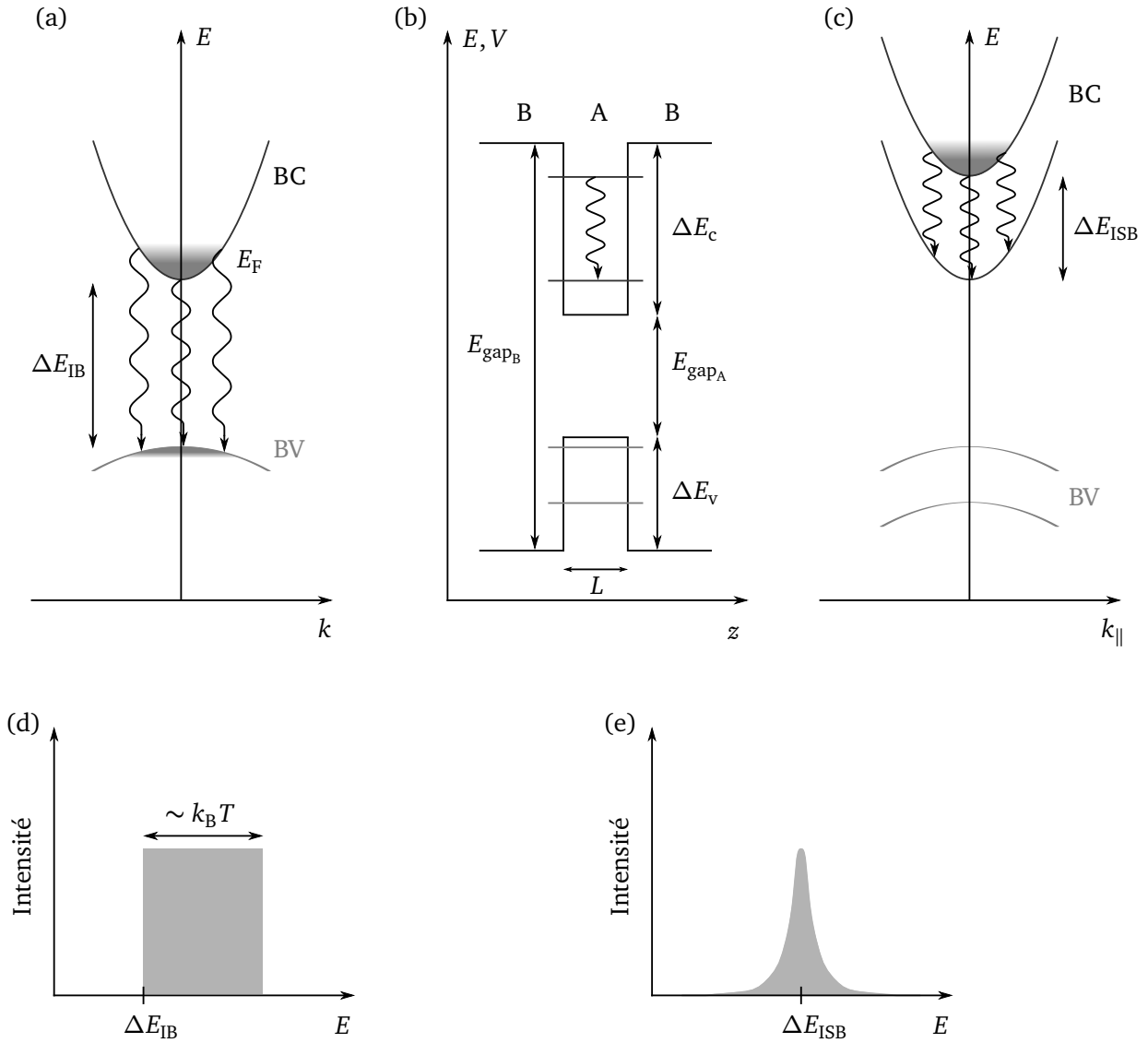


FIGURE 1.2 – Comparaison des propriétés des transitions inter-bandes (IB) et inter-sous-bandes (ISB). (a) La transition IB à lieu entre les électrons de la bande de conduction (BC) et les trous de la bande de valence (BV) et est bipolaire. (d) L'intensité émise est bornée inférieurement à ΔE_{IB} et a une largeur de l'ordre de $k_B T$. (b) et (c) La transition ISB à lieu entre les niveaux d'un puits quantique et n'implique que des électrons de la bande de conduction. C'est une transition unipolaire. (e) L'intensité émise est piquée et centrée sur ΔE_{ISB} .

les électrons sont libres dans le plan (x, y) et ont donc une dispersion parabolique comme on peut le voir figure 1.2c. Comme dans le cas d'une transition inter-bande, le spectre d'émission dépend de la température. Cependant la largeur de raie lui est indirectement reliée. En effet, elle dépend des temps de vie des différents processus de diffusion, eux mêmes fonction de la température. L'émission résultante s'en retrouve plus piquée comme cela est représenté figure 1.2e. En résumé, un composant unipolaire élimine les deux principaux désavantages des composants bipolaires. Nous reviendrons en détail sur la physique du puits quantique au chapitre 2.

Du super-réseau de 1970 au QCL THz de 2002

La réalisation expérimentale de structures à puits quantiques a dû attendre le développement de méthodes de croissance performantes et précises à la monocouche atomique près comme l'épitaxie par jets moléculaires (MBE pour *molecular beam epitaxy* en anglais) développée au début des années 70 par Cho [21] où l'épitaxie en phase vapeur organo-métallique (OMVPE pour *organo-metallic vapor phase epitaxy* en anglais). Au niveau théorique, les recherches sur les puits quantiques prirent leur envolée avec le concept de super-réseau, décrit pour la première fois dans le papier fondateur d'Esaki et Tsu [22] en 1970. Un super-réseau est une succession de puits quantiques où les barrières sont suffisamment fines pour permettre le passage par effet tunnel des électrons d'un puits à l'autre. Il s'en suit un couplage des fonctions d'ondes qui conduit à une dégénérescence en énergie et à l'apparition de minibandes. Les porteurs sont donc délocalisés sur toute la structure. Peu de temps après en 1971 et 1972, Kazarinov et Suris [23, 24] de l'Institut Ioffe de Leningrad (aujourd'hui Saint-Pétersbourg) calculèrent qu'en appliquant une tension appropriée sur un super-réseau on pourrait obtenir l'amplification de l'onde électromagnétique émise entre le niveau fondamental d'un puits quantique et le niveau excité du puits quantique aval adjacent. Ce phénomène est basé sur l'effet tunnel assisté par émission de photons. Le concept actuel de QCS qui allait, bien des années après, conduire au laser à cascade quantique (QCL pour *quantum cascade laser* en anglais) était né. Cependant, c'est seulement en 1974 que l'existence des niveaux d'énergie discrets dans les puits quantiques a été définitivement établi grâce à des expériences d'absorption optique par Dingle *et al.* à Bell Labs [25].

Les années 1980 conduisirent à la notion d'ingénierie de structure de bandes d'après laquelle des composants électroniques complexes aux nouvelles propriétés électriques et de transport pourraient être conçus à l'envie grâce à des hétérostructures semi-conductrices [26]. Ainsi de nouveaux dispositifs utilisant la quantification de l'énergie furent mis au point. Citons par exemple les lasers à puits quantiques, les modulateurs électro-absorbants ou les transistors à haute mobilité électronique [27]. En 1985, à Bell Labs, Capasso *et al.* [28] mirent en évidence l'effet tunnel résonnant séquentiel dans une structure à multipuits quantiques semblable à celle analysée dans le papier théorique de Kazarinov et Suris. Autour de la même période, en 1987, Levine *et al.* [29], toujours à Bell Labs, firent fonctionner pour la première fois un photodétecteur IR à puits quantique (QWIP pour *quantum well infra-red photodetector* en anglais) basé sur une transition inter-sous-bande lié vers lié dans un puits quantique. La première observation d'électroluminescence dans le FIR a été réalisée en 1989 dans

un super-réseau par Helm *et al.* [30].

Le couronnement de ces années de recherche fut l'observation de l'effet laser dans un QCL MIR en 1994 par Faist *et al.* [31]. Il fallut attendre 1997 pour que Xu *et al.* [32] mettent en évidence de l'électroluminescence THz dans un QCS GaAs/AlGaAs à trois puits basé sur une transition diagonale. Ce succès fut rapidement confirmé par des expériences de Rochat *et al.* [33] en 1998 dans un QCS émettant à $88\ \mu\text{m}$ via une transition verticale et par Ulrich *et al.* [34] en 2000. Ce n'est qu'en 2002 qu'un QCL THz ($67\ \mu\text{m}$) en GaAs/AlGaAs fut réalisé par Köhler *et al.* [35]. Après ces brefs rappels historiques qui conduisirent à la mise en œuvre des premiers QCS opérationnels, nous allons maintenant décrire un peu plus en détail le fonctionnement des structures émettrices et détectrices à cascade quantique.

1.2.2 Émetteurs à cascade quantique

L'émetteur à cascade quantique par excellence est le QCL. Plutôt que de réaliser une revue de l'ensemble des QCL existants que ce soit dans le MIR [31,36–38] ou le THz [39], nous nous baserons sur un exemple particulier pour déterminer les principales caractéristiques des émetteurs à cascade quantique. Le QCS que nous allons décrire est un QCL THz dit lié vers continuum [40,41]. Ce n'est pas le premier type de QCL THz inventé mais il est conceptuellement très proche du QCS dessiné pour l'émission cyclotron que nous étudierons au chapitre 3 et c'est pourquoi nous l'avons choisi comme paradigme pour décrire les émetteurs à cascade quantique. La structure de bandes de ce laser est représentée figure 1.3. Dans cette structure, les électrons sont injectés dans un état isolé (l'état haut du laser) créé à l'intérieur du gap par un puits mince adjacent à la barrière d'injection. L'extraction est réalisée par une minibande. La transition radiative se produit entre le niveau $|8\rangle$ et un groupe de trois états, $|7\rangle$, $|6\rangle$ et $|5\rangle$ de la minibande. Cette transition est diagonale.

Les principales caractéristiques d'un QCS mises en évidence dans cet exemple sont montrées figure 1.4. La brique de base est une période composée de trois parties : un injecteur, une région active et un extracteur. Détaillons chacune de ces parties :

- L'injecteur. Celui que nous avons présenté figure 1.3 est une minibande particulière où l'état haut du laser est isolé pour y injecter sélectivement les électrons. Mais l'injecteur peut également être une minibande dont le le niveau haut du laser fait partie intégrante comme dans le cas du premier QCL THz dit « chirped superlattice » [35]. Certains puits de l'injecteur peuvent être dopés n pour éviter la formation de charge d'espace [20] ;
- La région active. Elle est constituée d'un ou de plusieurs puits et est la zone où a lieu la transition radiative. Il peut s'agir d'émission spontanée [32–34] où d'émission stimulée comme dans les QCL [31,35,41,42]. La transition peut être verticale ou diagonale. Dans ce manuscrit de thèse il sera uniquement question par la suite d'émission spontanée (électroluminescence) ;
- L'extracteur. Celui-ci peut être une minibande comme dans les « chirped superlattice » et les QCL lié vers continuum ou bien un étage à phonon [42]. Dans ce dernier cas, on parle de QCL à « dépopulation par phonon longitudinal optique » (LO) et l'état bas du laser est séparé d'un autre niveau lié par l'énergie d'un phonon LO ($\hbar\omega_{\text{LO}} = 36\ \text{meV}$ dans le GaAs).

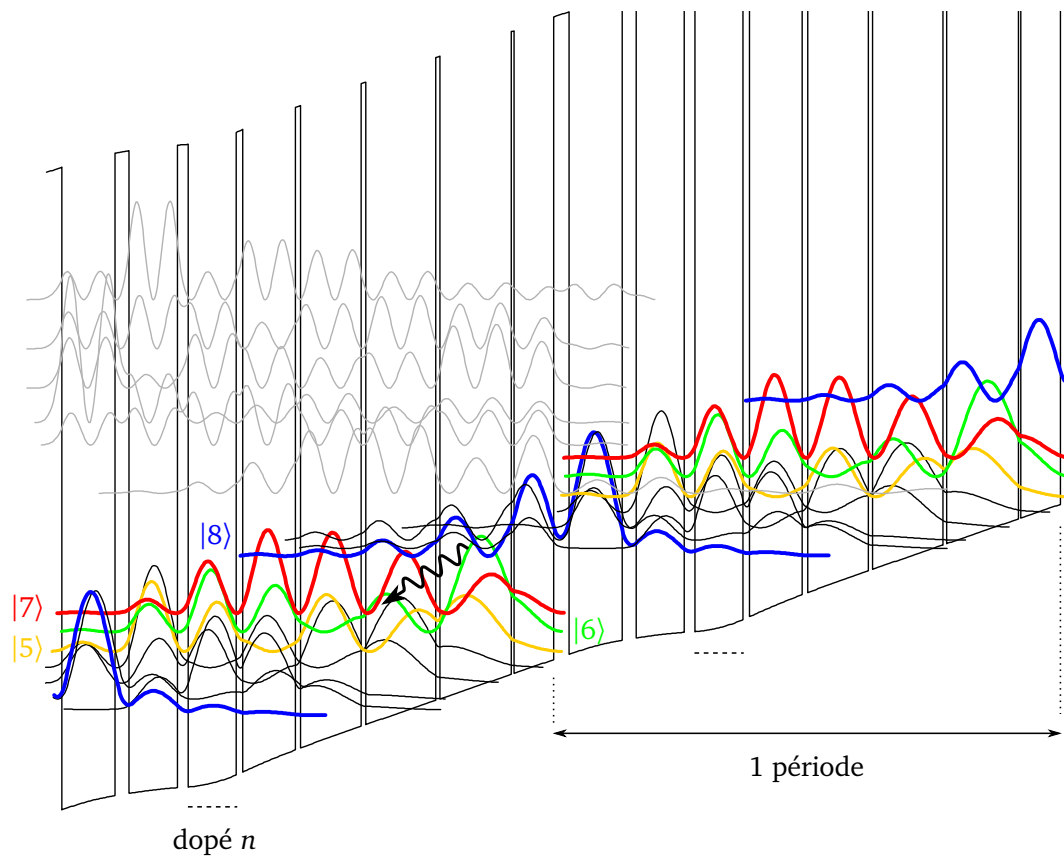


FIGURE 1.3 – Structure de bandes calculée d'un QCL GaAs/ $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ de type « lié vers continuum ». La longueur d'onde d'émission est de $87\ \mu\text{m}$ et le champ électrique appliqué est de $2.55\ \text{kV/cm}$. Le dopage vaut $2.5 \times 10^{16}\ \text{cm}^{-3}$. D'après la référence [41].

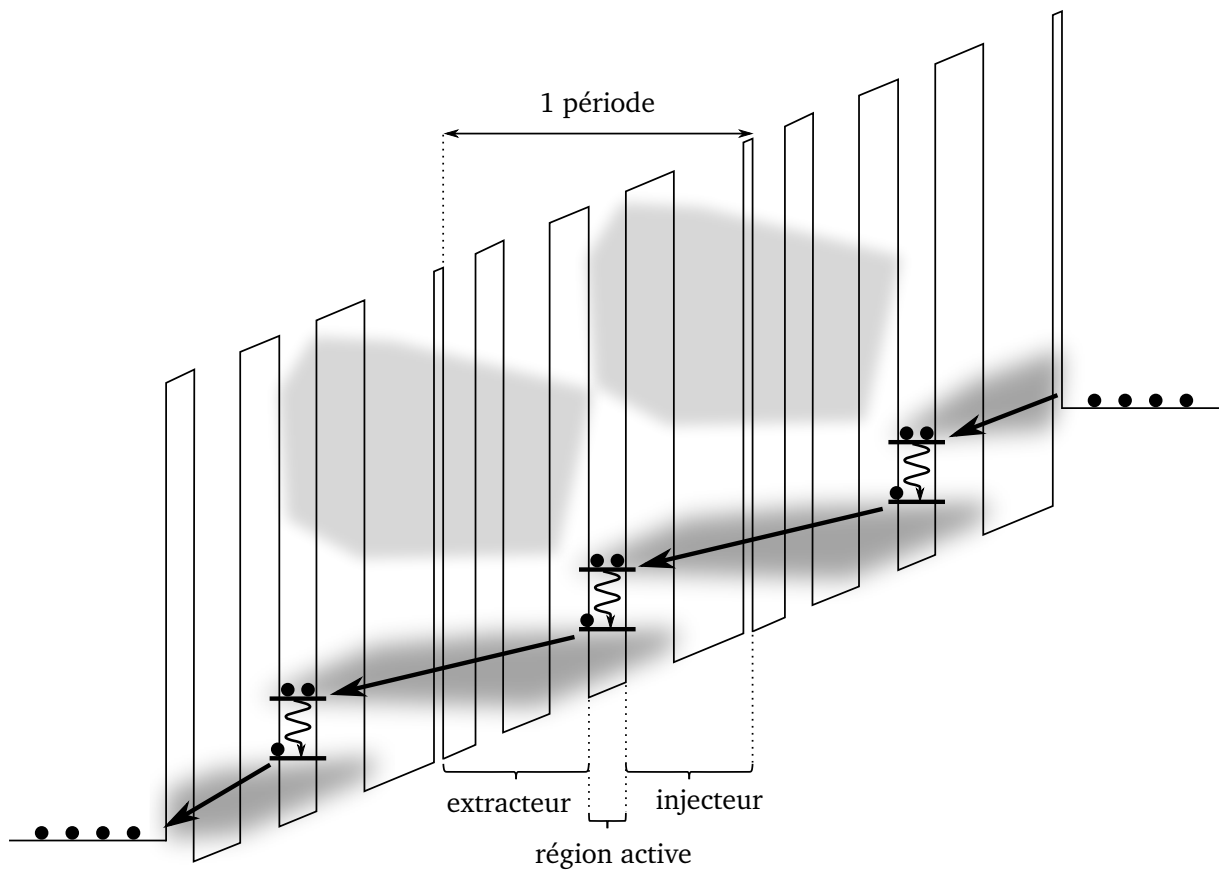


FIGURE 1.4 – Structure de bandes schématique d'un QCS émetteur. Une période est constituée d'un injecteur, d'un région active et d'un extracteur. Les minibandes sont représentées par des zones grisées.

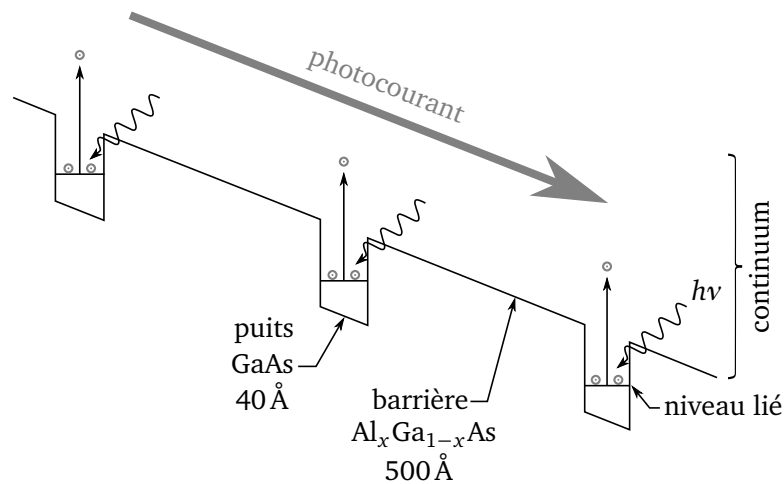


FIGURE 1.5 – Structure de la bande de conduction d'un QWIP lié vers continuum. Les électrons sur le niveau lié du puits sont excités par absorption d'un photon et créent un photocourant dans l'ensemble de la structure. Les puits ne sont pas représentés à l'échelle. D'après la référence [43].

Finalement, chaque période est répétée N fois (typiquement $N \sim 100$) et théoriquement pour un électron arrivant en haut du QCS, il y aura N photons émis. Cette brève présentation des structures à cascade quantique émettrices nous permettra de comprendre le fonctionnement du QCS qui a été dessiné pour l'émission cyclotron au chapitre 3.

1.2.3 Détecteurs à cascade quantique

Comme nous l'avons vu au paragraphe 1.2.1, le premier détecteur basé sur un QCS a été développé en 1987 par Levine *et al.* [29, 43] et s'appelle un photodétecteur infra-rouge à puits quantique (QWIP pour *quantum well infra-red photodetector* en anglais). Celui-ci était basé sur une transition lié vers lié, c'est-à-dire d'un niveau à un autre d'un puits quantique. En 1988, ces détecteurs connurent une grande amélioration grâce à l'utilisation d'une transition lié vers continuum, c'est-à-dire du niveau d'un puits vers le continuum d'états situé au dessus de ce puits. Les QWIP basés sur une transition lié vers continuum sont jusqu'à sept ordres de grandeur plus performants que ceux impliquant une transition lié vers lié [43]. Le principe de fonctionnement d'une telle structure est représenté figure 1.5. Un QWIP est composé de N périodes, chacune constituée d'un puits fin et d'une barrière épaisse. Les puits sont dopés n de manière à ce que le niveau fondamental de chaque puits soit peuplé par des électrons. L'ensemble de la structure est soumis à un champ électrique (application d'une tension V). L'absorption inter-sous-bande d'un photon IR excite un électron de l'état fondamental d'un puits quantique jusqu'au continuum. L'électron ainsi photogénéré va ensuite se déplacer sous l'effet du champ électrique et ainsi créer un photocourant. Cet électron peut éventuellement être capturé par un puits en aval puis à nouveau photoexcité. L'ensemble des absorptions crée un photocourant macroscopique dépendant du flux de photons incidents.

Les QWIP sont des dispositifs très performants aux nombreux atouts. Ils sont devenus une technologie de pointe pour l'imagerie thermique dans la gamme MIR. De plus, ils s'appuient sur la

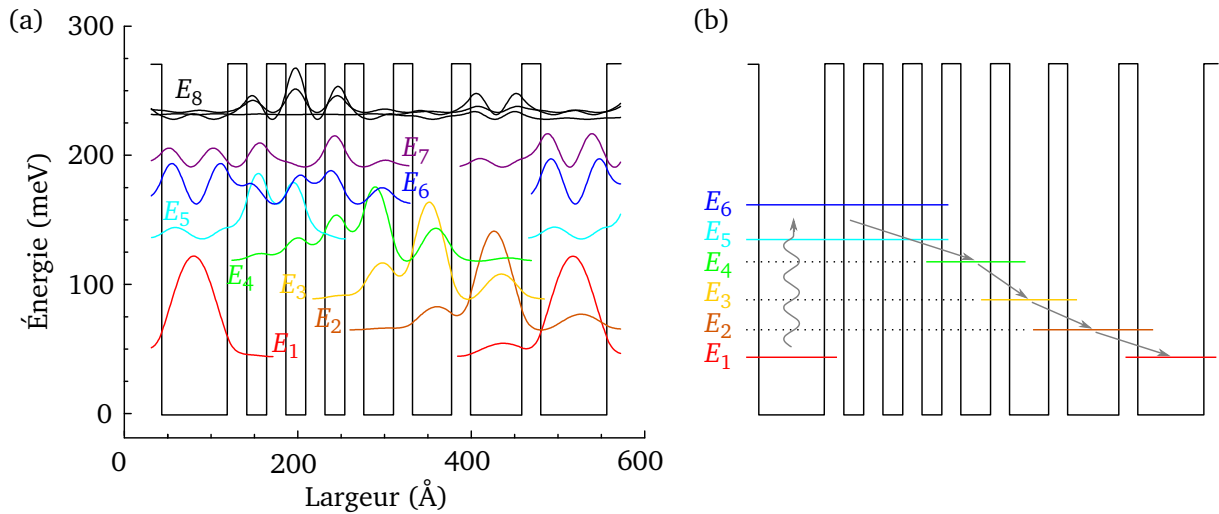


FIGURE 1.6 – (a) Structure de bandes et module carré des fonctions d'ondes du premier QCD MIR en GaAs/AlGaAs. Il détecte à $8\ \mu\text{m}$ et fonctionne à tension nulle. (b) Principe de fonctionnement général. La flèche ondulée représente l'absorption inter-sous-bande d'un photon et les flèches droites indiquent la relaxation des électrons à travers la cascade par émission d'un phonon LO. D'après la référence [44].

technologie du GaAs et sont donc garants d'excellentes propriétés d'uniformité et de stabilité [45]. En dépit de ces performances, ces détecteurs ont un inconvénient majeur : un fort courant d'obscurité. Le courant d'obscurité ou courant noir est le courant mesuré lorsque le détecteur ne reçoit aucune illumination. Il convient de le réduire au maximum puisque c'est une composante parasite. Le courant noir est le résultat de plusieurs contributions [46] :

- La tension de polarisation qui crée un champ électrique et permet l'extraction des électrons ;
- L'activation thermique des électrons dans le détecteur, notamment à haute température ;
- Le propre rayonnement du détecteur puisque celui-ci est à une certaine température et rayonne donc comme un corps noir.

Dans les QWIP, la tension de polarisation est la principale source de courant noir et entraîne une détectivité moins grande. Pour remédier à cet inconvénient, une version photovoltaïque du QWIP, c'est-à-dire fonctionnant à tension nulle, a été inventée. Dernier né des détecteurs basés sur un QCS, il s'agit du détecteur à cascade quantique (QCD pour *quantum cascade detector* en anglais). Il a été inventé simultanément en 2002 en France dans l'équipe de Berger [44] et en Suisse dans le groupe de Faist [47]. La structure de bandes de ces deux premiers détecteurs ainsi que leur principe de fonctionnement sont représentés figure 1.6 et 1.7. Le QCD de l'équipe de Berger est le résultat d'un design particulier pour absorber à $8\ \mu\text{m}$ (155 meV) alors que le détecteur du groupe de Faist est un simple QCL non polarisé qui absorbe dans le THz. On le voit, conceptuellement, un QCD est une combinaison des QWIP et des QCL. Du QWIP il conserve l'absorption inter-sous-bande de photons et la création d'un photocourant dû à un déplacement de charges. Du QCL il garde l'utilisation de puits de tailles différentes pour générer une structure de bandes avec des niveaux à des énergies bien particulières. En revanche contrairement aux QCL et au QWIP, il fonctionne à tension nulle,

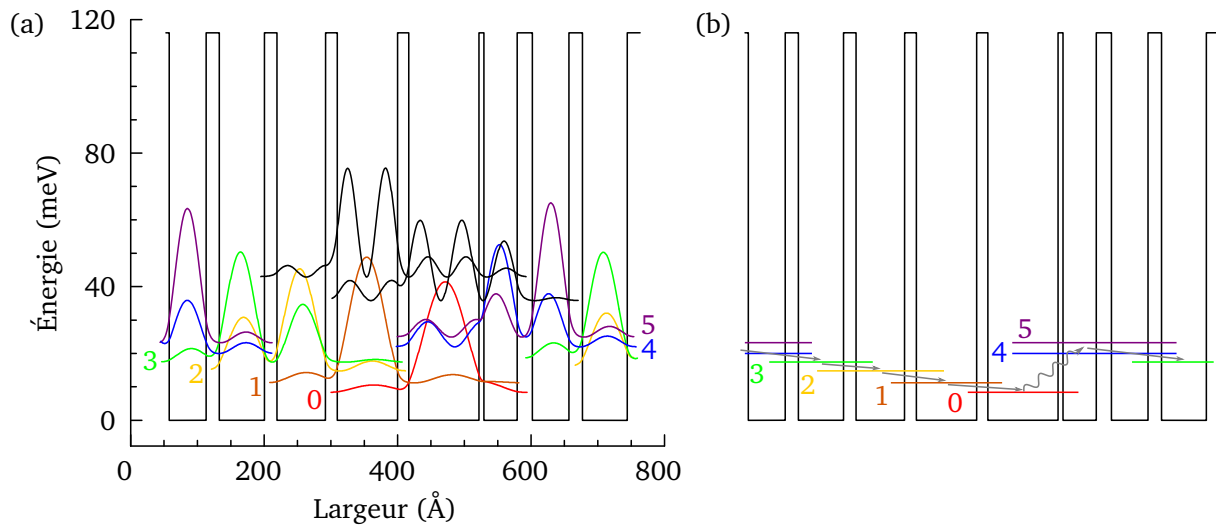


FIGURE 1.7 – (a) Structure de bandes et module carré des fonctions d'ondes du premier QCD THz en GaAs/AlGaAs. Il détecte à $84\mu\text{m}$ et fonctionne à tension nulle. (b) Principe de fonctionnement général. La flèche ondulée représente l'absorption inter-sous-bande d'un photon et les flèches droites indiquent la relaxation des électrons à travers la cascade. D'après la référence [47].

c'est-à-dire sans polarisation électrique.

Pour illustrer le principe de fonctionnement des QCD, décrivons comment marche le tout premier inventé dans la gamme MIR [44]. La structure de ce QCD, représentée figure 1.6, est une succession de N puits quantiques couplés. Le premier puits quantique d'une période est dopé n afin de peupler son premier niveau d'énergie E_1 avec des électrons. L'absorption d'un photon à l'énergie $h\nu = E_5 - E_1$ ou $h\nu = E_6 - E_1$ transfère un électron du niveau 1 vers les niveaux 5 et 6. La fonction d'onde de ces états excités est délocalisée sur les puits 1 et 2 à cause du couplage entre ces puits quantiques. L'élément de matrice dipolaire efficace entre les états 6/5 et 4 amène un électron au niveau 4 via émission d'un phonon LO d'énergie $\hbar\omega_{\text{LO}} = 36\text{ meV}$. L'électron va alors descendre la cascade en émettant un phonon LO entre chaque niveau jusqu'à arriver sur le niveau fondamental du puits de la prochaine période. Sous illumination, la charge est donc transférée sur quelques centaines de nanomètres et va créer une différence de potentiel significative. Le dernier puits quantique de la cascade étant identique au premier, chaque période peut être répétée de manière à augmenter la différence de potentiel induite. En fermant le circuit, un photocourant significatif, sans l'application d'aucune tension, est mesuré. Le principe du QCD THz (voir figure 1.7) est assez similaire sauf que les niveaux de la cascade sont séparés de quelques meV.

Un des défauts de ces premiers détecteurs est leur non monochromaticité. Ils absorbent à plusieurs fréquences notamment à cause de transitions depuis le niveau fondamental du premier puits vers les niveaux de la cascade [44,47]. Des structures optimisées furent alors mises au point [48–50] pour développer à la fois des QCD dans le MIR [44, 51] et dans le THz [47, 52] que ce soit dans du GaAs/AlGaAs [48, 51], dans de l'InGaAs/InAlAs/InP [49, 50] ou plus récemment dans du GaN/AlGaN/AlN [53]. Dans la suite, nous ne nous intéresserons qu'à des QCD fonctionnant dans le

MIR puisque le QCD étudié dans cette thèse fonctionne à $8\ \mu\text{m}$.

Au niveau théorique, différents modèles, de complexité croissante, ont été mis au point pour expliquer le courant noir dans ces structures. Nous y reviendrons en détail au chapitre 4. Les premiers modèles développés furent basés sur des modèles diffusifs (cascade thermalisée [45, 51, 54] et sous-bandes thermalisées [45, 55, 56]) alors qu'un modèle plus récent est basé sur une approche différente, le transport résonnant [56–58]. Dans tous les cas, ces modèles rendent compte des fuites électroniques qui ont lieu dans les QCD et qui sont responsables du courant noir.

Dans cette thèse, nous verrons au chapitre 4 toute la richesse de l'utilisation du champ magnétique comme outil spectroscopique pour sonder le comportement des électrons dans les QCD, que ce soit sans illumination pour le courant noir ou sous illumination pour le photocourant.

1.3 Semi-conducteurs sous champ magnétique

Le domaine de la physique des semi-conducteurs sous champ magnétique est vaste. Il n'est pas question ici de prétendre en faire une revue générale et complète. Nous nous bornerons plutôt à mettre en exergue le rôle que peut jouer le champ magnétique quand il est appliqué à un semi-conducteur 2D ou 3D. Nous retenons deux aspects principaux de l'utilisation du champ magnétique. Il sera utilisé d'une part, comme nous l'avons déjà esquissé, comme outil spectroscopique permettant d'étudier les propriétés électroniques d'un semi-conducteur et d'autre part, comme moyen permettant de générer de nouveaux états électroniques. Notons que nous prenons ici le terme spectroscopie au sens large : une grandeur enregistrée en fonction du champ magnétique peut être vue comme un spectre de champ magnétique permettant de remonter à certaines caractéristiques physiques d'un semi-conducteur.

1.3.1 Le champ magnétique, outil spectroscopique

Mesure de la densité de porteurs

La mesure de la densité et du signe de la charge des porteurs libres est l'une des applications du champ magnétique en tant qu'outil spectroscopique en physique des semi-conducteurs [59]. En effet, dans les semi-conducteurs, les porteurs peuvent être des électrons et/ou des trous et il est nécessaire de déterminer quel type de porteur est à l'origine du courant électrique. Cette mesure est basée sur l'effet Hall classique découvert par Hall en 1879. L'origine de ce phénomène, décrite par la mécanique classique, est la suivante : une particule chargée dans un champ magnétique est soumise à la force de Lorentz et est déviée de sa trajectoire initiale. La déviation est perpendiculaire au champ et à la direction de propagation de la particule. Ce phénomène est facilement mis en évidence dans une géométrie du type de celle présentée figure 1.8a et qu'on appelle croix de Hall. Si on injecte un courant I dans un semi-conducteur exposé à un champ magnétique perpendiculaire, les électrons vont être déviés sur un bord de l'échantillon créant ainsi une accumulation de charges négatives d'un côté et positives de l'autre. Cette différence de charges crée un champ électrique et donne lieu

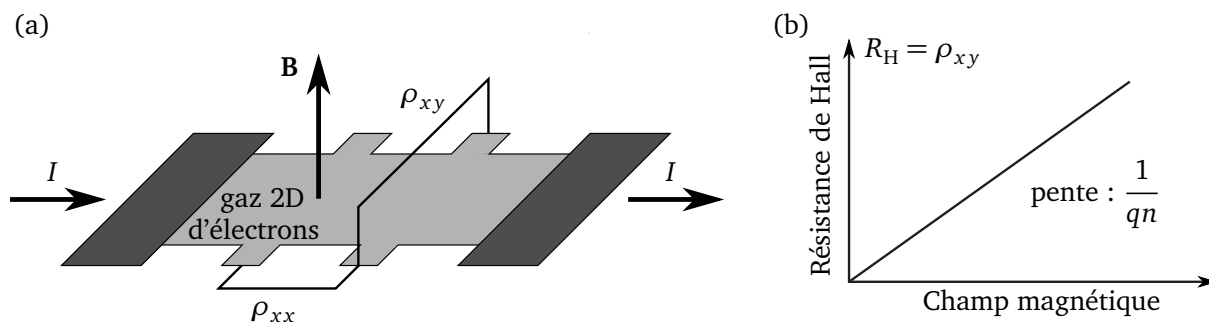


FIGURE 1.8 – (a) Géométrie d'un système à effet Hall (croix de Hall). Un courant I est injecté et le système, un gaz 2D d'électrons, est soumis à un champ magnétique perpendiculaire. Deux résistances peuvent être mesurées : la résistance longitudinale ρ_{xx} et la résistance transverse ρ_{xy} encore appelée résistance de Hall R_H . (b) Résultat de l'effet Hall classique où la résistance de Hall varie linéairement en fonction du champ magnétique B . La pente de la courbe permet de déterminer le signe de la charge q des porteurs ainsi que leur densité n .

à une tension U_H entre les bords. Cela permet de définir la résistance de Hall R_H , proportionnelle au champ magnétique B et donnée pour une densité de porteurs n , de charge q , par [59]

$$R_H = \frac{U_H}{I} = \frac{B}{qn}. \quad (1.4)$$

Ainsi en traçant R_H en fonction de B , comme à la figure 1.8b, il est possible de déterminer le signe de la charge et la densité de porteurs. Si le courant est dû à des électrons de densité n_e , la pente vaut $-1/en_e$ et si il est dû à des trous de densité n_p , elle vaut $1/en_p$. Dans le cas où les deux types de porteurs participent au courant, une formule plus évoluée que (1.4) peut être dérivée [59].

Mesure de la masse effective dans un semi-conducteur

La mesure de la masse effective m^* d'un électron dans un semi-conducteur est une autre application spectroscopique du champ magnétique. Cette mesure est basée sur la résonance cyclotron, décrite ici dans le cadre de l'approximation semi-classique : les électrons sont des particules classiques se déplaçant dans une structure de bandes $E = f(\mathbf{k})$ décrite par la mécanique quantique [60]. D'après ce modèle, les électrons vont tourner dans le plan perpendiculaire au champ magnétique sur une surface d'énergie constante de la structure de bandes à la pulsation cyclotron $\omega_c = eB/m^*$. Dans les semi-conducteurs III-V, l'absorption à la résonance cyclotron $\omega = \omega_c$ se produit pour des ondes électromagnétiques dans le domaine IR ou millimétrique. Expérimentalement, deux techniques peuvent être utilisées : soit la fréquence du rayonnement incident est fixée à ω (laser IR, carnotron) et le champ est balayé, soit le champ magnétique est fixé et c'est la fréquence ω qui est balayée (interféromètre à transformée de Fourier) [61]. De plus, la masse effective étant anisotrope (tenseur de masse effective), selon l'orientation du champ magnétique il est possible de mesurer les diverses composantes de ce tenseur. Par exemple dans un super-réseau pour mesurer la masse de conduction m_z le long de l'axe Oz , le champ magnétique doit être parallèle au plan xOy des couches

alors que pour mesurer la masse de conduction m_c dans le plan xOy , le champ magnétique doit être parallèle à l'axe Oz .

Spectroscopie des mécanismes de relaxation dans les systèmes de basse dimension

Jusqu'à présent nous avons décrit l'effet du champ magnétique sur les semi-conducteurs de manière classique (effet Hall classique) et semi-classique (résonance cyclotron). Pour comprendre les mécanismes de relaxation dans les systèmes de basse dimension il est nécessaire de recourir à un modèle complètement quantique, développé par Landau en 1930 [62]. Nous nous limiterons ici à une description qualitative de ce modèle en nous basant sur le modèle de Bohr qui, malgré ses failles, permet de comprendre intuitivement la quantification de Landau. La description quantitative et rigoureuse sera réalisée au chapitre 2.

En mécanique classique, un électron dans un champ magnétique B décrit une trajectoire circulaire avec un rayon arbitraire r_c , le rayon cyclotron. En revanche, en mécanique quantique r_c ne peut avoir que des valeurs discrètes et est donné par $r_c = \ell_c \sqrt{2n+1}$ où $\ell_c = \sqrt{\hbar/eB}$ est la longueur magnétique et $n \in \mathbb{N}$. Cette quantification est semblable à celle de l'énergie d'un électron dans un atome. Le rayon de la trajectoire détermine l'énergie cinétique de l'électron et puisque r_c est quantifié, l'énergie l'est également. On démontre alors (voir chapitre 2) que l'énergie ne peut prendre que des valeurs discrètes $E_n = (n + 1/2)\hbar\omega_c$, où $\omega_c = eB/m^*$ avec m^* la masse effective de l'électron. Ces niveaux sont décrits par le nombre quantique n et sont appelés niveaux de Landau. Leur énergie est linéaire en B . La spectroscopie de ces niveaux permet de déterminer quelles sont les caractéristiques et les propriétés physiques des électrons dans les systèmes de basse dimension. Parmi bien des exemples, on peut citer :

- Les gaz 2D d'électrons. Outre les célèbres effets Hall quantique entier et fractionnaire qui seront évoqués au paragraphe suivant, le champ magnétique a permis d'étudier plus en détail ces systèmes où les électrons sont fortement corrélés [63] ;
- Le graphène, un système 2D constitué d'une monocouche de carbone qui a conduit Novoselov et Geim à recevoir le prix Nobel de physique en 2010 [64]. Les niveaux de Landau du graphène sont relativistes et ne sont pas linéaires en B mais ont une énergie variant en \sqrt{B} donnée par $E_n = \text{sgn}(n) \tilde{c} \sqrt{2e\hbar B |n|}$. La magnéto-spectroscopie par transmission IR des niveaux de Landau a permis de montrer que la vitesse effective des électrons dans ce matériau vaut $\tilde{c} = 1.03 \times 10^6 \text{ m.s}^{-1}$ [65]. Une partie des résultats est reproduite figure 1.9a ;
- Les isolants topologiques, des matériaux qui peuvent être vus, de manière simplifiée, comme des isolants en volume mais qui ont des états conducteurs sur le bord s'ils sont 2D ou sur la surface s'ils sont 3D [7]. Comme le graphène, les états de surface des isolants topologiques deviennent en champ magnétique des niveaux de Landau relativistes. Ils ont été récemment mis en évidence dans du Bi_2Se_3 par de la spectroscopie à effet tunnel (STS pour *scanning tunneling spectroscopy* en anglais) et ont, comme dans le graphène, permis de déterminer la vitesse effective des électrons dans ce matériau, $v_F = 3.4 \times 10^5 \text{ m.s}^{-1}$ [66, 67]. La figure 1.9b montre l'évolution des niveaux de Landau de Bi_2Se_3 pour différents champ magnétiques ;

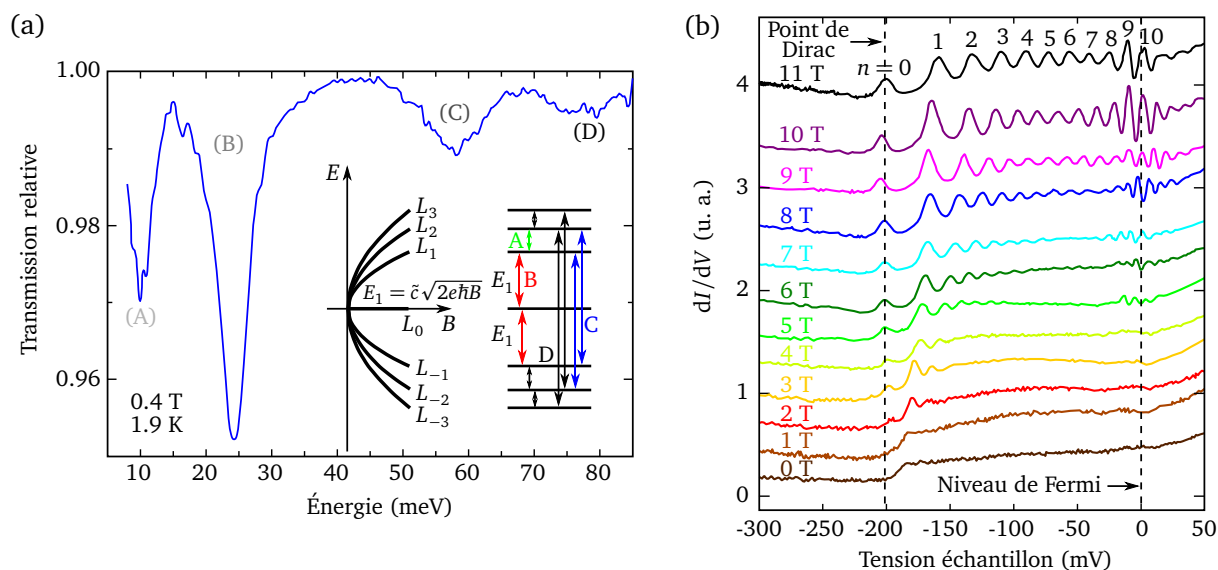


FIGURE 1.9 – Spectroscopie des niveaux de Landau (a) Transmission relative d'un échantillon de graphène à $B = 0.4 \text{ T}$ et à $T = 1.9 \text{ K}$ mettant en évidence quatre transitions inter-niveaux de Landau distinctes. L'attribution de ces transitions est la suivante A : $L_1 \rightarrow L_2$, B : $L_0 \rightarrow L_1$ ($L_{-1} \rightarrow L_0$), C : $L_{-2} \rightarrow L_1$ ($L_{-1} \rightarrow L_2$), D : $L_{-3} \rightarrow L_2$ ($L_{-2} \rightarrow L_3$). L'encart montre l'évolution schématique des niveaux de Landau relativistes en fonction du champ magnétique appliqué et les transitions optiques possibles. D'après la référence [65]. (b) Évolution des niveaux de Landau des états topologiques de Bi_2Se_3 pour un champ magnétique variant de 0 à 11 T. Le champ est perpendiculaire à la surface et les mesures sont réalisées en STS. D'après la référence [66].

- Les QCS, déjà décrits précédemment où le champ magnétique permet de sonder les mécanismes radiatifs et non radiatifs de diffusion des électrons. Comme nous le verrons à de nombreuses reprises dans cette thèse, un électron peut interagir avec les phonons LO ou LA, avec les impuretés ionisées, avec la rugosité d'interface ou avec un autre électron. Le champ magnétique va permettre de mettre en évidence ces mécanismes. Ainsi, en enregistrant un paramètre (tension, courant, émission spontanée, émission stimulée) en fonction du champ magnétique des oscillations avec une périodicité propre à chaque mécanisme vont se produire (cf. chapitre 2). Cette technique d'identification des mécanismes complexes dans les QCS a déjà été largement utilisée dans la littérature [34, 46, 54, 68–77]. Nous l'appliquerons à l'étude d'un QCD détectant à $8 \mu\text{m}$ au chapitre 4.

1.3.2 Le champ magnétique, outil pour créer de nouveaux états électroniques : exemple de l'effet Hall quantique

Les expériences menées dans cette thèse se produisent dans le régime de l'effet Hall quantique. Nous allons donc, dans ce paragraphe, décrire succinctement la physique de base de ce phénomène. D'après le prix Nobel de physique de 1985 v. Klitzing [79], l'effet Hall quantique (QHE pour *quantum Hall effect* en anglais) fut découvert la nuit du 4 au 5 février 1980 vers 2 heures du matin [80]. V. Klitzing *et al.* [2] montrèrent qu'à la température de l'hélium (He) liquide ($T = 4.2 \text{ K}$) la résistance

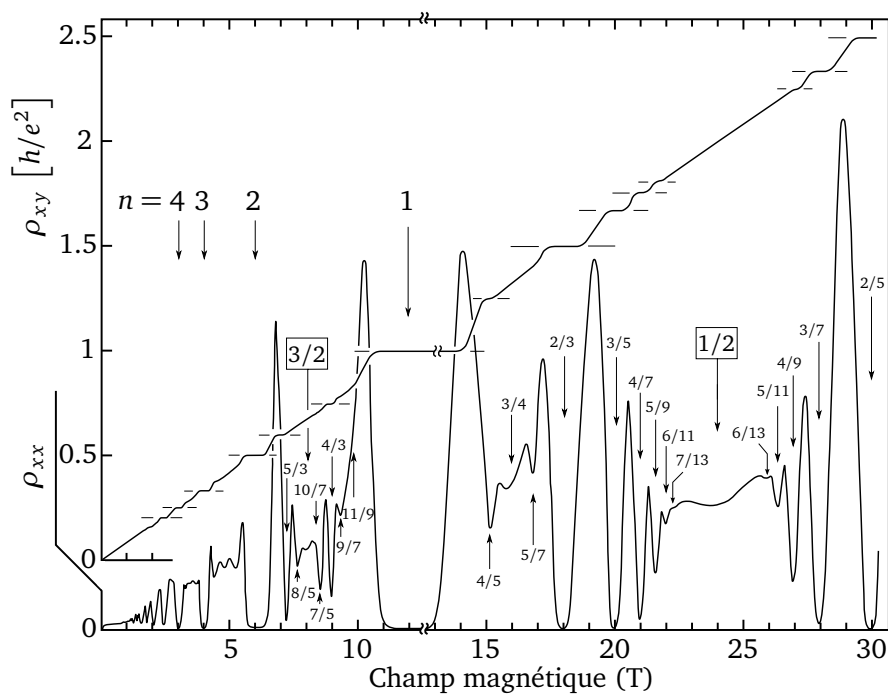


FIGURE 1.10 – Signature expérimentale de l'effet Hall quantique montrant la résistance longitudinale ρ_{xx} et la résistance de Hall ρ_{xy} en fonction du champ magnétique. Chaque palier est accompagné d'une résistance longitudinale nulle. Les nombres n identifient les plateaux : pour l'effet Hall quantique entier, n est entier et pour l'effet Hall quantique fractionnaire, $n = p/q$ avec p et q entiers. D'après la référence [78].

de Hall R_H ne varie plus linéairement avec B comme pour l'effet Hall classique mais qu'elle est quantifiée. Les courbes expérimentales typiques obtenues sont représentées figure 1.10. L'échantillon étudié est dans ce cas précis un gaz 2D d'électrons situé à l'interface entre du GaAs et de l'AlGaAs. La géométrie utilisée est une croix de Hall (figure 1.8a). L'expérience consiste à mesurer la résistance longitudinale ρ_{xx} , parallèle à I et la résistance transverse ρ_{xy} , perpendiculaire à I . Comme on le voit, la résistance de Hall est quantifiée suivant

$$R_H = \rho_{xy} = \frac{h}{ne^2}, \quad (1.5)$$

où n est un entier dans le cas du QHE entier. Chaque palier de ρ_{xy} est accompagné d'une résistivité longitudinale ρ_{xx} nulle alors qu'entre les paliers ρ_{xx} présente un pic. L'entier n est la partie entière du facteur de remplissage d'un niveau de Landau ν . Si ν est entier on parle de QHE entier et si ν est une fraction il s'agit du QHE fractionnaire. Nous nous limiterons par la suite au QHE entier. Le nombre n est indiqué pour chaque palier sur la figure 1.10. Une des caractéristiques remarquables de la quantification de la résistance est son indépendance vis-à-vis des propriétés de l'échantillon : elle ne dépend que des constantes fondamentales e et h . La précision de sa valeur à $n=1$ est tellement bonne (10^{-9}) que ce palier sert en métrologie, depuis le 1^{er} janvier 1990, d'étalon de résistance (constante de von Klitzing) $R_{K-90} = 25\,812.807\,\Omega$ [81].

L'effet Hall quantique entier représente à lui seul un domaine de recherche à part entière. Le but de ce paragraphe est de rappeler succinctement les concepts fondamentaux sous-jacents (niveaux de Landau, localisation et désordre) qui permettront de donner un cadre d'interprétation aux études réalisées dans ce travail de thèse. Nous nous basons sur les références [9] et [59]. L'interprétation du QHE entier repose sur deux éléments fondamentaux. Premièrement les niveaux de Landau (paragraphe 1.3.1) complètement remplis (à $\nu = n$) qui contribuent à la conduction électronique via des canaux de bord avec un quantum de conductance e^2/h . Deuxièmement, en plus des niveaux de Landau, les électrons sont soumis à un potentiel supplémentaire dans le plan (x, y) dû au désordre puisque l'échantillon n'est pas idéal. Ainsi, pour $\nu \neq n$ les électrons supplémentaires peuplent le prochain niveau de Landau et sont localisés par les impuretés résiduelles de l'échantillon et ne contribuent pas au transport. Les niveaux de bord ainsi que le potentiel électrostatique sont représentés figure 1.11a et l'ensemble de la discussion qui suit est illustrée figures 1.11b, c et d. Pour comprendre, partons du cas où $\nu = n$ c'est-à-dire quand $\rho_{xy} = h/ne^2$ et $\rho_{xx} = 0$ (figure 1.11b). Lorsqu'on abaisse légèrement le champ magnétique les électrons sont contraints de peupler le niveau de Landau $(n + 1)$ et se mettent de préférence dans les vallées du potentiel d'impuretés : l'échantillon est isolant (figure 1.11c). Les résistances restent donc accrochées à leurs valeurs initiales, ce qui fait apparaître un palier dans la résistance de Hall autour de $\nu = n$. Le transport est entièrement limité au bord qui est constitué de n canaux (états de bord), un par niveau de Landau complètement rempli. Les états de bord sont chiraux, et un électron injecté par un contact ne peut revenir à ce dernier que si les bords opposés sont en proximité (figure 1.11a). La rétro-diffusion est donc supprimée dans un échantillon macroscopique. C'est seulement quand les « flaques » d'électrons dans le ni-

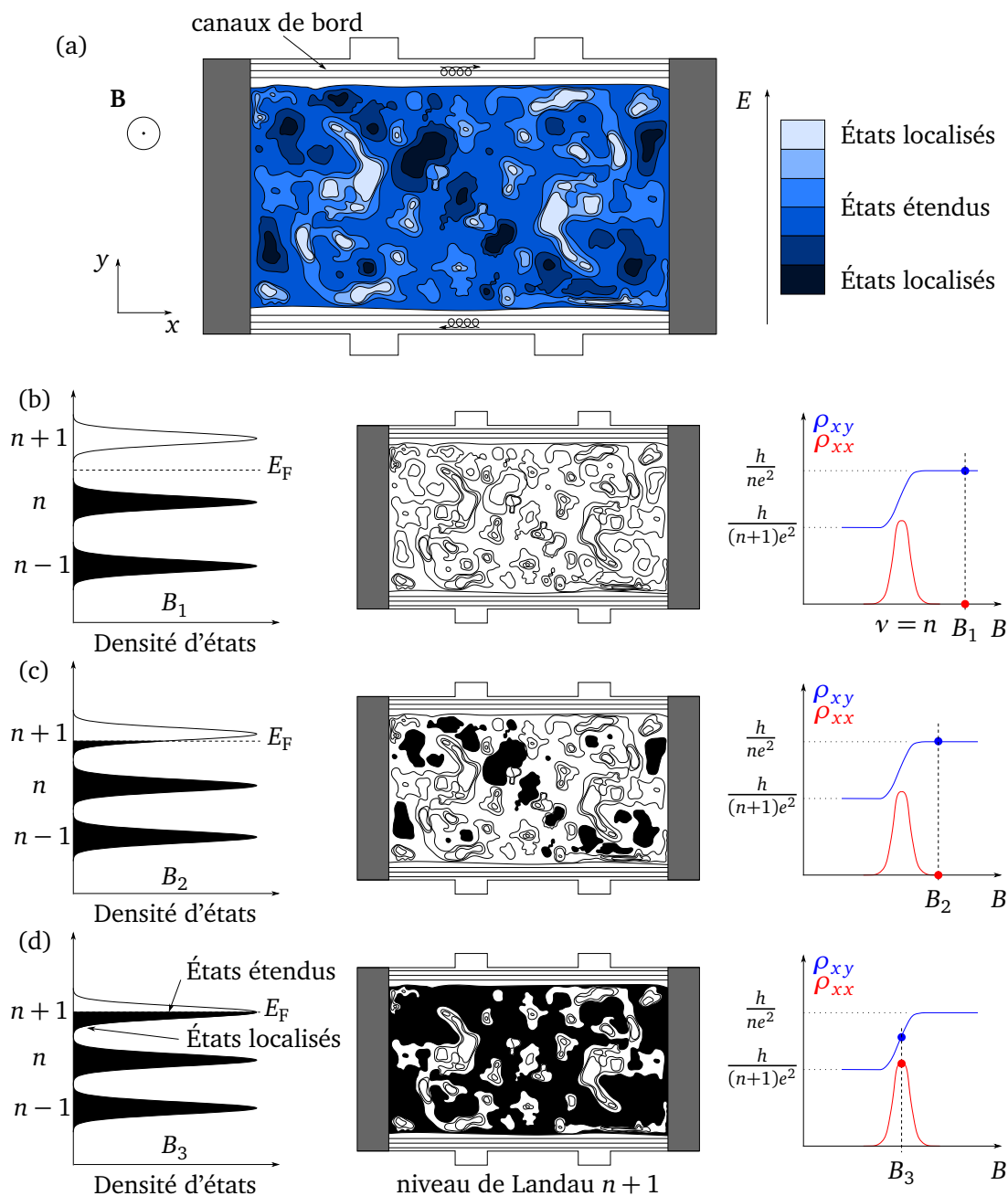


FIGURE 1.11 – (a) Potentiel électrostatique dû aux impuretés et canaux de bord dûs au potentiel de confinement selon y . Les lignes indiquent les équipotentielle et les niveaux de gris les surfaces d'énergie constante. (b), (c) et (d) QHE. La première colonne représente les niveaux de Landau élargis par les impuretés, leur remplissage et le niveau de Fermi E_F . La deuxième colonne montre les équipotentielles dont les vallées et les creux sont successivement remplis d'électrons (niveau de Landau $n + 1$) quand le facteur de remplissage augmente, c'est-à-dire quand le champ magnétique diminue de B_1 à B_3 via B_2 . La troisième colonne représente la résistance de Hall ρ_{xy} et la résistance longitudinale ρ_{xx} en fonction du champ magnétique. La première figure de la ligne (d) montre que les états étendus sont au centre des niveaux de Landau alors que les états localisés sont situés sur la queue des niveaux de Landau, en accord avec les équipotentielles de la figure (a). Inspiré de la référence [9]

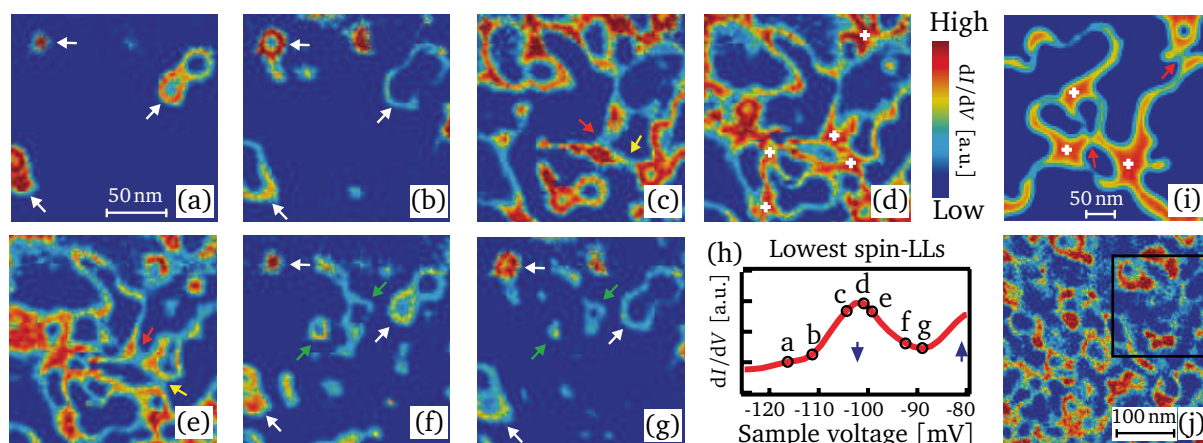


FIGURE 1.12 – Mesures STS réalisées par Hashimoto *et al.* [82] en 2008 sur un système 2D d'électrons sur une surface d' n -InSb. Les figures (a) à (g) montrent la densité d'états locale pour différentes tensions aux environs du pic obtenu en (h) par la mesure de la conductivité différentielle dI/dV à $B = 12\text{T}$ sur le plus bas niveau de Landau. La figure (i) montre la densité d'états typique calculée et la figure (j) est le résultat d'une mesure STS sur une plus large échelle. Le carré noir indique la surface où ont été prises les images (a) à (g).

veau de Landau ($n + 1$) grandissent et deviennent elles-mêmes macroscopiques, c'est-à-dire lorsque les surfaces équipotentielles qui connectent les différents bords sont remplies, que le système entre dans un régime diffusif : la résistance longitudinale est non nulle, et la résistance de Hall saute sur un plateau voisin (figure 1.11d). Cette situation se produit lorsque le dernier niveau de Landau est demi-rempli. Au-dessus du demi-remplissage, on peut utiliser le même argument, en termes de localisation de trous.

La physique présentée ci-dessus en terme d'états localisés et étendus dans le matériau massif a été récemment confirmée par Hashimoto *et al.* [82] grâce à des expériences de STS sur un gaz 2D d'électrons préparé à la surface d'un échantillon de n -InSb. Les résultats sont reproduits figure 1.12. En mesurant la conductivité différentielle dI/dV , proportionnelle à la densité d'états locale, Hashimoto *et al.* ont observé un pic au centre du niveau de Landau (figure 1.12h) où les états étendus transportent le courant entre les différents contacts électriques. Alors que les états quantiques dans la queue du niveau de Landau sont clairement visibles sous la forme de petites orbites (figures 1.12a, b, f et g), les états au voisinage du centre du niveau de Landau sont de plus en plus étendus comme on le voit sur les figures 1.12c, d, et e, en accord avec la description physique donnée plus haut.

Dans cette thèse, nous nous placerons dans le régime de l'effet Hall quantique où le champ magnétique servira d'outil pour contrôler la création de nouveaux états quantiques : un agencement particulier des niveaux de Landau. Dans le QCS étudié pour mettre en évidence l'émission cyclotron, nous pourrons, en jouant sur la valeur du champ magnétique choisir judicieusement la configuration électronique souhaitée pour réaliser une désexcitation radiative entre niveaux de Landau provenant de sous-bandes différentes. Cette nouvelle densité d'états permettra de briser des règles de sélection et de pouvoir modifier l'énergie de l'onde électromagnétique émise. Une autre manière de décrire ce

phénomène est de parler d' « ingénierie de niveau de Landau ». Cette formulation signifie que l'on va chercher à créer, grâce au champ magnétique, une configuration bien particulière entre les niveaux de Landau de manière à contrôler à volonté les propriétés électroniques et photoniques des QCS.

Chapitre 2

Mécanismes de relaxation dans les structures à cascade quantique : formalisme

Sommaire

2.1 États électroniques des hétérostructures 2D	26
2.1.1 Puits quantique unidimensionnel idéal	26
2.1.2 Puits quantique réel : potentiel en « tranchée »	27
2.1.3 Le formalisme de la fonction enveloppe	29
2.2 Effet tunnel résonnant	31
2.3 Mécanismes de diffusion inter-sous-bandes	33
2.3.1 Mécanismes radiatifs : transitions inter-sous-bandes	34
2.3.2 Mécanismes non-radiatifs	36
2.4 Effet du champ magnétique perpendiculaire sur un puits quantique	44
2.4.1 Quantification de Landau	45
2.4.2 Non-parabolicité et niveaux de Landau	50
2.5 Transitions inter-niveaux de Landau	51
2.5.1 Mécanisme radiatif : émission cyclotron	52
2.5.2 Mécanismes non-radiatifs	55
2.6 Conclusion	62

Dans ce chapitre nous présenterons les éléments théoriques nécessaires à l'étude menée au cours de cette thèse. Le but est de décrire les principaux phénomènes ayant des conséquences visibles sur des expériences de magnéto-transport ou de magnéto-optique. Après un bref rappel sur le formalisme de base utilisé pour décrire les états électroniques des systèmes bidimensionnels, nous présenterons les mécanismes de relaxation radiatifs et non-radiatifs qui peuvent avoir lieu à champ magnétique nul dans les QCS. L'effet d'un champ magnétique appliqué perpendiculairement au plan

des couches sera ensuite étudié. Cette partie vise aussi à montrer tout l'intérêt du champ magnétique pour sonder les mécanismes de diffusion se produisant dans ces structures ainsi qu'à introduire l'ingénierie de niveau de Landau.

2.1 États électroniques des hétérostructures 2D

Le puits quantique est la brique élémentaire pour comprendre la physique qui gouverne les QCS et plus généralement les systèmes bidimensionnels. En effet, quand la longueur d'onde de de Broglie d'un électron λ_B est de l'ordre de grandeur de la largeur ℓ du potentiel de confinement, il y a alors quantification de l'énergie. On parle de confinement quantique. Le confinement dans une seule direction de l'espace ($\ell \sim \lambda_B$) permet de passer d'un semi-conducteur 3D à un semi-conducteur 2D.

2.1.1 Puits quantique unidimensionnel idéal

Dans ce paragraphe, nous considérons un puits quantique unidimensionnel idéal [61]. Idéal signifie ici que la masse des porteurs est indépendante de la position et de l'énergie du porteur. À la place de la masse de l'électron m_0 nous utiliserons la masse effective m^* ($m^* = 0.067m_0$ pour l'électron dans le GaAs). Considérons un puits quantique dont l'énergie potentielle $V(z)$ représentée figure 2.1 est donnée par :

$$V(z) = \begin{cases} 0 & \text{si } |z| > \frac{L}{2} \\ -\Delta E_c & \text{si } |z| < \frac{L}{2} \end{cases} \quad (2.1)$$

où L est l'épaisseur du puits de potentiel (puits quantique) et ΔE_c sa profondeur. La description quantique d'une particule de masse effective m^* est décrite par la fonction d'onde $\psi(z, t)$ solution de l'équation de Schrödinger dépendante du temps

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \mathcal{H}_z \psi, \quad (2.2)$$

où $\mathcal{H}_z(z, p_z)$ est l'hamiltonien

$$\mathcal{H}_z = \frac{p_z^2}{2m^*} + V(z) = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} + V(z), \quad (2.3)$$

puisque $p_z = -i\hbar \partial / \partial z$. Comme \mathcal{H}_z ne dépend pas explicitement du temps t , $\psi(z, t)$ se factorise en $\psi(z, t) = \chi(z) \exp(-iEt/\hbar)$, $\chi(z)$ satisfaisant l'équation aux valeurs propres

$$\mathcal{H}_z \chi(z) = E \chi(z), \quad (2.4)$$

soit

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} - \Delta E_c, \quad (2.5)$$

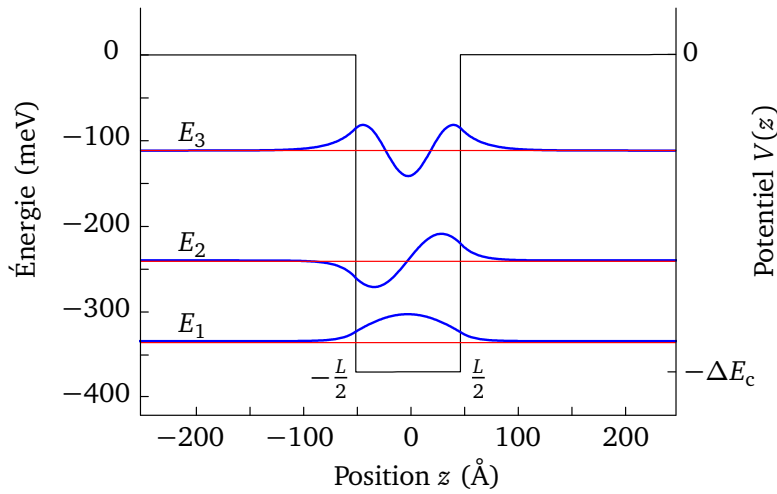


FIGURE 2.1 – Puits quantique unidimensionnel de longueur $L = 100 \text{ \AA}$ avec 3 niveaux liés. Les niveaux d'énergie sont représentés en rouge et les fonctions d'ondes en bleu. Ce puits est réalisable dans le système GaAs/ $\text{Al}_{0.45}\text{Ga}_{0.55}\text{As}$ ($\Delta E_c = 370 \text{ meV}$). La résolution numérique de l'équation de Schrödinger (2.4) conduit à $E_1 = -334.8 \text{ meV}$, $E_2 = -241.1 \text{ meV}$ et $E_3 = -111.7 \text{ meV}$.

où k est le vecteur d'onde dans le puits quantique. À cause du confinement quantique, k est quantifié et vaut, dans le cas d'un puits quantique infiniment profond ($\Delta E_c \rightarrow +\infty$), $k_n = n\pi/L$. L'énergie quantifiée s'écrit donc

$$E_n = \frac{\hbar^2 k_n^2}{2m^*} - \Delta E_c = n^2 \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^* L^2} - \Delta E_c, \quad n \in \mathbb{N}. \quad (2.6)$$

E_n est l'énergie de chaque état $|n\rangle$, de fonction d'onde $\chi_n(z)$. La densité d'états, c'est-à-dire le nombre d'états quantiques $|n\rangle$ par unité d'énergie disponible autour de l'énergie E est égale à [61]

$$\rho(E) = 2 \sum_n \delta(E - E_n), \quad (2.7)$$

où le facteur 2 prend en compte la dégénérescence en spin de chaque niveau $|n\rangle$.

2.1.2 Puits quantique réel : potentiel en « tranchée »

Pour un puits quantique réel, le problème est tridimensionnel. Une description plus réaliste est donc le potentiel en « tranchée ». L'hamiltonien du système s'écrit alors [61]

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_z + \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m^*} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z) - \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right). \quad (2.8)$$

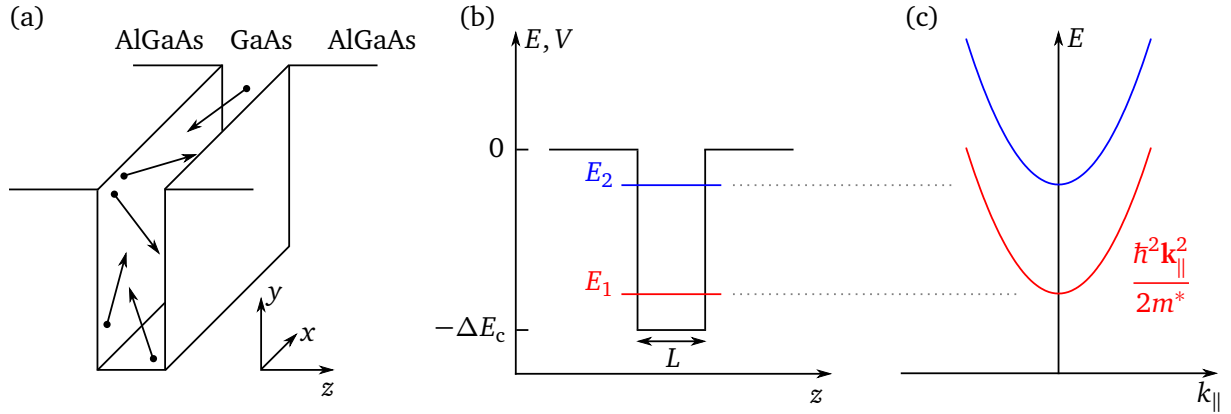


FIGURE 2.2 – Potentiel en «tranchée» et énergies associées. (a) Les électrons sont libres de se déplacer dans la direction (x, y) du potentiel en «tranchée». (b) Dans la direction z l'électron est dans un puits quantique comportant 2 niveaux liés d'énergie E_1 et E_2 . (c) Dans le plan des couches, à chaque niveau lié est attaché une sous-bande avec une dispersion parabolique comme pour un électron libre. L'énergie totale est la somme de ces deux contributions (b) et (c).

Cet hamiltonien est à variables séparées – le mouvement est indépendant selon z et selon (x, y) – et le mouvement des électrons est libre dans le plan (x, y) . La fonction d'onde peut donc s'écrire

$$\psi(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{S}} \exp(i k_x x + i k_y y) \chi_n(z), \quad (2.9)$$

où $S = L_x L_y$ est la surface de l'échantillon. Les énergies propres sont données par

$$E_n(\mathbf{k}_{\parallel}) = E_n + \frac{\hbar^2 \mathbf{k}_{\parallel}^2}{2m^*}, \quad \text{avec } \mathbf{k}_{\parallel}^2 = k_x^2 + k_y^2. \quad (2.10)$$

Ce résultat s'interprète physiquement de la manière suivante : à chaque niveau lié d'énergie E_n du puits quantique est attaché une sous-bande bidimensionnelle qui représente l'énergie cinétique provenant du mouvement du porteur dans le plan. Rappelons qu'à 3D pour des électrons libres l'énergie est donnée par $E = \hbar^2 \mathbf{k}^2 / 2m^*$ avec $\mathbf{k}^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$. La figure 2.2 représente le mouvement des électrons dans l'espace réel (figure 2.2a) et les énergies associées selon k_z (2.2b) et k_{\parallel} (2.2c). On démontre que dans ce cas la densité d'états est donnée par [61]

$$\rho(E) = \frac{m^* S}{\pi \hbar^2} \sum_n Y(E - E_n), \quad (2.11)$$

où

$$Y(x) = \begin{cases} 1 & \text{si } x > 0 \\ 0 & \text{si } x < 0 \end{cases} \quad (2.12)$$

La densité d'états a une forme en escalier caractéristique des systèmes 2D et est représentée figure 2.3. La hauteur des marches $\rho_0 = m^* S / \pi \hbar^2$ est une constante du matériau mais la position des marches dépend de E_n et donc de la largeur du potentiel qui confine les électrons.

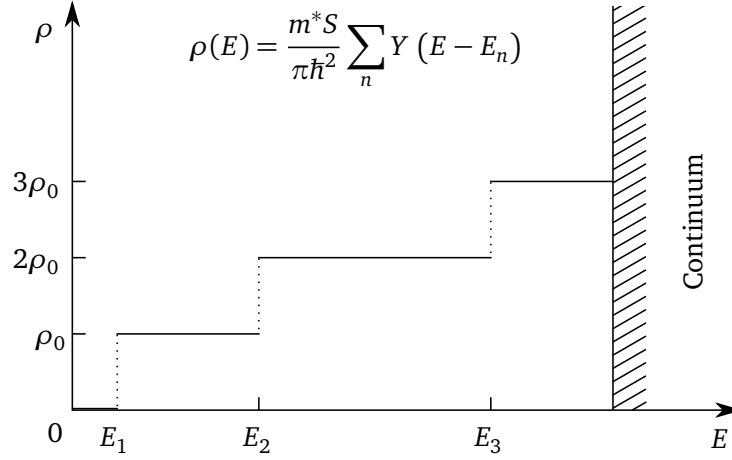


FIGURE 2.3 – Densité d'états associée au mouvement bidimensionnel d'un porteur dont l'énergie selon z est quantifiée et correspond aux états liés d'un puits quantique. La hauteur des marches vaut $\rho_0 = m^*S/\pi\hbar^2$. Le zéro de l'énergie est pris au fond du puits. Adapté de la référence [61].

2.1.3 Le formalisme de la fonction enveloppe

Comme présenté dans la section 1.2, ce travail de thèse porte sur des hétérostructures à multi-puits quantiques basées sur l'empilement de 2 matériaux A et B formant respectivement des puits (par ex. GaAs) et des barrières (par ex. AlGaAs). Le modèle utilisé pour calculer les états électroniques de la bande de conduction de ces hétérostructures est le modèle de Kane dans le cadre du formalisme de la fonction enveloppe. Nous présentons ici le modèle à une bande [61]. Deux hypothèses clé sous-tendent ce modèle :

1. La fonction d'onde dans chaque couche est donnée par

$$\psi(\mathbf{r}) = f_n^{(i)}(\mathbf{r}) u_{n,\mathbf{k}_0}^{(i)}(\mathbf{r}) \quad \text{avec } i = \text{A ou B.} \quad (2.13)$$

$\psi(\mathbf{r})$ est le produit d'une fonction enveloppe $f_n^{(i)}(\mathbf{r})$ lentement variable à l'échelle des distances inter-atomiques et d'une fonction de Bloch $u_{n,\mathbf{k}_0}^{(i)}(\mathbf{r})$ qui possède la périodicité du réseau cristallin. \mathbf{k}_0 est le point de la zone de Brillouin autour duquel les états électroniques de l'hétérostructure sont construits ;

2. La partie périodique de Bloch est supposée identique entre A et B :

$$u_{n,\mathbf{k}_0}^{(\text{A})}(\mathbf{r}) \equiv u_{n,\mathbf{k}_0}^{(\text{B})}(\mathbf{r}). \quad (2.14)$$

Cette hypothèse implique que les éléments de matrice du type $\langle S | p_x | X \rangle = \int u_S(\mathbf{r}) p_x u_X(\mathbf{r}) d^3r$ sont indépendants du matériau. On démontre que c'est effectivement le cas dans le modèle de Kane puisque l'énergie de Kane $E_p = 2 |\langle S | p_x | X \rangle|^2 / m_0$ est indépendante du matériau ($E_p \sim 20$ eV).

Il en résulte que la fonction d'onde de l'hétérostructure s'écrit $\psi(\mathbf{r}) = f_n^{(i)}(\mathbf{r})u_{n,\mathbf{k}_0}(\mathbf{r})$ avec $i = A$ ou B . Puisque qu'il y a invariance dans le plan des couches (voir section 2.1.2), $f_n^{(i)}$ peut se factoriser en

$$f_n^{(i)}(\mathbf{r}_{\parallel}, z) = \frac{1}{\sqrt{S}} e^{i\mathbf{k}_{\parallel} \cdot \mathbf{r}_{\parallel}} \chi_n^{(i)}(z) \quad \text{avec } i = A \text{ ou } B, \quad (2.15)$$

où S est la surface de l'échantillon et $\mathbf{k}_{\parallel} = (k_x, k_y)$ est le vecteur d'onde bidimensionnel, identique dans A et B . Comme nous l'avons vu précédemment, si le potentiel de confinement dû à l'alternance de matériau dans la direction z est donné par $V(z)$, l'hamiltonien du système se sépare en 2 parties : une partie pour le mouvement dans le plan (x, y) et une pour le mouvement selon z . L'hamiltonien dans la direction z dont $\chi_n^{(i)}$ est solution est donné par l'équation

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \frac{1}{m^*(E, z)} \frac{d}{dz} + V(z) + \frac{\hbar^2 \mathbf{k}_{\parallel}^2}{2m^*(E, z)} + V_C(z) \right] \chi_n^{(i)}(z) = E \chi_n^{(i)}(z). \quad (2.16)$$

Les conditions aux limites à l'interface entre A et B en $z = z_0$ sont très simples et sont telles que $\chi_n^{(i)}(z)$ et $[1/m^*(E, z)] (d\chi_n^{(i)}/dz)$ soient continus :

$$\chi_n^{(A)}(z_0) = \chi_n^{(B)}(z_0) \quad \text{et} \quad \frac{1}{m^*(E, z_0)} \left(\frac{d\chi_n^{(A)}}{dz} \right)_{z=z_0} = \frac{1}{m^*(E, z_0)} \left(\frac{d\chi_n^{(B)}}{dz} \right)_{z=z_0}. \quad (2.17)$$

Dans l'équation (2.16), $V_C(z) = e\phi(z)$ est le potentiel de Coulomb. Jusqu'à présent il a été ignoré mais il intervient ici car les QCS étudiés dans cette thèse sont dopés. Le potentiel de Coulomb prend en compte le dopage et les effets de charges qui en résultent. Le dopage implique de résoudre de manière auto-consistante l'équation de Schrödinger (2.16) et l'équation de Poisson unidimensionnelle dont $\phi(z)$, le potentiel électrostatique appliqué à la structure, est solution :

$$\frac{d^2\phi(z)}{dz^2} = -\frac{\rho(z)}{\epsilon_0 \epsilon_r}. \quad (2.18)$$

La densité de charges est donnée par

$$\rho(z) = e \left[N_D(z) - \sum_{i \text{ occupé}} n_i \chi_i^2(z) \right], \quad (2.19)$$

où $N_D(z)$ est la densité volumique de donneurs, n_i est la concentration surfacique d'électrons qui occupent la i^e sous-bande et $-e$ est la charge de l'électron. Dans l'équation (2.16), $m^*(E, z)$ est la masse effective. Elle prend en compte l'effet de la non-parabolicité et est donnée, dans un modèle à trois bandes simplifié, par [83]

$$m^*(E, z) = m_0 \frac{E - E_v(z)}{E_p} \quad \text{avec} \quad E_v(z) = \frac{2E_{lh}(z) + E_{so}(z)}{3}, \quad (2.20)$$

où m_0 est la masse de l'électron libre, E est l'énergie de l'état considéré dans le puits, E_p est l'énergie de Kane, $E_v(z)$ est l'énergie du haut de la bande de valence, $E_{lh}(z)$ est l'énergie de la bande de valence de trous légers (*light hole* en anglais) et $E_{so}(z)$ l'énergie de la bande de valence due au couplage spin-orbite.

2.2 Effet tunnel résonnant

Jusqu'à présent nous n'avons pas parlé dans ce chapitre des propriétés de transport électrique dans les QCS. Un des phénomènes fondamentaux de la mécanique quantique, l'effet tunnel, joue un rôle important dans de nombreux composants à semi-conducteur. Il est à la base d'un mécanisme de transport vertical (dans la direction z perpendiculaire au plan des couches) crucial : l'effet tunnel résonnant. Pour décrire ce phénomène, nous nous limiterons à l'un des cas les plus simples, celui de la double barrière.

Le potentiel typique d'une double barrière en GaAs/AlGaAs est représenté figure 2.4a. De gauche à droite on trouve l'émetteur (GaAs, fortement dopé n d'énergie de Fermi E_F), une barrière (AlGaAs non dopé), le puits quantique (GaAs, faiblement dopé, avec un seul niveau lié d'énergie $E_1 > E_F$), une barrière (AlGaAs non dopé) et le collecteur (GaAs, fortement dopé n d'énergie de Fermi E_F). Les deux barrières ont ici la même largeur. Qualitativement, on s'attend à ce que le courant tunnel soit initialement faible puis augmente avec l'application de la tension. Ceci est représenté figure 2.4d près de l'origine. Quand la tension atteint la valeur $V_b = 2E_1/e$, E_F de l'émetteur est résonnant avec la sous-bande E_1 du puits ce que l'on voit figure 2.4b. Dans ces conditions, les électrons qui vont passer par effet tunnel dans le puits peuvent à nouveau passer par effet tunnel à travers la deuxième barrière. On s'attend donc à ce que le courant tunnel augmente fortement à cette tension. Ce phénomène est connu sous le nom d'effet tunnel résonnant. Une fois que la tension dépasse $2E_1/e$ (figure 2.4c) le courant tunnel va diminuer considérablement, donnant lieu à une région avec une résistance différentielle négative comme le montre la figure 2.4d. Notons enfin que d'une part l'effet tunnel est un mécanisme élastique et d'autre part qu'il conserve le vecteur d'onde dans le plan \mathbf{k}_{\parallel} .

D'un point de vue quantitatif, ce phénomène se décrit bien dans le cadre de la matrice de transfert [59]. Dans ce cadre là, le coefficient de transmission ou probabilité de transmission tunnel $T(E_z)$ à travers une double barrière est pour un électron d'énergie $E_z = V_i + \hbar^2 k_i^2 / 2m_i^*$ ($i = \text{GaAs ou AlAs}$) est donné par

$$T(E_z) = \left| \frac{A_t}{A_i} \right|^2, \quad (2.21)$$

où A_t est l'amplitude de l'onde se propageant de gauche à droite dans le collecteur et A_i est l'amplitude de l'onde se propageant de gauche à droite dans l'émetteur. Expérimentalement, on ne peut pas mesurer directement $T(E_z)$ mais on peut mesurer la caractéristique $I(V)$ de la double barrière. Le courant tunnel total I est calculé en sommant les probabilités de transmission sur la distribution

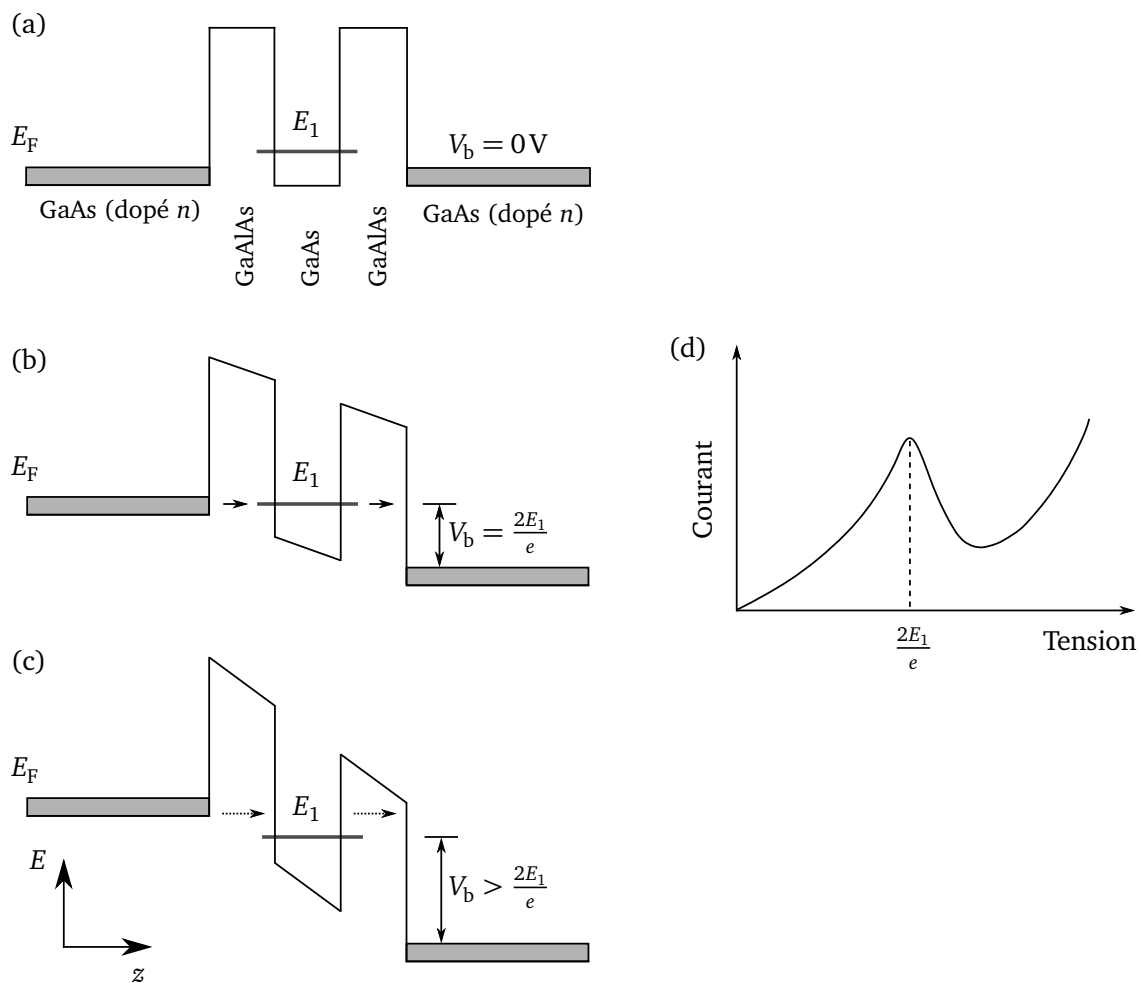


FIGURE 2.4 – Potentiel d'une double barrière en GaAs/AlGaAs pour 3 tensions différentes. (a) À tension nulle, $E_1 > E_F$ et le courant est nul. (b) À $V_b = 2E_1/e$, E_1 est résonnant avec l'émetteur, le courant atteint un maximum. (c) À $V_b > 2E_1/e$, E_1 est inférieur au bas de la bande de conduction et le courant diminue. (d) Caractéristique schématisée $I(V)$ du composant montrant le phénomène de résistance différentielle négative. D'après la référence [59].

électronique de l'émetteur selon [59]

$$I = \frac{e}{4\pi^3\hbar} \int_0^{+\infty} dk_x dk_y \int_0^{+\infty} dk_z T(E_z) [n_F(E) - n_F(E')] \left(\frac{\partial E}{\partial k_z} \right), \quad (2.22)$$

où e est la charge de l'électron, $n_F(E)$ la distribution de Fermi-Dirac de l'émetteur, $n_F(E')$ celle du collecteur et où le terme $[n_F(E) - n_F(E')]$ permet de s'assurer qu'un électron ne peut passer par effet tunnel que d'un état occupé à un état vide. Nous verrons par la suite que l'effet tunnel résonnant est particulièrement important pour comprendre la zone d'alignement des QCS.

2.3 Mécanismes de diffusion inter-sous-bandes

Comme nous le verrons dans la suite de ce travail de thèse, la connaissance des mécanismes de diffusion pouvant se produire dans un QCS est cruciale pour la compréhension de la dynamique des porteurs. Nous avons vu dans la section précédente 2.2 comment un électron pouvait passer de manière élastique d'une sous-bande à l'autre par effet tunnel résonnant. Dans cette partie, consacrée au champ magnétique nul, le modèle théorique utilisé pour calculer les différents temps de vie est présenté. L'effet du champ magnétique sera décrit plus loin à la section 2.5.

Le formalisme utilisé pour calculer les temps de vie repose sur la règle d'or de Fermi. Celle-ci indique que la probabilité de transition par unité de temps $\Gamma_{i \rightarrow f}$ (ou taux de diffusion) qu'un électron, sous l'effet d'un potentiel $V(\mathbf{r})$ diffuse d'un état initial $|\psi_i\rangle$ d'énergie E_i vers plusieurs états finals $|\psi_f\rangle$ d'énergies E_f est donnée par [61]

$$\Gamma_{i \rightarrow f} = \frac{1}{\tau_{i \rightarrow f}} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_f |\langle \psi_i | V(\mathbf{r}) | \psi_f \rangle|^2 \delta(E_f - E_i). \quad (2.23)$$

La conservation de l'énergie est assurée par le delta de Dirac. Les fonctions d'ondes sont connues dans le cadre de la fonction enveloppe [61] décrite section 2.1 et il ne reste donc plus qu'à exprimer le potentiel d'interaction qui intervient au cas par cas pour chaque mécanisme.

Le potentiel $V(\mathbf{r})$ peut représenter des mécanismes radiatifs (paragraphe 2.3.1) ou non-radiatifs (paragraphe 2.3.2). Les mécanismes non-radiatifs peuvent être élastiques ou inélastiques. Après avoir décrit l'émission et l'absorption inter-sous-bande, nous décrirons le seul mécanisme inélastique étudié, l'interaction électron-phonon. L'interaction avec les phonons LO intervient dans ce travail de thèse lors de l'étude des QCD où elle joue un rôle important, notamment dans la cascade puisque les niveaux sont séparés d'une énergie à peu près égale à celle du phonon LO dans le GaAs. Ce mécanisme est en effet très efficace. L'interaction avec les phonons LA sera traitée brièvement car ce mécanisme est négligeable dans les structures étudiées. Nous verrons ensuite comment calculer le temps de vie des électrons par diffusion sur la rugosité d'interface et sur les impuretés ionisées. De ces deux mécanismes élastiques, le premier est particulièrement important dans les QCS THz en GaAs. Le second, souvent négligeable dans les structures émettrices (les QCL par exemple), joue un rôle fondamental dans les QCD. Enfin, nous décrirons un effet à N -corps, l'inter-

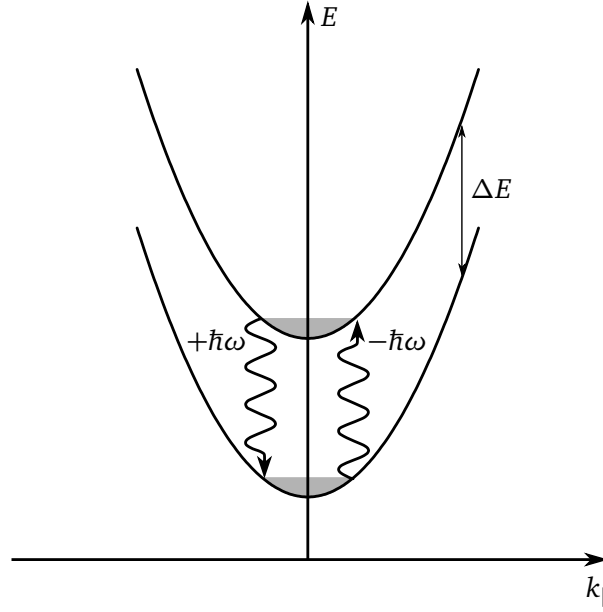


FIGURE 2.5 – Sous-bandes électroniques dans un puits quantique séparées de $\Delta E = E_f - E_i$. La partie grisée correspond à la population électronique de chaque sous-bande. Deux processus radiatifs sont possibles : l'émission inter-sous-bande d'énergie $\Delta E = \hbar\omega$ et l'absorption inter-sous-bande également d'énergie ΔE . Dans les deux cas la transition est verticale dans l'espace des \mathbf{k}_{\parallel} et l'onde électromagnétique est polarisée ε_z , perpendiculairement aux couches.

action électron-électron. Ce mécanisme, d'habitude peu important, s'est révélé incontournable dans l'étude du QCS pour l'émission cyclotron. Nous détaillerons donc particulièrement les paramètres pertinents le concernant.

2.3.1 Mécanismes radiatifs : transitions inter-sous-bandes

Considérons une onde électromagnétique caractérisée par une pulsation ω et un vecteur d'onde \mathbf{q} qui interagit avec un électron dans une sous-bande $|\psi_i\rangle$. Sous l'effet de cette interaction, une transition radiative (absorption ou émission) inter-sous bande vers un état $|\psi_f\rangle$ peut se produire, comme cela est représenté figure 2.5. On cherche ici à mettre en évidence les caractéristiques d'une telle transition. Nous supposons que l'onde est monochromatique et polarisée linéairement. Le champ électrique \mathbf{F} de cette onde peut donc s'écrire $\mathbf{F}(\mathbf{r}, t) = F \boldsymbol{\varepsilon} \cos(\omega t - \mathbf{q} \cdot \mathbf{r})$ où $\boldsymbol{\varepsilon}$ est le vecteur polarisation ($\boldsymbol{\varepsilon} \perp \mathbf{q}$). Dans une jauge où le potentiel électrostatique ϕ associé au champ électrique est nul, le potentiel vecteur \mathbf{A} est lié au champ électrique par $\mathbf{F} = -\partial \mathbf{A} / \partial t$ et vaut donc [61]

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{iF}{2\omega} \left[e^{i(\omega t - \mathbf{q} \cdot \mathbf{r})} - e^{-i(\omega t - \mathbf{q} \cdot \mathbf{r})} \right] \boldsymbol{\varepsilon}. \quad (2.24)$$

Le taux de diffusion radiatif entre $|\psi_i\rangle$ et $|\psi_f\rangle$ séparées d'une énergie $|E_f - E_i| = \hbar\omega$ est donné, en suivant l'équation (2.23), par

$$\frac{1}{\tau_{i \rightarrow f}^{\text{rad}}} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \psi_i | V_{\text{rad}} | \psi_f \rangle|^2 \delta(E_f - E_i \pm \hbar\omega), \quad (2.25)$$

où le signe \pm correspond à une émission (+) ou une absorption (-) et où le potentiel d'interaction sous l'action d'un champ électrique externe V_{rad} est donné par

$$V_{\text{rad}} = \frac{e}{2m^*} (\mathbf{A} \cdot \mathbf{p} + \mathbf{p} \cdot \mathbf{A}), \quad (2.26)$$

où \mathbf{A} est le potentiel vecteur et \mathbf{p} l'impulsion de l'électron. Expérimentalement, le vecteur d'onde du photon \mathbf{q} peut être négligé. En effet dans la gamme IR, l'amplitude de l'onde (longueur d'onde $\lambda = 2\pi/q \sim 10 \mu\text{m}$) varie sur des distances qui sont bien plus grandes que les dimensions d'origine électronique (épaisseur des puits quantiques $\sim 100 \text{Å}$). Cette approximation (approximation dipolaire électrique), dans laquelle \mathbf{A} et \mathbf{p} commutent, permet de réécrire l'équation (2.26) sous une forme simplifiée

$$V_{\text{rad}} = \frac{ieF}{2m^*\omega} \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{p}, \quad (2.27)$$

et la règle d'or de Fermi pour une transition radiative (équation 2.25) s'écrit donc :

$$\frac{1}{\tau_{i \rightarrow f}^{\text{rad}}} = \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{eF}{2m^*\omega} \right)^2 |\langle \psi_i | \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{p} | \psi_f \rangle|^2 \delta(E_f - E_i \pm \hbar\omega). \quad (2.28)$$

Les règles de sélection sont gouvernées par l'élément de matrice $\langle \psi_i | \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{p} | \psi_f \rangle$. Les fonctions d'ondes sont connues et valent (modèle de la fonction enveloppe, cf. l'équation (2.13)) $\psi_i = f_i(\mathbf{r})u_{n_i}(\mathbf{r})$ et $\psi_f = f_f(\mathbf{r})u_{n_f}(\mathbf{r})$ respectivement. On peut, en utilisant le fait que les fonctions enveloppes sont lentement variables à l'échelle d'une maille élémentaire démontrer que [61]

$$\langle \psi_i | \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{p} | \psi_f \rangle = \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \langle u_{n_i} | \mathbf{p} | u_{n_f} \rangle \int_{\Omega} f_i^* f_f d^3r + \langle u_{n_i} | u_{n_f} \rangle \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \int_{\Omega} f_i^* \mathbf{p} f_f d^3r, \quad (2.29)$$

où Ω est le volume de l'échantillon et $\langle u_{n_i} | \mathbf{p} | u_{n_f} \rangle = \int_{\Omega_0} u_{n_i}^*(\mathbf{r}) \mathbf{p} u_{n_f}(\mathbf{r}) d^3r$ avec Ω_0 le volume d'une maille élémentaire. Nous nous intéressons ici à des transitions inter-sous-bandes. On a donc $u_{n_i} = u_{n_f}$ (même sous-bande) et par conséquent le premier terme de l'équation (2.29) est nul puisque $\langle u_{n_i} | \mathbf{p} | u_{n_f} \rangle = 0$. Le deuxième terme, qui décrit les transitions inter-sous-bandes est constitué d'un intégrale de recouvrement des fonctions de Bloch qui vaut $\langle u_{n_i} | u_{n_f} \rangle = \delta_{n_i, n_f}$ et d'un élément de

matrice dipolaire portant sur les fonctions enveloppes. Utilisant l'équation (2.15), il vient

$$\langle \psi_i | \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{p} | \psi_f \rangle \propto \int_{\Omega} f_i^* \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{p} f_f d^3 r \quad (2.30)$$

$$= \frac{1}{S} \int_{\Omega} d^3 r \chi_i^*(z) e^{-i\mathbf{k}_{\parallel,i} \cdot \mathbf{r}_{\parallel}} (\varepsilon_x p_x + \varepsilon_y p_y + \varepsilon_z p_z) \chi_f(z) e^{i\mathbf{k}_{\parallel,f} \cdot \mathbf{r}_{\parallel}} \quad (2.31)$$

$$= (\varepsilon_x \hbar k_x + \varepsilon_y \hbar k_y) \delta_{n_i, n_f} \delta_{\mathbf{k}_{\parallel,i}, \mathbf{k}_{\parallel,f}} + \varepsilon_z \delta_{\mathbf{k}_{\parallel,i}, \mathbf{k}_{\parallel,f}} \int dz \chi_i^*(z) p_z \chi_f(z) \quad (2.32)$$

Le premier terme, proportionnel à ε_x et ε_y s'annule sauf si l'état final et initial sont identiques ($n_i = n_f$ et $\mathbf{k}_{\parallel,f} = \mathbf{k}_{\parallel,i}$ donc $\omega = 0$). Physiquement, cela signifie que l'émission ou l'absorption inter-sous bande de porteurs libres à 2D ne peut pas être traitée sans inclure des mécanismes de diffusion. Cela est dû à l'impossibilité de conserver simultanément l'énergie et la quantité de mouvement lors de l'émission ou de l'absorption d'un photon par un électron. Le terme qui détermine donc la polarisation de l'onde dans un modèle à une bande est

$$\langle \psi_i | \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{p} | \psi_f \rangle \propto \varepsilon_z \delta_{\mathbf{k}_{\parallel,i}, \mathbf{k}_{\parallel,f}} \int dz \chi_i^*(z) p_z \chi_f(z). \quad (2.33)$$

Ainsi, pour qu'une transition radiative inter-sous-bande soit possible, il faut que l'onde électromagnétique ait une polarisation ε_z . L'onde se propage dans la plan des couches avec un vecteur champ électrique parallèle à l'axe de croissance de la structure et est émise par la tranche de l'échantillon. Bien entendu, il faut aussi que le vecteur d'onde dans le plan soit conservé ($\mathbf{k}_{\parallel,f} = \mathbf{k}_{\parallel,i}$) autrement dit que la transition soit verticale dans l'espace des \mathbf{k}_{\parallel} comme on le voit figure 2.5.

2.3.2 Mécanismes non-radiatifs

Interaction électron-phonon LO

Dans cette section, le taux de diffusion dû à l'émission de phonons LO est étudié. Le schéma de ce mécanisme est illustré figure 2.6a pour l'émission de phonons LO et figure 2.6b pour l'absorption. L'hamiltonien d'interaction électron-phonon (hamiltonien de Fröhlich) entre un électron et un phonon LO de vecteur d'onde \mathbf{q} et d'énergie $\hbar\omega_{LO}$ est donné par [84]

$$V_{\text{Fröhlich}} = \sum_{\mathbf{q}} \alpha(\mathbf{q}) \left(e^{-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}} a_{\mathbf{q}}^{\dagger} + e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}} a_{\mathbf{q}} \right), \quad (2.34)$$

où $a_{\mathbf{q}}^{\dagger}$ est l'opérateur création pour un phonon dans le mode \mathbf{q} et où $|\alpha(\mathbf{q})|^2 = 2\pi\hbar\omega_{LO}e^2/\varepsilon_{\rho}\Omega q^2$ représente l'intensité du couplage électron-phonon LO (terme de Fröhlich) où Ω est le volume de l'échantillon. Les branches des phonons LO sont supposées sans dispersion (phonons monochromatiques) ce qui revient à négliger tout changement dans le spectre des phonons provenant de l'existence de l'hétérostructure. Nous ne décrivons ici que l'émission de phonons LO. Utilisant les équations (2.23) et (2.34), le taux de diffusion d'un état initial $|\psi_i\rangle = |i, \mathbf{k}_i\rangle$ à tous les états finals

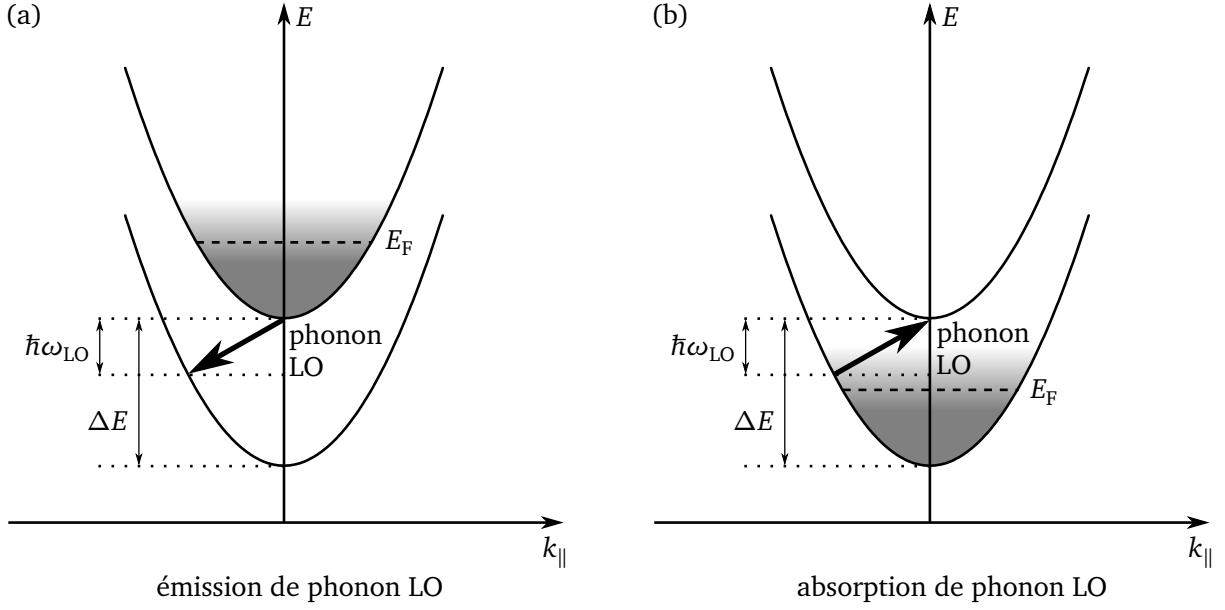


FIGURE 2.6 – Sous-bandes électroniques dans un puits quantique séparées de $\Delta E > \hbar\omega_{\text{LO}}$. La partie grisée correspond une distribution thermique de Fermi-Dirac des électrons et E_F est le niveau de Fermi. (a) Émission d'un phonon LO de la sous-bande supérieure vers la sous-bande inférieure. (b) Absorption d'un phonon LO de la sous-bande inférieure vers la sous-bande supérieure. L'interaction électron-phonon LO est inélastique et ne conserve pas k_{\parallel} . Dans le GaAs, $\hbar\omega_{\text{LO}} = 36 \text{ meV}$.

$|\psi_f\rangle = |f, \mathbf{k}_f\rangle$ dû à l'émission d'un phonon LO à $T = 0 \text{ K}$ est égal à

$$\frac{1}{\tau_{i \rightarrow f}^{\text{LO}}} = \frac{m^* e^2 \omega_{\text{LO}}}{2\hbar^2 \epsilon_\rho} \sum_f \int_0^{2\pi} d\theta \frac{I^{if}(Q)}{Q}, \quad (2.35)$$

avec $Q = \sqrt{k_i^2 + k_f^2 - 2k_i k_f \cos \theta}$ où

$$k_f^2 = k_i^2 + \frac{2m^*}{\hbar^2} (E_i - E_f - \hbar\omega_{\text{LO}}), \quad (2.36)$$

et $\epsilon_\rho^{-1} = \epsilon_\infty^{-1} - \epsilon_s^{-1}$. ϵ_∞ et ϵ_s sont respectivement la permittivité relative à haute fréquence et statique de l'hétérostructure. $I^{if}(Q)$ est défini par

$$I^{if}(Q) = \int dz \int dz' \chi_i(z) \chi_f(z) e^{-Q|z-z'|} \chi_i(z') \chi_f(z'), \quad (2.37)$$

qui vaut $\delta_{i,f}$ si $Q = 0$ et qui décroît comme Q^{-1} pour les grandes valeurs de Q .

Les expériences ne sont évidemment pas réalisées à température nulle. Puisque les phonons sont sans dispersion, l'effet de la température est pris en compte en multipliant l'équation (2.35) par

$(1 + n_{\text{LO}})$ où n_{LO} est la population thermique des phonons optiques :

$$n_{\text{LO}} = \left[\exp\left(\frac{\hbar\omega_{\text{LO}}}{k_{\text{B}}T}\right) - 1 \right]^{-1}. \quad (2.38)$$

Notons enfin que l'émission de phonons LO n'est possible que si la séparation en énergie des deux sous-bandes est supérieure ou égale à l'énergie d'un phonon LO : $|E_f - E_i| \geq \hbar\omega_{\text{LO}}$. Cette condition se visualise aisément figure 2.6. Dans le cas de l'absorption d'un phonon LO, il suffit de remplacer $-\hbar\omega_{\text{LO}}$ par $\hbar\omega_{\text{LO}}$ dans l'équation (2.36) et de multiplier l'équation (2.35) par n_{LO} .

Les mises en évidence expérimentales des phonons LO ont principalement été réalisées grâce à des expériences en champ magnétique. Nous discuterons donc ces résultats plus loin au paragraphe 2.5.2. Mentionnons seulement que ce mécanisme a été observé en émission dans les QCL MIR [71,76] ainsi que dans les QCD MIR [46]. L'absorption de phonons LO a elle été observée dans des études sur le courant noir dans des QCD [54]. Nous y reviendrons en détail au chapitre 4.

Interaction électron-phonon LA

Le taux de diffusion par émission de phonon longitudinal acoustique (LA) suit un calcul analogue à celui présenté pour les phonons LO. L'hamiltonien (2.34) reste valable mais avec $|\alpha(\mathbf{q})|^2 = c_0 \hbar\omega(\mathbf{q})/\Omega$. Le calcul est mené dans l'approximation du potentiel de déformation en considérant que les branches acoustiques sont isotropes (vitesse du son c_s). Les équations (2.23) et (2.34) conduisent à [84]

$$\frac{1}{\tau_{i \rightarrow f}^{\text{LA}}} = \frac{c_0}{4\pi^2 \hbar} \sum_{\mathbf{f}} \int_{-\infty}^{+\infty} dq_{\parallel} |f(q_{\parallel})|^2 \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{+\infty} dk_f k_f \hbar\omega (1 + n_{\text{LA}}) \times \delta \left[E_i - E_f - \hbar\omega + \left(\frac{\hbar^2}{2m^*} \right) (k_i^2 - k_f^2) \right], \quad (2.39)$$

où $\omega = c_s \sqrt{q_{\parallel}^2 + |\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f|^2}$, $c_0 = D^2/2\rho c_s^2$, et $f(q_{\parallel}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \chi_1(z) e^{-iq_{\parallel}z} \chi_f(z) dz$. D est le potentiel de déformation pour les électrons (8.6 eV), ρ la densité (5.3 g.cm⁻³) et c_s la vitesse longitudinale du son (3700 m.s⁻¹). n_{LA} est donnée par (2.38) où ω_{LO} est remplacé par ω .

Étant donné les énergies mises en jeu lors de l'émission ou de l'absorption de phonons LA dans le GaAs (~ 3 meV), ces mécanismes sont permis à la fois dans les QCS MIR et FIR. Cependant, plusieurs études ont montré que l'émission de phonons LA est inefficace à basse température. Dans la référence [84] le calcul a été mené dans un puits quantique de GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As en fonction de sa largeur L à $T = 0$ K. Le temps de vie entre le premier niveau excité du puits et le niveau fondamental (séparés en énergie de ΔE_{21}) varie de $\tau_{2 \rightarrow 1}^{\text{LA}} = 80$ ps pour $L = 80$ Å à 250 ps pour $L = 200$ Å. $\tau_{2 \rightarrow 1}^{\text{LA}}$ est deux ordres de grandeur supérieur au temps de vie calculé dans les mêmes conditions pour l'émission de phonon LO. Ce résultat a été corroboré par des travaux de Smet *et al.* [85] qui montrèrent également dans un puits quantique de GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As qu'à $T = 4.5$ K, $\tau_{2 \rightarrow 1}^{\text{LA}}$ varie de 60 ps pour $L = 60$ Å ($\Delta E_{21} = 140$ meV) à 400 ps pour $L = 300$ Å ($\Delta E_{21} = 16$ meV). À

$T = 77\text{ K}$, le mécanisme devient plus efficace puisque $\tau_{2 \rightarrow 1}^{\text{LA}}$ est situé entre 20 et 40 ps. Ce calcul a également été réalisé pour les 2 niveaux de la transition laser d'un QCL MIR [76]. Cette transition possède une énergie $\Delta E_{21} = 110\text{ meV}$. Dans ce cas $\tau_{2 \rightarrow 1}^{\text{LA}} = 100\text{ ps}$ ce qui est 20 fois plus grand que le temps de vie obtenu par diffusion sur la rugosité d'interface et 35 fois plus grand que le temps de vie obtenu par l'émission de phonon LO pour la même transition.

Comme nous le verrons dans le chapitre 4 sur les QCD, les mécanismes non radiatifs les plus efficaces dans nos structures sont de l'ordre de grandeur de la picoseconde (interaction électron-phonon LO) voire du dixième de picoseconde (interaction électron-impureté ionisées) quand le dopage est dans la région active. Nous sommes donc dans le même contexte que les études réalisées précédemment et par conséquent nous négligerons dans toute la suite de ce travail l'interaction électron-phonon LA.

Interaction électron-rugosité d'interface

Jusqu'à maintenant nous avons négligé la structure réelle des interfaces séparant les 2 matériaux (par exemple GaAs et AlGaAs) d'un QCS et nous avons décrit, dans le cadre de la fonction enveloppe, les interfaces comme des plans perpendiculaires à l'axe z . Cependant, cela reste une vue de l'esprit à l'échelle atomique et ce en dépit des progrès spectaculaires réalisés en épitaxie par jets moléculaires. Il n'est pas possible de passer d'un puits (GaAs) à une barrière (GaAlAs) de manière brutale sur une épaisseur d'une mono-couche atomique (2.83 \AA). Les interfaces ont donc des défauts, un matériau ayant des protubérances dans l'autre et *vice versa*. On parle alors de rugosité d'interface. Un électron va pouvoir diffuser sur celle-ci. Expérimentalement, Warwick *et al.* [86] ont montré que les propriétés de la luminescence d'un simple puits quantique de GaAs/AlGaAs mettaient en évidence une rugosité d'interface qui possède deux longueurs caractéristiques (rugosité d'interface « bimodale ») : une première sur une échelle de longueur plus grande que le diamètre d'un exciton (larges îlots atomiques) et une deuxième sur une échelle plus petite que le diamètre de l'exciton (micro-rugosité). Ce comportement a été confirmé par Oliveira *et al.* [87] qui ont étudié la relation entre la micro-rugosité d'interface et la largeur à mi-hauteur de spectres de photoluminescence pour un système à multi-puits quantique GaAs/AlGaAs.

Le modèle couramment utilisé [63] suppose que la hauteur de la rugosité d'interface au point $\mathbf{r} = (x, y)$ du plan d'interface a une fonction de corrélation gaussienne [88]

$$\langle F(\mathbf{r}) F(\mathbf{r}') \rangle = \Delta^2 \exp\left(-\frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2}{\Lambda^2}\right), \quad (2.40)$$

où Δ est la hauteur moyenne de la rugosité et Λ la longueur de corrélation. Ces paramètres caractérisent la qualité de l'interface. Le potentiel d'interaction $V_{\text{rugo}}(\mathbf{r})$ qui intervient dans la règle d'or de Fermi est [89]

$$V_{\text{rugo}}(\mathbf{r}) = \mathcal{V}_b \Delta \delta(z - z_0) F(\mathbf{r}), \quad (2.41)$$

où \mathcal{V}_b est la hauteur des barrières et z_0 la position des interfaces. En injectant (2.41) dans (2.23), il

vient [88, 90]

$$\frac{1}{\tau_{i \rightarrow f}^{\text{rugosité}}} = \frac{m^* \Delta^2 \Lambda^2 \chi_b^2}{\hbar^3} \sum_f \sum_{z_0} |\chi_i(z_0) \chi_f(z_0)|^2 \int_0^\pi d\theta \exp\left(-\frac{q^2 \Lambda^2}{4}\right), \quad (2.42)$$

avec $q^2 = k_i^2 + k_f^2 - 2k_i k_f \cos \theta$. La somme sur les z_0 prend en compte le fait qu'il y a plusieurs interfaces dans un QCS. Ce mécanisme est élastique et ne conserve pas \mathbf{k}_{\parallel} comme on peut le voir figure 2.7a.

Dans ce qui précède nous n'avons pas fait de différences entre les interfaces du type *top* (AlGaAs sur GaAs) et celles du type *bottom* (GaAs sur AlGaAs). Cependant, la croissance d'interface de type *top* est réputée meilleure que celle de type *bottom* [89, 91]. Néanmoins, nous avons utilisé, par souci de simplification, la même valeur de Λ et de Δ pour toutes les interfaces, d'où la factorisation par $\Delta^2 \Lambda^2$ dans (2.42). La rugosité d'interface est l'un des mécanismes les plus importants et les plus efficaces dans les QCS THz en GaAs/AlGaAs [75, 77]. Nous verrons qu'en réalité ce mécanisme n'est efficace que si la fonction d'onde présente une importante valeur aux interfaces à cause du terme $|\chi_i(z_0) \chi_f(z_0)|^2$ de l'équation (2.42). En particulier, pour un large puits, la rugosité peut ne pas être le mécanisme dominant. Cette étude sera menée dans le QCS THz pour l'émission cyclotron dans la partie 3.

Interaction électron-impuretés ionisées

Dans la plupart des QCS émetteurs, pour éviter la formation de charge d'espace, l'injecteur est dopé [20]. Dans les QCD, c'est la zone active (le puits où a lieu l'absorption des photons) qui est dopée. Ce dopage implique la présence d'impuretés ionisées. Le potentiel d'interaction électron-impuretés ionisées s'écrit [84]

$$V_{\text{imp}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i) = \frac{2\pi e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r S} \sum_{\mathbf{Q}_{\perp}} \frac{1}{Q_{\perp}} \exp\left[-Q_{\perp} |z - z_i| + i\mathbf{Q}_{\perp} \cdot (\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_i)\right], \quad (2.43)$$

où $S = L_x L_y$ est la surface de l'échantillon, $\mathbf{r}_i = (\boldsymbol{\rho}_i, z_i) = (x_i, y_i, z_i)$ est le vecteur position des impuretés, $\mathbf{r} = (\boldsymbol{\rho}, z) = (x, y, z)$ est le vecteur position de l'électron, ϵ_r est la constante diélectrique relative dans le GaAs et $\mathbf{Q}_{\perp} = (Q_x, Q_y, 0)$ est le vecteur d'onde de l'électron dans le plan perpendiculaire aux couches. En injectant (2.43) dans (2.23), le taux de diffusion s'écrit [84]

$$\frac{1}{\tau_{i \rightarrow f}^{\text{imp}}} = \frac{4\pi}{\hbar} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r}\right)^2 N_{\text{imp}_s} \frac{m^*}{\hbar^2 k_i} \sum_f \sum_{z_i} \int_0^{+\infty} dQ \frac{|\langle \chi_f | e^{-Q|z-z_i|} | \chi_i \rangle|^2}{Q^2 \sqrt{1 - \left[\frac{m^*}{\hbar^2 k_i Q} (E_i - E_f - \frac{\hbar^2 Q^2}{2m^*})\right]^2}}, \quad (2.44)$$

où N_{imp_s} est la densité surfacique d'impuretés. La somme sur les z_i prend en compte le fait qu'il y a généralement plusieurs plans atomiques dopés dans un QCS. Ainsi dans le QCD de $8 \mu\text{m}$ qui sera étudié au chapitre 4, tout un puits de 68 \AA est dopé ce qui représente environ 14 couches atomiques

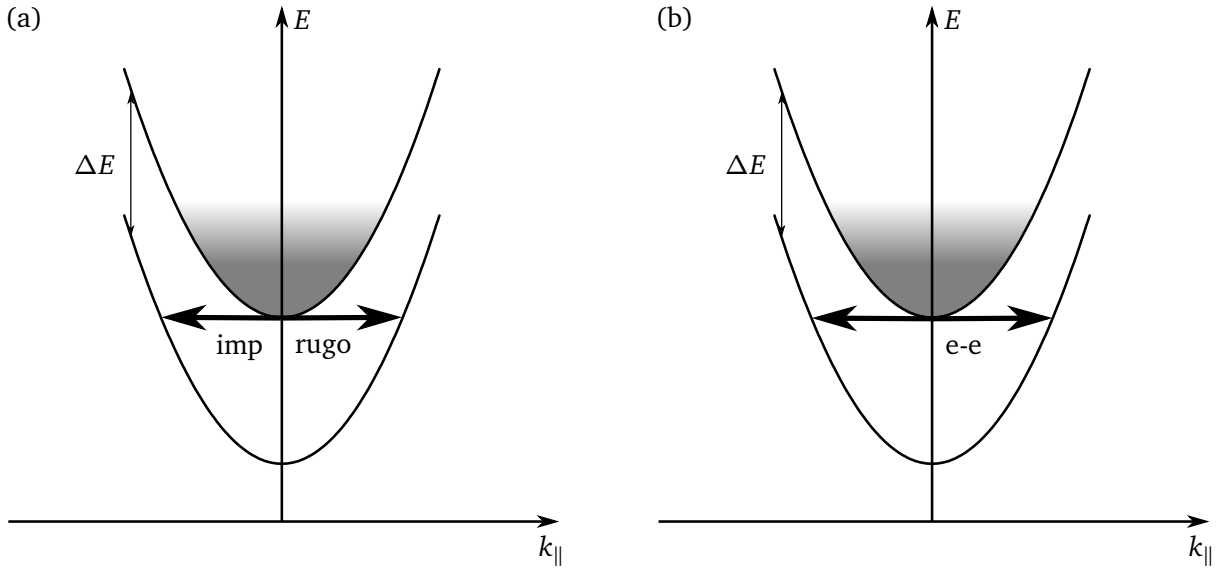


FIGURE 2.7 – Sous-bandes électroniques dans un puits quantique séparées de ΔE . La partie grisée correspond une distribution thermique de Fermi-Dirac des électrons. (a) Illustration de l’interaction électron-impuretés ionisées (imp) et électron-rugosité d’interface (rugo) pour un électron diffusant de la sous-bande supérieure vers la sous-bande inférieure. Ces mécanismes sont élastiques et ne conservent pas k_{\parallel} . (b) Illustration de l’interaction électron-électron (e-e) pour le processus $2, 2 \rightarrow 1, 1$ où 2 électrons de la sous-bande supérieure diffusent vers la sous-bande inférieure. Ce mécanisme est élastique et ne conserve pas k_{\parallel} .

($\sim 5 \text{ \AA}$ dans le GaAs). Ce mécanisme est élastique et ne conserve pas k_{\parallel} comme on peut le voir figure 2.7a.

Comme on le voit dans l’équation (2.44), le temps de vie dépend de la distance $|z - z_i|$ entre l’électron qui va diffuser et les impuretés. Cette dépendance implique que le taux de diffusion peut être dominant ou non selon le type de QCS. Ainsi, dans les QCL où la zone dopée est loin de la zone active où a lieu la transition laser, ce mécanisme est négligeable. Leuliet *et al.* [76] ont ainsi montré dans un QCL MIR dopé à $N_{\text{imp}_s} = 2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ et où la transition optique est séparée des couches dopées par $\sim 110 \text{ nm}$ que la diffusion sur les impuretés ionisées est complètement négligeable par rapport à la diffusion sur la rugosité d’interface ($\tau_{2 \rightarrow 1}^{\text{imp}} = 2.8 \times 10^5 \text{ ps} \gg \tau_{2 \rightarrow 1}^{\text{rugo}} = 5.26 \text{ ps}$). En revanche, nous verrons au chapitre 4 que dans le cas des QCD, où la zone active est dopée, ce mécanisme est loin d’être négligeable et devient même dominant.

Interaction électron-électron

L’interaction électron-électron est un processus élastique de diffusion entre deux particules chargées. Comme dans les cas des impuretés ionisées, le potentiel d’interaction est un potentiel coulombien mais cette fois ci entre deux électrons. À ce potentiel s’ajoute un écrantage dû à l’ensemble des autres électrons. Par conséquent, la diffusion électron-électron dépend de la densité de porteurs dans chaque sous-bande. Contrairement aux mécanismes précédents qui peuvent être décrits

par deux indices i et f , l'interaction électron-électron nécessite quatre indices i, j, f et g . Les deux premiers indices correspondent aux électrons dans la sous-bande initiale 2 alors que les deux derniers correspondent à ceux de la sous-bande finale 1. Dans la suite de ce paragraphe, un processus d'interaction électron-électron sera noté $i, j \rightarrow f, g$.

D'un point de vue théorique, le calcul du taux de diffusion par interaction électron-électron est bien plus complexe que celui des autres mécanismes décrits précédemment. En effet, outre le fait qu'il s'agit d'un problème à 2 corps, il est particulièrement délicat de prendre en compte l'effet dynamique de l'écrantage. Plusieurs modèles, de complexité croissante, ont été développés. Le modèle le plus simple est un modèle à un électron utilisant la règle d'or de Fermi et ne prenant pas en compte l'écrantage [92]. Un modèle plus raffiné, décrit par Hyldgaard *et al.* [93], prend en compte l'écrantage de manière phénoménologique tout en conservant l'approximation à un électron. Pour un traitement plus complet du problème et notamment de l'écrantage, il faut faire appel aux techniques plus sophistiquées de la physique à N -corps et en particulier à l'approximation de la phase aléatoire [94] (RPA pour *random-phase approximation* en anglais). Les premiers modèles développés dans le cadre de la RPA se sont limités à un écrantage statique [85, 95]. Ainsi, Smet *et al.* [85] ont calculé le taux de diffusion pour un simple puits quantique et pour des puits couplés. Il montrèrent que le processus de diffusion le plus efficace est le $2, 2 \rightarrow 1, 1$ où les deux électrons diffusent de la sous-bande 2 vers la sous-bande 1. Ce processus de diffusion est illustré figure 2.7b. Pour une séparation énergétique de $\Delta E_{21} = E_2 - E_1 = 10$ meV entre les deux sous-bandes et pour une densité électronique dans la sous-bande 2 de $1.4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ils calculèrent $\tau_{2,2 \rightarrow 1,1} \sim 20$ ps. Finalement, le modèle le plus abouti, initié par Lee *et al.* [96], est un formalisme uniquement basé sur la RPA et avec un écrantage dynamique [97]. Dans ce modèle, en posant $\hbar = 1$, le taux de diffusion d'un électron de la sous-bande 2 par le mécanisme $2, 2 \rightarrow 1, 1$ vaut [97]

$$\Gamma_{e-e} = \frac{1}{\tau_{2,2 \rightarrow 1,1}} = \left\langle -\frac{4}{\pi} \int \frac{d\mathbf{Q}}{(2\pi)^2} F(1, 2, \mathbf{Q}) \text{Im} \{ \gamma_{1212} \} \right\rangle, \quad (2.45)$$

où

$$F(1, 2, \mathbf{Q}) = n_B \left[\frac{\mathbf{k}^2}{2m^*} - \frac{(\mathbf{k} + \mathbf{Q})^2}{2m^*} + E_2 - E_1 \right] + n_F \left[\mu - E_1 - \frac{(\mathbf{k} + \mathbf{Q})^2}{2m^*} \right], \quad (2.46)$$

avec \mathbf{k} le vecteur d'onde dans le plan, μ le potentiel chimique, $n_B[x] = (e^{x\beta} - 1)^{-1}$ la distribution de Bose-Einstein et $n_F[x] = (e^{x\beta} + 1)^{-1}$ la distribution de Fermi-Dirac où $\beta = (k_B T)^{-1}$. La notation $\langle \rangle$ indique une moyenne sur tous les états de la sous-bande 2. La fonction d'interaction γ est calculée en inversant l'équation matricielle

$$C_{mm'll'} = \sum_n \sum_{n'} [E \delta_{mm'nn'} - \chi_{nn'}(\mathbf{Q}, \omega) C_{mm'nn'}] \gamma_{nn'll'}, \quad (2.47)$$

dans laquelle n, n', m, m', l et l' valent soit 1 soit 2. De manière explicite,

$$C_{mm'nn'} = \int dq v(q) W_{mm'}(q) W_{nn'}(q) - \frac{Q}{(2\pi e)^2} \int dq v(q) W_{mm'}(q) \int dq v(q) W_{nn'}(q), \quad (2.48)$$

$$W_{nn'}(q) = \int dz \cos(qz) \chi_{n'}^*(z) \chi_n(z), \quad (2.49)$$

où $v(q) = 4\pi e^2 / (q^2 + Q^2)$. La susceptibilité $\chi_{nn'}(\mathbf{Q}, \omega)$ de l'équation (2.47) est donnée par

$$\chi_{nn'}(\mathbf{Q}, \omega) = \frac{2m^* k_F}{E_F^{1/2} \pi^2} n_F \left[E_n + \frac{\mathbf{k}^2}{2m^*} \right] \sum_{s=-1}^1 \frac{s k_F}{2|\mathbf{Q}|} \int_0^\infty dk \frac{2\pi k}{\xi \exp(k^2 \beta E_F) + 1} \ln \left(\frac{k_s + k}{k_s - k} \right), \quad (2.50)$$

où

$$k_s = \frac{k_F}{2|\mathbf{Q}|} \left[\left(\frac{\mathbf{k}^2}{2m^*} - \frac{(\mathbf{k} + \mathbf{Q})^2}{2m^*} + E_n - E_n' \right) s + (\omega + i\delta) - s \left(\frac{|\mathbf{Q}|}{k_F} \right)^2 \right]. \quad (2.51)$$

Le vecteur d'onde de Fermi k_F et l'énergie de Fermi $E_F = k_F^2 / 2m^*$ sont calculés pour un gaz d'électrons de même densité surfacique à $T = 0$ K. Le facteur ξ est obtenu en imposant que

$$\frac{3T^{3/2}}{2} \int_0^\infty du \ln [1 + \xi \exp(-u^2)] = 1. \quad (2.52)$$

D'un point de vue expérimental, plusieurs travaux ont mis en évidence l'interaction électron-électron dans différentes structures. Hartig *et al.* [98, 99] étudièrent la population électronique du niveau 2 d'un large puits quantique de 210 Å avec une énergie de transition $\Delta E_{21} < \hbar\omega_{LO}$. Utilisant une expérience de type pompe-sonde à $T = 2$ K, ils montrèrent que la diffusion inter-sous-bande est dominée par l'interaction électron-électron. Faisant varier la densité de porteurs de 5×10^7 à $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, ils mirent en évidence 3 régimes. Pour une densité électronique inférieure à $1 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ le temps de vie d'un électron sur le niveau 2 est constant et vaut ~ 35 ps. Entre 1×10^9 et $2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ le temps de vie passe de 35 à 5 ps. Enfin, pour de plus hautes densités (supérieures à $2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$) le temps de vie remonte jusqu'à 40 ps. Hartig *et al.* montrèrent que ces résultats expérimentaux sont en accord avec des simulations Monte Carlo [100] et avec le calcul de l'élément de matrice pour le processus $2, 2 \rightarrow 1, 1$. Ces résultats furent confirmés par Rochat *et al.* [33, 101] dans un QCS basé sur une transition verticale à $88 \mu\text{m}$ ($\Delta E_{21} = 14.1 \text{ meV}$) dans un large puits quantique de 280 Å avec un injecteur dopé à $8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Ils démontrèrent par des mesures d'électroluminescence avec un FTIR qu'à basse température ($T = 5$ K) le taux de diffusion dominant est l'interaction électron-électron. Utilisant le formalisme simplifié d'Hyldgaard *et al.* [93] où le taux de diffusion est proportionnel à la densité d'électrons dans la sous-bande supérieure, ils calculèrent que $\tau_{2,2 \rightarrow 1,1} = 30$ ps pour un courant $I = 50$ mA et que $\tau_{2,2 \rightarrow 1,1} = 44$ ps pour $I = 20$ mA. Ils affirmèrent également qu'à plus haute température (80 K), le temps de vie est la combinaison de l'interaction électron-électron et de l'émission de phonons optiques.

Dans ce travail de thèse, l'interaction électron-électron a été calculée suivant (2.45) dans le QCS

TABLE 2.1 – Ordres de grandeur des différents mécanismes de diffusion.

Mécanisme	temps de vie
électron-photon	$1 - 10^3$ ns
électron-phonon LO	1 ps
électron-rugosité d'interface	1 – 20 ps
électron-impuretés ionisées	$10^{-2} - 10^5$ ps
électron-électron	1 – 10 ps

pour l'émission cyclotron et nous verrons au chapitre 3 que ce mécanisme est dominant.

Avant de passer à l'étude de l'application d'un champ magnétique à un QCS, les ordres de grandeurs des différents mécanismes vus dans cette section sont regroupés dans le tableau 2.1.

2.4 Effet du champ magnétique perpendiculaire sur un puits quantique

Dans cette partie, nous allons étudier les effets de l'application d'un champ magnétique statique perpendiculairement au plan des couches d'un QCS comme montré figure 2.8. Nous allons voir que les effets du champ magnétique sur le spectre en énergie des QCS sont spectaculaires et permettent de passer d'un système 2D à un système 0D. Avant de détailler les calculs, essayons de saisir la physique mise en jeu d'un point de vue qualitatif et intuitif. En physique classique, un électron de masse m_0 et de charge $-e$ dans un champ magnétique \mathbf{B} subit une force de Lorentz $\mathbf{F}_{\text{Lorentz}} = -e \mathbf{v} \times \mathbf{B}$. La résolution de l'équation de Newton $\mathbf{F}_{\text{Lorentz}} = m_0 d\mathbf{v}/dt$ montre que l'électron décrit un cercle de rayon $r_c = m_0 v / e B$, dans le plan perpendiculaire à \mathbf{B} et à la pulsation

$$\omega_c = \frac{eB}{m_0}, \quad (2.53)$$

appelée pulsation cyclotron. Supposons maintenant que r_c soit de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde de de Broglie λ_B . Comme nous l'avons vu à la section 2.1, il y a alors confinement quantique et l'énergie est quantifiée. Nous avons montré que dans un puits de potentiel, alors que macroscopiquement tout objet peut prendre un continuum de valeurs en énergie, en physique quantique seuls certaines énergies bien particulières (les niveaux du puits quantique) sont autorisées. De la même manière, en champ magnétique, au lieu d'avoir un continuum de rayons possibles comme dans le cas classique, seuls certains rayons bien définis seront autorisés. On parle alors de quantification de Landau [62, 102] et les états énergétiques autorisés sont appelés niveaux de Landau. Nous montrerons que leur énergie dépend de manière très simple de ω_c . Par ailleurs, comme nous l'avons vu précédemment au paragraphe 2.1.2, dans un QCS, les électrons sont libres dans le plan des couches (x, y) mais confinés dans la direction z . Par conséquent, le champ magnétique va per-

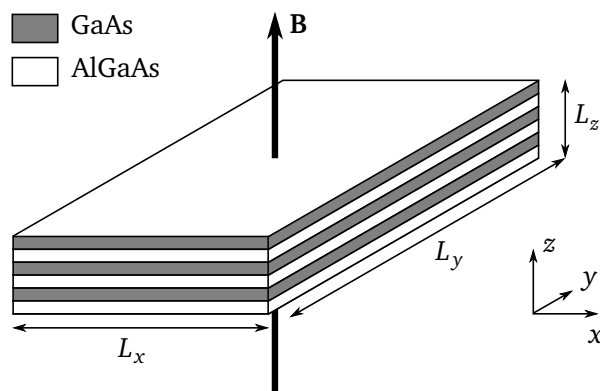


FIGURE 2.8 – Géométrie du dispositif : un champ magnétique uniforme et statique est appliqué perpendiculairement au plan des couches du QCS et donc parallèlement à l'axe de croissance z .

mettre de passer d'un système 2D à un système 0D. Le confinement dans la direction z est assuré par le puits quantique et il est assuré dans le plan (x, y) par le champ magnétique qui va confiner les électrons sur une orbite cyclotron de l'ordre de λ_B . Ce confinement dans les trois directions produit un système 0D comme pour un électron d'un atome. Nous allons maintenant voir comment mettre ce raisonnement intuitif en équation.

2.4.1 Quantification de Landau

Dans ce paragraphe nous allons traiter de manière quantique le mouvement d'un électron (masse effective m^* , charge $-e$) dans un système 2D soumis à un champ magnétique uniforme et statique orienté selon z , $\mathbf{B} = B\mathbf{e}_z$ en suivant la référence [61]. En mécanique classique, on peut montrer que l'hamiltonien d'une particule chargée dans un champ magnétique s'écrit

$$\mathcal{H} = \frac{(\mathbf{p} + e\mathbf{A})^2}{2m^*}, \quad (2.54)$$

où \mathbf{A} est le potentiel vecteur du champ magnétique. Cette procédure consiste à réaliser la transformation canonique $\mathbf{p} \rightarrow (\mathbf{p} + e\mathbf{A})$. Le potentiel vecteur est relié au champ magnétique par $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ et il n'est pas unique puisque la transformation de jauge $\mathbf{A}' = \mathbf{A} + \nabla\mathfrak{F}$ où \mathfrak{F} est une fonction scalaire arbitraire laisse le résultat physique invariant. Le problème traité ici se simplifie grandement en utilisant la jauge de Landau [62]

$$\mathbf{A} = [0, Bx, 0], \quad (2.55)$$

qui conduit bien à $\mathbf{B} = [0, 0, B]$. L'hamiltonien complet d'un électron dans un système 2D, soumis au champ \mathbf{B} et en tenant compte du spin est donné par

$$\mathcal{H} = \frac{(\mathbf{p} + e\mathbf{A})^2}{2m^*} + V(z) + g^* \mu_B \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}, \quad (2.56)$$

où $V(z)$ est le potentiel dû au QCS et qui confine l'électron selon z , g^* est le facteur de Landé effectif de l'électron ($g^* = 2$ pour un électron dans le vide et $g^* = -0.44$ dans GaAs), $\mu_B = e\hbar/2m_0$ est le magnéton de Bohr et σ le spin de l'électron. Dans ce qui suit, nous négligerons la partie de spin puisque celle ci n'intervient pas dans la suite de ce travail de thèse. En effet, même à la plus haute valeur expérimentale de B possible dans notre dispositif ($B = 17$ T), la différence énergétique entre 2 états de spin $|\Delta E| = g^* \mu_B B / 2 = 0.5$ meV ce qui est complètement négligeable par rapport à l'élargissement des niveaux de Landau comme nous le verrons plus loin [46]. En développant (2.56), et en négligeant le spin, il vient $\mathcal{H} = \mathcal{H}_{x,y} + \mathcal{H}_z$ avec

$$\mathcal{H}_{x,y} = \frac{(p_y + eBx)^2}{2m^*} + \frac{p_x^2}{2m^*} \quad (2.57a)$$

$$\mathcal{H}_z = \frac{p_z^2}{2m^*} + V(z). \quad (2.57b)$$

L'hamiltonien (2.57) est à variable séparée et par conséquent le mouvement selon z , gouverné par \mathcal{H}_z est découplé de celui dans le plan (x, y) qui lui est gouverné par $\mathcal{H}_{x,y}$. Pour bien comprendre la différence entre la présence et l'absence de champ magnétique, comparons les équations (2.8) et (2.57). Nous voyons que le mouvement dans la direction z sera le même avec ou sans champ. En revanche, la partie dans le plan (x, y) est différente. Si dans (2.8), les électrons sont libres dans le plan (x, y) , dans (2.57a) un terme avec B apparaît. Le mouvement dans le plan des couches sera donc modifié, comme on s'y attendait dans le raisonnement intuitif fait plus haut. Contrairement à (2.9), la fonction d'onde se factorise selon

$$\psi(\mathbf{r}) = \frac{e^{ik_y y}}{\sqrt{L_y}} \varphi_m(x) \chi_n(z). \quad (2.58)$$

où $\chi_n(z)$ est solution de $\mathcal{H}_z \chi_n(z) = E_n \chi_n(z)$ et $\Phi(x, y) = e^{ik_y y} \varphi_m(x) / \sqrt{L_y}$ est solution de

$$\mathcal{H}_{x,y} \Phi(x, y) = E_{x,y} \Phi(x, y). \quad (2.59)$$

De manière explicite, en développant $\mathcal{H}_{x,y} \Phi(x, y) = E_{x,y} \Phi(x, y)$, et en utilisant $\mathbf{p} = -i\hbar\nabla$, on trouve que φ_m est solution de

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dx^2} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*} + \frac{\hbar k_y e B x}{m^*} + \frac{e^2 B^2 x^2}{2m^*} \right) \varphi_m(x) = E_{x,y} \varphi_m(x). \quad (2.60)$$

En posant $\omega_c = eB/m^*$ la pulsation cyclotron et $x_0 = -\hbar k_y / eB$, il vient

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dx^2} + \frac{1}{2} m^* \omega_c (x - x_0) \right] \varphi_m(x) = E_{x,y} \varphi_m(x), \quad (2.61)$$

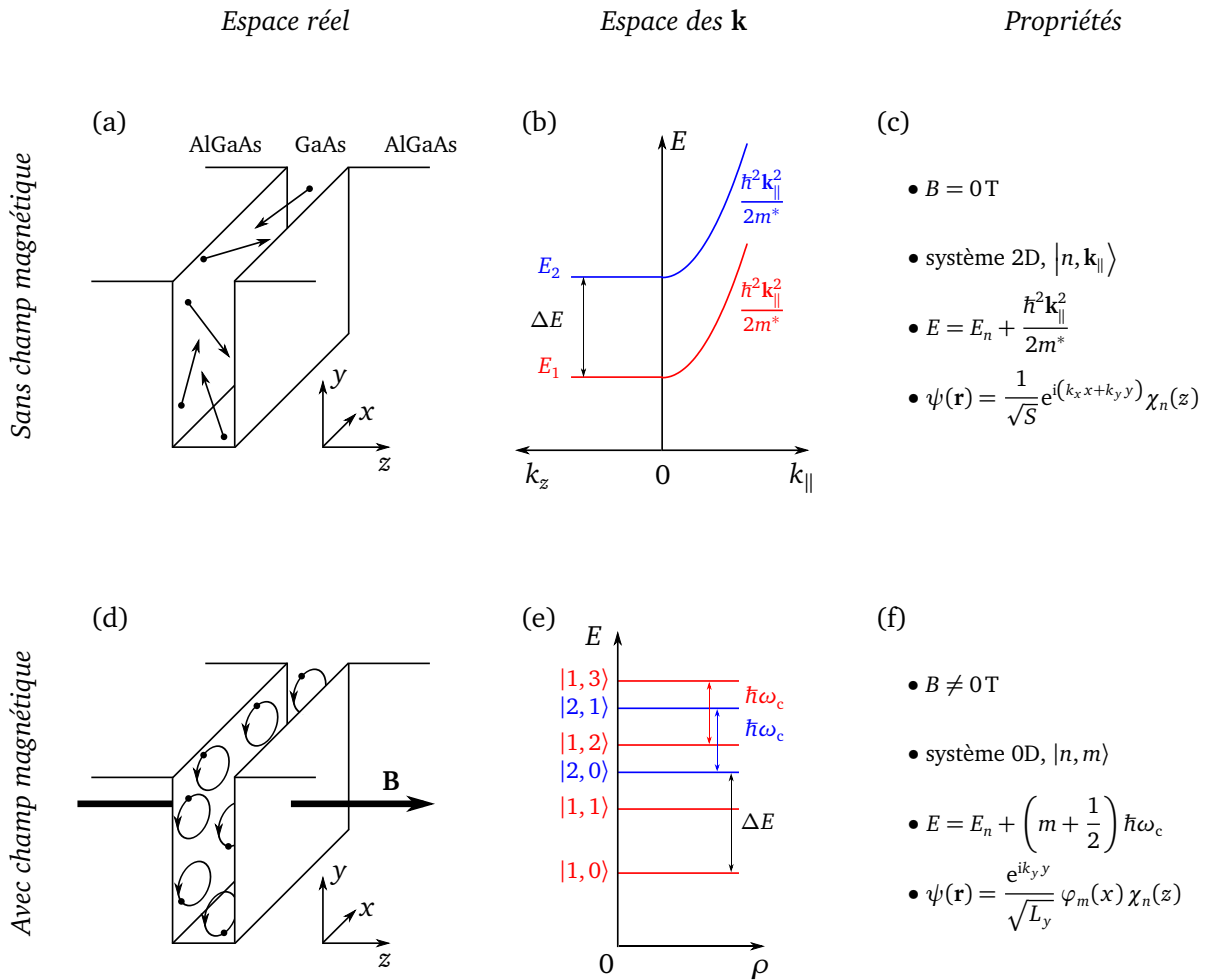


FIGURE 2.9 – Comparaison des propriétés électroniques d’un système 2D avec et sans champ magnétique. (a) Potentiel dû à l’hétérostructure et mouvement des électrons dans l’espace réel pour $B = 0\text{T}$. Les électrons sont libres dans le plan des couches et confinés selon z . (b) Énergie des électrons dans l’espace des \mathbf{k} pour $B = 0\text{T}$. (c) Principales propriétés du système pour $B = 0\text{T}$. (d) Potentiel dû à l’hétérostructure et mouvement des électrons dans l’espace réel pour $B \neq 0\text{T}$. Les électrons sont confinés dans les 3 directions. (e) Énergie des électrons dans l’espace des \mathbf{k} pour $B \neq 0\text{T}$. Contrairement au champ nul, il n’y a que des niveaux discrets, les niveaux de Landau équidistants en énergie de $\hbar\omega_c = \hbar eB/m^*$. (f) Principales propriétés du système pour $B \neq 0\text{T}$.

ce qui n'est rien d'autre que l'équation du mouvement d'un oscillateur harmonique de pulsation ω_c et de position d'équilibre

$$x_0 = -\frac{\hbar k_y}{eB} = -\ell_c^2 k_y, \quad (2.62)$$

où $\ell_c = \sqrt{\hbar/eB}$ est la longueur magnétique, qui n'est pas sans rappeler le rayon cyclotron r_c de la physique classique. D'ailleurs, le modèle de Bohr, en dépit de ses faiblesses, appliqué ici conduit à $r_c = \ell_c \sqrt{2m+1}$ où m est un entier. De même, x_0 correspond à l'abscisse x du centre du cercle en mécanique classique. Les valeurs propres de l'oscillateur harmonique sont indépendantes de k_y , sont équidistantes en énergie puisqu'elles sont séparées les unes des autres par $\hbar\omega_c$ et sont données par

$$E_{x,y} = E_m = \left(m + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_c \quad m \in \mathbb{N}. \quad (2.63)$$

Les fonctions d'ondes de l'oscillateur harmonique $\varphi_m(x)$ s'expriment en fonction des polynômes de Hermite centrées en x_0 :

$$\varphi_m(x) = \frac{1}{\sqrt{2^n n! \ell_c \sqrt{\pi}}} \exp\left[-\frac{(x-x_0)^2}{2\ell_c^2}\right] H_i\left(\frac{x-x_0}{\ell_c}\right), \quad (2.64)$$

où

$$H_i(X) = (-1)^i e^{x^2} \frac{d^i}{dx^i} \left(e^{-x^2}\right). \quad (2.65)$$

En résumé, les états propres de l'électron sont décrits par une échelle de niveaux de Landau, équidistants en énergie de $\hbar\omega_c$, chaque niveau de Landau d'indice m étant attaché à un état lié d'indice n du QCS à champ magnétique nul (niveaux liés d'un puits quantique). De plus chaque niveau est dégénéré par rapport à x_0 (ou k_y), le centre de la m^e fonction de l'oscillateur harmonique. Ainsi, en négligeant le spin, un état $|v\rangle$ est décrit par trois nombres

$$|v\rangle = |n, m, k_y\rangle, \quad (2.66)$$

et a une énergie

$$E_{n,m} = E_n + \left(m + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_c. \quad (2.67)$$

Dans la suite de cette thèse, sauf cas particulier, k_y ne sera pas noté dans la désignation d'un niveau de Landau et nous utiliserons la notation $|n, m\rangle$. L'ensemble des résultats importants ainsi que la comparaison avec et sans champ magnétique sont récapitulés figure 2.9.

Nous avons vu que les niveaux de Landau sont infiniment dégénérés puisque chaque « tranche » d'énergie $E \pm \hbar\omega_c/2$ à $B = 0$ T se retrouve dans un niveau de Landau d'énergie E_m . Cependant, le degré de dégénérescence devient fini si le mouvement dans le plan (x, y) est restreint à une aire large, mais finie, de dimension $S = L_x L_y$. Ceci est évidemment le cas dans la réalité. On peut

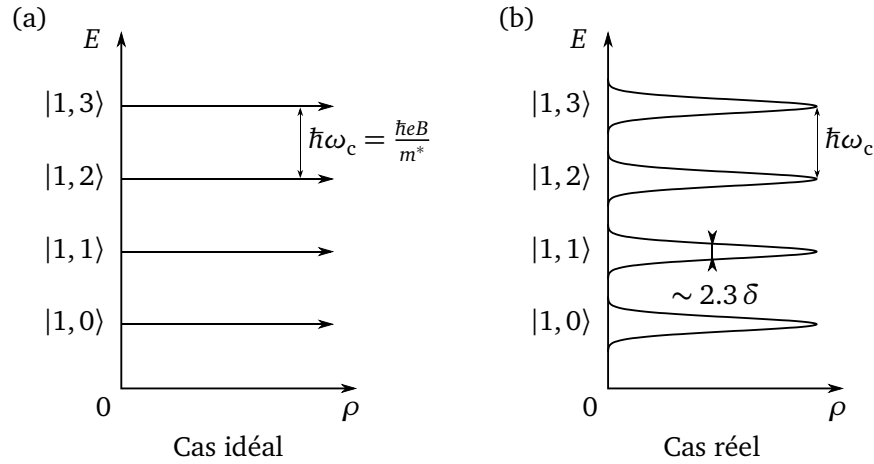


FIGURE 2.10 – Différence entre les niveaux de Landau idéaux et réels. (a) Densité d'états des niveaux de Landau idéaux (deltas de Dirac). (b) Densité d'états des niveaux de Landau réels, c'est à dire en prenant en compte le désordre et les imperfections. L'élargissement est modélisé par une gaussienne de paramètre δ . La largeur à mi-hauteur d'un niveau de Landau vaut $2\sqrt{2 \ln 2} \delta \sim 2.3 \delta$.

montrer que la dégénérescence d'un niveau de Landau, ζ , est donnée par [102]

$$\zeta = \frac{eBL_xL_y}{2\pi\hbar} = \frac{S}{2\pi\ell_c^2}. \quad (2.68)$$

Pour démontrer ce résultat il suffit :

- De prendre des conditions aux limites cycliques selon l'axe y . Ainsi chaque k_y est séparé de $2\pi/L_y$;
- D'imposer que le centre de chaque fonction de l'oscillateur harmonique soit dans le cristal : $0 < x_0 < L_x$.

Puisque les mouvements selon z et selon (x, y) sont découplés, nous pouvons décomposer la densité d'états totale en différentes contributions dues à chaque sous-bande n , $\rho(E) = \sum_n \rho_n(E)$, où $\rho_n(E)$ est donné, en incluant la dégénérescence, par [61]

$$\rho_n(E) = \zeta \sum_m \delta(E - E_{n,m}). \quad (2.69)$$

En champ magnétique, la densité d'états est nulle sauf pour certaines énergies discrètes $E_{n,m}$ où elle est infinie alors qu'à $B = 0$ T elle ne s'annule jamais et est en forme d'escalier comme le montre l'équation (2.11). La densité d'états des niveaux de Landau est représentée figure 2.10a. Cependant, le cas traité ci-dessus reste idéal. En effet, dans la réalité, la présence d'imperfections (impuretés, défauts d'interface, etc.) élargit la densité d'états et rend l'équation (2.69) caduque. On parle alors de niveaux de Landau élargis. Le delta de Dirac doit être remplacé par une autre fonction qui traduit cet élargissement. Outre un modèle simple développé par Ando *et al.* [103] et qui remplace le delta de Dirac par des semi-ellipses, un modèle empirique très répandu consiste à changer $\delta(E - E_{n,m})$

en une gaussienne de paramètre δ :

$$\delta(E - E_{n,m}) \rightarrow \frac{1}{\delta\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(E - E_{n,m})^2}{2\delta^2}\right]. \quad (2.70)$$

Cette approximation a été utilisée dans cette thèse pour prendre en compte l'élargissement des niveaux de Landau. Les gaps dans la densité d'états ne seront présents que si $\hbar\omega_c > 2\sqrt{2\ln 2}\delta \sim 2.3\delta$. La nouvelle densité d'états obtenue est représenté figure 2.10b. Notons enfin que certains auteurs, se basant sur l'approximation de Born auto-cohérente [103], utilisent $\delta \propto \sqrt{B}$. Nous n'avons pas utilisé cette formule dans ce travail. Dans cette partie, nous avons considéré que la masse effective était constante, ce qui revient à négliger la non-parabolicité. Le prochain paragraphe explique comment l'inclure dans le modèle.

2.4.2 Non-parabolicité et niveaux de Landau

L'approximation des bandes paraboliques n'est valide que pour les basses énergies proches du minimum de la bande de conduction. Au paragraphe 2.1.3, la non-parabolicité a été prise en compte via une masse effective $m^*(E, z)$ dépendant de l'énergie et dont l'expression est donnée par l'équation (2.20). L'application du champ magnétique modifie le spectre énergétique de l'électron qui suit alors l'équation (2.67) où la masse effective est prise en compte dans la pulsation cyclotron ω_c . Pour évaluer les effets de la non-parabolicité sur les niveaux de Landau, il suffit donc de coupler les équations (2.20) et (2.67) :

$$m^*(E) = m_0^* \left[1 + \frac{E_{n,m}(B)}{E_{\text{gap}}} \right] \quad (2.71)$$

$$E_{n,m}(B) = E_n + \left(m + \frac{1}{2} \right) \frac{\hbar e B}{m^*(E)}, \quad (2.72)$$

où l'équation (2.20) a été réécrite en utilisant les relations [83] $E_p = (m_0/m_0^*) [E_c - E_v(z)] = (m_0/m_0^*) E_{\text{gap}}$ et $E_{n,m}(B) = E - E_c$, où m_0^* est la masse effective dans le GaAs ($m_0^* = 0,067 m_0$), E_{gap} est l'énergie du gap et E_c est l'énergie du bas de la bande de conduction. Sous cette forme, l'équation (2.71) met clairement en évidence que la prise en compte de la non-parabolicité est nécessaire dès que l'énergie des électrons $E_{n,m}(B)$ n'est plus négligeable par rapport à l'énergie du gap. Après quelques calculs sans difficulté, la combinaison des équations (2.71) et (2.72) donne l'énergie des niveaux de Landau en prenant en compte la non-parabolicité [46, 72]

$$E_{n,m}(B) = \frac{E_n - E_{\text{gap}}}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{(E_{\text{gap}} - E_n)^2 + 4E_{\text{gap}} \left[E_n + \left(m + \frac{1}{2} \right) \frac{\hbar e B}{m_0^*} \right]}. \quad (2.73)$$

Le problème des effets de la non-parabolicité sur les niveaux d'énergie d'un puits quantique en champ magnétique a aussi été traité par Ekenberg [104] et son modèle donne des résultats très

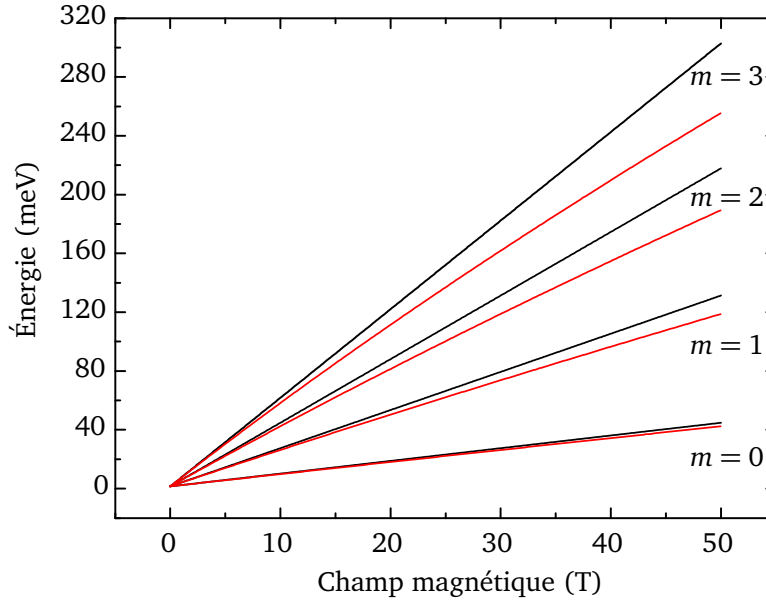


FIGURE 2.11 – Évolution des quatre premiers niveaux de Landau en fonction du champ magnétique sans prendre en compte la non-parabolicité (noir) et en la prenant en compte (rouge). Le trait noir est la représentation graphique de l'équation (2.67) et le trait rouge celle de l'équation (2.73) avec $E_n = 0$ meV, $E_{\text{gap}} = 1.519$ eV et $m_0^* = 0,067 m_0$ (valeurs pour le GaAs).

similaires pour nos gammes d'énergie en champ magnétique. L'évolution des niveaux de Landau sans non-parabolicité et avec la non-parabolicité est représentée figure 2.11. Sans la non-parabolicité les niveaux de Landau sont linéaires en B alors qu'ils ne le sont pas quand la non-parabolicité est incluse.

Dans ce travail de thèse, la non-parabolicité joue surtout un rôle dans les structures MIR (voir chapitre 4 sur les QCD) mais peut être négligée dans les structures THz étudiées. En effet dans le MIR les énergies mises en jeu entre les niveaux sont de l'ordre de quelques centaines de meV ce qui n'est plus négligeable puisque le gap du GaAs est de ~ 1.5 eV. Néanmoins il ne sera pas toujours nécessaire d'en tenir compte.

2.5 Transitions inter-niveaux de Landau

Cette partie est l'analogue de la section 2.3 mais en champ magnétique. Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.4.1, le champ magnétique modifie complètement le spectre énergétique des électrons et par conséquent influe sur les mécanismes de diffusion. En effet, la liberté des électrons dans le plan des couches étant supprimée, il ne peut y avoir maintenant que des transitions inter-niveaux de Landau. L'énergie des niveaux de Landau variant avec le champ magnétique les mécanismes de relaxation vont présenter un comportement caractéristique en champ magnétique. Cette technique expérimentale a été largement utilisée dans la littérature pour déterminer les mécanismes de diffusion complexes ayant lieu dans de nombreux QCS [34, 46, 54, 68–77]. Dans ce travail cet outil

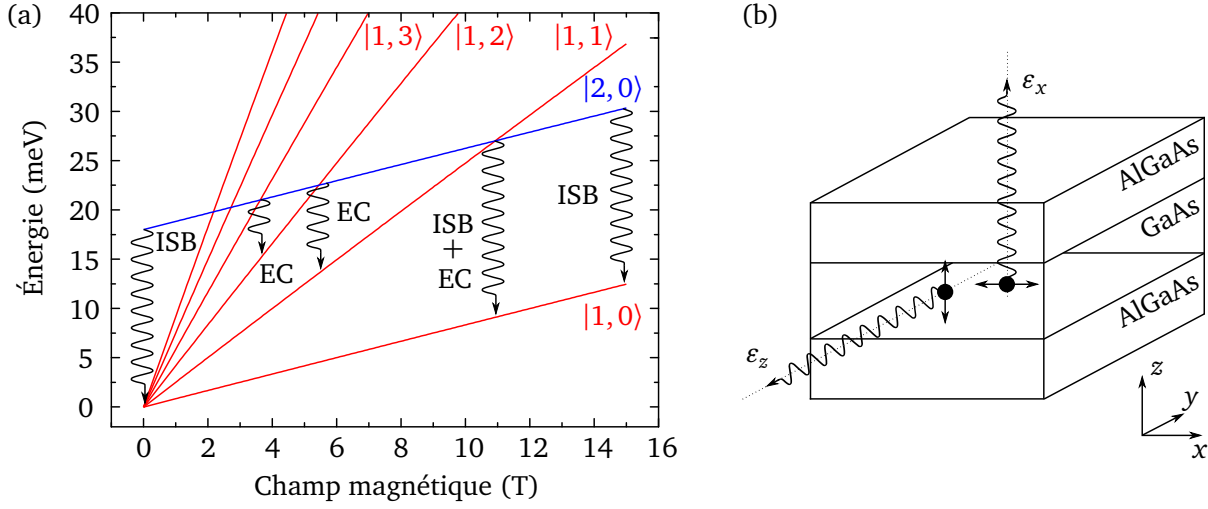


FIGURE 2.12 – (a) Évolution des niveaux de Landau $|1, m'\rangle$ et $|2, 0\rangle$ en fonction du champ magnétique. À champ magnétique nul, $E_2 - E_1 = 18$ meV. Pour l'émission inter-sous-bande (ISB) $|2, 0\rangle \rightarrow |1, 0\rangle$, l'onde électromagnétique est polarisée ε_z ($n' = 1, n = 2, m = m' = 0$). Pour l'émission cyclotron (EC) $|1, m\rangle \rightarrow |1, m - 1\rangle$, l'onde électromagnétique est polarisée ε_x ($n' = n = 1, m = m' + 1$). (b) Géométrie de l'émission. Une onde polarisée selon ε_z est émise par la tranche de l'échantillon alors qu'une onde polarisée selon ε_x est émise par la surface de l'échantillon.

spectroscopique a servi à mettre en évidence les effets de l'interaction électron-impuretés ionisées dans les QCD (chapitre 4). Outre ce formidable avantage, on peut tirer partie de cette variation des niveaux de Landau en fonction du champ magnétique dans le cadre de ce qu'on appelle l'ingénierie de niveau de Landau : en jouant sur les valeurs du champ magnétique il est possible de choisir les énergies des transitions. Cette ingénierie de niveau de Landau joue un rôle fondamental dans cette thèse puisque qu'elle est la base du QCS réalisé pour l'émission cyclotron (chapitre 3) dans le régime d'effet Hall quantique.

Comme à champ magnétique nul, nous commencerons par parler des mécanismes radiatifs (paragraphe 2.5.1) où nous présenterons l'émission cyclotron puis nous traiterons les mécanismes non-radiatifs (paragraphe 2.5.2).

2.5.1 Mécanisme radiatif : émission cyclotron

Comme au paragraphe 2.3.1 à champ magnétique nul, le taux de diffusion radiatif entre les états $\psi_i = f_i(\mathbf{r})u_{n_i}(\mathbf{r})$ et $\psi_f = f_f(\mathbf{r})u_{n_f}(\mathbf{r})$, séparés d'une énergie $|E_f - E_i| = \hbar\omega$ vaut

$$\frac{1}{\tau_{i \rightarrow f}^{\text{rad}}} = \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{eF}{2m^*\omega} \right)^2 \left| \langle \psi_i | \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{p} | \psi_f \rangle \right|^2 \delta(E_f - E_i \pm \hbar\omega), \quad (2.74)$$

où le signe \pm correspond à une émission (+) ou une absorption (−). Le seul effet du champ magnétique est le changement de la fonction enveloppe des fonctions d'ondes :

$$f_n(\mathbf{r}) = \frac{e^{i\mathbf{k}_\parallel \cdot \mathbf{r}_\parallel}}{\sqrt{S}} \chi_n(z) \quad \rightarrow \quad f_{n,m}(\mathbf{r}) = \frac{e^{ik_y y}}{\sqrt{L_y}} \varphi_m(x) \chi_n(z). \quad (2.75)$$

Dans ces conditions, en notant les nombres quantiques de la fonction d'onde initiale sans prime et ceux de la fonction d'onde finale avec prime, les équations (2.30) et (2.31) se réécrivent [46, 73]

$$\langle \psi_i | \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{p} | \psi_f \rangle \propto \int_{\Omega} f_i^* \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{p} f_f d^3 r \quad (2.76)$$

$$= \frac{1}{L_y} \int_{\Omega} d^3 r \varphi_m^*(x) \chi_n^*(z) e^{-ik_y \cdot y} (\varepsilon_x p_x + \varepsilon_y p_y + \varepsilon_z p_z) \varphi_{m'}(x) \chi_{n'}(z) e^{ik'_y \cdot y}, \quad (2.77)$$

ce qui développé conduit à

$$\begin{aligned} \langle \psi_i | \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{p} | \psi_f \rangle &\propto \varepsilon_x \int dx \varphi_m^*(x) p_x \varphi_{m'}(x) \underbrace{\frac{1}{L_y} \int dy e^{i(k'_y - k_y)y}}_{=\delta_{k_y, k'_y}} \underbrace{\int dz \chi_n^*(z) \chi_{n'}(z)}_{=\delta_{n, n'}} \\ &+ \varepsilon_y \underbrace{\int dx \varphi_m^*(x) \varphi_{m'}(x)}_{=\delta_{m, m'}} \underbrace{\frac{1}{L_y} \int dy e^{-ik_y \cdot y} p_y e^{ik'_y \cdot y}}_{=\hbar k_y \delta_{k_y, k'_y}} \underbrace{\int dz \chi_n^*(z) \chi_{n'}(z)}_{=\delta_{n, n'}} \\ &+ \varepsilon_z \underbrace{\int dx \varphi_m^*(x) \varphi_{m'}(x)}_{=\delta_{m, m'}} \underbrace{\frac{1}{L_y} \int dy e^{i(k'_y - k_y)y}}_{=\delta_{k_y, k'_y}} \int dz \chi_n^*(z) p_z \chi_{n'}(z), \end{aligned} \quad (2.78)$$

qui, utilisant la propriété des fonctions d'ondes de l'oscillateur harmonique [105]

$$\int dx \varphi_\ell^*(x) p_x \varphi_{\ell'}(x) = \langle \varphi_\ell | p_x | \varphi_{\ell'} \rangle = i\sqrt{\frac{m\hbar\omega}{2}} \left(\sqrt{\ell+1} \delta_{\ell, \ell'+1} - \sqrt{\ell} \delta_{\ell, \ell'-1} \right), \quad (2.79)$$

permet finalement de trouver que

$$\langle \psi_i | \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{p} | \psi_f \rangle \propto \underbrace{\varepsilon_x \delta_{m, m' \pm 1} \delta_{k_y, k'_y} \delta_{n, n'}}_{\substack{\text{polarisé } \varepsilon_x \\ \Delta m = \pm 1, n' = n \\ \text{émission cyclotron}}} + \varepsilon_y \hbar k_y \delta_{m, m'} \delta_{k_y, k'_y} \delta_{n, n'} + \varepsilon_z \underbrace{\delta_{m, m'} \delta_{k_y, k'_y}}_{\substack{\text{polarisé } \varepsilon_z \\ \Delta m = 0, n' \neq n \\ \text{inter-sous-bande}}} \int dz \chi_n^*(z) p_z \chi_{n'}(z). \quad (2.80)$$

Analysons le contenu physique de cette équation. Comme pour le premier terme de l'équation (2.32), le deuxième terme de l'équation (2.80) s'annule sauf si l'état final et l'état initial sont identiques. Il n'est donc pas pertinent pour déterminer la polarisation de l'onde émise. Les deux autres termes mettent en évidence deux comportements physiques possibles :

- Le terme $\varepsilon_z \delta_{m,m'} \delta_{k_y,k'_y} \int dz \chi_n^*(z) P_z \chi_{n'}(z)$ décrit la règle de sélection pour une transition inter-sous-bande. En effet, ce terme est nul sauf si $m = m'$ soit $\Delta m = 0$ (conservation de l'indice de Landau) ce qui n'est possible qu'en changeant de sous-bande ($n \rightarrow n'$). Comme à champ magnétique nul, l'onde doit avoir une polarisation ε_z . Elle se propage dans le plan des couches et est émise (ou absorbée) par la tranche de l'échantillon. Notons enfin que contrairement à (2.32), il n'y a plus conservation du vecteur d'onde dans le plan \mathbf{k}_{\parallel} puisqu'il n'y a plus invariance par translation dans le plan des couches. À la place, la règle de sélection porte sur la conservation de l'indice de Landau m : $\delta_{m,m'}$;
- Le terme $\varepsilon_x \delta_{m,m' \pm 1} \delta_{k_y,k'_y} \delta_{n,n'}$ décrit la règle de sélection pour une transition inter-niveau de Landau. On parle également d'émission ou d'absorption cyclotron. Ce terme est nul sauf si $m = m' \pm 1$ soit $\Delta m = \pm 1$ ce qui n'est possible qu'en restant dans la même sous-bande ($n = n'$). L'onde émise a une polarisation ε_x qui est dans le plan des couches. Elle se propage suivant l'axe de croissance z , perpendiculairement au plan des couches et est émise (ou absorbée) par la surface de l'échantillon.

Une autre différence importante entre ces deux ondes électromagnétiques est leur énergie. Le delta de Dirac impose que $E_f - E_i = \pm \hbar \omega$. D'après nos notations

$$\left. \begin{array}{l} E_i = E_n + \left(m + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_c \\ E_f = E_{n'} + \left(m' + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_c \end{array} \right\} \Rightarrow E_f - E_i = E_{n'} - E_n + (m' - m) \hbar \omega_c. \quad (2.81)$$

Appliquant l'équation (2.81) aux deux transitions radiatives possibles, il vient :

- Pour l'émission (absorption) inter-sous-bande, $m = m'$ et $n \neq n'$ donc $E_f - E_i = E_{n'} - E_n = \pm \hbar \omega$. L'énergie de l'onde électromagnétique émise (ou absorbée) est indépendante du champ magnétique. Sa valeur vaut celle de la transition radiative inter-sous-bande à champ magnétique nul ;
- Pour l'émission (absorption) cyclotron, $m = m' \pm 1$ et $n = n'$ donc $E_f - E_i = \pm \hbar \omega_c = \pm \hbar \omega$. L'énergie de l'onde électromagnétique émise (ou absorbée) dépend linéairement du champ magnétique B suivant $\hbar \omega_c = \hbar e B / m^*$.

Les différences entre l'émission inter-sous-bande et l'émission cyclotron sont rassemblées figure 2.12 et tableau 2.2. Un des buts de ce travail de thèse a été de mettre en évidence expérimentalement l'émission cyclotron dans un QCS en se basant sur l'ingénierie de niveau de Landau. L'émission cyclotron est en effet particulièrement intéressante d'un point de vue applicatif. Elle bénéficie à la fois d'une énergie accordable en champ magnétique et elle est émise par la surface ce qui lui confère un réel avantage pour la fabrication de matrices bidimensionnelles d'émetteurs avec une forte densité d'intégration comme pour les lasers à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL pour *vertical-cavity surface-emitting laser* en anglais). Les résultats obtenus seront présentés au chapitre 3.

TABLE 2.2 – Résumé des principales propriétés de l'émission inter-sous-bande et de l'émission cyclotron.

Propriété	Émission inter-sous-bande	Émission cyclotron
Indice de Landau m	$m = m'$ $\Delta m = 0$	$m = m' + 1$ $\Delta m = -1$
Indice de sous-bande n	$n = n'$	$n \neq n'$
Polarisation	ε_z	ε_x
Direction d'émission	tranche	surface
Énergie	$E_n - E_{n'}$ indépendant de B	$\hbar\omega_c$ linéaire en B

2.5.2 Mécanismes non-radiatifs

Nous allons maintenant discuter l'effet du champ magnétique sur chacun des mécanismes non-radiatifs vus en champ magnétique nul au paragraphe 2.3.2.

Effet tunnel résonnant

Nous avons vu section 2.2 qu'à champ magnétique nul, l'effet tunnel résonnant est un mécanisme élastique qui conserve le vecteur d'onde dans le plan \mathbf{k}_{\parallel} . Comme nous venons de l'expliquer pour la transition radiative inter-sous-bande, la conservation de \mathbf{k}_{\parallel} se traduit en champ magnétique par la conservation de l'indice de Landau m . L'effet tunnel résonnant ne sera donc possible en champ magnétique qu'entre niveaux de Landau ayant le même indice [106].

Diffusion inélastique : émission de phonon LO

Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.3.2, l'interaction électron-phonon est un phénomène très efficace à condition que l'énergie entre les niveaux où a lieu la transition inter-sous-bande soit supérieure à l'énergie du phonon, $\hbar\omega_{LO}$. Ceci est le cas dans la structure QCD $8 \mu\text{m}$ étudiée au chapitre 4 où $\Delta E = 155 \text{ meV} > \hbar\omega_{LO} = 36 \text{ meV}$. En champ magnétique, il n'y a plus possibilité d'opérer un changement de \mathbf{k}_{\parallel} et l'émission de phonon LO ne peut donc avoir lieu que dans des cas bien particuliers. Explicitement, si l'électron diffuse d'un état $|n, m\rangle$ d'énergie $E_i = E_n + (m + 1/2)\hbar\omega_c$ vers un état $|n', m'\rangle$ d'énergie $E_f = E_{n'} + (m' + 1/2)\hbar\omega_c$ en émettant un phonon LO, la conservation de l'énergie impose que $E_i - \hbar\omega_{LO} = E_f$ soit [107, 108]

$$E_n + \left(m + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c - \hbar\omega_{LO} = E_{n'} + \left(m' + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c. \quad (2.82)$$

Pour simplifier, la sous-bande supérieure n sera notée 2 et la sous-bande inférieure n' sera notée 1. De plus, nous supposons que l'électron diffuse du niveau de Landau fondamental de la sous-bande haute $|2, 0\rangle$ vers un autre niveau de Landau de la sous-bande basse $|1, m'\rangle$. Cette simplification prise en compte, l'équation (2.82) se réécrit

$$(E_2 - E_1) = \hbar\omega_{\text{LO}} + m'\hbar\omega_c. \quad (2.83)$$

Quand la condition de résonance précédente sur l'énergie est vérifiée, l'électron peut diffuser et émettre un phonon LO. On comprend donc que le temps de vie d'un électron sur le niveau $|2, 0\rangle$ va être modulé par le champ magnétique. La figure 2.13a représente l'évolution des niveaux de Landau en fonction du champ magnétique ainsi que les niveaux de Landau pour deux champs magnétiques différents, un hors résonance à la figure 2.13b et un à la résonance figure 2.13c.

Becker *et al.* [70] ont calculé le taux de diffusion d'un niveau de Landau $|n, m = 0, k_y\rangle$ vers les niveaux de Landau $|n', m', k'_y\rangle$ dû à l'émission d'un phonon LO ($n' < n$). Ce taux de diffusion vaut

$$\left\langle \frac{1}{\tau_{n,0,k_y}^{\text{LO}}} \right\rangle = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{m',k'_y} \left| \langle n, m = 0, k_y | V_{\text{Fröhlich}} | n', m', k'_y \rangle \right|^2 \times \frac{1}{\delta\sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(E_2 - E_1 - \hbar\omega_{\text{LO}} - m'\hbar\omega_c)^2}{2\delta^2} \right], \quad (2.84)$$

où $V_{\text{Fröhlich}}$ est le même qu'à l'équation (2.34), en champ magnétique nul. Notons que nous avons repris la notation des niveaux de Landau avec le k_y puisqu'il faut sommer sur tous les états possibles et qu'il y a une dégénérescence selon k_y . La notation valeur moyenne est une conséquence du modèle de l'élargissement inhomogène des niveaux de Landau [70]. Ce modèle considère que l'échantillon est constitué d'une zone de quelques puits (notée μ) répétée sur N périodes. Chaque zone μ diffère (aléatoirement) des autres par sa largeur. La réponse optique totale est donc la somme des contributions (somme sur N) de chacune de ces zones créant un élargissement inhomogène. Il résulte de ce modèle que le taux de diffusion doit être remplacé par un taux de diffusion moyen $\langle 1/\tau \rangle$ où la prise en compte des N taux de diffusion $1/\tau$ obtenus pour chaque échantillon microscopique μ est réalisée en remplaçant le delta de Dirac par une gaussienne de paramètre δ (voir également le paragraphe 2.4.2). Ce modèle sera utilisé dans la suite pour le calcul de tous les taux de diffusion excepté pour l'interaction électron-électron. En introduisant l'équation (2.34) dans l'équation (2.84), il vient

$$\left\langle \frac{1}{\tau_{n,0,k_y}^{\text{LO}}} \right\rangle = \frac{2\pi}{\hbar} (1 + n_{\text{LO}}) \frac{e^2 \hbar \omega_{\text{LO}}}{8\pi \epsilon_0} \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_s} \right) \int_0^\infty f(Q) S(Q) dQ, \quad (2.85)$$

où $f(Q)$ est le facteur de forme :

$$f(Q) = \iint dz dz' \chi_n^*(z) \chi_{n'}(z') \chi_n(z) \chi_n^*(z') \exp(-Q|z - z'|), \quad (2.86)$$

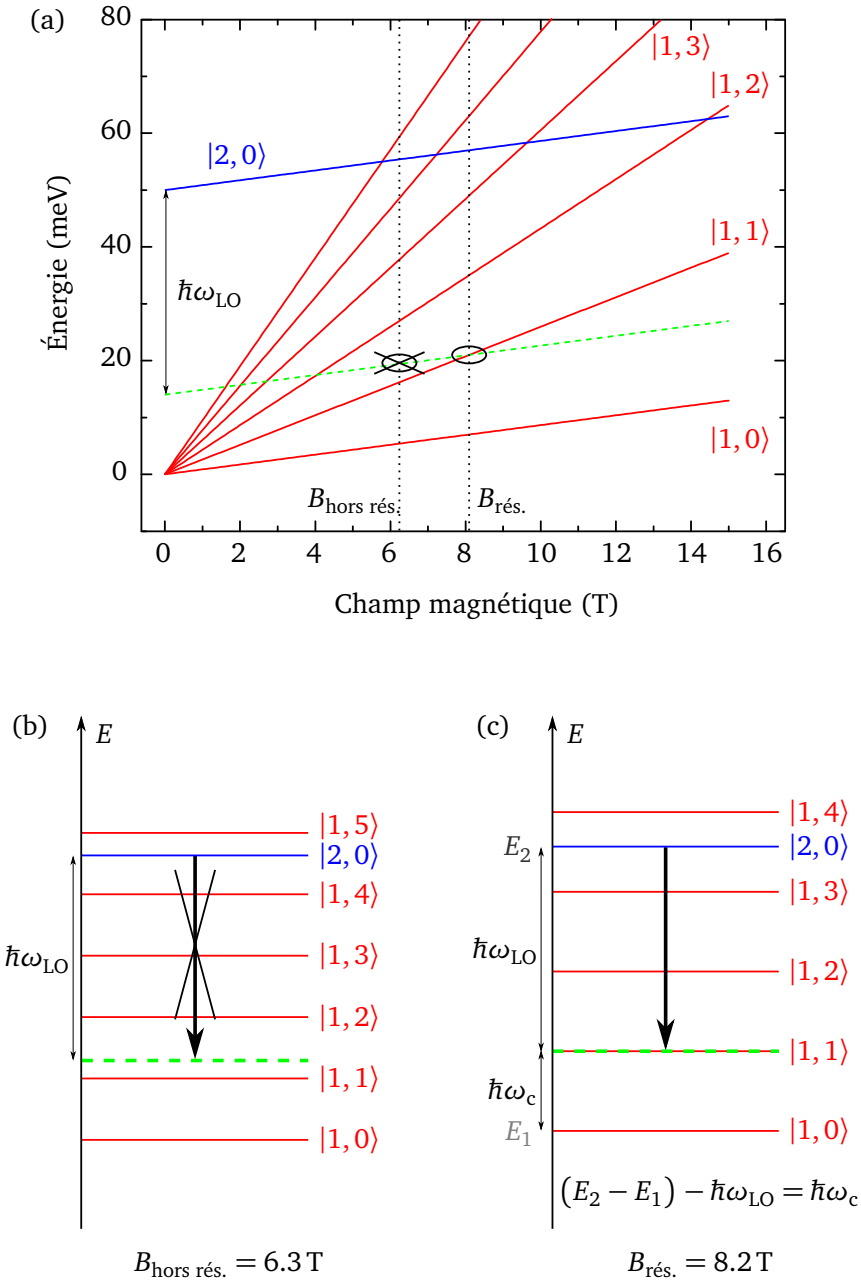


FIGURE 2.13 – (a) Évolution des niveaux de Landau $|1, m'\rangle$ en fonction du champ magnétique. À champ magnétique nul, $E_2 - E_1 = 50 \text{ meV}$. Le niveau virtuel $|2, 0\rangle - \hbar\omega_{LO}$ est représenté en vert. La position en énergie des niveaux de Landau à deux champs particuliers, $B_{\text{hors rés.}} = 6.3 \text{ T}$ et $B_{\text{rés.}} = 8.2 \text{ T}$, est représentée en (b) et (c) respectivement. (b) À $B_{\text{hors rés.}}$, le niveau de Landau virtuel $|2, 0\rangle - \hbar\omega_{LO}$ n'est pas résonnant avec un niveau $|1, m'\rangle$. La diffusion par émission de phonon LO n'est donc pas possible. (c) À $B_{\text{rés.}}$, le niveau de Landau virtuel $|2, 0\rangle - \hbar\omega_{LO}$ est résonnant avec le niveau $|1, 1\rangle$. La diffusion par émission de phonon LO est donc possible.

et $S(Q)$ est donné par

$$S(Q) = \frac{e^{-\ell_c^2 Q^2/2}}{\delta \sqrt{2\pi}} \sum_{m'} \frac{1}{m'!} \left(\frac{\ell_c^2 Q^2}{2} \right)^{m'} \exp \left[-\frac{(E_2 - E_1 - \hbar\omega_{LO} - m'\hbar\omega_c)^2}{2\delta^2} \right], \quad (2.87)$$

où $\mathbf{Q} = (q_x, q_y)$ est la composante dans le plan du vecteur d'onde 3D $\mathbf{q} = (\mathbf{Q}, q_z)$ qui définit chaque mode de phonon. Les autres grandeurs ont été définies précédemment aux paragraphes 2.3.2 et 2.4.1. Remarquons que le taux de diffusion est indépendant de k_y , ce qui rappelle l'invariance implicite dans le plan des couches des niveaux de Landau élargis.

Plusieurs études expérimentales ont mis en évidence l'interaction électron-phonon en champ magnétique. Smet *et al.* [108] l'identifièrent par des mesures de courant tunnel dans un double puits quantique. Smirnov *et al.* [69] interprétèrent les oscillations dans la tension d'un QCL à courant constant en fonction du champ magnétique comme la conséquence de l'interaction électron-phonon. Des mesures d'intensité lumineuse [76, 109, 110] en fonction du champ magnétique à courant constant ont également révélé l'efficacité de l'émission de phonons LO. Enfin, dans un QCL THz où l'énergie de la transition est inférieure à $\hbar\omega_{LO}$, Péré-Laperne *et al.* [77] démontrèrent la présence d'électrons chauds dans des niveaux excités de Landau par des mesures d'intensité laser à courant constant grâce à la variation périodique de l'interaction électron-phonon en champ magnétique.

Dans ce travail de thèse, le calcul du temps de vie par émission de phonons LO a uniquement été réalisé pour les QCD $8\mu\text{m}$ au chapitre 4. En effet, la séparation en énergie des niveaux de la cascade est de l'ordre de $\hbar\omega_{LO}$ et il est donc capital de réaliser ce calcul pour bien comprendre le fonctionnement d'un QCD. En revanche, dans le QCS pour l'étude de l'émission cyclotron, le calcul du taux de diffusion par émission de phonon LO ne s'est pas avéré nécessaire puisque l'énergie des niveaux est très inférieure à $\hbar\omega_{LO}$.

Diffusion élastique : rugosité d'interface

Comme nous l'avons vu au paragraphe sur l'effet tunnel résonnant en champ magnétique, le transfert d'électrons d'un niveau de Landau à l'autre n'est possible qu'en conservant l'indice de Landau m ($\Delta m = 0$). Il s'agit là d'un cas idéal. Dans la réalité, la présence de désordre (impuretés, rugosité d'interface, etc.) casse cette règle de sélection et il est donc possible, via un mécanisme de diffusion, de passer d'un niveau de Landau à un autre avec $\Delta m \neq 0$. Cette violation a été mise en évidence pour différents mécanismes élastiques dans des QCS THz en champ magnétique [34, 68, 111]. Parmi les mécanismes élastiques, la rugosité d'interface est, comme nous l'avons vu à champ magnétique nul, un des plus efficaces et des plus importants dans les QCS THz en GaAs/AlGaAs [75, 77].

De manière analogue à l'interaction avec les phonons LO et en gardant les mêmes notations que pour l'équation (2.82), la conservation de l'énergie impose que $E_i = E_f$ soit

$$E_n + \left(m + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_c = E_{n'} + \left(m' + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_c, \quad (2.88)$$

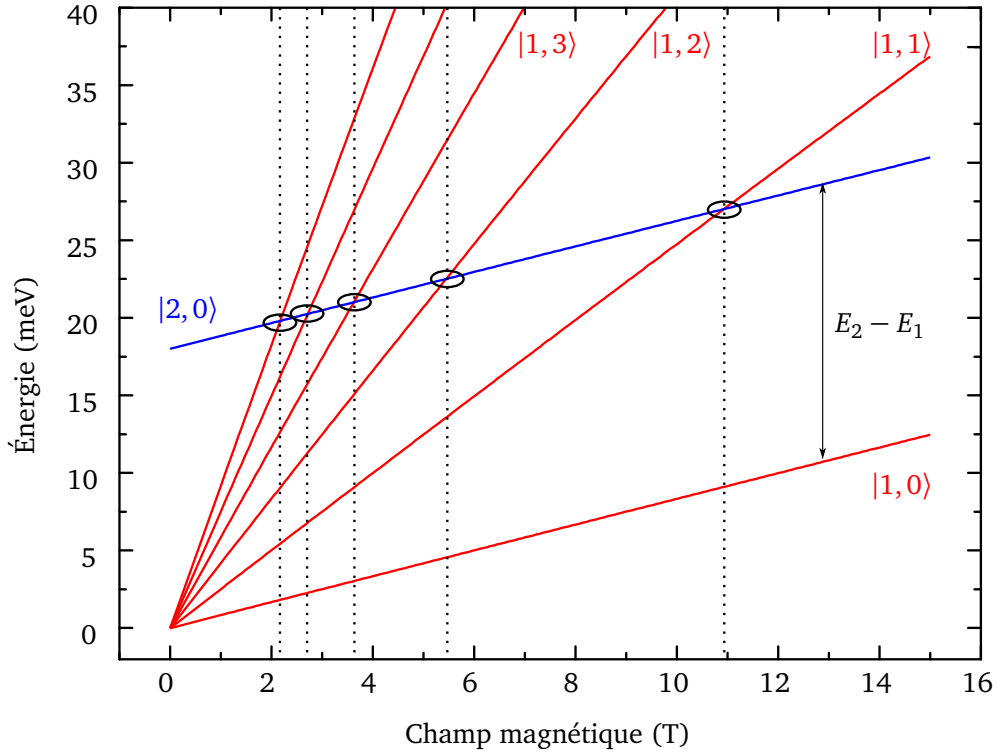


FIGURE 2.14 – Évolution des niveaux de Landau $|1, m'\rangle$ en fonction du champ magnétique. À champ magnétique nul, $E_2 - E_1 = 50$ meV. La condition de résonance (2.89) est vérifiée quand un niveau $|1, m'\rangle$ croise le niveau $|2, 0\rangle$. Les résonances sont indiquées par des ellipses.

ce qui, en supposant que l'électron diffuse de $|2, 0\rangle$ à $|1, m'\rangle$ se simplifie en

$$(E_2 - E_1) = m' \hbar \omega_c. \quad (2.89)$$

Cette condition de résonance est vérifiée dès que le niveau $|2, 0\rangle$ croise un des niveaux $|1, m'\rangle$. Ces résonances sont représentées sur la figure 2.14.

Étendant le formalisme développé à champ magnétique nul (paragraphe 2.3.2), Leuliet *et al.* [76] ont montré que le taux de diffusion en fonction de B pour un électron diffusant de l'état $|2, 0, 0\rangle$ à $|1, m', k'_y\rangle$ s'écrit

$$\left\langle \frac{1}{\tau_{|2,0\rangle \rightarrow |1,m'\rangle}^{\text{rugeo}} \right\rangle = \frac{\pi}{\hbar} \frac{1}{\delta \sqrt{2\pi}} \sum_{z_0} [F_{21}(z_0) \Lambda \Delta]^2 \sum_{m'} \frac{\ell_c^{2p}}{2^p \left(\frac{\Lambda^2}{4} + \frac{\ell_c^2}{2} \right)^{p+1}} \times \exp \left[-\frac{(E_2 - E_1 - m' \hbar \omega_c)^2}{2\delta^2} \right], \quad (2.90)$$

où $F_{21} = \mathcal{Y}_b \chi_2(z_0) \chi_1(z_0)$. Les autres grandeurs ont été définies précédemment aux paragraphes 2.3.2 et 2.4.1, notamment les deux paramètres importants caractérisant la rugosité d'interface, Λ

la longueur de corrélation et Δ la hauteur moyenne de la rugosité. Comme nous le verrons au chapitre 3, la rugosité d'interface peut être négligeable par rapport à l'interaction électron-électron dans un QCS THz à condition que le puits où a lieu la transition soit large.

Diffusion élastique : impuretés ionisées

Comme nous l'avons déjà vu au paragraphe 2.3.1, l'interaction électron-impuretés ionisées dépend grandement de la distance entre l'électron qui va diffuser et les impuretés. Ce mécanisme est négligeable dans les QCS émetteurs comme les QCL [76], mais est dominant dans les QCD où la zone active est dopée comme nous le verrons au chapitre 4. Pour bien comprendre le fonctionnement des QCD, il a été nécessaire de développer le calcul du taux de diffusion des électrons sur les impuretés ionisées en fonction du champ magnétique. Le développement de ce calcul et l'analyse qui en résulte faisant partie intégrante de ce travail de thèse (paragraphe 4.5.3), nous ne détaillons pas ici le formalisme nécessaire pour l'étude de cette interaction. Notons cependant que ce mécanisme est élastique et que la condition pour la conservation de l'énergie est la même que pour la rugosité d'interface à l'équation (2.89).

Diffusion élastique : interaction électron-électron

Le modèle couramment utilisé pour décrire l'interaction électron-électron en champ magnétique a été développé par Kempa *et al.* [112] et est basé, comme à champ magnétique nul sur l'approximation de la phase aléatoire (voir paragraphe 2.3.2). Ces travaux théoriques furent complétés par des expériences de magnéto-transport où Kempa *et al.* [113] validèrent leur modèle théorique en enregistrant le courant d'un QCS en fonction du champ magnétique. Dans la suite de ce paragraphe et de manière générale dès que l'interaction électron-électron sera traitée, un niveau de Landau arbitraire sera noté $|i, j\rangle$, i se référant à la sous-bande et j à l'indice de Landau. Dans cette section, nous considérons l'interaction entre 2 électrons pour le mécanisme dominant $2, 2 \rightarrow 1, 1$ c'est à dire qu'un électron diffuse du niveau $|2, k\rangle$ au niveau $|1, l\rangle$ et que l'autre électron diffuse du niveau $|2, m\rangle$ au niveau $|1, p\rangle$. Le taux de diffusion pour un électron appartenant au niveau $|2, k\rangle$ vers tous les niveaux de la sous-bande 1 et en considérant que les niveaux de départ sont pleins et les niveaux d'arrivée vides, vaut [112, 113]

$$\gamma_{e-e} = \frac{1}{\tau_{|2,k}^{e-e}} = \frac{4\pi}{\hbar} \sum_{l,m,p} |V_{kl,mp}|^2 \delta(E_{2,k} + E_{2,m} - E_{1,p} - E_{1,l}), \quad (2.91)$$

où

$$\begin{aligned} V_{kl,mp} = & \iint dx dx' \iint dz dz' \chi_2^*(z) \chi_2(z') \chi_1(z) \chi_1^*(z') \\ & \times \varphi_k[x - x(\beta_k)] \varphi_l[x' - x(\beta_l)] \varphi_m[x - x(\beta_m)] \varphi_p[x - x(\beta_p)] \\ & \times 2e^2 K_0 \left[(\beta_k - \beta_m) \sqrt{(x - x')^2 + (z - z')^2} \right] \delta(\beta_k + \beta_m - \beta_p - \beta_l), \quad (2.92) \end{aligned}$$

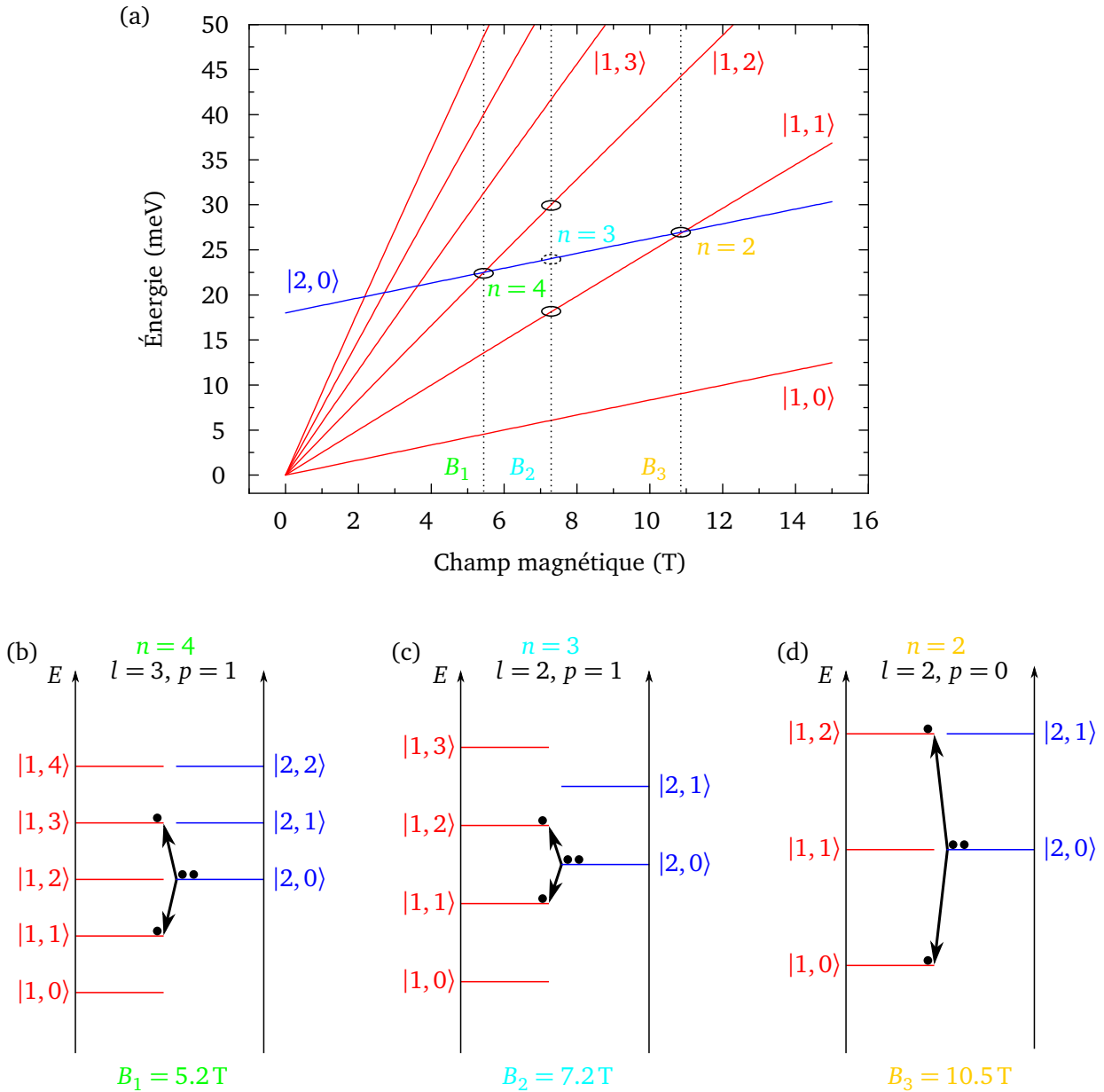


FIGURE 2.15 – (a) Évolution des niveaux de Landau $|1, m'\rangle$ en fonction du champ magnétique. À champ magnétique nul, $E_2 - E_1 = 18$ meV. (b) à (d) Structure électronique à différents champs magnétiques des niveaux de Landau $|2, 0\rangle$ et $|1, j\rangle$. Les flèches noires représentent le mécanisme de diffusion par interaction électron-électron. N'importe quel mécanisme élastique peut se produire à $B_1 = 5.2$ T et $B_3 = 10.5$ T pour des valeurs paires de n . En revanche, pour $n = 3$ à $B_2 = 7.2$ T, seule l'interaction électron-électron peut avoir lieu.

où

$$x(\beta) = \frac{\beta}{\kappa^2} \quad \text{avec} \quad \kappa = \sqrt{\frac{eB}{\hbar}} = \frac{1}{\ell_c} \quad (2.93)$$

$$K_0(x) = \int_0^{+\infty} \frac{\cos(xt)}{\sqrt{t^2 + 1}} dt \quad (\text{fonction modifiée de Bessel}) \quad (2.94)$$

$$E_{i,j} = E_i + \left(j + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_c \quad \text{avec} \quad i = 1 \text{ ou } 2, \quad (2.95)$$

et φ_i sont les fonctions d'ondes de l'oscillateur harmonique d'argument $x + x_0$ données à l'équation (2.64).

La conservation de l'énergie dans le delta de Dirac de (2.91) s'écrit

$$E_2 + \left(k + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_c + E_2 + \left(m + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_c = E_1 + \left(p + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_c + E_1 + \left(l + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_c, \quad (2.96)$$

soit, en posant $n = l - k + p - m$ [112],

$$(E_2 - E_1) = \frac{n}{2} \hbar\omega_c \quad \text{avec} \quad n \in \mathbb{N}. \quad (2.97)$$

Quelques champs magnétiques auxquels la condition (2.97) est vérifiée sont représentés figure 2.15. Le nombre entier n est largement utilisé pour caractériser l'interaction électron-électron [76, 114]. Il peut être pair ou impair. Pour simplifier, supposons que les 2 électrons diffusent depuis le niveau fondamental de la sous-bande supérieure $|2, 0\rangle$ donc que $k = m = 0$ et $n = l + p$. Si n est pair, le niveau $|2, 0\rangle$ est compris entre les niveaux $|1, j - 1\rangle$ et $|1, j + 1\rangle$ comme on peut le voir sur les figures 2.15b et 2.15d. Si n est impair le niveau $|2, 0\rangle$ est compris entre les niveaux $|1, j\rangle$ et $|1, j + 1\rangle$ ainsi qu'on peut le voir figure 2.15c. Comme nous aurons largement l'occasion d'y revenir au chapitre 3, le cas n impair n'est possible que pour l'interaction électron-électron alors que le cas n pair est valable avec n'importe quel mécanisme élastique notamment avec la rugosité d'interface (mais aussi avec les impuretés ionisées).

2.6 Conclusion

Ce chapitre nous a permis de présenter le formalisme nécessaire à l'étude des mécanismes de relaxation qui peuvent avoir lieu dans les QCS. Après avoir passé en revue la physique de base des QCS, nous avons décrit comment calculer le taux de diffusion des mécanismes radiatifs (émission ou absorption de photons) ou non-radiatifs (émission ou absorption de phonons LO, rugosité d'interface, impuretés ionisées et interaction électron-électron) à champ magnétique nul et sous un champ magnétique orienté perpendiculairement au plan des couches du QCS. Le tableau 2.3 récapitule les principales propriétés de ces différents mécanismes en champ magnétique.

Deux idées fondamentales sont à retenir. D'une part, le champ magnétique est un outil qui va permettre d'ajuster l'énergie des niveaux de Landau provenant de différentes sous-bandes afin

TABLE 2.3 – Résumé des principales propriétés des différents mécanismes de relaxation des QCS en champ magnétique.

Mécanisme	Type de diffusion	Paramètres ajustables dans la modélisation	Condition énergétique
électron-photon	inélastique	aucun	$E_f - E_i = \pm \hbar\omega$
électron-phonon LO	inélastique	δ élargissement des niveaux de Landau	$(E_2 - E_1) = \hbar\omega_{LO} + m'\hbar\omega_c$
électron-rugosité d'interface	élastique	Λ longueur de corrélation, Δ hauteur moyenne de la rugosité et δ	$(E_2 - E_1) = m'\hbar\omega_c$
électron-impuretés ionisées	élastique	N_{imps} concentration surfacique d'impuretés et δ	$(E_2 - E_1) = m'\hbar\omega_c$
électron-électron	élastique	n_e densité électronique et δ	$(E_2 - E_1) = \frac{n}{2} \hbar\omega_c$

de pouvoir favoriser tel ou tel mécanisme. Cette ingénierie de niveau de Landau est un concept au cœur de cette thèse puisque nous nous en sommes servis pour réaliser un QCS accordable en champ magnétique et qui émet par la surface (chapitre 3). D'autre part, le champ magnétique est un formidable outil spectroscopique. En effet, les différents mécanismes de relaxation ayant une signature bien particulière en champ magnétique, on peut se servir du champ magnétique comme d'un révélateur du comportement des électrons au sein des QCS. C'est ce deuxième aspect qui sera mis en œuvre et montrera toute sa puissance dans l'analyse des QCD au chapitre 4. Nous verrons qu'il nous a permis d'identifier clairement les phénomènes néfastes à un fonctionnement optimal des QCD.

Chapitre 3

Émission cyclotron dans une structure à cascade quantique THz

Sommaire

3.1 Introduction	65
3.2 Dispositif expérimental	66
3.2.1 Mesures électriques	67
3.2.2 Mesures optiques	70
3.3 Présentation de l'échantillon étudié	76
3.3.1 Propriétés électroniques	76
3.3.2 Propriétés géométriques	77
3.4 Modèle de transport dans un QCS : équation bilan	81
3.5 Émission cyclotron sur une structure ridge	82
3.5.1 Caractérisation à champ magnétique nul	82
3.5.2 Spectres en champ magnétique	89
3.5.3 Conclusion sur la structure ridge	95
3.6 Émission cyclotron sur une structure mesa	96
3.6.1 Caractérisation à champ magnétique nul	96
3.6.2 Mesures de magnéto-transport	98
3.6.3 Spectres en champ magnétique	103
3.6.4 Conclusion sur la structure mesa	108
3.7 Conclusion	108

3.1 Introduction

En 1960, bien avant l'avènement des diodes lasers, les semi-conducteurs immergés dans un champ magnétique statique furent proposés comme des candidats prometteurs pour réaliser des

oscillateurs et des amplificateurs quantiques [115]. Cette idée fut mise en œuvre expérimentalement dans les années 80 dans du germanium massif de haute pureté dopé avec des trous légers [116, 117]. Dans ces systèmes lasers, la combinaison de champs électriques et magnétiques intenses à des températures cryogéniques permet d'atteindre la gamme THz. Plus récemment, les lasers THz à semi-conducteurs furent démontrés en utilisant le concept de QCL [35, 39]. Tirant profit de l'ingénierie de structure de bandes et de l'utilisation d'optique guidée, un plus grand niveau de contrôle des propriétés spatiales et spectrales a été obtenu sur ces composants. Plus récemment encore, les lasers à rétroaction distribuée (DFB pour *distributed feedback* en anglais) [118], les composants à cristaux photoniques [119] et à cavité externes [120, 121] furent démontrés en utilisant la technologie des cascades quantiques. Cependant, pour un courant donné, ces lasers ont la propriété inhérente d'avoir leur position spectrale et leur gain fixés. Par conséquent, la réalisation d'un composant accordable en longueur d'onde nécessite des systèmes mécaniques. Dans ce chapitre, nous proposons de combiner l'ingénierie quantique d'un QCS avec un champ magnétique statique pour réaliser un composant électroluminescent accordable en fréquence et émettant par la surface.

Nous commencerons ce chapitre par une description du dispositif expérimental à la section 3.2. Nous expliquerons comment ont été réalisées les courbes de magnéto-transport et le montage expérimental utilisé pour enregistrer les spectres d'émission de l'échantillon que ce soit à champ magnétique nul ou en présence d'un champ magnétique. Cette description faite, nous présenterons à la section 3.3 l'échantillon qui a été utilisé. Deux composants ont été étudiés. Ils possèdent la même structure de bandes. En revanche, le processus technologique utilisé varie, deux géométries ayant été réalisées. La première est une géométrie en ridge (ruban en français : nous utilisons le terme anglais puisqu'il est utilisé au sein de la communauté) et la deuxième est une géométrie en mesa. Nous présenterons dans un premier temps la structure de bandes de l'échantillon au paragraphe 3.3.1 puis nous décrirons en détail chacune des deux géométries au paragraphe 3.3.2. Nous poursuivrons en exposant au paragraphe 3.4 un des modèles les plus simples pour modéliser le transport dans les QCS. Ce modèle, basé sur une équation bilan, sera très utile pour l'interprétation des expériences de magnéto-transport. Les résultats expérimentaux obtenus sur la géométrie ridge ainsi que leur interprétation seront présentés à la section 3.5. Nous verrons qu'en dépit des résultats très intéressants obtenus, cette géométrie n'est pas satisfaisante pour n'émettre que par la surface. Pour cette raison, la structure mesa sera présentée à la section 3.6. Nous verrons que les objectifs ont été là pleinement atteints.

3.2 Dispositif expérimental

Le montage expérimental utilisé au laboratoire permet de réaliser des mesures électriques et optiques dans l'IR en champ magnétique à des températures cryogéniques ($T < 120$ K). Une photographie du montage est montrée figure 3.1. Nous commencerons par décrire comment réaliser des mesures électriques en champ nul et en champ magnétique au paragraphe 3.2.1 puis nous verrons comment les coupler avec des expériences d'optique au paragraphe 3.2.2.

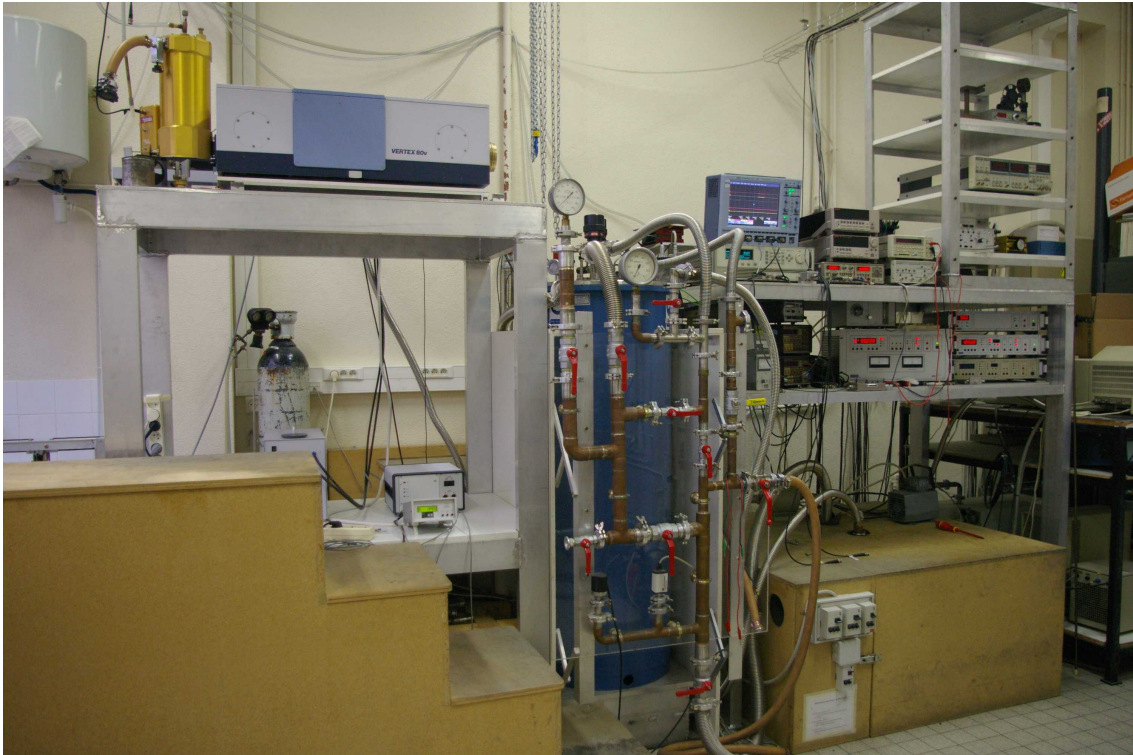


FIGURE 3.1 – Photographie de l'ensemble du dispositif expérimental. Chacun des éléments est détaillé dans les paragraphes 3.2.1 et 3.2.2.

3.2.1 Mesures électriques

L'élément central du dispositif expérimental est le cryostat et sa bobine supraconductrice. Il permet d'atteindre des températures cryogéniques tout en appliquant du champ magnétique. Le modèle utilisé au laboratoire est un cryostat d'Oxford Instruments dont une vue générale est représentée schématiquement figure 3.2a. La bobine supraconductrice est placée dans un bain d'He liquide à la température de 4.2 K. Le dewar contenant l'hélium a un volume de 85 L pour un volume utilisable d'He de 46 L et est séparé de l'extérieur par un vide d'isolement. Au centre du cryostat se trouve un insert à température variable (VTI pour *variable temperature insert* en anglais) permettant de faire varier la température entre 1.5 K en pompant sur l'He liquide et 200 K en chauffant de l'He gaz. Le système de chauffage est automatisé par un contrôleur de température ITC 503 d'Oxford Instruments (ITC pour *intelligent temperature controller* en anglais). Le VTI est séparé du bain d'He liquide par du vide et un pointeau permet l'arrivée d'He liquide depuis le bain. L'échantillon est placé au fond du VTI, au milieu de la bobine supraconductrice grâce à une canne munie d'un porte-échantillon. Outre le contrôle de la température, le VTI permet également d'isoler la canne du bain principal d'He. Afin que le QCS étudié ne soit pas directement en contact avec l'He du VTI, la canne porte-échantillon est isolée au moyen d'un étui qui est d'abord pompé sous un vide primaire puis rempli d'He gazeux sous une pression typique de quelques centaines de mbar. L'He gazeux sert de gaz d'échange et permet de thermaliser l'échantillon à la température voulue. Il est

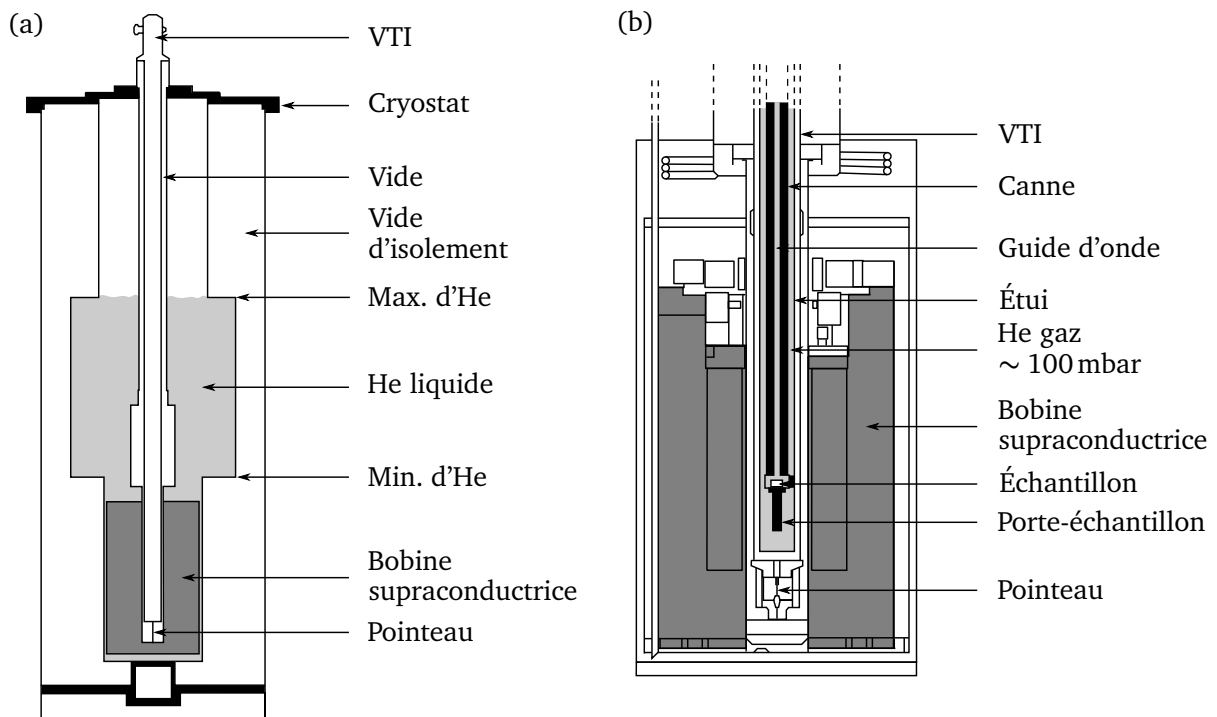


FIGURE 3.2 – (a) Schéma général du cryostat et de la bobine supraconductrice. L'ouverture du pointeau permet de faire passer de l'He du bain principal au VTI. Les niveaux minimum et maximum pour le remplissage d'He sont indiqués. (b) Zoom sur la bobine supraconductrice et sur le bas de la canne. L'échange thermique entre la canne et le VTI est réalisé depuis l'étui via un gaz d'échange (He) d'une pression d'environ 100 mbar.

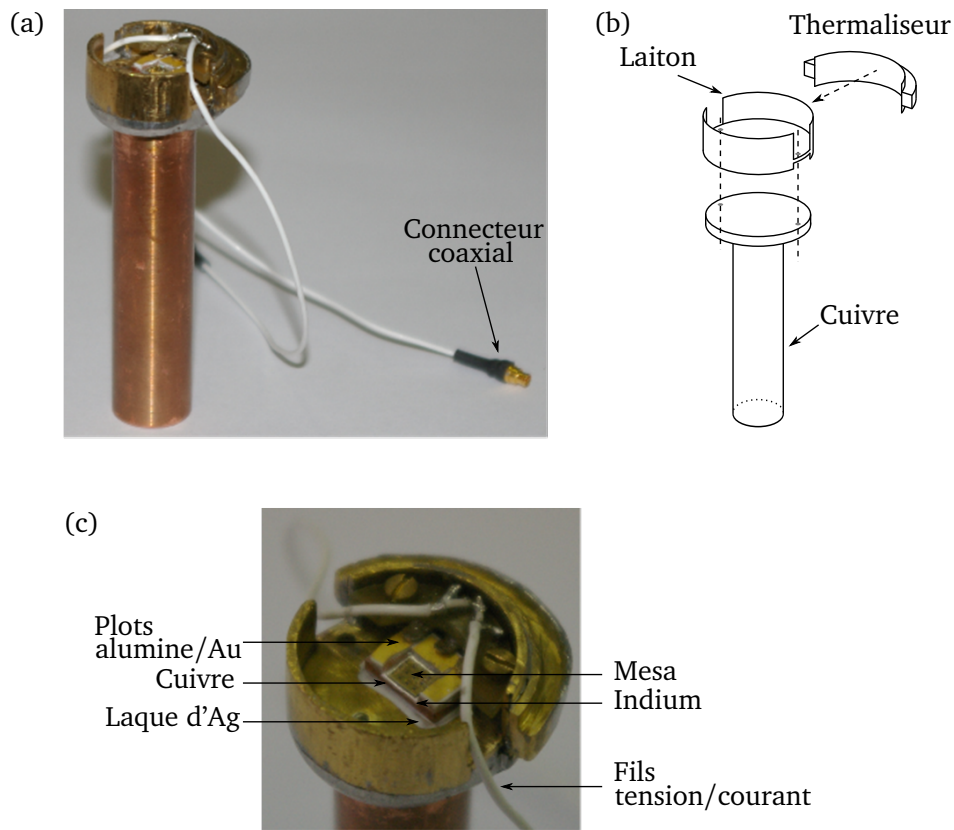


FIGURE 3.3 – (a) Photographie générale du porte-échantillon montrant les différentes parties qui le composent. Le connecteur coaxial permet de relier les fils du porte-échantillon à ceux de la canne. (b) Vue schématique du porte-échantillon montrant les différentes parties qui sont soudées entre elles. (c) Photographie de la tête du porte-échantillon montrant l'échantillon pour l'émission cyclotron en forme de mesa ainsi que les connexions électriques.

également possible de plonger directement la canne dans l'He du VTI sans étui. Nous verrons au paragraphe 3.5.1 que cette technique expérimentale s'est avérée nécessaire pour réduire efficacement la température de la structure ridge. La figure 3.2b schématise la configuration expérimentale au niveau de la bobine supraconductrice.

L'émission cyclotron étant émise par la surface, un porte-échantillon spécial a dû être fabriqué. Deux photographies et une vue schématique de ce porte-échantillon sont représentées figure 3.3. La conception du porte-échantillon a été un point crucial afin de bien thermaliser l'échantillon et d'éviter des problèmes thermiques. Nous verrons en effet au paragraphe 3.5.1 que de véritables progrès ont pu être accomplis sur la thermalisation en modifiant la géométrie du porte-échantillon. La version présentée ici est la plus aboutie. Le porte-échantillon est composé à sa base d'une pièce cylindrique en cuivre surmontée d'une pièce en laiton (figures 3.3a et b). Ces deux pièces sont soudées l'une à l'autre. Afin de faciliter l'échange thermique avec l'He du VTI, un thermaliseur, c'est-à-dire une pièce métallique en laiton, a été rajoutée pour réaliser l'équivalent d'un doigt froid. Dans ce cas en effet, le porte-échantillon touche directement l'étui favorisant ainsi l'échange thermique

puisque'il s'agit d'un contact métal-métal. Le thermaliseur est également soudé. Comme on le voit figure 3.3c, l'échantillon est monté sur une plaque de cuivre et collé grâce à une feuille d'indium. La plaque de cuivre est elle-même liée au porte-échantillon grâce à de la laque à l'argent ou à de la pâte thermique. Les connexions électriques sont réalisées par des micro-soudures (*bonding* en anglais) entre l'échantillon et des plots en alumine recouverts d'or. Les mesures électriques réalisées sont des mesures trois points, c'est-à-dire que la mesure du courant i et l'alimentation en tension v sont séparées, la masse étant commune. Les plots en céramique sont ensuite reliés via une pièce en bakélite de type circuit imprimé à des fils coaxiaux. Ces fils coaxiaux sont connectés à ceux de la canne grâce à des connecteurs coaxiaux (figure 3.3a) pour permettre au signal électrique de remonter ensuite toute la canne et de sortir en haut du cryostat pour être envoyé vers les appareils de mesure comme cela est schématisé figure 3.4. L'utilisation d'une canne munie uniquement de fils coaxiaux a été nécessaire pour diminuer au maximum le bruit électrique lié à diverses perturbations (électriques, thermiques, etc.) lors des mesures.

L'alimentation du QCS est réalisée grâce à un générateur d'impulsions Agilent 8114A (voir figure 3.4). Les impulsions générées peuvent être positives ou négatives la tension pouvant monter jusqu'à 100 V et le courant jusqu'à 2 A. La largeur des pulses w est ajustable et comprise entre 10 ns et 150 ms, le taux de répétition $\nu_{\text{rép}}$ pouvant aller jusqu'à 15 MHz. Les mesures de tension et de courant sont réalisées par un oscilloscope LeCroy WaveSurfer 424 de 200 MHz. Une des mesures typiques réalisée avec ce dispositif expérimental est la caractéristique électrique $i(v)$ d'un échantillon.

En ce qui concerne le champ magnétique, la bobine supraconductrice permet d'aller de 0 à 15 T en choisissant la vitesse de balayage. La vitesse maximale de montée est de 1 T/min et il est bien entendu possible de faire des mesures à un champ magnétique fixé. Une procédure particulière permet d'atteindre 17 T. L'alimentation et le contrôle de la bobine sont assurés par une source IPS 120-10 d'Oxford Instruments (IPS pour *intelligent superconducting magnet power supply* en anglais). Les mesures électriques en champ magnétique permettent d'enregistrer un paramètre comme le courant i ou la tension v en fonction du champ magnétique et ainsi de faire des mesures de magnéto-transport de type $i(B)$ ou $v(B)$.

3.2.2 Mesures optiques

Deux expériences principales peuvent être réalisées optiquement grâce au montage présent au laboratoire. La première est l'enregistrement de la puissance lumineuse totale (intégrée) en fonction d'un autre paramètre (champ magnétique, courant, tension, etc.). L'inconvénient d'une telle manipulation est qu'elle ne donne pas accès à la distribution spectrale du rayonnement émis par l'échantillon. C'est pour cela qu'une deuxième technique utilisant un interféromètre est nécessaire. Nous allons décrire successivement le montage expérimental nécessaire dans chacun de ces deux cas.

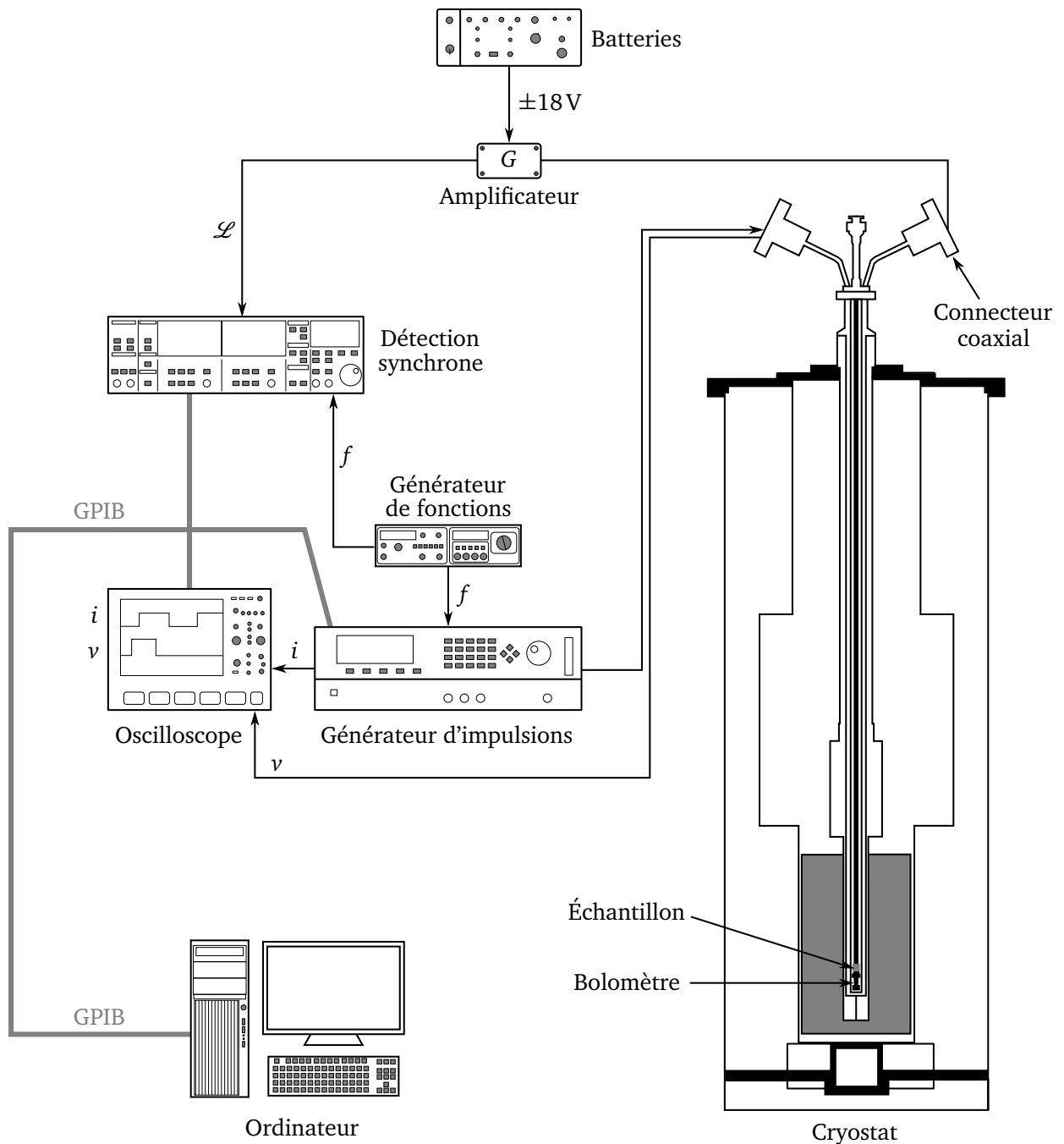


FIGURE 3.4 – Schéma du dispositif expérimental pour la mesure de la puissance lumineuse.

Puissance lumineuse

Le détecteur utilisé pour mesurer la puissance lumineuse \mathcal{L} , est un bolomètre en silicium composite. Un bolomètre mesure la quantité d'énergie électromagnétique qu'il reçoit en convertissant l'énergie de ce rayonnement en un signal électrique. Il est constitué de trois éléments [10]

- un élément sensible, généralement formé d'un cristal semi-conducteur (dans notre cas du silicium composite), qui s'échauffe en absorbant le rayonnement incident ;
- un thermomètre, généralement une thermorésistance pour mesurer l'évolution de température du cristal ;
- un pont thermique reliant le cristal à un radiateur permettant le refroidissement du cristal.

La performance d'un bolomètre est caractérisée par la puissance équivalente du bruit (NEP pour *noise equivalent power* en anglais) qui s'exprime en W/\sqrt{Hz} . Les bolomètres utilisés proviennent d'Infrared Laboratories et ont un NEP de $\sim 10^{-13} W/\sqrt{Hz}$. Le bolomètre est placé en bas de canne sous le porte-échantillon de manière à collecter directement le signal émis par l'échantillon comme cela est schématisé figure 3.4. Pour ce faire, il suffit de retourner le porte-échantillon représenté figure 3.3 et de déssouder la pièce cylindrique en cuivre. Le signal électrique du bolomètre remonte ensuite la canne via des fils coaxiaux puis est amplifié (le gain de l'amplificateur pouvant prendre 3 valeurs : $G = 200, 500$ ou 5000 et l'amplificateur étant alimenté par une batterie $\pm 18V$) avant d'être détecté grâce à un amplificateur à détection synchrone. La détection synchrone utilisée est le modèle SR830 de chez Stanford Research Systems. La figure 3.4 résume le principe d'une telle mesure. L'utilisation d'une détection synchrone oblige à surmoduler le QCS à une fréquence f de l'ordre de quelques centaines de Hz. La surmodulation est effectuée par un générateur de fonction HM8030-3 de chez Hameg Instruments. La détection synchrone permet (en théorie) de s'affranchir de tout bruit à une fréquence différente de celle utilisée pour la surmodulation. Avec ce montage, il est possible de réaliser des courbes du type $\mathcal{L}(B)$, $\mathcal{L}(i)$ ou $\mathcal{L}(v)$. Nous verrons par la suite que cette technique s'est avérée infructueuse pour enregistrer l'émission cyclotron.

Spectre d'émission

Le montage expérimental utilisé pour l'enregistrement d'un spectre d'émission est schématisé figures 3.5a et b. L'installation électrique est la même que pour l'enregistrement de la puissance lumineuse. En revanche, dans cette configuration, le rayonnement doit sortir du cryostat pour être analysé spectralement dans un interféromètre IR à transformée de Fourier (FTIR pour *Fourier transform infra-red spectrometer* en anglais). Comme nous l'avons déjà dit, l'émission cyclotron est émise par la surface et l'orientation du porte-échantillon permet que le signal lumineux soit directement émis vers le haut. L'intérieur de la canne est creux et sert de guide d'onde surdimensionné pour transmettre la lumière jusqu'en haut de la canne. Une fois sorti de la canne porte-échantillon, le rayonnement est guidé par un miroir parabolique vers le FTIR où le signal est focalisé grâce à une lentille convergente en picarin (plastique transparent dans l'IR d'indice de réfraction $n = 1.52$) de focale 20 cm. La lumière, initialement parallèle à la sortie du miroir parabolique est donc focalisée

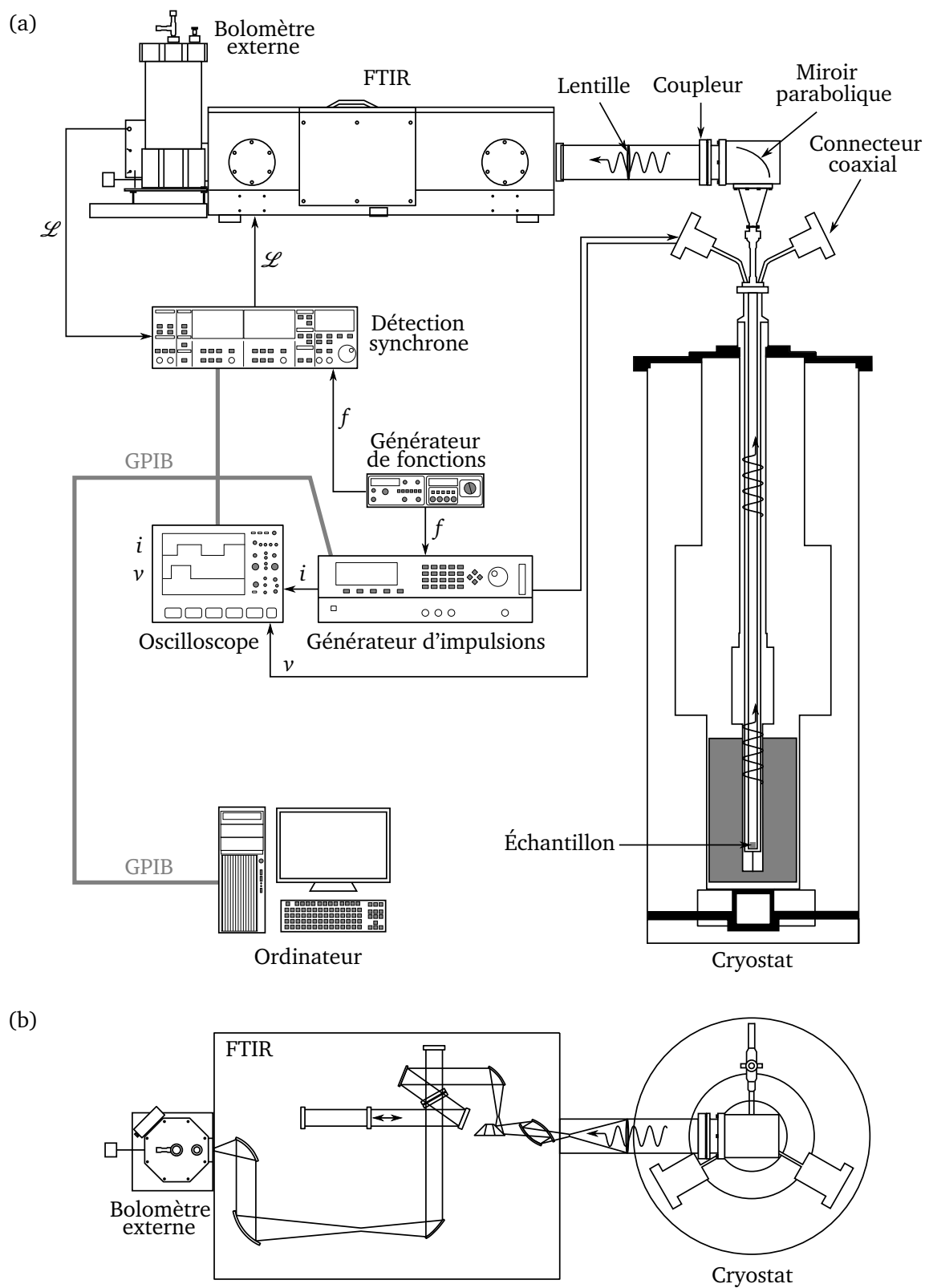


FIGURE 3.5 – Schéma du dispositif expérimental pour la mesure d'un spectre d'émission. (a) Vue de profil. (b) Vue de dessus.

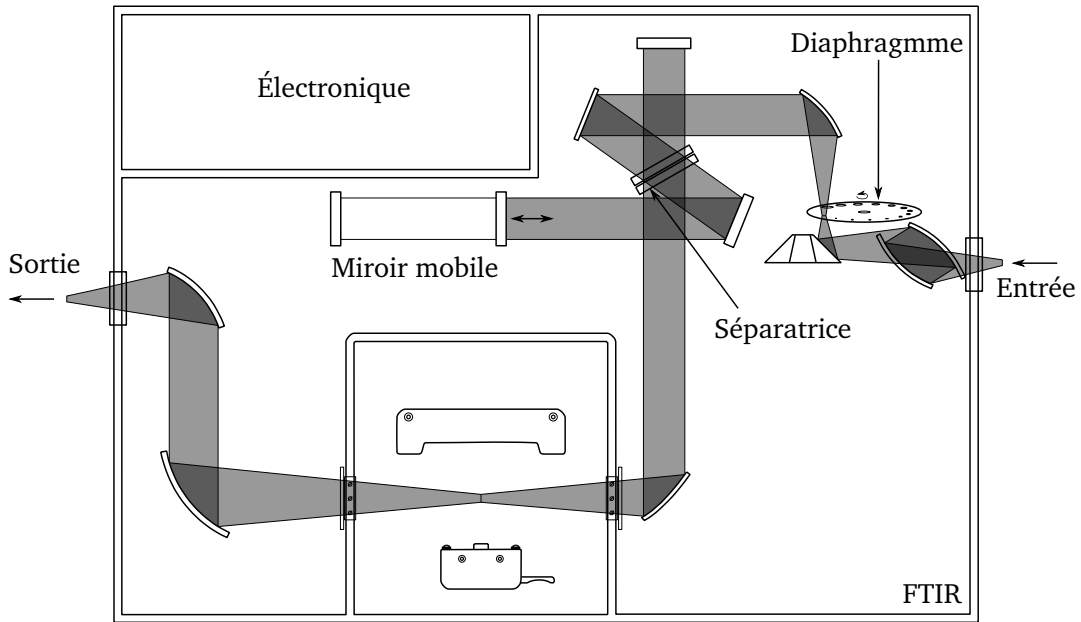


FIGURE 3.6 – Schéma de fonctionnement du FTIR Vertex 80v de chez Bruker.

en entrée du FTIR. Le FTIR utilisé est un spectromètre Vertex 80v de chez Bruker dont le principe de fonctionnement est représenté figure 3.6.

Un FTIR est basé sur un interféromètre de Michelson qui permet de diviser un rayonnement en deux parties, et ensuite de les recombiner après qu'un déphasage ait été introduit entre les deux faisceaux. Il comprend deux miroirs plans mutuellement perpendiculaires, dont l'un est mobile de vitesse constante, dans une direction perpendiculaire à son plan. Le rayonnement issu de la source est divisé en deux par une séparatrice, une partie étant réfléchie vers le miroir fixe et l'autre étant transmise vers le miroir mobile. De retour sur la séparatrice, les deux faisceaux interfèrent et sont à nouveau partiellement réfléchis et partiellement transmis vers la source et vers le détecteur. Dans le THz, la séparatrice utilisée est une multicouche de mylar (plastique) prévue pour la gamme $680 - 30 \text{ cm}^{-1}$. Pour le MIR, la séparatrice utilisée est en KBr prévue pour la gamme $8000 - 350 \text{ cm}^{-1}$. Le détecteur utilisé peut être soit un détecteur interne de l'interféromètre, un cristal de sulfate de triglycine deutéré (DTGS pour *deuterated triglycine sulfate* en anglais) avec une fenêtre en polyéthylène fonctionnant à température ambiante (gamme spectrale $700 - 10 \text{ cm}^{-1}$) soit un bolomètre externe en silicium composite refroidi à la température de l'hélium liquide (voir figure 3.5). Pour comprendre le principe de base de la spectrométrie par transformée de Fourier, supposons que la source (polychromatique) dont le spectre est recherché émette une intensité $I(\sigma)$, correspondant à une amplitude $A(\sigma)$, pour une longueur d'onde λ caractérisée par le nombre d'onde $\sigma = 1/\lambda$. L'intensité totale I_{tot} émise par la source vaut $I_{\text{tot}} = \int_0^{\infty} I(\sigma) d\sigma$. Supposons maintenant qu'une moitié des ondes émises soit retardée par rapport à la seconde moitié suite au déplacement du miroir mobile de l'interféromètre. Pour une onde de longueur d'onde λ , la différence de phase ϕ

induite par un déplacement d du miroir vaut

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} 2d = 4\pi\sigma d, \quad (3.1)$$

et l'amplitude de l'onde s'écrit $A'(\sigma) = 0.5A(\sigma) + 0.5A(\sigma)e^{i\phi}$. Posant $x = 2d$, la différence de chemin optique, l'intensité lumineuse enregistrée par le détecteur pour une valeur x donnée devient

$$I(x) = \int_0^\infty A'(\sigma)A'^*(\sigma) d\sigma = \frac{1}{2}I_{\text{tot}} + \frac{1}{2} \int_0^\infty I(\sigma) \cos(2\pi\sigma x) d\sigma. \quad (3.2)$$

L'interférogramme est alors défini comme $F(x) = I(x) - 0.5 I_{\text{tot}}$ soit

$$F(x) = \frac{1}{2} \int_0^\infty I(\sigma) \cos(2\pi\sigma x) d\sigma. \quad (3.3)$$

En étendant la définition de $I(\sigma)$ pour des valeurs de $\sigma < 0$ en symétrisant la fonction $I(\sigma) = I(-\sigma)$, on a alors

$$F(x) = \frac{1}{4} \int_{-\infty}^\infty I(\sigma) \cos(2\pi\sigma x) d\sigma, \quad (3.4)$$

ce qui, sachant que $I(\sigma)$ est paire par définition :

$$\int_{-\infty}^\infty I(\sigma) \sin(2\pi\sigma x) d\sigma = 0, \quad (3.5)$$

permet de montrer que l'interférogramme est proportionnel à la transformée de Fourier \mathcal{F} de $I(\sigma)$ [122, 123]

$$F(x) = \frac{1}{4} \int_{-\infty}^\infty I(\sigma) e^{i(2\pi\sigma x)} d\sigma \propto \mathcal{F} [I(\sigma)]. \quad (3.6)$$

Ainsi un FTIR enregistre un interférogramme $F(x)$ et réalise sa transformée de Fourier pour donner le spectre d'émission $I(\sigma)$ de la source. La résolution maximale de l'interféromètre Vertex 80v est de 0.2 cm^{-1} . Par ailleurs, comme nous l'avons déjà vu à la section 1.1, l'eau absorbe fortement dans l'IR. Par conséquent, pour s'affranchir de toute absorption liée à l'eau de l'atmosphère, il est possible de mettre tout l'interféromètre sous un vide primaire. Ainsi le signal ne traverse que de l'He dans l'étui et un vide primaire dans le FTIR. L'étanchéité en haut de la canne est assurée par un mince film en polyéthylène de $\sim 50 \mu\text{m}$ à l'interface entre l'He et le vide primaire. Contrairement à une utilisation standard du FTIR en mode « *rapid-scan* », c'est-à-dire quand le miroir fait des aller-retours continus lors de l'enregistrement, nous avons utilisé le mode « *step-scan* » du FTIR. L'utilisation de ce mode est nécessaire quand le signal lumineux enregistré est faible. C'est le cas de l'électroluminescence et *a fortiori* de l'émission cyclotron. Ce mode nécessite l'utilisation d'une détection synchrone comme on le voit figure 3.5a. Dans cette configuration le miroir bouge pas à pas permettant ainsi de laisser le temps à la détection synchrone d'extraire le faible rayonnement. L'interférogramme est donc construit point par point (chaque x de l'équation (3.6)). Le temps de

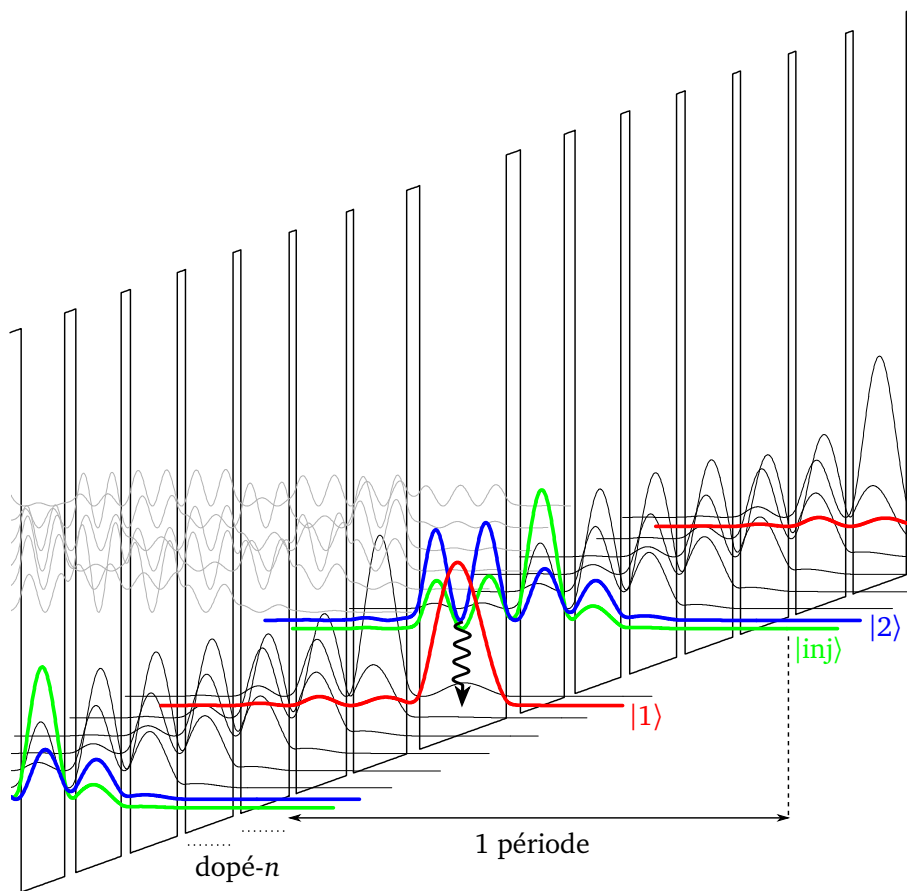


FIGURE 3.7 – Diagramme de la bande de conduction et module carré des fonctions d'ondes du QCS étudié. L'émission radiative a lieu entre l'état excité $|2\rangle$ et l'état fondamental $|1\rangle$ du large puits quantique de 266\AA . Le champ électrique appliqué vaut $F = 2.42\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$. L'empilement des couches à partir de la barrière d'injection est le suivant (en angström) : 44/266/40/164/22/154/22/148/24/146/26/144/28/140/34/134 (les couches soulignées sont dopées au Si à $2 \times 10^{16}\text{ cm}^{-3}$ et les barrières en $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ sont en gras).

prise de mesure de chaque point est réglable. L'énorme désavantage d'une telle technique est le temps d'enregistrement, surtout pour avoir une bonne résolution.

3.3 Présentation de l'échantillon étudié

Dans cette section nous allons présenter les deux structures qui ont été étudiées. Elles possèdent la même structure de bandes. Nous la décrirons au paragraphe 3.3.1. En revanche deux géométries différentes ont été élaborées et nous les présenterons au paragraphe 3.3.2.

3.3.1 Propriétés électroniques

Comme tous les QCS THz, l'échantillon étudié est une hétérostructure constituée de GaAs / $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ avec une fraction d'aluminium $x = 0.15$. Le but lors de la conception de la structure de

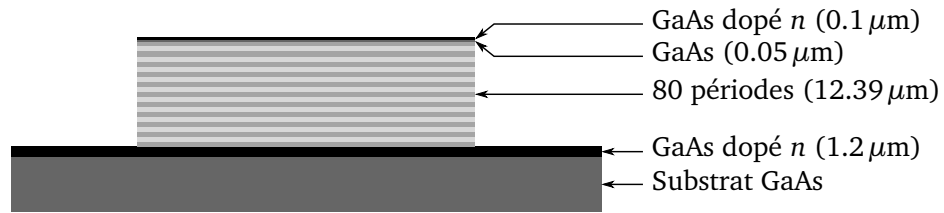


FIGURE 3.8 – Schéma de l'empilement des couches réalisé lors de l'épitaxie par jets moléculaires.

bandes de l'échantillon était de dessiner un QCS aussi simple que possible. Cette structure est basée sur un large puits quantique de 266 \AA . L'essentiel de la physique que nous décrirons par la suite se fonde sur la transition radiative entre le premier niveau excité $|2\rangle$ et le niveau fondamental $|1\rangle$ de ce large puits. Cette simplicité de la structure de bandes fait de ce QCS un système physique équivalent à un système à deux niveaux.

La figure 3.7 montre la structure de bandes du QCS étudié sur un peu plus d'une période. Le calcul des fonctions d'ondes a été réalisé sans utiliser l'équation de Poisson car le dopage est faible. Le champ électrique appliqué vaut $F = 2.42 \text{ kV.cm}^{-1}$ ce qui correspond à une tension de 3 V appliquée sur l'échantillon. Nous avons vu au paragraphe 1.2.2 qu'une période est composée de trois parties : un injecteur, une région active et un extracteur. C'est évidemment le cas ici puisque les électrons sont injectés depuis une minibande d'injection via le niveau injecteur $|inj\rangle$ sur le niveau excité $|2\rangle$ du large puits. Ils peuvent ensuite relaxer radiativement par émission spontanée sur le niveau $|1\rangle$ avant d'être extraits par la minibande d'extraction. L'énergie de la transition radiative vaut $E_{2 \rightarrow 1} = 18 \text{ meV}$ ($4.3 \text{ THz} \leftrightarrow 70 \mu\text{m}$). Deux puits de la minibande sont dopés n avec du Si à $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Dans cette structure, les électrons passent du large puits quantique d'une période à celui de la suivante par des minibandes. Il n'y a donc pas d'étages à phonons puisque le but est de faire une structure la plus simple possible. L'ensemble de l'échantillon est constitué de 80 périodes.

La croissance de l'échantillon est réalisée par MBE et est initiée sur un substrat en GaAs sur lequel on fait croître du GaAs dopé n à $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ sur une épaisseur de $1.2 \mu\text{m}$. Vient alors la croissance des 80 périodes avec l'empilement des couches indiqué à la légende de la figure 3.7. Enfin une couche de contact est épitaxiée sur une épaisseur de 50 nm avant la croissance de la dernière couche en GaAs dopé n à $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ sur une épaisseur de 100 nm . L'ensemble de l'empilement des couches est schématisé figure 3.8. Comme nous allons le voir au paragraphe suivant, un dépôt d'alliage en or est ensuite évaporé pour réaliser le contact électrique.

3.3.2 Propriétés géométriques

Une fois la croissance de l'échantillon réalisée en MBE, il faut alors mettre au point tout un processus technologique permettant de réaliser les connexions électriques macroscopiques avec l'hétérostructure semi-conductrice. La première étape est une gravure permettant de donner une géométrie à l'échantillon (ridge ou mesa). La deuxième étape est le dépôt d'or pour les connexions.

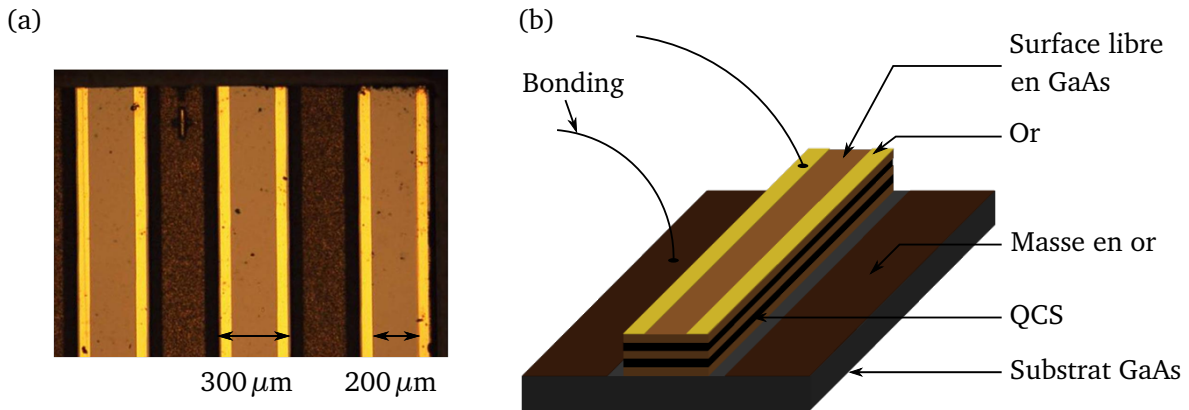


FIGURE 3.9 – Géométrie ridge. (a) Photographie de la surface de l'échantillon montrant trois ridges. (b) Vue schématique en perspective d'un ridge. Le schéma n'est pas à l'échelle.

Géométrie ridge

La première géométrie réalisée lors de ce travail de thèse est une géométrie ridge. C'est la géométrie conventionnelle des structures émettrices telles que les QCL. Une photographie d'une partie de trois ridges est présentée figure 3.9a et accompagnée d'une vue schématique à la figure 3.9b. Le ridge a une largeur de $300\ \mu\text{m}$ et une longueur de $3.6\ \text{mm}$. Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.5.1, l'émission cyclotron est émise par la surface et a une polarisation selon ε_x . Il faut donc que la surface de l'échantillon puisse laisser la lumière sortir. Dans les QCS conventionnels, le haut du ridge est complètement recouvert d'or pour assurer la connexion électrique. Dans ce cas la lumière ne peut pas sortir par la surface. Pour cette raison, dans notre dispositif, le haut de l'échantillon est constitué de deux bandes d'or de $50\ \mu\text{m}$ de large séparées par une surface libre en GaAs de $200\ \mu\text{m}$ de largeur permettant l'émission électroluminescente. Cette couche de GaAs correspond à la dernière représentée figure 3.8. En réalité les bandes pour la connexion électrique ne sont pas constituées d'or pur mais d'un empilement de Pd/Ge sur des épaisseurs respectives de 25/75 nm et de Ti/Au sur des épaisseurs respectives de 10/300 nm. De part et d'autre du ridge se trouve de l'or pour la connexion à la masse. Là encore il ne s'agit pas d'or pur mais d'un empilement de couches de Ni/Ge/Au/Ni/Au sur des épaisseurs respectives de 10/60/120/20/250 nm. La conduction des électrons entre le QCS et les plans d'or de la masse est possible grâce à la couche GaAs dopé n sous le QCS (figure 3.8). La connexion avec les plots d'alumine de la figure 3.3c est réalisée grâce à un petit fil en or de $25\ \mu\text{m}$ appelé micro-soudure (*bonding* en anglais). Le bonding est déposé grâce à une micro-soudeuse.

Une telle géométrie autorise donc à la fois la connexion électrique du QCS et la possibilité d'observer de l'émission de surface. Néanmoins, cette structure possède le désavantage d'autoriser à la fois l'émission par la surface et par la tranche ce qui est gênant pour l'étude que nous désirons mener. En effet, nous ne souhaitons analyser que l'émission provenant de la surface. Pour cette raison, un autre processus technologique a dû être mis au point pour bloquer l'émission latérale.

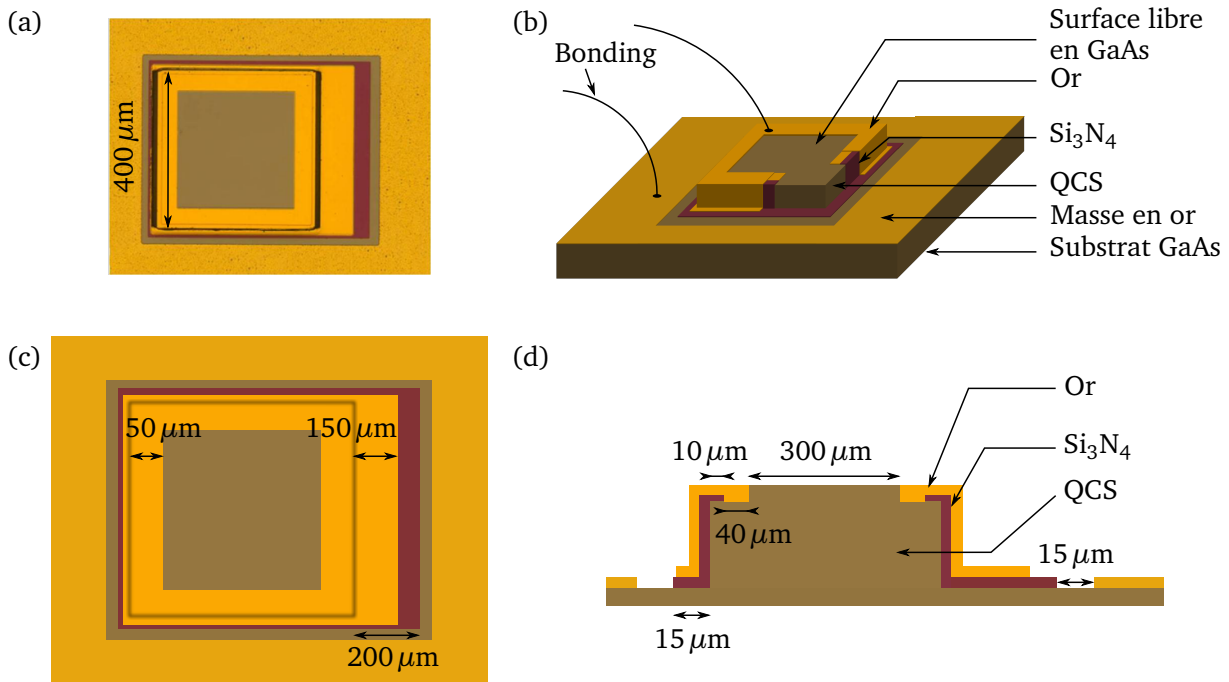


FIGURE 3.10 – Géométrie mesa. (a) Photographie de la surface de l'échantillon mettant en évidence les différentes couches. (b) Vue schématique en perspective d'un mesa. Les couches intermédiaires sont visibles sur le coin avant droit du mesa. (c) Vue schématique d'en haut du mesa et quelques dimensions. (d) Vue schématique de profil du mesa montrant l'agencement des différents matériaux et quelques dimensions caractéristiques.

Géométrie mesa

La géométrie mesa a pour but de bloquer l'émission inter-sous-bande de polarisation ε_z émise par la tranche. Cela implique de respecter trois contraintes :

1. Les ondes THz ne doivent pas sortir par la tranche et doivent donc être réfléchies sur les bords du mesa vers l'intérieur ou mieux être absorbées. Les meilleurs miroirs dans le THz sont les miroirs métalliques [10]. Idéalement, il faudrait donc couvrir le bord du mesa avec un métal (or, laque à l'argent, etc.) pour éviter toute émission latérale ;
2. Couvrir métalliquement le bord du mesa présente un inconvénient rédhibitoire puisqu'il y a alors création d'un court-circuit entre l'or du haut du mesa et le plan d'or de la masse. Cette contrainte exclut donc l'utilisation de tout métal en contact direct avec le QCS et s'oppose au premier point ;
3. Pour éviter que de la lumière inter-sous-bande ne sorte par la surface de l'échantillon après avoir été réfléchi sur les bords couverts d'or de l'échantillon, il faut également recouvrir le bord supérieur de la surface avec de l'or sur une certaine largeur. Cette contrainte est également nécessaire pour réaliser la connexion électrique du QCS.

Le processus technologique que nous avons mis au point arrive à répondre à ces trois contraintes et, comme nous le verrons au paragraphe 3.6.1, s'est avéré parfaitement performant. L'astuce utilisée

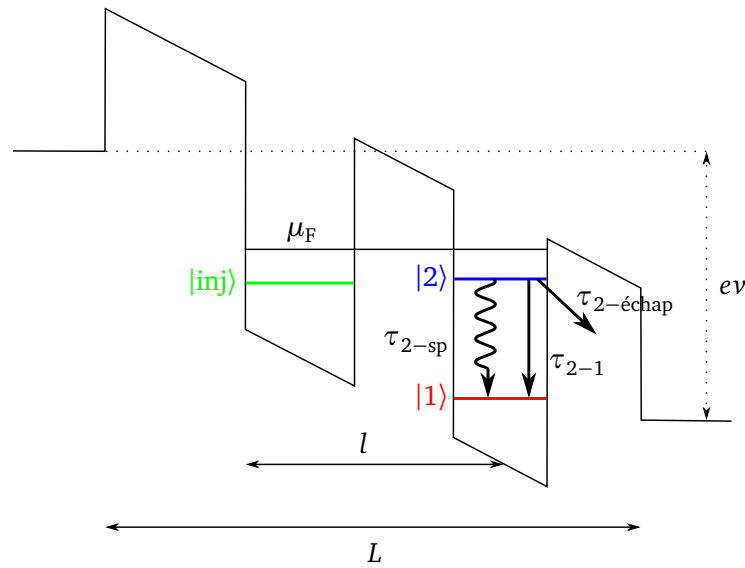


FIGURE 3.11 – Diagramme schématique d'un QCS sous la forme d'une double barrière. Le QCS simplifié est constitué d'une région active et d'un injecteur. Les processus de relaxation radiatifs et non-radiatifs sont représentés par des flèches ondulées et droites respectivement. Les autres grandeurs indiquées sont définies dans le texte.

et réalisée par C. Manquest du laboratoire MPQ consiste à intercaler entre le méso et la couche métallique en or une couche isolante, en l'occurrence d'une couche de nitrure de silicium Si_3N_4 d'épaisseur $0.5 \mu\text{m}$.

La photographie d'un méso est présentée figure 3.10a et est accompagnée d'une vue schématiques à la figure 3.10b. Les figures 3.10c et 3.10d indiquent les dimensions caractéristiques du méso sur une vue schématique de haut et de profil respectivement. Le méso est un carré de $400 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$. Le QCS est d'abord couvert sur le bord par la couche de Si_3N_4 (contrainte n° 2). Cette couche entoure le pied du méso sur une largeur de $15 \mu\text{m}$ et recouvre le bord de la surface sur une bande de $10 \mu\text{m}$. La couche isolante est à son tour recouverte d'un alliage d'or (comme pour le ridge, Pd/Ge, 25/75 nm et Ti/Au, 10/300 nm) qui, au niveau de la surface, est présent sur une largeur de $50 \mu\text{m}$ (contraintes n°s 1 et 3). Il y a ainsi tout autour du méso une bande d'or de $40 \mu\text{m}$ de largeur permettant la connexion électrique. Comme pour le ridge il y a un plan de masse entourant le méso constitué de l'empilement de couches de Ni/Ge/Au/Ni/Au sur des épaisseurs respectives de 10/60/120/20/250 nm. De même, la connexion avec les plots en alumine est réalisée par des micro-soudures. Notons enfin qu'au pied du méso un des côtés présente une bande en or de $150 \mu\text{m}$ de largeur afin de permettre une réalisation plus aisée du bonding avec la micro-soudeuse. Comme nous le voyons, la géométrie méso permet théoriquement de s'affranchir de l'émission par la tranche tout en répondant bien aux trois contraintes précédemment formulées.

3.4 Modèle de transport dans un QCS : équation bilan

Nous allons décrire dans cette section un des modèles les plus simples qui existe pour traiter le transport dans les QCS. Il est basé sur une approche de type « équation bilan » sur une période de la structure. La structure simplifiée utilisée pour ce modèle est représentée figure 3.11 et est constituée d'un niveau injecteur $|inj\rangle$ et de deux niveaux $|1\rangle$ et $|2\rangle$ entre lesquels à lieu la transition radiative. Nous allons adapter le modèle couramment utilisé pour les QCL en faisant deux hypothèses [20,76] :

1. Le QCS étudié émet uniquement de l'émission spontanée. Par conséquent l'émission stimulée n'est pas à prendre en compte contrairement aux QCL. Cela revient à poser que la densité surfacique (par unité de longueur et par période) de photons S_{photon} vaut 0, autrement dit que les équations gouvernant le QCS sont identiques à celles d'un QCL mais sous le seuil ;
2. La dépopulation de la sous-bande $|1\rangle$ est supposée très rapide. Par conséquent la population électronique du niveau $|1\rangle$, n_1 peut être négligée.

Dans ce cas, la population du niveau $|2\rangle$ est régie par l'équation bilan suivante [76]

$$\frac{dn_2}{dt} = \eta \frac{J}{q} - \frac{n_2}{\tau_2}, \quad (3.7)$$

où η est le coefficient d'efficacité de l'injection ($0 \leq \eta \leq 1$, $\eta = 1$ si l'injection est parfaite), J est la densité de courant injectée, n_2 est la densité surfacique d'électrons sur le niveau $|2\rangle$ et

$$\frac{1}{\tau_2} = \frac{1}{\tau_{2-1}} + \frac{1}{\tau_{2-\text{échap}}} + \frac{1}{\tau_{2-\text{sp}}}, \quad (3.8)$$

où τ_{2-1}^{-1} est le taux de diffusion non-radiatif de l'état $|2\rangle$ vers l'état $|1\rangle$, $\tau_{2-\text{échap}}^{-1}$ est le taux de diffusion non-radiatif vers tous les autres niveaux non indiqués et $\tau_{2-\text{sp}}^{-1}$ est le taux de diffusion par émission spontanée vers le niveau $|1\rangle$. Ces taux de diffusion sont représentés schématiquement figure 3.11. Dans toute la suite $\tau_{2-\text{sp}}$ sera négligé car les valeurs typiques du temps de vie par émission spontanée sont comprises entre 1 ns [71] et quelques microsecondes [72] alors que les temps de vie non-radiatifs sont beaucoup plus courts de l'ordre de la picoseconde ou de la dizaine de picosecondes [46, 124–126] comme nous l'avons vu au chapitre 2. À l'état stationnaire, l'équation (3.7) conduit à

$$J = \frac{n_2 q}{\eta} \frac{1}{\tau_2} \quad \text{soit} \quad J \propto \frac{n_2}{\tau_2}. \quad (3.9)$$

Cette dernière relation montre que l'interprétation des courbes de magnéto-transport de type $J(B)$ peut se faire en calculant le taux de diffusion du niveau haut de la transition optique. Cependant, n_2 variant, il n'est pas possible d'effectuer une comparaison quantitative du taux de diffusion et de J . Seule une étude qualitative comme la position en B des maxima et des minima de J peut être effectuée. Une solution pour une analyse quantitative est de diviser la courbe $J(B)$ par la courbe $L(B)$, ce qui revient à normaliser $J(B)$ par le nombre d'électrons du niveau haut puisque la luminescence L est proportionnelle à n_2 . Nous y reviendrons au paragraphe 3.6.2.

Supposons maintenant que le courant soit fixé (J constant) et que l'on cherche à interpréter une courbe du type $\nu(B)$. Dans ce cas, en vertu de l'équation (3.9), n_2 ne dépend que de τ_2 . La région active du système et l'injecteur peuvent alors être décrits grossièrement par la structure simple de la figure 3.11. Les deux puits quantiques sont en équilibre entre deux couches fortement chargées et ont un quasi-niveau de Fermi commun μ_F , à cheval entre l'injecteur et la région active [76]. En supposant que la population n_2 n'affecte pas le profil de la bande, il est possible d'écrire (voir équation (2.11))

$$n_2 = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} [\mu_F - E_2(F)], \quad (3.10)$$

où F est le champ électrique appliqué à la structure et $E_2(F)$ est l'énergie du niveau $|2\rangle$ dépendant de F . Si la longueur totale d'une période est \mathcal{L} et si l est la distance entre l'injecteur et le puits quantique où a lieu la transition optique, alors,

$$\mu_F - E_2(F) \propto \frac{e\nu l}{\mathcal{L}} \quad \text{et donc} \quad n_2 \propto \nu, \quad (3.11)$$

où ν est la tension appliquée au QCS. En conséquence, puisque $n_2 \propto \tau_2$ la tension en fonction du champ magnétique varie de manière proportionnelle au temps de vie τ_2 : à courant constant, $\nu \propto \tau_2$. Nous illustrerons ce fait au paragraphe 3.6.2.

3.5 Émission cyclotron sur une structure ridge

Cette section est consacrée aux résultats expérimentaux obtenus sur le QCS ridge. Nous commencerons par décrire les caractéristiques de ce QCS à champ magnétique nul tant électriquement qu'optiquement au paragraphe 3.5.1. Cette caractérisation achevée nous présenterons les spectres d'émission obtenus en champ magnétique au paragraphe 3.5.2. Nous conclurons au paragraphe 3.5.3 en montrant quelles améliorations peuvent être envisagées.

3.5.1 Caractérisation à champ magnétique nul

Caractéristique électrique

Commençons par la caractérisation électrique du QCS ridge. La caractéristique $i(\nu)$ de l'échantillon est présentée figure 3.12a. Elle présente les trois régimes typiques d'un QCS et est à mettre en parallèle avec la discussion sur l'effet tunnel résonnant de la section 2.2. Les structures de bandes schématiques associées à chacun de ces régimes sont représentées figures 3.12b, 3.12c et 3.12d respectivement. Dans la première zone, où la densité de courant est située entre 0 et 20 A.cm^{-2} (tension entre 0 et 2.5 V), la résistance de l'échantillon est grande. En effet, les bandes ne sont pas bien alignées comme on le voit figure 3.12b. L'injecteur est situé entre les niveaux $|1\rangle$ et $|2\rangle$ et la minibande d'injection ne permet pas une bonne injection des électrons. Une fois passé 2.5 V, la pente de la courbe change et la résistance diminue. La zone entre 20 et 100 A.cm^{-2} correspond à la zone d'alignement. Cette zone est celle prévue pour un bon fonctionnement du QCS. Dans cette partie

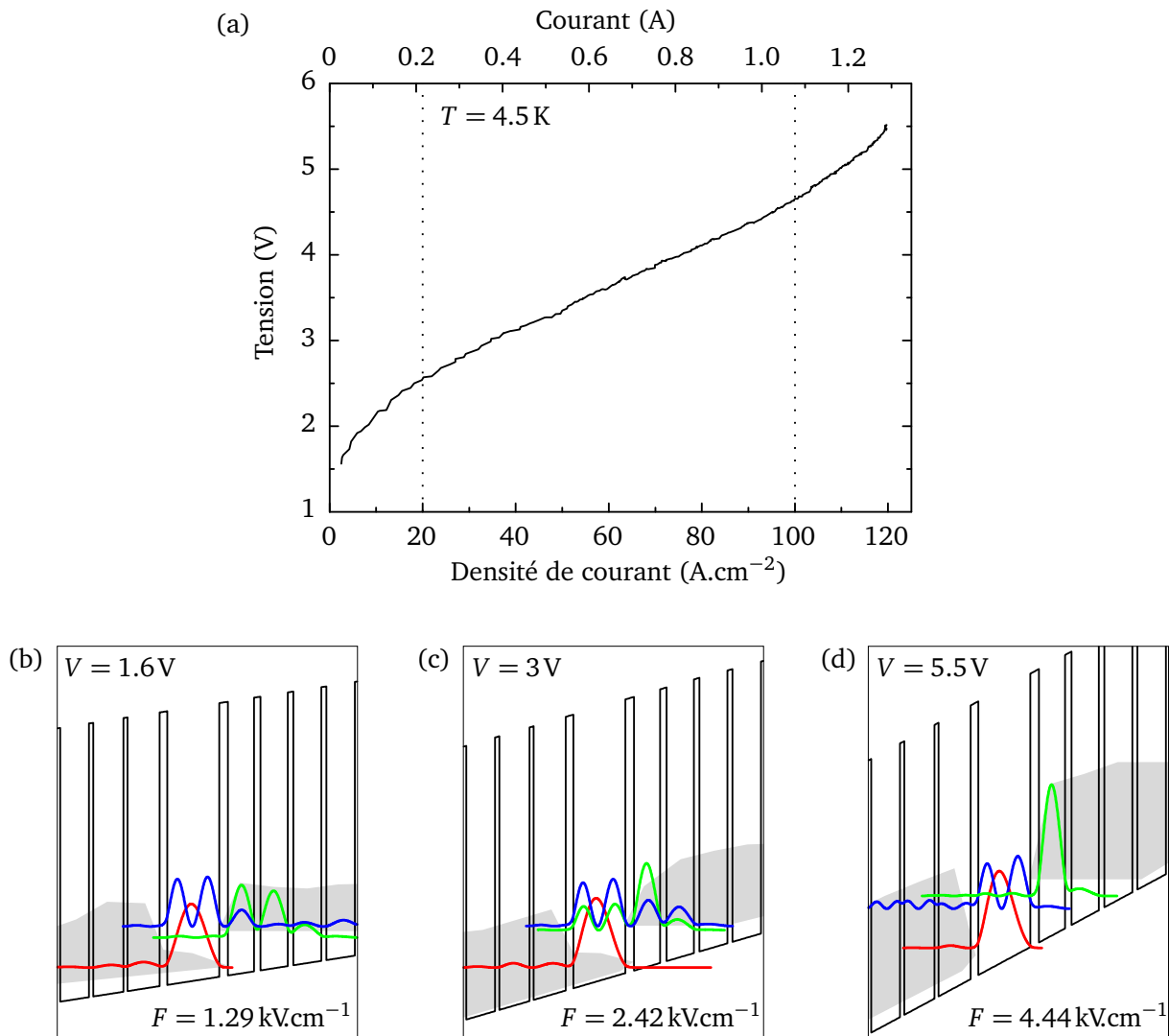


FIGURE 3.12 – (a) Tension en fonction de la densité de courant à $T = 4.5\text{ K}$ pour la structure ridge. Le QCS est alimenté par des pulses de largeur $w = 1\ \mu\text{s}$ avec un taux de répétition $\nu_{\text{rép}} = 20\text{ kHz}$ (rapport cyclique de 2 %). La surmodulation est $f = 240\text{ Hz}$. (b) Structure de bandes calculée avant l’alignement ($F = 1.29\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$, tension $V = 1.6\text{ V}$ sur l’échantillon). (c) Structure de bandes calculée à l’alignement ($F = 2.42\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$, tension $V = 3\text{ V}$ sur l’échantillon). (d) Structure de bandes calculée après l’alignement ($F = 4.44\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$, tension $V = 5.5\text{ V}$ sur l’échantillon).

de la caractéristique $i(v)$ les niveaux sont bien alignés puisque l'injecteur $|inj\rangle$ est résonnant avec le niveau $|2\rangle$ et permet un transport par effet tunnel résonnant comme on peut le voir figure 3.12c. Au delà de 4.7V, dans la dernière zone entre 100 et 120 A.cm⁻², la pente de la courbe remonte légèrement et la résistance du QCS augmente. La structure est désalignée et l'injecteur n'est plus résonnant avec le niveau $|2\rangle$. De même la minibande d'extraction n'est plus alignée avec le niveau $|1\rangle$. De ce comportement général de la caractéristique $i(v)$ propre à n'importe quel QCS, retenons qu'à champ magnétique nul la structure ridge est bien alignée entre 2.5 et 5V.

Caractéristiques optiques

Comme nous l'avons mentionné au paragraphe 3.3.1, la structure a été conçue pour émettre de l'électroluminescence à $E_{2\rightarrow 1} = 18$ meV, l'énergie entre les niveaux $|2\rangle$ et $|1\rangle$ du large puits quantique. Afin de caractériser complètement l'émission du QCS ridge à champ magnétique nul, nous avons réalisé plusieurs expériences :

- Des enregistrements préliminaires au Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques (Laboratoire MPQ, Université Denis Diderot, Paris VII) dans le groupe de C. Sirtori avec lequel nous collaborons pour s'assurer sur un montage expérimental opérationnel du bon fonctionnement du QCS ;
- Une comparaison des résultats obtenus au laboratoire MPQ avec ceux obtenus sur notre dispositif expérimental au Laboratoire Pierre Aigrain (LPA) ;
- Une comparaison des spectres enregistrés quand le détecteur est placé face à la surface ou face à la tranche de l'échantillon.

Nous allons analyser pour chacun de ces trois points les résultats obtenus.

Le dispositif expérimental utilisé au laboratoire MPQ ressemble conceptuellement à celui de la figure 3.5. Néanmoins, à la place du cryostat pour le champ magnétique se trouve un petit cryostat où l'hétérostructure semi-conductrice est refroidie par un doigt froid. L'échantillon est donc directement à l'entrée du FTIR. Deux miroirs paraboliques situés entre le cryostat et l'entrée du FTIR permettent de guider le signal lumineux émis par le QCS vers l'interféromètre. Dans cette configuration, la tranche de l'échantillon est mise en face du détecteur (bolomètre externe) et ce dernier est donc dans la position la plus favorable pour l'enregistrement de l'électroluminescence inter-sous-bande puisqu'elle est émise par la tranche avec une polarisation ε_z . Ce montage présente deux avantages par rapport au notre et permet donc d'enregistrer plus facilement l'électroluminescence. Tout d'abord le chemin optique entre l'échantillon et le FTIR est plus court ce qui évite de perdre du signal. D'autre part le refroidissement par un doigt froid est plus efficace que celui par un gaz d'échange. Un des désavantages du montage du laboratoire MPQ est que le FTIR n'est pas sous vide mais seulement purgé à l'air sec.

Les spectres d'émission obtenus pour différentes densités de courant J au sein de la zone d'alignement sont présentés figure 3.13. Quelque soit la densité de courant, un pic étroit aux alentours de 17.5 meV, en excellent accord avec l'énergie calculée $E_{2\rightarrow 1}$, est présent. Ces spectres confirment donc le bon fonctionnement du QCS. L'intensité du pic varie en fonction de J . En passant de

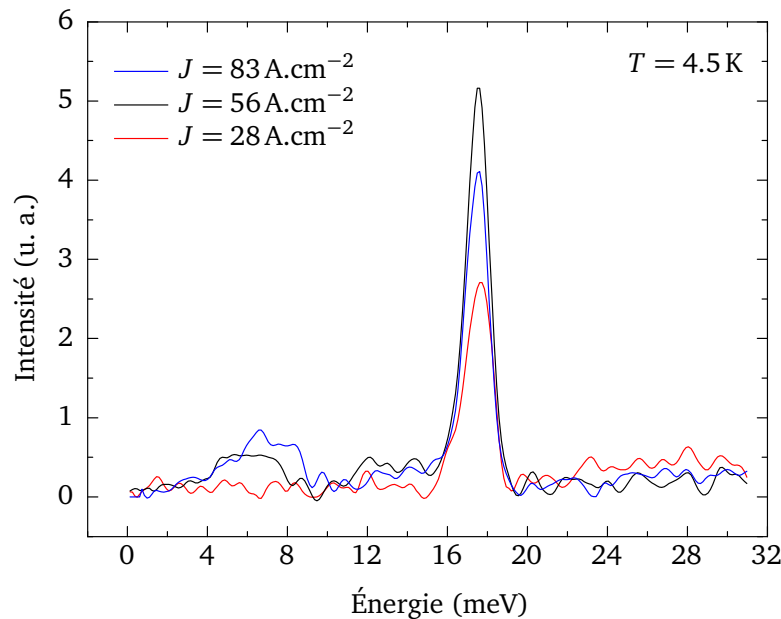


FIGURE 3.13 – Spectres d'émission pour différentes densités de courant à $T = 4.5\text{ K}$ pour la structure ridge. Le QCS est alimenté par des pulses ayant un rapport cyclique de 50 % avec une surmodulation $f = 85\text{ Hz}$. La résolution du FTIR est de 0.124 meV .

$J = 28\text{ A.cm}^{-2}$ à $J = 56\text{ A.cm}^{-2}$, l'intensité du pic augmente d'un facteur 2 (de 2.7 à 5.3) ce qui est attendu puisque l'électroluminescence est linéaire en J . En revanche, le pic à $J = 83\text{ A.cm}^{-2}$ diminue par rapport à celui à $J = 56\text{ A.cm}^{-2}$. Cette diminution est due au fait que l'échantillon commence à ne plus avoir un alignement idéal puisque J est proche de 100 A.cm^{-2} , zone où la structure est désalignée (voir paragraphe précédent). Le QCS émet donc toujours mais une partie des électrons n'est pas injectée correctement sur le niveau $|2\rangle$. Ces électrons perdus ne participent pas à l'émission spontanée qui, par conséquent, diminue. En plus du pic attendu à 18 meV , un large et faible pic apparaît pour $J = 56\text{ A.cm}^{-2}$ et $J = 83\text{ A.cm}^{-2}$ entre 4 et 10 meV . Ce pic croît entre ces deux valeurs. Il est attribué au corps noir de l'échantillon, celui-ci s'échauffant quand J augmente. La puissance électrique injectée dans le ridge est en effet de quelques watts et le doigt froid n'arrive plus à évacuer correctement la chaleur dissipée par l'échantillon. Nous allons revenir amplement sur le problème du corps noir par la suite.

Les expériences menées au laboratoire MPQ ont permis de s'assurer du bon fonctionnement du QCS. La figure 3.14 montre la comparaison entre un spectre enregistré au laboratoire MPQ et au LPA. Dans les deux cas, la tranche de l'échantillon est orientée vers le bolomètre externe. La courbe noire de la figure 3.14 est la même que celle de la figure 3.13 à $J = 56\text{ A.cm}^{-2}$ et avec un rapport cyclique de 50 %. Pour la courbe enregistrée au LPA (bleu), le rapport cyclique est de 60 %. Il faut aussi noter que la résolution du spectre au LPA est de 1.2 meV alors qu'elle est de 0.124 meV pour le spectre du laboratoire MPQ. Le spectre obtenu avec le dispositif expérimental du LPA met en évidence deux pics. Le premier est à $\sim 18\text{ meV}$, en excellent accord avec les données expérimentales obtenues au laboratoire MPQ. La largeur à mi-hauteur est plus large à cause de la moins bonne

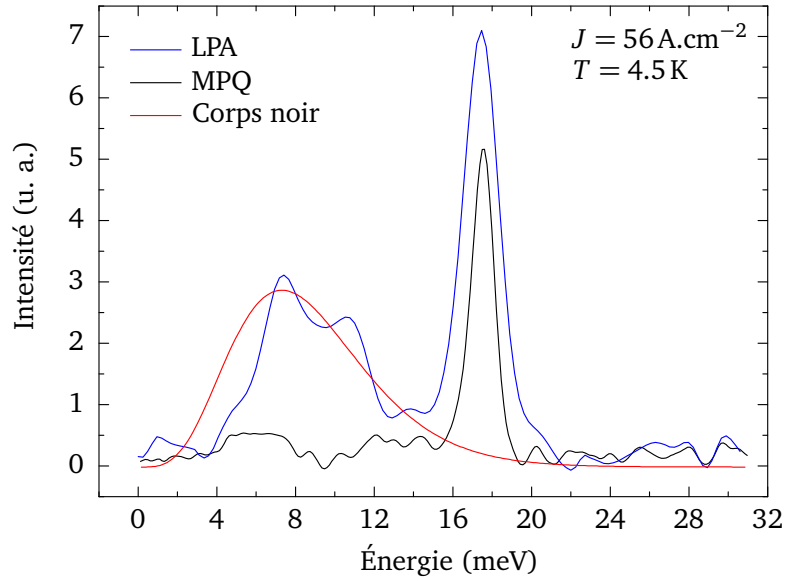


FIGURE 3.14 – Comparaison entre les spectres d’émission enregistrés à densité de courant constante $J = 56 \text{ A.cm}^{-2}$ et à $T = 4.5 \text{ K}$ au laboratoire MPQ et au LPA. MPQ (noir) : Le QCS est alimenté par des pulses ayant un rapport cyclique de 50 % avec une surmodulation $f = 85 \text{ Hz}$. La résolution du FTIR est de 0.124 meV . LPA (bleu) : Le QCS est alimenté par des pulses avec un rapport cyclique de 60 % ($w = 1 \mu\text{s}$, $\nu_{\text{rép}} = 600 \text{ kHz}$) avec une surmodulation $f = 70 \text{ Hz}$. La résolution du FTIR est de 1.2 meV . La courbe rouge est la loi de Planck du spectre du corps noir pour une température $T = 17 \text{ K}$ dont la formule est donnée à l’équation (1.2).

résolution utilisée. En revanche, sur la partie du spectre à basse énergie, les deux spectres diffèrent. Le spectre du LPA met en évidence un large pic entre 4 et 14 meV. Il y avait déjà un petit pic dans les données du laboratoire MPQ et il était interprété comme étant le rayonnement du corps noir à cause de la forte puissance électrique traversant l’échantillon et qui l’échauffe. Le doigt froid ne thermalise alors plus correctement l’échantillon. Pour confirmer cette hypothèse, la courbe du spectre du corps noir, qui n’est autre que l’équation (1.2), a été reportée sur les spectres. Elle a été tracée pour une valeur de 17 K. Cette température a été déduite de la loi de Wien (équation (1.3)) en repérant sur le spectre l’énergie où l’émission est maximum ($\sim 7.3 \text{ meV}$). Aucun paramètre ajustable n’a été nécessaire si ce n’est un facteur de proportionnalité pour normaliser l’intensité maximale du corps noir entre théorie et expérience. Le très bon accord entre la courbe théorique et la courbe expérimentale confirme qu’il s’agit du corps noir lié à l’échauffement de l’échantillon. Enfin, le corps noir n’est clairement visible que sur le spectre réalisé au LPA car la thermalisation est moins bien réalisée qu’au laboratoire MPQ. Comme nous l’avons déjà indiqué, il ne s’agit pas, au LPA, d’un refroidissement par doigt froid mais par un gaz d’échange (He), ce qui est moins efficace. Cette comparaison permet de valider le montage expérimental qui a été développé au LPA.

La dernière expérience à champ magnétique nul a consisté à étudier la différence entre les spectres obtenus selon que la tranche ou la surface de l’échantillon soit orientée vers le détecteur. La figure 3.15 montre les spectres obtenus dans les deux cas. La courbe en noir est similaire à celle obtenue figure 3.14 et a été enregistrée avec un rapport cyclique de 80 %. Elle montre claire-

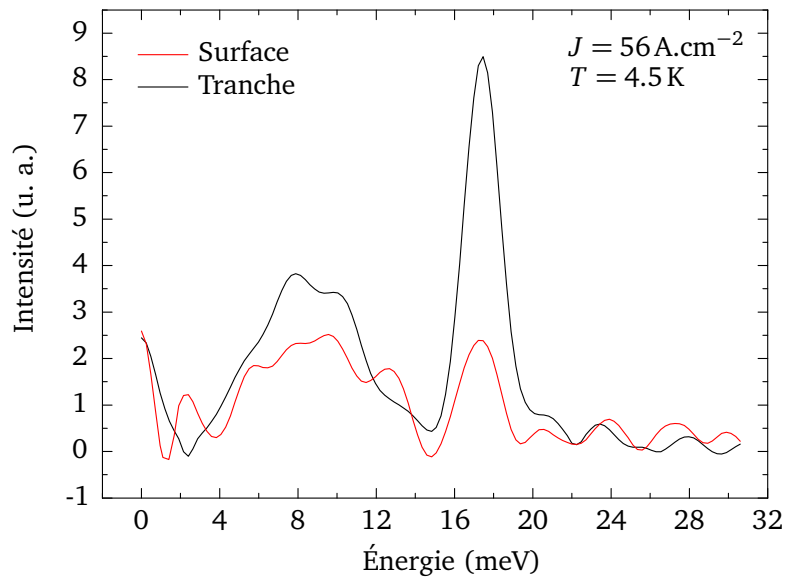


FIGURE 3.15 – Comparaison entre les spectres d’émission enregistrés avec le détecteur orienté vers la tranche (noir) et vers la surface (rouge). La densité de courant est constante $J = 56 \text{ A.cm}^{-2}$ et la température vaut $T = 4.5 \text{ K}$. Dans les deux cas, le QCS est alimenté par des pulses avec un rapport cyclique de 80 % ($w = 1 \mu\text{s}$, $\nu_{\text{rép}} = 800 \text{ kHz}$) avec une surmodulation $f = 70 \text{ Hz}$. La résolution du FTIR est de 1.2 meV .

ment l’émission inter-sous-bande et le corps noir. La courbe obtenue avec la surface orientée vers le détecteur est représentée en rouge. Elle a été réalisée dans les mêmes conditions expérimentales que la précédente. Le niveau de signal du corps noir est similaire. En revanche, le pic d’émission inter-sous-bande a diminué d’un facteur 3.4 (de 8.2 à 2.4). Deux remarques s’imposent :

1. Le fait que le large pic soit du même ordre de grandeur confirme qu’il s’agit du corps noir puisque c’est un rayonnement isotrope ;
2. Comme on pouvait s’y attendre, l’émission de lumière n’est pas totalement directionnelle. De fait, la forte diminution du pic d’inter-sous-bande montre qu’il y a une certaine directionnalité. Cependant, il y a toujours un pic clair aux alentours de 18 meV quand la surface est tournée vers le bolomètre. Deux explications peuvent être avancées. La première est la diffraction de la lumière sur la tranche de l’échantillon car la lumière émise a une longueur d’onde $\lambda = 70 \mu\text{m}$ pour une largeur de l’échantillon de $300 \mu\text{m}$. La deuxième est la géométrie du porte-échantillon qui n’empêche pas les réflexions une fois la lumière émise. Comme on le voit sur les photographies aux figures 3.3a et 3.3c, le porte-échantillon est en laiton (totalement réfléchissant dans le THz) et cylindrique. Suite à de multiples réflexions une partie de l’émission inter-sous-bande émise par la tranche peut donc pénétrer dans le guide d’onde de la canne et ainsi être détectée par le bolomètre.

Trois faits sont à retenir de cette étude de la caractérisation optique du QCS ridge à champ magnétique nul. Premièrement le dispositif expérimental permet de faire des mesures d’électroluminescence de très bonne qualité en dépit de la grande distance séparant l’échantillon du détecteur.

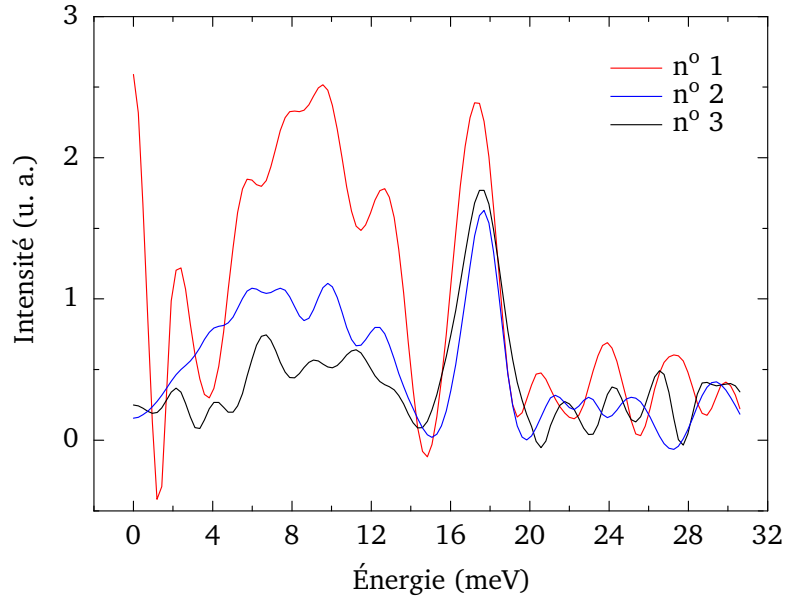


FIGURE 3.16 – Spectres en émission montrant l'évolution des progrès réalisés pour diminuer le corps noir et augmenter le signal de l'émission inter-sous-bande. Le spectre n°1 est celui qui est en rouge à la figure 3.15. Il a été enregistré à une densité de courant $J = 56 \text{ A.cm}^{-2}$ à $T = 4.5 \text{ K}$. Le QCS est alimenté par des pulses avec un rapport cyclique de 80 % ($w = 1 \mu\text{s}$, $\nu_{\text{rép}} = 800 \text{ kHz}$) avec une surmodulation $f = 70 \text{ Hz}$. Le spectre n°2 a été enregistré à une densité de courant $J = 54 \text{ A.cm}^{-2}$ à $T = 4.5 \text{ K}$ après alignement des optiques et en utilisant le porte-échantillon de la figure 3.3. Le QCS est alimenté par des pulses avec un rapport cyclique de 50 % ($w = 1 \mu\text{s}$, $\nu_{\text{rép}} = 500 \text{ kHz}$) avec une surmodulation $f = 470 \text{ Hz}$. Le spectre n°3 a été enregistré à une densité de courant $J = 54 \text{ A.cm}^{-2}$ à $T = 10 \text{ K}$ et correspond au meilleur résultat obtenu après l'amélioration de tout le montage expérimental. Le QCS est alimenté par des pulses avec un rapport cyclique de 50 % ($w = 1 \mu\text{s}$, $\nu_{\text{rép}} = 500 \text{ kHz}$) avec une surmodulation $f = 470 \text{ Hz}$. Pour les 3 spectres la résolution du FTIR est de 1.2 meV .

Deuxièmement, quand la surface de l'échantillon est orientée vers le bolomètre, l'émission inter-sous-bande de polarisation ϵ_z est quand même visible sur les spectres. Troisièmement, le corps noir dû au chauffage de l'échantillon est présent et a une intensité du même ordre de grandeur que l'émission inter-sous-bande dans la configuration intéressante pour l'observation de l'émission cyclotron (surface vers le détecteur).

Avant de présenter les spectres en champ magnétique, nous allons expliquer comment le dispositif expérimental a pu être optimisé pour essayer premièrement de diminuer au maximum le pic du corps noir et deuxièmement d'augmenter au maximum l'intensité du pic d'inter-sous-bande. L'augmentation du signal du pic à $\sim 18 \text{ meV}$ a été possible grâce à un alignement minutieux de toutes les optiques présentes : la position de la lentille en picarin du coupleur, le miroir parabolique du coupleur ainsi que tous les miroirs du FTIR. La diminution du corps noir a été possible en jouant sur deux principaux points :

- La dissipation de chaleur depuis l'échantillon vers le porte-échantillon a tout d'abord été améliorée. Cela a nécessité la conception d'un nouveau porte-échantillon qui a été présenté au

paragraphe 3.2.1. Les deux éléments ayant permis des progrès significatifs sont d'une part l'ajout du thermaliseur et d'autre part l'ajout de la pièce cylindrique en cuivre. De plus de la pâte thermique (ou de la laque à l'argent) a été utilisée entre la pièce en cuivre où est fixé l'échantillon et le porte-échantillon en laiton (voir figure 3.3). La figure 3.16 montre les progrès réalisés entre le spectre n°1 et le spectre n°2. Le spectre n°1 où le corps noir et l'émission inter-sous-bande sont du même ordre de grandeur n'est autre que celui en rouge de la figure 3.15. Après optimisation des optiques et utilisation du nouveau porte-échantillon avec la pâte thermique, le niveau du corps noir est considérablement réduit tout en conservant un intense pic à ~ 18 meV (spectre n°2).

- Le transfert thermique du porte-échantillon vers l'extérieur (l'hélium du VTI) a ensuite été optimisé. La première tentative a consisté à augmenter la pression du gaz d'échange de ~ 100 mbar à ~ 800 mbar. Pour aller encore plus loin, la canne et le porte-échantillon ont ensuite été mis directement dans le VTI, sans étui pour que l'He liquide soit directement en contact avec la pièce en cuivre. Cette technique a permis de diminuer encore très significativement le corps noir comme le montre le spectre n°3 de la figure 3.16. Cependant, dans cette configuration, les meilleurs résultats n'ont pas été obtenus à $T = 4.5$ K mais à $T = 10$ K et $T = 30$ K. Ceci peut provenir de la géométrie du VTI dont le refroidissement est réalisé par une injection de gouttes d'hélium directement au niveau du compartiment à échantillon via le pointeau. De façon générale, il a été observé que le corps noir était constitué d'une composante à haute et basse fréquence, la première correspondant à l'échantillon lui-même et la deuxième à l'environnement de l'échantillon. Utiliser une fréquence de surmodulation f plus importante s'est avéré efficace pour s'affranchir de la partie lentement variable du corps noir.

En conclusion, pour le QCS ridge qui chauffe beaucoup, la configuration expérimentale la meilleure nécessite un porte-échantillon muni d'importantes pièces métalliques permettant une bonne thermalisation. L'utilisation de pâte thermique est aussi nécessaire et le contact direct du porte-échantillon avec l'hélium du VTI s'est avéré une technique efficace.

3.5.2 Spectres en champ magnétique

Avant de présenter les spectres d'émission obtenus en champ magnétique, il convient de s'assurer que le QCS fonctionne bien en présence d'un champ magnétique. Pour cela les caractéristiques $i(v)$ de l'échantillon ont été enregistrées pour différents champs magnétiques de $B = 0$ T à $B = 15$ T. Comme nous l'avons déjà mentionné au chapitre 2, le champ magnétique est appliqué perpendiculairement au plan des couches du QCS. Quelques courbes expérimentales sont reportées à la figure 3.17. De manière globale, le champ magnétique augmente la résistance de l'échantillon. Cette augmentation est habituellement attribuée à la magnéto-résistance des contacts [54, 76]. Comme on le voit sur la figure 3.17, la zone d'alignement entre 3 et 4 V se maintient pour $B < 13$ T. En revanche, au delà de 13 T la caractéristique électrique est plutôt linéaire et la résistance est très importante. Il n'y a plus de région où la structure est alignée et nous avons considéré que le QCS n'était plus opérationnel. En conclusion, il est donc légitime de réaliser des spectres d'émission entre

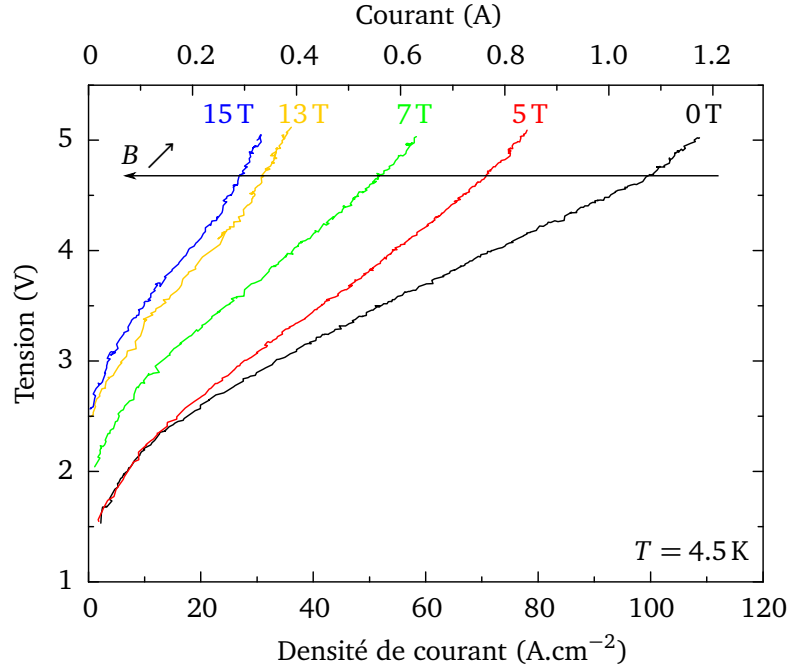


FIGURE 3.17 – Caractéristiques $i(v)$ en fonction du champ magnétique à $T = 4.5$ K pour la structure ridge. Le QCS est alimenté par des pulses de largeur $w = 1 \mu s$ avec un taux de répétition $\nu_{\text{rép}} = 50$ kHz (rapport cyclique cycle de 5 %). La surmodulation est $f = 500$ Hz.

0 et 13 T, la zone d'alignement se situant entre 3 et 4 V.

Les spectres d'émission à champ magnétique nul et à 5.2 T sont montrés figure 3.18a et ont été réalisés dans les mêmes conditions expérimentales. Le spectre à $B = 0$ T n'est autre que le spectre n° 3 de la figure 3.16. Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, les mesures ont été réalisées à $T = 10$ K avec une résolution de 1.2 meV la densité de courant étant fixée à $J = 54$ A.cm⁻², au sein de la région d'alignement. Pour les deux spectres la structure est alimentée par des pulses ayant un rapport cyclique de 50 % ($w = 1 \mu s$, $\nu_{\text{rép}} = 500$ kHz) avec une surmodulation $f = 470$ Hz. Le spectre à champ magnétique nul a déjà été largement commenté. Il met en évidence un étroit pic d'électroluminescence inter-sous-bande polarisée ε_z et émise par la tranche de l'échantillon à une énergie $E_{2 \rightarrow 1} = 17.5$ meV ainsi qu'un large pic correspondant au corps noir à 17 K.

Nous avons vu au paragraphe 2.4.1 que l'application d'un champ magnétique parallèle à l'axe de croissance d'un QCS détruit la dispersion parabolique $E_i(\mathbf{k})$ de chaque sous-bande $|i\rangle$ et la transforme en une échelle de niveaux discrets, les niveaux de Landau $|i, j\rangle$ d'énergie $E_{i,j} = E_i + (j + 1/2) \hbar\omega_c$ et séparés par l'énergie cyclotron $\hbar\omega_c = \hbar eB/m^*$, où i est l'indice de la sous-bande, E_i est l'énergie de la sous-bande à champ magnétique nul, j est l'indice du niveau de Landau ($j \in \mathbb{N}$), B est le champ magnétique et m^* est la masse effective de l'électron dans le matériau. L'évolution des niveaux de Landau $|1, j\rangle$ et $|2, 0\rangle$ (provenant respectivement des niveaux $|1\rangle$ et $|2\rangle$ du large puits quantique) en fonction du champ magnétique est tracée figure 3.18b. Nous avons également vu au paragraphe 2.5.1 que l'émission inter-niveau de Landau (émission cyclotron), de polarisation ε_x et émise par la surface, pouvait se produire à condition de satisfaire la règle de sélection $\Delta j = -1$. La

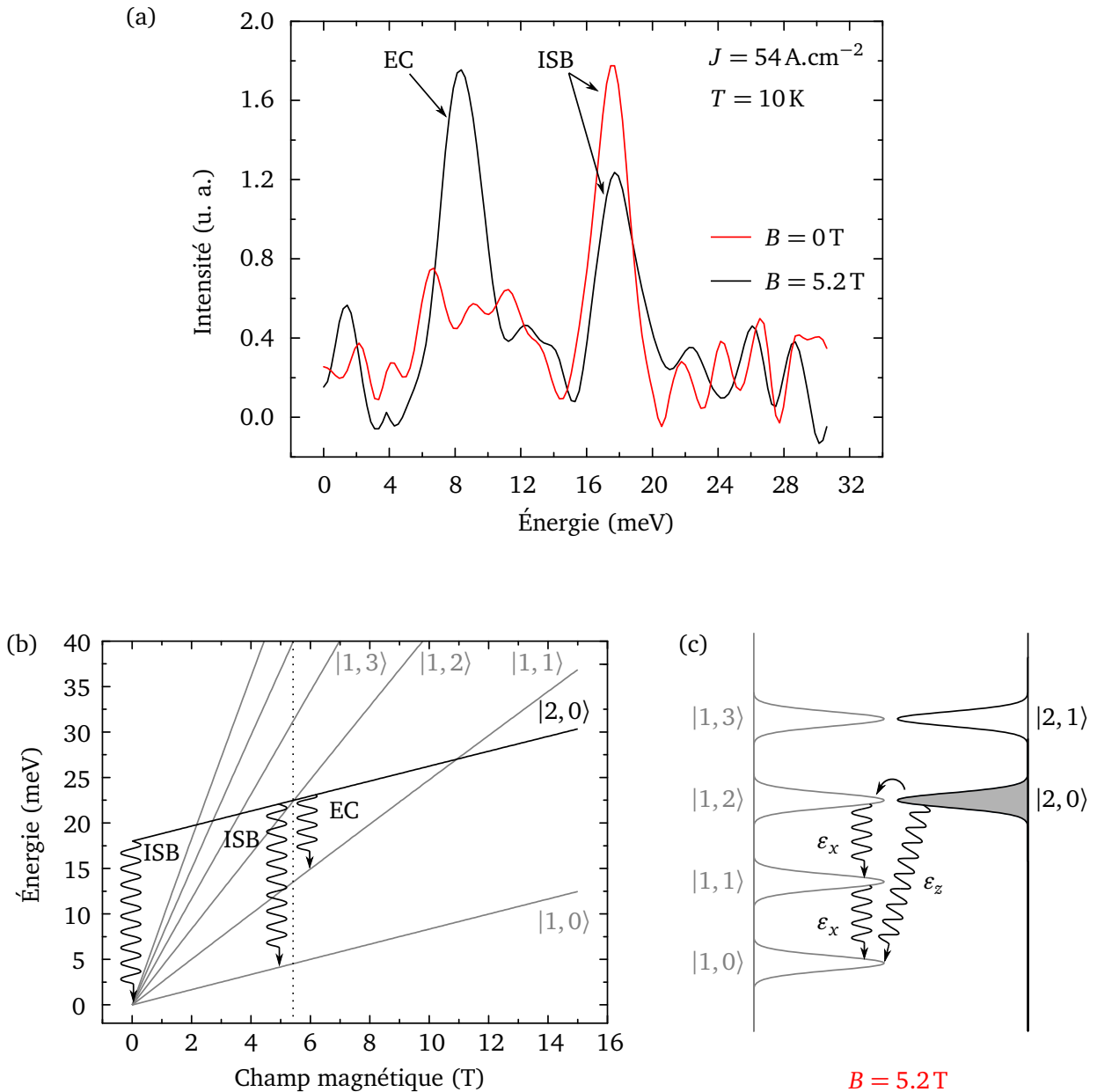


FIGURE 3.18 – (a) Spectres d'émission à $B = 0\text{ T}$ et à $B = 5.2\text{ T}$. À champ magnétique nul seule l'électroluminescence est présente (noir) alors qu'à 5.2 T à la fois l'émission inter-sous-bande et l'émission cyclotron sont présentes (vert). Le large pic entre 2 et 14 meV correspond au corps noir de l'échantillon. (b) Évolution des niveaux de Landau $|1, j\rangle$ et $|2, 0\rangle$ en fonction du champ magnétique. (c) Structure électronique à $B = 5.2\text{ T}$ des niveaux de Landau $|1, j\rangle$ et $|2, 0\rangle$. L'élargissement inhomogène des niveaux de Landau vaut $\delta = 1.5\text{ meV}$ et est représenté à l'échelle. Toutes les figures similaires par la suite seront également à l'échelle. Pour l'émission inter-sous-bande (ISB) $|2, 0\rangle \rightarrow |1, 0\rangle$, l'onde électromagnétique est polarisée ε_z . Pour l'émission cyclotron (EC) $|1, j\rangle \rightarrow |1, j-1\rangle$, l'onde électromagnétique est polarisée ε_x et a une énergie égale à la moitié de l'énergie inter-sous-bande. La flèche arrondie en trait plein représente un mécanisme élastique.

figure 3.18c montre la structure électronique des niveaux de Landau élargis (voir paragraphe 2.4.1) à $B = 5.2\text{T}$. Pour ce champ magnétique l'émission cyclotron peut se produire si des électrons sont présents dans le niveau $|1, 2\rangle$. Dans la structure les électrons sont injectés depuis le niveau $|inj\rangle$ vers le niveau $|2, 0\rangle$ qui est donc peuplé électroniquement. C'est pour cette raison que ce niveau est grisé figure 3.18c. Le courant étant fixé, le nombre d'électrons injectés sur $|2, 0\rangle$ reste constant en fonction du champ magnétique. À 5.2T , le spectre présente à la fois un pic d'électroluminescence inter-sous-bande et un pic étroit à 8.3meV attribué à l'émission cyclotron. Ce résultat est attendu puisqu'à 5.2T , les deux types d'émission peuvent se produire comme on le voit figures 3.18b et 3.18c. Le pic d'électroluminescence a une intensité plus faible qu'à champ magnétique nul. En effet, le niveau $|2, 0\rangle$ et le niveau $|1, 2\rangle$ entrent en résonance. Les électrons peuvent donc diffuser d'un niveau à l'autre. Nous avons expliqué que le passage d'un niveau de Landau à l'autre n'est possible qu'en conservant l'indice de Landau j . Un mécanisme de diffusion est donc nécessaire pour transférer les électrons de $|2, 0\rangle$ à $|1, 2\rangle$. Il a été montré par Regnault *et al.* [127] qu'au voisinage du croisement de niveaux de Landau appartenant à des sous-bandes différentes, une transition interdite mais activée grâce au désordre devient significative. Il y a alors relaxation de la population électronique entre les deux niveaux de Landau. Regnault *et al.* ont utilisé le désordre d'alliage comme mécanisme élastique dans leurs calculs. Le mécanisme dans notre QCS, inconnu pour le moment, est symbolisé par la flèche arrondie figure 3.18c et est exploité pour transférer des électrons de $|2, 0\rangle$ à $|1, 2\rangle$. Ce mécanisme, qui explique le spectre obtenu, a deux conséquences :

- D'une part, comme le courant est fixé, les électrons qui diffusent de $|2, 0\rangle$ à $|1, 2\rangle$ sont perdus pour l'émission inter-sous-bande de $|2, 0\rangle$ à $|1, 0\rangle$ ce qui explique la décroissance du pic à $\sim 18\text{meV}$. La surface du pic décroît de 20 % de 0 T à 5.2 T ;
- D'autre part une fois sur le niveau $|1, 2\rangle$, les électrons peuvent se relaxer radiativement de $|1, 2\rangle$ à $|1, 1\rangle$ puis de $|1, 1\rangle$ à $|1, 0\rangle$ ce qui explique le pic d'émission cyclotron à 8.3meV .

Les deux émissions spontanées (inter-sous-bande et cyclotron) sont en compétition et il serait intéressant d'étudier dans quelle proportion chacune se produit par rapport à l'autre. Malheureusement, pour la structure ridge, la présence du corps noir ne permet pas de donner une image quantitative précise de cette compétition. Cependant, en faisant l'approximation grossière que le corps noir est le même à 0 T et à 5.2 T, la surface du pic d'émission cyclotron vaut deux fois la surface perdue sur le pic d'électroluminescence. Ce facteur 2 peut être expliqué par l'orientation de l'échantillon. La surface étant tournée vers le détecteur, celui-ci détecte mieux le rayonnement émis directement par la surface. Cette hypothèse est en accord avec les spectres présentés précédemment en fonction de l'orientation de l'échantillon (tranche ou surface) vis à vis du détecteur (figure 3.15) et qui ont montré une certaine directionnalité de l'émission THz.

Finalement, nous devons déterminer quel est le mécanisme élastique responsable du transfert des électrons du niveau $|2, 0\rangle$ à $|1, 2\rangle$. Pour cela, des mesures de magnéto-transport sont nécessaires. Nous ferons une étude approfondie de ce mécanisme lors de l'étude de la structure mesa au paragraphe 3.6.2. Comme nous l'avons vu au chapitre 2, deux mécanismes élastiques peuvent avoir lieu dans un QCS THz : la diffusion sur la rugosité d'interface et la diffusion entre électrons. Nous

montrons que le mécanisme dominant est l'interaction électron-électron.

Jusqu'à présent nous nous sommes limités à un seul champ magnétique, en l'occurrence $B = 5.2\text{T}$. Cependant, nous avons vu au paragraphe 2.4.1 que l'émission cyclotron peut se produire chaque fois qu'il y a résonance entre un niveau $|1, j\rangle$ et le niveau $|2, 0\rangle$. Comme on le voit figure 3.18b, cette situation se produit non seulement à 5.2T mais aussi à 10.5T ($|2, 0\rangle \leftrightarrow |1, 1\rangle$), à 3.5T ($|2, 0\rangle \leftrightarrow |1, 3\rangle$) et à plus bas champ magnétique pour $j \geq 4$. Les spectres obtenus pour $j = 1, 2$ et 3 sont reportés figure 3.19a. Comme pour les spectres montrés précédemment la densité de courant est constante et fixée à $J = 54\text{A.cm}^{-2}$. En revanche, la résolution est meilleure puisqu'elle est de 0.5meV et la température vaut $T = 30\text{K}$. Pour les trois spectres, la structure est alimentée par des pulses ayant un rapport cyclique de 50% ($w = 1\mu\text{s}$, $\nu_{\text{rép}} = 500\text{kHz}$) avec une surmodulation $f = 470\text{Hz}$. Enfin, afin d'augmenter le rapport signal sur bruit, chaque spectre est la moyenne de plusieurs enregistrements : le spectre à 0T est la moyenne de 4 spectres, le spectre à 3.5T est la moyenne de 4 spectres, le spectre à 5.2T est la moyenne de 6 spectres et le spectre à 10.5T est la moyenne de 4 spectres.

La discussion pour les spectres à 0T (noir) et à 5.2T (rouge) a déjà été menée et les résultats obtenus ici sont similaires à ceux présentés précédemment. Le spectre à $B = 3.5\text{T}$ (bleu) présente deux pics. Le premier est étroit et est situé à l'énergie de l'émission inter-sous-bande. Le deuxième est large et correspond comme précédemment au corps noir de l'échantillon. Ainsi que le montre la figure 3.19b, l'émission cyclotron est attendue à une énergie d'environ 6meV . Aucun pic n'est visible sur le spectre. Deux raisons peuvent l'expliquer :

- Tout d'abord l'énergie de l'émission cyclotron à 3.5T tombe en plein dans la partie énergétique où le corps noir est présent ($4\text{-}14\text{meV}$). Il n'est donc pas aisé de détecter un pic dans cette gamme d'énergie ;
- Ensuite, le mécanisme de transfert électronique à la résonance n'est pas très efficace pour les indices de Landau j élevés [76,77]. L'observation de l'intensité du pic inter-sous-bande fournit une preuve expérimentale directe puisque celle-ci diminue légèrement entre 0 et 3.5T . Ceci est le résultat de la compétition entre les deux mécanismes radiatifs qui peuvent se produire. En effet, grâce à un mécanisme élastique, une partie des électrons a été transférée du niveau $|2, 0\rangle$ au niveau $|1, 3\rangle$. Il en résulte une diminution du nombre de photons inter-sous-bandes émis et donc une diminution du pic à $\sim 18\text{meV}$. Cependant, comme prévu, ce transfert n'est pas efficace et par conséquent le pic d'émission cyclotron attendu à 6meV doit être faible. Ajouté à la remarque du point précédent, cela explique l'absence de tout pic clair mettant directement en évidence l'émission cyclotron.

Retenons que nous n'avons qu'une preuve indirecte de la possibilité d'émission cyclotron à $B = 3.5\text{T}$. L'étude pour $j = 3$ révèle également qu'il est illusoire de vouloir observer directement de l'émission cyclotron avec des indices de Landau $j \geq 4$. C'est pourquoi aucun spectre n'est présenté à plus bas champ magnétique. À cela s'ajoute que l'élargissement des niveaux de Landau finit par créer un quasi-continuum puis un continuum d'états qui détruit la quantification de Landau et donc la possibilité d'émission cyclotron.

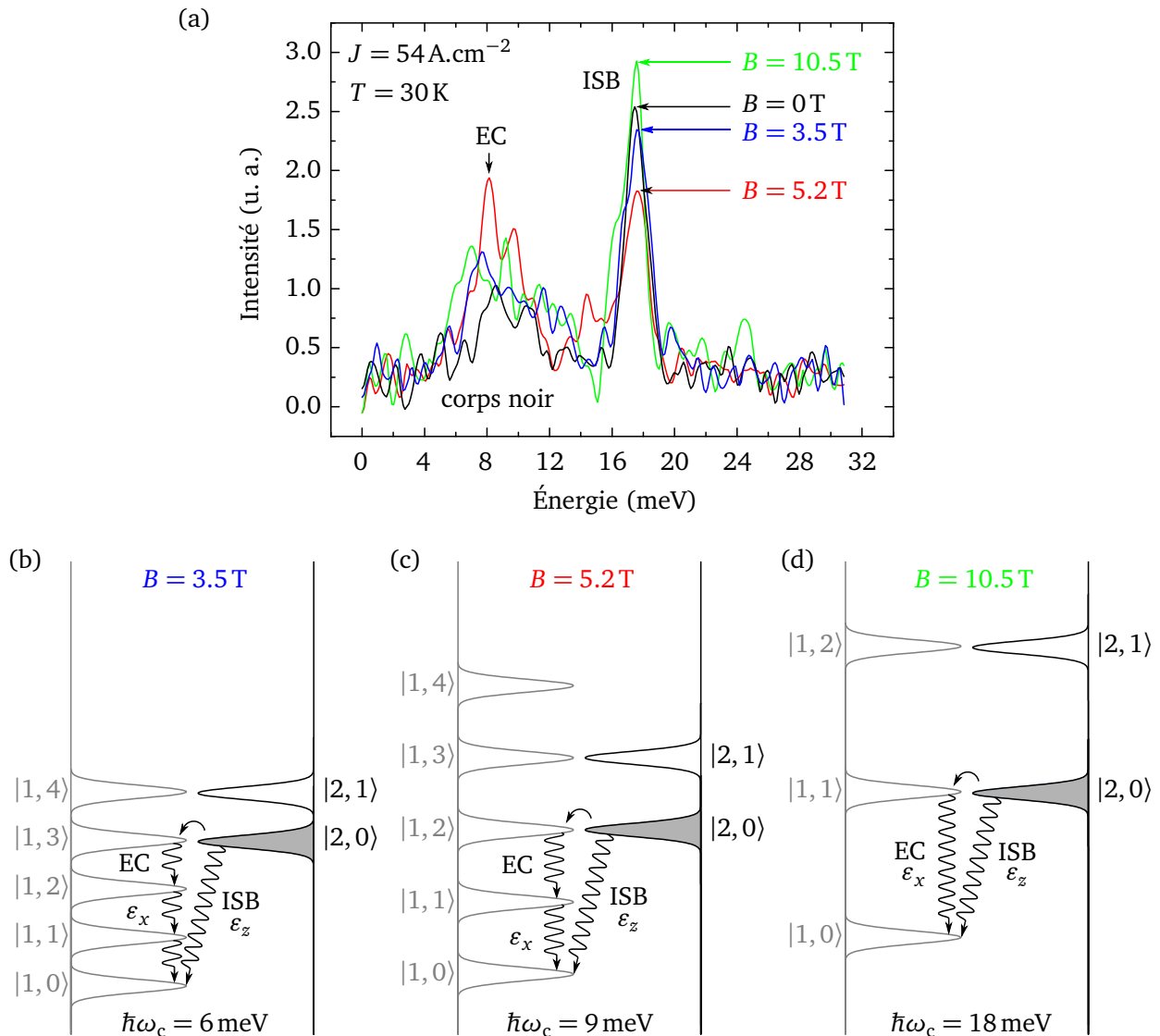


FIGURE 3.19 – (a) Spectres d'émission à $B = 0, 3.5, 5.2$ et $B = 10.5 \text{ T}$. Les spectres sont moyennés pour augmenter le rapport signal sur bruit. (b)-(d) Structure électronique à différents champs magnétiques des niveaux de Landau $|1, j\rangle$ et $|2, 0\rangle$. L'élargissement inhomogène des niveaux de Landau est $\delta = 1.5 \text{ meV}$. Pour l'émission inter-sous-bande (ISB) $|2, 0\rangle \rightarrow |1, 0\rangle$, l'onde électromagnétique est polarisée ε_z . Pour l'émission cyclotron (EC) $|1, j\rangle \rightarrow |1, j-1\rangle$, l'onde électromagnétique est polarisée ε_x et à une énergie donnée par $\hbar\omega_c$ donc linéaire en B . La flèche arrondie en trait plein représente un mécanisme élastique.

Le spectre à $B = 10.5$ T (vert) présente également deux pics, aux mêmes énergies que pour $B = 3.5$ T (émission inter-sous-bande à ~ 18 meV et corps noir dans la gamme 4-14 meV). En revanche, cette fois-ci, le pic inter-sous-bande est plus intense qu'à champ magnétique nul. Cela s'explique aisément car le transfert d'électrons de $|2, 0\rangle$ au niveau $|1, 1\rangle$ se produit et il y a donc émission par la surface à ~ 18 meV puisque, comme le montre la figure 3.19d, à $B = 10.5$ T, l'émission inter-sous-bande et l'émission cyclotron sont dégénérées en énergie. Seule la polarisation va changer. Le détecteur étant tourné vers la surface de l'échantillon, il est normal de collecter plus facilement l'émission cyclotron à 18 meV qu'à $B = 0$ T où l'émission a lieu par la tranche de l'échantillon.

3.5.3 Conclusion sur la structure ridge

Dans cette section les résultats expérimentaux obtenus sur le QCS ridge en l'absence et en présence d'un champ magnétique ont été présentés. Nous avons vu que cette structure « modèle » (du type système à deux niveaux) a permis une observation claire de l'émission cyclotron dans un QCS THz. Cette étude a en outre montré qu'il peut y avoir transfert électronique entre deux niveaux de Landau appartenant à des sous-bandes différentes. Ce transfert est le résultat d'un mécanisme de diffusion qui reste à déterminer.

En dépit de ces résultats encourageants, quelques points sont à améliorer :

1. Diminuer le corps noir. La présence du corps noir est un des principaux inconvénients du ridge car elle couvre une partie du spectre où il serait possible d'observer des pics d'émission. Elle limite donc l'observation de l'émission cyclotron ;
2. S'affranchir de l'émission par la tranche. En effet, l'interprétation des spectres est rendue difficile par le mélange entre l'émission de surface et l'émission par la tranche. Cela est particulièrement vrai au voisinage de $B = 10.5$ T. De plus, au niveau des applications, un composant émettant uniquement par la surface est souhaitable ;
3. Déterminer le mécanisme responsable du transfert électronique. Pour cela il faut réaliser des expériences de magnéto-transport. Celles-ci ont été réalisées sur la structure ridge mais nous présenterons les résultats obtenus dans la prochaine section avec la structure mesa. Les courbes expérimentales pour les deux structures sont évidemment les mêmes puisque la structure électronique des deux composants est identique.

Nous allons maintenant détailler les résultats obtenus sur la structure mesa. Nous verrons que cette géométrie a permis de s'affranchir du corps noir et de l'émission par la tranche conduisant ainsi à une meilleure compréhension des mécanismes physiques au sein de ce système et conduisant également à un meilleur contrôle de l'émission spontanée provenant de ces nouveaux états électroniques créés grâce à un paramètre extérieur : le champ magnétique.

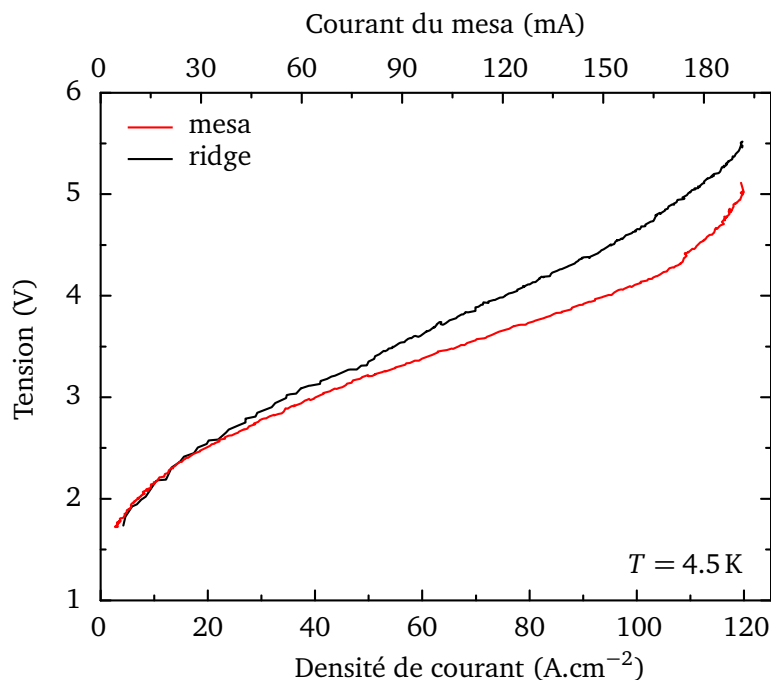


FIGURE 3.20 – Tension en fonction de la densité de courant à $T = 4.5 K$ pour la structure mesa (rouge) et la structure ridge (noir). Dans les deux cas le QCS est alimenté par des pulses de largeur $w = 1 \mu s$ avec un taux de répétition $\nu_{rép} = 20 kHz$ (rapport cyclique de 2 %). La surmodulation est $f = 240 Hz$.

3.6 Émission cyclotron sur une structure mesa

Cette section est consacrée aux résultats expérimentaux obtenus sur le QCS mesa. Nous commencerons par décrire les caractéristiques de ce QCS à champ magnétique nul tant électriquement qu'optiquement au paragraphe 3.6.1. Le paragraphe 3.6.2 sera consacré à l'analyse des données de magnéto-transport. Il permettra d'identifier sans ambiguïté le mécanisme diffuseur responsable de l'émission cyclotron. Cette étude achevée nous présenterons les spectres d'émission obtenus sous champ magnétique au paragraphe 3.6.3. Dans cette section nous ferons souvent appel à ce qui a été présenté pour la structure ridge afin de voir les différences importantes qui existent entre les deux types de QCS.

3.6.1 Caractérisation à champ magnétique nul

Caractéristique électrique

Commençons par la caractérisation électrique du QCS mesa. La caractéristique $i(v)$ du mesa est reportée figure 3.20 et celle de la structure ridge a également été reproduite à titre de comparaison. Les deux caractéristiques sont similaires ce qui est attendu puisqu'il s'agit de la même structure de bandes pour les deux échantillons. La discussion du paragraphe 3.5.1 est donc également valable pour le mesa et la zone d'alignement se situe entre 2.5 et 4.3V. Néanmoins le mesa est légèrement

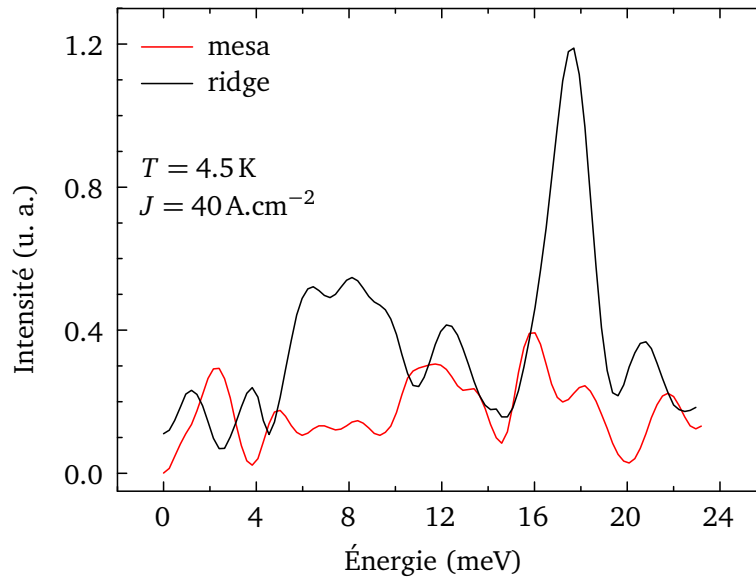


FIGURE 3.21 – Spectres d’émission à champ magnétique nul à densité de courant fixée $J = 40 \text{ A.cm}^{-2}$ à $T = 4.5 \text{ K}$ pour la structure mesa (rouge) et la structure ridge (noir). Dans les deux cas le QCS est alimenté par des pulses de largeur $w = 1 \mu\text{s}$ avec un taux de répétition $\nu_{\text{rép}} = 800 \text{ kHz}$ (rapport cyclique de 80 %). La surmodulation est $f = 470 \text{ Hz}$. La résolution du FTIR est de 1.2 meV .

moins résistant que le ridge. Ainsi, vers 100 A.cm^{-2} la tension sur le ridge vaut 4.7 V alors qu’elle est de 4.0 V pour le mesa. Par conséquent la puissance électrique injectée dans le mesa est moins importante. Cette différence est probablement liée à une légère différence de résistance de contact due à une différence de dépôt des contacts en or lors du processus technologique. En outre, la structure mesa ayant une surface 7 fois plus petite que celle du ridge, le courant électrique la traversant est bien moins important. Alors qu’il va un peu au delà de 1.2 A pour le ridge (voir figure 3.12), il ne dépasse pas les 0.2 A pour le mesa. Ce dernier présente donc des caractéristiques électriques très avantageuses d’un point de vue expérimental puisque l’échantillon devrait moins chauffer.

Caractéristiques optiques

Comme cela a été expliqué au paragraphe 3.3.2, la structure mesa a été conçue pour bloquer l’émission inter-sous-bande de polarisation ε_z émise par la tranche. Afin de vérifier l’efficacité du processus technologique développé, le spectre d’émission à champ magnétique nul a été enregistré. Le résultat est présenté figure 3.21. Le spectre reproduit est la moyenne de 3 enregistrements. Un spectre d’émission du ridge réalisé dans les mêmes conditions expérimentales a également été reporté afin d’effectuer une comparaison des deux géométries utilisées. Le spectre du ridge est la moyenne de 2 enregistrements. Pour l’enregistrement des spectres du mesa, le porte-échantillon avec thermaliseur et pièce en cuivre a été utilisé. En revanche il n’a pas été nécessaire de mettre directement la canne et le porte-échantillon dans le VTI sans étui. Les expériences ont donc été menées à $T = 4.5 \text{ K}$ avec la canne dans l’étui, la pression du gaz d’échange valant 800 mbar . Le spectre du QCS ridge présenté figure 3.21 a donc été enregistré dans ces conditions qui, nous l’avons

vu précédemment, ne sont pas les plus favorables. Comme auparavant, le détecteur est tourné vers la surface de l'échantillon.

La différence entre les deux spectres est claire. Le spectre du ridge est composé d'un pic étroit à ~ 18 meV ainsi que d'un large pic entre 4 et 14 meV correspondant à un corps noir à ~ 17 K. En revanche, aucun pic n'est visible sur le spectre du mesa. Le rayonnement du corps noir n'est pas observé non plus car le courant traversant la structure est faible, en accord avec les remarques sur la caractéristique électrique faites au paragraphe ci-dessus, la taille de l'échantillon étant réduite d'un facteur 7. La comparaison des deux spectres montre l'efficacité du processus technologique utilisé pour bloquer l'émission inter-sous-bande polarisée ε_z . Cela garantit que tout rayonnement émis par le mesa provient de sa surface. Avant de présenter les spectres en champ magnétique, nous allons tout d'abord déterminer, grâce à des expériences de magnéto-transport, quel est le mécanisme élastique responsable du transfert des électrons de $|2, 0\rangle$ vers $|1, j\rangle$.

3.6.2 Mesures de magnéto-transport

Le comportement en champ magnétique de la structure mesa a été testé en mesurant, comme pour le ridge, des caractéristiques $i(v)$ pour différents champs magnétiques. Les résultats sont similaires à ceux de la figure 3.17 et montrent que l'alignement est préservé jusqu'à environ 12 T.

De manière à clairement identifier le mécanisme élastique dominant qui permet le transfert des électrons de $|2, 0\rangle$ vers $|1, j\rangle$ et dont il a déjà été question à la section 3.5, des expériences de magnéto-transport ont été réalisées tant sur le ridge que sur le mesa. La figure 3.22a montre l'évolution de la tension sur le mesa en fonction du champ magnétique, la densité de courant étant fixée. La tension effectue des oscillations en fonction de B superposées à un fond continu croissant. Cette augmentation générale de la tension est attribuée à la magnéto-résistance des contacts [54, 76]. Les trois principaux minima sont situés à $B = 3.5$ T, 5.2 T et 10.5 T et un minimum supplémentaire moins marqué est présent à $B = 7.2$ T. Il a été vu dans le modèle simple de magnéto-transport au paragraphe 3.4 qu'à J fixée, la tension v est proportionnelle au temps de vie du niveau haut (niveau $|2\rangle$) de la transition radiative. Par conséquent, les oscillations de la courbe $v(B)$ sont le résultat de la modulation du temps de vie des électrons sur le niveau $|2, 0\rangle$ du large puits quantique. Quand un niveau de Landau $|1, j\rangle$ entre en résonance avec le niveau $|2, 0\rangle$, la résistance de l'échantillon diminue car le nombre d'états accessibles (densité d'états) augmente considérablement. Le courant étant constant, la tension diminue. Les figures 3.22b-e schématisent la structure électronique aux champs magnétiques où se produisent les minima. Les deltas de Dirac associés à chaque niveau de Landau ont été remplacés de manière phénoménologique par une gaussienne de largeur $\delta = 1.5$ meV en se basant sur le modèle de l'élargissement inhomogène [70]. La valeur choisie pour δ est en accord avec la largeur à mi-hauteur des creux de la courbe expérimentale. Comme on le voit sur les figures 3.22b-e, les minima se produisent chaque fois que le niveau $|2, 0\rangle$ est en résonance avec l'un des niveaux $|1, j\rangle$ et/ou à mi-chemin entre deux niveaux de Landau de $|1\rangle$.

Le mécanisme responsable des oscillations est élastique et parmi ceux décrits au chapitre 2, deux peuvent se produire : la diffusion sur la rugosité d'interface, un mécanisme à un électron, ou

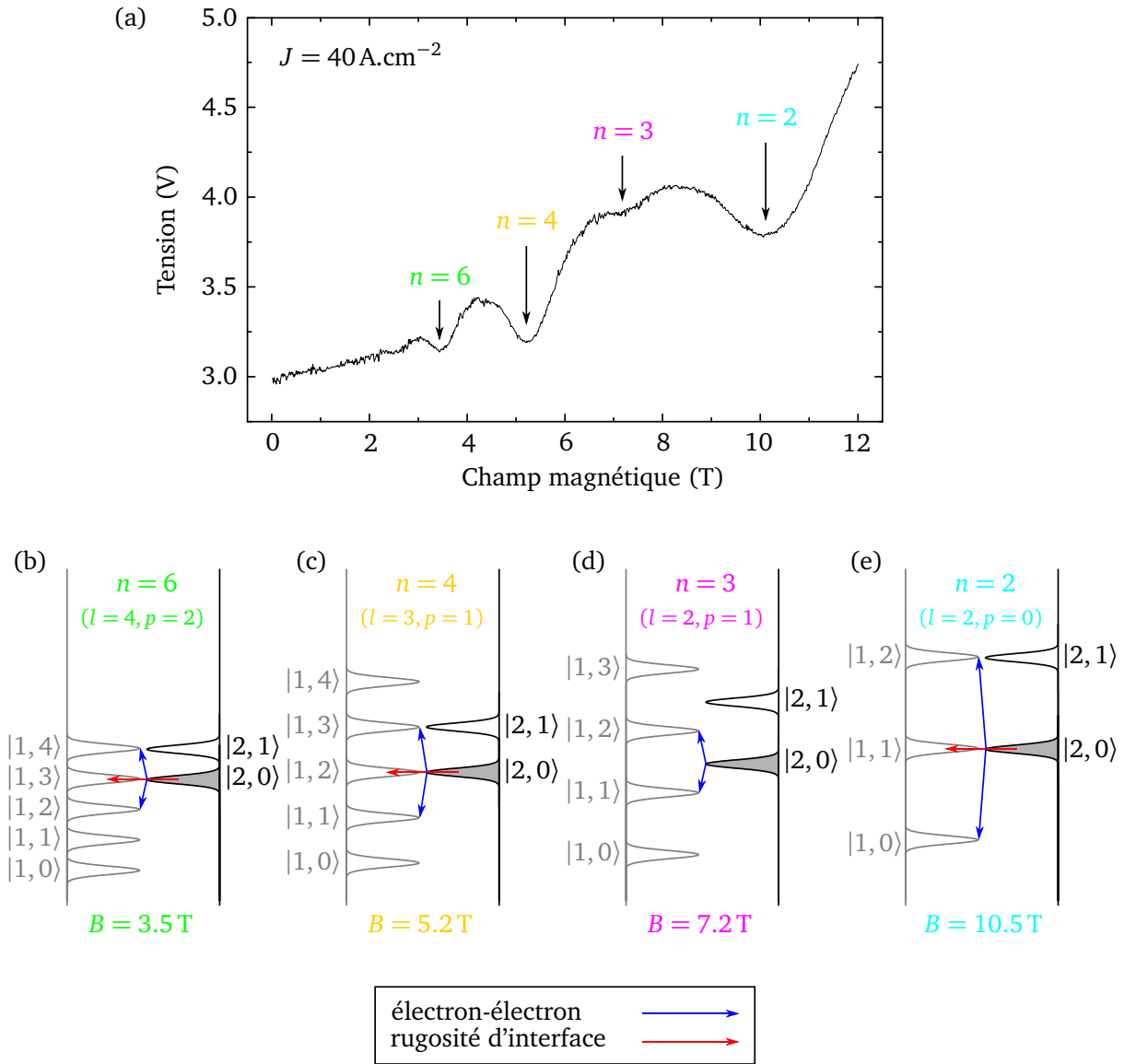


FIGURE 3.22 – Magneto-transport sur le mesa à courant fixé. (a) Tension en fonction du champ magnétique à densité de courant constante $J = 40 \text{ A.cm}^{-2}$. L'expérience a été réalisée à $T = 4.5 \text{ K}$ le champ magnétique étant balayé de 0 à 12 T. Le QCS est alimenté par des pulses de largeur $w = 1 \mu\text{s}$ avec un taux de répétition $\nu_{\text{rép}} = 800 \text{ kHz}$ (rapport cyclique de 80 %). La surmodulation est $f = 470 \text{ Hz}$ et la vitesse de balayage du champ magnétique est de 1 T/min. (b)-(e) Structure électronique à différents champs magnétiques des niveaux de Landau $|2, 0\rangle$ et $|1, j\rangle$. L'élargissement inhomogène des niveaux de Landau vaut $\delta = 1.5 \text{ meV}$. Deux mécanismes élastiques sont représentés : l'interaction électron-électron (flèches bleues) et la rugosité d'interface (flèches rouges). La rugosité d'interface joue un rôle pour le transfert des électrons à $B = 3.5, 5.2$ et 10.5 T pour les valeurs paires de n ($n = l + p$). La diffusion électron-électron se produit dans tous les cas.

un mécanisme à deux électrons de type Auger, la diffusion électron-électron. Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.5.2, dans les QCS THz en GaAs/AlGaAs, des études ont montré que la rugosité d'interface est le mécanisme dominant [75, 77]. Il se produit quand $|2, 0\rangle$ et $|1, j\rangle$ entrent en résonance. Comme il a été dit précédemment, il en résulte que le temps de vie des électrons sur le niveau $|2, 0\rangle$ est plus court ce qui entraîne une diminution de la tension de manière à conserver le courant constant. Ce mécanisme explique donc les minima à $B = 3.5, 5.2$ et 10.5 T. En outre, dans chacune des situations précédentes, la diffusion électron-électron peut intervenir dans deux configurations possibles des niveaux de Landau. La première se produit quand $|2, 0\rangle$ est à mi-chemin entre les niveaux $|1, j - 1\rangle$ et $|1, j + 1\rangle$. La seconde a lieu quand $|2, 0\rangle$ est à mi-chemin entre les niveaux $|1, j\rangle$ et $|1, j + 1\rangle$. Les effets de l'interaction électron-électron ont déjà été observés dans des QCS en transport [112, 113] et dans des mesures de puissance laser [114]. Nous avons vu au paragraphe 2.5.2 que l'interaction générale entre deux électrons en champ magnétique, l'un diffusant du niveau de Landau k au niveau de Landau l et l'autre diffusant du niveau de Landau m au niveau de Landau p est habituellement caractérisée par un entier $n = l - k + p - m$ qui peut être pair ou impair [112, 113]. Dans notre cas, $k = m = 0$ puisque tous les électrons sont initialement dans le niveau de Landau $|2, 0\rangle$ et donc $n = l + p$. L'entier n n'est donc rien d'autre que la somme des indices de Landau d'arrivée et sa valeur est donnée pour chaque situation à la figure 3.22. La série paire correspond à $B = 3.5, 5.2$ et 10.5 T ($n = 6, 4$ et 2 respectivement) et est la situation où la diffusion électron-électron et la diffusion sur la rugosité d'interface se produisent conjointement. Pour la série impaire, seule l'interaction électron-électron peut avoir lieu et par conséquent le minimum à $B = 7.2$ T ($n = 3$) est une signature expérimentale claire de cette interaction.

Nous venons de voir que les deux mécanismes peuvent se produire à $B = 3.5, 5.2$ et 10.5 T (flèches rouges et bleues aux figures 3.22b, c et e) alors qu'à $B = 7.2$ T seule la diffusion électron-électron peut avoir lieu (flèches bleues figure 3.22d). Pour déterminer le poids relatif de chaque mécanisme il est nécessaire de calculer les temps de vie en utilisant la règle d'or de Fermi. Les calculs ont d'abord été réalisés à $B = 0$ T. Utilisant une fonction de corrélation gaussienne de hauteur moyenne $\Delta = 1.5$ Å et de longueur de corrélation $\Lambda = 60$ Å, l'équation (2.42) conduit à $\tau_{2 \rightarrow 1}^{\text{rugo}} = 490$ ps. Cette valeur est plutôt élevée puisque généralement le temps de vie sur la rugosité d'interface est de l'ordre de la dizaine de picosecondes dans les QCS THz [76, 77]. La grande valeur trouvée ici est liée à la faible valeur de la fonction d'onde aux interfaces du puits quantique comme cela est visible sur la structure de bandes à la figure 3.7. Ceci est la conséquence de l'utilisation d'un large puits pour la transition radiative. Nous avons déjà discuté ce point au paragraphe 2.3.2. Le calcul du temps de vie par diffusion électron-électron a été calculé pour une densité électronique $n_e = 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ en utilisant l'équation (2.45). Il mène à la valeur $\tau_{2 \rightarrow 1}^{\text{e-e}} = 23$ ps. Les calculs à champ magnétique nul suggèrent donc que l'interaction électron-électron est le mécanisme dominant.

Suivant Leuliet *et al.* [76], nous supposons que ces résultats peuvent être extrapolés à n'importe quel champ magnétique. Nous avons cependant calculé le taux de diffusion sur la rugosité d'interface grâce à l'équation (2.90). Les paramètres de la fonction de corrélation utilisés sont les mêmes qu'à champ magnétique nul. L'élargissement des niveaux de Landau vaut $\delta = 1.5$ meV. La

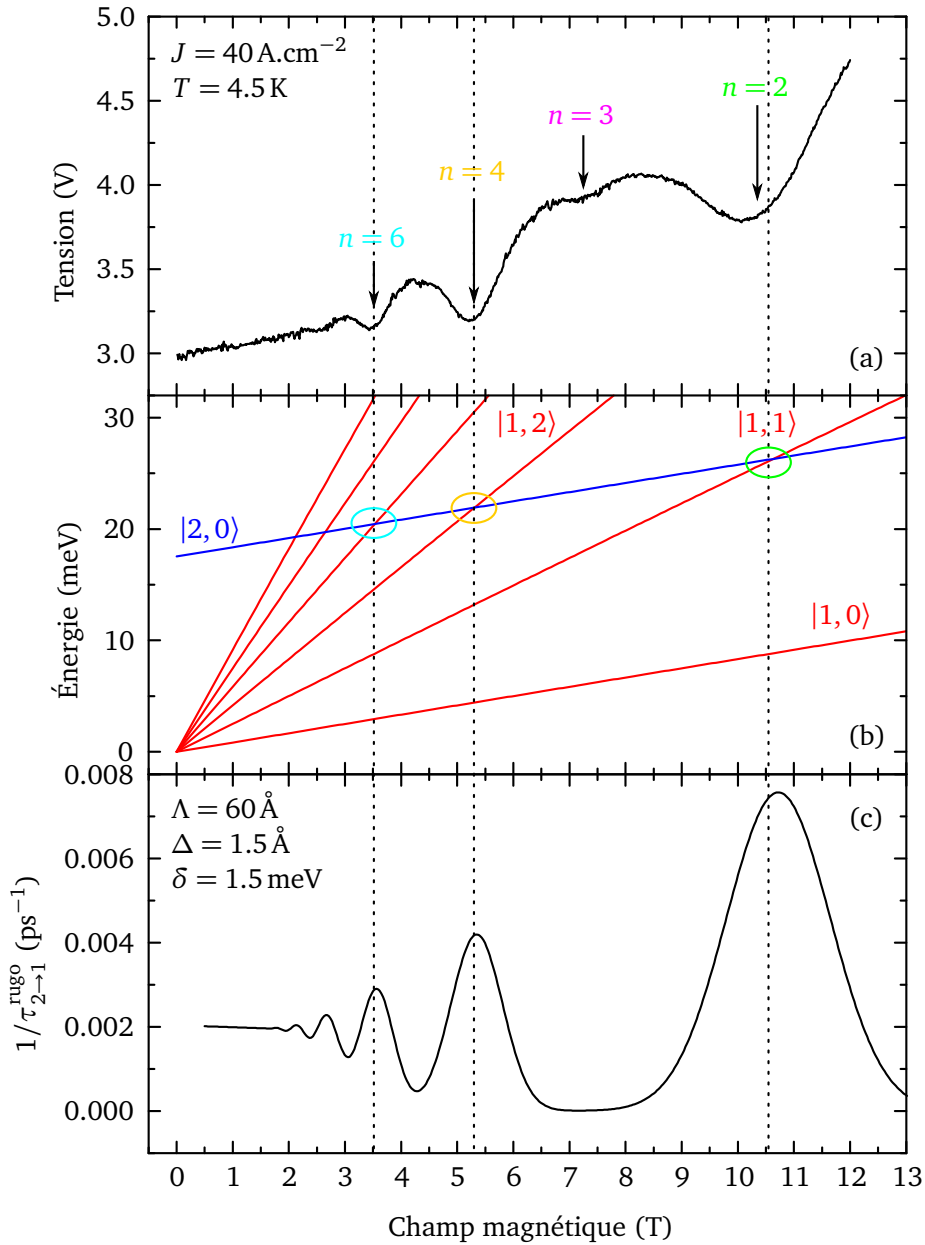


FIGURE 3.23 – (a) Tension en fonction du champ magnétique à densité de courant constante $J = 40 \text{ A.cm}^{-2}$. L'expérience a été réalisée à $T = 4.5 \text{ K}$ le champ magnétique étant balayé de 0 à 12 T. (b) Évolution des niveaux de Landau $|1, j\rangle$ et $|2, 0\rangle$ en fonction du champ magnétique. Les ellipses indiquent les résonances où la diffusion sur la rugosité d'interface est possible. (c) Simulation du taux de diffusion d'un électron sur le niveau $|2, 0\rangle$ avec l'interaction électron-rugosité d'interface en fonction du champ magnétique. Les paramètres caractérisant la rugosité d'interface sont $\Lambda = 60 \text{ \AA}$, $\Delta = 1.5 \text{ \AA}$ et les niveaux de Landau ont un élargissement $\delta = 1.5 \text{ meV}$. La simulation rend bien compte des creux à $n = 2, 4$ et 6 mais n'explique pas le minimum à $n = 3$.

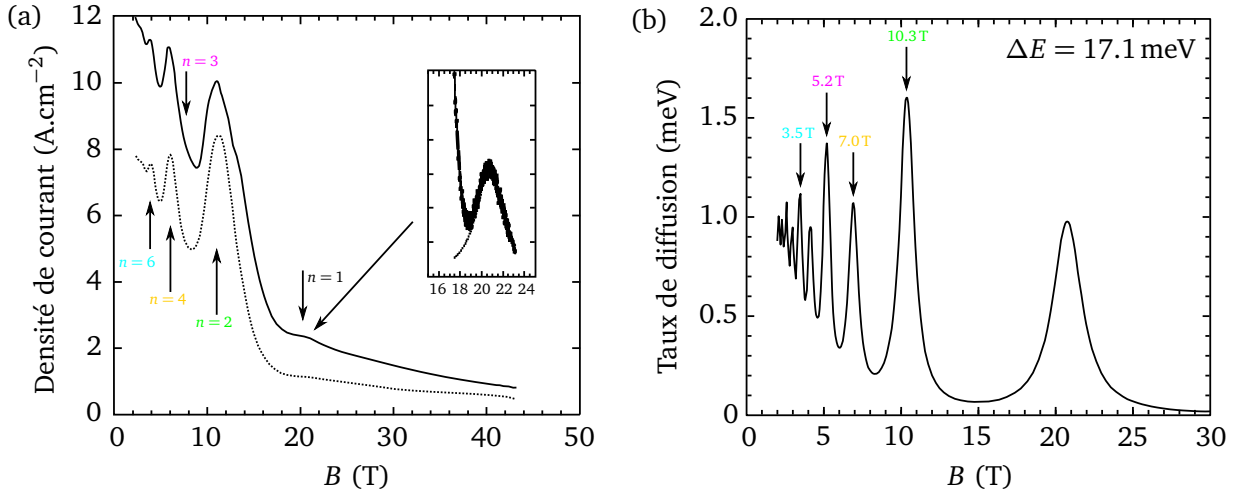


FIGURE 3.24 – (a) Densité de courant mesurée J en fonction du champ magnétique B pour deux tensions : 1.7V (pointillé) et 2V (trait plein). L'encart montre un zoom du pic à 21 T correspondant à $n = 1$ où le fond continu a été soustrait. D'après la référence [113]. (b) Taux de diffusion d'un électron avec l'interaction électron-électron sur le niveau haut d'un puits quantique à deux niveaux séparés d'une énergie $\Delta E = 17.1$ meV en fonction du champ magnétique. Rappelons que 1 meV vaut 4 ps. D'après la référence [112].

figure 3.23 montre la comparaison entre la simulation et la courbe expérimentale. La courbe expérimentale de la figure 3.22a est reportée figure 3.23a. L'évolution des niveaux de Landau $|1, j\rangle$ et $|2, 0\rangle$, déjà présentée auparavant, est également reportée figure 3.23b. Enfin, le calcul du taux de diffusion $1/\tau_{2 \rightarrow 1}^{\text{rugo}}$ en fonction du champ magnétique est tracé figure 3.23c. Selon le modèle simple de magnéto-transport, $\nu \propto \tau_2$. Il aurait donc fallu tracer le temps de vie et non le taux de diffusion. Cependant, pour des raisons de clarté au niveau des échelles, le taux de diffusion a été représenté. Les creux deviennent donc des pics ce qui ne gêne pas l'interprétation : seule la largeur des oscillations et leur position est importante. Comme nous l'avons déjà noté précédemment, la diffusion sur la rugosité d'interface est en excellent accord avec les minima de la série des n pairs. En revanche, le cas $n = 3$ ne peut être expliqué par ce mécanisme. Enfin, l'extrapolation de la simulation quand $B \rightarrow 0$ confirme que $\tau_{2 \rightarrow 1}^{\text{rugo}} \sim 500$ ps.

Le calcul du temps de vie par diffusion électron-électron est complexe (voir équation (2.91) et suivantes) et n'a pas été développé numériquement dans ce travail de thèse. Cependant la différence d'énergie $E_{2 \rightarrow 1} = 18$ meV entre les deux niveaux du large puits quantique est très proche de celle utilisée par Kempa *et al.* [112, 113] lors de leur étude théorique et expérimentale sur l'interaction électron-électron entre les deux premiers niveaux d'un puits quantique. Les résultats expérimentaux sont reproduits figure 3.24a et la simulation théorique découlant de l'équation (2.91) est reproduite figure 3.24b. Ces résultats sont en excellent accord avec ceux obtenus dans notre étude. En particulier la série n impaire est plus faible que celle paire ce qui est exactement ce que nous observons, le minimum à $B = 7.2$ T étant faible. Enfin les valeurs des champs magnétiques où doivent avoir lieu les minima d'après le calcul théorique s'accordent également bien avec nos résultats expérimentaux.

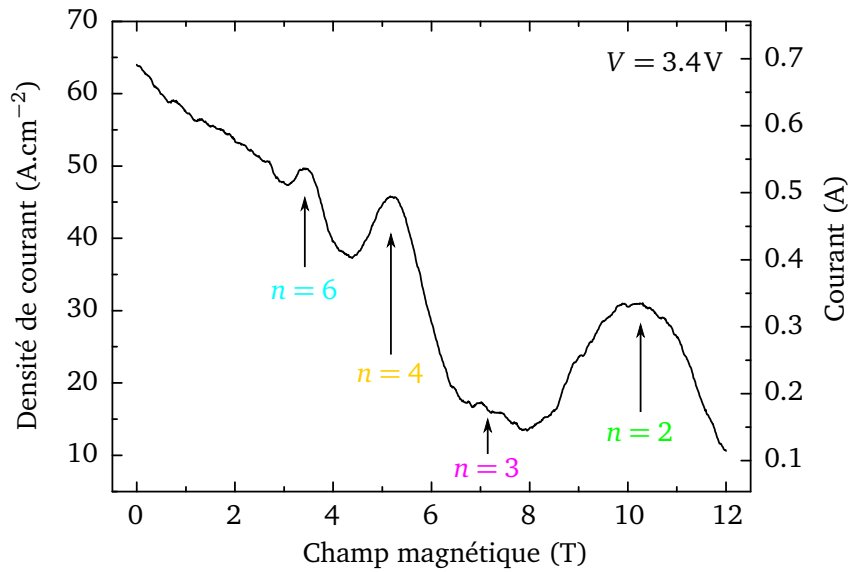


FIGURE 3.25 – Mesure de magneto-transport sur le ridge. Courant et densité de courant en fonction du champ magnétique à tension constante $V = 3.4\text{V}$. L'expérience a été réalisée à $T = 4.5\text{K}$ le champ magnétique étant balayé de 0 à 12 T.

Pour conclure ce paragraphe, nous présentons une autre courbe de magnéto-transport, réalisée cette fois-ci sur le ridge. La figure 3.25 montre l'évolution de la densité de courant en fonction du champ magnétique, la tension étant fixée à $V = 3.4\text{V}$. Cette courbe est à mettre en parallèle avec le résultat expérimental de Kempa *et al.* [113] qui enregistrèrent également la densité de courant en fonction du champ magnétique (voir figure 3.24a). Le QCS est alimenté par des pulses de largeur $w = 1\ \mu\text{s}$ avec un taux de répétition $\nu_{\text{rép}} = 500\ \text{kHz}$ (rapport cyclique cycle de 50 %). La surmodulation est $f = 470\ \text{Hz}$ et la vitesse de balayage du champ magnétique est de $1\ \text{T/min}$. Le courant effectue des oscillations en fonction de B superposées à un fond continu décroissant. Comme pour la courbe $\nu(B)$, cette diminution globale est attribuée à la magnéto-résistance des contacts. En accord avec la discussion précédente, il y a trois principaux maxima situés à $B = 3.5\text{T}$, 5.2T et 10.5T et un maximum supplémentaire moins marqué présent à $B = 7.2\text{T}$. Comme auparavant, ces oscillations sont la conséquence de la modulation du temps de vie des électrons sur le niveau $|2,0\rangle$ du large puits quantique puisque quand un niveau de Landau $|1,j\rangle$ entre en résonance avec le niveau $|2,0\rangle$, la résistance de l'échantillon diminue car le nombre d'états accessibles (densité d'états) augmente considérablement. La tension étant constante, le courant augmente. Remarquons enfin qu'en accord avec le modèle de magnéto-transport où $J \propto n_2/\tau_2$, la position des pics coïncide avec le calcul du taux de diffusion. Pour conclure, retenons que l'interaction électron-électron est le mécanisme dominant et que le faible creux à $n = 3$ est une preuve non ambiguë de cet effet.

3.6.3 Spectres en champ magnétique

Les spectres d'émission du mesa sont présentés figure 3.26. Comme pour les spectres du ridge, afin d'augmenter le rapport signal sur bruit, chaque spectre présenté par la suite est la moyenne

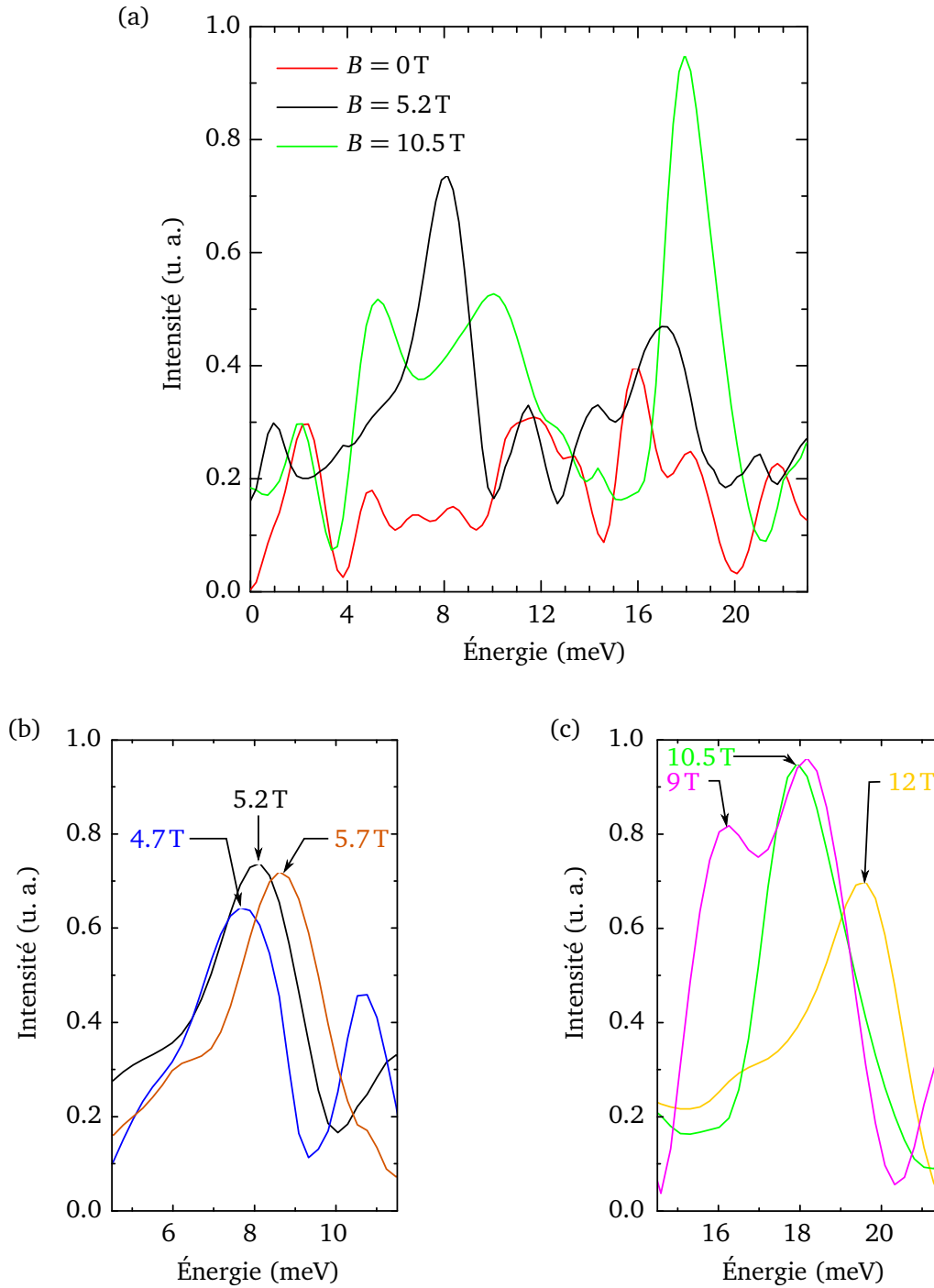


FIGURE 3.26 – Spectres d’émission à différents champs magnétiques et à densité de courant fixée $J = 40\text{ A.cm}^{-2}$. La résolution est de 1.2 meV , la température vaut 4.5 K et la densité de courant est fixée à $J = 40\text{ A.cm}^{-2}$. Le QCS est alimenté par des pulses de largeur $w = 1\text{ }\mu\text{s}$ avec un taux de répétition $\nu_{\text{rép}} = 800\text{ kHz}$ (rapport cyclique de 80 %). La surmodulation est $f = 470\text{ Hz}$. (a) Spectres d’émission à 0 (rouge), 5.2 (noir) et 10.5 T (vert). (b) Spectres montrant l’évolution du pic cyclotron au voisinage de $B = 5.2\text{ T}$. L’énergie augmente quand le champ magnétique augmente et l’intensité atteint son maximum à 5.2 T. (c) Spectres montrant l’évolution du pic cyclotron au voisinage de $B = 10.5\text{ T}$.

de plusieurs enregistrements, typiquement trois ou quatre. L'émission cyclotron est attendue dès que les niveaux de Landau $|1, j\rangle$ sont peuplés d'électrons ce qui se produit dans chacun des cas des figures 3.22b-e. Son énergie est donnée par $\hbar\omega_c = \hbar eB/m^*$. La figure 3.26a ne montre que les spectres à $B = 0, 5.2$ et 10.5 T car l'émission cyclotron n'a pas pu être observée à 3.5 T et 7.2 T. Ceci est dû à la faible efficacité de la diffusion électron-électron à ces champs magnétiques. Comme on peut le voir sur la figure 3.22a, les minima à $n = 3$ et $n = 6$ ne sont pas très prononcés. Il a déjà été mentionné qu'aucun pic n'est visible à champ magnétique nul. À 5.2 T, le spectre présente un pic à 8 meV en accord avec l'énergie $\hbar\omega_c$. À 10.5 T, le spectre est constitué d'un pic étroit à 18 meV et d'un large pic entre 2 et 14 meV. Le pic étroit est à l'énergie $\hbar\omega_c$ et le large pic est attribué au corps noir de l'échantillon. En effet la puissance dissipée dans l'échantillon est plus haute à 10.5 T qu'à 0 et 5.2 T car la tension y est plus élevée (3.8 V au lieu de 3.2 V). Le corps noir identique à la structure ridge est donc retrouvé quand la structure chauffe plus, preuve que le ridge se thermalise moins bien. Les figures 3.26b et 3.26c montrent le comportement des pics d'émission cyclotron au voisinage de 5.2 et 10.5 T. Ils mettent en évidence que l'intensité maximale est obtenue quand les conditions particulières de résonance des figures 3.22c et 3.22e sont exactement satisfaites. Notons que le spectre à 9 T possède deux pics. Celui à basse énergie correspond à l'émission cyclotron alors que celui à plus haute énergie (18 meV) est expliqué plus loin.

En plus des spectres présentés ci-dessus, d'autres enregistrements ont été réalisés dans les mêmes conditions expérimentales. L'ensemble est présenté figure 3.27. Pour des raisons de clarté, le bruit résiduel et le corps noir apparaissant à haut champ magnétique ont été enlevés. Deux séries principales de pics peuvent être observées, une autour de 8 meV et l'autre autour de 18 meV. Ces deux énergies caractéristiques, déjà amplement rencontrées, correspondent aux énergies cyclotron au voisinage de 5.2 et 10.5 T respectivement. Il faut noter encore une fois qu'autour de 6 et 12 meV, ce qui correspond à 3.5 et 7.2 T respectivement, aucune série de la sorte n'a été mesurée à cause de la faible efficacité de l'interaction électron-électron à ces champs. Par ailleurs, quelques spectres possèdent deux ou trois pics et non un seul.

De manière à mieux analyser les données, le maximum d'énergie des pics d'émission en fonction du champ magnétique a été reporté sur la figure 3.28. Les données sont extraites de la figure 3.27. Les données représentées par des carrés rouges correspondent à l'émission cyclotron et suivent la loi $\hbar\omega_c$ indiquée en trait tireté. Les aires grises sont proportionnelles au nombre d'électrons injectés et sont déduites de la courbe expérimentale de transport de la figure 3.22a. Comme attendu, les carrés n'apparaissent que dans les zones grisées.

En plus des pics d'émission cyclotron, un certain nombre d'autres sont présents. Ils sont représentés par des carrés noirs et deux séries peuvent être identifiées. La première est située entre 5 et 9 T à une énergie à peu près constante de 18 meV et la deuxième se trouve dans la même gamme de champ magnétique, 2 meV en dessous. Ces deux énergies caractéristiques sont proches des énergies inter-sous-bandes $E_{2 \rightarrow 1}$ et $E_{inj \rightarrow 1}$ respectivement. Comme il a déjà été montré au paragraphe 3.6.1, la lumière émise avec une polarisation ε_z est bloquée dans notre composant. Par conséquent, même si ces pics correspondent à des énergies inter-sous-bandes, ils ne peuvent pas provenir d'émission pola-

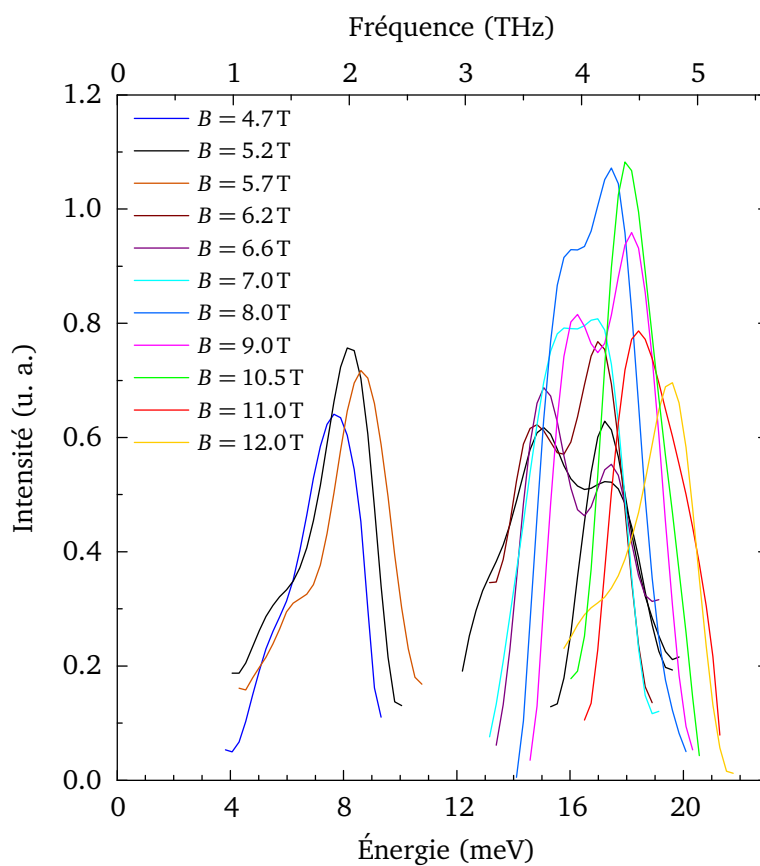


FIGURE 3.27 – Ensemble des spectres d'émission pour différents champs magnétiques de $B = 4.7$ à 12.0 T. La densité de courant est fixée à $J = 40 \text{ A.cm}^{-2}$ et la température vaut $T = 4.5$ K. Le QCS est alimenté par des pulses de largeur $w = 1 \mu\text{s}$ avec un taux de répétition $\nu_{\text{rép}} = 800$ kHz (rapport cyclique de 80 %). La surmodulation est $f = 470$ Hz. La résolution du FTIR est de 1.2 meV.

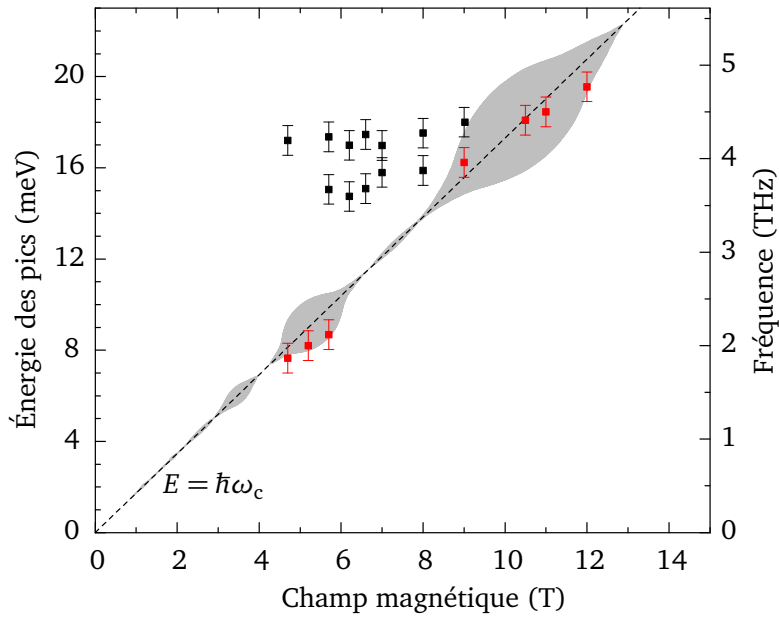


FIGURE 3.28 – Énergie d’émission du QCS mesa à différents champs magnétiques. Les barres d’erreur sont dues à la résolution expérimentale des spectres (1.2 meV). Les carrés rouges correspondent aux pics d’émission cyclotron. Les carrés noirs correspondent à des transitions qui sont activées par le désordre. La ligne tiretée indique les valeurs calculées pour l’émission cyclotron en utilisant $E = \hbar\omega_c$ avec $m^* = 0.067m_0$ pour le GaAs. Les zones grises ont une aire proportionnelle au nombre d’électrons injectés déduit des données expérimentales de transport de la figure 3.22a.

risée perpendiculairement à la surface. Des considérations théoriques ont montré que des transitions qui sont normalement interdites dans des structures idéales peuvent être activées par le désordre. Plus précisément, Regnault *et al.* [127] ont montré que pour deux niveaux d’un puits quantique d’un QCS la transition optique entre les niveaux de Landau $|1, 0\rangle$ et $|1, 2\rangle$ est activée alors qu’elle est interdite dans les structures idéales. Cette harmonique de la résonance cyclotron est émise dans la mauvaise polarisation puisqu’elle est polarisée selon ε_z . De plus elle a la règle de sélection interdite pour les indices de Landau $\Delta j = 2$. Un mécanisme similaire mais qui cette fois-ci autoriserait une transition inter-sous-bande à avoir une mauvaise polarisation (selon ε_x) pourrait être responsable des deux séries à 18 et 16 meV. Il y aurait alors un mélange d’états (les niveaux de Landau) dû à l’interaction électron-électron. Le calcul n’a pas encore été mené. Il représente un vrai défi théorique car contrairement au cas étudié par Regnault *et al.* où le mécanisme est à un électron (désordre d’alliage), il faut ici prendre en compte un mécanisme à deux électrons. La théorie à établir est donc plus compliquée. Cette observation implique que l’image largement utilisée de niveaux de Landau dégénérés se croisant sans aucune interaction comme cela est représenté sur la figure 3.22b-e a besoin d’être revue.

3.6.4 Conclusion sur la structure mesa

Nous avons présenté dans cette section les résultats expérimentaux obtenus sur le QCS mesa en l'absence et en présence d'un champ magnétique. Nous avons déterminé trois points à améliorer au paragraphe 3.5.3 où nous concluons sur les résultats de la structure ridge. Nous allons les reprendre maintenant pour analyser les améliorations obtenues avec le mesa :

1. Le corps noir a été efficacement réduit pour deux raisons. Premièrement la surface du mesa est sept fois plus petite que celle du ridge. Deuxièmement le mesa est légèrement moins résistant que le ridge. Néanmoins, à fort champ magnétique où la tension appliquée est plus importante, le mesa chauffe plus et les spectres ont mis en évidence le corps noir ;
2. L'émission par la tranche est complètement bloquée dans le mesa. Cette réussite technologique a permis d'étudier proprement l'émission cyclotron et de mettre en évidence des transitions optiques qui sont normalement interdites dans les QCS idéaux. Au niveau des applications, cela ouvre la voie à des composants émettant directement par la surface sur une large gamme de fréquence. Au niveau de la physique fondamentale, cela permet d'étudier des phénomènes à N -corps dans les QCS ;
3. Le mécanisme de transfert électronique à la résonance entre niveaux de Landau a été déterminé. Les courbes de magnéto-transport mettent clairement en évidence qu'un mécanisme élastique est responsable de la modulation du temps de vie des électrons sur le niveau haut de la transition. Les calculs théoriques ont montré que c'est un phénomène à N -corps de type Auger, l'interaction électron-électron qui est le mécanisme dominant. La diffusion sur la rugosité d'interface est négligeable car le puits est large.

La structure mesa proposée possède donc de réels avantages en comparaison de la structure ridge.

3.7 Conclusion

L'application d'un champ magnétique intense le long de l'axe de croissance d'un puits quantique en semi-conducteur donne lieu à l'apparition d'un spectre en énergie discret, les niveaux de Landau. Dans cette situation, la densité d'états électronique est profondément modifiée. Ce changement radical a récemment été exploité pour atteindre la température record de fonctionnement d'un QCL THz [128]. Dans ce chapitre sur l'émission cyclotron dans un QCS THz, nous avons également profité d'une autre conséquence de l'application d'un champ magnétique sur un puits quantique : le changement de la règle de sélection sur la polarisation de la lumière émise lors de l'interaction rayonnement-matière. Grâce à la combinaison de ces effets quantiques, nous avons présenté un composant basé sur l'émission cyclotron émettant par la surface et accordable en longueur d'onde. En appliquant le champ magnétique approprié entre 0 et 12 T, l'émission à partir d'un unique QCS sur une large gamme de fréquence (1-2 THz et 3-5 THz) a été démontrée. Le mécanisme fondamental responsable de ce transfert électronique est un effet à N -corps, l'interaction électron-électron. À

la manière de l'effet Hall quantique, le champ magnétique est utilisé comme un paramètre extérieur permettant de créer de nouveaux états électroniques autorisant de l'émission lumineuse jusque là impossible.

Ces résultats sont très prometteurs tant au niveau fondamental que pour des applications technologiques. Ainsi le concept de l'émetteur présenté dans ce chapitre pourrait être étendu à la réalisation d'un VCSEL THz accordable ou d'un laser à niveaux de Landau [129]. De manière à obtenir l'inversion de population entre les niveaux de Landau $|j\rangle$ et $|j+1\rangle$, des niveaux de Landau non équidistants sont nécessaires pour désymétriser les énergies d'émission et d'absorption entre les niveaux de Landau. Cette situation pourrait être réalisée dans un QCS à base de matériaux à petit gap tel que l'InAs dans lequel la non-parabolicité pourrait être exploitée. D'un point de vue fondamental, le QCS présenté dans ce chapitre est un système modèle pour étudier l'interaction électron-électron. Il peut en particulier permettre une meilleure compréhension de cette physique extrêmement riche de l'interaction entre niveaux de Landau bien au delà des images couramment employées dans la littérature.

Chapitre 4

Détecteur à cascade quantique moyen infrarouge sous champ magnétique

Sommaire

4.1	Introduction	111
4.2	Dispositif expérimental	112
4.2.1	Mesure du courant noir	113
4.2.2	Mesure du courant sous illumination	113
4.2.3	Mesure du spectre de photocourant du détecteur	117
4.3	Présentation du QCD $8\mu\text{m}$	117
4.3.1	Structure de bandes	117
4.3.2	Pixel et réseau de diffraction	120
4.4	QCD dans l'obscurité	121
4.4.1	État de l'art des modèles de courant noir	121
4.4.2	Analyse du courant noir par magnéto-transport	127
4.4.3	Conclusion partielle	133
4.5	QCD sous illumination	133
4.5.1	Spectre de photocourant du détecteur	134
4.5.2	Mesures et modèle de transport sous illumination	135
4.5.3	Interaction électron-impuretés ionisées sous champ magnétique	138
4.5.4	Analyse du courant sous illumination	140
4.5.5	Conclusion partielle	144
4.6	Conclusion	144

4.1 Introduction

Les QWIP sont des hétérostructures quantiques qui ont été largement utilisées pour des applications dans l'imagerie thermique au cours des dernières dizaines d'années [51]. Leur principe

fondamental a déjà été décrit au paragraphe 1.2.3. D'intenses efforts ont été consacrés pour améliorer leur sensibilité, en particulier pour les détecteurs fonctionnant à des températures supérieures à 80K. Dans de telles hétérostructures le transport implique à la fois des états 2D dans les puits quantiques et 3D dans le continuum. Il s'agit là d'un problème théorique particulièrement difficile. De plus, les QWIP sont des détecteurs photoconducteurs. Le champ électrique nécessaire à l'extraction des électrons des puits génère un courant noir (ou courant d'obscurité) qui entraîne une perte de sensibilité et qui est dommageable pour certaines applications. Pour cette raison, les QCD ont été proposés dans le MIR [44, 48] dans l'équipe de Berger et dans le THz [47, 73] dans le groupe de Faist. Le fonctionnement de base des QCD a déjà été présenté au paragraphe 1.2.3. Le champ électrique est remplacé par une cascade de niveaux liés de telle sorte que le QCD fonctionne sans appliquer aucune tension, ce qui en fait une version photovoltaïque du QWIP. Les électrons circulent uniquement entre des états 2D rendant la modélisation du transport au travers de cette structure plus simple. De plus, la seule partie dopée étant le premier puits où la transition optique a lieu, il n'y a pas d'effets de charge d'espace et il n'y a pas besoin de résoudre l'équation de Poisson comme pour les QCL. L'hypothèse de bandes plates est une excellente approximation puisque le niveau de dopage est généralement faible [51, 55]. Pour toutes ces raisons, les QCD sont donc des archétypes des QCS plus complexes. Ce sont à la fois des systèmes modèles pour des études expérimentales et théoriques du transport dans les structures à multipuits quantiques proches de l'équilibre.

Nous commencerons ce chapitre par une description du dispositif expérimental à la section 4.2. Nous expliquerons comment ont été réalisées les mesures du courant noir ainsi que les mesures sous illumination. Cette description faite, nous présenterons l'échantillon utilisé à la section 4.3. Il s'agit en l'occurrence d'un QCD prévu pour absorber à $8\mu\text{m}$. Nous détaillerons ensuite l'étude menée sur le courant noir en nous basant sur les travaux de thèse d'A. Gomez [45], de N. Péré-Laperne [46] et d'A. Buffaz [56]. Nous débuterons au paragraphe 4.4.1 par un état de l'art des modèles de transport développés pour expliquer le fonctionnement des QCD dans l'obscurité. Nous ferons la distinction entre les modèles de diffusion (modèle de la cascade thermalisée et des sous-bandes thermalisées) et celui de type tunnel résonnant. Nous verrons ensuite au paragraphe 4.4.2 l'apport important du champ magnétique pour analyser les transitions inter-niveaux qui peuvent se produire à l'obscurité. Enfin, nous consacrerons la section 4.5 à l'étude du photocourant sous champ magnétique dans les QCD. Nous présenterons le modèle simple de magnéto-transport qui a été développé au laboratoire et nous verrons toute la puissance du champ magnétique pour sonder les mécanismes limitant le fonctionnement optimum des QCD sous illumination.

4.2 Dispositif expérimental

Le montage expérimental utilisé pour l'étude des QCD est évidemment très proche de celui employé pour l'étude de l'émission cyclotron dans un QCS et dont une photographie a été présentée figure 3.1. Nous commencerons par décrire comment ont été réalisées les mesures du courant noir au paragraphe 4.2.1. Nous poursuivrons en présentant le dispositif nécessaire à la mesure du courant

sous illumination au paragraphe 4.2.2. Enfin, le paragraphe 4.2.3 sera consacré à la configuration expérimentale requise pour mesurer le spectre de photocourant d'un QCD.

4.2.1 Mesure du courant noir

Le courant noir ou courant d'obscurité a déjà été défini au paragraphe 1.2.3. Il s'agit du courant mesuré lorsque le détecteur ne reçoit aucune illumination. C'est une composante parasite qui doit être réduite au maximum. Il convient donc d'étudier attentivement le courant d'obscurité pour comprendre d'où il provient et ainsi pouvoir en éliminer les causes. Nous avons déjà vu que dans les QCD le courant d'obscurité provient principalement de deux sources :

1. Le rayonnement propre du QCD. En effet, comme tout corps, le QCD a une certaine température, celle du réseau. Or le QCD étudié détectant à $8\mu\text{m}$, c'est un détecteur de chaleur et il va donc mesurer son propre rayonnement, même à l'obscurité. Ce résultat a été confirmé en comparant la puissance lumineuse du corps noir par unité de surface avec le courant noir circulant dans le QCD entre 70 et 200 K [46]. La puissance par unité de surface a un comportement similaire au courant noir circulant dans l'échantillon ce qui prouve qu'une partie du courant noir résiduel est dû à l'absorption de photons provenant du QCD lui même ;
2. La faible tension de polarisation du QCD lié au dispositif électronique des caméras IR. En effet, même si un QCD fonctionne sans polarisation, la matrice de QCD d'une caméra est connectée à un circuit de lecture composé de transistors [46, 56]. Ce circuit étant alimenté, le QCD est toujours légèrement polarisé. Nous verrons d'ailleurs que pour cette raison, entre autre, les mesures de courant noir ont été réalisées en appliquant une tension $V = 0.1\text{ V}$ aux bornes du QCD.

Le dispositif utilisé pour mesurer le courant d'obscurité est très simple et ne fait appel qu'à deux appareils : le cryostat et un Keithley SourceMeter. Ceux-ci sont représentés schématiquement figure 4.1 où ils sont inclus dans le dispositif de mesure du spectre de photocourant qui est lui plus complet et qui sera détaillé plus loin. Le cryostat permet évidemment d'obtenir la température voulue (entre 0 et 200 K) et d'appliquer le champ magnétique (entre 0 et 17 T). Les mesures électriques sont réalisées par un appareil Keithley 2601 System SourceMeter. Il permet d'appliquer une tension continue V tout en mesurant le courant I et inversement. La tension peut être fournie entre $1\mu\text{V}$ et 40 V et le courant peut être mesuré entre 1 pA et 3 A. La caractéristique la plus importante pour des mesures de courant noir est évidemment la capacité de l'appareil à mesurer des courants très faibles. Ce dispositif permet d'enregistrer des courbes $I(V)$ ou $I(B)$ dans l'obscurité.

4.2.2 Mesure du courant sous illumination

La mesure du courant sous illumination fait par définition appel à une source pour éclairer le détecteur. Dans la géométrie du dispositif expérimental présenté au chapitre 3, le FTIR était couplé à un détecteur (DTGS ou bolomètre), la source étant le QCS. Ici, au contraire, la source fera partie intégrante du FTIR et le détecteur sera bien sûr le QCD. Le principe est donc le même, seuls les

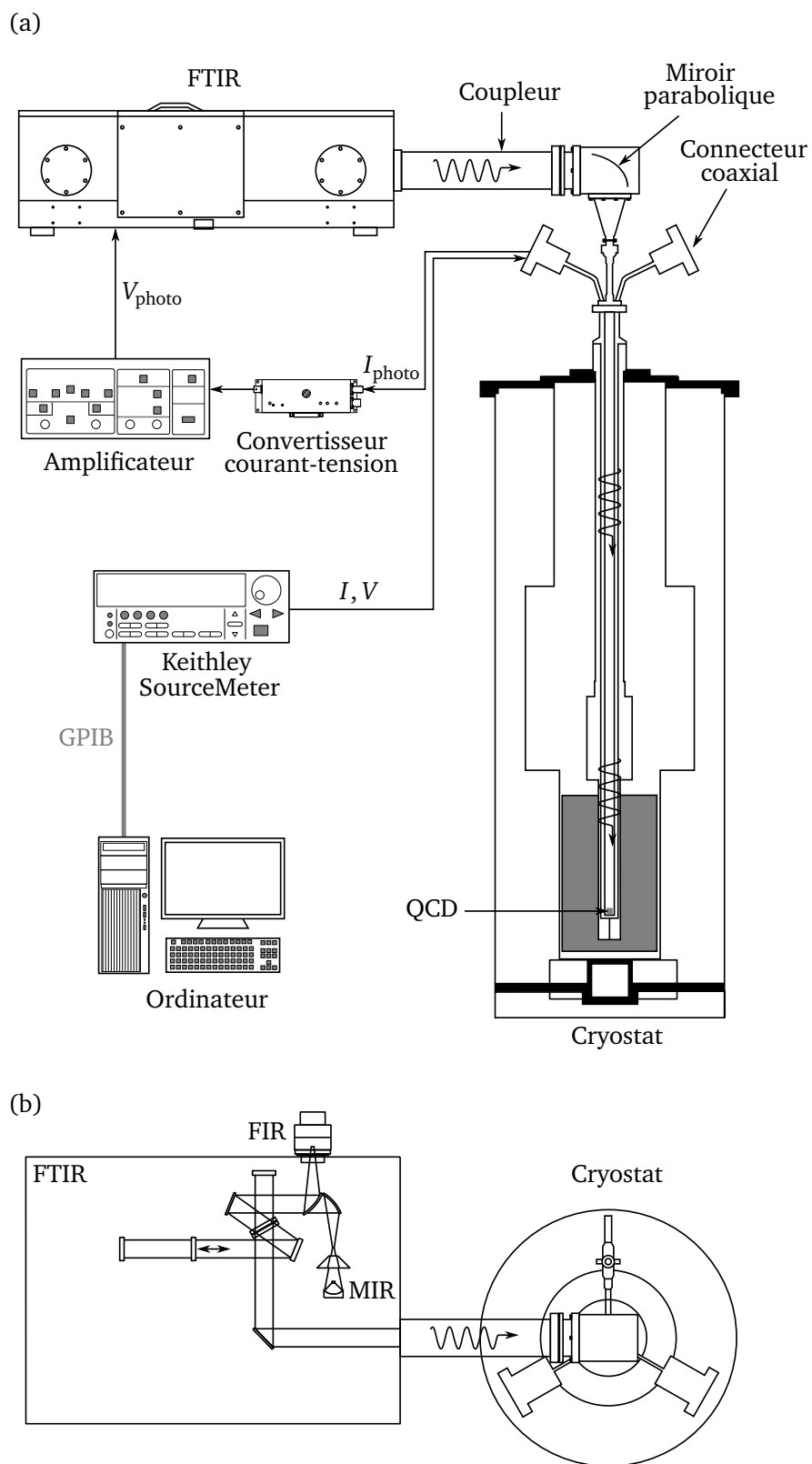


FIGURE 4.1 – Schéma du dispositif expérimental pour les expériences sur les QCD. Tous les appareils ne sont pas nécessaires pour certains enregistrements (voir texte) (a) Vue de profil. (b) Vue de dessus.

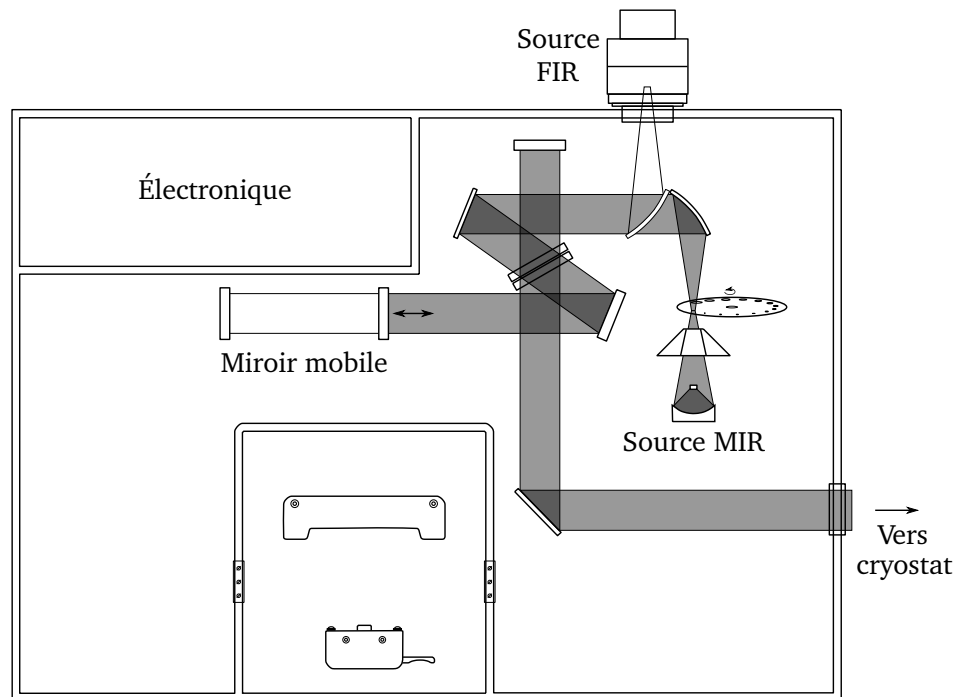


FIGURE 4.2 – Schéma de fonctionnement du FTIR Vertex 80v de chez Bruker pour illuminer le QCD. Noter en particulier la position des sources MIR et FIR.

éléments changent. Le FTIR est muni de deux sources, une pour le MIR et une pour le FIR, dont les positions dans le FTIR sont indiquées figure 4.2. Le QCD étudié détectant à $8\ \mu\text{m}$ (gamme MIR), il faut utiliser la source MIR. Celle-ci, située à l'intérieur du FTIR, est une source globar (contraction en anglais de *glow bar* qui signifie barre incandescente). Il s'agit d'une pièce en carbure de silicium en forme de U chauffée électriquement et qui émet dans le MIR. Pour des détecteurs fonctionnant dans le THz, la source FIR externe est également utilisable. Il s'agit d'une lampe à vapeur de mercure refroidie à l'eau. L'enveloppe de la lampe fait office de corps noir émettant dans le FIR. Le chemin optique suivi par la lumière dans les deux cas est représenté figure 4.2.

La figure 4.1 montre les principaux appareils nécessaires à la mesure du courant sous illumination. Seul le FTIR, le coupleur, le cryostat et le Keithley sont utilisés dans ce cas. La lumière provenant de la source MIR est transmise via le miroir parabolique du coupleur dans le cryostat avant d'arriver perpendiculairement au plan des couches du QCD au bout de la canne. Dans ce cas la présence de l'interféromètre n'est pas utile mais est rendue nécessaire par la géométrie du dispositif expérimental. Le QCD génère alors un courant sous illumination ou photocourant I_{photo} qui est directement mesuré par le Keithley. Le photocourant étant très faible, un appareil plus sensible que pour la mesure du courant noir est utilisé. Il s'agit du Keithley 6430 Sub-Femtoamp Remote SourceMeter. La tension peut être fournie entre $5\ \mu\text{V}$ et 210V et le courant peut être mesuré entre $10\ \text{aA}$ et $105.5\ \text{mA}$ (Rappelons qu'un attoampère ($1\ \text{aA}$) vaut $10^{-18}\ \text{A}$). Comme auparavant, l'intérêt principal de cet appareil réside dans sa capacité à mesurer des courants très faibles. Notons que contrairement au cas du courant noir où une tension est appliquée, ici le Keithley 6430 mesure

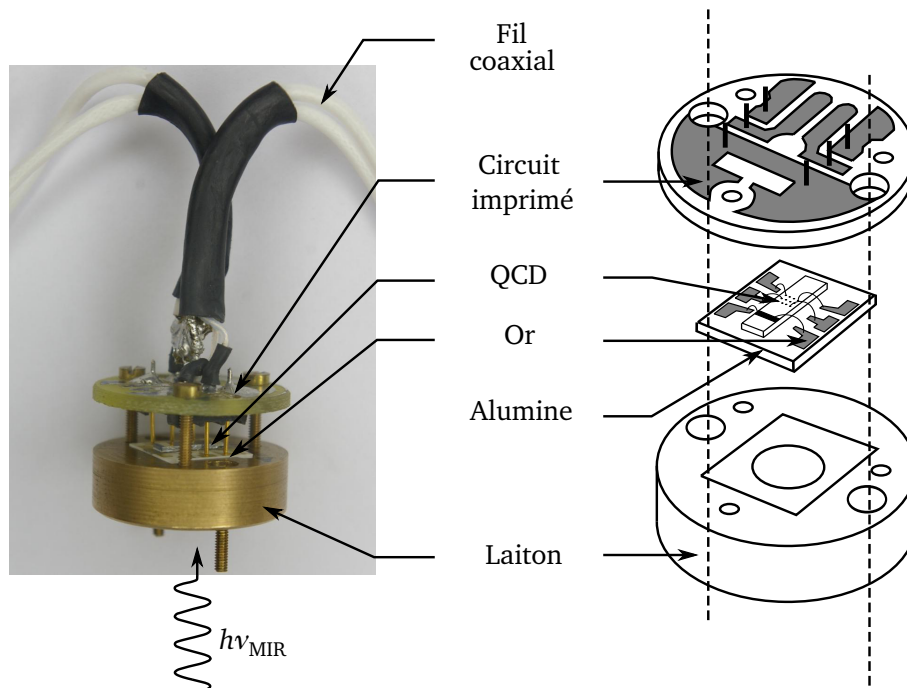


FIGURE 4.3 – Photographie du porte-échantillon et vue schématique montrant les différentes parties le constituant. Les fils coaxiaux sont ensuite reliés à ceux de la canne via des connecteurs coaxiaux. La lumière arrive par la base de l'échantillon.

uniquement un courant I_{photo} mais n'applique pas de tension. Le QCD fonctionne donc à $V = 0V$.

Comme pour le QCS de l'émission cyclotron, un porte-échantillon spécifique est nécessaire pour réaliser la mesure du courant sous illumination en champ magnétique. Deux contraintes doivent être satisfaites :

1. Le plan des couches du QCD doit être perpendiculaire au champ magnétique pour qu'il puisse y avoir quantification de Landau ;
2. Nous verrons au paragraphe 4.3.2 que les règles de sélection de l'absorption inter-sous-bande impliquent que la lumière arrive avec une composante non nulle du champ électrique dans le plan des couches ce qui nécessite de déposer un réseau sur le haut du pixel. La lumière arrivant perpendiculairement au plan des couches, la base du QCD et non le sommet du pixel doit être éclairée. Nous détaillerons ce problème au paragraphe 4.3.2.

La figure 4.3 montre une photographie et une vue schématique du porte-échantillon utilisé. Dans la réalité le haut de la photographie pointe vers le fond du cryostat et la lumière arrive depuis le miroir parabolique par la base du pixel comme le montre la flèche ondulée. Le trou central de la pièce en laiton permet au rayonnement de passer jusqu'au QCD. Le photocourant généré passe ensuite dans les picots avant d'être transmis à des fils coaxiaux eux-même connectés à ceux de la canne via des connecteurs coaxiaux (voir figure 3.3). L'utilisation des picots permet de réduire au maximum la résistance de contact.

Comme précédemment, la température de l'échantillon peut être contrôlée. Notons cependant

une particularité pour les QCD. En effet, le courant traversant l'échantillon est extrêmement sensible à la température. Or la thermalisation est réalisée via un gaz d'échange (hélium), ce qui n'est pas très efficace. Dans ce cas, pour accélérer le transfert thermique, la pression du gaz d'échange est fixée à 800 mbar. Même si cette valeur est élevée, pour des températures dépassant quelques dizaines de kelvins, la thermalisation peut nécessiter jusqu'à plusieurs heures.

4.2.3 Mesure du spectre de photocourant du détecteur

Le spectre de photocourant d'un détecteur est la représentation d'une grandeur proportionnelle au photocourant en fonction de la longueur d'onde. Il indique les longueurs d'ondes détectées par un QCD et est donc particulièrement important. Le dispositif expérimental nécessaire est représenté figure 4.1. Comme dans le cas de la mesure du courant sous illumination, le QCD est éclairé par la source MIR ou FIR. Mais dans ce cas, le photocourant I_{photo} doit être injecté dans le FTIR afin que celui-ci puisse corrélérer la position du miroir avec le photocourant et ainsi construire l'interférogramme qui permettra d'obtenir le spectre de photocourant après une transformée de Fourier. Or, le FTIR ne peut accepter directement un courant. Il faut injecter une tension comprise entre 1 et 10V. Pour cette raison, comme cela est schématisé figure 4.1, le photocourant I_{photo} est d'abord converti en tension V_{photo} tout en subissant une première amplification. Le convertisseur courant-tension utilisé est un amplificateur de courant bas bruit à gain variable DLPCA-200 de chez Femto. Le gain peut être ajusté entre 10^3 et 10^{11} V/A. La tension V_{photo} est ensuite à nouveau amplifiée pour être comprise entre 1 et 10V. L'amplificateur utilisé est un amplificateur de tension bas bruit SR560 de chez Stanford Research Systems. Le gain applicable varie de 1 à 50000.

4.3 Présentation du QCD $8\mu\text{m}$

Dans cette section, nous allons présenter au paragraphe 4.3.1 la structure de bandes du QCD détectant à $8\mu\text{m}$ et qui a été étudié à la fois dans l'obscurité et sous illumination. Nous poursuivrons en présentant au paragraphe 4.3.2 une des particularités des QCD à savoir la présence d'un réseau de diffraction permettant de coupler efficacement le rayonnement MIR avec le QCD.

4.3.1 Structure de bandes

Le QCD étudié dans cette thèse est une hétérostructure en GaAs/AlGaAs composée de 40 périodes. Chaque période est constituée de sept puits quantiques en GaAs. La figure 4.4 montre la structure de bandes du QCD sur un peu plus d'une période. Le calcul des fonctions d'ondes a été réalisé en se basant uniquement sur l'équation de Schrödinger, donc en négligeant les effets de charge d'espace. Cette hypothèse est réaliste car tous les électrons et les atomes donneurs de Si sont localisés sur le niveau fondamental [51]. Le premier puits quantique de chaque période est dopé n de manière à peupler le premier niveau en bas de la bande de conduction avec des électrons. Le dopage nominal est de $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Notons que contrairement à la plupart des QCS (comme les

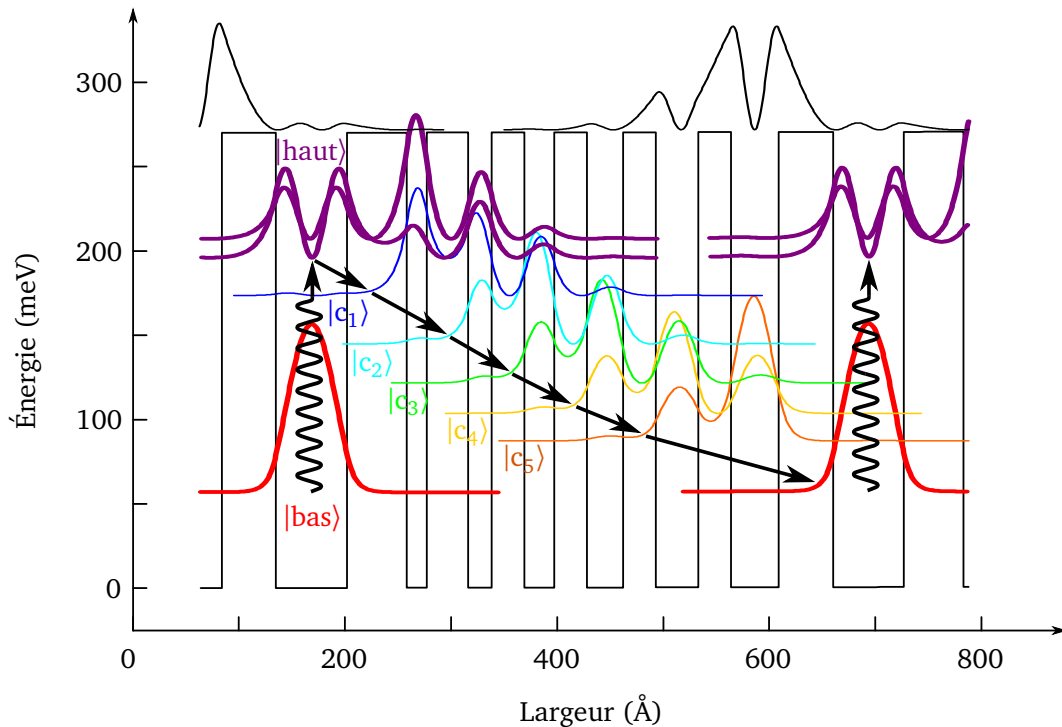


FIGURE 4.4 – Diagramme de la bande de conduction d'une période et module carré des fonctions d'ondes du QCD étudié. L'absorption optique a lieu entre le niveau $|\text{bas}\rangle$ et le niveau $|\text{haut}\rangle$ à la longueur d'onde $8\ \mu\text{m}$. Les flèches indiquent le chemin électronique dans la structure lors de la détection d'un photon MIR. L'empilement des couches en partant du premier puits quantique est le suivant (en angström) : 68/57/20/40/23/31/28/31/34/31/40/31/45/51 (les barrières en $\text{Al}_{0.34}\text{Ga}_{0.66}\text{As}$ sont en gras). Le premier puits est dopé n au Si à $5 \times 10^{11}\ \text{cm}^{-2}$.

QCL), le dopage est situé dans la région active, là où a lieu l'absorption lumineuse. Les barrières sont faites en $\text{Al}_{0.34}\text{Ga}_{0.66}\text{As}$. La fraction d'aluminium $x = 34\ \%$ correspond à une hauteur de barrière d'environ $275\ \text{meV}$.

Le principe général de fonctionnement d'un QCD a déjà été décrit au paragraphe 1.2.3 et est schématisé par des flèches sur la figure 4.4. L'absorption de photons MIR excite les électrons du niveau $|\text{bas}\rangle$ vers le niveau $|\text{haut}\rangle$. Le niveau $|\text{haut}\rangle$ est en fait constitué de deux niveaux mais des études ont montré que tout se passe comme s'il n'y avait qu'un seul niveau d'où l'appellation donnée ici [46]. La différence d'énergie entre les niveaux $|\text{haut}\rangle$ et $|\text{bas}\rangle$ correspond à l'énergie à laquelle détecte le QCD. Elle vaut ici $155\ \text{meV}$ soit une longueur d'onde de $8\ \mu\text{m}$. Le niveau $|\text{haut}\rangle$ est délocalisé sur les deux premiers puits quantiques. Le fort élément de matrice dipolaire entre le niveau $|\text{haut}\rangle$ et le niveau $|c_1\rangle$ permet de transférer les électrons vers $|c_1\rangle$ via l'émission d'un phonon LO d'énergie $\hbar\omega_{\text{LO}} = 36\ \text{meV}$. Les électrons vont alors descendre la cascade en passant par les niveaux $|c_i\rangle$ où $i \in \llbracket 1, 5 \rrbracket$ et en émettant un phonon LO entre chaque niveau $|c_i\rangle$. Le dernier puits de la cascade est identique au premier et la période est répétée de manière à augmenter la différence de potentiel résultant de ce transfert d'électrons. En fermant le circuit, un photocourant significatif est attendu. Rappelons que le QCD est un composant photovoltaïque et qu'il fonctionne

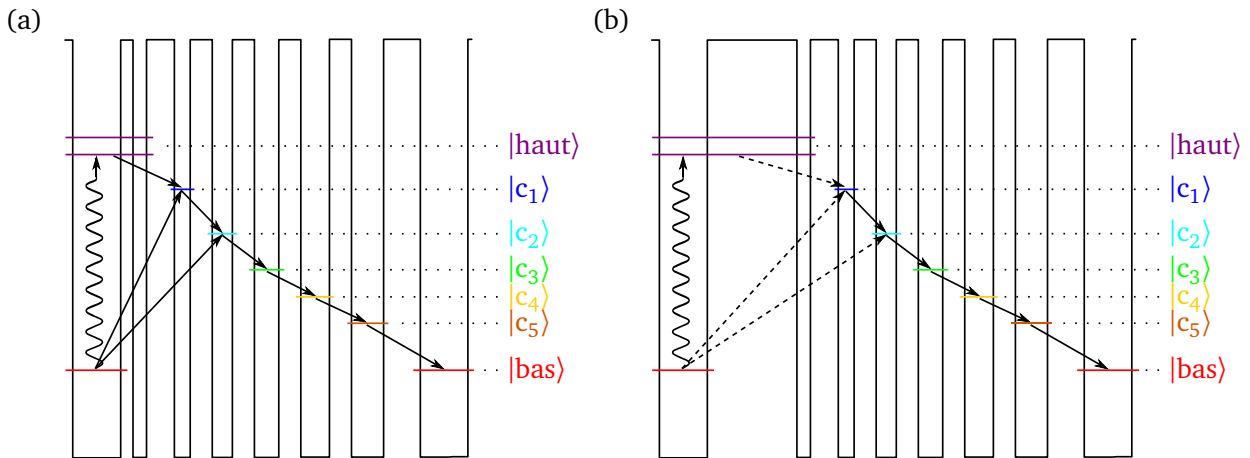


FIGURE 4.5 – Illustration du compromis pour le bon fonctionnement d'un QCD. La flèche ondulée représente l'absorption inter-sous-bande d'un photon et les flèches droites indiquent le cheminement des électrons. Les flèches tiretées représentent des transitions faibles alors que les flèches en trait plein sont efficaces. (a) Une fine barrière entre les deux premiers puits permet un couplage efficace entre le niveau $|haut\rangle$ et la cascade mais autorise également des transitions diagonales qui contribuent à l'augmentation du courant noir. (b) Une large barrière élimine les transitions diagonales et nuit au bon couplage entre niveau $|haut\rangle$ et cascade.

sans l'application d'aucune tension : $V = 0\text{V}$. Ce QCD est réalisé pour fonctionner à $T = 80\text{K}$. Notons enfin que dans la suite de ce travail de thèse, notamment lors de l'étude du courant noir, les niveaux seront notés parfois de $|1\rangle$ à $|8\rangle$, le niveau $|bas\rangle$ étant $|1\rangle$ et le niveau $|haut\rangle$ les niveaux $|7\rangle$ et $|8\rangle$. Les niveaux de la cascade seront alors numérotés de 2 à 6 dans les sens de l'énergie croissante. Cette notation permettra des sommations aisées avec un indice i ou j variant de 1 à 8.

Pour terminer ce paragraphe introduisons un des éléments clés de la compréhension du fonctionnement d'un QCD. Il s'agit d'un compromis crucial sur lequel nous reviendrons amplement par la suite. Deux caractéristiques sont nécessaires pour que le QCD fonctionne au mieux [45] :

1. Pour obtenir une forte photo-réponse, il doit y avoir un grand élément de matrice optique entre le niveau $|bas\rangle$ et le niveau $|haut\rangle$ de la région active ;
2. L'extraction des électrons excités du niveau $|haut\rangle$ vers les niveaux $|c_i\rangle$ sur la droite de la structure doit être bonne. Cela nécessite à la fois une densité de sous-bandes suffisante dans la cascade et un bon couplage entre l'état $|haut\rangle$ et les états $|c_i\rangle$ via l'interaction électron-phonon.

Tout le compromis résulte dans la taille de la barrière entre le puits où a lieu l'absorption optique et le deuxième puits [46]. La figure 4.5 résume les deux cas limites pouvant avoir lieu en fonction de l'épaisseur de la barrière. Si la barrière est trop faible (figure 4.5a), alors certes il y aura un fort couplage entre le niveau $|haut\rangle$ et les niveaux $|c_i\rangle$ mais il y aura des fuites électroniques entre le niveau $|bas\rangle$ et les niveaux $|c_i\rangle$. Ces nouveaux chemins électroniques créent une composante supplémentaire au courant noir. À l'inverse, une barrière épaisse (figure 4.5b) réduira les transitions diagonales parasites mais nuira au bon couplage entre le niveau $|haut\rangle$ qui sera alors moins déloca-

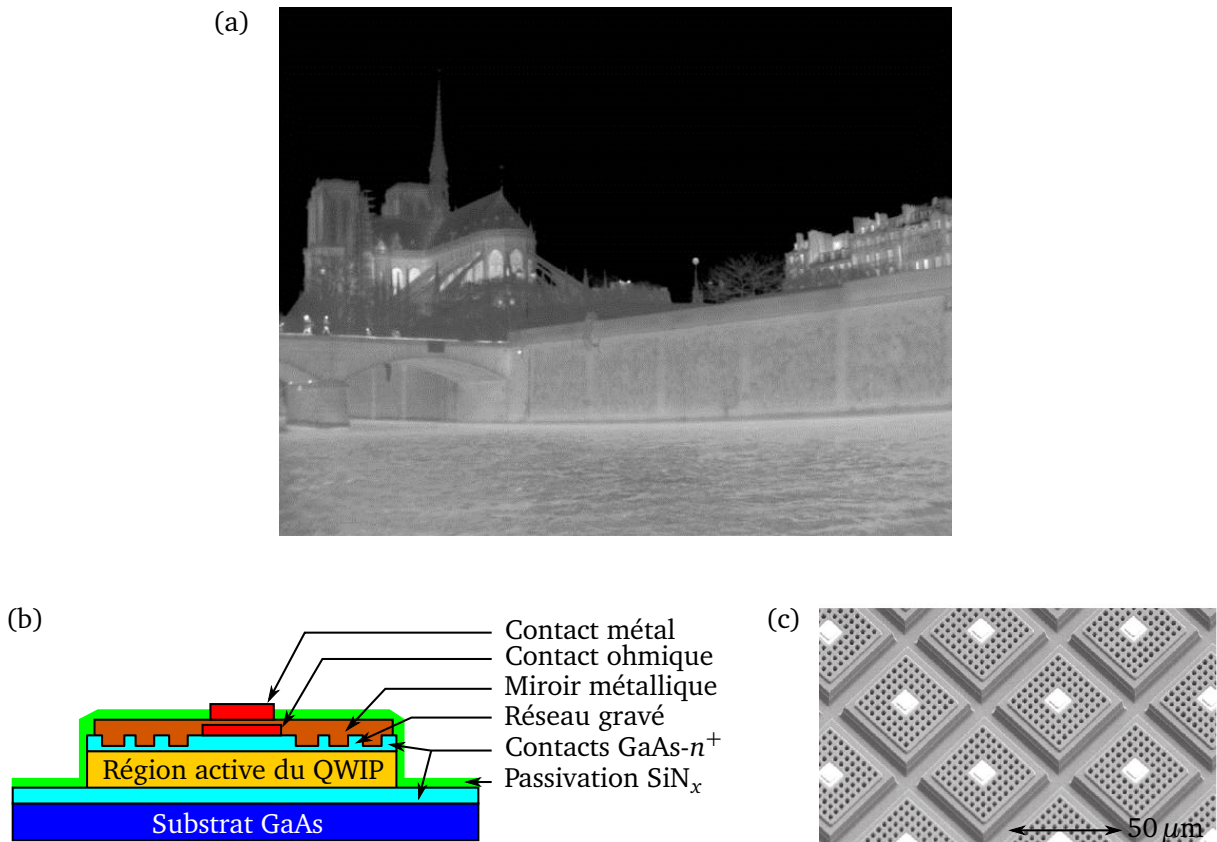


FIGURE 4.6 – (a) Image de la cathédrale Notre-Dame de Paris prise depuis un quai de Seine par une caméra infrarouge fonctionnant avec des QWIP à $8\ \mu\text{m}$. Les zones qui laissent passer la chaleur comme les vitraux sont claires alors que les zones qui laissent moins passer la chaleur comme les murs sont plus sombres. (b) Vue en coupe d'un pixel QWIP d'une caméra mettant en évidence les différentes couches le constituant. D'après la référence [130] (c) Image en microscopie électronique à balayage d'une matrice de pixels de surface $37 \times 37\ \mu\text{m}^2$. Chaque pixel est muni d'un réseau et détecte vers $8 - 9\ \mu\text{m}$. Le pas de perçage (*pitch* en anglais) vaut $40\ \mu\text{m}$. D'après la référence [130].

lisé sur les deux puits et les niveaux $|c_i\rangle$. Le cas optimum résulte du compromis entre ces deux effets antagonistes. Nous aurons largement l'occasion d'y revenir que ce soit lors de l'étude des fuites qui se produisent dans le courant noir ou lors de l'étude sous illumination.

4.3.2 Pixel et réseau de diffraction

La réalisation d'une caméra nécessite l'utilisation d'une matrice constituée de pixels, chaque pixel étant un QWIP ou un QCD. Comme pour une caméra dans le visible plus le nombre de pixels est important, meilleure sera la qualité de l'image. Chaque pixel mesure l'intensité lumineuse qu'il convertit en photocourant. L'ensemble de la matrice de pixels permet de réaliser une image comme celle présentée figure 4.6a qui a été obtenue grâce à des QWIP détectant à $8\ \mu\text{m}$. En effet, pour le moment, aucune caméra munie de QCD n'a été réalisée et c'est pourquoi une image faite avec des QWIP est montrée. Une vue en coupe d'un pixel QWIP de la caméra est dessiné figure 4.6b et est

accompagné d'une photographie réalisée en microscopie électronique à balayage d'une matrice de pixels de QWIP à la figure 4.6c. Ces pixels sont des carrés de $37\ \mu\text{m}$ de côté. En ce qui concerne le QCD $8\ \mu\text{m}$ étudié dans cette thèse, il s'agit d'un pixel de $100 \times 100\ \mu\text{m}^2$ réalisé par gravure ionique.

Comme le montrent les figures 4.6b et 4.6c, le dessus des pixels est muni d'un réseau. Celui-ci est nécessaire dans les QWIP comme dans les QCD afin de pouvoir coupler le rayonnement incident avec la structure. En effet, la règle de sélection pour une absorption inter-sous-bande donnée par l'équation (2.33) montre que le champ électrique de l'onde électromagnétique incidente doit avoir une polarisation ε_z : le champ électrique de l'onde MIR doit avoir une composante non nulle dans la direction z . Or, il a été vu au paragraphe 4.2.2 que la lumière arrive perpendiculairement au plan des couches car le QCD doit avoir son axe de croissance parallèle au champ magnétique pour qu'il puisse y avoir quantification de Landau. Puisque le rayonnement MIR arrive perpendiculairement au QCD, il n'interagit pas avec lui. La technique utilisée pour contourner cette difficulté consiste à réaliser un réseau de diffraction au dessus du pixel. Le paramètre important du réseau est son pas. Utilisant la formule des réseaux en réflexion avec un angle d'incidence $\theta_i = 0^\circ$ et un angle de réflexion θ_r (voir figure 4.7), il vient, pour le premier ordre de diffraction

$$n_{\text{GaAs}} (\sin \theta_r + \sin \theta_i) = n_{\text{GaAs}} \sin \theta_r = \frac{\lambda}{d}, \quad (4.1)$$

où n_{GaAs} est l'indice de réfraction du GaAs ($n_{\text{GaAs}} = 3.3$). Le pas du réseau utilisé est compris entre $2.6\ \mu\text{m}$ et $2.7\ \mu\text{m}$ et par conséquent $64^\circ \leq \theta_r \leq 69^\circ$. Ainsi, la lumière arrive par la base du pixel parallèlement à l'axe de croissance, traverse l'échantillon puis est diffractée par le réseau. Elle passe alors de nouveau au travers des couches mais cette fois-ci avec une certaine composante du champ électrique dans la direction z . L'absorption inter-sous-bande de photons est alors possible et il peut y avoir détection. La figure 4.7 schématise le chemin de propagation de l'onde électromagnétique MIR au travers du QCD.

4.4 QCD dans l'obscurité

4.4.1 État de l'art des modèles de courant noir

Les QCD sont des systèmes modèles pour étudier expérimentalement et théoriquement le transport dans les structures à multi-puits quantiques proche de l'équilibre. Dans les modèles développés, deux grandeurs sont particulièrement importantes à déterminer :

1. Le facteur $R_0 A$, produit de la résistance à tension nulle R_0 par l'aire du détecteur A . Ce produit est capital car il apparait dans l'expression de la détectivité $D^* = R(\lambda) \sqrt{R_0 A / 4k_B T}$ où $R(\lambda)$ est la réponse du détecteur, k_B la constante de Boltzmann et T la température de l'échantillon [48] ;
2. La densité de courant dans l'obscurité J .

Plusieurs modèles théoriques ont été proposés pour modéliser le courant noir dans les QCD détectant à $8\ \mu\text{m}$. Nous décrivons tout d'abord les modèles de diffusion existants à savoir le modèle de

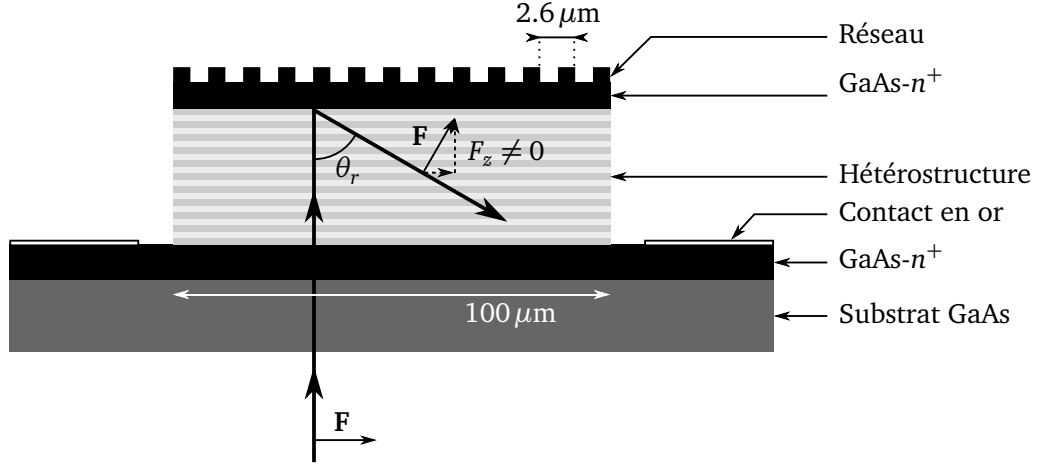


FIGURE 4.7 – Schéma de propagation de l'onde électromagnétique MIR au travers du QCD. Après avoir passé le réseau de diffraction de pas $\sim 2.6 \mu\text{m}$ la composante F_z du champ électrique dans la direction z est non nulle et l'absorption inter-sous-bande est alors possible.

la cascade thermalisée [51, 54] et celui plus sophistiqué des sous-bandes thermalisées [55]. Nous finirons en décrivant un modèle basé sur le transport résonnant et permettant de reproduire correctement les courbes $I(V)$ [57, 58].

Modèle de la cascade thermalisée

Le modèle de la cascade thermalisée [51, 54] est un modèle de diffusion dans lequel le courant noir du QCD est décrit comme la somme des courants partiels provenant de différents chemins électroniques parallèles de diffusion, chacun de ces chemins étant une transition inter-sous-bande assistée par un phonon LO depuis une sous-bande de la cascade A ($E_{i,A}$, $i \in \llbracket 1', 8' \rrbracket$) vers une sous-bande de la cascade B ($E_{j,B}$, $j \in \llbracket 1, 8 \rrbracket$). Deux approximations sous-tendent ce modèle :

1. Seule l'interaction électron-phonon LO est prise en compte dans le calcul des taux de diffusion. Cette approximation est bien justifiée dans les QCD [51, 55] ;
2. Chaque cascade est considérée comme parfaitement conductrice ce qui peut se justifier numériquement [54]. Les cascades sont donc des réservoirs d'électrons en quasi-équilibre thermodynamique, caractérisés par un unique quasi-niveau de Fermi E_{F_A} (E_{F_B}) pour la cascade A (B).

À l'équilibre thermodynamique ($V = 0V$), les quasi-niveaux de Fermi des cascades consécutives A et B sont égaux comme cela est visible figure 4.8a : aucun courant ne circule dans la structure. Quand une tension est appliquée, toute la différence de potentiel est appliquée entre les quasi-niveaux de Fermi E_{F_A} et E_{F_B} comme cela est représenté figure 4.8b : $E_{F_B} = E_{F_A} + qV$. La densité totale de courant noir est donnée par [51]

$$J = q \sum_{i \in A} \sum_{j \in B} [G_{ij}(V) - G_{ji}(V)] , \quad (4.2)$$

où q est la charge de l'électron et $G_{ij}(V)$ est le taux de transition global de la sous-bande i de la cascade A vers la sous-bande j de la cascade voisine B (et inversement pour $G_{ji}(V)$). Ce taux de transition dépend de la tension appliquée V , est calculé grâce à l'hamiltonien de Fröhlich et est la somme de deux composantes $G_{ij} = G_{ij}^a + G_{ij}^e$ où les exposants « a » et « e » signifient respectivement absorption et émission de phonon LO. Chacune des composantes s'écrit [51]

$$G_{ij}^a(V) = \int_{\varepsilon_j - \hbar\omega_{LO}}^{+\infty} S_{ij}^a(E) n_{F_A}(E) [1 - n_{F_B}(E + \hbar\omega_{LO})] n_B \rho_{0_s} dE \quad (4.3)$$

$$G_{ji}^e(V) = \int_{\varepsilon_j}^{+\infty} S_{ji}^e(E) n_{F_B}(E) [1 - n_{F_A}(E - \hbar\omega_{LO})] (1 + n_B) \rho_{0_s} dE, \quad (4.4)$$

où n_B est la distribution de Bose-Einstein, $\hbar\omega_{LO}$ est l'énergie d'un phonon LO, $\rho_{0_s} = \rho_0/S = m^*/\pi\hbar^2$ est la densité d'états surfacique 2D, ε_j est le minimum d'énergie de la sous-bande j , n_{F_A} (n_{F_B}) est la distribution de Fermi-Dirac associée au quasi-niveau de Fermi E_{F_A} (E_{F_B}) et $S_{ij}^{a,e}$ est le taux de transition par absorption ou émission d'un phonon LO de la sous-bande i vers la sous-bande j .

Ce modèle, qui permet aussi de calculer le facteur R_0A , est en excellent accord avec les données expérimentales et ne nécessite l'utilisation que d'un seul paramètre ajustable, le niveau de dopage, ce qui est remarquable vue la complexité d'un QCD. La valeur trouvée numériquement est conforme à la valeur nominale de la concentration de dopants. L'accord avec l'expérience est bon entre 90 et 200K soit sur 5 ordres de grandeur pour la résistance R_0 [51]. Des mesures en champ magnétique viendront compléter ce modèle au paragraphe 4.4.2. En effet le champ magnétique permettra de séparer et d'identifier chacun des chemins électroniques impliqué dans le passage des électrons de la cascade A vers la cascade B en fonction de la température.

En dépit du bon accord théorie-expérience présenté par le modèle de la cascade thermalisée, quelques points faibles sont à noter [55] :

1. Pour $T > 200$ K, les mesures de R_0A sont en désaccord avec le modèle (32 % à 280 K). La principale raison est qu'à haute température les taux de diffusion inter-cascade et intra-cascade sont du même ordre de grandeur. L'hypothèse selon laquelle les cascades sont des réservoirs d'électrons à l'équilibre thermodynamique n'est plus justifiée ;
2. Pour $T < 90$ K, les mesures de R_0A sont également en désaccord avec le modèle (84 % à 40 K). La principale difficulté vient de l'évaluation des taux de transitions à exactement 0V car la résolution de l'équation de Schrödinger conduit à une dégénérescence en énergie des sous-bandes appartenant à des cascades distinctes. Ce problème affecte le calcul des éléments de matrice. Nous y reviendrons lors du modèle de type effet tunnel résonnant.

Un modèle plus sophistiqué est donc nécessaire pour améliorer les résultats, notamment à haute température ($T > 200$ K). Il s'agit du modèle des sous-bandes thermalisées.

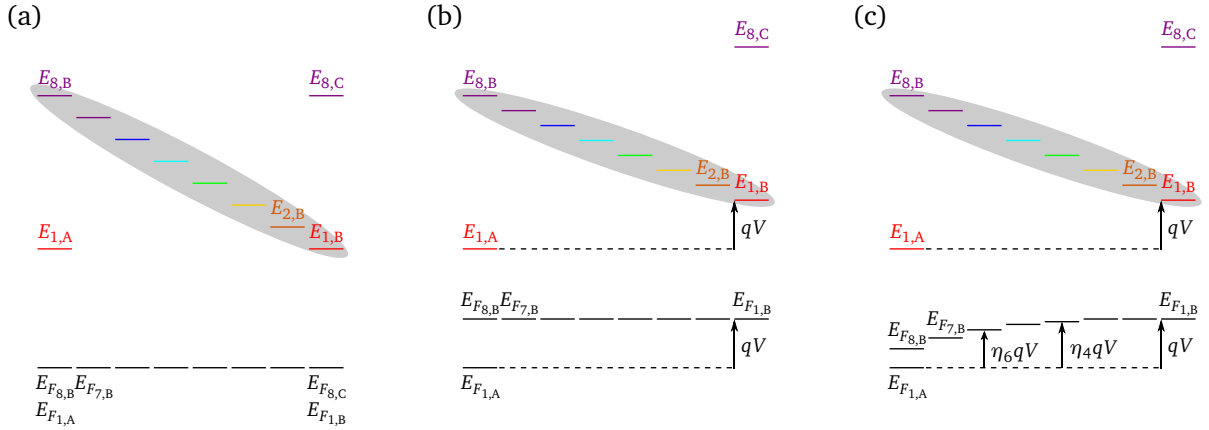


FIGURE 4.8 – Représentation schématique du modèle de la cascade thermalisée et du modèle des sous-bandes thermalisées. (a) À l'équilibre thermodynamique tous les quasi-niveaux de Fermi sont alignés et le courant dans la structure est nul. (b) Modèle de la cascade thermalisée : pour une tension positive appliquée entre E_{F_A} et E_{F_B} , tous les quasi-niveaux des sous-bandes d'une cascade, $E_{F_{j,B}}$ par exemple, sont égaux. (c) Modèle des sous-bandes thermalisées : pour une tension positive appliquée, chaque transition $E_{j,B} \rightarrow E_{i,A}$ absorbe une partie $\eta_j - \eta_i - 1$ de la tension (voir texte). D'après la référence [55].

Modèle des sous-bandes thermalisées

Le modèle des sous-bandes thermalisées [45, 55] décrit toujours le courant noir dans un modèle de diffusion c'est-à-dire que le courant d'obscurité est la somme des chemins de diffusion possibles grâce à l'absorption ou l'émission d'un phonon LO entre une sous-bande de la cascade A et une sous-bande de la cascade B. Cependant, contrairement au modèle de la cascade thermalisée, le modèle des sous-bandes thermalisées ne considère pas que la cascade entière est dans un équilibre quasi-thermodynamique mais que chaque sous-bande au sein de la cascade est thermalisée. Ainsi, la première approximation utilisée dans le modèle de la cascade thermalisée est conservée (prise en compte uniquement de l'interaction électron-phonon LO) mais la deuxième approximation est supprimée. L'hypothèse selon laquelle chaque sous-bande est thermalisée conduit à associer à chaque sous-bande $E_{i,A}$, $i \in \llbracket 1', 8' \rrbracket$ ($E_{j,B}$, $j \in \llbracket 1, 8 \rrbracket$) de la cascade A (B) son propre quasi-niveau de Fermi E_{F_i} (E_{F_j}). À l'équilibre thermodynamique ($V = 0V$), tous les quasi-niveaux de Fermi des cascades consécutives A et B sont égaux : $\forall i \in A, \forall j \in B, E_{F_i} = E_{F_j} = E_F$ comme cela est visible figure 4.8a. Quand une tension est appliquée, selon le modèle des sous-bandes thermalisées, les quasi-niveaux de Fermi liés à chaque sous-bande de la cascade ne sont pas égaux :

$$\forall j \in B, \quad E'_{F_j} = E_F + \Delta E_{F_j} \quad (4.5)$$

$$\forall i \in A, \quad E'_{F_i} = E_F + \Delta E_{F_i} \quad (4.6)$$

$$\text{avec } E'_{F_{j,B}} = E'_{F_{j,A}} + qV. \quad (4.7)$$

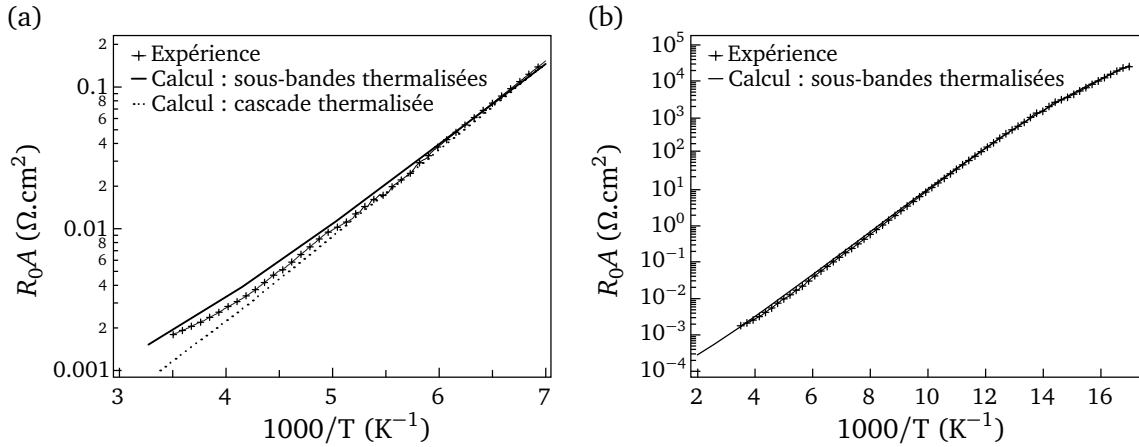


FIGURE 4.9 – (a) Expérience et facteur R_0A calculé selon les deux modèles en fonction de l'inverse de la température entre 140 et 300K. Le modèle des sous-bandes thermalisées reproduit bien le facteur R_0A au-delà de 200K alors que le modèle de la cascade thermalisée échoue. (b) Expérience et facteur R_0A calculé selon le modèle des sous-bandes thermalisées. Le calcul et l'expérience sont en accord de 60 à 300K sur huit ordres de grandeur de R_0 . D'après la référence [55].

Les grandeurs définies dans les équations précédentes sont schématisées figure 4.8c. Nous définissons également le paramètre η_j par $\Delta E_{F_j} = \eta_j qV$. Ce paramètre est indiqué figure 4.8b. Notons que le modèle de la cascade thermalisée se retrouve en posant $\eta_j = 1$. La densité totale de courant noir est la même que pour le modèle de la cascade thermalisée à l'équation (4.2). Cependant, dans le contexte des sous-bandes thermalisées, les expressions de G_{ij}^c et G_{ij}^a doivent prendre en compte les quasi-niveaux de Fermi E'_{F_j} et E'_{F_i} des sous-bandes j et i respectivement. Les équations (4.3) et (4.4) se réécrivent alors [55]

$$G_{ij}^a(V) = \int_{\varepsilon_j - \hbar\omega_{LO} + \Delta E_j}^{+\infty} S_{ij}^a(E, E_i + \Delta E_i, E_j + \Delta E_j) n_{F_i}(E, E'_{F_i}) \left[1 - n_{F_j}(E + \hbar\omega_{LO}, E'_{F_j}) \right] n_B \rho_{0s} dE \quad (4.8)$$

$$G_{ji}^c(V) = \int_{\varepsilon_j + \Delta E_j}^{+\infty} S_{ji}^c(E, E_i + \Delta E_i, E_j + \Delta E_j) n_{F_j}(E, E'_{F_j}) \left[1 - n_{F_i}(E - \hbar\omega_{LO}, E'_{F_i}) \right] (1 + n_B) \rho_{0s} dE, \quad (4.9)$$

où les grandeurs ont déjà été définies au paragraphe précédent. Le seul changement provient de la prise en compte des différents quasi-niveaux de Fermi.

Ce modèle permet aussi de calculer le facteur R_0A . Les résultats numériques des deux modèles de diffusion ainsi que les résultats expérimentaux à haute température sont représentés figure 4.9a. Comme cela est clairement visible, l'approche des sous-bandes thermalisées reproduit les mesures expérimentales bien mieux que le modèle de la cascade thermalisée dans la gamme de température représentée. Par ailleurs, le modèle des sous-bandes thermalisées calcule correctement le facteur R_0A sur huit ordres de grandeurs, de 60 à 300K comme le montre la figure 4.9b. Cependant, la partie à basse température est toujours problématique car la dégénérescence en énergie des niveaux

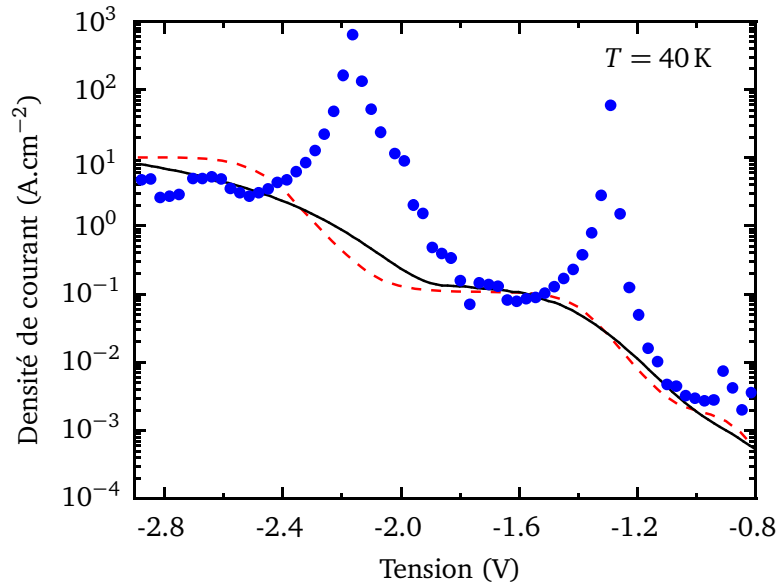


FIGURE 4.10 – Caractéristique $J(V)$ du courant noir d'un QCD à $8\mu\text{m}$ de 10 périodes à $T = 40\text{K}$. Ligne noire : expérience. Cercles bleus : résultat du modèle des sous-bandes thermalisées. Ligne tiretée rouge : résultat du modèle de transport tunnel résonnant. D'après la référence [57].

n'est pas supprimée dans ce modèle. Pour cette raison, un modèle de transport résonnant a été développé.

Modèle de transport résonnant

Même si les QCD sont des détecteurs photovoltaïques, l'étude de leur caractéristique $I(V)$ présente de nombreux intérêts. Tout d'abord, comme cela a déjà été mentionné au paragraphe 4.2.1, dans une caméra les QCD sont soumis à une légère tension. De plus des études ont montré que des QCD soumis à une faible tension pouvaient avoir de meilleures performances [57]. Par exemple Buffaz *et al.* [58] démontrèrent expérimentalement que les meilleures performances de détection étaient obtenues en appliquant une tension négative sur un QCD à $15\mu\text{m}$. Il est donc important de parvenir à modéliser le courant noir des QCD soumis à un champ électrique.

Il a été vu au paragraphe précédent que les propriétés d'un QCD à $8\mu\text{m}$ pouvaient être modélisées par des modèles de diffusion qui reproduisent correctement le facteur R_0A . Cependant, à basse température le modèle de diffusion a montré ses limites en particulier car il existe différents régimes de transport qu'il faut prendre en compte, notamment celui de l'effet tunnel résonnant. La figure 4.10 montre la densité de courant noir expérimentale pour un QCD à $8\mu\text{m}$ de 10 périodes et soumis à des tension négatives à $T = 40\text{K}$. Des épaulements apparaissent à certaines tensions. La courbe $J(V)$ calculée à partir de l'équation (4.2) dans le cadre du modèle des sous-bandes thermalisées est représentée figure 4.10 par des cercles. Les épaulements de la courbes $J(V)$ ne sont pas reproduits et le modèle conduit à une surestimation du courant. Le problème du mécanisme de diffusion provient, comme cela a déjà été noté précédemment, de la difficulté du calcul des éléments

de matrices à certaines tensions [55]. En effet un schéma de la structure de bandes du QCD aux tensions où ont lieu les épaulements de courant montre que le niveau fondamental de la cascade A, $E_{1,A}$ est résonnant avec un des niveaux $E_{j,B}$. Plus précisément, en balayant la tension vers des valeurs négatives, j est incrémenté à chaque épaulement. Le premier épaulement rencontré correspond à $j = 2$ [57]. Les états délocalisés alors créés ne permettent pas un bon calcul des éléments de matrice du modèle de diffusion.

Pour remédier à ce problème, Buffaz *et al.* [57] développèrent un modèle de transport résonnant basé sur le formalisme de Kazarinov et Suris [24]. L'application de ce formalisme aux QCD conduit à l'expression suivante de la densité de courant depuis le niveau $E_{1,A}$ vers les niveaux $E_{j,B}$ [57]

$$J(\varepsilon) = q\rho_{0s}k_B T \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - \hbar\varepsilon}{k_B T} \right) \right] \frac{2\tau_{\perp}}{1 + \varepsilon^2\tau_{\perp}^2} \sum_{j \geq 2} \Omega_{1j}^2, \quad (4.10)$$

où q est la charge élémentaire, ρ_{0s} est la densité d'états surfacique d'un système 2D, $\hbar\varepsilon$ est la différence d'énergie entre le niveau $E_{1,A}$ et un niveau $E_{j,B}$, $\hbar\Omega_{1j}$ est l'énergie de couplage entre le niveau $E_{1,A}$ et un niveau $E_{j,B}$, E_F est l'énergie de Fermi et k_B est la constante de Boltzmann. Le temps τ_{\perp} est le temps de relaxation transverse et est le seul paramètre ajustable du modèle. Il est la combinaison du temps de diffusion inter-sous-bande entre les états $E_{1,A}$ et $E_{j,B}$ et de la diffusion de l'état $E_{j,B}$ vers un niveau $E_{j-1,B}$. Le résultat de l'équation (4.10) pour j variant de 2 à 4 est représenté par la ligne tiretée rouge de la figure 4.10. Le modèle tunnel résonnant reproduit à la fois la forme et les valeurs de la courbe expérimentale.

Pour conclure, il est à noter que ce modèle présente lui aussi des limites, en particulier pour de faibles tensions et/ou de hautes température (supérieures à 100 K) [57]. La raison invoquée est qu'à haute température les courants de diffusion (dûs aux phonons LO par exemple) deviennent prédominants par rapport aux courants tunnels. Par conséquent une bonne modélisation des QCD nécessite de combiner à la fois un modèle de diffusion comme celui des sous-bandes thermalisées avec un modèle de transport résonnant. À haute température et/ou faible tension, la diffusion l'emporte alors qu'à basse température et/ou forte tension, l'effet tunnel résonnant prend le dessus.

4.4.2 Analyse du courant noir par magnéto-transport

Les modèles présentés au paragraphe 4.4.1 montrent que le fonctionnement des QCD dépend grandement de la température. De plus, les modèles de la cascade thermalisée et des sous-bandes thermalisées ont mis en évidence que les électrons suivaient plusieurs chemins de diffusion en parallèle depuis une cascade vers l'autre. Il apparaît donc particulièrement intéressant d'arriver expérimentalement à déterminer quelles sont ces transitions inter-cascades et quel est leur comportement en fonction de la température. L'application d'un champ magnétique est la technique par excellence qui va permettre de révéler les chemins électroniques dans les QCD. L'objectif est donc d'identifier par des expériences de magnéto-transport les différentes transitions impliquées dans le courant noir à une température donnée. Le cadre théorique dans lequel sera menée cette étude est celui du

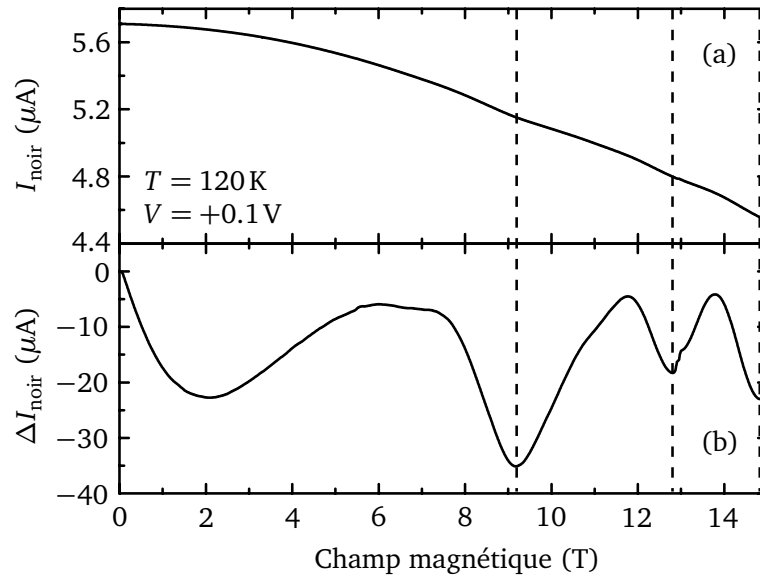


FIGURE 4.11 – (a) Courant noir I_{noir} en fonction du champ magnétique pour une valeur fixée de la tension $V = 0.1\text{ V}$ à $T = 120\text{ K}$. (b) Courant noir en fonction du champ magnétique où la contribution de la magnéto-résistance des contacts a été soustraite. D’après la référence [54].

modèle de la cascade thermalisée (voir paragraphe 4.4.1). L’étude présentée ici est basée sur les références [45, 46, 54].

L’expérience consiste à mesurer le courant noir I_{noir} le long du QCD $8\mu\text{m}$ présenté au paragraphe 4.3.1, la tension étant fixée et le champ magnétique étant balayé de 0 à 15 T. L’expérience est réalisée à trois températures différentes : 40 K, 80 K et 120 K. Les mesures de courant ont été réalisées sous une tension $V = 0.1\text{ V}$ pour $T = 80\text{ K}$ et $T = 120\text{ K}$. En revanche, pour $T = 40\text{ K}$, le courant mesuré avec une tension de 0.1 V est trop faible et la courbe enregistrée est trop bruitée. Pour cette raison une tension plus élevée de 1.5 V est appliquée de manière à obtenir un courant plus élevé et une mesure plus propre. Un résultat typique pour la température de 120 K est présenté figure 4.11a. Le courant noir présente de faibles oscillations superposées à une décroissance générale d’allure approximativement quadratique et attribuée à la magnéto-résistance des contacts. Pour s’affranchir de ce fond continu un polynôme du second ordre en B est soustrait à la courbe expérimentale. La courbe obtenue ΔI_{noir} est tracée figure 4.11b et révèle clairement un comportement oscillatoire.

Pour interpréter ce résultat, rappelons l’effet du champ magnétique appliqué à un QCS. À champ magnétique nul, tous les niveaux des puits quantiques d’une période ont une dispersion de type onde plane dans la direction parallèle aux couches. De plus, ces sous-bandes paraboliques sont considérées comme parallèles puisque les effets de non-parabolicité sont négligeables dans le GaAs pour les énergies mises en jeu dans le QCD [54]. La plupart des électrons est localisée dans la première sous-bande d’énergie $E_{1'}$. Le prime « ' » indique ici qu’il s’agit de la cascade A et l’absence de prime qu’il s’agit de la cascade B du modèle de la cascade thermalisée. L’absorption et l’émission de phonons LO se produit entre l’état fondamental $|1'\rangle$ de la cascade A et les sous-bandes $|j\rangle$ de la

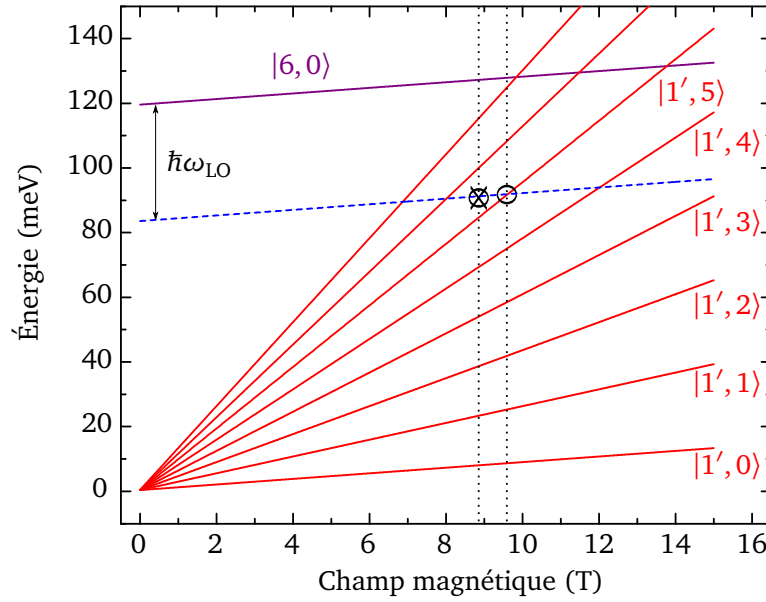


FIGURE 4.12 – Évolution des niveaux de Landau $|1', p\rangle$ en fonction du champ magnétique. À champ magnétique nul, $\Delta E_6^0 = E_6 - E_{1'} = 118 \text{ meV}$. Le niveau virtuel $|6, 0\rangle - \hbar\omega_{\text{LO}}$ est représenté en ligne tiretée bleue. À $B = 8.8 \text{ T}$, le niveau de Landau $|6, 0\rangle - \hbar\omega_{\text{LO}}$ n'est pas résonnant avec un niveau $|1', p\rangle$. La diffusion par émission ou absorption de phonon LO n'est donc pas possible. (c) À $B = 9.6 \text{ T}$, le niveau de Landau $|6, 0\rangle - \hbar\omega_{\text{LO}}$ est résonnant avec le niveau $|1', 5\rangle$. La diffusion par émission ou absorption de phonon LO est donc possible.

cascade B. À tension nulle, les processus d'émission et d'absorption de phonons LO dans G_{ij} et G_{ji} (voir les équations (4.3) et (4.4)) se compensent et le courant est nul : le système est à l'équilibre. Quand une tension est appliquée, cet équilibre entre émission et relaxation est cassé ce qui crée un courant noir. L'application d'un champ magnétique va donner lieu à la quantification de Landau déjà amplement décrite dans ce manuscrit (voir paragraphes 1.3.1, 2.4.1 et 3.5.2). L'effet du champ magnétique sur le courant noir du QCD est assez similaire à ce qui se passe dans n'importe quel QCS impliquant des phonons LO [69]. Cette physique a été décrite au paragraphe 2.5.2. En effet, selon la valeur du champ magnétique l'arrangement des niveaux de Landau influence fortement l'absorption et l'émission de phonon LO depuis les niveaux $|1', p\rangle$ vers les niveaux $|j, 0\rangle$ ($j \in B$) où, comme d'habitude, $|n, p\rangle$ désigne le p^{e} niveau de Landau provenant de la sous-bande n . La figure 4.12 illustre l'effet de la quantification de Landau sur le courant noir en prenant l'exemple du niveau $|6, 0\rangle$. Les électrons sont principalement localisés sur le niveau de Landau fondamental $|1'\rangle$ et sont distribués sur les différents niveaux $|1', p\rangle$ selon la distribution de Fermi-Dirac. À $B = 8.8 \text{ T}$, en considérant une température telle que le niveau $|1', 5\rangle$ soit peuplé, l'absorption d'un phonon LO de $|1', 5\rangle$ vers $|6, 0\rangle$ est interdite car ce processus ne conserve pas l'énergie (cf. figure 2.13). En revanche, pour une valeur plus élevée du champ magnétique à $B = 9.6 \text{ T}$, les niveaux $|1', 5\rangle$ et $|6, 0\rangle$ sont séparés par exactement l'énergie d'un phonon LO ($\hbar\omega_{\text{LO}} = 36 \text{ meV}$ dans le GaAs). Il peut alors y avoir absorption ou émission de phonon LO et les électrons court-circuitent la cascade créant ainsi du courant noir. Ce dernier va donc présenter un maximum en champ magnétique à chaque

fois que les électrons du niveau $|1', p\rangle$ peuvent être excités via l'absorption d'un phonon LO vers le niveau $|j, 0\rangle$. La figure 4.11b montre que les oscillations ne commencent qu'à partir de 5 T. Cela est dû à l'élargissement des niveaux de Landau qui implique qu'à bas champ magnétique les niveaux de Landau ne sont pas encore individualisés et que la circulation du courant s'effectue de la même manière que dans un système 2D.

Pour une température fixée, plusieurs transitions $|1', p\rangle \rightarrow |j, 0\rangle$ participent simultanément au courant noir. Chaque transition pour $j \in B$ génère une série d'oscillation ce qui complique leur observation. La conservation de l'énergie lors de la résonance entre un niveau $|1', p\rangle$ et un niveau $|j, 0\rangle$ au champ magnétique résonnant $B_{\text{rés}}$ s'écrit (voir équation (2.83))

$$(E_j - E_{1'}) = \hbar\omega_{\text{LO}} + p \frac{\hbar e B_{\text{rés}}}{m^*}. \quad (4.11)$$

En posant $\Delta E_j^0 = E_j - E_{1'}$, la différence d'énergie entre les sous-bandes $|j\rangle$ et $|1'\rangle$ à champ magnétique nul, l'équation (4.11) se réécrit

$$\frac{1}{B_{\text{rés}}} = p \frac{\hbar e}{m^* (\Delta E_j^0 - \hbar\omega_{\text{LO}})}, \quad (4.12)$$

ce qui montre que le courant noir en fonction de B^{-1} , $I_{\text{noir}}(B^{-1})$ est une fonction périodique de période $(\hbar e) / [m^* (\Delta E_j^0 - \hbar\omega_{\text{LO}})]$. La période de $I_{\text{noir}}(B^{-1})$ permet donc de déterminer ΔE_j^0 et donc les transitions impliquées dans le courant noir. Cependant, comme le courant noir est la superposition de plusieurs séries d'oscillations, il est difficile de clairement identifier le comportement oscillatoire propre à chaque transition. La solution consiste à tracer la transformée de Fourier (TF) de la courbe expérimentale $\Delta I_{\text{noir}}(B^{-1})$ de manière à extraire les fréquences caractéristiques d'oscillations. La TF présentera des pics pour les champs magnétiques $[m^* (\Delta E_j^0 - \hbar\omega_{\text{LO}})] / (\hbar e)$ permettant de déterminer les ΔE_j^0 en jeu.

La température de fonctionnement du QCD à $8 \mu\text{m}$ est de 80 K et les résultats expérimentaux à cette température sont présentés figure 4.13b. Afin de comprendre le fonctionnement en température de la structure, les résultats à 40 K et à 120 K sont aussi montrés aux figures 4.13a et 4.13c respectivement. Sur ces figures la TF des mesures de courant noir est reportée. De manière à mettre en évidence l'énergie des transitions électroniques ΔE_j^0 , la TF est tracée en fonction de $\Delta E = \hbar e B / m^* + \hbar\omega_{\text{LO}}$ plutôt qu'en fonction de B . Ainsi les pics de la TF sont directement à l'énergie ΔE_j^0 . Les encarts sont une représentation schématique des transitions électroniques observées sur les spectres. Le tableau 4.1 fournit les taux de transition globaux $G_{1'j}$ avec $j \in \llbracket 2, 8 \rrbracket$.

À $T = 80 \text{ K}$ (figure 4.13b), six pics peuvent être identifiés. Les pics à 52, 64, 83, 118 et 145 meV correspondent à des transitions diagonales depuis la sous-bande $|1'\rangle$ vers les sous-bandes $|3\rangle$, $|4\rangle$, $|5\rangle$, $|6\rangle$ et $|7/8\rangle$ respectivement. Le dernier pic à $\sim 180 \text{ meV}$ est attribuée à l'absorption d'un phonon de la sous-bande $|2'\rangle$ vers l'état quasi-lié $|9'\rangle$. Cette transition est possible car la sous-bande $|2'\rangle$ n'est pas totalement vidée et car l'élément de matrice dipolaire entre les états $|2'\rangle$ et $|9'\rangle$ est significatif.

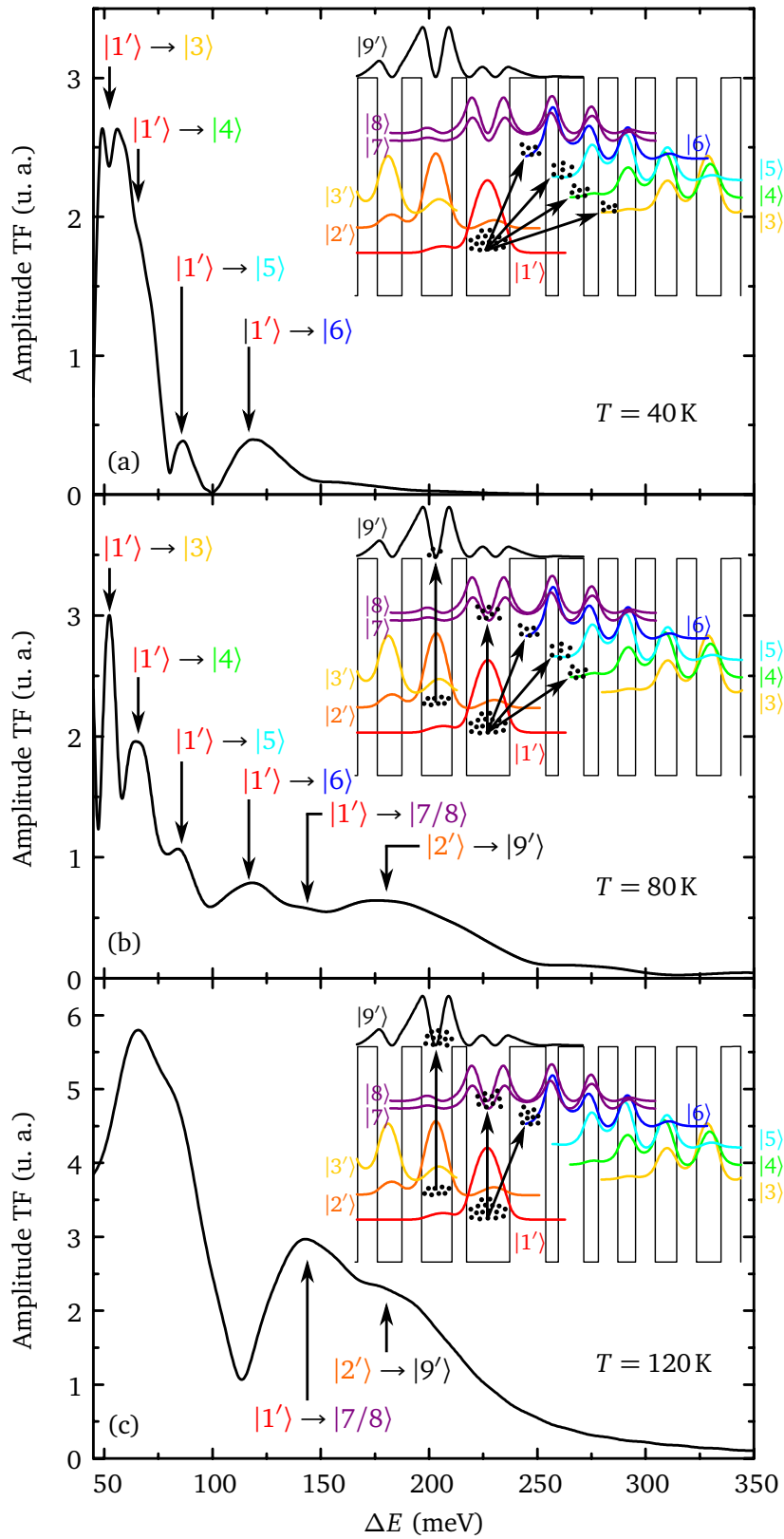


FIGURE 4.13 – Amplitude de la transformée de Fourier de la courbe expérimentale ΔI_{noir} en fonction de $\Delta E = \hbar eB/m^* + \hbar\omega_{\text{LO}}$ à (a) $T = 40$ K, (b) $T = 80$ K et (c) $T = 120$ K.

TABLE 4.1 – Valeurs des taux de transition globaux $G_{1'j}$ avec $j \in \llbracket 2, 8 \rrbracket$, $j \in \text{B}$ à $T = 40\text{ K}$, $T = 80\text{ K}$ et $T = 120\text{ K}$. Les nombres en gras correspondent aux valeurs les plus grandes des taux de transitions pour chaque température.

$G_{1'j}$ ($\text{m}^{-2}.\text{s}^{-1}$)	40 K	80 K	120 K
$1' \rightarrow 2$	3.72×10^{14}	6.40×10^{16}	3.44×10^{17}
$1' \rightarrow 3$	3.16×10^{15}	6.76×10^{17}	4.19×10^{18}
$1' \rightarrow 4$	1.52×10^{15}	3.01×10^{18}	3.93×10^{19}
$1' \rightarrow 5$	9.18×10^{13}	5.10×10^{18}	2.09×10^{20}
$1' \rightarrow 6$	1.32×10^{12}	5.03×10^{18}	8.72×10^{20}
$1' \rightarrow 7$	2.56×10^{10}	3.49×10^{18}	2.03×10^{21}
$1' \rightarrow 8$	2.90×10^9	2.32×10^{18}	2.46×10^{21}

Il est à noter que les deux premiers pics correspondant aux transitions $|1'\rangle \rightarrow |3\rangle$ et $|1'\rangle \rightarrow |4\rangle$ ont une forte amplitude, ce qui est en contradiction avec les valeurs quantitatives de $G_{1'j}$. Cet effet est attribué à toutes les relaxations électroniques ayant lieu dans la cascade et qui donnent des séries d'oscillations dans la même gamme d'énergie (typiquement entre 30 et 75 meV). Par conséquent, une étude quantitative pour $E < 75\text{ meV}$ n'est pas réalisable car les diffusions inter et intra-cascades sont mélangées. En revanche, pour $E > 75\text{ meV}$, le modèle conduit à des taux de transitions à peu près égaux (voir tableau 4.1) pour les transitions de $|1'\rangle$ vers $|5\rangle$, $|6\rangle$ et $|7/8\rangle$, en accord avec l'amplitude relative des pics dans les spectres.

À $T = 40\text{ K}$ (figure 4.13a), quatre pics peuvent être identifiés. Deux pics dominants à 49 et 64 meV proviennent des séries d'oscillations associées à l'absorption d'un phonon LO de l'état $|1'\rangle$ vers les états $|3\rangle$ et $|4\rangle$ respectivement. Pareillement, à haute énergie la courbe présente deux pics à 85 et 120 meV qui correspondent aux transitions $|1'\rangle \rightarrow |5\rangle$ et $|1'\rangle \rightarrow |6\rangle$ respectivement. Pour les mêmes raisons que précédemment, une comparaison quantitative de l'amplitude de ces pics n'est pas possible. La forte tension de polarisation appliquée pour les mesures à 40 K peut également être avancée pour expliquer ces différences et met en évidence que le modèle de diffusion présente des limites dès que la tension appliquée est grande.

Finalement, à $T = 120\text{ K}$ (figure 4.13c), la transition $|1'\rangle \rightarrow |6\rangle$ disparaît et est substituée par les transitions $|1'\rangle \rightarrow |7/8\rangle$ et $|2'\rangle \rightarrow |9'\rangle$ qui augmentent. Ce comportement est en excellent accord avec les calculs de $G_{1'7}$ et $G_{1'8}$ du modèle (voir tableau 4.1). De plus, une quantité non négligeable d'électrons est présente à cette température sur le niveau $|9'\rangle$: la relaxation des électrons depuis ce niveau donne lieu à un large pic de 165 à 200 meV. Enfin, il est à noter qu'à cette haute température, les transitions inter-cascades et/ou la diffusion élastique donnent lieu à un large pic à basse énergie.

Pour conclure, retenons que cette étude a permis à la fois d'établir quelles sont les différentes transitions impliquées dans le transport dans l'obscurité d'un QCD $8\text{ }\mu\text{m}$ ainsi que l'importance re-

lative de ces transitions en fonction de la température. À basse température, le faible facteur d'occupation des niveaux d'énergie élevée interdit leur participation au transport. À haute température (plus de 100 K), ces niveaux de haute énergie dominent le transport grâce au fort élément de matrice qu'ils ont avec le niveau $|1'\rangle$. La situation la plus intéressante se produit à 80 K, température de fonctionnement optimal du QCD. À cette température, les différentes transitions $|1'\rangle \rightarrow |j\rangle$ semblent avoir la même importance et sont toutes identifiées expérimentalement. Le compromis à trouver pour un bon fonctionnement d'un QCD qui a été décrit au paragraphe 4.3.1 apparaît de nouveau : à cette température de travail, $G_{1'j}$ pour $j \leq 6$ doit être inférieur ou égal à $G_{1'7}$ ou $G_{1'8}$.

4.4.3 Conclusion partielle

Dans cette section nous avons tout d'abord présenté les différents modèles de transport existants pour modéliser le courant d'obscurité dans les QCD à $8\mu\text{m}$. Deux grandes familles de modèles existent : les modèles de diffusion (cascade thermalisée et sous-bandes thermalisées) et le modèle de transport résonnant. Aucun de ces deux modèles n'est meilleur qu'un autre. Si le modèle des sous-bandes thermalisées est particulièrement bien adapté aux hautes températures et aux faibles tensions, le modèle de type Kazarinov et Suris est lui performant à basse température et pour de fortes tensions. Un modèle plus général devrait prendre en compte ces deux régimes de transport.

Nous avons ensuite montré toute l'utilité du champ magnétique pour révéler les transitions inter-cascades se produisant dans les QCD. Cette étude a notamment permis une étude en température du fonctionnement des QCD. La principale raison de la mauvaise performance des QCD au-delà de 100 K est liée au remplissage du niveau quasi-lié $|9'\rangle$ depuis le niveau $|2'\rangle$. Par ailleurs, à basse température les transitions de basse énergie sont prédominantes alors qu'à haute température, les transitions de haute énergie sont impliquées car la population électronique est activée thermiquement. Cela montre que lors de la conception d'un QCD il faut prendre en compte la température de fonctionnement prévue. Il s'agit d'un paramètre crucial dans l'ingénierie quantique de ce type de détecteurs.

4.5 QCD sous illumination

Jusqu'à présent l'étude du QCD à $8\mu\text{m}$ a été menée dans l'obscurité. Cette section est dédiée à la description de l'étude réalisée sous champ magnétique et sous illumination. Plus précisément le photocourant, c'est-à-dire le courant sous illumination sera étudié. Le but de cette étude est de comprendre le transport électronique dans les QCD sous éclairage et d'identifier les mécanismes de diffusion impliqués. Contrairement à la section 4.4, les mesures seront toutes effectuées à tension nulle ($V = 0\text{V}$) et à une seule température, celle de fonctionnement du QCD, $T = 80\text{K}$.

Dans un premier temps le spectre de photocourant du QCD sera présenté au paragraphe 4.5.1. Les résultats expérimentaux ainsi qu'un modèle simple de transport seront ensuite présentés au paragraphe 4.5.2. Nous verrons que le modèle nécessite le calcul du temps de vie de l'interaction électron-impuretés ionisées sous champ magnétique. Le calcul analytique sera présenté au para-

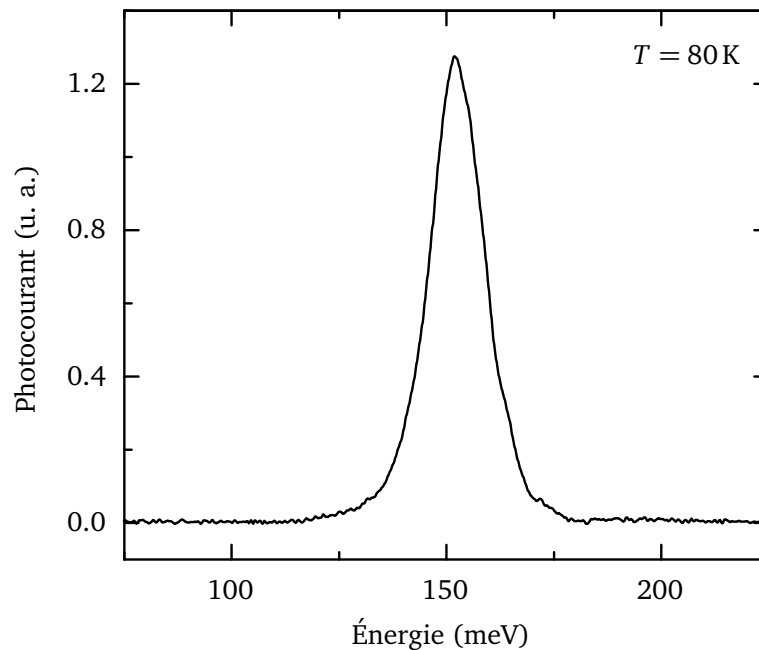


FIGURE 4.14 – Spectre de photocourant du QCD pour une tension de polarisation $V = 0\text{ V}$ à $T = 80\text{ K}$. Le pic est situé à $E = 155\text{ meV}$ ($\lambda = 8\text{ }\mu\text{m}$).

graphe 4.5.3. Enfin la comparaison entre les résultats expérimentaux et les résultats numériques sera faite au paragraphe 4.5.4.

4.5.1 Spectre de photocourant du détecteur

Le spectre de photocourant du QCD est tracé figure 4.14. Il a été mesuré pour une tension de polarisation $V = 0\text{ V}$ à $T = 80\text{ K}$ en suivant le montage décrit au paragraphe 4.2.3. Le spectre est constitué d'un pic à $E = 155\text{ meV}$ soit $8\text{ }\mu\text{m}$, en excellent accord avec la différence d'énergie calculée entre le niveau $|haut\rangle$ et le niveau $|bas\rangle$. Il faut cependant rester prudent dans l'interprétation de ce spectre. En effet, le QCD possédant un réseau de diffraction, seule la composante à $8\text{ }\mu\text{m}$ est diffractée. Par conséquent cette expérience ne permet pas de savoir précisément quelles longueurs d'ondes peuvent être absorbées par le QCD. D'ailleurs une étude précédente a montré que l'énergie du pic ne varie ni en fonction du champ magnétique, ni en fonction de la température, preuve que le réseau empêche d'identifier les différentes absorptions [46]. En effet il est usuel dans n'importe quel QCS MIR d'observer une variation de la longueur d'onde d'émission ou d'absorption en fonction de la température, principalement à cause de la distribution de Bose-Einstein des phonons [131]. D'autres études sur des QCD MIR sans réseau ont été réalisées prouvant que la longueur d'onde de détection varie avec la température [56].

4.5.2 Mesures et modèle de transport sous illumination

Le principe des mesures réalisées a déjà été présenté au paragraphe 4.2.2. L'expérience consiste à mesurer le photocourant I_{photo} sans appliquer de tension ($V = 0V$) à $T = 80K$, le champ magnétique étant balayé de 0 à 16 T. Le résultat est montré à la figure 4.15a. Le photocourant présente des oscillations en fonction du champ magnétique superposées à un comportement général correspondant approximativement à une décroissance quadratique. Comme pour le courant noir, cette décroissance principale est attribuée à la magnéto-résistance des contacts de l'échantillon [54]. Le fond décroissant a été enlevé des données expérimentales à la figure 4.15b.

L'effet du champ magnétique sur les niveaux du QCD est évidemment le même que celui présenté en détail au paragraphe 4.4.2 dans l'obscurité. En fonction de la valeur du champ magnétique l'arrangement des niveaux de Landau va fortement influencer les mécanismes de diffusion des électrons depuis le niveau $|haut, 0\rangle$ vers les niveaux $|n, p\rangle$, où comme d'habitude $|n, p\rangle$ désigne le p^e niveau de Landau de la sous-bande n . La figure 4.15c montre l'évolution en énergie des niveaux de Landau $|haut, 0\rangle$ et $|bas, p\rangle$ en fonction du champ magnétique selon l'équation $E_{n,p} = E_n + (p + 1/2) \hbar\omega_c$. Contrairement à l'étude dans l'obscurité, la non-parabolicité a été prise en compte. Comme cela est clairement visible sur la figure 4.15, les minima de courant en champ magnétique sont en excellent accord avec le croisement du niveau de Landau $|haut, 0\rangle$ avec les niveaux de Landau $|bas, p\rangle$ où $p = 6, 7, 8$ et 9 à $B = 15.3T, 13.0T, 11.4T$ et $10.1T$ respectivement (barres verticales pointillées) sur la figure 4.15. La comparaison des figures 4.15b et 4.15c conduit à la conclusion qu'un mécanisme élastique est dominant dans cette structure et qu'il implique principalement les niveaux $|haut\rangle$ et $|bas\rangle$. Notons enfin qu'à bas champ magnétique, entre $B = 4T$ et $9T$, des oscillations sont aussi présentes. Elles seront analysées au paragraphe 4.5.4.

Il a été vu précédemment que dans l'obscurité il existe des fuites électroniques entre le niveau $|bas\rangle$ et les niveaux de la cascade suivante quand le détecteur est soumis à une tension. Il a été démontré que ce courant noir I_{noir} provient de différentes transitions en parallèle à une température donnée. Sous illumination en revanche, aucune tension n'est appliquée au QCD. Le photocourant mesuré ici a pour origine le déplacement des électrons après l'absorption d'un photon. Une description complète des mécanismes mis en jeu dans le photocourant et un modèle le décrivant en fonction du champ magnétique doit donc être développé. Le modèle de transport proposé est appliqué à une période et est basé sur une approche du type « équation bilan ». Les électrons sont supposés être dans l'état excité $|haut\rangle$ du détecteur suite à l'absorption d'un photon. Il convient alors de faire un bilan de la population électronique sur ce niveau. Les électrons peuvent quitter cet état soit en retournant sur le niveau fondamental soit en diffusant vers la cascade $|c_i\rangle$, c'est-à-dire

$$\frac{dn_{\text{haut}}}{dt} = \frac{n_{\text{bas}}}{\tau_{\text{bas-haut}}} - \frac{n_{\text{haut}}}{\tau_{\text{haut-bas}}} + \frac{n_c}{\tau_{c\text{-haut}}} - \frac{n_{\text{haut}}}{\tau_{\text{haut-c}}} + \alpha n_{\text{bas}}, \quad (4.13)$$

où l'indice « c » désigne la cascade tout entière, n_i est la densité surfacique d'électrons dans le niveau $|i\rangle$, τ_{m-n} est le temps de vie d'un électron sur le niveau $|m\rangle$ avant qu'il ne diffuse vers le niveau $|n\rangle$,

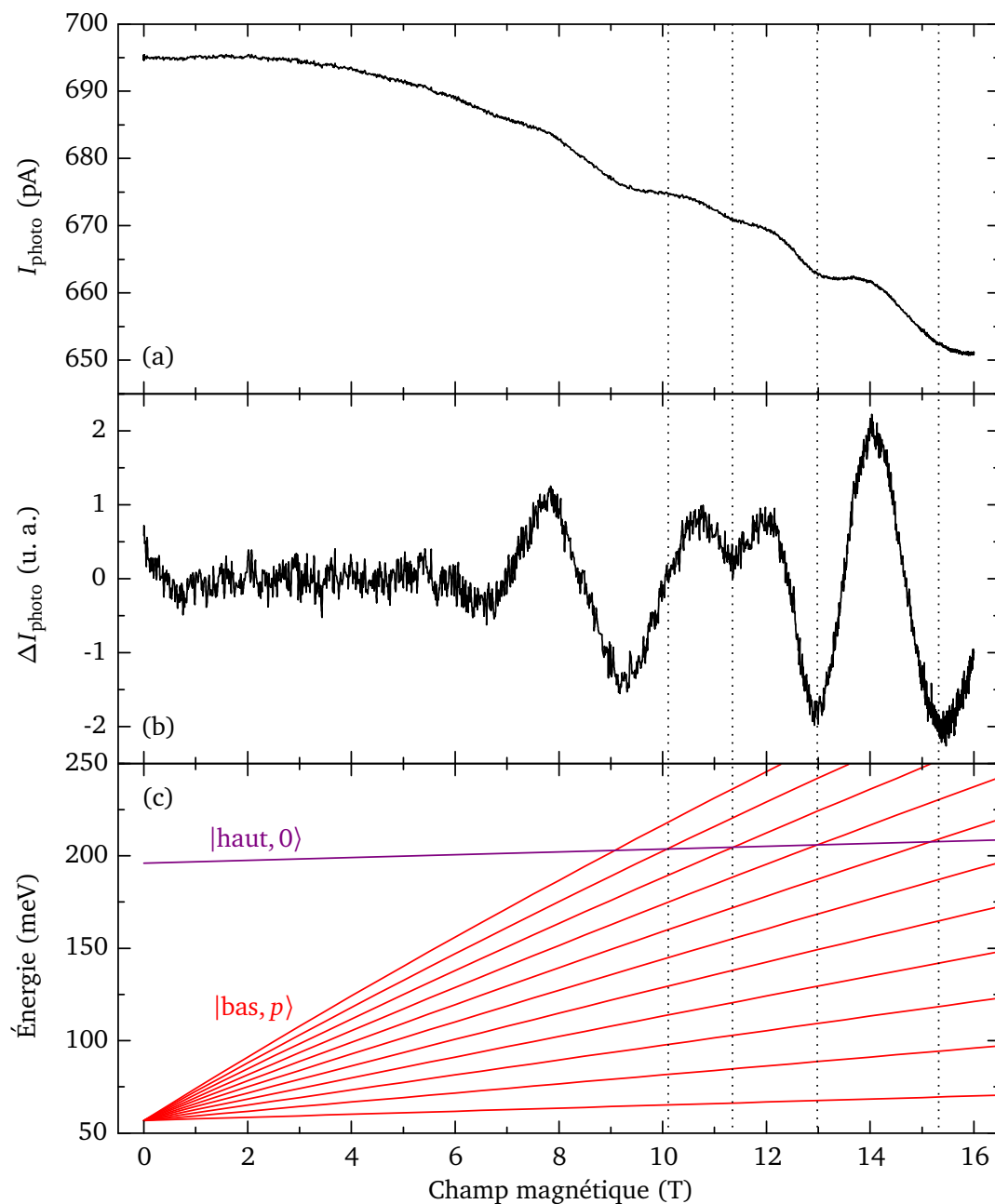


FIGURE 4.15 – (a) Courant sous illumination en fonction du champ magnétique à tension nulle. (b) I_{photo} en fonction du champ magnétique où la contribution de la magnéto-résistance a été soustraite. (c) Évolution des niveaux de Landau $|\text{haut}, 0\rangle$ et $|\text{bas}, p\rangle$ en fonction du champ magnétique. La non-parabolicité a été prise en compte.

α est le coefficient d'absorption d'un photon et

$$\frac{1}{\tau_{\text{haut-c}}} = \sum_{i=1}^5 \frac{1}{\tau_{\text{haut-c}_i}}. \quad (4.14)$$

Le courant qui est mesuré par le dispositif expérimental macroscopique est donné par

$$\frac{J}{q} = \frac{n_{\text{haut}}}{\tau_{\text{haut-c}}} - \frac{n_{\text{c}}}{\tau_{\text{c-haut}}}, \quad (4.15)$$

où J est la densité de courant et q est la charge de l'électron. À 0V et dans l'obscurité, les transitions électroniques d'un niveau à l'autre se compensent les unes les autres et par conséquent le courant est nul : le système est à l'équilibre [51]. Cette condition s'écrit

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{n_{\text{bas}}^{\text{éq}}}{\tau_{\text{bas-haut}}} = \frac{n_{\text{haut}}^{\text{éq}}}{\tau_{\text{haut-bas}}} \\ \frac{n_{\text{haut}}^{\text{éq}}}{\tau_{\text{haut-c}}} = \frac{n_{\text{c}}^{\text{éq}}}{\tau_{\text{c-haut}}}, \end{array} \right. \quad (4.16)$$

où l'exposant « éq » signifie à l'équilibre. Nous supposons que la population du niveau |bas) est la même à l'équilibre et sous illumination : $n_{\text{bas}} \approx n_{\text{bas}}^{\text{éq}}$. Cette approximation signifie que la lumière incidente ne transporte qu'une petite partie des électrons du niveau |bas) vers le niveau |haut). En revanche, la population du niveau |haut) varie entre l'équilibre et sous illumination : $n_{\text{haut}} \neq n_{\text{haut}}^{\text{éq}}$.

À l'état stationnaire où $dn_{\text{haut}}/dt = 0$, les équations (4.14) et (4.15) conduisent à

$$\frac{J}{q} = \frac{n_{\text{haut}}^{\text{éq}}}{\tau_{\text{haut-bas}}} - \frac{n_{\text{haut}}}{\tau_{\text{haut-bas}}} + \alpha n_{\text{bas}}. \quad (4.17)$$

Par ailleurs, la variation de population du niveau |haut) entre le cas sous illumination et à l'équilibre correspond au nombre d'électrons provenant de l'absorption de photons ce qui se traduit par la relation

$$n_{\text{haut}} - n_{\text{haut}}^{\text{éq}} = \alpha n_{\text{bas}} \tau_{\text{haut}} \quad \text{où} \quad \frac{1}{\tau_{\text{haut}}} = \frac{1}{\tau_{\text{haut-bas}}} + \frac{1}{\tau_{\text{haut-c}}}. \quad (4.18)$$

Finalement, en combinant les équations (4.17) et (4.18) il vient

$$\frac{J}{q} = \alpha n_{\text{bas}} \left(\frac{\tau_{\text{haut-bas}}}{\tau_{\text{haut-bas}} + \tau_{\text{haut-c}}} \right) = \alpha n_{\text{bas}} \text{QE}. \quad (4.19)$$

Comme cela a été mentionné auparavant, α et n_{bas} sont constants. Les seules grandeurs qui varient en fonction du champ magnétique sont les temps de vie $\tau_{\text{haut-bas}}$ et $\tau_{\text{haut-c}}$ et donc QE.

L'efficacité quantique QE est le ratio du temps de vie $\tau_{\text{haut-bas}}$ par $\tau_{\text{haut-bas}} + \tau_{\text{haut-c}}$ et correspond à la fraction d'électrons qui contribuent au photocourant. Dans notre modèle nous supposons que n'importe quel photon incident génère une absorption entre les niveaux |bas) et |haut). Ce modèle est en accord avec le compromis de fonctionnement d'un QCD dont il a déjà été plusieurs fois

TABLE 4.2 – Les taux de diffusion en s^{-1} sont calculés en utilisant différents mécanismes de diffusion pour un électron dans la sous-bande $|haut\rangle$ à $B = 0$ T.

Mécanisme de diffusion (s^{-1})	$1/\tau_{\text{haut-bas}}$	$1/\tau_{\text{haut-c}}$
Phonon LO	7.0×10^{11}	7.9×10^{11}
Rugosité d'interface	6.0×10^{11}	8.6×10^{12}
Impuretés ionisées	1.8×10^{13}	5.2×10^{13}

question (paragraphe 4.3.1 et 4.4.2) : l'efficacité du détecteur est régie par sa capacité à générer des photo-porteurs puis à les extraire grâce à la cascade. C'est pour cette raison qu'à la fois les temps de vie $\tau_{\text{haut-bas}}$ et $\tau_{\text{haut-c}}$ sont impliqués dans le photocourant.

Comme cela a déjà été présenté au chapitre 2, les temps de vie sont directement obtenus par le calcul des taux de diffusion des différents mécanismes élastiques et inélastiques via la règle d'or de Fermi. Il a également déjà été noté que deux mécanismes sont dominants dans les QCS MIR, à savoir l'émission de phonons LO et la rugosité d'interface [70, 76]. Le tableau 4.2 regroupe les taux de diffusion calculés pour différents mécanismes à $B = 0$ T. Le taux de diffusion par phonon LO a été calculé grâce à l'équation (2.35). La rugosité d'interface a été calculé avec l'équation (2.42) en utilisant une fonction de corrélation gaussienne pour la rugosité de hauteur moyenne $\Delta = 2.8 \text{ \AA}$ et de longueur de corrélation $\Lambda = 60 \text{ \AA}$, valeurs typiques pour les systèmes en GaAs/AlGaAs [76, 88, 90]. Dans le QCD étudié ici un troisième mécanisme, l'interaction électron-impuretés ionisées a été calculée en utilisant l'équation (2.44). Ce mécanisme apparait comme dominant et est généralement négligé car les couches dopées sont éloignées de la transition optique [76]. Mais dans le cas des QCD au contraire, le niveau de dopage est d'une part plus élevé et d'autre part les couches dopées sont au cœur de la région active où a lieu l'absorption optique. La conséquence directe de ces deux effets est que la diffusion sur les impuretés ionisées est le mécanisme le plus efficace de notre système comme le montre le tableau 4.2. Ce mécanisme n'a jamais été calculé en fonction du champ magnétique dans la littérature. Il a donc fallu développer le taux de diffusion électron-impuretés ionisées en fonction du champ magnétique de manière à prendre en compte le principal processus de diffusion dans les QCD sous illumination.

4.5.3 Interaction électron-impuretés ionisées sous champ magnétique

Ce paragraphe est dédié au calcul analytique du temps de vie d'un électron par diffusion sur les impuretés ionisées. Seules les étapes clés du calcul sont présentées ici, les détails étant relégués à l'annexe A. Par simplicité d'écriture et dans ce paragraphe uniquement, le niveau $|haut\rangle$ sera noté $|2\rangle$ et le niveau $|bas\rangle$ sera noté $|1\rangle$. Le potentiel d'interaction électron-impuretés ionisées est donné

par [84]

$$V_{\text{imp}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i) = \frac{2\pi e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r S} \sum_{\mathbf{Q}_\perp} \frac{1}{Q_\perp} \exp \left[-Q_\perp |z - z_i| + i\mathbf{Q}_\perp \cdot (\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_i) \right], \quad (4.20)$$

où $S = L_x L_y$ est la surface de l'échantillon, $\mathbf{r}_i = (\boldsymbol{\rho}_i, z_i) = (x_i, y_i, z_i)$ est le vecteur position des impuretés, $\mathbf{r} = (\boldsymbol{\rho}, z) = (x, y, z)$ est le vecteur position de l'électron, ϵ_r est la constante diélectrique relative dans le GaAs et $\mathbf{Q}_\perp = (Q_x, Q_y, 0)$ est le vecteur d'onde de l'électron dans le plan perpendiculaire aux couches. En présence d'un champ magnétique perpendiculaire au plan des couches d'un QCS, la fonction d'onde électronique s'écrit (voir paragraphe 2.4.1, équations (2.58) et (2.64))

$$\psi_{n,p,k_y}(x, y, z) = |n, p, k_y\rangle = \chi_n(z) \varphi_p(x + \ell_c^2 k_y) \frac{e^{ik_y y}}{\sqrt{L_y}}, \quad (4.21)$$

où $\chi_n(z)$ est la fonction enveloppe de l'hétérostructure correspondant à la n^e sous-bande, φ_p est le p^e polynôme de Hermite associé au p^e niveau de Landau et $\ell_c^2 = \hbar/eB$ est la longueur magnétique. Le taux de diffusion est calculé pour un électron dans le plus bas niveau de Landau ($p = 0$) de la sous-bande haute (niveau $|2, 0\rangle$) vers les niveaux de Landau de la sous-bande basse (niveaux $|1, p\rangle$) en appliquant la règle d'or de Fermi et en supposant des niveaux de Landau élargis (voir équation (2.84) et la référence [70]) :

$$\left\langle \frac{1}{\tau_{2,p=0,k_y}^{\text{imp}}} \right\rangle = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_i \sum_{p'} \sum_{k'_y} \left| \langle 1, p', k'_y | V_{\text{imp}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i) | 2, p=0, k_y \rangle \right|^2 \times \frac{1}{\delta \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(E_2 - E_1 - p' \hbar \omega_c)^2}{2\delta^2} \right], \quad (4.22)$$

où δ est le paramètre d'élargissement des niveaux de Landau. La valeur prise est $\delta = 6$ meV, valeur consistante avec $\hbar/\tau_{\text{haut-bas}}^{\text{imp}}$ obtenu par la suite. Le calcul de l'élément de matrice conduit à

$$\left\langle \frac{1}{\tau_{2,p=0,k_y}^{\text{imp}}} \right\rangle = \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} \right)^2 N_{\text{imp}_S} \sum_{z_i} \sum_{p'} \iint \frac{dQ_x dQ_y}{Q_x^2 + Q_y^2} \left| \langle 1 | e^{-\sqrt{Q_x^2 + Q_y^2} |z - z_i|} | 2 \rangle \right|^2 \times \left| \langle p', k_y + Q_y | e^{iQ_x x} | p=0, k_y \rangle \right|^2 \times \frac{1}{\delta \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(E_2 - E_1 - p' \hbar \omega_c)^2}{2\delta^2} \right], \quad (4.23)$$

où N_{imp_s} est la densité surfacique d'impuretés. En faisant le changement de variable $\tilde{x} = x + \ell_c^2 k_y$ et en suivant Mycielski *et al.* [132] il vient

$$\begin{aligned} \langle p', k_y + Q_y | e^{iQ_x x} | p = 0, k_y \rangle &= e^{-iQ_x \ell_c^2 k_y} \frac{1}{\sqrt{p'!}} \exp\left(-\frac{i}{2} \ell_c^2 Q_x Q_y\right) \left(\frac{\ell_c}{\sqrt{2}}\right)^{p'} (Q_y + iQ_x)^{p'} \\ &\times \exp\left[-\frac{1}{4} \ell_c^2 (Q_x^2 + Q_y^2)\right], \end{aligned} \quad (4.24)$$

qui introduit dans l'équation (4.23) donne

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{1}{\tau_{2,p=0,k_y}^{\text{imp}}} \right\rangle &= \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r}\right)^2 N_{\text{imp}_s} \sum_{z_i} \sum_{p'} \frac{1}{p'!} \left(\frac{\ell_c^2}{2}\right)^{p'} \iint dQ_x dQ_y (Q_x^2 + Q_y^2)^{p'-1} \\ &\times \exp\left[-\frac{\ell_c^2}{2} (Q_x^2 + Q_y^2)\right] \left| \langle 1 | e^{-\sqrt{Q_x^2 + Q_y^2} |z - z_i|} | 2 \rangle \right|^2 \\ &\times \frac{1}{\delta \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(E_2 - E_1 - p' \hbar \omega_c)^2}{2\delta^2}\right]. \end{aligned} \quad (4.25)$$

Ensuite, en utilisant les coordonnées polaires $dQ_x dQ_y = Q_\perp dQ_\perp d\theta$ et en faisant le changement de variable $X = \ell_c^2 Q_\perp^2 / 2$, l'expression finale obtenue est

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{1}{\tau_{2,p=0,k_y}^{\text{imp}}} \right\rangle &= \frac{2\pi^2}{\hbar} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r}\right)^2 N_{\text{imp}_s} \sum_{z_i} \sum_{p'} \frac{1}{\delta \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(E_2 - E_1 - p' \hbar \omega_c)^2}{2\delta^2}\right] \frac{1}{p'!} \\ &\times \int_0^{+\infty} X^{p'-1} e^{-X} \left| \langle 1 | \exp\left(-\frac{\sqrt{2X}}{\ell_c} |z - z_i|\right) | 2 \rangle \right|^2 dX. \end{aligned} \quad (4.26)$$

La figure 4.16 présente une comparaison entre les données expérimentales et le calcul du temps de diffusion électron-impuretés ionisées en fonction du champ magnétique. Il s'agit du résultat numérique de l'équation (4.26). Les minima du photocourant à haut champ magnétique correspondent aux minima du calcul (barres verticales pointillées) et le comportement du photocourant est donc attribué aux oscillations de $\tau_{\text{haut-bas}}^{\text{imp}}$.

4.5.4 Analyse du courant sous illumination

L'analyse de la courbe ΔI_{photo} sera réalisée en deux temps. Nous commencerons par l'interprétation des oscillations du photocourant à haut champ magnétique ($B > 9$ T) grâce à l'équation (4.19). Nous poursuivrons ensuite par l'étude des oscillations à bas champ magnétique ($B < 9$ T).

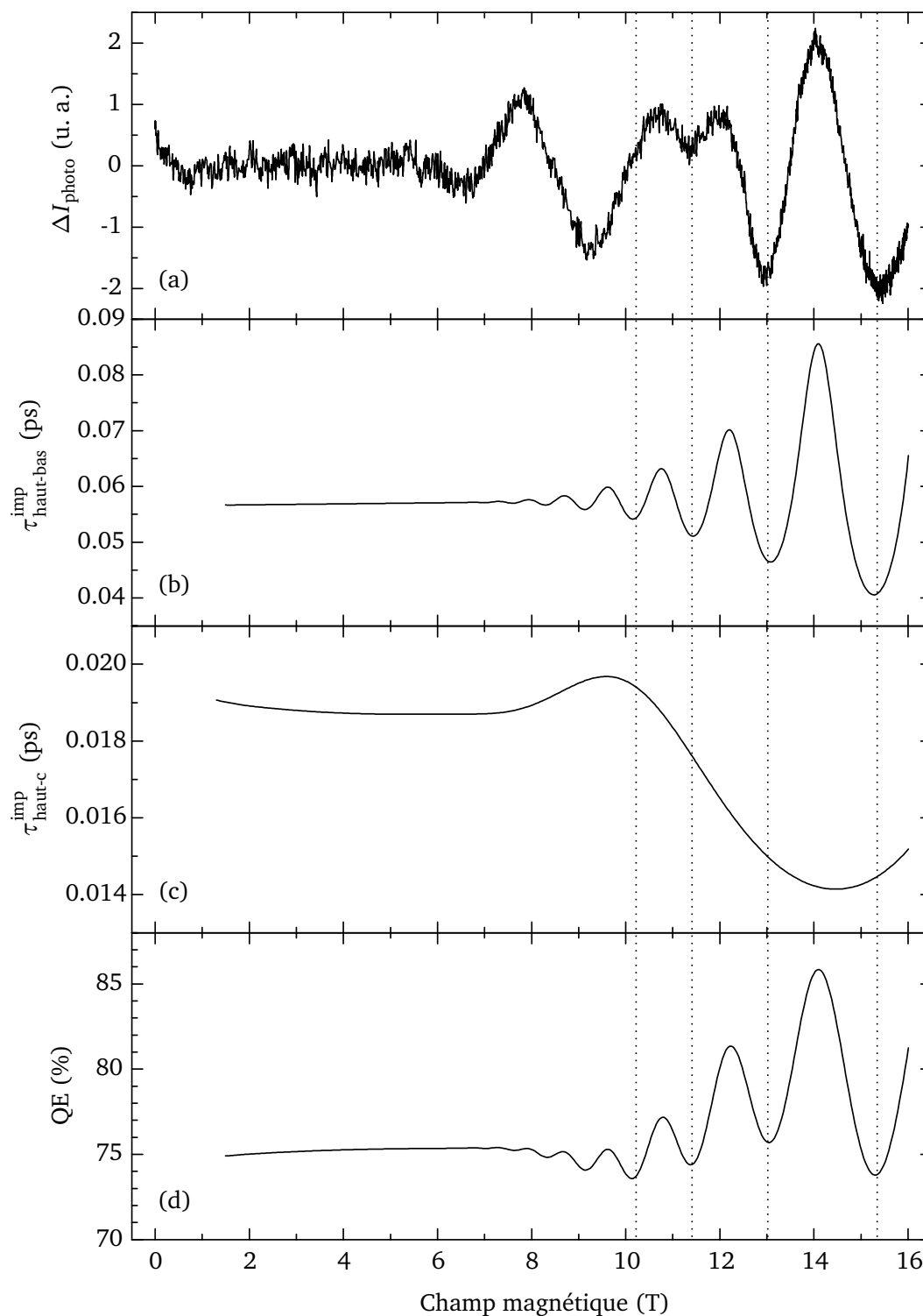


FIGURE 4.16 – (a) ΔI_{photo} en fonction du champ magnétique où la contribution de la magnéto-résistance a été soustraite. (b) Temps de vie de diffusion sur les impuretés ionisées $\tau_{\text{haut-bas}}^{\text{imp}}$ sous champ magnétique entre les niveaux |haut) et |bas) (c) Temps de vie de diffusion sur les impuretés ionisées $\tau_{\text{haut-c}}^{\text{imp}}$ sous champ magnétique entre les niveaux |haut) et ceux de la cascade. (d) Efficacité quantique QE calculée avec l'équation (4.19).

Étude pour $B > 9$ T

La figure 4.16 présente une comparaison entre les données expérimentales et le modèle développé au paragraphe 4.5.2. Les figures 4.16b et 4.16c montrent les deux temps de diffusion par les impuretés ionisées impliqués dans l'équation (4.19) en fonction de B . La figure 4.16d présente le calcul de l'efficacité quantique QE. Le comportement oscillatoire dans ce domaine de champ magnétique provient des processus de diffusion impliqués dans le transfert électronique du niveau $|haut\rangle$ vers le niveau $|bas\rangle$. Ce transfert entraîne des minima dans le courant qui s'accordent très bien avec $\tau_{haut-bas}^{imp}$ et QE. En outre, τ_{haut-c}^{imp} a une large période en fonction de B ce qui renforce le pic de QE à $B = 14$ T, en bon accord avec les données expérimentales.

Le facteur QE est le coefficient le plus important du modèle de transport et décrit la performance du détecteur. Sous champ magnétique, QE oscille entre 74 % et 85%. D'un côté la diffusion sur les impuretés ionisées est un facteur limitant car elle contribue à faire redescendre les électrons via $\tau_{haut-bas}^{imp}$ mais d'un autre côté c'est un facteur d'amélioration via τ_{haut-c}^{imp} puisqu'elle permet un bon passage des électrons vers la cascade. L'extrapolation de QE à $B = 0$ T conduit à $QE = 75$ %, valeur qui est satisfaisante mais qui peut encore être augmentée pour accroître la performance du détecteur. Une structure optimisée doit prendre en compte ce résultat en déplaçant les impuretés ionisées de la région active de manière à favoriser le passage des électrons dans la cascade grâce à τ_{haut-c}^{imp} mais sans avoir l'effet négatif de $\tau_{haut-bas}^{imp}$.

Étude pour $B < 9$ T

À bas champ magnétique ($B < 9$ T), il y a un désaccord entre le comportement oscillatoire du photocourant et celui de QE, en particulier aux alentours de $B = 8$ T où l'expérience montre un large pic. Deux raisons peuvent expliquer ce désaccord :

1. Le calcul de τ_{haut-c} lui-même ;
2. Un mécanisme de diffusion pour le transport des électrons éloignés de la région active et qui se produit dans la cascade.

Concernant la première raison, dans le calcul de τ_{haut-c} , seul le mécanisme de diffusion sur les impuretés ionisées a été pris en compte car il est bien plus important que les autres mécanismes et notamment que l'émission de phonons LO. Cela est dû au fait que la séparation entre les états $|haut\rangle$ et $|c_1\rangle$ est plus faible que l'énergie d'un phonon LO ($\hbar\omega_{LO} = 36$ meV) de ~ 13 meV. Cependant, il existe un champ magnétique particulier où le premier niveau de Landau de l'état $|haut\rangle$ est séparé de $|c_1\rangle$ par exactement l'énergie d'un phonon LO. Cette situation est visible sur la figure 4.17 et se produit aux alentours de 8 T. Cette configuration électronique améliore fortement l'extraction des électrons de la région active vers la cascade.

Concernant la deuxième raison qui puisse expliquer le pic à 8 T, il est possible de voir sur la figure 4.16a que ΔI_{photo} présente en fait deux maxima à $B = 5.8$ T et $B = 8$ T. En vertu de l'équation (2.63) donnant l'énergie des niveaux de Landau, l'énergie caractéristique de ces oscillations est de $\Delta E \sim 37$ meV ce qui est proche de l'écart énergétique entre deux niveaux consécutifs de la

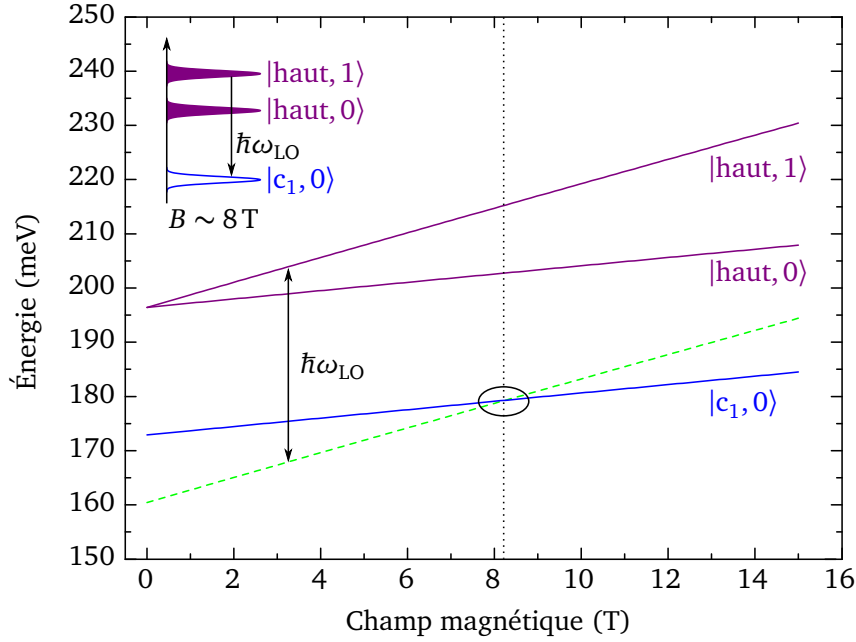


FIGURE 4.17 – Évolution des niveaux de Landau $|haut, p\rangle$ et $|c_1, 0\rangle$ en fonction du champ magnétique. Vers $B \sim 8$ T le niveau $|c_1, 0\rangle$ est résonnant avec le niveau $|haut, p\rangle - \hbar\omega_{LO}$. L'encart schématise la situation des niveaux de Landau impliqués à $B \sim 8$ T.

cascade. Au voisinage du croisement entre les niveaux $|c_i, 0\rangle$ et $|c_{i+1}, p\rangle$, la rugosité d'interface augmente le flux d'électrons à travers la cascade. En supposant que cette série existe bien, deux autres maxima devraient se produire à $B = 11.7$ T et $B = 23.4$ T. Ce dernier est hors de la gamme de champ magnétique accessible expérimentalement mais le précédent est présent sur la courbe ΔI_{photo} superposé au comportement oscillatoire de faible période de $\tau_{haut-bas}^{imp}$. En outre, cette nouvelle série de résonances dans la cascade fournit une explication au désaccord en amplitude entre les résultats expérimentaux et le calcul de QE vers 12 T.

Nous avons vu que deux modèles de diffusion ont été développés pour modéliser le courant noir dans les QCD (voir paragraphe 4.4). Le premier postule qu'il existe un quasi-niveau de Fermi sur toute la structure à cause du taux d'extraction rapide dans la cascade alors que le deuxième suppose que chaque sous-bande de la cascade a une population thermalisée. Le second modèle a aidé à décrire le courant noir et a mis en évidence que le dessin de la cascade est un élément crucial dans la conception d'un QCD. Grâce à l'étude menée ici sous illumination, l'extraction vers la cascade ainsi que les résonances intra-cascades sont également mises en lumière comme étant des facteurs d'optimisation qui doivent être améliorés pour accroître la performance de ce détecteur.

Enfin, il est important de noter que la physique dans ce QCD particulier est assez différente de celle habituellement rencontrée dans les QCS. En effet, le niveau de dopage est plus élevé et positionné dans la couche où a lieu l'absorption. En conséquence, les interactions de diffusion calculées pour les mécanismes autres que les impuretés ionisées sont plus faibles comme le montre le tableau 4.2. À titre d'exemple, dans la référence [47] sur le premier QCD THz réalisé à partir d'un

QCL, le niveau de dopage correspond à une densité de charges surfacique effective de $8.7 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ au lieu de $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ dans le QCD à $8 \mu\text{m}$ présenté ici. Il n'y a donc pas de contradictions entre cette étude et celles réalisées précédemment sur les QCS.

4.5.5 Conclusion partielle

Nous avons analysé dans cette section le photocourant dans un QCD MIR en fonction du champ magnétique. Les oscillations à haut champ magnétique sont bien décrites par un mécanisme élastique, en l'occurrence l'interaction électron-impuretés ionisées. Ce mécanisme de diffusion est dominant dans ce type de structure. Un modèle de transport permettant de décrire le photocourant a également été développé. Il met en lumière un nouveau compromis pour que le QCD fonctionne de manière optimale car les impuretés ionisées favorisent $1/\tau_{\text{haut-c}}^{\text{imp}}$ mais dans le même temps augmentent $1/\tau_{\text{haut-bas}}^{\text{imp}}$ que l'on voudrait réduit au maximum. Le compromis décrit auparavant portait sur la taille de la barrière entre la région active et la cascade alors qu'ici il porte sur la position des impuretés ionisées. Le calcul du temps de vie d'un électron par diffusion sur les impuretés a également été mené en fonction du champ magnétique et a permis de calculer $\tau_{\text{haut-bas}}^{\text{imp}}$ et $\tau_{\text{haut-c}}^{\text{imp}}$. Enfin, l'utilisation couplée du modèle et du calcul de diffusion a permis de définir une efficacité quantique QE.

Plusieurs pistes peuvent être proposées pour améliorer le facteur QE. La première consiste à déplacer les impuretés ionisées à un endroit où elles n'auraient plus d'effets sur la diffusion retour du niveau |haut) vers le niveau |bas) mais conserveraient leur influence sur la diffusion vers la cascade. Déplacer les impuretés vers le bord de la région active proche de la cascade peut être une bonne solution. La deuxième piste consiste à réaliser un dessin rigoureux de la cascade pour optimiser l'extraction des électrons.

4.6 Conclusion

L'utilisation du champ magnétique et la quantification de Landau qui en résulte ont permis de caractériser avec une grande précision les transitions électroniques qui se produisent au sein d'un QCD à $8 \mu\text{m}$, que ce soit à l'obscurité ou sous illumination. L'étude du courant noir a montré qu'il existait des transitions d'une cascade à l'autre via l'absorption de phonons LO. Ces fuites inter-cascades dépendent de la température et nous avons montré qu'il y avait à partir d'une certaine température une transition entre un niveau lié et un niveau quasi-lié. Cette transition limite le bon fonctionnement du QCD à haute température. Les études sous illumination ont montré qu'un mécanisme élastique, l'interaction électron-impuretés ionisées est responsable d'oscillations du magnéto-photocourant. Le modèle développé et le calcul du taux de diffusion sur les impuretés ionisées ont permis de comprendre le comportement du photocourant pour $B > 9 \text{ T}$.

Deux points sont à retenir de l'étude présentée dans ce chapitre. D'une part il faut repenser la position des impuretés dopantes dans la zone active, le compromis entre le retour des électrons sur le niveau fondamental et leur passage vers la cascade étant fortement dépendant de leur position.

Ensuite, un dessin particulièrement précis de la cascade est nécessaire pour bien extraire les électrons. En particulier un ajustement précis de l'épaisseur des puits pour avoir exactement l'énergie d'un phonon LO entre deux niveaux consécutifs de la cascade est primordial. Le champ magnétique montre ici toute sa capacité d'outil spectroscopique et ouvre la voie à la réalisation de nouveaux QCD plus performants.

Conclusion et perspectives

L'application d'un champ magnétique à un système électronique bidimensionnel donne lieu à la quantification de Landau et permet de sonder la physique de ces systèmes aux propriétés remarquables. Dans ce travail de thèse deux dispositifs ont été étudiés dans le régime de l'effet Hall quantique ce qui a permis de mettre en évidence deux aspects du champ magnétique. La première étude a porté sur un QCS spécialement dessiné pour permettre l'observation expérimentale de l'émission cyclotron. Dans ce cas le champ magnétique est un paramètre extérieur permettant de créer de nouveaux états électroniques (les niveaux de Landau) qui sont le siège de transitions radiatives non conventionnelles. La deuxième étude concerne un QCD détectant à $8\ \mu\text{m}$. Dans ce cas le champ magnétique sert d'outil spectroscopique pour sonder les mécanismes de relaxation des électrons.

Le QCS pour l'émission cyclotron fait suite aux nombreuses études menées pour développer les sources THz depuis la première réalisation d'un QCL THz [35, 39]. Par exemple, bien que ces dispositifs émettent par la tranche, beaucoup d'efforts ont été réalisés afin de les faire émettre par la surface. Pour autant, l'émission directe par la surface n'a toujours pas été réalisée. Pouvoir faire varier la longueur d'onde d'émission avec un paramètre extérieur est également un nouveau défi. Nous avons montré dans ce manuscrit que la combinaison de l'ingénierie quantique d'un QCS THz en GaAs/AlGaAs avec un champ magnétique statique permettait de réaliser une structure électroluminescente émettant directement par la surface et accordable grâce au champ magnétique. Les niveaux mis en jeu sont le niveau fondamental et le premier niveau excité d'un puits quantique dont la largeur a été calculée pour avoir une séparation entre ces deux niveaux de 4.3 THz. Lorsque la structure est polarisée et utilisée de façon conventionnelle, les électrons sont injectés sur le niveau haut et l'émission issue de la transition radiative vers le niveau bas se fait par la tranche de l'échantillon et est indépendante du champ magnétique. Cela étant, la règle d'or de Fermi qui renseigne sur les transitions radiatives autorisées révèle qu'un autre type d'émission peut être observé sous champ magnétique. Il s'agit d'émission cyclotron entre niveaux de Landau successifs. La longueur d'onde de cette émission dépend linéairement du champ magnétique et est émise par la surface de l'échantillon. Afin d'observer cette émission nous avons cherché à injecter des électrons dans des niveaux de Landau judicieusement choisis en jouant avec le champ magnétique. Les niveaux de Landau où sont injectés les électrons sont ceux du niveau bas, qui sous l'effet du champ magnétique vont défiler devant le premier niveau de Landau du niveau haut, celui-là même qui est peuplé par les électrons. Lors de ce défilement, pour certains champs magnétiques, un niveau de Landau du niveau bas sera en résonance avec le niveau de Landau fondamental du niveau haut. Dans une telle situation, des

résultats théoriques ont montré que moyennant l'intervention d'un mécanisme de diffusion suffisamment efficace, la population électronique va se relaxer entre les niveaux en résonance [127]. Nous avons utilisé cette stratégie pour injecter des électrons dans les niveaux de Landau du niveau bas et observer l'émission inter-niveaux de Landau résultante. Deux géométries ont été utilisées :

- Une première étude a porté sur une géométrie ridge. Bien que cette géométrie ait permis une observation claire de l'émission cyclotron dans un QCS THz, elle présentait néanmoins quelques inconvénients. Tout d'abord les spectres mettaient toujours en évidence un spectre de corps noir lié à l'échauffement de l'échantillon. Ensuite cette structure émettait à la fois par la surface et par la tranche rendant difficile l'interprétation des spectres et compromettant une éventuelle application technologique ;
- Pour améliorer les résultats, une structure avec une géométrie en mesa a été conçue. Celle-ci a d'une part permis de réduire efficacement le corps noir et d'autre part s'est avérée très efficace pour bloquer l'émission inter-sous-bande de polarisation ε_z . Les spectres de l'électroluminescence émise par la surface du mesa que nous avons réalisés en fonction du champ magnétique ont mis en évidence de nombreux pics sur une gamme de fréquence de 1-2 THz et 3-5 THz. En plus des pics d'émission cyclotron, d'énergie proportionnelle au champ magnétique, d'autres pics apparaissent et ont été attribués à l'activation d'une transition optique normalement interdite dans les structures idéales. L'identification du mécanisme de diffusion a été démontrée en réalisant des expériences de magnéto-transport. L'évolution de la tension en fonction du champ magnétique nous a permis de mettre clairement en évidence le mécanisme de diffusion dominant la relaxation des électrons entre les niveaux de Landau résonnants. Il s'agit de l'interaction électron-électron, un mécanisme élastique complexe faisant appel à la physique à N -corps.

Les résultats obtenus ouvrent la voie à de nombreuses perspectives tant au niveau de la physique fondamentale que pour des applications technologiques qui viendraient combler le gap THz. Au niveau fondamental, le QCS étudié est un excellent système modèle pour comprendre les effets à N -corps dans les hétérostructures semi-conductrices à cascade. Une des premières tâches à réaliser est de calculer les effets d'élargissement sur les niveaux de Landau de l'interaction électron-électron ainsi que de calculer quelles transitions optiques deviennent possibles. Ces calculs devront confirmer l'hypothèse effectuée sur l'origine des transitions inter-sous-bandes émises par la surface qui ont été observées expérimentalement. Ils permettront de plus une meilleure compréhension de la physique gouvernant l'interaction entre niveaux de Landau. Au niveau expérimental, un des enjeux majeurs de cette étude est d'être le premier pas vers la réalisation du fameux laser à niveaux de Landau, proposé théoriquement il y a déjà un quart de siècle [129]. Ce travail de thèse ouvre aussi la voie à la réalisation d'un VCSEL THz accordable en champ magnétique. Il faut évidemment résoudre le problème de la réabsorption du rayonnement émis et donc désymétriser l'énergie d'émission et d'absorption entre les niveaux de Landau. Deux pistes peuvent, dans le prolongement de cette étude, être suivies. La première consiste à garder le même type de structure en GaAs/AlGaAs en profitant de l'élargissement inhomogène des niveaux de Landau induit par le désordre à fort champ magnétique.

Une autre solution est d'utiliser un matériau où la non-parabolicité n'est plus négligeable. En particulier un matériau de petit gap tel que l'InAs pourrait se montrer avantageux. Enfin une direction différente pourrait également être étudiée. Il s'agit de mettre en évidence de l'émission cyclotron dans du graphène. Les niveaux de Landau étant relativistes, ils ne sont plus linéaires en champ magnétique mais varient en \sqrt{B} ce qui désymétrise l'énergie d'absorption de celle de l'émission. Cette démarche a d'ailleurs été proposée théoriquement en 2008 par Morimoto *et al.* [133].

L'étude menée sur les QCD a été réalisée dans l'obscurité et sous illumination. Dans l'obscurité aucun modèle n'est capable à l'heure actuelle de rendre compte correctement des caractéristiques électriques du QCD sur une large gamme de température ou sur une large gamme de tension. Les modèles de diffusion sont efficaces à haute température et à faible tension alors que ceux de type tunnel résonnant sont en bon accord avec l'expérience uniquement à basse température et sous fort champ électrique. L'utilisation du champ magnétique a permis de mettre en évidence les fuites électroniques du courant noir. Le mécanisme de diffusion responsable de ce courant de fuite est l'interaction électron-phonon LO. Une analyse de Fourier du courant d'obscurité a montré que les transitions dépendent fortement de la température et qu'en particulier à haute température le fonctionnement du QCD est altéré à cause d'une transition vers un niveau quasi-lié. Sous illumination, la mesure du photocourant en fonction du champ magnétique a mis en évidence une série d'oscillations. Pour comprendre ce comportement nous avons développé un modèle montrant que le photocourant dépend d'un coefficient appelé efficacité quantique faisant intervenir les temps de vie d'un électron sur le niveau haut. Les oscillations sont le résultat de la modulation de ces temps de vie en fonction du champ magnétique suite à la diffusion élastique des électrons lors du défilement successif des niveaux de Landau du niveau bas et de la cascade. Nous avons calculé que le mécanisme dominant est l'interaction électron-impuretés ionisées et avons développé le calcul de ce temps de vie en fonction du champ magnétique. Les résultats théoriques sont en excellent accord avec les données expérimentales. Au niveau des applications, de telles expériences conduisent à une meilleure compréhension de ces structures complexes et donne accès aux paramètres clés à optimiser tels que la position des impuretés et le dessin de la cascade. Ces expériences sont également d'un grand intérêt au niveau de la physique fondamentale puisque les QCD font partie des QCS parmi les plus simples. Cela fait d'eux un excellent système pour une compréhension microscopique des mécanismes électroniques.

Plusieurs perspectives sont envisageables dans l'obscurité. Il serait tout d'abord intéressant de développer un modèle qui puisse rendre compte des propriétés électriques des QCD bien au delà de ce qui a été établi jusque là. Un modèle basé sur la matrice densité ou bien des simulations Monte Carlo pourraient être développés pour les QCD MIR. Ces méthodes ont déjà montré des résultats intéressants pour les QCL MIR [134]. Sous illumination, les perspectives dépendent de la gamme spectrale visée. Pour le MIR, comme par exemple à $8\mu\text{m}$, la technologie et la compréhension des mécanismes sont devenues suffisamment bonnes pour espérer réaliser une caméra munie de QCD et faire une première image d'ici deux ou trois ans. Un des buts suite aux études en température qui ont été menées est aussi d'atteindre des températures de fonctionnement bien plus élevées que les QWIP

tout en gardant de très bonnes performances. À plus grande longueur d'onde mais toujours dans le MIR, la réalisation d'un QCD détectant à $15\ \mu\text{m}$ a été récemment réalisée par Buffaz *et al.* [58]. Des études en champ magnétique doivent être menées pour montrer là aussi comment améliorer ces structures. Enfin toute une nouvelle gamme spectrale, le THz, reste à être explorée pour les QCD. Jusqu'à présent seule une structure a été présentée mais elle n'a jamais été optimisée. Il s'agit du premier QCD THz inventé, qui détecte à $84\ \mu\text{m}$, et que nous avons présenté au paragraphe 1.2.3. D'autres QCD THz sont actuellement à l'étude et de nombreuses améliorations sont à prévoir. De plus au niveau de la physique gouvernant le fonctionnement de ces QCD, d'importantes études restent à mener, tant pour la théorie que pour les expériences. En effet, la physique gouvernant les QCD THz ne fait plus intervenir les phonons LO comme mécanisme de diffusion prédominant mais la rugosité d'interface [135]. Des expériences de magnéto-spectroscopie seraient les bienvenues pour confirmer les calculs déjà réalisés et permettre ainsi de mettre en évidence les différentes transitions impliquées.

Annexe A

Calcul du temps de vie par interaction électrons-impuretés ionisées en fonction du champ magnétique

Le potentiel d'interaction électron-impuretés ionisées est donné par [84]

$$V_{\text{imp}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i) = \frac{2\pi e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r S} \sum_{\mathbf{Q}_\perp} \frac{1}{Q_\perp} \exp \left[-Q_\perp |z - z_i| + i\mathbf{Q}_\perp \cdot (\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_i) \right], \quad (\text{A.1})$$

où $S = L_x L_y$ est la surface de l'échantillon, $\mathbf{r}_i = (\boldsymbol{\rho}_i, z_i) = (x_i, y_i, z_i)$ est le vecteur position des impuretés, $\mathbf{r} = (\boldsymbol{\rho}, z) = (x, y, z)$ est le vecteur position de l'électron, ϵ_r est la constante diélectrique relative dans le GaAs et $\mathbf{Q}_\perp = (Q_x, Q_y, 0)$ est le vecteur d'onde de l'électron dans le plan perpendiculaire aux couches. En présence d'un champ magnétique perpendiculaire au plan des couches d'une QCS, la fonction d'onde électronique s'écrit

$$\psi_{n,p,k_y}(x, y, z) = |n, p, k_y\rangle = \chi_n(z) \varphi_p(x + \ell_c^2 k_y) \frac{e^{ik_y y}}{\sqrt{L_y}}, \quad (\text{A.2})$$

où $\chi_n(z)$ est la fonction enveloppe de l'hétérostructure correspondant à la n^e sous-bande, φ_p est le p^e polynôme de Hermite associé au p^e niveau de Landau et $\ell_c^2 = \hbar/eB$ est la longueur magnétique. Le taux de diffusion est calculé pour un électron dans le plus bas niveau de Landau ($p = 0$) de la sous-bande haute (niveau $|2, 0\rangle$) vers les niveaux de Landau de la sous-bande basse (niveaux $|1, p\rangle$) en appliquant la règle d'or de Fermi et en supposant des niveaux de Landau élargis [70] :

$$\left\langle \frac{1}{\tau_{2,p=0,k_y}} \right\rangle = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_i \sum_{p'} \sum_{k'_y} \left| \langle 1, p', k'_y | V_{\text{imp}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i) | 2, p=0, k_y \rangle \right|^2 \times \frac{1}{\delta \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(E_2 - E_1 - p' \hbar \omega_c)^2}{2\delta^2} \right]. \quad (\text{A.3})$$

Évaluons l'élément de matrice $M_{2,p=0,k_y}^{1,p',k'_y} = \langle 1, p', k'_y | V_{\text{imp}} | 2, p=0, k_y \rangle$. En séparant les composantes parallèles et perpendiculaires au champ magnétique il vient

$$M_{2,p=0,k_y}^{1,p',k'_y} = \frac{2\pi e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r S} \sum_{\mathbf{Q}_\perp} \frac{e^{-i\mathbf{Q}_\perp \cdot \boldsymbol{\rho}_i}}{Q_\perp} \langle 1 | e^{-Q_\perp |z-z_i|} | 2 \rangle \underbrace{\langle p', k'_y | e^{i\mathbf{Q}_\perp \cdot \boldsymbol{\rho}} | p=0, k_y \rangle}_G. \quad (\text{A.4})$$

Par la suite, nous poserons

$$F_{12}(Q_\perp, z_i) = \langle 1 | e^{-Q_\perp |z-z_i|} | 2 \rangle = \int \chi_1^*(z) e^{-Q_\perp |z-z_i|} \chi_2(z) dz. \quad (\text{A.5})$$

Essayons maintenant de simplifier l'élément de matrice G . On a

$$G = \underbrace{\langle p', k'_y | e^{iQ_x x} | p=0, k_y \rangle}_{G_{p',p=0}^{k_y, k'_y}(Q_x)} \underbrace{\frac{1}{L_y} \int \exp [i(k_y + Q_y - k'_y) y] dy}_{=\frac{L_y}{L_y} \delta_{k'_y, k_y + Q_y} = \delta_{k'_y, k_y + Q_y}}. \quad (\text{A.6})$$

Injectant ce résultat dans l'équation (A.4) il vient

$$M_{2,p=0,k_y}^{1,p',k'_y} = \frac{2\pi e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r S} \sum_{\mathbf{Q}_\perp} \frac{e^{-i\mathbf{Q}_\perp \cdot \boldsymbol{\rho}_i}}{Q_\perp} F_{12}(Q_\perp, z_i) G_{p',p=0}^{k_y, k'_y}(Q_x) \delta_{k'_y, k_y + Q_y}. \quad (\text{A.7})$$

On calcule le module carré en multipliant l'expression précédente par son conjugué. Ainsi

$$\begin{aligned} \left| M_{2,p=0,k_y}^{1,p',k'_y} \right|^2 &= \left(\frac{2\pi e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r S} \right)^2 \sum_{\mathbf{Q}_\perp} \sum_{\tilde{\mathbf{Q}}_\perp} \frac{e^{-i\mathbf{Q}_\perp \cdot \boldsymbol{\rho}_i}}{Q_\perp} F_{12}(Q_\perp, z_i) G_{p',p=0}^{k_y, k'_y}(Q_x) \delta_{k'_y, k_y + Q_y} \\ &\quad \times \frac{e^{i\tilde{\mathbf{Q}}_\perp \cdot \boldsymbol{\rho}_i}}{\tilde{Q}_\perp} F_{12}^*(\tilde{Q}_\perp, z_i) G_{p',p=0}^{*k_y, k'_y}(\tilde{Q}_x) \delta_{k'_y, k_y + \tilde{Q}_y} \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

$$\begin{aligned} &= \left(\frac{2\pi e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r S} \right)^2 \sum_{\mathbf{Q}_\perp} \sum_{\tilde{\mathbf{Q}}_\perp} \frac{e^{i(\tilde{\mathbf{Q}}_\perp - \mathbf{Q}_\perp) \cdot \boldsymbol{\rho}_i}}{Q_\perp} F_{12}(Q_\perp, z_i) F_{12}^*(\tilde{Q}_\perp, z_i) \\ &\quad \times G_{p',p=0}^{k_y, k'_y}(Q_x) G_{p',p=0}^{*k_y, k'_y}(\tilde{Q}_x) \delta_{k'_y, k_y + Q_y} \delta_{k'_y, k_y + \tilde{Q}_y}. \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

Or $\boldsymbol{\rho}_i$ et z_i sont indépendants donc $\sum_i = \sum_{z_i} \sum_{\boldsymbol{\rho}_i}$. Par ailleurs on a la formule

$$\sum_{\boldsymbol{\rho}_i} e^{i(\tilde{\mathbf{Q}}_\perp - \mathbf{Q}_\perp) \cdot \boldsymbol{\rho}_i} = N_{\text{imp}} \delta_{\tilde{\mathbf{Q}}_\perp, \mathbf{Q}_\perp}, \quad (\text{A.10})$$

où N_{imp} est le nombre d'impuretés. Donc

$$\sum_i \sum_{p'} \sum_{k'_y} \left| M_{2,p=0,k_y}^{1,p',k'_y} \right|^2 = \left(\frac{2\pi e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r S} \right)^2 \sum_{z_i} \sum_{p'} \sum_{k'_y} \sum_{Q_\perp} \frac{N_{\text{imp}}}{Q_\perp^2} |F_{12}(Q_\perp, z_i)|^2 \left| G_{p',p=0}^{k_y,k'_y}(Q_x) \right|^2 \times \delta_{k'_y, k_y + Q_y} \quad (\text{A.11})$$

$$= \left(\frac{2\pi e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r S} \right)^2 \sum_{z_i} \sum_{p'} \sum_{Q_\perp} \frac{N_{\text{imp}}}{Q_\perp^2} |F_{12}(Q_\perp, z_i)|^2 \left| G_{p',p=0}^{k_y, k_y + Q_y}(Q_x) \right|^2. \quad (\text{A.12})$$

Le changement de la somme sur Q_\perp en intégrale

$$\sum_{Q_\perp} \leftrightarrow \frac{S}{(2\pi)^2} \iint d^2Q_\perp = \frac{S}{(2\pi)^2} \iint dQ_x dQ_y, \quad (\text{A.13})$$

conduit à

$$\sum_i \sum_{p'} \sum_{k'_y} \left| M_{2,p=0,k_y}^{1,p',k'_y} \right|^2 = \left(\frac{2\pi e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r S} \right)^2 N_{\text{imp}} \frac{S}{(2\pi)^2} \sum_{z_i} \sum_{p'} \iint dQ_x dQ_y \frac{1}{Q_\perp^2} \times |F_{12}(Q_\perp, z_i)|^2 \left| G_{p',p=0}^{k_y, k_y + Q_y}(Q_x) \right|^2 \quad (\text{A.14})$$

$$= \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} \right)^2 \frac{N_{\text{imp}}}{S} \sum_{z_i} \sum_{p'} \iint dQ_x dQ_y \frac{1}{Q_x^2 + Q_y^2} \times \left| F_{12}(\sqrt{Q_x^2 + Q_y^2}, z_i) \right|^2 \left| G_{p',p=0}^{k_y, k_y + Q_y}(Q_x) \right|^2. \quad (\text{A.15})$$

En définissant une densité d'impuretés surfacique $N_{\text{imp}s} = N_{\text{imp}}/S$, on a finalement

$$\left\langle \frac{1}{\tau_{2,p=0,k_y}} \right\rangle = \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} \right)^2 N_{\text{imp}s} \sum_{z_i} \sum_{p'} \iint \frac{dQ_x dQ_y}{Q_x^2 + Q_y^2} \left| \langle 1 | e^{-\sqrt{Q_x^2 + Q_y^2} |z - z_i|} | 2 \rangle \right|^2 \times \left| \langle p', k_y + Q_y | e^{iQ_x x} | p = 0, k_y \rangle \right|^2 \times \frac{1}{\delta \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(E_2 - E_1 - p' \hbar \omega_c)^2}{2\delta^2} \right]. \quad (\text{A.16})$$

Il faut maintenant évaluer $\left| \langle p', k_y + Q_y | e^{iQ_x x} | p = 0, k_y \rangle \right|^2$. On a :

$$\langle p', k_y + Q_y | e^{iQ_x x} | p = 0, k_y \rangle = \int \varphi_{p'}(x + \ell_c^2 k_y + \ell_c^2 Q_y) e^{iQ_x x} \varphi_{p=0}(x + \ell_c^2 k_y) dx. \quad (\text{A.17})$$

Le changement de variable $\tilde{x} = x + \ell_c^2 k_y$ conduit à

$$\langle p', k_y + Q_y | e^{iQ_x x} | p = 0, k_y \rangle = e^{-iQ_x \ell_c^2 k_y} \underbrace{\int \varphi_{p'}(\tilde{x} + \ell_c^2 Q_y) e^{iQ_x \tilde{x}} \varphi_{p=0}(\tilde{x}) d\tilde{x}}_{F(p', p=0, Q_x, Q_y)}. \quad (\text{A.18})$$

D'après Mycielski *et al.* [132], la fonction F de variables p' , p , q_y et q_x définie par :

$$F(p', p, q_y, q_x) = \int \varphi_{p'}(x + \lambda^2 q_y) e^{iq_x x} \varphi_p(x) dx, \quad (\text{A.19})$$

vaut

$$F(p', p, q_y, q_x) = 2^{-\frac{|p'-p|}{2}} \left(\frac{p!}{p'!} \right)^{\frac{\text{sgn}(p'-p)}{2}} \exp\left(-\frac{i}{2} \lambda^2 q_x q_y\right) [i\lambda q_x + \text{sgn}(p'-p) \lambda q_y]^{|p'-p|} \\ \times \exp\left(-\frac{1}{4} \lambda^2 q_{\perp}^2\right) L_{\min(p', p)}^{|p'-p|} \left(\frac{1}{2} \lambda^2 q_{\perp}^2 \right), \quad (\text{A.20})$$

où $\text{sgn}(p'-p) = (p'-p) / |p'-p|$ (et égal à 0 pour $p' = p$), $q_{\perp}^2 = q_x^2 + q_y^2$ et $L_{\ell}^{\ell'}(x)$ est le polynôme de Laguerre

$$L_{\ell}^{\ell'}(x) = \sum_{m=0}^{\ell} (-1)^m \binom{\ell' + \ell}{\ell - m} \frac{x^m}{m!}. \quad (\text{A.21})$$

Dans le cas qui nous intéresse, $p = 0$, $\text{sgn}(p' - p) = \text{sgn}(p') = 1$ et $L_{\min(p', p)}^{|p'-p|}(x) = L_0^{p'}(x) = 1$ donc

$$F(p', p = 0, Q_x, Q_y) = \frac{1}{\sqrt{p'!}} \exp\left(-\frac{i}{2} \ell_c^2 Q_x Q_y\right) \left(\frac{\ell_c}{\sqrt{2}}\right)^{p'} (Q_y + iQ_x)^{p'} \exp\left[-\frac{1}{4} \ell_c^2 (Q_x^2 + Q_y^2)\right], \quad (\text{A.22})$$

et

$$\langle p', k_y + Q_y | e^{iQ_x x} | p = 0, k_y \rangle = e^{-iQ_x \ell_c^2 k_y} \frac{1}{\sqrt{p'!}} \exp\left(-\frac{i}{2} \ell_c^2 Q_x Q_y\right) \left(\frac{\ell_c}{\sqrt{2}}\right)^{p'} (Q_y + iQ_x)^{p'} \\ \times \exp\left[-\frac{1}{4} \ell_c^2 (Q_x^2 + Q_y^2)\right]. \quad (\text{A.23})$$

Le module carré donne

$$\left| \langle p', k_y + Q_y | e^{iQ_x x} | p = 0, k_y \rangle \right|^2 = \frac{1}{p'!} \left(\frac{\ell_c^2}{2}\right)^{p'} (|Q_y + iQ_x|^2)^{p'} \exp\left[-\frac{\ell_c^2}{2} (Q_x^2 + Q_y^2)\right] \quad (\text{A.24})$$

$$= \frac{1}{p'!} \left(\frac{\ell_c^2}{2}\right)^{p'} (Q_y^2 + Q_x^2)^{p'} \exp\left[-\frac{\ell_c^2}{2} (Q_x^2 + Q_y^2)\right]. \quad (\text{A.25})$$

Finalement, en injectant ce résultat dans le règle d'or de Fermi, il vient

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{1}{\tau_{2,p=0,k_y}} \right\rangle &= \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} \right)^2 N_{\text{imp}s} \sum_{z_i} \sum_{p'} \frac{1}{p'!} \left(\frac{\ell_c^2}{2} \right)^{p'} \iint dQ_x dQ_y (Q_x^2 + Q_y^2)^{p'-1} \\ &\quad \times \exp \left[-\frac{\ell_c^2}{2} (Q_x^2 + Q_y^2) \right] \left| \langle 1 | e^{-\sqrt{Q_x^2 + Q_y^2} |z-z_i|} | 2 \rangle \right|^2 \\ &\quad \times \frac{1}{\delta\sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(E_2 - E_1 - p'\hbar\omega_c)^2}{2\delta^2} \right]. \end{aligned} \quad (\text{A.26})$$

Pour simplifier encore cette expression il est utile de passer en coordonnées polaires. Posons

$$I = \left(\frac{\ell_c^2}{2} \right)^{p'} \iint dQ_x dQ_y (Q_x^2 + Q_y^2)^{p'-1} \exp \left[-\frac{\ell_c^2}{2} (Q_x^2 + Q_y^2) \right] \left| \langle 1 | e^{-\sqrt{Q_x^2 + Q_y^2} |z-z_i|} | 2 \rangle \right|^2. \quad (\text{A.27})$$

Le changement $dQ_x dQ_y = Q_\perp dQ_\perp d\theta$ avec $Q_\perp \in [0, +\infty[$, $\theta \in [0, 2\pi]$ et $Q_\perp^2 = Q_x^2 + Q_y^2$ implique que

$$I = \left(\frac{\ell_c^2}{2} \right)^{p'} \int_0^{+\infty} \int_0^{2\pi} Q_\perp dQ_\perp d\theta (Q_\perp^2)^{p'-1} \exp \left(-\frac{\ell_c^2}{2} Q_\perp^2 \right) \left| \langle 1 | e^{-Q_\perp |z-z_i|} | 2 \rangle \right|^2 \quad (\text{A.28})$$

$$= 2\pi \int_0^{+\infty} dQ_\perp \left(\frac{\ell_c^2}{2} \right)^{p'} Q_\perp (Q_\perp^2)^{p'-1} \exp \left(-\frac{\ell_c^2}{2} Q_\perp^2 \right) \left| \langle 1 | e^{-Q_\perp |z-z_i|} | 2 \rangle \right|^2 \quad (\text{A.29})$$

$$= 2\pi \int_0^{+\infty} dQ_\perp \frac{\ell_c^2}{2} Q_\perp \left(\frac{\ell_c^2}{2} Q_\perp^2 \right)^{p'-1} \exp \left(-\frac{\ell_c^2}{2} Q_\perp^2 \right) \left| \langle 1 | e^{-Q_\perp |z-z_i|} | 2 \rangle \right|^2. \quad (\text{A.30})$$

Enfin, le changement de variable $X = \ell_c^2 Q_\perp^2 / 2$ (soit $Q_\perp = \sqrt{2X} / \ell_c$) mène à

$$I = 2\pi \int_0^{+\infty} \frac{dX}{\ell_c^2 Q_\perp} \frac{\ell_c^2 Q_\perp}{2} X^{p'-1} e^{-X} \left| \langle 1 | \exp \left(-\frac{\sqrt{2X}}{\ell_c} |z-z_i| \right) | 2 \rangle \right|^2 \quad (\text{A.31})$$

$$= \pi \int_0^{+\infty} X^{p'-1} e^{-X} \left| \langle 1 | \exp \left(-\frac{\sqrt{2X}}{\ell_c} |z-z_i| \right) | 2 \rangle \right|^2 dX. \quad (\text{A.32})$$

Finalement

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{1}{\tau_{2,p=0,k_y}} \right\rangle &= \frac{2\pi^2}{\hbar} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} \right)^2 N_{\text{imp}s} \sum_{z_i} \sum_{p'} \frac{1}{\delta\sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(E_2 - E_1 - p'\hbar\omega_c)^2}{2\delta^2} \right] \frac{1}{p'!} \\ &\quad \times \int_0^{+\infty} X^{p'-1} e^{-X} \left| \langle 1 | \exp \left(-\frac{\sqrt{2X}}{\ell_c} |z-z_i| \right) | 2 \rangle \right|^2 dX \end{aligned} \quad (\text{A.33})$$

Bibliographie

- [1] <http://physics.nist.gov/cuu/Constants/index.html> .
- [2] K. v. Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, Phys. Rev. Lett. **45**, 494 (1980).
- [3] D. C. Tsui, H. L. Störmer, and A. C. Gossard, Phys. Rev. Lett. **48**, 1559 (1983).
- [4] K. S. Novoselov *et al.*, Nature **438**, 197 (2005).
- [5] Y. Zhang, Y.-W. Tan, H. L. Stormer, and P. Kim, Nature **438**, 201 (2005).
- [6] K. I. Bolotin *et al.*, Nature **462**, 196 (2009).
- [7] M. Z. Hasan and C. L. Kane, Rev. Mod. Phys. **82**, 3045 (2010).
- [8] M. König *et al.*, Science **318**, 766 (2007).
- [9] M. O. Goerbig, arXiv :0909.1998 (2009).
- [10] J.-L. Coutaz *et al.*, *Optoélectronique térahertz*, EDP Sciences (2008).
- [11] E. Rosencher and B. Vinter, *Optoélectronique*, Dunod (2002).
- [12] J.-L. Basdevant and J. Dalibard, *Mécanique quantique*, Les Éditions de l'École Polytechnique (2002).
- [13] E. Lhuillier, Thèse de doctorat de l'École Polytechnique (2010).
- [14] D. Clery, Science **297**, 761 (2002).
- [15] B. B. Hu and M. C. Nuss, Opt. Lett. **20**, 1716 (1995).
- [16] C. D. Sudworth *et al.*, Proceedings of SPIE **5143**, 59 (2003).
- [17] J. F. Federici *et al.*, Semicond. Sci. Technol. **20**, S266 (2005).
- [18] H. Cummins, NATO Advanced Workshop : Terahertz Frequency Detection and Identification of Materials and Objects 205 (2007).
- [19] R. N. Hall *et al.*, Phys. Rev. Lett. **9**, 366 (1962).
- [20] H. Liu and F. Capasso, *Intersubband Transitions in Quantum Wells : Physics and Device Applications II*, Semiconductors and semimetals, Academic Press **66**, (2000).
- [21] A. Y. Cho, J. of Vac. Science and Tech. **8**, S31 (1971).
- [22] L. Esaki and R. Tsu, IBM J. Res. Dev. **14**, 61 (1970).
- [23] R. Kazarinov and R. Suris, Sov. Phys. Semicond. **5**, 707 (1971).

- [24] R. Kazarinov and R. Suris, *Sov. Phys. Semicond.* **6**, 120 (1972).
- [25] R. Dingle, W. Wiegmann, and C. H. Henry, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 827 (1974).
- [26] F. Capasso, *Appl. Phys. Lett.* **48**, 476 (1986).
- [27] F. Capasso *et al.*, *IEEE J. Quantum. Electron* **38**, 511 (2002).
- [28] F. Capasso, K. Mohammed, and A. Y. Cho, *Science* **235**, 172 (1987).
- [29] F. Levine *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **50**, 1092 (1987).
- [30] M. Helm *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 74 (1989).
- [31] J. Faist *et al.*, *Science* **264**, 553 (1994).
- [32] B. Xu, Q. Hu, and M. Melloch, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 440 (1997).
- [33] M. Rochat *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 3724 (1998).
- [34] J. Ulrich *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 19 (2000).
- [35] R. Köhler *et al.*, *Nature* **417**, 156 (2002).
- [36] M. Beck *et al.*, *Science* **295**, 301 (2002).
- [37] J. Devenson, R. Teissier, O. Cathabard, and A. N. Baranov, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 111118 (2007).
- [38] J. S. Yu *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 251118 (2006).
- [39] B. S. Williams, *Nature Photon.* **1**, 517 (2007).
- [40] J. Faist, M. Beck, T. Aellen, and E. Gini, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 147 (2001).
- [41] G. Scalari *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 3165 (2003).
- [42] B. S. Williams *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 1015 (2003).
- [43] B. F. Levine, *J. Appl. Phys.* **74**, (1993).
- [44] L. Gendron *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 2824 (2004).
- [45] A. Gomez, Thèse de doctorat de l'Université Paris VII (2008).
- [46] N. Péré-Laperne, Thèse de doctorat de l'Université Paris VI (2008).
- [47] M. Graf *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 475 (2004).
- [48] L. Gendron, C. Koeniguer, V. Berger, and X. Marcadet, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 121116 (2005).
- [49] M. Graf *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 241118 (2006).
- [50] F. Giorgetta *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 231111 (2007).
- [51] C. Koeniguer, G. Dubois, A. Gomez, and V. Berger, *Phys. Rev. B* **74**, 235325 (2006).
- [52] D. Hofstetter, M. Beck, and J. Faist, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 2683 (2002).
- [53] A. Vardi *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 011112 (2008).
- [54] A. Gomez *et al.*, *Phys. Rev. B* **77**, 085307 (2008).

- [55] A. Buffaz *et al.*, Phys. Rev. B **81**, 075304 (2010).
- [56] A. Buffaz, Thèse de doctorat de l'Université Paris VII (2011).
- [57] A. Buffaz *et al.*, Appl. Phys. Lett. **96**, 162103 (2010).
- [58] A. Buffaz *et al.*, Appl. Phys. Lett. **96**, 172101 (2010).
- [59] P. Y. Yu and M. Cardona, *Fundamentals of Semiconductors, Physics and Materials Properties*, Fourth Edition, Springer (2010).
- [60] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, *Physique des solides*, EDP Sciences (2002).
- [61] G. Bastard, *Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures*, Les éditions de la physique (1988).
- [62] L. D. Landau, Zeit. Phys. **64**, 629 (1930).
- [63] T. Ando, A. B. Fowler, and F. Stern, Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982).
- [64] http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2010/ .
- [65] M. L. Sadowski *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 266405 (2006).
- [66] P. Cheng *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 076801 (2010).
- [67] T. Hanaguri *et al.*, Phys. Rev. B **82**, 081305(R) (2010).
- [68] S. Blaser *et al.*, Appl. Phys. Lett. **81**, 67 (2002).
- [69] D. Smirnov *et al.*, Phys. Rev. B **66**, 125317 (2002).
- [70] C. Becker, A. Vasanelli, C. Sirtori, and G. Bastard, Phys. Rev. B **69**, 115328 (2004).
- [71] O. Drachenko, Thèse de doctorat de l'Université Paul Sabatier de Toulouse (2004).
- [72] G. Scalari, Thèse de doctorat de l'Université de Neuchatel (2005).
- [73] G. Scalari *et al.*, Semicond. Sci. Technol. **21**, 1743 (2006).
- [74] A. Vasanelli *et al.*, Appl. Phys. Lett. **89**, 172120 (2006).
- [75] G. Scalari *et al.*, Phys. Rev. B **76**, 115305 (2007).
- [76] A. Leuliet *et al.*, Phys. Rev. B **73**, 085311 (2006).
- [77] N. Péré-Laperne *et al.*, Appl. Phys. Lett. **91**, 062102 (2007).
- [78] R. Willett *et al.*, Phys. Rev. Lett. **59**, 1776 (1987).
- [79] http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1985/ .
- [80] K. v. Klitzing, Séminaire Poincaré 2 (2004).
- [81] T. J. Quinn, Metrologia **26**, 69 (1989).
- [82] K. Hashimoto *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101**, 256802 (2008).
- [83] C. Sirtori, F. Capasso, J. Faist, and S. Scandolo, Phys. Rev. B **50**, 11 (1994).
- [84] R. Ferreira and G. Bastard, Phys. Rev. B **40**, 1074 (1989).
- [85] J. H. Smet, C. G. Fonstad, and Q. Hu, J. Appl. Phys. **79**, 9305 (1996).

- [86] C. Warwick and R. F. Kopft, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 386 (1992).
- [87] J. B. B. de Oliveira, E. A. Meneses, and E. C. F. da Silva, *Phys. Rev. B* **60**, 1519 (1999).
- [88] T. Unuma *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 1586 (2003).
- [89] F. Chevoir, Thèse de doctorat de l'Université Paris XI Orsay (1992).
- [90] T. Unuma *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 3448 (2001).
- [91] M. Tanaka, H. Sakaki, and J. Yoshino, *Jpn. J. Appl. Phys.* **25**, (1986).
- [92] V. Fal'ko, *Phys. Rev. B* **47**, 13585 (1993).
- [93] P. Hyldgaard and J. W. Wilkins, *Phys. Rev. B* **53**, 6889 (1996).
- [94] G. D. Mahan, *Many-Particle Physics*, Plenum Press, New York (1990).
- [95] P. Kinsler, P. Harrison, and R. W. Kelsall, *Phys. Rev. B* **58**, 4771 (1998).
- [96] S. Lee and I. Galbraith, *Phys. Rev. B* **55**, (1997).
- [97] K. Kempa, P. Bakshi, and J. E. Y. Zhou, *Phys. Rev. B* **61**, 11083 (2000).
- [98] M. Hartig *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 1940 (1998).
- [99] M. Hartig *et al.*, *Phys. Rev. B* **60**, 1500 (1999).
- [100] S. M. Goodnick and P. Lugli, *Phys. Rev. B* **37**, 2578 (1988).
- [101] M. Rochat, J. Faist, M. Beck, and U. Oesterle, *Physica E* **7**, 44 (2000).
- [102] L. D. Landau and E. Lifchitz, *Mécanique quantique*, Éditions MIR, Moscou (1967).
- [103] T. Ando and Y. Uemura, *J. Phys. Soc. Japan* **86**, 959 (1974).
- [104] U. Ekenberg, *Phys. Rev. B* **40**, 7714 (1989).
- [105] C. Cohen-Tanoudji, B. Diu, and F. Laloë, *Mécanique quantique I*, Hermann, Paris (1997).
- [106] E. E. Mendez, L. Esaki, and W. I. Wang, *Phys. Rev. B* **33**, 2893 (1986).
- [107] U. Bockelmann and G. Bastard, *Phys. Rev. B* **42**, 8947 (1990).
- [108] J. H. Smet, C. G. Fonstad, and Q. Hu, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 2225 (1993).
- [109] C. Becker *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 2941 (2002).
- [110] D. Smirnov *et al.*, *Phys. Rev. B* **66**, 121305 (2002).
- [111] S. Blaser *et al.*, *Phys. Rev. B* **61**, 8369 (2000).
- [112] K. Kempa *et al.*, *Phys. Rev. B* **68**, 085302 (2003).
- [113] K. Kempa *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 226803 (2002).
- [114] G. Scalari *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 237403 (2004).
- [115] B. Lax, *Proceedings of the International Symposium on Quantum Electronics*, Columbia Univ. Press., New York p. 428 (1960).
- [116] K. Unterrainer *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2277 (1990).

- [117] Y. L. Ivanov and Y. V. Vasil'ev, *Sov. Rech. Phys. Lett.* **9**, 264 (1983).
- [118] L. Mahler *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 5446 (2004).
- [119] Y. Chassagneux *et al.*, *Nature* **457**, 174 (2009).
- [120] A. W. M. Lee *et al.*, *Optics Lett.* **35**, 910 (2010).
- [121] Q. Qin *et al.*, *Nature Photon.* **3**, 732 (2009).
- [122] P. R. Griffiths and J. Haseth, *Fourier Transform Infrared Spectroscopy*, John Wiley & Sons (1991).
- [123] R. Bell, *Introductory Fourier Transform Spectroscopy*, Academic Press (1972).
- [124] D. Y. Oberli *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 696 (1987).
- [125] D. Kim *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2838 (1992).
- [126] S. Lee and I. Galbraith, *Phys. Rev. B* **59**, 15796 (1999).
- [127] N. Regnault, R. Ferreira, and G. Bastard, *Phys. Rev. B* **76**, 165121 (2007).
- [128] A. Wade *et al.*, *Nature Photon.* **1**, 251 (2008).
- [129] H. Aoki, *Appl. Phys. Lett.* **48**, 559 (1986).
- [130] H. Schneider and H. C. Liu, *Quantum well infrared photodetectors. Physics and applications*, Springer (2006).
- [131] J. Faist *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 3680 (1996).
- [132] J. Mycielski, G. Bastard, and C. Rigaux, *Phys. Rev. B* **16**, 1675 (1977).
- [133] T. Morimoto, Y. Hatsugai, and H. Aoki, *Phys. Rev. B* **78**, 073406 (2008).
- [134] R. Terazzi and J. Faist, *New J. Phys.* **12**, 033045 (2010).
- [135] E. Lhuillier *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 061111 (2010).

Index

- Aire, 48, 105, 107, 121
Amplitude, 31, 35, 74, 75, 131, 132, 143
Angle, 121
- Bande
 d'absorption, 6
 de conduction, 7, 8, 13, 29, 32, 50, 76, 117, 118
 de valence, 7, 8, 31
- Bande
 de conduction, 163
- Bessel, fonction modifiée de, 62
- Bloch, 29
 fonction de, 29, 35
- Bohr
 magnéton de, 46
 modèle de, 18, 48
- Boltzmann, constante de, 5, 121, 127
- Brillouin, zone de, 29
- Cascade quantique, 1–3, 6, 7, 9, 10, 13, 14, 25, 65, 111
- Champ
 électrique, 11, 13, 14, 16, 34–36, 112, 116, 121, 122, 126, 149
 magnétique, 1–3, 16–26, 33, 38, 44–63, 65–67, 70, 82, 84, 86–93, 95–105, 108, 109, 111–113, 116, 121, 123, 127–130, 133–145, 147–152
- Charge, 1, 10, 14–17, 30, 33, 40, 44, 45, 112, 117, 123, 127, 137, 144, 163
- Chemin optique, 75, 84, 115
- Constante
 de Boltzmann, voir Boltzmann
 de von Klitzing, voir von Klitzing
 diélectrique, 40, 139
- Corps noir, 5, 6, 14, 85–93, 95, 98, 105, 108, 113, 115, 148
 spectre de rayonnement, 5, 86, 98, 148
- Courant
 d'obscurité, 14, 112, 113, 124, 133, 149
 densité de, voir Densité
 noir, 2, 14, 16, 38, 112, 113, 115, 119–122, 124–130, 135, 143, 144, 149
- Cyclotron
 absorption, 54
 émission, 2, 6, 10, 13, 23, 34, 40, 44, 52–55, 58, 65, 69, 72, 75, 78, 82, 88, 90–96, 105, 107, 108, 112, 116, 147–149
 énergie, 90, 105
 orbite, 45
 pic, 104
 pulsation, 17, 44, 46, 50
 résonance, 17, 18, 107
 rayon, 18, 48
- Dégénérescence, 9, 27, 48, 56, 123, 125
- Détecteur, 2, 3, 5, 6, 9, 13–15, 72, 74, 75, 84, 86–88, 92, 95, 98, 112, 113, 115, 117, 121, 126, 133–135, 138, 142, 143, 165
- Défectivité, 14, 121
- de Broglie, longueur d'onde de, 7, 26, 44
- Densité, 16, 17, 38, 43, 119
 d'électrons, 43
 d'énergie, 5
 d'états, 23, 27–29, 49, 50, 98, 103, 108, 123, 127

- d'intégration, 54
- de charges, 30
- de courant, 82–84, 86–88, 90, 93, 96–99, 101–104, 106, 121, 126, 127, 137
- de porteurs, 16, 17, 41, 43
- électronique, 42, 43, 63, 100
- surfactive, 40, 43, 81, 135, 140
- totale, 122, 125
- volumique, 30
- Dirac, delta de, 33, 49, 54, 56, 62, 98
- Distribution
 - de Bose-Einstein, 42, 123, 134
 - de Fermi-Dirac, 7, 33, 37, 41, 42, 123, 129
 - électronique, 33
 - spectrale, 70
- Énergie
 - de Fermi, voir Fermi
 - de Kane, voir Kane
 - de la bande de valence de trous légers, 31
 - de la bande de valence due au couplage spin-orbite, 31
 - du bas de la bande de conduction, 50
 - du gap, 50
 - du haut de la bande de valence, 31
 - potentielle, 26
- Équipotentielle, 22, 23
- Fermi
 - énergie de, 31, 43, 127
 - niveau de, 22, 37
 - quasi-niveau de, 82, 122–125, 143
 - règle d'or de, 33, 35, 39, 42, 100, 138, 139, 147
 - vecteur d'onde de, 43
- Fonction
 - d'interaction, 42
 - d'onde, 15, 26–30, 40, 46, 48, 53, 100, 139
 - de Bloch, voir Bloch
 - de corrélation, 39, 100
 - enveloppe, 29, 33, 35, 36, 39, 53, 139
 - modifiée de Bessel, voir Bessel
 - scalaire, 45
- Fourier, transformée de, 17, 72, 74, 75, 117, 130, 131
- Fröhlich
 - hamiltonien de, 36, 123
 - terme de, 36
- Gain, 66, 72, 117
- Gap, 4, 5, 7, 10, 50, 51, 109, 148, 149
- Hall
 - résistance de, 1, 17, 20–23
- Hamiltonien, 26–28, 30, 36, 38, 45, 46
 - de Fröhlich, voir Fröhlich
- Hermite, polynôme de, 48, 139
- Hétérostructure, 2, 7, 9, 26, 29, 30, 36, 37, 47, 76, 77, 84, 111, 112, 117, 139, 148
- Impulsion, 35, 70
- Impuretés, 21, 22, 40, 41, 49, 58, 60, 63, 139, 140, 144, 149
 - ionisées, 2, 19, 33, 40, 41, 44, 60, 62, 63, 133, 138, 140–144, 149
 - résiduelles, 21
- Indice de réfraction, 72, 121
- Infrarouge, 2, 3, 5, 111, 120
- Inter-bande, 7
- Inter-sous-bande, 7–9, 13–15, 33–36, 43, 52–55, 79, 84, 87–95, 97, 98, 105, 107, 116, 119, 121, 122, 127, 148
- Interaction
 - électron-électron, 2, 34, 41–43, 56, 60–62, 93, 99, 100, 102, 103, 105, 107–109, 148
 - électron-impuretés ionisées, 2, 41, 60, 133, 138, 144, 149
 - électron-phonon, 33, 36, 39, 55, 58, 119, 122, 124, 149
 - électron-rugosité, 101

- Interférogramme, 75, 117
- Interface, 30, 39, 40, 49, 75
rugosité d', voir Rugosité
- Kane
énergie de, 29, 31
modèle de, 29
- Kazarinov, 9, 127, 133
- Landé, facteur de, 46
- Landau
indice de, 54, 55, 58, 60, 92
niveau de, 1–3, 18, 19, 21–24, 26, 44, 46–52, 54–63, 90–95, 98–103, 105, 107–109, 129, 130, 135, 136, 139, 142, 143, 147–149
dégénérescence d'un, 49
quantification de, 1, 18, 44, 45, 93, 116, 121, 129, 144, 147
- Longueur
d'onde, 26, 35, 44, 66, 74, 87, 108, 117, 118, 134, 147, 150
de de Broglie, voir de Broglie
de corrélation, 39, 60, 63, 100, 138
magnétique, 18, 48, 139
- Lorentz, force de, 16, 44
- Magnéto-
optique, 25
photocourant, 144
résistance, 89, 98, 103, 128, 135, 136, 141
spectroscopie, 18, 150
transport, 25, 60, 66, 70, 81, 92, 95, 96, 98, 102, 103, 108, 112, 127, 148
- Masse, 44, 70, 78–80
de conduction, 17, 18
de l'électron, 26, 31
des porteurs, 26
effective, 17, 18, 26, 30, 45, 50, 90
- Matrice densité, 149
- Minibande, 9, 10, 12, 77, 82, 84
- Miroir, 72, 74, 75, 79, 84, 88, 115–117
- Nombre, 20, 21, 48, 62
d'électrons, 81, 92, 105, 107, 137
d'états, 27, 98, 103
d'onde, 5, 74
de photons, 93
de pixels, 120
quantique, 18, 53
- Opérateur création, 36
- Oscillateur harmonique, 48, 49, 53, 62
- Permittivité relative, 37
- Phase, 9
aléatoire, 42, 60
différence de, 74
- Phonon, 10, 14, 15, 19, 33, 36–39, 43, 44, 55–58, 62, 63, 77, 118, 119, 122–124, 127–130, 132, 134, 138, 142, 144, 145, 149, 150, 165
- Photocourant, 2, 13–16, 112, 113, 115–118, 120, 133–135, 137, 138, 140, 142, 144, 149
- Photon, 13–15, 35, 36, 81, 113, 118, 119, 121, 137
- Planck, 5
loi de, 86
- Polarisation, 34, 36, 53, 54, 78, 79, 84, 88, 90, 95, 97, 105, 107, 108, 113, 121, 132, 134, 148
- Population, 82, 143
du niveau, 81, 137
électronique, 34, 43, 81, 92, 133, 135, 148
inversion de, 109
thermique, 38
- Potentiel
chimique, 42
d'interaction, 33, 35, 39–41, 138
de confinement, 22, 26, 30
de Coulomb, 30
de déformation, 38

- différence de, 15, 118, 122
 électrostatique, 21, 22, 30, 34
 en « tranchée », 27, 28
 vecteur, 34, 35, 45
- Puissance
 électrique, 85, 86, 97
 équivalente du bruit, 72
 laser, 100
 lumineuse, 70–72, 113
- Puits quantique, 7–9, 13, 15, 26–29, 31, 34, 35,
 37–39, 41–45, 48, 50, 58, 76, 77, 82,
 84, 90, 98, 100, 102, 103, 107, 108, 112,
 117, 118, 121, 128, 147
- Pulsation, 34, 44, 48
 cyclotron, voir Cyclotron
- Réponse
 du détecteur, 121
 optique, 56
 photo-, 119
- Résistance, 17, 21, 82, 84, 89, 97, 98, 103, 116,
 123
 à tension nulle, 121
 de Hall, voir Hall
 différentielle négative, 31
 longitudinale, 1, 17, 20–23
 thermo-, 72
 transverse, 17, 21
- Rugosité, 40
 d'interface, 19, 33, 39–41, 44, 58–60, 62,
 63, 92, 98–102, 108, 138, 143, 150
 hauteur moyenne de la, 39, 60, 63, 138
 micro-, 39
- Semi-conducteur, 2, 3, 6, 7, 16–18, 26, 31, 65,
 66, 72, 108
- Sous-bande, 7, 16, 23, 28, 31, 33, 34, 37, 41–
 43, 49, 54–56, 60, 62, 81, 90, 122–124,
 128–130, 135, 138, 139, 143
- Spectre, 5, 44, 50, 51, 74, 84–86, 88–90, 92–95,
 97, 98, 103, 105, 107, 108, 113, 117,
 130, 132–134, 148
 d'émission, 7, 9, 66, 72, 73, 75, 82, 84–87,
 89–91, 94, 96, 97, 103, 104, 106
 de champ magnétique, 16
 de photoluminescence, 39
 des phonons, 36
 électromagnétique, 3–6
 en champ magnétique, 82, 88, 89, 98, 103
- Spin, 1, 27, 31, 45, 46, 48, 163
- Structure de bandes, 7, 9–12, 14, 17, 66, 76, 77,
 83, 96, 100, 117, 127
- Surface, 1, 17–19, 22, 23, 28, 30, 40, 52, 54, 55,
 63, 66, 69, 72, 78–80, 84, 86–88, 90,
 92, 95, 97, 98, 107, 108, 113, 120, 139,
 147, 148
 émission de, 78, 95
- Suris, 9, 127, 133
- Susceptibilité, 43
- Térahertz, 2, 4–6, 9, 10, 14, 15, 33, 40, 51, 58,
 60, 65, 66, 74, 76, 77, 79, 87, 92, 95,
 100, 108, 109, 112, 115, 143, 147, 148,
 150
- Taux
 de diffusion, 33, 35, 36, 38, 40–43, 52, 56,
 58–60, 62, 81, 100–103, 122, 123, 138,
 139, 144
 de transition, 70, 83, 90, 96, 97, 99, 103,
 104, 106, 123, 130, 132
- Température, 3–6, 9, 14, 19, 37, 38, 43, 66, 67,
 69, 72, 74, 86, 87, 93, 104, 106, 108,
 112, 113, 116, 117, 121, 123, 125–130,
 132–135, 144, 149
- Temps, 6, 26, 75, 76, 140
 de relaxation, 127
 de vie, 9, 33, 38, 39, 41, 43, 44, 56, 58, 81,
 82, 98, 100, 102, 103, 108, 133, 135,
 137, 138, 141, 144, 149

Tension, 7, 9, 13–15, 17, 19, 23, 31, 32, 58, 70,
77, 82, 83, 96–103, 105, 108, 112, 113,
115–117, 119, 121–124, 126–129, 132–
136, 148, 149, 165

Transmission, 18, 19, 31

Vecteur

d'onde, 27, 30, 31, 34–36, 40, 42, 54, 55,
58, 139

d'onde de Fermi, voir Fermi

position, 40, 139

Vitesse

effective, 18

longitudinale du son, 38

Volume, 1, 5, 18, 35, 36, 67

von Klitzing, 19

constante de, 21