

Universidade de Brasília

Instituto de Física

**Propriedades de Spintrônica do Gás de Elétrons e Dinâmica
do íon Mn em Nano Estruturas Semicondutoras Magnéticas**

Eduardo de Sousa Souto

Prof. Dr. Antônio Cleves Nunes Oliveira

(Orientador)

Banca examinadora:

Prof. Dr. Antônio Cleves Nunes Oliveira (Orientador- IF-UnB)

Prof. Dr. Noélio Oliveira Dantas (IF-UFU)

Prof. Dr. Eronides F. da Silva Jr. (DF-UFPE)

Prof. Dr. José Camargo da Costa (ENE-UnB)

Prof. Dr. Antônio Luciano Almeida Fonseca (IF-UnB)

Tese apresentada ao Instituto
de Física da Universidade de
Brasília para a obtenção do
título de Doutor em Física

“A meus pais Catharina e Ovídio, pelo carinho, amor e incentivo para a conclusão deste trabalho.”

AGRADECIMENTOS

O trabalho aqui apresentado contou com a colaboração direta e indireta de muitas pessoas, às quais gostaria nesse momento, de prestar meus sinceros agradecimentos:

A Deus em primeiro lugar, por ter me dado paz, saúde e perseverança para desenvolver esse trabalho.

Ao instituto de Física da Universidade de Brasília - UnB, na pessoa do seu diretor: Prof. Dr. Antônio Cleves Nunes Olivera, por ter disponibilizado toda a estrutura do instituto para o desenvolvimento deste trabalho, assim como o suporte financeiro e tecnológico para a conclusão dessa tese.

À Rede Cooperativa para Pesquisa em Nanodispositivos Semicondutores e Materiais Nanoestruturados (NanoSemiMat), na pessoa do prof. Dr. Eronides F. da Silva Jr. pelo apoio técnico e financeiro ao trabalho, propiciando apresentações e discussões em encontros e congressos nacionais e internacionais de ponta na área de nanotecnologia, o que representou um enorme avanço para esse trabalho. Um agradecimento especial “In Memoriam” ao ex-presidente do CNPq Prof. Dr. José Roberto Leite, falecido durante o período transcorrido deste trabalho e que também deu uma contribuição significativa para o seu desenvolvimento.

Ao meu orientador prof. Dr. Antônio Cleves Nunes Oliveira, que durante todos esses anos de trabalho, me ajudou e me supriu em todas as necessidades acadêmicas, me despertando um sentimento de amor pela pesquisa em física, sempre com muita atenção, respeito e amizade, e ao qual serei eternamente grato.

Ao prof. Dr. Antônio Luciano Almeida Fonseca, pelas discussões e atenção dispensada durante todo o tempo da tese e na preparação dos artigos publicados.

Aos professores: Ricardo Gargano, Eliana dos Reis Nunes e Fátima Mackiuchi, pela excelente formação e apoio durante esses anos, pela amizade e atenção dispensada em todos os momentos que precisei.

Aos meus amigos: Greice, João Marcos, Rafael, Jailson, Caio, Frank, Ronan, Eliete, Lenice, Zaira, Washington, André Penna, Witler, Bernhard, Adameck, Índio, Airton, Silvio e tantos outros, que deram cada um à sua maneira, uma contribuição significativa para este trabalho.

À minha esposa Júlia e minha filha Anna Júlia, pela paciência e apoio em cada momento que precisei.

Aos meus pais: Catharina e Ovídio; e meus irmãos: Leandro, Renata, Plínio e Cássio, pelo apoio durante todos estes anos, sempre com muito carinho, amor e cuidado, fundamentais para a conclusão deste trabalho.

À IESPLAN, na pessoa dos profs. Reinaldo Poersch, Jasmelinda Poersch e Francisco Vieira; ao CNPq pelo apoio financeiro dado nos primeiros anos ao trabalho e em especial, ao Instituto de Física da UnB, pela oportunidade de atuar como professor substituto nesta Instituição.

Ao Colégio Militar de Brasília, na pessoa do Cel. Fernando Velloso e do Cel. Pires, pelo apoio a esta pesquisa, e a tantos outros que de alguma forma contribuíram para esta tese, os meus sinceros votos de agradecimento.

SUMÁRIO

Resumo	17
Abstract	19
Capítulo 0 – Motivação e Organização Geral da Tese.....	21
Capítulo 1 – Introdução Geral	
1.1– Spintrônica.....	24
1.2– A Spintrônica per se. A manipulação clássica do spin eletrônico	29
Capítulo 2- Física mesoscópica	
2.1 – Visão geral.....	34
2.2 – Gás de elétrons bi-dimensional em um campo magnético na presença de um potencial de confinamento.....	40
2.3 – Gás de elétrons bidimensional polarizado de spin (válvula e transistor de spin).....	45
Capítulo 3- Propriedades de Materiais Ferromagnéticos (III, Mn)V e (II, Mn)VI e suas nanoestruturas semicondutoras quânticas	
3.1- Semicondutores magnéticos e semicondutores magnéticos Diluídos (DMS).....	47
3.2- Origem do magnetismo em DMS II (Mn)-VI e III (Mn)-V	49
3.2.1-A natureza dos íons Mn em DMS	50
3.2.2 – Interação de troca s, p –d entre íons Mn e estados da banda.....	54

3.2.3. Integrais de troca $N_0\alpha$ e $N_0\beta$ em compostos DMS II(Mn)-VI e III(Mn)V.....	58
3.3. Origem do Ferromagnetismo em DMS III(Mn)-V	59
3.4. Propriedades das DMS: $Ga_{1-x}Mn_xAs$ e $Cd_{1-x}Mn_xTe$	62
3.5. Nanoestruturas semicondutoras quânticas	68

Capítulo 4 - Relaxação spin-flip de elétrons em heteroestrutura semicondutora magnéticas

4.1 – Introdução ao problema.....	72
4.2 – Relaxação Spin-flip intra-sub-bandas por processos de um magnon em poços quânticos magnéticos.....	74
4.2.1. Hamiltoniano modelo para poços quânticos magnéticos	76
4.2.2 - Taxa de Transição spin-flip.....	80
4.2.3 - Determinação do tempo de vida spin-flip.....	82
4.2.4 - Resultados Numéricos.....	84
4.2.5 - Comparação com os resultados experimentais.....	88

Capítulo 5 – Dinâmica do Íon Mn na Presença de um 2DEG background: Relaxação Korringa

5.1 – Introdução	92
5.2 – Tempo de relaxação Korringa de íons magnéticos em um gás de elétrons bi-dimensional.....	94
5.3 - Taxa de Relaxação Korringa.....	95
5.4 - Relaxação Korringa na Presença de Campos Magnéticos Quantizantes.....	102

5.4.1 – Introdução.....	102
5.4.2 – Taxa de Relaxação Korringa.....	103
5.4.3 – Discussão dos Resultados.....	106
Capítulo 6 - Magneto condutividade transversa na presença de espalhamento elétron-magnon	
6.1 – Introdução.....	109
6.2 -Magnetocondutividade transversa em semicondutores quasi-bi-dimensionais na presença de espalhamento elétron-magnon.....	110
6.2.1 – Formalismo.....	110
6.2.2- Cálculo da Magnetocondutividade Transversa.....	115
6.2.3- Discussão e Conclusões.....	119
6.3 – Ressonância magnetomagnon em fios quântico semicondutores magnéticos	122
6.3.1 introdução.....	122
6.3.2 Fórmulas básicas e características do poço quântico.....	123
6.3.3 - Cálculo da Condutividade σ_{xx}	128
6.3.4 – Discussão.....	133
Capítulo 7– Conclusões Finais	136
Bibliografia Citada.....	141

LISTA DE ANEXOS

Anexo 1 – Resumo do trabalho: “Intrasubband spin-flip relaxation by one magnon processes in Cd _{1-x} Mn _x Te quantum wells” – Phys. Rev. B 68, 125317 (2003);.....	150
Anexo 2 – Resumo do trabalho: “Korringa relaxation time of magnetic íon system near a two-dimensional electron gas” – Solid State Comm. 129, 605 -608 (2004);.....	151
Anexo 3 – Resumo do trabalho: “Magneto quantum oscillations of the Korringa relaxation rate of manganese íon near a two-dimensional electron gas” – Microelectronics Journal 36, 1041 -1044 (2005);.....	152
Anexo 4 – Resumo do trabalho: “Transverse magneto-conductivity of diluted magnetic semiconductor quantum wires” – Phys. Status Solid (C), vol 2, Issue 8, 3145 -3148 (2004);.....	153
Anexo 5 – Resumo do trabalho: “Relaxation rate of manganese ion in the presence of a two-dimensional electron gas” – Phys. Status Solid (C), vol 2, Issue 8, 3149- 3152 (2004);.....	154
Anexo 6 – Resumo do trabalho:”Korringa relaxation rate of manganese ion in the presence of a two dimensional electron gas” – Phys. Stat. Sol. (C) Vol 1, No S2, S272-S276 (2004);.....	155
Anexo 7 – Resumo do trabalho: “Transverse magnetoconductivity of quasi-two-dimensional semiconductor layer in the presence of magnon scattering”- Phys.Stat.Sol. (C), Vol 1, No S2, S256- S262 (2004);.....	156
Anexo 8 – Resumo do trabalho: “Low temperature electron spin-flip relaxation by one magnon process: Application to Cd _{1-x} Mn _x Te quantum wells”– Trabalho apresentado em congresso Internacional em Badajoz, Espanha (2003).....	157

LISTA DE FIGURAS

Fig. 1.1. Concepção da eletrônica baseada no spin (spintrônica). Na spintrônica as propriedades de spin assim como as eletrônicas e ópticas são utilizadas ao mesmo tempo	27
Fig. 1.2. Ferromagnetismo induzido por portadores em (III, Mn)V semicondutores: momentos magnéticos locais (Mn^{2+}) com spin $S=5/2$ são acoplados antiferromagneticamente com portadores itinerantes (buracos) ou ferromagneticamente (elétrons) com spin $s = 1/2$. [27]	28
Fig.1.3. Grau de liberdade de carga eletrônico.....	29
Fig. 1.4. Válvula de Spin [5].....	30
Fig. 1.5. Estados de spin eletrônico.....	30
Fig. 1.6. Exemplo de dispositivo baseado em GMR (Magneto Resistência Gigante). Elétrons com orientação de spin bem definida atravessam o dispositivo passando inicialmente pela camada magnética de mesma orientação de spin (A); em seguida atravessam uma camada não magnética (como prata) (camadas B e D); ao chegarem na camada magnética (C) (cuja orientação de spin pode ser controlada aplicando um campo magnético), aqueles de mesma orientação passam através da camada com facilidade (dir.) enquanto aqueles cuja orientação é diferente são espalhados (esq.) [5]	32
Fig. 1.7. Um arranjo leitura/escrita MRAM (sigla em inglês para Memória de Acesso Randômico) [5].....	32
Fig. 2.1. Crescimento exponencial da microeletrônica conhecido como “Lei de Moore”[37].....	36
Fig. 2.2. Níveis de energia e funções de onda para uma “partícula em uma caixa” de comprimento L e altura de potencial V_0 [38].....	37

Fig.2.3. Representação dos níveis de energia em um fio quântico esquematizado.....	37
Fig. 2.4. Níveis de energia para um gás de elétron bi-dimensional em um campo magnético perpendicular. Os valores utilizados para gerar a figura são $g = 0,4$ e $m^* = 0,145$, os quais são apropriados para um 2DEG (gás de elétrons bi-dimensional) em ZnCdSe [40].....	42
Fig.2.5. Esquerda: densidade de estados do 2DEG em um campo magnético. Aqui, n_L é a densidade de degenerescência dos estados eletrônicos em um nível de Landau e é definida para cada direção de spin como $n_L = (eB/h)$. Direita: ventilador de Landau.....	43
Fig. 2.6. Densidade de estados com alargamento de nível de Landau.	43
Fig. 2.7. Perfil típico de uma subbanda 1D (unidimensional) para uma heteroestrutura AlGaAs/GaAs.....	44
Fig. 2.8. (a) Válvula de spin; (b) e (c) Transistores de spin.....	45
Fig. 3.1. Três tipos de semicondutores magnéticos. a) semicondutores magnéticos propriamente ditos, b) semicondutores magnéticos diluídos, e c) semicondutores não magnéticos com nenhum íon magnético.....	47
Fig. 3.2. Posição aproximada dos níveis de metal de transição relativo às bordas das bandas de condução e valência dos compostos II-VI (painel esquerdo) e III -V (painel direito). Os estados doadores são denotados [43] por triângulos e os estados aceitadores por quadrados [43].....	51
Fig. 3.3. Energias experimentais dos níveis aceitadores Mn nos gaps dos compostos III-V com relação as bordas da banda de valência, cujas posições relativas foram tomadas[46].....	53
Fig. 3.4. (a) splitting Zeeman no ponto- Γ em DMS. (b) regras de seleção óptica em DMS (semicondutores magnéticos diluídos).....	56

Fig 3.5. (a). Modelo para Semicondutores (III, Mn)V: momento magnético local (Mn^{2+}) com spin $S=5/2$ antiferromagneticamente acoplado ao buraco itinerante com spin $s= 1/2$ [60]. (b) Alternativamente, Ferromagnetismo mediado por portadores: Spin do buraco (amarelo) acopla antiferromagneticamente (dopagem tipo-p) com o spin do íon Mn (vermelho) que por sua vez acopla ferromagnético com o spin localizado vizinho [60]. (c) exemplo de acoplamento ferromagnético entre spins localizados e buracos na banda de valência (dopagem tipo-n).60

Fig. 3.6a. Estrutura cristalina Zinc-blende do $Ga_{1-x}Mn_xAs$63

Fig. 3.6b. Constante de rede cubica a_0 versus composição x de Mn em filmes de $Ga_{1-x}Mn_xAs$ e $In_{1-x}Mn_xAs$ [53].....64

Fig. 3.7. Valores preditos das temperaturas de Curie para varios semicondutores tipo-p contendo 5% Mn e 3.5×10^{20} buracos/cm³ [60].....65

Fig. 3.8. Temperatura de Curie T_c predita para semicondutores III-V com 2,5 % de Mn e uma concentração de buracos de $3,5 \times 10^{20}$ /cm³. [60].....65

Fig. 3.9. (a) Ciclo de Histerese magnética como função do campo magnético externo [62]. **(b)** Temperatura de Curie T_c como função da porcentagem de manganês em GaAs [62].....66

FIG. 3.9 (b). Dependência da temperatura de Curie (T_c), com a composicao de Mn e concentração de buracos p66

Fig. 3.10. Resistividade e Temperatura de Curie de $Ga_{1-x}Mn_xAs$. $T_c=110K$ para $x=0,053$ [60].....67

Fig. 3.11. Temperatura de Curie versus concentração de buracos [51-53, 60].....67

Fig. 3.12. Esquema de um poço quântico formado a partir de DMS com os íons Mn dentro do poço.....69

Fig.3.13. Ilustração esquemática do dispositivo proposto. O gás de buracos bidimensional (2DHG) no GaAs é anexado à fonte de spins polarizados e drena os contatos, formados pelo 2DHGs na parte de MnGaAs. O portão eletrodo no topo controla a concentração de portadores.....69

Fig. 3.14. Poço quântico apresentando GMR (*R. Mattana PhD thesis, <http://tel.ccsd.cnrs.fr/>*).....71

Fig.4.1. Injeção de spins: Y. Ohno, D. K. Young, B. Beschoten, F. Matsukura, H. Ohno, and D. D. Awschalom, *Nature*, vol. **402**, pp.790-792, 1999 [72].....73

Fig. 4.2. Espectro de fotoluminescência típico à baixa temperatura de um poço quântico $Cd_{1-x}Mn_xTe-Cd_{1-y}Mn_yTe$. De M. R. Freeman and D. D. Awschalom, *J. Appl. Phys.* 67, 5102(1990) [80].....75

Fig. 4.3. Taxa de Relaxação Spin-Flip Intrasubbandas $1\uparrow \rightarrow 1\downarrow$ (Eq. 4.13), expressada em termos de $N^{(0)}/(L_z/a)$, como função da energia dos magnons em um poço quântico de 100 Å de largura. A linha vermelha é dada para $T = 1,0$ K, a linha azul para $T = 2,5$ K, a verde para $T = 4,0$ K e a preta para $T = 5,0$ K.....86

FIG. 4.4. Taxa de Relaxação Spin-flip Intrasubbanda, Eq. 4.13 expressa em termos de $N^{(0)}/(L_z/a)$, como função da energia dos magnons para $T= 4,0$ K. A linha preta é para $L_z=10$ Å, a linha verde para $L_z=86$ Å, a linha azul para $L_z=100$ Å, e a vermelha para $L_z= 150$ Å.87

Fig. 4.5. $N^{(0)}/(L_z/a)$ expressada como função do inverso da largura do poço quântico para dois valores de temperatura: $T = 4,0$ K (linha vermelha) e $T=2,5$ K (linha azul). A energia dos magnons foi tomada fixa e igual a 1,0 meV.88

Fig. 4.6. Dependência da taxa de relaxação spin-flip com a largura do poço quântico $CdTe/Cd_{0,65}Mn_{0,35}Te$ [83].....90

Fig. 4.7. Dependência teórica da Taxa de Relaxação Spin-flip com a largura do poço quântico, usando a equação (4.13), para diferentes concentrações de Mn.....90

Fig. 5.1.(a) Esquema dos reservatórios de energia das heteroestruturas DMS, os quais participam no processo de aquecimento dos íons Mn. Setas sólidas denotam canais de relaxação responsáveis pela troca de energia com os sistemas de íons magnéticos.....93

Fig. 5.1.(b). Esquema da Relaxação Korringa: o laser excita o sistema criando pares elétron-buracos nas bandas de condução e valência respectivamente, adicionando um sistema de foto cargas altamente excitadas que interagem com o sistema de íons magnéticos que por sua vez interage com o 2DEG através da relaxação d - s (Korringa).....93

Fig. 5.2 - Taxa Korringa versus concentração de Mn para uma amostra de um poço quântico de CdMnTe/CgMgTe (largura do poço igual a 10 nm).....100

Fig. 5.3. Função $Y(y)$ como função de y ($y \equiv \beta \hbar \omega_c$). Os parâmetros seguintes para uma heteroestrutura de (Cd, Mn) Te foram usados: $m^* = 0,096m$; $E_0 = 35$ meV ; $L = 10$ nm; $g^* \approx 10$, $\Gamma = 0,2$ meV e $T^* = 100$ K ($K_B T^* = 8,6$ meV). Os valores de campo magnético foram escolhidos para $B = 10y$ Teslas.....108

Fig. 6.1. Parte oscilatória da Magneto condutividade transversa em função da razão entre a frequência dos magnons e a frequência de cyclotron do elétron para uma amostra de $Ga_{1-x}Mn_xAs$. Aqui $L_z = 10$ nm, $KT = 0,43$ meV, $E_0 = 0,5$ meV (subbanda do estado fundamental), $q = \omega_q / c_s = 2 \times 10^6$ cm⁻¹ (comprimento de onda do magnons).....120

Fig. 6.2. Magneto condutividade transversa normalizada em função da razão entre a frequência dos magnons e a frequência de cyclotron do elétron para uma amostra de $Ga_{1-x}Mn_xAs$. Aqui $L_z = 10$ nm, $KT = 0,43$ meV, $E_0 = 0,5$ meV (subbanda do estado fundamental), $q = \omega_q / c_s = 2 \times 10^6$ cm⁻¹ (comprimento de onda do magnons). Aqui σ_0 é uma constante, definida no texto.....121

Fig. 6.3. Magneto- condutividade longitudinal versus campo magnético (o gráfico interno mostra a energia de Fermi como função do campo magnético) [114].....123

Fig. 6.4. (A) Esquemática de um fio quântico. Aqui a figura 2.3 foi novamente usada para compor o esquema do fio.....123

Fig. 6.4(B). Alternativamente, a esquematização de um fio quântico: (a) representação da heteroestrutura com a formação do 2DEG na interface. (b) representação da banda de condução na junção com a representação triangular do poço quântico (amarelo). (c) detalhe do poço triangular e a representação com o confinamento parabólico em y. (d) esquema do fio quântico nessas condições.124

Fig. 6.5. Picos de ressonância (MMR) em σ_{xx}/σ_0 para diferentes densidades eletrônicas em função da razão entre a frequência dos magnons e a frequência de ciclotron renormalizada ($\Omega < 0,3\omega_c$).....134

Fig. 6.6. A parte oscilatória de σ_{xx} para um fio de $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ Q1DEG como função da razão entre a frequência dos magnons e a frequência de ciclotron renormalizada.....134

LISTA DE SÍMBOLOS

- R_0 e $R(B)$ Resistividades em campo zero e em um campo magnético B.
- N: Número de componentes quânticos do sistema.
- Ψ : Função de onda geral.
- $|0\rangle$ e $|1\rangle$: Estados de energia mais baixo e primeiro estado excitado, respectivamente.
- e : Carga do elétron.
- \mathbf{F} : Força sobre o elétron num campo magnético.
- v : Velocidade do elétron no campo magnético.
- p : Momento conjugado do elétron.
- \mathbf{k} : Momento do elétron no cristal.
- n : Número quântico de Landau.
- ℓ : Número quântico de sub-banda.
- L_z : Largura do poço quântico.
- \mathbf{B} : Vetor campo Magnético.
- m^* : Massa efetiva do elétron.
- c : Velocidade da luz.
- E_0 : Energia do estado ligado.
- A : Área da superfície do poço quântico.
- $\Gamma_{n,n'}$: Largura de linha.
- τ_{flip} : Tempo de vida spin-flip, através de uma interação de troca.
- S: Spin do íon magnético.
- g : Fator g de Landé.
- μ_B : Magneton de Bohr.
- $\zeta(z)$: Função envelope do elétron ao longo da direção z .
- $\chi(x)$: Função envelope do elétron ao longo da direção x .

- $\varphi(\sigma)$: Função spin do elétron com projeção $\sigma = \pm 1$ $\{\pm(\overset{down}{up})\}$.
- ε_n : Energia do elétron num campo magnetico quantizante.
- $V_{conf}(z)$: Potencial de confinamento.
- $\rho(E)$: Densidade de estados.
- $\bar{\lambda}$: Livre caminho médio.
- \bar{N} : número de eventos para os quais o elétron polarizado de spin sofre espalhamento em seu momento.
- v_F : Velocidade do elétron na superfície de Fermi.
- ω_c : Frequência de ciclotron do elétron.
- T_C : Temperatura de Curie.
- E_F : Energia do nível de Fermi.
- l : Momento angular orbital.
- μ_B : Magneton de Bohr.
- J : Constante de acoplamento de troca.
- \vec{S}_i : Operadores de spin para o íon Mn $^{2+}$.
- $\vec{\sigma}_i$: Operadores de spin para elétrons da banda.
- $\langle S_z \rangle$: Spin médio por sítio.
- λ : Constante de acoplamento spin-órbita.
- Δ_0 : Desdobramento spin-órbita da banda de valência no ponto Γ .
- N_0 : Número de sítios magnéticos por unidade de volume.
- α e β : Integrais de troca para as bandas de condução e de valência respectivamente.
- B_s : Função de Brillouin padrão.
- k_B : Constante de Boltzmann.
- $|S\rangle$ e $|X\rangle$: Funções de Bloch.
- z_r : Número dos r-ézimos sítios do grupo III.

- x : Concentração efetiva de Mn.
- Δd : Gap de energia inter-subbanda.
- \vec{Q} : Vetor de onda dos magnons.
- $\vec{\tau}$: Matriz de spin de Pauli.
- α : Acoplamento de troca s-d.
- a_k e a_k^+ : Operadores de destruição e de criação de elétrons.
- b_q e b_q^+ : Operadores de destruição e de criação de magnons.
- $\phi_N(z)$: Função envelope usual.
- N_c : Número de sítios catiônicos.
- τ_{flip} : Tempo de vida spin-flip, através de uma interação de troca.
- ω_s : Frequências ressonantes das cargas livres.
- ω_d : Frequências ressonantes dos spins localizados.
- τ : Tempo de vida de um spin devido à interação de troca.
- m : Projeção de spin do elétron ($\pm 1/2$).
- P : Probabilidade de transição entre estados.
- $u_k(r)$: Função de Bloch.
- V : Volume do poço quântico.
- x : Fração molar de íons magnéticos.
- \vec{k} : Vetor de onda das funções eletrônicas de Bloch.
- ω_z : Energia efetiva de Zeemann dos elétrons 2D.
- \bar{x} : Centro de órbita de ciclotron do elétron.
- $V(k)$: Potencial de perturbação elétron-magnon.
- N_q : Função de distribuição dos magnons de número de onda q .
- Ω : Frequência de confinamento.
- v_0 : Velocidade de fase das ondas de spin.
- $\tilde{\omega}$: Frequência de ciclotron dos elétrons renormalizada.

RESUMO

Esta tese apresenta um estudo teórico das propriedades de spintrônica do gás de elétrons em nano estruturas semicondutoras magnéticas obtidas a partir de semicondutores magnéticos diluídos (III, Mn)V e (II, Mn)VI da dinâmica do íon Mn na presença de um background de 2DEG (Gás de elétrons bi-dimensional). Primeiramente, realizamos cálculos para a determinação de quantidades físicas tais como tempo de relaxação spin-flip, τ_{flip} , entre os elétrons s-p e os elétrons 3d dos momentos magnéticos do Mn localizados no poço quântico, o qual é muito importante para o processamento de informação em dispositivos com base no spin dos portadores de carga. Para poços quânticos tais como $Cd_{0,81}Mn_{0,19}Te$ com largura do poço de 86 Å, mostrou-se que $\tau_{flip} \sim 1$ ps, o que está de acordo com resultados experimentais para essas estruturas. Este tempo de relaxação corresponde a um comprimento de difusão do spin de 30 nm para $Cd_{0,81}Mn_{0,19}Te$. Além disso, os resultados teóricos predizem que τ_{flip} dos elétrons diminui com o aumento da fração molar de Mn, também de acordo com os experimentos, confirmando o papel predominante do espalhamento de troca elétron-Mn (espalhamento elétron-magnon) como o principal canal de relaxação para o spin do elétron. Esses resultados indicam também que τ_{flip} decresce com o decréscimo da largura do poço quântico de acordo com os dados experimentais.

Em segundo lugar, discutiu-se um modelo de transferência de energia do sistema de íons Mn na presença de um “background” de 2DEG a partir de foto cargas, o que nos permitiu obter uma boa descrição quantitativa em comparação com os dados experimentais. Determinou-se a razão de relaxação Korringa $1/T_1$ de íons Mn neste 2DEG em heteroestruturas CdMnTe/CdMgTe e encontrou-se que para pequenas concentrações de íons de Mn, o tempo de relaxação pode ser encontrado no intervalo 10^{-7} - 10^{-6} s. Cálculos da taxa de relaxação Korringa $1/T_1$ em campos magnéticos altos foram também realizados. Os resultados mostraram que $1/T_1$ varia com L_z^{-2} , sendo L_z a

largura do poço quântico, podendo ser aumentada com a diminuição de L_z . Devido à presença dos níveis de Landau e do gap de mobilidade spin-flip, T_1^{-1} oscila com o campo magnético lembrando as oscilações da resistividade diagonal de Hall ρ_{xx} .

Esses cálculos oferecem um método de se investigar a dinâmica do íon Mn em um 2DEG e nos dá novas informações sobre o parâmetro de troca bem como informações sobre o próprio 2DEG.

Em terceiro lugar, foram realizados cálculos da magneto condutividade transversa σ_{xx} tanto para um poço quântico quasi-bi-dimensional quanto para um fio quântico, na presença de um campo magnético normal à barreira do poço, considerando-se a interação elétron-magnon em nano estruturas magnéticas de $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$. Os resultados mostraram um comportamento oscilatório de σ_{xx} quando o campo magnético é variado e que σ_{xx} , decresce gradativamente nessas estruturas com o aumento do campo magnético.

ABSTRACT

This thesis introduces a theoretical study of spintronic properties of the electrons gas in magnetic semiconductor nanostructures obtained from diluted magnetic semiconductors (III, Mn)V and (II, Mn)VI QWs of the dynamics of the Mn ion in the presence of a background of 2DEG. Firstly, we accomplish calculations for the determination of physical quantities such as the spin-flip relaxation time among electrons s-p and the 3d electrons of the localized magnetic moments of Mn located in the quantum well which are very important for the information processing in devices with base in the conduction electron spins. For a $Cd_{0,81}Mn_{0,19}Te$ of 86 Å, it was showed that the spin-flip relaxation time is of the order of 1 ps in agreement with the experimental data in these structures. This time corresponds to a spin diffusion length of 30 nm for the above sample. Moreover, the theoretical results predict that the spin-flip lifetime of electrons decrease with the increase of the molar fraction of Mn, according to the experiments confirming the predominant role of the electron-Mn exchange scattering (electron – magnon scattering) as the main relaxation channel for the electron spin. These results also indicate that the spin- flip relaxation time decreases with the decrease of the width of the quantum well which are in accordance with according with the experimental data.

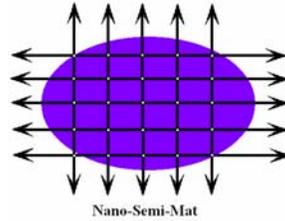
Secondly, it was also argued a model for energy transfer away of the Mn ions in the presence of a background of 2DEG starting from photo charges which it allowed to obtain a good quantitative description of the experimental data. We determine the Korringa relaxation rate $1/T_1$ of ions of Mn in this 2DEG in heterostructures of CdMnTe/CdMgTe and find that for small concentrations of Mn ions, the relaxation times are of order 10^{-7} - 10^{-6} s. Calculations of the Korringa relaxation rate $1/T_1$ in high magnetic fields were also accomplished. The results showed that $1/T_1$ varies with L^{-2} , being L the width of the quantum well, and could be enhanced as L decreases.

Due to the presence of Landau levels and of the spin-flip mobility gap, T_1^{-1} oscillates with the field reminding the oscillations of Diagonal Hall Resistivity ρ_{xx} .

These calculations offer a method of investigating the dynamics of the Mn ion in a 2DEG and provide new information on the s-d exchange parameter as well as information on the property of the 2DEG themselves.

Finally, calculations of the transverse magneto conductivity for a quantum well and a quantum wire in the presence of a magnetic field normal to the barrier of the well, considering the electron-magnon interaction in $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ has been realized. The results showed an oscillatory behavior of σ_{xx} as the magnetic field was varied and that σ_{xx} decreases gradually with the increase of magnetic field.

CAPÍTULO ZERO



Projeto, Motivação e Organização Geral da Tese

Projeto

Esta tese surgiu por ocasião da criação em 2001 em nível nacional, da Rede Cooperativa para Pesquisa em Nanodispositivos Semicondutores e Materiais Nano Estruturados (NanoSemiMat), com a participação nessa rede do Grupo de Física de Semicondutores e Materiais Nano estruturados do Instituto de Física da Universidade de Brasília, em colaboração com os Professores Jose Roberto Leite (USP), Eronides F. Da Silva Jr (UFPE) e Valder N. Freire (UFC).

Um dos objetivos do projeto de colaboração dessa iniciativa consistiu no desenvolvimento de modelos teóricos para a obtenção de propriedades de transporte dependente do spin em nano estruturas magnéticas para a eletrônica baseada no spin, a “spintrônica”. Dessa forma, apresentamos nesta tese os resultados desse trabalho cooperativo, que representa passos iniciais para o entendimento dos processos físicos dependentes do spin eletrônico e suas interações com os spins localizados dos íons magnéticos nas novas estruturas magnéticas.

Motivação

A motivação desta tese é dupla: do ponto de vista de física básica, queremos investigar as interações de spin ocorrendo em nano estruturas magnéticas baseadas em semicondutores magnéticos diluídos (DMS) tais como (Cd, Mn)Te e (Ga, Mn)As e suas estruturas derivadas, os quais apresentam ferromagnetismo induzido por portadores de cargas. Nestes sistemas, apresentaremos cálculos para os processos de espalhamento envolvendo o spin dos elétrons do canal quântico com os spins localizados dos íons Mn (espalhamento spin-flip). O estudo da dinâmica de spins nessas estruturas, considerando a relaxação do spin do íon magnético Mn na presença do gás de elétron bi-dimensional no canal (relaxação Korringa) também será considerado. Realizaremos também cálculos da magneto condutividade de nano estruturas magnéticas na presença de espalhamento elétron-magnon a qual apresenta oscilações quânticas como consequência da variação do campo magnético externo.

Do ponto de vista tecnológico, a determinação do tempo de relaxação “spin-flip” em nano estruturas magnéticas é de suma importância para a escolha do material e para a fabricação do dispositivo para o transporte de informação e armazenamento de dados e/ou para a computação quântica via spin dos portadores. A determinação de tal parâmetro dará uma idéia do tempo necessário para que a informação seja transmitida sem alteração dentro dos dispositivos, bem como a coerência de spin necessária para o processamento de dados no computador quântico.

Organização da Tese

A tese é organizada como segue: O Capítulo 1 traz uma introdução geral ao trabalho, em especial o papel da spintrônica nos dias atuais e futuros. O Capítulo 2 introduz uma visão geral da física mesoscópica. No Capítulo 3 são dadas algumas das propriedades dos semicondutores magnéticos diluídos e suas nano estruturas semicondutoras diluídas tratados nesta tese, particularmente GaMnAs e CdMnTe. O

Capítulo 4 apresenta cálculos de tempo de relaxação spin-flip dos elétrons de condução com um formalismo baseado na equação de transporte de Boltzmann e teoria de perturbação e representa uma das contribuições originais da tese.

O Capítulo 5 trata do mecanismo de Relaxação Korringa do íon Mn na presença de um gás de elétrons bi-dimensional e representa uma das contribuições originais da tese. O Capítulo 6 apresenta cálculos da magneto condutividade em nano estruturas magnética tais como poços quânticos e fios quânticos utilizando-se a equação de transporte de Kubo. No Capítulo 7 apresentamos as nossas conclusões a respeito do trabalho realizado e projetos futuros.

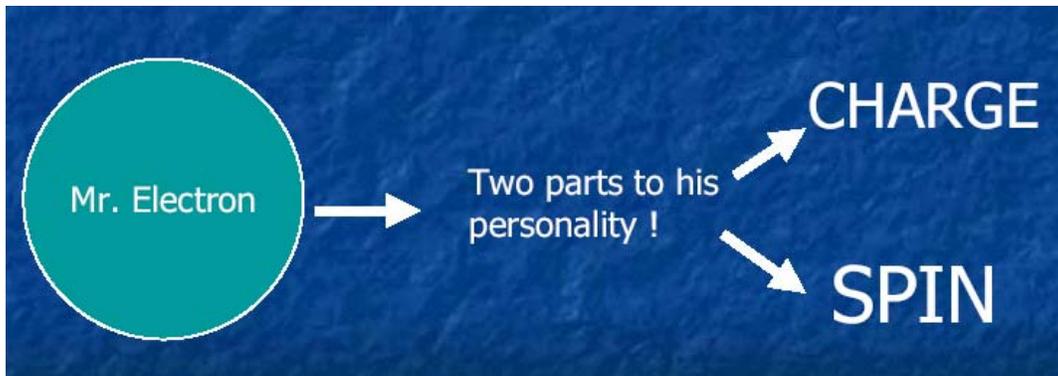
CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO GERAL

1.1 Spintrônica

A eletrônica de spin fazendo o sistema de spins:

- **Armazenar e processar informação de uma maneira mais rápida;**
- **Transmitir informação (suplementando carga e luz);**
- **Processar informação (suplementando carga).**



As tecnologias modernas de informação utilizam o grau de liberdade de carga dos elétrons em semicondutores para o processamento das informações e o grau de liberdade de spin em materiais magnéticos para armazenar as informações. A magneto eletrônica é portanto, um novo campo em crescente desenvolvimento, onde os dois graus de liberdade, a carga e o spin dos portadores, são simultaneamente utilizados para criar novas funcionalidades. Em condições mais gerais, este novo campo é chamado de eletrônica de spin ou “Spintrônica” (eletrônica de transporte de spin) para incluir aqueles dispositivos que utilizam o spin e que podem ter ou não a necessidade de utilização de campos magnéticos e de materiais magnéticos.

Desse modo, os sensores de magneto resistência (MR) feitos de multicamadas contendo metal ferromagnético, mostrando magneto resistência gigante (GMR) ou magneto resistência de tunelamento (TMR), são hoje os mais conhecidos e bem sucedidos dispositivos magneto eletrônicos baseados na interação entre os dois graus de liberdade [1-6]. Para a informação do leitor, a magneto resistência é a mudança na resistência causada pela força magnética (campos magnéticos) definida como $(R(B) - R_0)/R_0$, onde R_0 e $R(B)$ são as resistividades em campo zero e em um campo magnético aplicado \mathbf{B} , respectivamente.

Nos dispositivos semicondutores, o spin dos portadores desempenhou um papel secundário até agora, já que os dispositivos mais bem estabelecidos baseados em Si e GaAs são não magnéticos e mostram efeitos de spin desprezíveis. Por outro lado, do ponto de vista de física fundamental, os fenômenos relacionados com o spin, tal como a Magneto Resistividade Gigante (GMR) que se mostram aumentados devido à coexistência do magnetismo e propriedades semicondutoras, já foram investigados desde os anos 60, tanto em semicondutores magnéticos isotrópicos quanto em semicondutores magnéticos diluídos (DMS), como veremos no capítulo 3 desta tese.

A família de semicondutores magnéticos bulk semelhante ao Óxido de Európio e Chalcogenetos de Cromo (tipo sal de rocha: EuSe, EuO e spinels: CdCr_2S_4 , CdCr_2Se_4), mostram ordenamento ferromagnético em baixas temperaturas com a temperatura de Curie $T_C = 100$ K. Eles foram extensivamente estudados, tendo em vista suas propriedades peculiares resultantes da interação de troca entre elétrons itinerantes e spins magnéticos localizados (interações de troca s-f e s-d) [7-9]. Devido a essas interações, os semicondutores magnéticos exibem uma rica variedade de notáveis fenômenos ópticos e de transporte que são fortemente afetados pelo campo magnético e a ordem magnética, particularmente próxima à transição metal-isolante (MIT). Todavia, existem dificuldades na preparação do material e na fabricação dessas heteroestruturas, que fazem esta família de combinações serem menos atrativas do ponto de vista de aplicação.

As manganitas (perovskite: $(La, Sr)MnO_3$ e materiais relacionados), que mostram magneto resistência colossal (CMR), são semicondutores magnéticos cujos estudos têm sido particularmente ativos durante os últimos anos. Seus ordenamentos ferromagnéticos, começando em torno da temperatura de 300K, se originam da interação de dupla-troca. As propriedades das manganitas e suas heteroestruturas epitaxiais estão sendo atualmente intensivamente estudadas desde os trabalhos pioneiros [10-12]. A compatibilidade delas com os já bem estabelecidos dispositivos eletrônicos é um assunto aberto por causa das diferenças em ambas as estruturas cristalinas dos elementos constituintes. Por outro lado, os DMS são baseados em semicondutores não magnéticos, e são obtidos fazendo-se ligas deles com uns poucos por centos ou mais de elementos magnéticos, tais como o Mn.

O estudo dos semicondutores magnéticos diluídos (DMS) e suas heteroestruturas ofereceram uma grande variedade de materiais e estruturas, tornando possíveis explorar mais o efeito da interação de troca em semicondutores. A maior parte dos trabalhos havia sido centrada em torno dos materiais tendo como base os elementos II-VI da tabela periódica, tais como $(Cd, Mn)Te$, $(Zn, Co)S$, $(Hg, Fe)Se$, onde a valência dos cátions do grupo II é idêntica aquelas da maioria dos metais de transição magnética [13-15]. Embora isto os tornasse relativamente fáceis de preparar, as dificuldades em dopar os compostos baseados em DMS II-VI com ambos os tipo-p ou tipo-n, bem como também ligações relativamente fracas, fizeram estes materiais menos atraentes para aplicações. As propriedades dos DMS são dominadas pela interação antiferromagnética de super-troca entre os spins localizados, que resultam em comportamentos de vidro de spin (“spin glass”, onde o material exibe comportamentos ferromagnético e antiferromagnético em subredes diferentes competindo entre si além de uma frustração magnética causada por esta competição), paramagnéticos ou mesmo antiferromagnéticos, comportamentos estes, que dependem fortemente da concentração dos íons e da temperatura magnética.

O progresso conseguido na última década, de se dopar gradualmente materiais semicondutores II-VI mudou essa situação [16,17]. Por exemplo, podemos citar o caso do ferromagnetismo mediado por buracos, que foi encontrado em DMS II-VI tipo-p

com $T_C < 10$ K [18-20], no qual a substituição do elemento II por um composto magnético como o Mn por exemplo, introduz portadores (buracos) na banda de valência, que interagem com os íons magnéticos 3d localizados. O entendimento do ferromagnetismo mediado por portadores de carga em semicondutores, foi realizado através de um estudo de ferromagnetismo em DMS IV-VI tais como (Pb, Sn, Mn)Te que se mostraram bastante difíceis de preparar [21].

Uma abordagem compatível com os materiais eletrônicos atuais é fazer semicondutores não magnéticos se tornarem magnéticos, e até mesmo ferromagnéticos, introduzindo uma concentração alta de íons magnéticos. Compostos semicondutores III-V são extensivamente usados para os dispositivos eletrônicos de alta velocidade como também para dispositivos opto-eletrônicos, como LED's por exemplo. Além disso, heteroestruturas baseadas no sistema GaAs/(Al, Ga) provaram ser um banco de teste conveniente para uma nova física e novos conceitos de dispositivos. A introdução de compostos magnéticos III-V abre então, a possibilidade de se usar uma variedade de fenômenos magnéticos e/ou fenômenos dependentes de spin, ausentes nos compostos convencionais (não magnéticos (III-V)), nos dispositivos ópticos e elétricos já estabelecidos (Fig. 1.1).

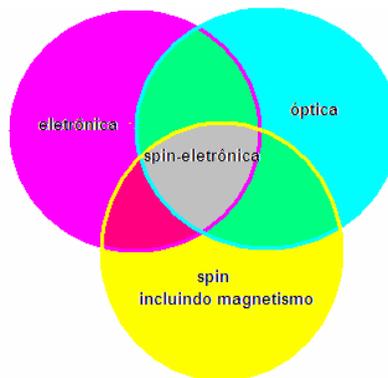


Fig. 1.1. Concepção da eletrônica baseada no spin (spintrônica). Na spintrônica as propriedades de spin assim como as eletrônicas e ópticas são utilizadas ao mesmo tempo

A proposta de semicondutores magnéticos baseados nos materiais III-V com vários conjuntos de materiais hospedeiros e metais de transição foi apresentada nos anos 1970 [22], e alguns estudos experimentais foram então iniciados. Naquela época porém, materiais III-V com uma concentração considerável de elementos magnéticos uniformemente distribuídos, não foram obtidos devido à baixa solubilidade de metais de transição em semicondutores III -V [23]. A aplicação de métodos de não equilíbrio para crescer os materiais DMS baseados em III-V, foi realizada pela bem sucedida técnica de epitaxia de feixe molecular (MBE) de filmes uniformes de (In, Mn)As, em substratos de GaAs [24]. A descoberta subsequente da ordem ferromagnética induzida por buracos em (In, Mn)As tipo-p [25] encorajou os pesquisadores a investigar compostos baseados em GaAs [26] e levou ao crescimento bem sucedido de estruturas tais como (Ga, Mn)As [27] com ordens ferromagnéticas induzidas por buracos (como a ilustração apresentada na Fig. 1.2).

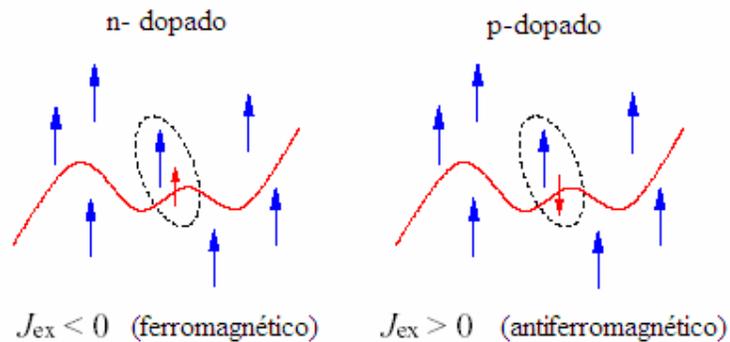


Fig. 1.2. Ferromagnetismo induzido por portadores em semicondutores (III, Mn)V: Momentos magnéticos locais (Mn^{2+}) com spin $S= 5/2$ são acoplados antiferromagneticamente com portadores itinerantes (buracos) ou ferromagneticamente (elétrons) com spin $s = 1/2$ [27].

A partir desses trabalhos, um número grande de grupos começou a trabalhar no crescimento de estruturas tipo (Ga, Mn)As e heteroestruturas relacionadas para avançar o entendimento dessa nova classe de materiais [27-35].

1.2- Spintrônica per se. A manipulação clássica do spin eletrônico.

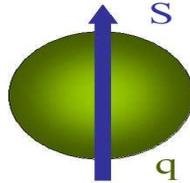


Fig.1.3. Grau de liberdade de carga eletrônico.

Como já dissemos, a eletrônica clássica utiliza somente a carga do elétron, mas não o seu spin. A utilização do spin de elétron como um grau adicional de liberdade em conjunto com o grau de liberdade de carga (Fig.1.3) abre amplas perspectivas para os novos dispositivos eletrônicos. Em condutores clássicos como cobre ou em semicondutores como silício, a direção de spin dos elétrons é aleatória, e dessa forma, a polarização de spin é zero. Esta polarização de spin é definida como a diferença dos elétrons com spin-up daqueles com spin-down, que contribuem para o transporte elétrico com respeito à quantidade total de elétrons de condução. Assim, com tais materiais, até mesmo um simples dispositivo eletrônico de spin, por exemplo, uma válvula de spin (Fig.1.4) que deixa passar apenas elétrons com uma direção específica de spin, não trabalharia. Para cada orientação de spin, existiria sempre a mesma quantidade de elétrons que passariam através deste filtro, ou seja, a corrente de spin seria zero. Desta forma, para a eletrônica de spin, novos materiais especiais são necessários, os quais requerem uma assimetria nas direções de spin dos elétrons de condução. Quanto mais alta esta polarização, melhor será a notável relação sinal-ruído e a eficiência dos dispositivos eletrônicos de spin.

Sendo assim, no momento a procura está concentrada em novos materiais com alta polarização de spin à temperatura ambiente. Os físicos estão tentando explorar o “spin” do elétron, ao invés de sua carga na tentativa de criar uma nova geração de

dispositivos ‘spintrônicos’, os quais seriam bem menores, mais versáteis, e bem mais robustos que aqueles dispositivos que atualmente enfeitam os chips de silício e elementos de circuitos. O potencial de mercado está se mantendo na faixa corrente de 8 bilhões de dólares por ano (talvez mais).

Esta característica é também promissora para computadores quânticos de estado sólido, onde o spin do elétron representaria um bit (chamado qubit) de informação.

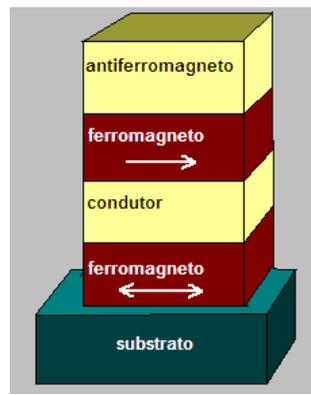


Fig. 1.4. Válvula de Spin [5].

Todos os dispositivos baseados em spintrônica atuam de acordo com o seguinte esquema: (1) a informação é armazenada (escrita) nos spins como uma orientação particular de spin “up” ou “down” (Fig.1.5),

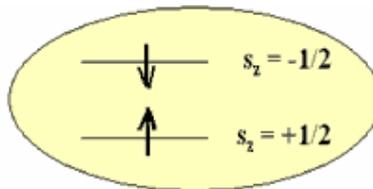


Fig. 1.5. Estados de spin eletrônico.

(2) os spins, sendo atrelados aos elétrons móveis, carregam a informação ao longo de um fio, e por último (3), a informação é lida em um terminal. Como sabemos, o spin é um grau de liberdade interno na descrição da mecânica quântica das partículas

elementares. Sua orientação para elétrons de condução está fora do alcance de muitas forças nos sólidos e podem portanto, sobreviver por tempo relativamente longo (nano segundos, comparado aos décimos de femtosegundos durante os quais o momentum do elétron relaxa), o que faz dos dispositivos spintrônicos, particularmente atrativos para aplicações em sensores magnéticos [5] e memórias de armazenamento de dados [5].

O dispositivo básico GMR (Magneto Resistência Gigante), consiste de um sanduíche de três camadas de um metal magnético tal como cobalto, com um preenchimento metálico não-magnético tal como prata (Fig. 1.6). Uma corrente passa através das camadas consistindo de elétrons com spin "up" e spin "down". Aqueles orientados na mesma direção dos spins eletrônicos numa camada magnética passam através da camada facilmente, enquanto aqueles orientados na direção oposta são espalhados. Se a orientação de uma das camadas magnéticas pode facilmente ser mudada pela presença de um campo magnético, então o dispositivo atuará como um filtro, ou válvula de spin (Fig. 1.4), deixando passar mais elétrons quando a orientação de spin nas duas camadas é a mesma e poucos elétrons quando as orientações são alinhadas opostamente. A resistência elétrica do dispositivo pode, portanto ser mudada drasticamente.

Exemplos de aplicações com sensores GMR estão sendo desenvolvidos em universidades do Reino Unido e resultam nos chamados chips MRAM (sigla em inglês para memória de acesso randômica). Estes sensores possuem uma gama muito grande de aplicações que incluem: (a) posição precisa rápida e sensor de movimento de componentes mecânicos em engenharia de precisão e robótica; (b) todas as espécies de sensores automotivos para sistemas de manuseio de combustível, controle de motor eletrônico, controle de velocidade e navegação; (c) orientação de mísseis; (d) sensores de movimento e posição nos jogos de vídeo computador e (e) equipamentos de cirurgia e cuidados pós-operatórios.

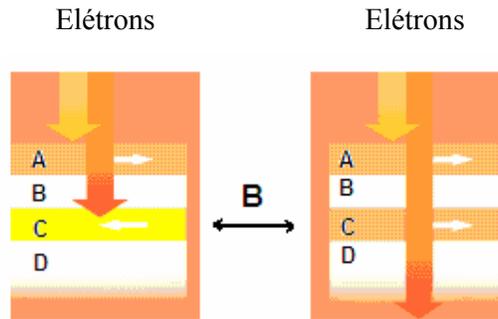


Fig. 1.6. Exemplo de dispositivo baseado em GMR (Magneto Resistência Gigante). Elétrons com orientação de spin bem definida atravessam o dispositivo passando inicialmente pela camada magnética de mesma orientação de spin (A); em seguida atravessam uma camada não magnética (como prata) (camadas B e D); ao chegarem na camada magnética (C) (cuja orientação de spin pode ser controlada aplicando um campo magnético), aqueles de mesma orientação passam através da camada com facilidade (dir.) enquanto aqueles cuja orientação é diferente são espalhados (esq.) [5].

Uma vantagem dos chips MRAM, reside no fato de que essas memórias não são voláteis, ou seja, a informação não é perdida quando o sistema é desligado. Dispositivos MRAM (Fig. 1.7) seriam menores, rápidos e baratos, usando uma menor potência e seriam também muito mais robustos em condições extremas tais como: altas temperaturas, ou altos níveis de radiação ou mesmo interferências. O potencial de mercado para MRAM's é estimado em cerca de 8 bilhões de dólares ao ano.

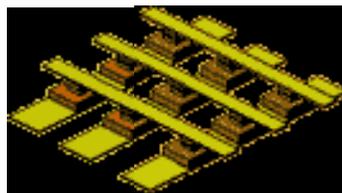


Fig. 1.7. Um arranjo de um chip de leitura/escrita MRAM [5].

Por outro lado, em poços quânticos magnéticos de (Ga, Mn)As ou (Cd, Mn), como por exemplo, $Ga_{1-x}Mn_xAs/AlAs$ (ver Cap. 3), os spins dos elétrons do canal e os spins dos íons Mn, cujo movimento coletivo se faz representar pelo sistema de

magnons (ondas de spin), interagem fortemente entre si com a interação de troca s-d (“exchange”) a qual, como veremos em capítulos posteriores dessa tese, reverte o spin do elétron. Esta interação “spin-flip”, acabaria por mudar o spin do portador, o que inviabilizaria o seu uso para o transporte de informação, fato este que pode ser corrigido, conhecendo-se o tempo de relaxação spin-flip dos portadores de carga com o spin do íon magnético assunto a ser tratado no Capítulo 4.

Dessa forma, o estudo do tempo de relaxação “spin-flip” para transporte de informação em dispositivos e armazenamento de dados via spin dos portadores, é de suma importância na promissora spintrônica, onde a determinação desse parâmetro dá uma idéia do tempo necessário para que a informação seja transmitida sem alteração dentro do dispositivo.

Essa é uma das contribuições originais apresentadas nesta tese, ou seja, a determinação do tempo de vida “spin-flip” em semicondutores magnéticos diluídos (II, Mn)VI e (III, Mn)V, de onde podemos identificar os melhores materiais para a construção de dispositivos em spintrônica, bem como a sua faixa de aplicabilidade. Cálculos de magneto condutividade (propriedade de transporte) também foram feitos nesses materiais com o mesmo objetivo [36].

CAPÍTULO 2

Física Mesoscópica

2.1 – Visão Geral

A evolução da tecnologia dos últimos 50 anos produziu profundas mudanças na sociedade. A invenção do transistor e do circuito integrado trouxe incríveis realizações tais como: computadores portáteis, satélites de comunicações, a rede de internet entre outros, além de todas as realizações que dependeram dessas invenções e mudaram a maneira de como vemos o mundo e a maneira como interagimos com cada um de nós mesmos. Mas não são apenas as mudanças que são impressionantes, mas sim a razão com que a tecnologia de informação está progredindo.

A partir dos anos 1950, a cada biênio, os computadores tornam-se duas vezes mais rápidos e as dimensões de seus componentes são reduzidas pela metade (Segundo a Lei de Moore (Fig.2.1), o número de transistores em um chip em um circuito integrado de estado- da- arte dobra a cada 18 ou 24 meses [37], lei esta que tem se sustentado por 40 anos sem nenhuma indicação de que vai diminuir). O tamanho médio do sistema físico utilizado para registrar uma unidade de informação (um bit – unidade binária, informação contida no registro de memória e que pode se encontrar em dois estados distintos, representados por 0 e 1) passou dos centímetros dos tubos a vácuo utilizados nos primeiros computadores, aos nanômetros (10^{-9} m) dos componentes eletrônicos modernos.

Avalia-se que essa progressão se detenha em torno do ano 2020, já que os efeitos quânticos não poderiam ser ignorados nos nano componentes de dimensões pouco superiores às dimensões atômicas, isto é, da ordem de 10^{-9} m. Estimativas otimistas consideram que se pode chegar até portas de 4 nm para os transistores de silício e obter transistores ainda confiáveis, mas dificilmente se poderá chegar a menos do que isso, devido aos efeitos de tunelamento. O que significa que, levando-se em

conta a limitação imposta pela largura mínima da porta, a tecnologia atual de fabricação de transistores dificilmente sobreviverá mais do que quinze anos. Existe ainda outro problema: a dissipação de energia. Desta forma, seja devido à limitação imposta pelo fenômeno de “tunelamento”, que limita a largura da porta dos transistores, seja em virtude dos problemas relativos à dissipação de calor, a tecnologia atual de fabricação de microprocessadores está próxima do fim. Cedo ou tarde – e em não mais que quinze ou vinte anos – teremos que desenvolver outras opções, a spintrônica é uma dessas opções. Outras como as malhas moleculares, transistores tri-gate ou nanotubos de carbono, que têm se mostrado uma excelente alternativa aos transistores de silício atuais, estão sendo aplicadas em protótipos de transistores por grandes empresas como a Intel e a IBM.

Felizmente, alguns problemas relacionados com a diminuição dos componentes eletrônicos à baixas dimensões, como a ruptura da camada de óxido entre outros, já podem ser corrigidos com a tecnologia atual de fabricação desses chips, além disso, esses efeitos quânticos podem ser explorados no desenvolvimento de algoritmos mais eficazes do que os usados nos computadores comuns. Os computadores quânticos empregam esses algoritmos, controlando e manipulando os estados quânticos dos nano componentes. Atualmente, há apenas alguns protótipos, construídos com um pequeno número de componentes. Ao colocarmos mais transistores em um chip fazemos com que ele processe mais informação, esses transistores menores também operarão mais rapidamente.

Existem PC's atualmente disponíveis no mercado, cujo microprocessador apresenta um mostrador onde se vê que a velocidade de processamento de operações é superior a 1 bilhão de Hertz (GigaHz), muito mais rápido do que os primeiros PCs. Parte do avanço na tecnologia de microeletrônica pode ser atribuída à relação simbiótica entre a física da matéria condensada (e campos relacionados) e a indústria da microeletrônica: as ferramentas e técnicas que são perfeitas para se construir chips mais rápidos ou melhores telefones celulares e jogos, podem ser diretamente usadas para realizar medidas em materiais que de outra maneira, seriam impossíveis.

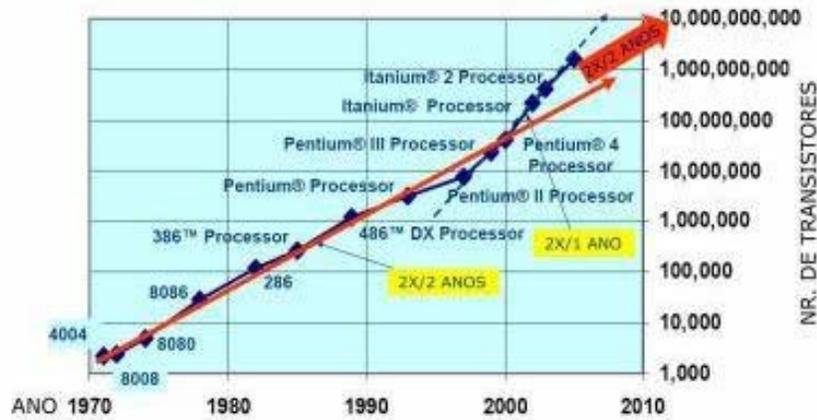


Fig. 2.1. Crescimento exponencial da microeletrônica conhecido como “Lei de Moore” [37].

Se fizermos uma estrutura onde o livre caminho médio de um elétron (a distância que um elétron viaja na média antes de colidir com alguma coisa no sólido) seja maior que algumas dimensões características do material, então a equação de transporte de Boltzmann, a qual assume espalhamento local fraco, torna-se inválida e o transporte eletrônico é mais bem entendido como sendo um transporte balístico. Desta forma, numa estrutura de filmes finos de GaAs e GaAlAs sob baixas temperaturas, é possível se ter um livre caminho médio eletrônico de 10 microns, 100 vezes maior que os transistores de corrente, e ainda maior do que dispositivos completos que podem ser facilmente manufacturados através da litografia de feixe eletrônico.

Se confinarmos elétrons a regiões ainda menores, comparado a seus comprimentos de ondas de de Broglie (digamos 10 nm), então uma ruptura ainda mais dramática do comportamento macroscópico ocorre. Um elétron em tal potencial de confinamento será capaz apenas de assumir certos valores de energia, já que ela será quantizada como os níveis de energia em um átomo (Fig. 2.2).

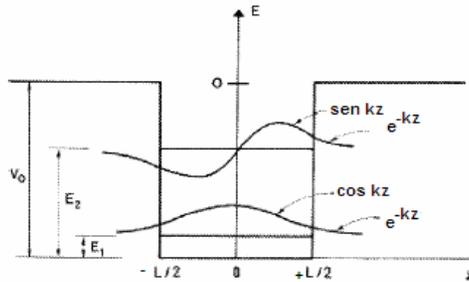


Fig. 2.2. Níveis de energia e funções de onda para uma “partícula em uma caixa” de comprimento L e altura de potencial V_0 [38]

Se o potencial de confinamento estiver em uma única direção, e as partículas estiverem livres para se mover nas outras duas direções, então teremos o chamado **poço quântico**, e os níveis de energias antes discretos mostrados na Fig. 2.2 tornam-se bandas. Poços quânticos são usados como regiões ativas nos diodos de lasers, onde usamos esses níveis de energia para obter comprimentos de onda de luz de laser discretos. Os **fios quânticos** (Fig.2.3) por sua vez, confinam as partículas em duas dimensões, enquanto o confinamento das partículas em um espaço comparável ao comprimento de onda de de Broglie em todas as três direções, é denominado **ponto quântico**. Assim, os pontos quânticos possuem apenas níveis discretos de energia, exatamente como nos átomos, e dessa forma são chamados de átomos artificiais.

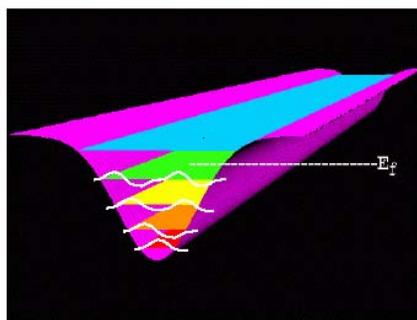


Image from IBM-Zurich

Fig.2.3. Representação dos níveis de energia em um fio quântico esquematizado.

Inúmeros trabalhos têm sido feitos baseados nesses efeitos mesoscópicos, tanto para elucidar a natureza deles, como para explorá-los na forma de dispositivos. Mesoscópico nesse sentido significa pequeno o bastante para que a descrição “bulk” das propriedades não funcione, e ainda grande o bastante se comparado à dimensão de um átomo. A cooperação entre entender a física dessas estruturas e a engenharia delas é um forte exemplo da relação simbiótica entre a pesquisa básica e a indústria.

Em 1981, em uma intervenção durante uma conferência, **Feynman perguntou-se com qual eficácia seria possível simular, em um computador comum um sistema quântico**, por exemplo, um sistema de N átomos em interação. Ele demonstrou que o tempo t necessário para calcular a evolução do sistema em um computador ordinário cresce de forma exponencial de acordo com o número N de componentes quânticos do sistema. Com efeito, uma integração numérica da equação de Schrödinger precisa da dissociação do espaço e do tempo: é preciso considerar a função de onda $\Psi(x_1, x_2, \dots, x_N, t)$ de N partículas em um espaço constituído de P pontos e haverá assim, P^N configurações a calcular a cada instante t . Assim, um computador ordinário não é eficaz para resolver problemas quânticos. Mas, com um computador quântico, o tempo t necessário diminui bastante: graças a algoritmos apropriados, tornamos t polinômios em N (t se torna a soma dos termos da forma N^Y , em que as potências dependem do problema). Além disso, se o sistema cuja evolução é preciso calcular for o próprio conjunto dos componentes quânticos do computador, bastará fazer funcionar o computador durante um tempo t independente de N (esse caso limite corresponde a $Y=0$) e medir o novo estado do sistema.

O ponto forte dos computadores quânticos se deve essencialmente ao princípio de superposição linear da mecânica quântica. Suponhamos que o computador tenha um único componente quântico, por exemplo, um átomo de hidrogênio. Esse átomo pode se encontrar em estados de energia definidos (estados em que a medida de energia dá um resultado determinado): indiquemos por $|0\rangle$ o estado de energia mais baixo E_0 e por $|1\rangle$ o primeiro estado excitado, de energia E_1 , e negligenciamos os outros estados de energia mais elevada. O estado $|\Psi\rangle$ do átomo é uma superposição de $|0\rangle$ e de $|1\rangle$:

$|\Psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$. Os fatores $|\alpha|^2$ e $|\beta|^2$ são as probabilidades de que uma medida de energia dê como resultado, respectivamente, E_0 e E_1 (teremos então $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$).

Um sistema quântico de dois estados, como esse que acabamos de descrever, pode ser considerado um registro de memória binária, chamado de “bit quântico” ou qubit (quantum bit). Como pode assumir todos os estados dos $|\Psi\rangle$ intermediários entre $|0\rangle$ e $|1\rangle$, o qubit é mais “rico” em informações do que um registro binário clássico (que só pode assumir os estados 0 e 1). Para processar a informação é preciso agir assim sobre o átomo para modificar, ou medir, seu estado. Se o átomo encontra-se no estado $|0\rangle$, iluminando-o durante um tempo adequado t_1 com uma luz de frequência correspondente ao salto de energia entre E_0 e E_1 , é possível fazer com que “salte” ao estado $|1\rangle$. Se ele for iluminado durante um tempo inferior a t_1 , passará ao estado “superposto” de tipo $|\Psi\rangle$, indicado acima.

Aqui reside a verdadeira dificuldade do cálculo quântico: é extremamente difícil controlar átomos individuais e mantê-los no mesmo estado quântico durante um lapso de tempo suficientemente longo para permitir o cálculo. Uma perturbação ambiental mínima pode destruir a “coerência” do sistema quântico e modificar irremediavelmente o estado que codifica certa informação.

Outra maneira de como os efeitos quânticos podem ser usados de forma a se fabricar dispositivos, é manipular o spin do elétron (spintrônica). Não obstante, como se torna extremamente difícil controlar átomos individuais e mantê-los no mesmo estado quântico durante um lapso de tempo suficientemente longo para permitir o cálculo quântico, a utilização do spin eletrônico em conjunto com íons magnéticos (Mn) nas nano estruturas feitas a partir de GaMnAs, também enfrenta problemas uma vez que os estados dos spins dos elétrons de condução (up-down) podem sofrer mudanças devido à mudança de direção dos spins em consequência da interação com os magnons (interação spin-flip) e dessa forma também modificar o estado que codifica a informação.

Os cálculos referentes ao tempo pelo qual o spin consegue manter o seu estado nessas estruturas, foram realizados como uma contribuição original para o trabalho e serão tratados em detalhes no Capítulo 4.

2.2 Gás de elétrons bi-dimensional em um campo magnético na presença de um potencial de confinamento

Considere o movimento de um elétron (carga $q = -e$, massa m^*) na presença de um potencial de confinamento ao longo da direção z e podendo mover-se livremente em duas dimensões (plano x-y ou plano do 2DEG). Consideremos o movimento eletrônico na presença adicional de um campo magnético \mathbf{B} aplicado paralelo ao eixo de crescimento \mathbf{z} (vertical ao plano do 2DEG). Em física clássica, a força sobre o elétron é dada por $F = -ev \times B$. O momentum conjugado p na presença do campo magnético é

$$p = \hbar k - qA$$

Onde \mathbf{A} é o vetor potencial magnético, e \mathbf{k} é o momentum do elétron no cristal. O vetor potencial é definido tal que $B = \nabla \times A$, o qual permite uma escolha de calibre [39].

Podemos então escolher $A = [0, B_x, 0]$ e o Hamiltoniano que descreve o sistema é então dado por [40]:

$$\begin{aligned} H &= \frac{p^2}{2m^*} + V_{conf}(z) + H_{spin}(B) \\ &= \left(\frac{p_z^2}{2m^*} + V_{conf}(z) \right) + \left(\frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} + \frac{[\hbar k_y + eB_x]^2}{2m^*} \right) + H_{spin}(B) \\ &= H_z + H_{xy} + H_{spin} \end{aligned}$$

(2.1)

Aqui a porção de spin do elétron é separável (isto é, a interação spin-órbita não está incluída) cujo Hamiltoniano é $H_{spin}(B) = g^* \mu_B \sigma \cdot B$, onde $g^* \mu_B = g \mu_B + N_0 \alpha x S$. O Hamiltoniano foi então separado em três partes (no eixo z , ao longo do plano xy e a

parte de spin) com a respectiva função de onda representada por uma parte ao longo do eixo-z, $\zeta(z)$, a parte “in-plane” $\chi(x) \exp(ik_y y) / \sqrt{L_y}$, e a parte de spin $\varphi(\sigma)$:

$$H\psi(x, y, z, \sigma) = E\psi(x, y, z, \sigma) \quad (2.2)$$

$$(H_z + H_{xy} + H_{spin}) \left(\zeta(z) \chi(x) \frac{e^{ik_y y}}{\sqrt{L_y}} \varphi(\sigma) \right) = E \left(\zeta(z) \chi(x) \frac{e^{ik_y y}}{\sqrt{L_y}} \varphi(\sigma) \right) \quad (2.3)$$

tendo em vista que o Hamiltoniano independe da coordenada y , qualquer componente fora do eixo do campo magnético impede esta separação, e resulta em uma mistura das funções de onda do movimento “in-plane” e eixo-z, respectivamente.

O problema do autovalor na direção x

$$\left(\frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} + \frac{[\hbar k_y + eB_x]^2}{2m^*} \right) \chi_n(x) = \varepsilon_n \chi_n(x) \quad (2.4)$$

corresponde ao problema conhecido do oscilador harmônico [40] o qual tem como solução, os autovalores.

$$\varepsilon_n = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c \quad n=0, 1, 2, \dots \quad (2.5)$$

onde cada número inteiro n indexa os níveis de Landau, $\omega_c = eB/m^*$ sendo a frequência de ciclotron e m^* a massa efetiva para o elétron no material. As funções de onda $\chi(x)$ envolvem polinômios de Hermite [39]. Cada um desses níveis de Landau é altamente degenerado, com degenerescência $g_{orb} = AeB/h$ onde A é a área do 2DEG.

A energia de spin para um semiconductor não magnético, é simplesmente a energia de Zeeman (é conveniente notar que na presença de elementos magnéticos como, por exemplo Mn ou Mg, veremos posteriormente nesta tese que a energia de spin

difere da energia de Zeeman com um termo adicional que envolve a interação do spin do elétron de condução e o spin localizado do Mn).

$$E_{spin} = \pm \frac{1}{2} g \mu_B B \quad (2.6)$$

onde g é o fator de Landé (o qual é dois no vácuo mas depende do cristal dentro do material). Este desdobramento de spin levanta a degenerescência de cada nível de Landau e apresenta um diagrama tipo ventilador mostrado na Fig. 2.4.

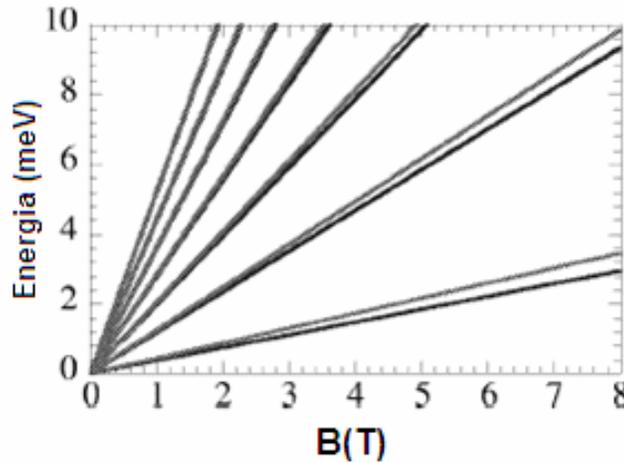


Fig. 2.4. Níveis de energia para um gás de elétron bi-dimensional em um campo magnético perpendicular. Os valores utilizados para gerar a figura são $g = 0,4$ e $m^* = 0,145$; os quais são apropriados para um 2DEG em ZnCdSe [40].

Os autovalores de energia de um 2DEG em um campo magnético são completamente quantizados. Devido à quantização da energia a densidade de estados do 2DEG em um campo magnético é dada por uma série de picos delta (Fig.2.5):

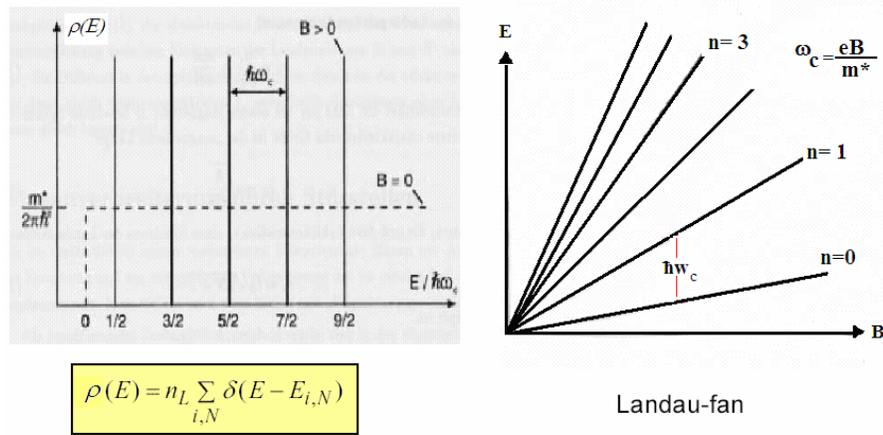


Fig.2.5. Esquerda: densidade de estados do 2DEG em um campo magnético. Aqui, n_L é a densidade de degenerescência dos estados eletrônicos em um nível de Landau e é definida para cada direção de spin como $n_L = (eB/h)$. Direita: ventilador de Landau.

Em um 2DEG real, os picos-deltas da densidade de estados são alargados devido à interação dos elétrons com potenciais de impurezas; o pico-delta adquire uma amplitude de alargamento Γ_n . A densidade de estados é neste caso dada por [40]

$$\rho(E) = n_L \frac{2}{\pi} \sum_n \Gamma_n \left[1 - \left(\frac{E - E_n}{\Gamma_n} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.7)$$

Um gráfico da densidade de estado com alargamento de nível de Landau é dado na Fig. 2.6 abaixo.

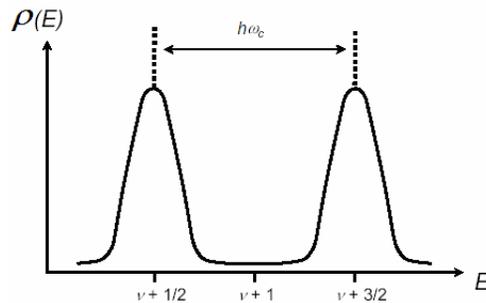


Fig. 2.6. Densidade de estado com alargamento de nível de Landau. Aqui $\nu = (n_e/n_L) = (n_e h/eB)$ é o fator de preenchimento ou número de níveis de Landau ocupados.

Dando prosseguimento, o termo do Hamiltoniano (2.1) que representa o movimento “in-plane” e o confinamento ao longo da direção z tem como solução para os autovalores as energias eletrônicas para as subbandas a expressão:

$$E_\ell = \pi^2 \hbar^2 \ell^2 / 2m^* L^2 \quad (\ell=1, 2, 3\dots) \quad (2.8)$$

Desta forma, o espectro de energia de um gás bi-dimensional em um campo magnético na presença de um potencial de confinamento é dado por:

$$E_{\ell,n} = \pi^2 \hbar^2 \ell^2 / 2m^* L^2 + (n+1/2)\hbar\omega_c \pm \frac{1}{2} g \mu_B B, \quad (2.9)$$

O perfil típico de uma subbanda 1D (unidimensional) para uma heteroestrutura AlGaAs/GaAs com a primeira subbanda transversa da direção de confinamento (linha vermelha) é mostrado na Fig. 2.7 abaixo. O gás de elétron bi-dimensional está localizado no poço quântico.

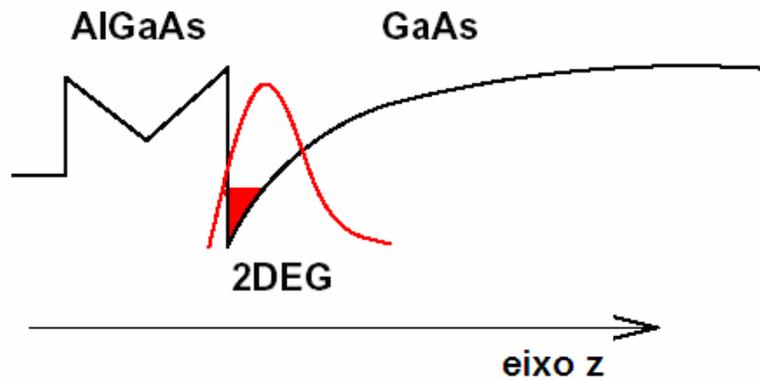
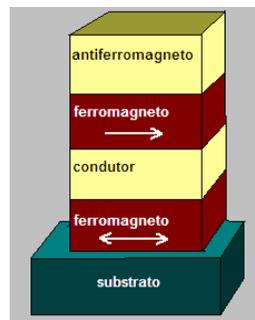


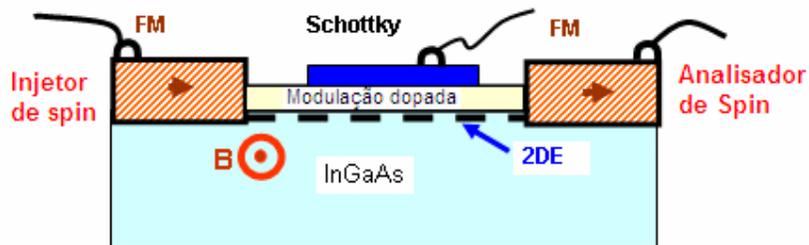
Fig. 2.7. Perfil típico de uma subbanda 1D (unidimensional) para uma heteroestrutura AlGaAs/GaAs.

2.3. Gás de elétrons bi-dimensional polarizado de spin (válvula e transistor de spin)

A Fig. 2.8 mostra uma válvula e/ou transistor de spin (aqui a Fig. 1.4 foi repetida para compor a Fig. 2.8 em conjunto com a Fig. 2.8(b) para um melhor entendimento de uma válvula de spin). Os portadores (elétrons) devem possuir alta mobilidade, facilmente atingível nos dias de hoje, e devem possuir longos comprimentos de coerência de spin (menor ou $\approx 100\mu m$). A Fig. 2.8(c) mostra o esquema simplificado de um transistor de spin.



(a)



(b)

Fig. 2.8. (a) Válvula de spin; (b) Transistor de spin.

Portanto a questão relevante é: **Por quanto tempo a polarização de spin consegue sobreviver no dispositivo?** Essa questão será respondida em capítulos posteriores dessa tese.

Para um entendimento do leitor, a física relacionada a essa escala de comprimento pode ser entendida como segue. Um elétron de spin polarizado injetado em um meio não-magnético (ex. GaAs) sofre muitas colisões que modificam seu momento antes que algum processo eventualmente ocasione um spin-flip. Seja $\bar{\lambda}$ seu comprimento característico (livre caminho médio) e \tilde{N} o numero de eventos para os quais o elétron polarizado de spin sofre espalhamentos de seu momento (“drunken spin”). Assim, $\tilde{N}\bar{\lambda} = v_F \tau_{flip}$, onde v_F é a velocidade do elétron na superfície de Fermi e τ_{flip} o tempo necessário para o reverso de seu spin. O comprimento de difusão desse spin pode ser escrito como $\ell_{sd} = \tilde{N}^{1/2}\bar{\lambda}$, isto é, $\ell_{sd} = (v_F \tau_{flip} \bar{\lambda})^{1/2}$. Dessa maneira, conhecendo-se v_F , $\bar{\lambda}$ e τ_{flip} poderemos encontrar a distância na qual o elétron com spin polarizado percorre livremente no dispositivo spintrônico antes de ter seu spin reverso.

CAPÍTULO 3

Propriedades de Materiais Magnéticos (III, Mn)V e (II, Mn)VI e Suas Nano estruturas Semicondutoras Quânticas.

3.1. Semicondutores magnéticos e semicondutores magnéticos diluídos

A história do interesse da pesquisa em semicondutores magnéticos e em semicondutores magnéticos diluídos (DMS) é mostrada na Tab. 3.1 e Fig. 3.1 abaixo:

Tab. 3.1. A história dos semicondutores magnéticos e semicondutores magnéticos diluídos (aqui os termos PM, AF e VS, se referem aos comportamentos paramagnético, antiferromagnético e de vidro de spin, respectivamente).

EuO; CdCr ₂ Se ₄ $T_C < 100$ K	II(Mn)-VI DMS PM; AF; VS; T_C : uns poucos Kelvins	III(Mn)-V DMS GaMnAs $T_C \sim 180$ K	GaN:Mn; GaP:Mn ZnO:Cr; ZnO:Mn $T_C > T_{amb}$?
1960s	1980s	1990s-presente	futuro

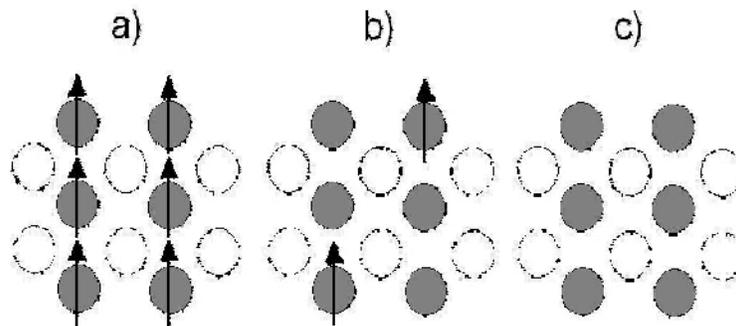


Fig. 3.1. Três tipos de semicondutores magnéticos. a) semicondutores magnéticos propriamente ditos, b) semicondutores magnéticos diluídos, e c) semicondutores não magnéticos com nenhum íon magnético.

Pela primeira vez, a coexistência de propriedades de ferromagnetismo em semicondutores foi explorada nos chalcogenetos de terras raras [7] (por exemplo, EuO) e estruturas spinel semicondutoras (por exemplo, CdCr_2Se_4). Nesses semicondutores magnéticos todos os átomos magnéticos estão periodicamente organizados na rede cristalina. A interação de troca magnética entre momentos magnéticos vizinhos é mediada pelos elétrons nas bandas levando à temperaturas bastante moderadas de transição ferromagnética normalmente não excedendo 100 K, isto é, bem abaixo da temperatura ambiente. Essas atividades de pesquisas foram particularmente realçadas em anos recentes direcionando-as a compostos com temperaturas de Curie altas, bem acima de 350K.

Como se sabe, apenas elétrons da camada d correspondendo a metais de transição são envolvidos no ferromagnetismo, e o ferromagnetismo se origina do acoplamento entre spins dos elétrons d e entre Mn^{3+} e Mn^{4+} por dupla troca. Porém, como a estrutura dos cristais de chalcogenetos de terras raras é bastante diferente daqueles semicondutores tecnologicamente relevantes, como GaAs ou Si, esses materiais são bastante difíceis de se integrar em heteroestruturas semicondutoras para aplicações em spintrônica.

Todavia, desde o início dos anos 80, o interesse científico começou a mudar na direção de uma classe diferente de semicondutores magnéticos, ou seja, os DMS em que os momentos magnéticos são adicionados substitucionalmente em sítios de redes randômicas locais em um semicondutor não magnético. Os primeiros estudos de DMS e suas heteroestruturas se concentraram principalmente em semicondutores II-VI, como CdMnTe e ZnMnSe . Porém, como a interação magnética nos DMS (II, Mn)VI é dominada por troca antiferromagnética entre os momentos do metal de transição, só comportamentos paramagnético, antiferromagnético, e de vidro de spin, ou ferromagnetismo em temperaturas de alguns Kelvins foram observados [18]. Porém, esses DMS (II, Mn)VI são relativamente fáceis de serem preparados tanto em suas formas “bulk”, como também em camadas epitaxiais finas. A dificuldade em se criar níveis altos de dopagens tipos p e n, que é essencial para a obtenção das temperaturas de Curie T_C altas, fazem com que esses sistemas sejam menos atraentes para aplicações.

Recentemente, a descoberta de ferromagnetismo nos DMS baseados em III-V, isto é, (In, Mn)As e (Ga, Mn)As, atraiu muita atenção [41] e está bem estabelecido que a transição ferromagnética observada em $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ pode ser tão alta quanto 180 K (110 K para uma concentração $x=0,053$ de Mn) e a teoria prediz valores muito mais altos para T_C . Uma alternativa para uma liga ferromagnética é uma estrutura híbrida baseada em semicondutor, que tem a dupla vantagem de ser ferromagnética em temperatura ambiente, enquanto mantém excelente compatibilidade com as tecnologias de semicondutor moderno. Além dessas vantagens e um grau alto de perfeição cristalina, a magneto resistência gigante e efeitos magneto-ópticos foram observados neles. Até agora, já existem muitos dispositivos spintrônicos baseados nos materiais DMS (II, Mn)VI e (III, Mn)V e suas estruturas híbridas. Eles têm sido projetados com sucesso e testados em temperaturas baixas. Algumas das idéias atuais são dentre outras, o filtro de spin, diodos de spin, LED's (diodo emissor de luz) de spin, válvula de spin, transistor bipolar magnético, transistor de tunelamento magnético, laser de spin, e até mesmo computadores quânticos baseados no spin. Podemos então antecipar que a combinação do spin com dispositivos semicondutores tradicionais renderá novos dispositivos spintrônicos no futuro com funcionamento em temperatura ambiente.

3.2. Origem do magnetismo em DMS II(Mn)-VI e III(Mn)-V

Além da procura de uma maneira bem adequada para sintetizar DMS em temperatura ambiente, é importante entender as origens físicas de seu ferromagnetismo, com o intuito de otimizar sua aplicação em dispositivos spintrônicos.

No caso de compostos de Eu, o acoplamento ferromagnético s-f e a presença de hibridação s-f competem com as interações antiferromagnéticas cátion-ânion-cátion, levando a um comportamento ferromagnético global para o EuS, além de um comportamento magnético mediado complicado para EuTe, devido à essas competições, como no caso da interação de hibridização que se torna dominante quando o nível de energia localizado coincide com o nível de Fermi na banda de condução, o que dá para o EuTe comportamentos magnéticos diferentes sob temperaturas diferentes.

Para os DMS (II, Mn)VI e (III, Mn)V, as propriedades magnéticas desses materiais são determinadas por quatro contribuições importantes:

1) a interação de troca s,p- d que envolve os íons d de Mn e os elétrons da banda de condução ou os buracos da banda de valência, introduzidos quando da introdução dos íons Mn. Este acoplamento pode ser ferromagnético (elétrons) ou antiferromagnético (buracos).

2) A interação de troca Mn-Mn (ou d-d) que ocorre entre os íons Mn vizinhos mais próximos.

3) O tipo de configuração do íon Mn introduzido na DMS. A configuração eletrônica local do íon Mn [42] para os DMS (III, Mn)V é A_0 ou A^- , isto é $3d^5+h$ (buraco) ou $3d^5$ (A_0 denota o centro neutro e A^- o centro negativamente carregado).

4) as concentrações dos íons magnéticos e portadores livres. Como veremos a seguir, a concentração de íons magnéticos nesses sistemas influencia diretamente suas Temperaturas de Curie e também seus parâmetros de rede cristalina, o que afeta diretamente seu comportamento magnético.

A interação e a competição entre essas contribuições, é o que dá origem aos vários tipos de comportamento magnético: antiferromagnetismo, paramagnetismo, vidro de spin, e ferromagnetismo.

Desta forma vamos detalhar algumas dessas contribuições. Em primeiro lugar, temos que entender qual a natureza do centro Mn nos hospedeiros. Ou seja, qual é a configuração eletrônica do Mn nos hospedeiros II-VI ou III-V e como o Mn interage com os estados da banda.

3.2.1. A natureza dos íons Mn em DMS

Um átomo de Mn livre tem a configuração $3d^54s^2$, com os spins dos cinco elétrons 3d alinhados no estado fundamental de acordo com a regra de Hund. Neste estado o átomo tem um número quântico de spin total $S = 5/2$ e um momento angular

total $L = 0$. Quando o átomo de Mn é colocado substitucionalmente em um cátion local de uma rede hospedeira II –VI está bem estabelecido que Mn é divalente com alta configuração de spin $3d^5$ caracterizada por $S = 5/2$ e $g = 2,0$, isto é, os íons Mn nem introduzem nem ligam portadores como mostrados na Fig. 3.2.(a)[43]

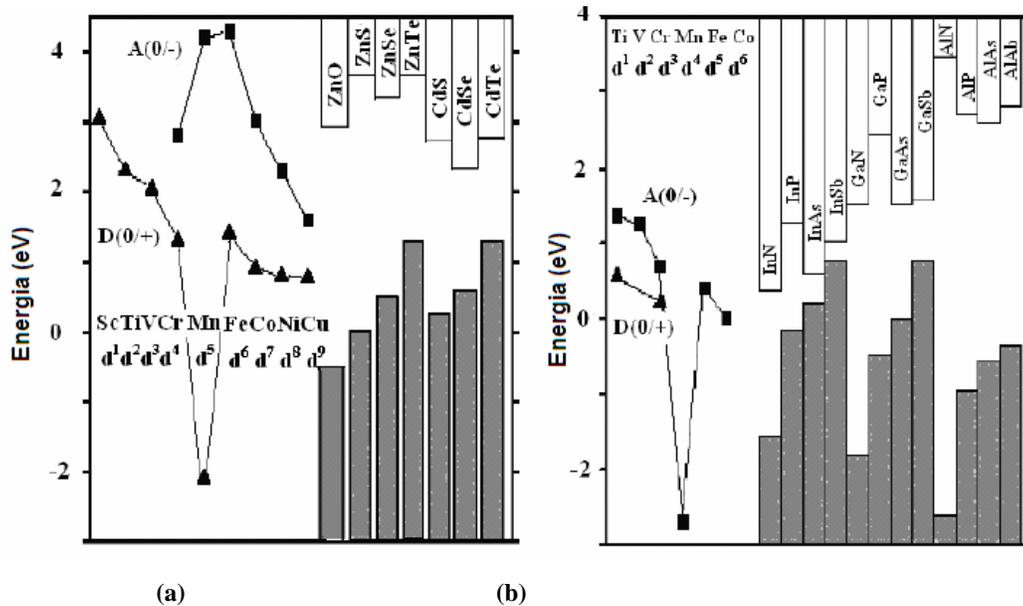


Fig. 3.2. (a) Posição aproximada dos níveis de metal de transição relativo às bordas das bandas de condução e valência dos compostos II-VI e (b) III -V. Os estados doadores são denotados por triângulos e os estados aceitadores por quadrados [43].

Porém, os íons de Mn contribuem para os estados localizados d e spin, que ocasionam a hibridação entre o ânion p e os estados d do Mn, dando origem à chamada interação de super-troca. Os dois níveis de energia do Mn mostrados nos compostos II-VI correspondem aos estados majoritários (ocupados) e minoritários (desocupados) dos orbitais $3d$. A localização do nível majoritário é mais ou menos 3,5 eV abaixo do topo da banda de valência, enquanto que a localização do nível minoritário é menos certa, mas experimentos de foto emissão inversa indicam que ele se localiza a alguns 3,5 eV acima do topo da banda de valência [43]. Na realidade, estes níveis serão ainda desdobrados pelo campo cristalino tetraédrico, e alargado em bandas através da hibridização com o orbital p .

Para os semicondutores (III, Mn)V, a situação se torna um pouco mais complicada, já que estamos inserindo um dopante divalente em substituição à um elemento divalente, o que traz portadores para o sistema. As investigações recentes mostram que existem essencialmente três tipos de centros Mn nos semicondutores III-V. Estes são como segue: O primeiro é formado por manganês Mn^{3+} , que está em uma configuração d^4 com spin de estado fundamental $S = 2$, considerado como um centro aceitador neutro $A_0(d^4)$.

O segundo tipo de centro Mn constitui-se quando o primeiro tipo aprisiona um elétron e o liga firmemente na camada d. Tal centro pode ser considerado como uma configuração d^5 com $S = 5/2$, denotada como $A-(d^5)$. Este segundo centro Mn, está negativamente carregado e pode atrair e ligar (fracamente) um buraco, formando um complexo (d^5+h) , que é o terceiro centro, indicado como $A_0(d^5+h)$.

O íon Mn atua como um aceitador de massa efetiva (d^5+h) [44] em antimonídeos e arsenídeos III- V, o que é confirmado por estudos de ressonância de spin eletrônico (ESR) [45], fotoluminescência e dicroísmo circular magnético de raios X (XMCD) em (Ga, Mn) As metálico ou quase metálico. A ESR não é apenas consistente com tal configuração, mas revela a presença de uma característica na densidade de estados trazida pelo constituinte Mn: os estados originais Mn $3d^5$, são localizados em torno de 4,0 eV abaixo do nível de Fermi E_F como mostrado na Fig. 3.2 (b).

Os novos estados correspondem a aceitadores fundindo com a banda de valência nas redondezas de E_F como mostrado na Fig. 3.3[46]. Isto não ocorre em DMS (II, Mn)VI onde o Mn é incorporado isoeletronicamente para o cátion do grupo II. Portanto, é importante notar que os íons Mn, que suprem os spins localizados, são eletricamente neutros nos II-VI, mas agem como aceitadores de massa efetiva em muitos compostos III-V. Isto leva a um comportamento magnético e de transporte mais complicados nos DMS III-V do que nos DMS II-VI, já que fatores como a hibridação dos níveis, presença de portadores (buracos), além das interações mais comuns como a s, p – d e a d – d, competem entre si em proporcionalmente ao número de íons Mn adicionados.

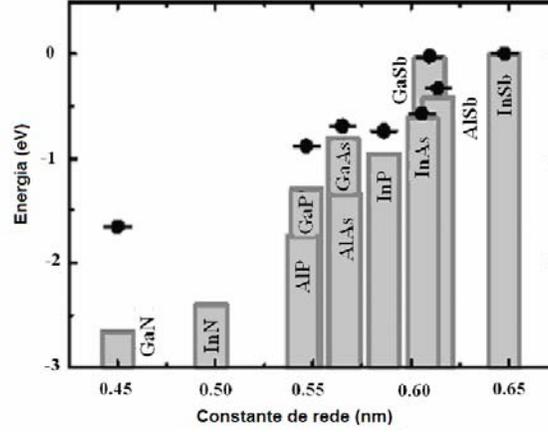


Fig. 3.3. Energias experimentais dos níveis aceitadores Mn nos gaps dos compostos III-V com relação às bordas da banda de valência, cujas posições relativas foram tomadas da Ref. [46].

Devido a incorporação do íon Mn, o Hamiltoniano, incluindo todas as interações de spin nos DMS (II, Mn)VI e (III, Mn)V, pode ser escrito como segue:

$$H_{mag} = H_1 + H_2 + H_3 + H_4,$$

$$H_1 = H_{Landau} + \sum_j g\mu_B \vec{B} \cdot \vec{s}_j$$

$$H_2 = -\sum_{i,j} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{s}_j$$

$$H_3 = -\sum_{i \neq j} J'_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$$

$$H_4 = \sum_i g' \mu_B \vec{B} \cdot \vec{S}_i$$

(3.1)

O primeiro termo na Eq.(3.1), H_1 , refere-se à quantização de Landau e o desdobramento de Zeeman normal no semiconductor não magnético normal; o segundo termo H_2 refere-se à interação entre os íons Mn de spin \vec{S}_i e os portadores na banda de condução ou banda de valência de spin \vec{s}_j . Este termo é dado pelo Hamiltoniano de Heisemberg e é denominado como termo de interação de troca (“exchange”) onde J_{ij} é

a integral de troca da interação, que como veremos adiante, pode ser positiva ou negativa, dependendo do comportamento magnético apresentado pelo material.

O terceiro termo H_3 refere-se à interação entre os íons Mn (\vec{S}_i) vizinhos, que interagem através da chamada interação d-d (ou dupla troca) enquanto o quarto termo H_4 , descreve o alinhamento de spin dos íons Mn na presença do campo magnético e dá a interação entre os íons magnéticos localizados e o campo magnético aplicado na amostra.

3.2.2. Interação de troca s, p - d entre íons Mn e estados da banda.

Quando íons Mn magnéticos são incorporados em semicondutores II-VI e III-V, uma interação forte entre os elétrons d dos íons magnéticos e os estados tipo-s ou tipo-p da banda de condução (CB) ou banda de valência (VB) em $k = 0$ surge, e é chamada interação de troca s, p - d. Ela se origina da função de onda eletrônica espacialmente estendida de portadores que se sobrepõem com um número grande de momentos de spin magnético local alinhado na presença de um campo magnético externo. A interação de troca é expressa pelo Hamiltoniano de Heisenberg:

$$H_{ex} = \sum_{R_i} J_{sp-d}(r - R_i) \vec{S}_i \cdot \vec{\sigma}_i \quad (3.2)$$

onde J_{sp-d} é a constante de acoplamento de troca que é relacionada com as integrais de troca $N_0\alpha$ e $N_0\beta$ como explicaremos posteriormente. Aqui \vec{S}_i e $\vec{\sigma}_i$ são os operadores de spin para o Mn^{2+} e os elétrons (ou buracos) da banda, respectivamente, R_i e r são suas coordenadas espaciais. No que segue, a relação entre a interação de troca s, p -d e a estrutura de banda tipo GaAs do (Ga, Mn)As é discutida.

Como se sabe, GaAs é um semicondutor com "band gap" direto tal que $E_g = 1,51$ eV a $T = 4$ K no centro da zona de Brillouin. A CB (tipo-*s*) é duplamente degenerada ($l = 0$, cujos estados são: $ms = +1/2, -1/2$) enquanto a VB (tipo-*p*) é seis vezes degenerado ($l = 1, ml = -1, 0, 1; ms = +1/2, -1/2$). A interação spin-órbita acopla o momento angular orbital l ao momento spin s da forma:

$$H_{so} = \lambda \vec{l} \cdot \vec{s} \quad (3.3)$$

onde λ é a constante de acoplamento spin-órbita.

A interação spin-órbita separa os autoestados de momento angular total $j = 1/2$ do estado de momento angular total $j = 3/2$ na banda de valência do semicondutor. O desdobramento é conhecido como desdobramento spin-órbita Δ_0 da banda de valência no ponto- Γ , o qual é tipicamente centenas de meV (350 meV em GaAs) e causa a negligência dos autoestados com momento angular total $j = 1/2$ quando lidamos com processos tendo lugar nas vizinhanças do band gap. Os estados $j = 3/2$ formam o máximo da banda de valência (VB). Em materiais com estrutura zinc-blende distingue-se entre estados de buracos leves e buracos pesados com pseudo-spins $j_z = \pm 3/2$ e $j_z = \pm 1/2$, respectivamente.

A Fig. 3.4 mostra esquematicamente o efeito do desdobramento gigante de Zeeman sobre os estados no ponto- Γ no band gap. O efeito desse desdobramento gigante de Zeeman dos estados de quatro buracos na banda de valência (BV) e os estados de dois elétrons na borda da banda de condução (BC) domina as propriedades de transporte e as transições interbandas entre estes estados e dominam as medidas ópticas em campos magnéticos. Como um exemplo, a Fig. 3.4.(b) ilustra o dicroísmo circular magnético (MCD) para detectar a diferença na absorção ou emissão de luz circularmente polarizada de direita σ_+ e de esquerda σ_- de acordo com as regras de seleção $m_j = \pm 1$. Devido ao desdobramento gigante de Zeeman na presença de um campo magnético aplicado, os subestados de spin dos elétrons (buracos) na BC (BV) se desdobram como segue:

$$\begin{aligned}
 E(s_z) &= E_g \pm (g_e^* \mu_B H - N_0 \alpha x \langle S_z \rangle \cdot s_z) & \left(s_z = \pm \frac{1}{2} \right) \\
 E(j_z) &= E_g \pm (g_h^* \mu_B H - \frac{1}{3} N_0 \beta x \langle S_z \rangle \cdot j_z) & \left(j_z = \pm \frac{1}{2}, \frac{3}{2} \right)
 \end{aligned}
 \tag{3.4}$$

onde N_0 é o número de íons magnéticos, α e β são as integrais de troca dos portadores tipo-s na BC, e portadores tipo-p na BV, respectivamente. O sinal de $N_0\alpha$ e $N_0\beta$ determina o tipo de interação magnética, isto é, positivo $N_0\alpha$ (ou $N_0\beta$) indica interação ferromagnética e negativo $N_0\alpha$ (ou $N_0\beta$) indica alinhamento antiferromagnético entre o spin do íon Mn e o spin dos portadores. Desta equação pode ser encontrada que a magnitude dos splittings das BC e BV é determinada pelas constantes de troca s,p - $N_0\alpha$ e $N_0\beta$, a concentração efetiva x de Mn, e $\langle S_z \rangle$, o spin médio por sitio de Mn. Na aproximação de campo médio (mean field), $\langle S_z \rangle$ é dado por $\langle S_z \rangle = -S \cdot B_S [g_{Mn} \mu_B S H / (k_B T)]$, onde B_S é a função de Brillouin padrão para $S = 5/2$ e \mathbf{H} (ou \mathbf{B} como definido nessa tese), é o campo magnético externo.

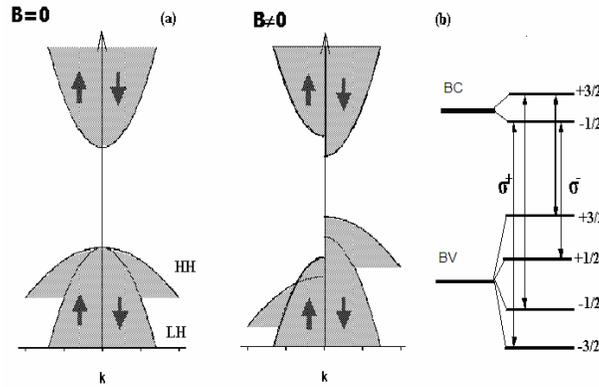


Fig. 3.4.(a) splitting Zeeman no ponto- Γ em DMS. (b) regras de seleção óptica em DMS.

Por outro lado, para um semicondutor não magnético na presença de um campo magnético externo, as bandas de condução e de valência são divididas em níveis de Landau, cada nível de Landau sendo ainda dividido em subníveis correspondendo as duas orientações de spin do elétron. Isto é, o splitting de Zeeman normal nos semicondutores não magnéticos. Em princípio ele pode ser usado para criar portadores polarizados de spin, porém o splitting de Zeeman normal é normalmente muito pequeno comparado a kT , de forma que ele não tem nenhum efeito polarizante de spin significativo na estrutura de banda e no transporte por portadores.

Com o Mn incorporado, os dois subníveis das duas orientações de spin dos elétrons se desdobram fortemente em um campo magnético devido à interação de troca entre os íons Mn e os portadores. Deste modo o splitting de Zeeman gigante leva a uma diferença grande na densidade de estados de spin-up e spin-down próximo ao nível de Fermi. Esta modificação pode ser descrita por um fator g dos portadores levando-se em conta a interação de troca $sp-d$ entre os íons Mn e os estados da banda.

Em um semicondutor comum não magnético o fator- g dos elétrons e buracos normalmente difere daquele do elétron livre igual a 2,0023. Em materiais de gap grande como o GaAs o fator- g é muito pequeno, por exemplo, para elétrons $g_e = -0,41$. A teoria do fator- g eletrônico em semicondutores é bastante complicada sendo fortemente determinado pela estrutura de banda do semicondutor. As aproximações com base em modelos $k.p$ nem sempre levam a resultados satisfatórios [47]. Porém, o fator- g da BC em cristais zinc blende aproxima-se daquele do elétron livre com band gap crescente. Por exemplo, o fator- g do elétron livre no vácuo produz um splitting de Zeeman de apenas alguns poucos meV em campos moderados. Em semicondutores magnéticos, a forte interação spin-órbita pode introduzir splittings de banda tão grande quanto centenas de meV, que correspondem a fatores- g efetivos da ordem de 100-200 produzindo portadores altamente polarizados de spin em campos moderados.

3.2.3. Integrais de troca $N_0\alpha$ e $N_0\beta$ em compostos DMS (II, Mn)VI e (III, Mn)V

De acordo com as equações (3.4) e (3.5), as integrais de troca $N_0\alpha$ e $N_0\beta$ são diretamente proporcionais as constantes de acoplamentos J_{s-d} e J_{p-d} , respectivamente, como definidas em (3.2). J_{s-d} , J_{p-d} descrevem o acoplamento entre os spins eletrônicos na banda de condução e os spins dos íons Mn e o acoplamento entre os spins dos buracos na banda de valência e os spins Mn, respectivamente. Portanto,

$$\alpha = \langle S | J_{s-d} | S \rangle; \quad \beta = \langle X | J_{p-d} | X \rangle \quad (3.5)$$

onde $|S\rangle$, $|X\rangle$ são as funções de Bloch. Existem dois processos contribuindo para a interação de troca s, p -d:

1) a interação de troca direta entre os estados da banda e os elétrons d. Este processo tende a alinhar o spin do elétron paralelo aquele associado com o íon Mn^{2+} , e por causa disso é referida como interação ferromagnética levando a uma contribuição positiva às integrais de troca $N_0\alpha$ e $N_0\beta$.

2) a hibridização dos níveis $3d^5$ com os elétrons das bandas s e p . No ponto Γ , a hibridização s-d é proibida por simetria. Esta contribuição para $N_0\alpha$ é praticamente zero. Portanto, a integral de troca $N_0\alpha$ relacionada com a BC é sempre positiva e se origina da troca direta. O sinal de $N_0\alpha$ é o mesmo em todos os DMS (II, Mn)VI e (III, Mn)V, isto é, $N_0\alpha > 0$, contudo, tendo um valor menor para os últimos (III, Mn)V. Por outro lado, a hibridização p-d é sempre permitida de tal forma que a integral de troca $N_0\beta$ relacionada com a BV contém contribuições de troca direta e hibridização, sendo esta última muito grande. O valor de $N_0\beta$ é portanto, dominada por hibridização, a qual depende fortemente da configuração eletrônica local da natureza iônica do Mn como discutido na seção 3.3.1.

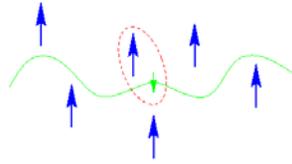
Nos DMS (II, Mn)VI onde o íon Mn é incorporado como $3d^5$, (isoeletronicamente com o cátion do grupo substituído II), o acoplamento antiferromagnético (AFM) leva a uma contribuição negativa para $N_0\beta$, isto é $N_0\beta < 0$. Foi confirmado que $N_0\alpha = 0,2$ eV e $N_0\beta = -1,0$ eV para a maioria dos DMS (II, Mn)VI medidos por experimentos ópticos [48] e calculada [49]. Nos DMS (III, Mn)V é importante notar que os íons de Mn podem ser A- ou A_0 , isto é $3d^5+$ buraco (aceitadores de massa efetiva além de prover uns spins locais) ou $3d^5$ [42]. A troca p-d depende do tipo de centro, isto é, se Mn forma uns centros As_0 ou As_{\cdot} . No caso posterior, o elétron pode saltar pelos mesmos canais de troca como eles fazem para o Mn^{2+} nos DMS (II, Mn)VI, de forma que a troca antiferromagnética é esperada, isto é $N_0\beta < 0$.

Por sua vez para um A_0 , o buraco ligado fracamente supre uma trajetória de troca adicional. O buraco é spin-polarizado e pode acomodar somente elétrons da BV com o spin paralelo ao spin total da camada-d, isto é $N_0\beta > 0$. A integral de troca p-d $N_0\beta$ para o centro Mn resulta da competição dos canais ferromagnéticos e antiferromagnéticos. Esta hibridização complicada de centros Mn e spins de buracos, leva a diferentes interações contribuindo para o sinal e magnitude da média $N_0\beta$.

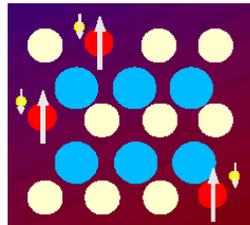
Por outro lado, o campo cristalino devido especialmente a posição dos ânions vizinhos mais próximos, também afeta fortemente $N_0\beta$. Dessa maneira, o parâmetro chave $N_0\beta$ determinado pela natureza dos centros Mn e seu ambiente, resulta numa expansão larga dos valores médios dos parâmetros $N_0\beta$ observados experimentalmente. Isto, por exemplo, foi experimentalmente mostrado para ligas de GaAs:Mn e GaAs:Mn,Te [50].

3.3. Origem do ferromagnetismo em DMS III(Mn)-V

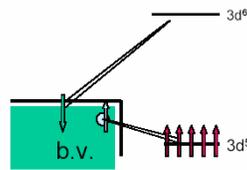
O ferromagnetismo em DMS III(Mn)-V é mediado por portadores como mostrado nas figuras 3.5(a), 3.5(b) e Fig. 3.5 (c) abaixo:



(a)



(b)



(c)

Fig. 3.5. (a). Modelo para Semicondutores (III, Mn)V: momento magnético local (Mn^{2+}) com spin $S=5/2$ está antiferromagneticamente acoplado aos buracos itinerantes com spin $s=1/2$. [60]. (b) Alternativamente, Ferromagnetismo mediado por portadores: Spin do buraco (amarelo) acopla antiferromagneticamente (dopagem tipo-p) com o spin do íon Mn (vermelho) que por sua vez acopla ferromagnético com o spin localizado vizinho [60]. (c) exemplo de acoplamento ferromagnético entre spins localizados e buracos na banda de valência (dopagem tipo-n).

Em 1998, Matsukura et al [51] propôs um modelo para calcular temperaturas de Curie em DMS baseados na interação Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY). Eles demonstraram que o ferromagnetismo de (Ga, Mn)As tem sua origem na interação RKKY mediado por buracos. O Hamiltoniano de troca RKKY entre o spin do Mn no sítio i e no sítio j é expresso por:

$$H = -J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (3.6)$$

onde J_{ij} é dado por:

$$J_{ij} = -\frac{2mk_F^4}{\pi\hbar^2} J_{pd}^2 F(2k_F r_{ij}) \exp\left(-\frac{r_{ij}}{\lambda}\right) \quad (3.7)$$

Aqui, \vec{S}_i e \vec{S}_j são os spins do Mn nos sítios i e j ; k_F é o vetor de onda de Fermi do gás de buracos, \hbar é a constante de Planck, J_{pd} é a interação de troca p-d descrita acima, r_{ij} é a distância entre i e j , $F(2k_F r_{ij})$ é uma função oscilante, e λ é o livre caminho médio dos portadores. Dessa forma, a temperatura de Curie T_C é em aproximação dada por:

$$T_C = \frac{1}{3} xS(S+1) \sum_r z_r J_{ij}(r) \quad (3.8)$$

onde x é a concentração efetiva de íons Mn, z_r é o número dos r -ézimos sítios do grupo III mais próximos e $S = 5/2$.

Em resumo, a interação de troca sp-d e a interação de troca Mn-Mn dão origem a comportamentos paramagnéticos, vidro de spin e antiferromagnéticos como observados em materiais tradicionais DMS (II, Mn)VI. No caso dos DMS (III, Mn)V, um grau adicional de liberdade entra em jogo, ou seja, a concentração de portadores livres. Devido às interações de troca RKKY entre os íons de Mn mediado pelos portadores livres, uma fase ferromagnética pode ser obtida.

3.4. Propriedades das DMS: $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ e $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$

Como vimos anteriormente, uma nova classe de semicondutores magnéticos foi descoberta, denominados semicondutores magnéticos diluídos (DMS), que são formados por ligas de semicondutores não magnéticos e elementos magnéticos. Muito dos primeiros trabalhos em DMS concentrou-se em semicondutores II-VI (como por exemplo, $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$), porém, estes materiais só podem ser feitos ferromagnéticos em temperaturas muito baixas e dessa forma não são de muito interesse para comunidade de spintrônica ávida por temperaturas mais elevadas para aplicações em dispositivos.

Desta forma, os compostos III-V como o $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ por exemplo, começaram a ser estudados, já que estes apresentam temperaturas de Curie mais elevadas, portanto com uma maior facilidade de aplicação em dispositivos.

A fim de se obter materiais ferromagnéticos que ordenam em compostos III-V é necessário introduzir uma quantidade significativa de dopantes magnéticos como Mn no semicondutor anfitrião. Porém, a solubilidade dos íons magnéticos em III-V estava limitada para concentrações de íons Mn da ordem de 10^{18} cm^{-3} o que de certa forma, pareceria impedir a possibilidade de se fazer uma fase única de materiais ferromagnéticos DMS III-V. Felizmente, este obstáculo foi superado implementando-se uma técnica de epitaxia de feixe molecular (MBE) à baixa temperatura (em temperaturas de crescimento menor que $300 \text{ }^\circ\text{C}$). Usando este método os pesquisadores da IBM puderam produzir os primeiros DMS III-V ferromagnéticos adicionando-se íons de Mn em InAs [52]. A descoberta de ferromagnetismo em $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ iniciou um enorme esforço para se achar um DMS baseados em GaAs que exibisse ferromagnetismo. Isto foi feito com sucesso em 1996 por pesquisadores no Japão [53] novamente usando MBE à baixa temperatura.

A partir daí, vários estudos foram realizados para se obter um conjunto de informações sobre as propriedades estruturais e magnéticas desses materiais. A caracterização estrutural de filmes de $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ via difração de elétrons de alta energia de reflexão (RHEED) [53] e estrutura fina de absorção Raios X (XAFS) [54]

revelou uma estrutura do cristal tipo zinc-blende (Figure 3.6a). O parâmetro de rede extraído $a = b = c$ indicou uma dependência linear no nível de dopante na forma:

$$(a = (5,66(1 - x) + 5,98x) \text{ \AA}).$$

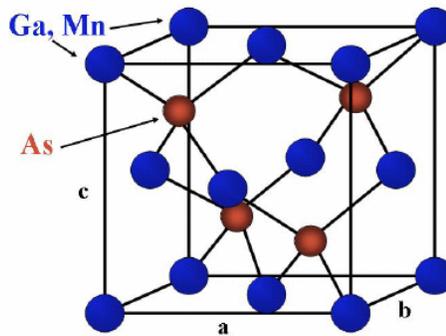


Fig. 3.6a. Estrutura cristalina Zinc-blende do $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$.

Para o $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$, os íons Mn divalentes são átomos aceitadores que substituem o trivalente Ga. Neste caso, experiências de espalhamento Raman [55] e espectroscopia de tunelamento de scaneamento transversal-seccional (STM) [56] revelaram que os defeitos mais abundantes quando da fabricação dessas estruturas, são deslocamentos de antisítios (átomos As localizados na subrede de Ga), com densidades de defeito de $3 - 6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. O nível de desordem foi observado variar inversamente com a temperatura de crescimento [57]. Esses antisítios agem como doadores locais, compensando os buracos dos aceitadores Mn. Cada antisítio carrega dois elétrons e deste modo compensa dois buracos. A Fig. 3.6b abaixo, mostra a constante de rede cúbica a_0 versus composição x de Mn em filmes de $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ e $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$. [53]

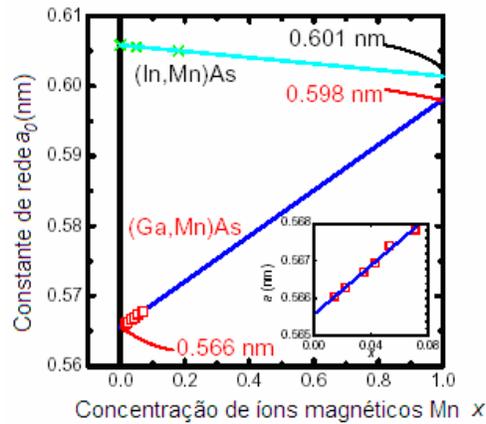


Fig. 3.6b. Constante de rede cúbica a_0 versus concentração x de Mn em filmes de $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ e $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ [53].

O $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ferromagnético é obtido substituindo-se Ga^{3+} por Mn^{2+} . Os íons Mn agem como p-dopantes, trazendo tanto os momentos magnéticos quanto os buracos para o GaAs. Relatórios de Ohno. et Al [58] mostraram T_C tão alta quanto 110K em filmes crescidos com $x = 5,3\%$. Mais recentemente estudos envolvendo anelamento de baixas temperaturas de filmes de $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ mostraram que T_C pode ser aumentada para 150K ou mais [59].

Conforme vimos anteriormente, o aparecimento de ferromagnetismo em $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ está relacionado com a interação de troca magnética entre os portadores de carga (buracos) e os momentos magnéticos fornecidos pelos íons Mn. Enquanto a natureza exata da interação magnética está ainda em extensa discussão acredita-se que o ordenamento do spin local Mn surge de uma interação Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY) [60], ou a competição entre mecanismos de troca indireto tais como dupla ou super - troca [61].

Usando uma abordagem baseada na teoria de campo médio [60] Dietl et al. foram capazes de descrever as propriedades elétricas e magnéticas de filmes de $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ razoavelmente bem e predisseram uma estimativa de T_C para uma série de outros semicondutores tipo-p dopados com quantias pequenas de Mn. Na Fig. 3.7 mostramos a temperatura de Curie T_C predita para semicondutores III-V com 5% de Mn e uma concentração de buracos de $3,5 \times 10^{20} / \text{cm}^3$. [60]. A Fig. 3.8. mostra a temperatura de Curie T_C prevista para semicondutores III-V com 2,5 % de Mn e uma

concentração de buracos de $3,5 \times 10^{20} /\text{cm}^3$ [60]. Na Fig. 3.9(a), mostramos o ciclo de histerese magnética como função do campo magnético externo [62].

Na Fig. 3.9 (b) mostramos a dependência da temperatura de transição ferromagnética com a composição de íons Mn e com a concentração de buracos p.

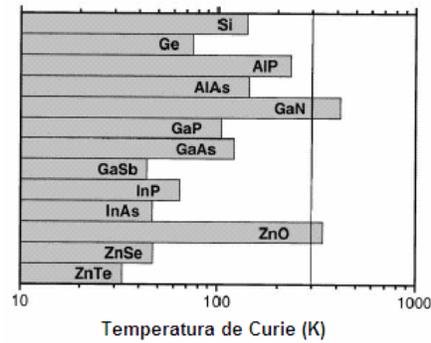


Fig. 3.7. Valores preditos das temperaturas de Curie para vários semicondutores tipo-p contendo 5% Mn e $3,5 \times 10^{20}$ buracos/ cm^3 [60].

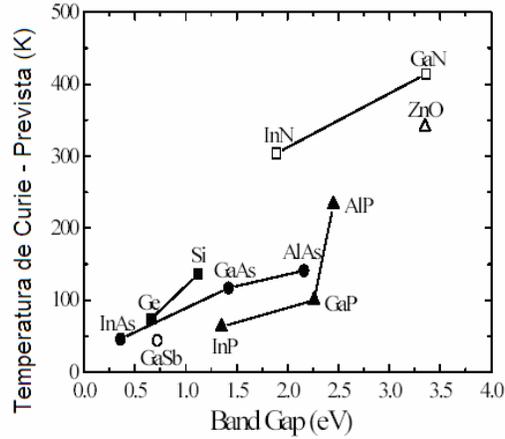


Fig. 3.8. Temperatura de Curie T_C prevista para semicondutores III-V com 2,5 % de Mn e uma concentração de buracos de $3,5 \times 10^{20} /\text{cm}^3$ [60].

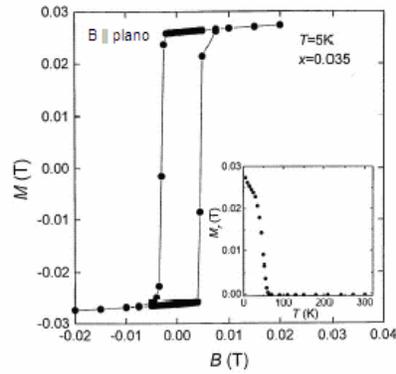


Fig. 3.9(a). Esq. Ciclo de Histerese magnética como função do campo magnético externo [62].

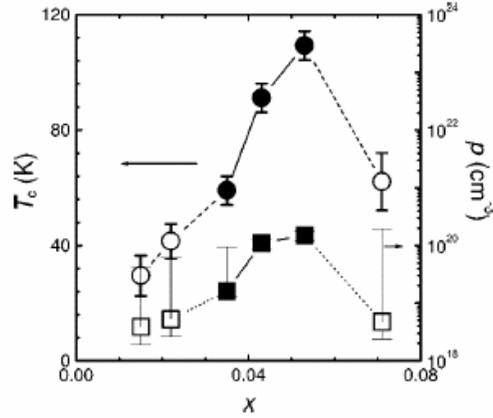


FIG. 3.9 (b). Dependência da temperatura de Curie, T_c , com a composição de Mn e concentração de buracos p .

A Fig. 3.10, mostra um gráfico de resistividade e temperatura de Curie para $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ e a Fig. 3.11 mostra a temperatura de Curie em função da concentração de buracos em p- $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$. Na anterior, observa-se uma transição metal-isolante como uma função de x .

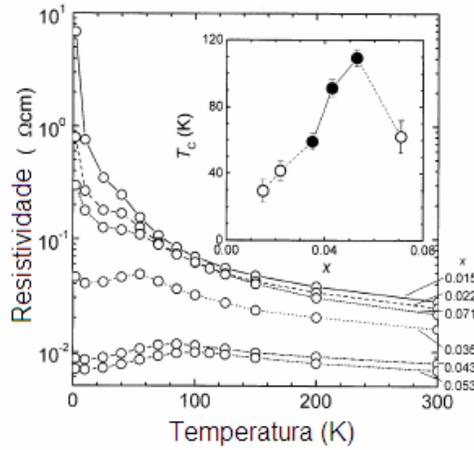


Fig. 3.10. Resistividade e Temperatura de Curie de $Ga_{1-x}Mn_xAs$. $T_c=110K$ para $x=0,053$ [60].

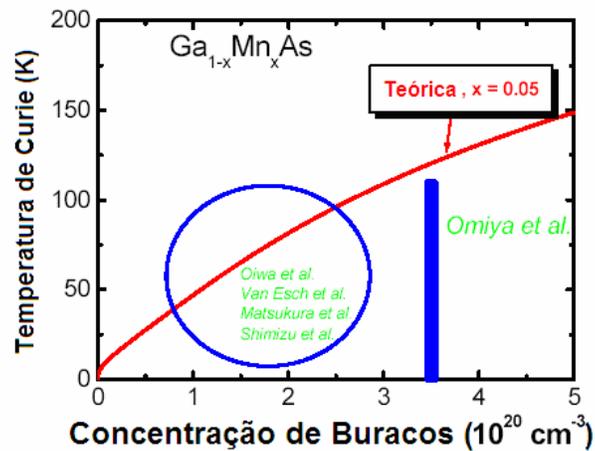


Fig. 3.11. Temperatura de Curie versus concentração de buracos [51-53, 60]. (teoria x experimento).

Ferromagnetismo induzido por portadores de carga também foi observado em poços quânticos de $Cd_{1-x}Mn_xTe$ com dopagem modulada do tipo p, e com temperaturas de Curie entre 1 e 5K [86, 87]. Estudos de fotoluminescência em amostras crescidas via MBE [86, 87], contendo uma dopagem modulada simples em poços quânticos de $CdMnTe/CdMgZnTe$, revelou uma transição ferromagnética que ocorre entre 1,8 e 2,5 K, dependendo da fração molar de Mn. Por outro lado, estudos anteriores em poços quânticos de $Cd_{1-x}Mn_xTe$ (estrutura zinc-blende) mostraram [88] também uma fase

ordenada magneticamente em baixas temperaturas para valores de x tal que $0,17 < x < 0,60$. Como dissemos anteriormente, essas estruturas não são viáveis para dispositivos em spintrônica, por apresentarem temperaturas de ordenamento magnético muito baixas. Entretanto, existem vários estudos mostrando propriedades de transporte e estruturais desses materiais, o que nos dá uma gama muito grande de resultados comparativos que podem ser usados para confrontar os resultados obtidos pelos nossos modelos analíticos, razão esta pela qual, grande parte do nosso trabalho é comparada com resultados de DMS (II, Mn)VI, sobretudo no cálculo de propriedades de transporte como a magneto condutividade.

3.5. Nano estruturas semicondutoras quânticas

Nesta seção, damos alguns exemplos de nano estruturas semicondutoras quânticas e algumas de suas aplicações na fabricação de dispositivos. A Fig. 3.12. mostra um esquema de um poço quântico formado a partir de um DMS. Portadores itinerantes se movem livremente no plano x-y, ocupando subbandas magnéticas $\chi_n(z)$ devido ao confinamento quântico ao longo do eixo-z (Δd : é o gap de energia inter- subband). Em poços quânticos magnéticos formados com (Ga, Mn)As, os spins dos elétrons do canal e os spins dos íons Mn, cujo movimento coletivo se faz representar pelo sistema de magnons (ondas de spin), interagem fortemente com a interação s-d a qual, como veremos no Capítulo 4, flipa o spin do elétron.

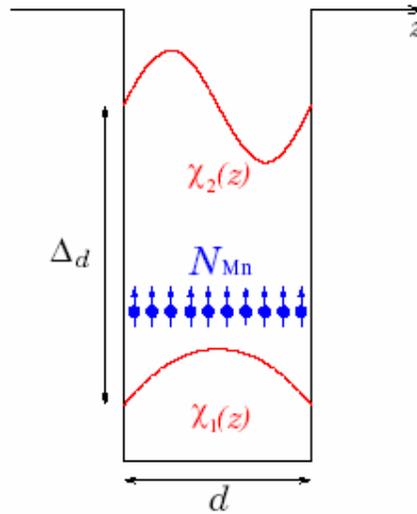


Fig. 3.12. Esquema de um poço quântico formado a partir de DMS com os íons Mn dentro do poço.

No segundo exemplo (Fig. 3.13), uma heteroestrutura de $(Ga_{1-x}Mn_x)As$ é crescida [110,111] na direção z com AlGaAs, tal que um gás bidimensional de buracos (2DHG) se forma na interface. Deste modo, uma dopagem de Mn somente é necessária junto do poço quântico formado na interface para a camada de AlGaAs, mas os íons Mn fora do poço não se perdem. No dispositivo proposto, fonte e dreno são definidos por poços quânticos 2D acomodando buracos de spins polarizados.

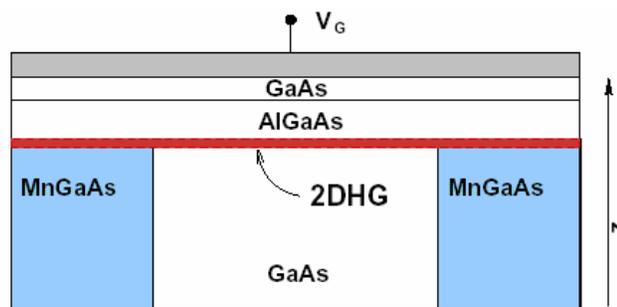
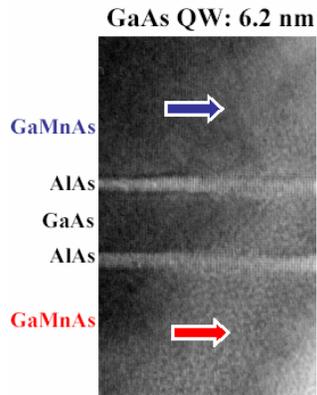


Fig.3.13: Ilustração esquemática do dispositivo proposto. O gás de buracos bidimensional (2DHG) no GaAs é anexado à fonte de spins polarizados e drena os contatos, formados pelo 2DHGs na parte de MnGaAs. O portão eletrodo no topo controla a concentração de portadores.

Na Fig. 3.14 damos exemplos de poços quânticos formados de GaMnAs/AlAs/GaAs onde temos o fenômeno de GMR à baixa temperatura. Exemplos de nano estruturas magnéticas com base em (Ga, Mn)As com uma barreira de GaAs com suas respectivas características são mostradas na Tab. 3.2 abaixo [60]:

Tab. 3.2. Amostras de (Ga, Mn) As e suas respectivas características [60].

Amostra A			Amostra B		
espessura		Composição	espessura		Composição
20 nm	(Ga _{1-x} Mn _x)As	$x = 0,074$	50 nm	(Ga _{1-x} Mn _x)As	$x = 0,064$
6 nm	GaAs		6 nm	GaAs	
20 nm	(Ga _{1-x} Mn _x)As	$x = 0,044$	50 nm	(Ga _{1-x} Mn _x)As	$x = 0,039$
50 nm	GaAs:Be	$5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	50 nm	GaAs:Be	$1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
	p ⁺ GaAs sub.			p ⁺ GaAs sub.	



TEM: J.L. Maurice (Laboratoire Louis Néel, CNRS, Grenoble).
(R. Mattana, PhD thesis, <http://tel.ccsd.cnrs.fr/>)

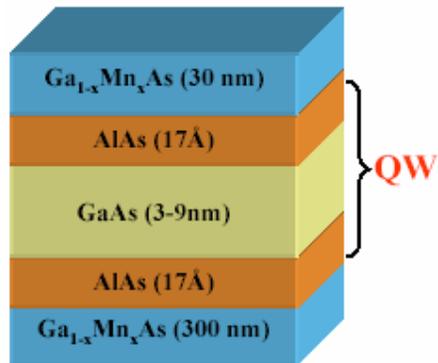


Fig. 3.14. Poço quântico apresentando GMR (R. Mattana PhD thesis, <http://tel.ccsd.cnrs.fr/>).

CAPÍTULO 4

Relaxação spin-flip de elétrons em nano estruturas semicondutoras magnéticas

Neste capítulo e nos posteriores, procederemos com cálculos de propriedades de spintrônica do gás de elétrons em nano estruturas semicondutoras magnéticas e consistem na originalidade dessa tese. Em particular, neste capítulo 4, investigaremos teoricamente o processo de espalhamento spin-flip ocorrendo em nano estruturas semicondutoras magnéticas. O formalismo utilizado baseia-se na equação de transporte de Boltzmann e na Regra de Ouro de Fermi para os processos de espalhamentos eletrôn-magnon.

4.1 – Introdução ao problema

Durante a década passada, a física da dinâmica de spin dos portadores em poços quânticos de GaAs/AlGaAs (QWs) tem sido o foco de muito interesse [63-69] bem como sua potencialidade de aplicações em dispositivos ultra-rápidos usando uma óptica não linear dependente de spin [70] e elétrons com spin-polarizados [71]. De fato, a alta qualidade eletrônica e óptica destas estruturas quânticas e suas propriedades muito bem conhecidas, fazem delas, candidatas ideais para exploração das propriedades relacionadas ao spin. Entretanto, apesar deste trabalho intensivo, os processos de relaxação de spin ocorrendo nestas heteroestruturas ainda não estão completamente entendidos.

Propriedades de spin em poços quânticos do tipo II-VI, não têm sido o foco de muita atenção. Entretanto, a possibilidade de incorporação de íons magnéticos como manganês, abre uma possibilidade de controle dos spins dos portadores, que, por

exemplo, tem sido recentemente usado para demonstrar a injeção de spins (ver esquema a seguir) a partir de semicondutores magnéticos diluídos (DMS) em um diodo emissor de luz de GaAs [72].

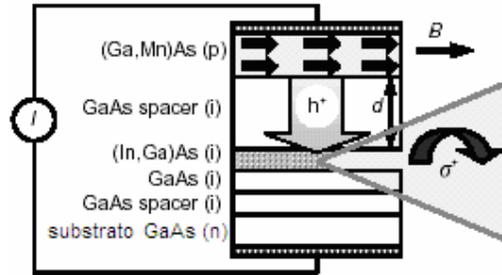


Fig. 4.1. Injeção de spins: Y. Ohno, D. K. Young, B. Beschoten, F. Matsukura, H. Ohno, and D. Awschalom, *Nature*, vol. **402**, pp.790-792, 1999 [72].

Neste campo emergente da eletrônica dependente de spins, o entendimento dos processos de relaxação de spin é de suma importância, em particular, àqueles em estruturas quânticas crescidas inserindo-se íons magnéticos. Desta forma, progressos recentes em crescimento de semicondutores magnéticos diluídos (DMS) baseadas em poços quânticos obtidos a partir da técnica MBE dão uma grande flexibilidade na elaboração de novas estruturas. O interesse em polarização eletrônica de spins em sistemas de poços quânticos DMS, tem crescido desde então [72-76] levado pela possibilidade de se produzir dispositivos de memória de spin e transistores de spin tanto para a exploração das propriedades de coerência de spin como para a computação quântica.

A determinação da razão de espalhamento spin-flip entre os elétrons s-p e os elétrons 3d dos momentos magnéticos localizados nos poços quânticos baseados em Mn, é extremamente importante para dispositivos de spintrônica, porque se os spins relaxarem muito rápido, as distâncias percorridas pelas corrente polarizadas serão muito curtas para aplicações práticas. Experimentos de magnetização foto-induzida e experimentos de absorção dependentes do spin [77-79], em que a injeção de portadores de spin polarizados induz a magnetização dos íons magnéticos, têm confirmado a existência de processos de spin-flip entre os portadores de spin e os íons magnéticos

diluídos na heteroestrutura. Medidas de resolução temporal [80,81] da magnetização do Mn em $Cd_{1-x}Mn_xTe$, devido à criação de foto-elétrons de spin polarizados, mostraram uma forte dependência da taxa de relaxação de spin com a energia eletrônica. A medida de resolução temporal é particularmente interessante, porque ela endereça a questão de quais mecanismos de espalhamento spin-flip, determinam a relaxação dos spins dos portadores injetados.

4.2 – Relaxação Spin-flip intra-sub-bandas por processos de um magnon em poços quânticos magnéticos

Os dados experimentais da intensidade dependente do tempo a baixas temperaturas para as componentes circularmente polarizadas de fotoluminescência de um poço quântico $Cd_{1-x}Mn_xTe/Cd_{1-y}Mn_yTe$ ($x < y$) de 8,6 nm têm mostrado [80, 81] que para baixas energias de detecções (próxima do estado fundamental), a resposta é virtualmente instantânea indicando relaxação de spin eletrônica muito rápida a qual tem sido associada a efeitos de interação spin-órbita nas bandas de valência. Em energias de detecção muito altas, que imaginamos refletir o comportamento de portadores livres, a dinâmica de spin é muito lenta, correspondendo a uma recombinação na população de não equilíbrio inicial de elétrons e buracos livres. Os dados de energia de detecção em 1,88 eV [80] dão tempo de decaimento de orientação de 5 ps e sugerem um forte mecanismo de relaxação de troca entre os spins dos elétrons e o sistema de íon magnéticos (representado pelo sistema de magnons).

O espectro de fotoluminescência típico à baixa temperatura de um poço quântico $Cd_{1-x}Mn_xTe/Cd_{1-y}Mn_yTe$ é dado na Fig. 4.2 cuja energia de excitação é 1,90 eV [80]. A largura da curva intensidade versus energia à meia altura ($\approx 0,02$ eV) nos dá um tempo de relaxação ($\Delta t \approx \hbar / \Delta E$) $\approx 2 \times 10^{-13}$ s (ou décimos de pico segundos) um valor típico característico da interação de troca s-d. Este resultado foi a real motivação para os nossos cálculos de relaxação spin-flip nesses sistemas nessa tese.

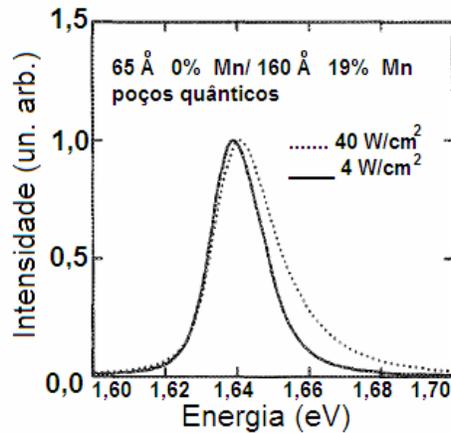


Fig. 4.2. Espectro de fotoluminescência típico á baixa temperatura de um poço quântico $Cd_{1-x}Mn_xTe/Cd_{1-y}Mn_yTe$. De M. R. Freeman and D. D. Awschalom, J. Appl. Phys. 67, 5102(1990) [80].

Por outro lado, os dados [80,81] mostraram também tempos de relaxação de spin similares bem curtos em poços quânticos que não continham materiais magnéticos (exemplos de tempos da ordem de grandeza de ps são aqueles devido à interação de elétrons com fônons ópticos) indicando que os tempos de relaxação do spin dos elétrons se mostram insensíveis à presença de íons magnéticos de Mn em poços quânticos. Este de fato vem a ser um resultado surpreendente, uma vez que se espera que o espalhamento s-d de troca deva ser um espalhamento muito eficiente. Estudos posteriores [82] revelaram entretanto, que estas estruturas assim chamadas, poços quânticos não magnéticos, podem exibir splittings magneto-ópticos que em alguns momentos, podem ser bem maiores do que aqueles originados das barreiras magnéticas. Este efeito resulta principalmente da diluição magnética na interface e devido ao fato de que a susceptibilidade magnética decresce quando a concentração de Mn se torna maior que 10-15%.

Desta forma, em nossa opinião, as conclusões de Freeman e Awschalom [80] e Freeman e colaboradores [81] em estudos anteriores devem ser reconsiderados e este como já dissemos acima, tem sido a motivação nesta tese para os nossos cálculos de

relaxação spin-flip nesses sistemas [80,81]. Mais recentemente Akimoto e colaboradores [83] mediram os tempos de relaxação de spin de elétrons e de buracos pesados em poços quânticos de $CdTe/Cd_{1-x}Mn_xTe$ ($x=0,35$) via técnica de dicroísmo circular de resolução temporal onde encontraram uma queda brusca do tempo de relaxação de spin quando a largura do poço decresce, o que equivale ao acréscimo de “overlap” entre os orbitais s e d. Esta foi a primeira evidência direta de que o espalhamento de troca atua eficientemente para inverter ("flipar") os spins dos elétrons.

Desta forma, embora os argumentos dados nos trabalhos de Freeman e Awschalom [80] e Freeman e colaboradores [81] para explicar os resultados intrigantes parecerem perfeitamente sensíveis, sem dúvida nenhuma acreditamos que a introdução de íons magnéticos atua diretamente nos espalhamentos desses materiais, sendo o principal canal de relaxação. A interessante diversidade dos resultados sugerem uma necessidade de uma inquirição teórica acerca dessa questão como é o caso discutido nesta tese, onde mostramos ser o espalhamento spin-flip, o principal canal de relaxação nessas estruturas semicondutoras.

4.2.1. Hamiltoniano modelo para poços quânticos magnéticos

Como vimos no Capítulo 3, os ordenamentos ferromagnéticos em semicondutores magnéticos diluídos com dopagens do tipo p têm atraído grande atenção de teóricos [84] e experimentais [85]. Em particular, o ferromagnetismo induzido por portadores de carga tem sido observado em poços quânticos de $Ga_{1-x}Mn_xAs$ com temperaturas de Curie em torno de 110K bem como em $Cd_{1-x}Mn_xTe$ com dopagem modulada do tipo p, e com temperaturas de Curie entre 1 e 5K [86, 87]. Foi mostrado no Cap.3 que o acoplamento antiferromagnético dos spins de buracos com o spins magnéticos dá lugar a um acoplamento ferromagnético entre os spins localizados. Para uma melhor ilustração, veja a Fig. 3.5(b).

Os estudos de fotoluminescência em amostras crescidas via MBE [86, 87], contendo uma dopagem modulada simples em poços quânticos de CdMnTe/CdMgZnTe de 8 nm tem revelado uma transição ferromagnética que ocorre entre 1,8 e 2,5 K, dependendo da fração molar de Mn. Por outro lado, estudos anteriores em poços quânticos de $Cd_{1-x}Mn_xTe$ têm mostrado [88] também, uma fase ordenada magneticamente em baixas temperaturas para $0,17 < x < 0,60$. Além do mais, experimentos de espectroscopia Raman [89, 90] têm mostrado uma transição de fase paramagnética para uma fase magneticamente ordenada acompanhada do aparecimento de uma nova característica Raman em temperaturas baixas. Desde que esta excitação está associada com ordenamento magnético, ela é denominada de magnon (quanta de onda de spin).

Desta forma, o Hamiltoniano genérico para o “modelo s-d”, acopla as bandas eletrônicas \vec{k}, ℓ (ver Capítulo 2) com energia (k, ℓ) (independente de spin) aos spins localizados \vec{S}_i dos íons de Mn ($S=5/2$) localizados nas sub-redes de Cd, nos sítios de redes \vec{R}_i :

$$H = \sum_{k\ell\sigma} \varepsilon(\vec{k}, \ell) a^\dagger(\vec{k}, \ell, \sigma) a(\vec{k}, \ell, \sigma) - J \sum_i^{N_c} \sum_{m\gamma\mu} \vec{S}_i a^\dagger(im\gamma) \vec{\tau} a(im\mu) \quad (4.1)$$

As bandas dos elétrons derivam a partir dos orbitais atômicos $|im\gamma\rangle$ com funções de onda $\psi_m(\vec{r} - \vec{R}_i) \chi_\gamma$, onde χ_γ é a parte de spin. Os elétrons de condução têm uma interação magnética com os localizados de spins 5/2 parcialmente ocupados na órbita 3d. A constante de troca, J , da interação s-d, surge da regra atômica de Hund de onde se tenta manter os spins dos elétrons de condução paralelos aos spins dos elétrons localizados de uma forma tal que as bandas de condução adquirem um desvio de spin ΔE proporcional a J . Na Eq. (4.1), N_c é o número total de sítios dos cátions, $\vec{\tau}$ é a matriz de spin de Pauli e $a^\dagger(k, \ell, \sigma)$ e $a(k, \ell, \sigma)$ respectivamente, criam e destroem um

elétron de condução no estado n da banda de elétrons quasi-bi-dimensional (Q2D) que é caracterizada por um vetor de onda de Bloch bidimensional \vec{k} e spin σ .

Na literatura dos DMS e como discutida no Capítulo 2 desta tese, J é usualmente definido como uma integral de troca aleatória que assume o valor $J = N_0\alpha x$. Aqui, N_0 é o número de sítios magnéticos por unidade de volume e α é o acoplamento de troca s-d. Também, como é usual em DMS, x é a fração molar de átomos magnéticos para substituir os átomos de Cd. Desta forma, como anteriormente, o gap de energia devido ao splitting das bandas de spin é descrito por $\Delta E = N_0\alpha Sx$.

Embora o perfil realístico de um poço quântico seja aquele de barreiras finitas, nós supomos por simplicidade, que as barreiras do poço quântico considerado são infinitamente altas. Tal aproximação é suportada por cálculos de “band offset” [91] em poços quânticos de CdTe/ (Cd, Mn)Te em que um alto - band offset- de condução de 400 meV [o gap da banda do $Cd_{1-x}Mn_xTe$ é linear com x [80] foi deduzida para uma fração molar $y = 0,24$ de íons de Mn na camada da barreira com uma precisão tão boa quanto 10 meV. No nosso modelo, os poços quânticos ocupam o espaço entre $z = -L_z/2$ e $z = L_z/2$ e a energia do elétron Q2D é $\varepsilon(k, \ell, \sigma) = \hbar^2 k^2 / 2m^* + E_0 \ell^2 - \sigma N_0 \alpha x S / 2$, onde $E_0 = \hbar^2 \pi^2 / 2m^* L_z^2$ e m^* é a massa efetiva do elétron assumida constante ao longo da direção de crescimento. Os elétrons são assumidos estar concentrados na enésima sub banda do poço quântico descrito pela função de onda usual $\phi(z) \exp(ikr) / A^{1/2}$, onde $A = L_x L_y$ é a área normalizada e $\phi_n(z) = \sqrt{2/L_z} \sin(n\pi z / L_z)$ é a função envelope usual [92].

Como o sistema se ordena ferromagneticamente por conta dos portadores, escrevemos o operador de spin \vec{S}_i no segundo termo da equação (4.1) em termos dos operadores de levantamento e abaixamento de desvios de spin:

$$\begin{aligned}
 S^+(R_i) &= \frac{1}{\sqrt{2SN_c}} \sum_k e^{ikR_i} [b_q + \dots] \\
 S^-(R_i) &= \frac{1}{\sqrt{2SN_c}} \sum_k e^{-ikR_i} [b_q^+ + \dots]
 \end{aligned}
 \tag{4.2}$$

Onde aqui, b_q^+ e b_q são os operadores de criação e destruição de magnons. Nós usamos a bem conhecida representação dos operadores de spin em termos de, b_q^+ e b_q e retemos os primeiros termos das séries. O termo $\vec{Q} = 0$ na menor ordem dá o desdobramento de spin (veja abaixo [93]) ΔE , rebaixando a energia das bandas com spin paralelo ao spin localizado $\vec{S}_i \approx S_z$ e levantando as outras bandas igualmente. Os termos S^\pm dão origem ao espalhamento spin flip e $\vec{Q} = (q, q_z)$, onde \vec{Q} é o vetor de onda do magnon “in-plane” e q_z sua componente ao longo da direção de confinamento (eixo z).

Em termos dos operadores de criação e aniquilação de magnons, b_q^+ e b_q o segundo termo (interação) na equação (4.1), após algumas manipulações algébricas, nos dá:

$$\begin{aligned}
 H_{s-d} &= -(N_0 \alpha S x / 2) \sum_{k, \ell, \sigma} \sigma a^+(k, \ell, \sigma) a(k, \ell, \sigma) \\
 &\quad - N_0 \alpha x \sqrt{S / 2N} \sum_{k, q} \sum_{\ell, \ell'} \{ M_{\ell, \ell'}(k_z) a_{k+q\ell'\downarrow}^+ a_{k\ell\uparrow} b_q + H.c. \}
 \end{aligned}
 \tag{4.3}$$

onde $\sigma = +1(-1)$ para os estados de spin up (down) respectivamente e $M_{\ell, \ell'}$ é a integral de “overlap” usual da função envelope do elétron $\phi(z)$ do enésimo estado no poço de potencial, dada por [92]:

$$M_{\ell,\ell'}(q_z) = \int_{-L/2}^{+L/2} \phi_{\ell'}(z) e^{iq_z z} \phi_{\ell}(z) dz \quad (4.4)$$

O primeiro termo da equação (4.3) dá o desdobramento das bandas de spin dos elétrons que é adicionada ao primeiro termo na equação (4.1). O segundo termo (não diagonal) é o responsável pelo espalhamento spin-flip por processos envolvendo um magnon. Aqui, temos considerado apenas o confinamento quântico dos elétrons no poço quântico de $Cd_{1-x}Mn_xTe$ e desprezado qualquer confinamento dos magnons. Usando uma aproximação similar que foi proposta por Zhang e colaboradores [94], a relação de dispersão dos magnons é assumida ter um espectro parabólico isotrópico simples. Este tipo de aproximação tem sido usado com sucesso em muitos cálculos de espalhamentos elétron-fônon em semicondutores de filmes finos [92].

4.2.2 – Tempo de relaxação spin-flip

Nesta subsecção estimaremos o tempo de relaxação $1/\tau_{flip}$ em que um elétron fora do equilíbrio numa sub-banda de spin de condução relaxa de volta ao equilíbrio via processo spin-flip com a participação de um magnon. Isto pode ser calculado usando-se a "Regra de Ouro de Fermi" e as equações de taxas da Teoria de Boltzmann [93].

Suponhamos que uma componente de spin up, no estado $\vec{k}, \ell \uparrow$ tenha uma população $f(\vec{k}, \ell \uparrow)$. Então, se ela se desvia da função de distribuição de equilíbrio $f^0(\vec{k}, \ell \uparrow)$, então ela volta ao equilíbrio de acordo com:

$$\frac{df(\vec{k}, \ell \uparrow)}{dt} = -\frac{2\pi}{\hbar} \sum_{k', \ell'} \left| C(\vec{k}, \ell \uparrow; \vec{k}' = \vec{k} + \vec{Q} \ell' \downarrow) \right|^2 \times \{F(emis) + F(abso)\} \quad (4.5)$$

Aqui temos:

$$\begin{aligned} F(emis) &= \delta(\varepsilon - \varepsilon' - \omega)[f(1 - f')(n' + 1) - n'f'(1 - f)] \\ F(abso) &= \delta(\varepsilon - \varepsilon' + \omega)[f(1 - f')n - (n + 1)f'(1 - f)] \end{aligned} \quad (4.6)$$

Na Eq. (4.5) / $C(\dots)$ $f^2 \equiv (\alpha N_0 x)^2 S / N_c |M_{\ell, \ell'}(q_z)|^2$ é o módulo quadrado do elemento de matriz para o processo em que um elétron no estado $(\vec{k}, \ell \uparrow)$ é espalhado ao estado $(\vec{k}' = \vec{k} + \vec{Q}, \ell' \downarrow)$ através de uma emissão de um magnon $-\vec{Q}$ ou absorção de um magnon $+\vec{Q}$ como representado pelo Hamiltoniano de interação (4.3). Como estamos restritos ao espalhamento elétron – magnon in-plane, somente aqueles magnons com vetor de onda neste plano irão interagir com os elétrons. Neste caso, assumindo a propagação de magnons in-plane, $q_z = 0$ e $|M_{\ell, \ell'}(0)|^2 = 1$.

A notação simplificada é usada onde ε e f denotam a energia e o estado de ocupação dos elétrons $(\vec{k}, \ell \uparrow)$, ε' e f' denotam a energia e o estado de ocupação dos elétrons $(\vec{k} + \vec{Q}, \ell' \downarrow)$, ω e n denotam a energia e o estado de ocupação dos magnons $(+\vec{Q})$, e ω' e n' denotam a energia e o estado de ocupação dos magnons $(-\vec{Q})$.

Fisicamente, os processos elétron – magnon que ocorrem na Eq. (4.5) podem ser entendidos da seguinte forma: À baixa temperatura, a redução da população em excesso para o equilíbrio ocorre simultaneamente por emissão e absorção de magnons térmicos. Cada processo (emissão ou absorção) tem um processo reverso de tempo que aumenta a população, denominadas "scattering- in (out)" com sinal oposto. No equilíbrio térmico, "scattering out" e "in" ocorrem em taxas iguais. Este princípio garante que as duas partes de F(emissão) se cancelem quando a distribuição n e f se tornam a distribuição de equilíbrio $N^{(0)}$ e $f^{(0)}$, e similarmente para F(absorção).

Nós faremos agora a suposição em que todos os elétrons estão no equilíbrio, exceto para o estado particular $(\vec{k}, \ell \uparrow)$ de interesse, cuja população f se desvia do

equilíbrio f^0 por uma quantidade $\delta f(\vec{k}, \ell \uparrow)$. Então, a Eq. (4.6) pode ser escrita agora na forma:

$$\frac{df(\vec{k}\ell \uparrow)}{dt} = -\delta f(\vec{k}\ell \uparrow) / \tau(\vec{k}\ell \uparrow) \quad (4.7)$$

onde

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau(\vec{k}, \ell \uparrow)} = \frac{2\pi(\alpha N_0 x)^2 S}{\hbar N_c} \sum_{k', \ell'} \{ & \delta(\varepsilon - \varepsilon' - \omega)[f^0(1 - f'^0)(n'+1) - n' f'^0(1 - f^0)] \\ & + \delta(\varepsilon - \varepsilon' + \omega)[f^0(1 - f'^0)n - (n+1)f'^0(1 - f^0)] \} \end{aligned} \quad (4.8)$$

4.2.3 - Determinação do tempo de vida spin-flip

Para obtermos uma estimativa da taxa de espalhamento $1/\tau(\vec{k}, \ell, \uparrow)$ nós precisamos assumir algumas simplificações razoáveis. Primeiro, assumiremos que L_z é tão pequeno que não existem transições entre os subníveis ℓ devido à agitação térmica, ou fônons. Para CdTe ($m^* = 0.096m_0$) usaremos E_0 em torno de 35 meV, $L_z = 10$ nm, e $k_B T = 0,345$ meV. Iremos considerar ainda que todos os portadores estão na sub banda mais inferior $\ell = \ell' = 1$. Este estado, à baixa temperatura, é predominantemente de spin up e a energia de splitting entre as bandas $\Delta E = N_0 \alpha x S$ é neste caso, maior do que a energia de Fermi ε_F (note que $N_0 \alpha = 0,22$ eV que dá $\Delta E = 0,1$ eV para $x=0,19$ e $\varepsilon_F = 2,5$ meV assumindo uma densidade de estados de $4 \times 10^{10} / \text{meV cm}^2$) [80]. A condição $N_0 \alpha x S > \varepsilon_F$ significa que a primeira função δ na Eq.(4.8) (processos de emissão de magnons) não contribui para $1/\tau(\vec{k}, \ell, \uparrow)$. Este processo é proibido desde que ele decresce a energia dos elétrons abaixo do menor estado de energia

(fundamental). Nós também assumimos que os magnons estão em equilíbrio térmico, o que significa que $N = N^{(0)}$. Neste caso, a Eq. (4.8) é consideravelmente simplificada, e pode ser escrita por:

$$\frac{1}{\tau(\vec{k}, \ell \uparrow)} = \frac{2\pi(\alpha N_0 x)^2 S}{\hbar N_C} \sum_{k', \ell'} \delta(\varepsilon - \varepsilon' + \omega) f^0(1 - f'^0) N^{(0)} \quad (4.9)$$

onde $f^0(\varepsilon) = \{\exp[(\varepsilon - \varepsilon_F) / k_B T] + 1\}^{-1}$ e $N^{(0)} = \{\exp(\omega / k_B T) - 1\}^{-1}$ são as funções de distribuição dos férmions e bósons para os elétrons e magnons, respectivamente.

A taxa de espalhamento spin-flip $1 / \tau_{flip}$ intrasub - bandas ($\ell = \ell'$) de baixas temperaturas devido à interação elétron magnon é então dada por:

$$\frac{1}{\tau_{flip}} = \sum_{k, \ell} \frac{1}{\tau(k, \ell \uparrow)} = \frac{2\pi(\alpha N_0 x)^2 S N^{(0)}}{\hbar N_C} \sum_{k, k', \ell, \ell'} \delta(\varepsilon - \varepsilon' + \omega) f^0(1 - f'^0) \quad (4.10)$$

Realizando as somas sobre k e k' , fazendo a substituição

$$\sum_{k, k'} \rightarrow \frac{A}{(2\pi)^2} \int d^2 k \frac{A}{(2\pi)^2} d^2 k' \quad (4.11)$$

dentro da Eq. (4.10), onde A é a área da superfície do poço quântico, nós obtemos:

$$\frac{1}{\tau_{flip}} = \frac{(\alpha N_0 x)^2 A^2 S N^{(0)}}{2\pi \hbar N_C} \sum_{\ell} \int k dk \times \int k' dk' \delta(\varepsilon - \varepsilon' + \omega) f^0(\varepsilon) [1 - f^0(\varepsilon')] \quad (4.12)$$

Resolvendo a integral em k' na equação acima com a ajuda da função δ , substituindo a função de distribuição dos elétrons por uma função degrau, e realizando a

integração em k , nós obteremos o tempo de relaxação spin-flip dos elétrons à baixa temperatura no estado fundamental $\ell = 1$ através de um espalhamento de magnons:

$$\frac{1}{\tau_{flip}} \approx \frac{3\pi^2 A^2 (\alpha N_0 x)^3 S^2 D^2 N^{(0)}(T, \omega)}{\hbar N_C L_z q} \quad (4.13)$$

para o caso em que $N_0 \alpha S x > \varepsilon_F$, E_0 . Aqui, $D = m^* / \pi \hbar^2$ é a densidade de estados (constante) no nível de Fermi. A temperatura se torna parte integrante do tempo de relaxação spin-flip através da função de distribuição dos magnons $N^{(0)}(T, \omega)$. De forma alternativa, se usarmos a função de distribuição de Fermi $f^0(\varepsilon) = \{\exp[(\varepsilon - \varepsilon_F) / k_B T] + 1\}^{-1}$ no lugar da função degrau, obteremos:

$$\frac{1}{\tau_{flip}} \approx \frac{3\pi^2 A^2 (\alpha N_0 x)^2 S^2 D^2 N^{(0)}(T, \omega)}{\hbar N_C L_z q} \frac{k_B T}{e^{-\varepsilon_F / k_B T} + 1} \quad (4.14)$$

4.2.4 Resultados Numéricos

As Eqs. (4.13) e (4.14) dão o tempo de relaxação spin-flip dos elétrons da sub banda ligada de poços quânticos de $Cd_{1-x}Mn_xTe$ (ou $Ga_{1-x}Mn_xAs$) via espalhamento com magnons. Nota-se pelas equações (4.13) e (4.14) que \hbar / τ_{flip} é proporcional a densidade de estados bi-dimensional D (constante), e proporcional também a L^{-1} . Assim, ao se diminuir a largura do poço, \hbar / τ_{flip} se torna maior, uma característica de sistemas de baixa dimensionalidade. Observa-se também, que de acordo com as equações (4.13) e (4.14), para $T \rightarrow 0$, a contribuição dos magnons para o tempo de relaxação é zero, desde que neste caso o número de ocupação de magnons $N^{(0)}(0) \rightarrow 0$. É conveniente notar que em sistemas eletrônicos degenerados, o expoente na equação (4.14) é usualmente

desprezado quando comparado à unidade. Neste caso, a taxa de relaxação $\hbar/\tau_{flip} \propto J^2 D^2 k_B T$ a qual é nominalmente a Relaxação Korringa.

Para se obter uma estimativa numérica da ordem de grandeza desse tempo de relaxação spin-flip obtido acima, utilizaremos os parâmetros abaixo que consideramos serem apropriados para amostras de poços quânticos de (Cd, Mn)Te [95, 96]. São eles:

$$\alpha N_0 = 0,22 \text{ eV}, m^* = 0,096 m_0, a = 6,487 \text{ \AA}, S=5/2, N_C = 2,783 \times 10^{21}, N_0 = 4x/a^3,$$

$$x=0,19, \quad q \approx k_F = 10^7 \text{ cm}^{-1} \quad (\text{onde} \quad k_F = (2m^*/\hbar^2)^{1/2} \sqrt{\varepsilon_F + N_0 \alpha x S/2 - E_0 \ell_F}) \quad \text{e}$$

$\varepsilon_F = 2,5 \text{ meV} = ne/D$. De acordo com a Ref.[80], as potências de excitações mais elevadas nos experimentos geram aproximadamente 10^{11} elétrons por cm^2 no poço quântico e a densidade de estados no estado ligado é de $2 - 4 \times 10^{10} / \text{meV cm}^2$.

Assim, aplicando-se os parâmetros acima na Eq.(4.13), considerando ainda que $\hbar\omega = 1 \text{ meV}$ (energia dos magnons) e $T = 2 - 4 \text{ K}$ ($N^{(0)} \cong 0,3$), e tomando-se $L_z = 8 - 10 \text{ nm}$ e $A \sim 1 \text{ nm}^2$, obtemos $\hbar/\tau_{flip} \approx 0,001 \text{ eV}$ que dá $\tau_{flip} \approx 1 \text{ ps}$. Fazendo-se uso da expressão $\ell_{sd} = (v_F \tau_{flip} \bar{\lambda})^{1/2}$ para o comprimento de difusão do spin do elétron encontramos para (Cd, Mn)Te $\ell_{sd} \approx 30 \text{ nm}$. Em outras palavras, qualquer dispositivo com poço quântico baseado em $Cd_{1-x}Mn_xTe$ ou $Ga_{1-x}Mn_xAs$, deve ser fabricado levando-se em conta esse comprimento característico de coerência para que a informação seja processada sem perdas.

Na Fig. 4.3, apresentamos o gráfico de $N^{(0)}(T, \omega)/(L_z/a)$ que aparece na equação (4.13), reescrevendo-a como $1/\tau_{flip} = (1/\tau_0) \times N^{(0)}(T, \omega)/(L_z/a)$, onde $1/\tau_0 \equiv 3\pi^2 A^2 (\alpha N_0 x)^2 S D^2 k_B T / \hbar N_C a q$, em função da energia dos magnons para diferentes valores de temperatura considerando-se o caso de um poço quântico de 10 nm de largura.

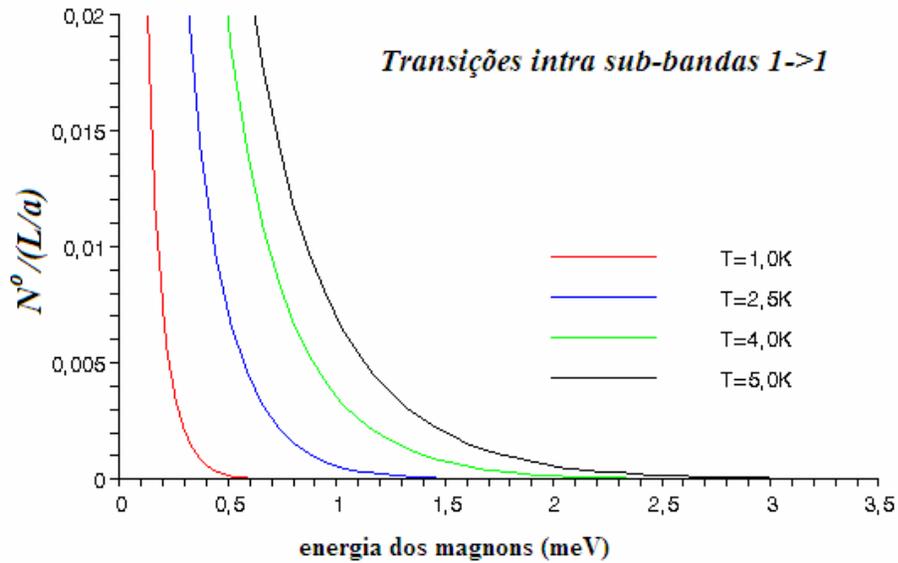


Fig. 4.3: Taxa de Relaxação Spin-Flip Intrasubbandas $1 \uparrow \rightarrow 1 \downarrow$ (Eq. 4.13), expressada em termos de $N^{(0)} / (L_z / a)$, como função da energia dos magnons em um poço quântico de 100 Å de largura. A linha vermelha é dada para $T = 1,0$ K, a linha azul para $T = 2,5$ K, a verde para $T = 4,0$ K e a preta para $T = 5,0$ K.

Notamos a partir do gráfico da Fig. 4.3, que para diferentes valores de temperatura, a taxa de relaxação decai aumentando-se a energia dos magnons, como consequência de um decréscimo no número de ocupação dos magnons. Entretanto, como a temperatura decresce para um valor fixo de energia dos magnons a taxa de decaimento (4.13) decresce, o que é também associado com o decréscimo de $N^{(0)}$.

Na Fig. 4.4 mostramos um gráfico da taxa de relaxação spin-flip intrasubbanda, expressa em termos de $N^{(0)} / (L_z / a)$ como função da energia dos magnons para $T = 4,0$ K e diferentes valores da largura do poço quântico. A partir deste gráfico, nota-se que para poços quânticos mais largos, a taxa de relaxação é menor, o que está relacionado com um tempo de relaxação spin-flip dos elétrons maior. Fica claro portanto, que para obtermos tempos de relaxação spin-flip maiores à uma dada

temperatura, devemos construir estruturas cuja largura dos poços sejam cada vez maiores, respeitando-se a limitação dos materiais e ainda lembrando que quanto maiores as larguras dos poços, mais estreitos serão os níveis de energia, o que implica transições entre níveis de energia vizinhos, caso que não foi considerado aqui.

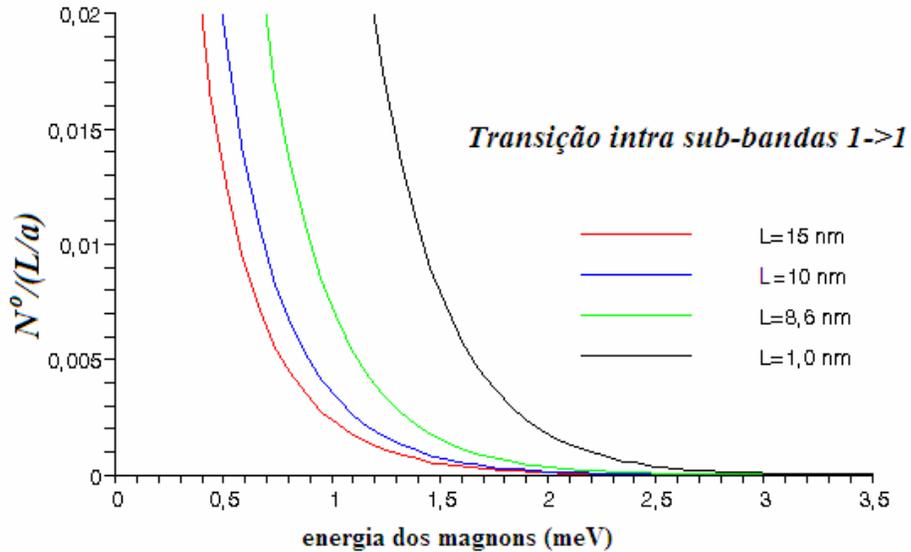


Fig. 4.4. Taxa de relaxação spin-flip Intrasubbanda, Eq. 4.13 expressa em termos de $N^{(0)} / (L_z/a)$, como função da energia dos magnons para $T=4,0$ K. A linha preta é para $L_z=10$ Å, a linha verde para $L_z=86$ Å, a linha azul para $L_z=100$ Å, e a vermelha para $L_z=150$ Å.

A Fig. 4.5. mostra um gráfico de $N^{(0)} / (L_z/a)$ em função do inverso das dimensões do poço quântico de largura L_z/a , a sendo o parâmetro de rede, para um valor fixo de energia dos magnons e dois valores diferentes de temperatura. Nota-se que para $T=2,5$ K (linha azul) a taxa de decaimento é pequena no intervalo inteiro de largura do poço quântico, o que indica número muito pequeno de ocupação dos magnons neste intervalo.

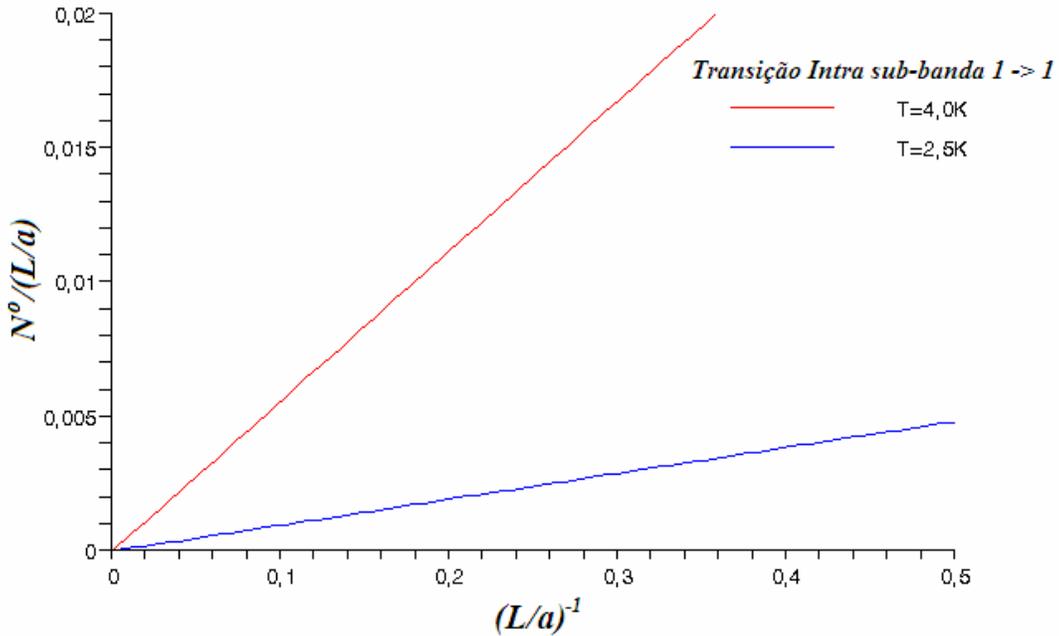


Fig. 4.5: $N^{(0)} / (L_z / a)$ expressada como função do inverso da largura do poço quântico para dois valores de temperatura: $T = 4,0$ K (linha vermelha) e $T=2,5$ K (linha azul). A energia dos magnons foi tomada fixa e igual a $1,0$ meV.

4.2.5 - Comparação com os resultados experimentais

Vamos agora, comparar nossos resultados [36] com os resultados experimentais existentes em $Cd_{1-x}Mn_xTe$. Experimentos sistemáticos sobre tempo de relaxação spin-flip via processos de espalhamento de um magnon nesses materiais estão faltando na literatura. Entretanto, os dados que estão mais próximos de nossos resultados são aqueles fornecidos pelo estudo do decaimento da polarização na fotoluminescência, quando a amostra é excitada com luz circularmente polarizada [80,81,96]. A excitação, cria fotoelétrons de spins polarizados. Se assumirmos que os buracos foto-gerados imediatamente perdem suas orientações, o decaimento da polarização de fotoluminescência deve refletir aquele da orientação do spin do elétron.

Em poços quânticos de $Cd_{0,87}Mn_{0,13}Te - Cd_{0,62}Mn_{0,38}Te$ de 86 Å, a polarização de fotoluminescência (PLP), decai com um tempo constante de 9 ps [80]. Por outro lado, em poços quânticos de $Cd_{0,935}Mn_{0,065}Te - Cd_{0,62}Mn_{0,38}Te$ de 86 Å, a PLP [96] decai com um tempo constante de 3-4 ps. Nossos cálculos usando as equações (4.13) e (4.14) na aproximação de poço de potencial com barreiras infinitas, para poços de $Cd_{0,81}Mn_{0,19}Te$ de 86 Å, nos dão um tempo de relaxação spin-flip de ~ 1 ps (assumindo os parâmetros do $Ga_{0,95}Mn_{0,05}As$ encontra-se um tempo de spin-flip da ordem de 1ps), que corresponde a um tempo de decaimento de orientação de $\sim 0,5$ ps (o valor limítrofe para luminescência polarizada é de 50 % para elétrons completamente polarizados e buracos não polarizados) [80]. Este valor é grosseiramente uma ordem de grandeza menor quando comparado aos resultados experimentais conhecidos. Além disso, os dados de experimentos de efeito Kerr de tempo magneto-óptico resolvidos em experimentos com laser de teste pulsado [97] em poços quânticos de (Cd, Mn)Te com dopagem modulada, indicam que o tempo de vida dos spins dos elétrons encurtam na medida em que a fração molar x de Mn no poço quântico aumenta. Nossos cálculos predizem que o tempo de vida spin-flip dos elétrons diminuem com o aumento da fração molar de Mn, de acordo com os experimentos [97], e confirma o papel predominante do espalhamento de troca elétron-ion Mn (espalhamento elétron- magnon) como o principal canal de relaxação para o spin do elétron.

Além disso, nossos resultados indicam que o tempo de relaxação spin- flip decresce com o decréscimo da largura do poço quântico de acordo com o experimento de Akimoto e colaboradores [83] no qual o tempo de relaxação de spins dos elétrons e dos buracos pesados em $CdTe/ Cd_{0,65}Mn_{0,35}Te$ foram medidos por dicroísmo circular temporalmente resolvido (Fig. 4.6).

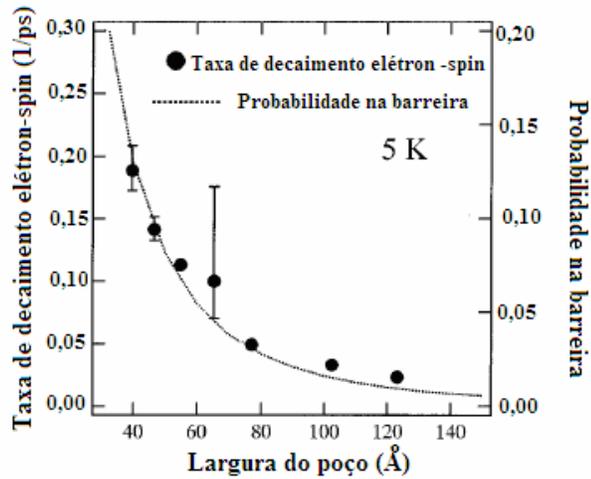


Fig. 4.6. Dependência da taxa de relaxação spin-flip com a largura do poço quântico $CdTe/Cd_{0,65}Mn_{0,35}Te$ [83].

De acordo com Akimoto et al. (Fig. 4.6) a taxa de decaimento da relaxação do spin eletrônico cresce linearmente com a densidade de probabilidade integrada sobre a barreira sugerindo fortemente que a relaxação de spin eletrônico é causada pela penetração do elétron dentro da barreira e a subsequente interação com os íons Mn que estão na barreira: a interação de troca entre o spin eletrônico e o spin do Mn.

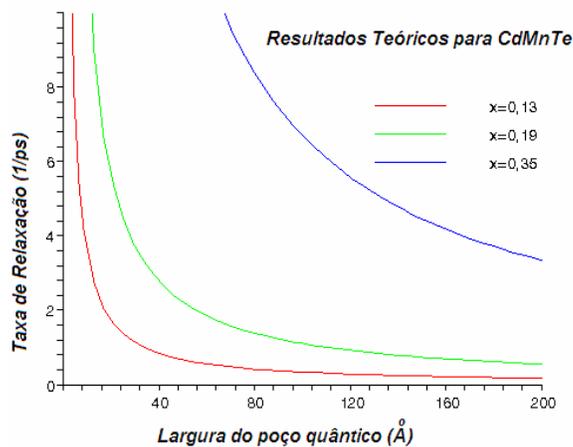


Fig. 4.7. Dependência teórica da Taxa de Relaxação Spin-flip com a largura do poço quântico, usando a equação (4.13), para diferentes concentrações de Mn.

Podemos fazer uma comparação direta entre as figuras (4.6) e (4.7) e notar a dependência da Taxa de Relaxação com a largura do poço. Nossos resultados (Fig. 4.7) se aproximam muito dos resultados experimentais (Fig. 4.6), entretanto, com uma diferença: a taxa de relaxação encontrada por nós está multiplicada por um fator 10 em relação aos valores encontrados por Akimoto et al (Fig. 4.6). Vale ressaltar aqui, o fato de termos feito algumas simplificações que podem ter nos afastado dos dados experimentais.

A contribuição dos processos spin-flip para o tempo de relaxação realizado pelos magnons confinados e/ou magnons da interface podem ser estimados de maneira semelhante aos magnons tipo “bulk”. A única diferença é a mudança na densidade de estados de magnons devido a diferentes relações de dispersão e baixa dimensionalidade. De fato, como reportado na literatura [98], em que o espalhamento em junções magnéticas foi investigado, o efeito de magnons de superfície, revela-se na escala característica do novo acoplamento na interface.

Acreditamos que os cálculos apresentados neste capítulo são de relevância fundamental para o entendimento dos processos de espalhamento spin-flip induzidos por magnons. Suas aplicabilidades em situações realísticas na presença de outros processos possíveis e suas complicações, ainda esperam por resultados experimentais sistemáticos.

CAPÍTULO 5

Dinâmica do íon Mn na presença de um “2DEG background”: Relaxação Korringa

5.1 – Introdução

Um pré-requisito para que estruturas DMS realizem a injeção efetiva de spins que servem como injetores efetivos de portadores com polarização de spin é a presença de portadores livres obtidos dopando-se a camada do material DMS. Entretanto, as informações experimentais da influência de cargas livres nas propriedades magnéticas dinâmicas de DMS de gap largo como o CdMnTe ou ZnMnSe por exemplo, são muito limitadas. É fato que para metais e semicondutores bulk com impurezas magnéticas as cargas livres assumem um papel importante na transferência de energia para longe dos íons magnéticos [99,100].

A relaxação Korringa é um exemplo do efeito causado por tais interações. Efeitos similares têm sido reportados para DMS de gap estreito bulk com uma alta concentração de cargas livres [101]. Entretanto, um estudo deste fenômeno não foi estendido até aonde se sabe, para DMS de gap largo. Espera-se então que a energia e a transferência de spin entre os sistemas de cargas e os íons magnéticos possam ser modificadas significativamente pela presença de um background de cargas livres. Pode-se esperar também, fortes modificações no caso de um sistema de elétrons com baixa dimensionalidade realizada em poços quânticos, fios quânticos e pontos quânticos, tendo em vista que as densidades de estados em nano estruturas diferem qualitativamente em relação ao sistema tridimensional (3D) ou bulk.

Foi reportado recentemente que em poços quânticos de CdMnTe o sistema de íons magnéticos pode ser substancialmente superaquecido através da interação com foto cargas que é aumentada pela presença de um gás de elétrons bi-dimensional (2DEG) [102]. Este resultado mostra que a interação de íons magnéticos com o 2DEG é forte e

que as modificações de suas dinâmicas de spin, devem ser significativas. A Fig. 5.1(a) mostra um esquema dos reservatórios de energia das heteroestruturas DMS os quais participam no processo de aquecimento dos Mn. Foto cargas criadas por luz transferem suas energias para o sistema de íons Mn, na presença do background de elétrons do canal quântico, e depois para a rede, enquanto que a Fig. 5.1(b) mostra um esquema da Relaxação Korringa completa.

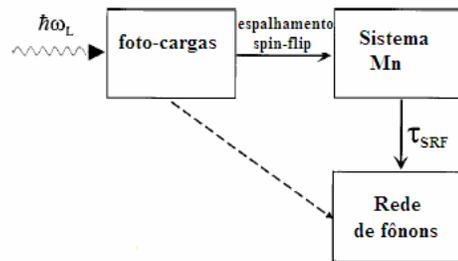


FIG. 5.1.(a) Esquema dos reservatórios de energia das heteroestruturas DMS os quais participam no processo de aquecimento e resfriamento do sistema de íons Mn. Setas sólidas denotam canais de relaxação responsáveis pela troca de energia com os sistemas de íons magnéticos.

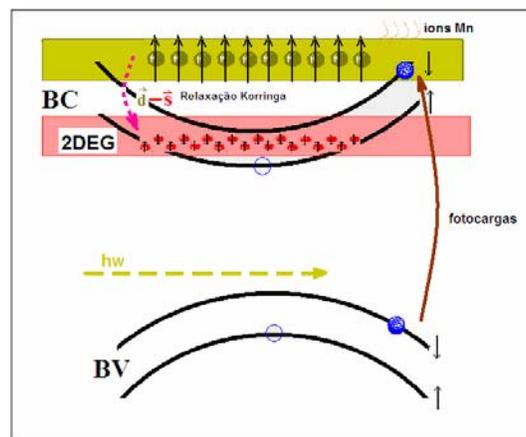


Fig. 5.1.(b). Esquema da Relaxação Korringa: o laser excita o sistema criando pares elétron-buracos nas bandas de condução e valência respectivamente, adicionando um sistema de foto cargas altamente excitadas que interagem com o sistema de íons magnéticos que por sua vez interage com o 2DEG através da relaxação d-s (Korringa).

5.2 – Taxa de relaxação Korringa de íons magnéticos em um gás de elétrons bi-dimensional

Nesta seção, exploramos a questão de como as propriedades dinâmicas magnéticas dos poços quânticos DMS, chamadas aqui de Taxa de Relaxação Korringa (RK) dos íons magnéticos, são modificadas na presença de um 2DEG, e como esta taxa depende da densidade de elétrons, da temperatura, e do campo magnético aplicado.

De maneira usual, a relaxação Korringa é um processo que consome energia através da diferença dos momentos magnéticos localizados e dos spins dos elétrons envolvidos. O mecanismo RK é obtido via interação de troca entre os spins localizados dos elétrons e as cargas livres. A condição de aplicação do mecanismo de Korringa para o problema de relaxação de spins localizados através de cargas livres acontece da seguinte maneira:

Esquemáticamente, a figura física é aquela de dois sistemas de spins em um campo magnético \vec{B} com frequências ressonantes ω_s para as cargas livres e ω_d para os spins localizados. Desde que o acoplamento de troca entre esses dois sistemas seja pequeno comparado com a diferença de energia $\hbar(\omega_d - \omega_s)$, pode-se aplicar um tratamento de perturbação o qual é precisamente o cálculo de Korringa. A condição pode ser expressa por $1/\tau_s < \omega_d < \omega_s$, τ_s sendo o tempo de vida de um spin de carga devido à interação de troca. Além do mais, os tempos de relaxação longitudinais e transversais são iguais neste caso, graças a um curtíssimo tempo de correlação associado com o processo de relaxação Korringa.

Quando os fatores g dos dois sistemas de spins se tornam aproximadamente iguais, ou mais precisamente, quando o acoplamento de troca se torna grande comparado com a diferença de energia $\hbar(\omega_d - \omega_s)$, um tratamento perturbativo não é mais válido. Este caso foi tratado por Hasegawa [103], no caso de impurezas magnéticas diluídas em metais, cujo modelo leva a um conjunto de equações fenomenológicas em que a magnetização transversa dos dois sistemas de spin está

acoplada, enquanto que no caso Korringa elas não estão. Este acoplamento leva a efeitos tais como o "bottleneck effect" descoberto por Gossard e colaboradores [104]. Tais efeitos não podem ocorrer no nosso caso devido à ausência de um acoplamento entre as magnetizações transversas das impurezas e os spins dos portadores de carga.

5.3 – Cálculo da Taxa de Relaxação Korringa

Suponhamos que exista um equilíbrio térmico entre as sub-bandas de spin. Considere um campo magnético alinhado com o eixo z e aplicado perpendicularmente ao plano do poço quântico. Considere que um campo magnético externo é suficientemente pequeno ($B \approx 0,4T$) para que as quantizações de Landau do movimento orbital do elétron possam ser ignoradas (condição que pode ser expressa por $\omega_c \cdot \tau \gg 1$, onde ω_c é a frequência de ciclotron do elétron e τ o tempo de relaxação elétron-elétron). O poço ocupa um espaço entre $z=0$ e $z=L_z$, e um átomo de Mn está à distância \vec{R}_i a partir da heterojunção. Suponhamos também, que para simplificar os cálculos, as paredes do poço quântico, são infinitamente altas. Tal aproximação é garantida por cálculos recentes de "band-offsets" [105] em poços quânticos de CdTe/(Cd, Mn)Te, em que uma larga banda de condução de 400 meV (o gap de banda do $Cd_{1-x}Mn_xTe$ é linear com x [80]) foi deduzido para uma fração molar de Mn de $x=0,24$ na barreira da camada, com uma precisão melhor que 10 meV.

Iniciaremos o cálculo escrevendo o Hamiltoniano da interação s-d de troca entre os elétrons de condução (uma função de onda de simetria do tipo s) e os íons da camada d do Mn que tem a forma [88]:

$$\begin{aligned}
 H_{s-d} &= \frac{1}{2N} \alpha \sum_i \sigma \cdot S_i \delta(r - R_i) \\
 &= \frac{1}{2N} \alpha \sum_i \delta(r - R_i) [2\sigma^z S_i^z + (\sigma^+ S_i^- + \sigma^- S_i^+)] \quad (5.1) \\
 &= \sum_i H_{exch,i}
 \end{aligned}$$

Aqui \vec{r} e \vec{R}_i são as coordenadas dos elétrons e dos i-ézimos íons magnéticos respectivamente. N é o número total de íons de Mn de spin $S=5/2$ na camada parcialmente preenchida 3d. Como usual na literatura de DMS, α é a integral de troca para os elétrons de condução e os operadores de spin \vec{S}_i e $\vec{\sigma}$ atuam sobre os spins do íon Mn e sobre os spins dos elétrons livres, respectivamente. A função de onda de spin do Mn varia como o resultado de uma transição eletrônica de uma sub-banda de spin para outra simultaneamente com a mudança na projeção de spin da impureza magnéticas por uma unidade.

Considere a situação em que o campo magnético aplicado não é suficientemente forte a ponto de causar uma quantização das órbitas, de tal forma que o Mn tenha no estado inicial a projeção de spin na direção do campo magnético igual a $S^{iz} = 5/2$. O Hamiltoniano (5.1) é responsável pela transição do estado $5/2$ para o estado $3/2$, ou de uma forma geral, de M para $M \pm 1$. A probabilidade para tais transições é dada pela Regra de Ouro de Fermi [39], dada por:

$$P = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle f | H_{s-d} | i \rangle \right|^2 \delta(E_f - E_i) \quad (5.2)$$

Consideraremos agora elétrons das sub-bandas quantizadas mais baixas cujos estados iniciais e finais têm a forma:

$$|i\rangle = \phi(z_i) |k\rangle \left| \frac{5}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle \quad (5.3)$$

e

$$|f\rangle = \phi(z_i) |k'\rangle \left| \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle \quad (5.4)$$

onde:

$$\phi(z_i) = \sqrt{2/L_z} \cos(k_z z_i) \quad (5.5)$$

é a parte envelope da função de onda definindo a largura do 2DEG perpendicular à interface, e $k_z = \pi/L_z$. Aqui \mathbf{k} e \mathbf{k}' são os vetores de onda das funções eletrônicas de Bloch nos estados iniciais e finais no plano do poço quântico. Neste caso, o estado inicial é dado por:

$$|k\rangle = u_k(r) \frac{e^{ikr}}{\sqrt{A}} \quad (5.6)$$

onde A é a área de normalização do plano do poço e $\vec{u}_k(\vec{r})$ é a função de Bloch.

A energia do elétron Q2DEG (gás quasi-bi-dimensional de elétrons) é dada pela expressão: $\varepsilon(k, s) = \hbar^2 k^2 / 2m^* + \varepsilon_s + E_0$, onde $E_0 = \hbar^2 \pi^2 / 2m^* L_z^2$ e m^* é a massa efetiva do elétron, assumida como constante ao longo da direção de crescimento do cristal. Na presença de ambos os campos de troca e de um campo magnético externo aplicado, um elétron com projeção de spin s , tem uma energia $\varepsilon_s = N_0 \alpha x_{Mn} s \langle S^z \rangle + sg\mu_B B$, onde $s = \pm 1/2$. A primeira parte da expressão é a energia de troca na presença de uma aproximação de campo médio, com o usual valor térmico médio de spin do Mn $\langle S^z \rangle$, e g é o fator g de Landé no Q2DEG.

O elemento de matriz spin $\left| \langle 3/2; 1/2 | H_{exch,i} | 5/2; -1/2 \rangle \right|^2$ é calculado (desprezando a energia de Zeeman do spin dos Mn no campo magnético aplicado), com a ajuda da relação:

$$\langle S, s \pm 1 | S^\pm | S, s \rangle = \sqrt{(S \mp s)(S \pm s + 1)} \quad (5.7)$$

Usando a Eq. (5.2), a probabilidade de transição para o spin-flip do Mn é obtida:

$$P = \frac{5\pi}{2\hbar N^2} \alpha^2 \sum_i |\phi(z_i)|^4 \left| \langle k | \delta(r - R_i) | k \rangle \right|^2 \delta(\varepsilon_k - \varepsilon_{k'} + g_{Mn}^* \mu_B B) \quad (5.8)$$

A diferença de energia entre os estados nas equações (5.3) e (5.4) é dada por:

$$\varepsilon_i - \varepsilon_f = \varepsilon(k, s) - \varepsilon(k', s') + g \mu_B B \quad (5.9)$$

onde g^* (g_{Mn}) é o fator g efetivo do Q2DEG (íons de Mn).

A probabilidade de transição total P_{tot} é agora obtida integrando-se a equação (5.8) sobre todos os estados iniciais ocupados e todos os estados finais vagos dos elétrons da banda. Assim temos:

$$P_{Tot} = \frac{5\pi}{2\hbar N^2} \alpha^2 \sum_i |\phi(z_i)|^4 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon d\varepsilon' \rho^\uparrow(\varepsilon) \rho^\downarrow(\varepsilon') f(\varepsilon) [1 - f(\varepsilon')] \delta(\varepsilon - \varepsilon' + g_{Mn}^* \mu_B B) \quad (5.10)$$

onde a notação simplificada $\varepsilon = \varepsilon(k)$ e $\varepsilon' = \varepsilon(k')$ é usada. A integração é feita sobre a sub-banda de spin $\sigma^z = -1/2$, $f(\varepsilon) = \{\exp[(\varepsilon - \varepsilon_F) / kT_e] + 1\}^{-1}$ e a função de Fermi, T_e é a temperatura eletrônica e $\rho^\uparrow(\varepsilon)$ e $\rho^\downarrow(\varepsilon)$ são as densidades de estado (DOS) para os elétrons de spin up e spin down, respectivamente. Como a densidade de estados de cargas em duas dimensões é independente da sua energia, $\rho = \rho^{\uparrow, \downarrow}(\varepsilon) / \sqrt{A} = \text{constante}$, este termo pode ser retirado do integrando.

Desprezando-se a energia de Zeeman do 2DEG na presença de um pequeno campo magnético, a integração da equação (5.10) nos dá:

$$P_{tot} = \frac{20\pi}{2\hbar N^2} \sum_i \cos^4(\pi z_i / L) \alpha^2 \left(\frac{\rho}{L_z} \right)^2 \frac{kT_e}{\exp(N_0 \alpha x_{Mn} \langle S^z \rangle - \varepsilon_F / kT_e) + 1} \quad (5.11)$$

O somatório sobre todos os íons de Mn é feito pela média sobre todo o volume do poço quântico V, somando-se as probabilidades de encontrar um íon de Mn (x_{Mn} é a fração molar do Mn):

$$\sum_i \cos^4(k_z z_i) \rightarrow x_{Mn} N_0 \int_V \cos^4(k_z z_i) dV = \frac{3}{8} N \quad (5.12)$$

onde N e N_0 representam o número total de íons de Mn e o volume da célula unitária inversa, respectivamente. Também, a concentração x_{Mn} é assumida pequena para permitir que desprezemos as interações entre os íons de Mn. Assim, podemos então fazer a substituição $1/N \rightarrow x_{Mn}$ na equação (5.11).

No caso de um sistema degenerado de elétrons, a exponencial na equação (5.11) é muito pequena comparada com a unidade, podendo ser desprezada. Então, a taxa de relaxação média de spin $1/T_1 = 2P_{tot}$ é descrita pela expressão:

$$\left\langle \frac{1}{T_1} \right\rangle = \frac{15\pi}{2\hbar} \alpha^2 x_{Mn} \left(\frac{\rho}{L_z} \right)^2 kT_e \quad (5.13)$$

resultando na chamada Taxa de Relaxação Korringa, cuja forma geral é dada por: $1/T_1 \propto \alpha^2 \rho^2 T$, tomando-se a média sobre o perfil do poço quântico. Como sabemos, em um poço quântico a taxa de relaxação depende da distância entre os átomos de Mn e a heterojunção, já que a densidade de elétrons é modulada na direção perpendicular ao plano do poço.

Desta forma, usamos na nossa estimativa, a taxa média de relaxação de spin sobre o poço quântico, equação (5.13) e temos ignorado as oscilações na densidade de estados eletrônica ρ realizada pela quantização de Landau, já que o campo magnético considerado é suficientemente pequeno. A dependência do tempo de relaxação com a temperatura, largura do poço, concentração de íons de Mn e densidade eletrônica, pode ser vista de uma forma direta pela equação (5.13).

Continuando, consideremos a expressão para a taxa de relaxação spin-flip em três dimensões (3D) sob um campo magnético suficientemente pequeno, em que isto foi considerado desprezando-se a quantização de Landau para os elétrons.[100]

$$\left\langle \frac{1}{T_1} \right\rangle = \frac{\pi}{\hbar} \alpha^2 \rho(\varepsilon_F)^2 kT_e \quad (5.14)$$

Aqui, $\rho(\varepsilon_F)$ é a densidade de estados em 3D no nível de Fermi eletrônico. A equação (5.13), calculada para um poço quântico simétrico, mostra que a taxa de relaxação Korringa é proporcional ao quadrado da constante de acoplamento, ao quadrado da densidade de estados, e à temperatura eletrônica, que é um resultado qualitativo coerente com o resultado para semicondutores "bulk" (na ausência de confinamento), Eq. (5.14), a razão entre elas sendo $\langle 1/T_1 \rangle / \langle 1/T_1 \rangle_{3D} = (15/2L^2)x_{Mn}$.

A Fig. 5.2 mostra um gráfico da taxa Korringa versus concentração de Mn para uma amostra de um poço quântico de CdMnTe/CdMgTe (largura de poço de 10nm).

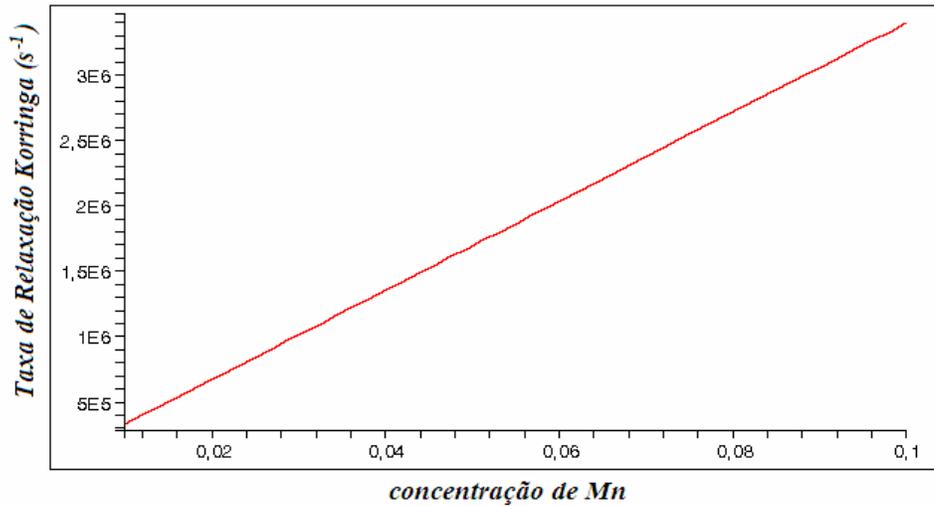


Fig. 5.2 - Taxa Korringa versus concentração de Mn para uma amostra de um poço quântico de CdMnTe/CgMgTe (largura do poço igual a10 nm).

Para obtermos uma estimativa da ordem de grandeza de $\langle T_1 \rangle$, assumindo os parâmetros para um poço quântico de $Cd_{0,97}Mn_{0,03}Te/Cd_{0,75}Mg_{0,25}Te$, com uma largura de 8 - 10 nm [105, 106], a densidade de estados ρ é assim estimada em $\rho = n_e / \varepsilon_F = 2 - 5 \times 10^{10} \text{ meV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ ($n_e = n_h = 1.7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $\varepsilon_F = 40 \text{ meV}$). Substituindo os valores de ρ , $\alpha = 1,5 \times 10^{-23} \text{ eV cm}^3$ ($N_0 \alpha = 0,22 \text{ eV}$) [107], e a temperatura eletrônica $T_e = 200 \text{ K}$ na Eq. (5.13), obtemos assim a relaxação com as características do tempo de relaxação Korringa para os íons de spin do Mn em um Q2DEG $\approx 5 \times 10^{-6} \text{ s}$ para $x_{Mn} = 0,001$. Aumentando-se a concentração de Mn, digamos para $x_{Mn} = 0,01$, temos que $\langle T_1 \rangle \approx 5 \times 10^{-7} \text{ s}$ e para $x_{Mn} = 0,1$ (10% de Mn) temos este tempo de relaxação diminuído para 10^{-8} s (o que dá um comprimento de difusão da ordem de 10 nm). Este tempo de relaxação, determina o tempo característico em que um equilíbrio local é estabelecido no subsistema dos íons magnéticos.

Este é um resultado quantitativo surpreendentemente bom entre o cálculo e o experimento, para o caso em que a transferência de energia das foto cargas para o sistema de íons magnéticos mediado por um 2DEG em um poço quântico de (Cd, Mn)Te/ (Cd, Mg)Te tem sido estudada [102]. Por outro lado, nossos resultados não se aproximam de outros resultados experimentais, em poços quânticos altamente foto-excitados de (Cd, Mn)Te/ (Cd, Mg)Te que dão uma característica de relaxação de spin de Mn, menor que um nano segundo [105, 106].

Sugerimos neste capítulo 5, um modelo de transferência de energia a partir de foto cargas em um sistema de Mn via um 2DEG, o qual nos permitiu obter uma boa comparação com os dados experimentais. Determinamos a razão de relaxação Korringa $1/T_1$ de íons de Mn em um 2DEG em heteroestruturas de (Cd, Mn)Te/ (Cd, Mg)Te e encontramos que para pequenas concentrações de íons de Mn, o tempo de relaxação está no intervalo entre $10^{-8} - 10^{-6} \text{ s}$, o que como vimos, é uma boa aproximação com os resultados experimentais. Nossos cálculos oferecem um método de investigação da dinâmica de um íon magnético tal como o Mn em um 2DEG.

5.4 Relaxação Korringa na Presença de Campos Magnéticos Quantizantes

5.4.1 – Introdução

Nesta seção, calculamos a taxa de relaxação Korringa de um íon Mn nas proximidades de um gás de elétron bidimensional (2DEG) em uma nano estrutura semicondutora diluída baseada em Mn na presença de um campo magnético forte quantizante, no nosso caso $B \gg 0,4 T$ (por exemplo, para GaAs no qual $\tau \approx 10^{-12} - 10^{-13} \text{ seg}$, a condição $\omega_c \tau \gg 1$ é obtida para $B > 4T$). Como já vimos anteriormente, a taxa de relaxação Korringa é um processo que consome energia através da diferença dos momentos magnéticos dos spins localizados e os spins dos elétrons envolvidos. O mecanismo de transferência de energia entre o spin do Mn e o 2DEG é o espalhamento de troca (exchange) dos elétrons de Landau (um elétron de Landau e um elétron na presença de um campo magnético quantizante), com uma transição da sub-banda $e \uparrow$ para a sub-banda $e \downarrow$ acompanhada por uma mudança no spin do Mn.

É um fato conhecido que na presença dos níveis de Landau e do gap da mobilidade de spin-split, a taxa de relaxação Korringa oscila com o campo magnético e se assemelha as oscilações da resistividade em tais sistemas. Nossos cálculos oferecem um método de investigação da dinâmica de íons magnéticos como o Mn em um 2DEG e provêm novas informações nos parâmetros de troca assim como informações sobre os elétrons do gás bidimensional.

Têm sido reportado [105] que em um campo magnético forte quantizante (em torno de $14T$), os níveis de Landau são resolvidos em um espectro de fotoluminescência, o que indica que a distribuição de energia dos elétrons tem oscilações notáveis. Isto é bem conhecido para o caso da quantização ideal de Landau 2DEG em um campo magnético, onde o espectro de energia é puramente discreto. A lei

da conservação da energia, entretanto, não pode ser satisfeita nos processos de spin-flip sob discussão e a relaxação de spin não pode ser esperada.

Entretanto no caso de um 2DEG real, os elétrons se movem fluando em um potencial criado por impurezas distribuídas ao acaso e ou imperfeições do cristal. Este potencial eleva a degenerescência dos níveis de energia, e os processos de spin-flip se tornam possíveis, já que a energia pode ser conservada por uma razoável mudança nos estados eletrônicos orbitais. Os níveis de Landau adquirem um alargamento homogêneo e a DOS é descrita por uma Gaussiana com parâmetro de alargamento Γ .

5.4.2 – Taxa de Relaxação Korringa

A probabilidade de transição para o spin-flip do Mn para o caso de campos magnéticos aplicados não quantizantes (fracos), foi obtida anteriormente e é dada pela Eq. 5.2. Para o caso de campos quantizantes, partimos de 5.2 e escrevemos:

$$w = \frac{5\pi}{2\hbar} \alpha^2 x^2 |\phi(d)|^4 \left| \langle \vec{k} | \delta(\vec{r}) | \vec{k}' \rangle \right|^2 \delta(\varepsilon_k - \varepsilon_{k'} + g^* \mu_B B). \quad (5.15)$$

onde o elemento de matriz na Eq. (5.15) é usado para incluir o campo magnético forte. Os estados eletrônicos são agora descritos por números quânticos (j, k_x) , e todos os estados k_x nos j -ésimos níveis de Landau são degenerados. Desta forma, por simplicidade, um estado do sistema é representado como um produto de vetores “ket” para íons magnéticos e elétrons. Separam-se então esses produtos por semicolunas e denotamos os estados iniciais e finais, respectivamente da seguinte forma:

$$|i\rangle = \phi(d) |j, k_x\rangle \left| \frac{5}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle, \quad (5.16)$$

$$|f\rangle = \phi(d) |j', k_x'\rangle \left| \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle, \quad (5.17)$$

A diferença de energia entre os estados inicial e final é agora dada por

$\varepsilon_i - \varepsilon_f \approx \hbar[\omega_c(j' - j) + \omega_Z]$, onde ω_c e ω_Z ($\hbar\omega_Z = g^* \mu_B B = g \mu_B B + \alpha N_0 x \langle S^z \rangle$) como antes, denotam a frequência de ciclotron e a energia efetiva de Zeeman dos elétrons 2D respectivamente. Em termos dos elementos de matriz $\langle f | H_{s-d} | i \rangle$, a probabilidade de transição é escrita por:

$$w_{jj'} = \frac{5\pi}{2\hbar} \alpha^2 x^2 |\phi(d)|^4 \left| \langle j', k'_x | \delta(\vec{r}) | j, k_x \rangle \right|^2 \delta(\hbar[\omega_c(j' - j) + \omega_Z]). \quad (5.18)$$

A probabilidade total de transição para o Mn (spin-flip) é obtida somando-se sobre todos os estados de Landau ocupados inicialmente e todos os estados de Landau vagos ao final, dando:

$$W = \frac{5\pi}{2\hbar} \alpha^2 x^2 |\phi(d)|^4 \sum_{j,j'} \left(\sum_{k_x} \left| \langle j', k'_x | \delta(\vec{r}) | j, k_x \rangle \right|^2 \right) \delta(\hbar[\omega_c(j' - j) + \omega_Z]). \quad (5.19)$$

A expressão para $\langle j', k'_x | \delta(\vec{r}) | j, k_x \rangle$ é calculada em $\vec{r} = 0$, já que H_{s-d} é independente da posição das impurezas magnéticas e representa um elemento de uma matriz complexa para o elétron. A soma sobre o número quântico k_x é simplificada assumindo a relação:

$$\sum_{k_x} \left| \langle j', k'_x | \delta(\vec{r}) | j, k_x \rangle \right|^2 = 1/(2\pi a_B^2), \quad (5.20)$$

para o caso em que $a_B = (\hbar c / eB)^{1/2}$.

Sob temperaturas finitas, a taxa de relaxação é computada incluindo a probabilidade de ocupação para os estados dos elétrons 2D. A expressão para a taxa de relaxação $1/T_1 = 2W$ é então dada por:

$$\frac{1}{T_1} = 2 \sum_{j,j'} f_j^- (1 - f_j^+) W, \quad (5.21)$$

onde $f_j^\sigma = 1/(e^{(\varepsilon_j^\sigma - \varepsilon_F)/kT} + 1)$ é a função de Fermi, ε_F é a energia de Fermi, e

$\varepsilon_j^\sigma = \hbar\omega_c(j+1/2) - \sigma \frac{1}{2} \hbar\omega_z + E_0$ onde, como anteriormente, $\sigma = +1$ para spin up e

$\sigma = -1$ para spin down. Realizando-se o cálculo do fator $f_j^- (1 - f_j^+)$ na Eq. (5.21), a taxa de relaxação torna-se:

$$\begin{aligned} \frac{1}{T} = & \frac{20\pi(\alpha/L_z)^2 x^2 |\tilde{\phi}(z)|^4}{\hbar(2\pi a_B^2)^2 \sinh\beta \frac{\hbar\omega_z}{2}} \sum_{j,j'} \left[\frac{(e^{\beta\hbar\omega_z} - 1)}{\cosh\beta[\hbar\omega_c(j+1/2) - \varepsilon_F] + \cosh\beta \frac{\hbar\omega_z}{2}} \right] \\ & \times \left[\frac{1/\Gamma}{(\hbar\omega_c + \hbar\omega_z)^2 / \Gamma^2 + 1} \right] \end{aligned} \quad (5.22)$$

O efeito do espalhamento é caracterizado por um alargamento Γ dos níveis de energia de Landau e aparece apenas como uma Lorentziana manchada da função Delta caracterizando uma conservação de energia ideal. O efeito do espalhamento na distribuição eletrônica é desprezado. Este é um raciocínio razoável se Γ é pequena em relação à $k_B T$. Na Eq. (5.22), $\tilde{\phi}(z) = \sin(\pi z/L_z)$ e $\beta \equiv 1/k_B T$, k_B sendo a constante de Boltzmann. Como antes, a taxa de relaxação $1/T_1$ medida experimentalmente, é a média na direção z . Assim, usando-se a Eq. (5.22) e o fato de que $\langle |\tilde{\phi}(z)|^4 \rangle = 3/8$, obtemos para a taxa de relaxação média sobre o perfil do poço quântico:

$$\begin{aligned}
 \left\langle \frac{1}{T} \right\rangle &= \frac{15\pi(\alpha/L_z)^2 x^2}{2\hbar(2\pi\alpha_B^2)^2 \sinh\beta \frac{\hbar\omega_z}{2}} \sum_j \left[\frac{(e^{\beta\hbar\omega_z} - 1)}{\cosh\beta[\hbar\omega_c(j+1/2) - \varepsilon_F] + \cosh\beta \frac{\hbar\omega_z}{2}} \right] \\
 &\quad \times \left[\frac{1/\Gamma}{[(\hbar\omega_c + \hbar\omega_z)^2/\Gamma^2 + 1]} \right]
 \end{aligned} \tag{5.23}$$

5.4.3 – Discussão dos Resultados

A equação (5.23) é a expressão para a taxa de relaxação do íon Mn próximo a um gás 2D num campo magnético forte. Segue da Eq. (5.23) que sob baixas temperaturas ($k_B T \ll \hbar\omega_Z$), a taxa de relaxação de spin do Mn em um campo magnético alto é vista variar exponencialmente com o inverso da temperatura (isto é, $T_1^{-1} \propto \exp[-\hbar\omega_Z / k_B T]$). Sob altas temperaturas ($\hbar\omega_Z \ll k_B T \ll \hbar\omega_c$), por outro lado, a taxa de relaxação cresce linearmente com a temperatura (isto é, $T_1^{-1} \propto k_B T / \hbar\omega_Z$), resultando na relação Korringa $1/T_1 \propto T$. De modo a obter uma curva da Eq.(5.23) a reescrevemos de uma maneira mais adequada, na forma que segue:

$$\left\langle \frac{1}{T} \right\rangle = \frac{15(\alpha/L_z)^2 x^2}{8\hbar\pi(\beta\hbar^2/m^*)^2 \Gamma} Y(y) \tag{5.24}$$

onde $Y(y)$ é a função adimensional dada por:

$$Y(y) = \sum_j \frac{y^2}{\sinh \frac{1}{4} g^* y} \frac{(e^{yg^*/2} - 1)}{[\cosh[y(j + g^*/2) - 4] + \cosh \frac{1}{4} yg^*]} \frac{1}{[y^2(1 + g^*/2)^2 / \lambda^2 + 1]} \tag{5.25}$$

Aqui, $y \equiv \beta \hbar \omega_c$ e $\lambda \equiv \beta \Gamma$ e na Eq.(5.23) a energia de Fermi foi tomada como sendo $\varepsilon_F(B) = (j+1/2)\hbar\omega_c + E_0 - \hbar\omega_Z$.

Na Fig. 5.3 plotamos $Y(y)$ como uma função de y , quando o somatório sobre os dois primeiros níveis de Landau é feito. Usamos os seguintes parâmetros para uma heteroestrutura de (Cd, Mn)Te: $T^* = 100\text{K}$ ($K_B T^* = 8,6 \text{ meV}$), $m^* = 0,096m$, $E_0 = 35 \text{ meV}$, $L = 8 - 10 \text{ nm}$, $\Gamma = 0,2 \text{ meV}$, deduzida a partir da mobilidade de nossa amostra [108], e um fator g aumentado, $g^* \approx 10$ (o fator g efetivo pode ser tão alto quanto 1000). A partir do gráfico vemos que quando o campo cresce, para um valor fixo de temperatura, T_1^{-1} se aproxima de um máximo ou mínimo local pela função $Y(y)$. Fisicamente, isto é devido ao fato de que a energia de Fermi $\varepsilon_F(B) = (j+1/2)\hbar\omega_c + E_0 - \hbar\omega_Z$ cruza um nível de spin-split ou o centro de um gap de spin-split, respectivamente. Desta forma, T_1^{-1} oscila com o campo, mas a amplitude destas oscilações decresce quando o campo diminui. Em baixos valores de campo magnético, o decréscimo na amplitude de oscilação de T_1^{-1} é causado pela interação de troca $s-d$ entre os elétrons na banda de condução e os íons magnéticos (a energia de Zeeman é $\hbar\omega_Z = g^* \mu_B B = g \mu_B B + \alpha N_0 x \langle S^z \rangle$ e pode ser feita bem grande de modo a resultar em um g^* efetivo grande).

Sob altos campos magnéticos, T_1^{-1} exhibe oscilações aumentadas com o crescimento do campo magnético. O comportamento das oscilações é atribuído à interação entre os níveis discretos de Landau e a superfície de Fermi. Este tipo de dependência com o campo é similar às oscilações SdH na resistividade diagonal de Hall ρ_{xx} [109].

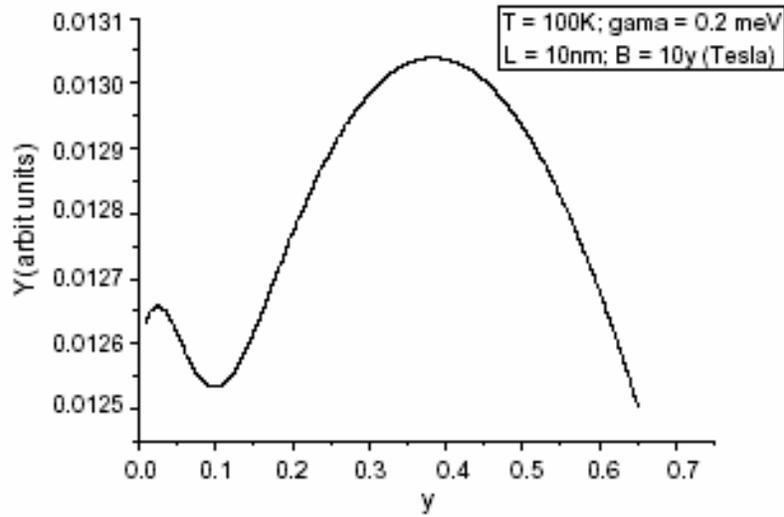


Fig. 5.3. Função adimensional $Y(y)$ como função de y ($y \equiv \beta \hbar \omega_c$). Os parâmetros seguintes para uma heteroestrutura de (Cd, Mn)Te foram usados: $m^* = 0,096m$; $E_0 = 35$ meV ; $L = 10$ nm; $g^* \approx 10$. Aqui nós assumimos uma largura de linha $\Gamma = 0,2$ meV e $T^* = 100$ K ($K_B T^* = 8,6$ meV). Os valores de campo magnético foram escolhidos por $B = 10y$ Teslas [111]

Em resumo, determinamos aqui nesta seção a taxa de relaxação Korringa $1/T_1$ de um íon próximo a uma heteroestrutura 2DEG em (Cd, Mn)Te na presença de um campo magnético quantizante. Os resultados mostraram que $1/T_1$ oscila com L_z^{-2} , L_z sendo a largura do poço quântico, que pode ser aumentada com a diminuição de L_z . Devido à presença dos níveis de Landau e do gap de mobilidade spin-flip, T_1^{-1} oscila com o campo lembrando as oscilações da resistividade ρ_{xx} , características de sistemas de baixa dimensionalidade, e revelam a interação entre os níveis discretos de Landau e a superfície de Fermi.

Nossos cálculos oferecem um método de se investigar a dinâmica de um íon magnético como Mn em um 2DEG e nos dá novas informações sobre o parâmetro de troca bem como informações sobre o 2DEG [110- 112].

CAPÍTULO 6

Magneto-condutividade transversa na presença de espalhamento elétron-magnon

6.1 – Introdução

Um fenômeno muito importante em semicondutores nano estruturados, é a tremenda mudança das propriedades de transporte induzidas pelo efeito do confinamento quântico. Vários estudos sobre a magneto-condutividade transversa e efeito Hall quântico em semicondutores quasi-bi-dimensionais, têm resultado numa gama de informações a respeito de propriedades dos elétrons em tais sistemas [95]. O espectro de energia dos elétrons confinados em tais sistemas na presença de um campo magnético aplicado perpendicularmente ao plano é completamente quantizado. Desta forma, a densidade de estados e a magneto condutividade transversa de tais sistemas, diverge na ausência de espalhamento [113].

Vimos anteriormente que o uso de semicondutores magnéticos diluídos (DMS) em tais sistemas, dá um novo grau de liberdade para o sistema (spin), observado em propriedades ópticas e de transporte. Dopando-se $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ou $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ com portadores, essas DMS podem desenvolver um ordenamento magnético à baixas temperaturas e até mesmo à alta temperatura como e o caso de $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{N}$, dependendo da fração molar dos íons de manganês [114]. Nesse caso, o acoplamento antiferromagnético do spin dos portadores de carga com o spin localizado do íon manganês permite um acoplamento ferromagnético entre os spins localizados do íon manganês para uma fração molar crítica de íons de manganês.

Nesta fase do trabalho, calcularemos a magneto condutividade transversa σ_{xx} de um poço quântico quasi-bi-dimensional, na presença de um campo magnético normal à barreira do poço, considerando-se uma interação elétron-magnon em uma DMS, usando-se o formalismo da Teoria da Resposta Linear [115]. Encontraremos uma expressão para a magneto condutividade transversa para esse gás de elétrons quase bi – dimensional, confinado em um poço quântico quadrado, interagindo com os magnons isotrópicos (tridimensionais). O transporte de spin longitudinal em super-redes DMS tais como ZnSe/Zn_{0,96}Mn_{0,04}Se tem sido estudado [116]. Cálculos da magneto- condutividade (MC) longitudinal em tais sistemas mostraram [116] que a MC exibe um comportamento oscilatório em função de um campo magnético externo. O comportamento oscilatório foi também atribuído, como no caso da relaxação Korringa do capítulo 5, a interação entre os níveis discretos de Landau e a superfície de Fermi.

6.2. Magneto condutividade transversa em semicondutores quasi-bi-dimensionais na presença de espalhamento elétron-magnon

6.2.1. Formalismo

O Hamiltoniano do sistema elétron-magnon, na presença de um campo magnético aplicado perpendicularmente (direção z) à superfície do semiconductor (plano xy), é dada por:

$$H = \sum_{n\ell x\sigma} \varepsilon_{n\ell x\sigma} a_{n\ell' \sigma' x}^+ a_{n\ell \sigma x} + \sum_k \hbar \omega_k \left(b_q^+ b_q + \frac{1}{2} \right) + H_{s-d} \quad (6.1)$$

onde

$$H_{s-d} = \sum_{n\bar{x}\sigma} \sum_{n'\bar{x}'\sigma'} \sum_k V(k) \langle n' \ell' \sigma' \bar{x}' | e^{-ikr} | n \ell \sigma \bar{x} \rangle a_{n'\ell'\sigma'\bar{x}'}^+ a_{n\ell\sigma\bar{x}}^- (b_q^+ b_q) \quad (6.2)$$

e ainda

$$\varepsilon_{n\bar{x}\sigma} = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c + \ell^2 E_0 - \frac{\sigma N_0 \alpha x S}{2} \quad (6.3)$$

$\omega_c = \frac{eB}{m^*}$, $E_0 = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^* L_z^2}$. Aqui, n , \bar{x} e ℓ , são os números quânticos de Landau, o centro da órbita de ciclotron e o número quântico de sub-banda respectivamente. Também temos que L_z é a separação entre as camadas (largura do poço quântico), $\vec{Q}(q_x, q_y, q_z)$ é o vetor de propagação de magnons, $a_{n\ell\sigma\bar{x}}^-$ e $a_{n\ell\sigma\bar{x}}^+$ são os operadores de aniquilação e criação de elétrons no estado $|n, \ell, \bar{x}, \sigma\rangle$. De forma semelhante, b_q e b_q^+ são os operadores de criação e aniquilação de magnons no estado $|n_k\rangle$. Finalmente, como anteriormente, $V(q)$ é o potencial de perturbação elétron-magnon e o vetor potencial para a constante de campo magnético \mathbf{B} no calibre de Landau, é dado por $\mathbf{A} = (0, Bx, 0)$. A função de onda dos elétrons livres é dada pela função usual [115]:

$$\begin{aligned} \psi_{n\ell y\sigma}(r) &= \langle r | n\bar{x}\ell\sigma \rangle = \\ &= \frac{1}{(2^N N! \sqrt{\pi})^{\frac{1}{2}}} \exp\left[-\left(\frac{x-\bar{x}}{\lambda}\right)^2\right] H_N\left[\left(\frac{x-\bar{x}}{\lambda}\right)\right] \exp\left(\frac{-i\bar{x}}{\lambda^2}\right) \phi(z) \chi(\sigma) \end{aligned} \quad (6.4)$$

onde $A=L_xL_y$ é a área normalizada, $\phi_n(z) = \sqrt{2/L_z} \sin(n\pi z/L_z)$ é a função envelope usual e $\chi(\sigma)$ é a função de spin. Aqui, $\lambda = [\hbar/m^*\omega_c]^{\frac{1}{2}}$, $H_N(x)$ é o polinômio de Hermite de enésimo grau, e $\bar{x} = -\lambda^2 k_y$ é o centro da órbita de ciclotron do elétron. Temos também, que N_q obedece à função de distribuição dos magnons de modo q, onde $N_q = [\exp(\hbar\omega_q/k_B T) + 1]^{-1}$. O cálculo da magneto condutividade transversa, será derivada a partir da conhecida Fórmula de Kubo [117], tratada na próxima seção em detalhes e de forma geral dada por:

$$\sigma_{xx} = \frac{\beta e^2}{2V_0} \sum_{\xi, \xi'} \langle n_{\xi} \rangle (1 - \langle n_{\xi'} \rangle) U_{\xi\xi'}(Y - Y')^2 \quad (6.5)$$

onde $\langle n'_{\xi} \rangle$ é a função de distribuição de Fermi Dirac, U é a taxa de transição dada pela Regra de Ouro de Fermi (veja detalhes na próxima seção), V_0 é o volume, e $\beta = 1/k_B T$, k_B sendo a constante de Boltzmann e T a temperatura. O último termo em (6.5) será desenvolvido usando o fato de que $Y = (\xi|y|\xi) = y_0 = \lambda^2 k$, com y_0 representando o centro da órbita de ciclotron do elétron e aqui sendo igual a $y_0 = \bar{x}$.

A expressão para a magneto condutividade transversa para o nosso sistema (Q2DEG), já substituindo os respectivos elementos de matriz, será dada então por:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} = & \frac{\pi e^2 \beta \lambda^4}{V_0 \hbar} \sum_{m'} \sum_{k_y} \sum_{Q\ell\ell} \sum_{\sigma\sigma'} |V(q)|^2 |J_{NN'}(X)|^2 |F_{\ell\ell'}(q_z)|^2 \\ & \times f_{n\ell\sigma} (1 - f_{n'\ell'\sigma'}) \times \{n_0(q) \delta(\varepsilon_{n\ell\sigma} - \varepsilon_{n'\ell'\sigma'} + E_q) \\ & + (n_0(q) + 1) \delta(\varepsilon_{n\ell\sigma} - \varepsilon_{n'\ell'\sigma'} - E_q)\} \end{aligned} \quad (6.6)$$

onde $X = \lambda^2 q_{\perp} / 2$, e $\varepsilon_{n\ell\sigma} = \varepsilon_{n'\ell'\sigma'}$, $E_q = \hbar \omega_q$. Ainda temos:

$$\begin{aligned} |J_{m'}(X)|^2 &= \frac{n'!}{n!} e^{-X} X^{n-n'} [L_n^{n-n'}(X)]^2, & n' \leq n \\ &= \frac{n!}{n'!} e^{-X} X^{n'-n} [L_n^{n'-n}(X)]^2, & n \leq n', \end{aligned} \quad (6.7)$$

bem como:

$$F_{\ell\ell'}(q_z) = \frac{2}{L_z} \int_0^{L_z} e^{iq_z z} \sin\left(\frac{\ell \pi z}{L_z}\right) \sin\left(\frac{\ell' \pi z}{L_z}\right) dz \quad (6.8)$$

Ainda na Eq. (6.6), como visto anteriormente, $|V(q)|^2 = (N_0 \alpha x)^2 S / N_c$, representa o vértice de interação elétron-magnon, N_c sendo o número de sítios catiônicos e as funções $L_n^M(X)$ são os polinômios de Laguerre associados, dados por:

$$L_n^M(X) = \frac{e^X X^{-M}}{n!} \frac{d^n}{dX^n} (e^{-X} X^{n+M}) \quad (6.9)$$

A função de distribuição dos elétrons é a distribuição de Fermi-Dirac, dada por:

$$f_{n\ell\sigma} = f(\varepsilon_{n\ell\sigma}) = [\exp(\varepsilon_{n\ell\sigma} / k_B T) + 1]^{-1} \quad (6.10)$$

A Eq. (6.7) foi avaliada considerando a aproximação de um poço de potencial com barreiras infinitas [92], e o resultado para o caso em que $\ell = \ell'$, é dado por:

$$|F_{\ell\ell}(q_z)|^2 = \frac{1}{4} \left[4 \left(\frac{\sin(q_z L_z / 2)}{(q_z L_z / 2)} \right)^2 + \left(\frac{\sin[(q_z - 2\ell\pi / L_z)(L_z / 2)]}{(q_z - 2\ell\pi / L_z)(L_z / 2)} \right)^2 + \left(\frac{\sin[(q_z + 2\ell\pi / L_z)(L_z / 2)]}{(q_z + 2\ell\pi / L_z)(L_z / 2)} \right)^2 \right] \quad (6.11)$$

Para o caso em que $\ell \neq \ell'$, temos:

$$|F_{\ell\ell'}(q_z)|^2 = \frac{1}{4} \left[\left(\frac{\sin[(q_z \pm (\pi / L_z)(\ell' \pm \ell))(L_z / 2)]}{[(q_z \pm (\pi / L_z)(\ell' \pm \ell))(L_z / 2)]} \right)^2 \right] \quad (6.12)$$

Para resolvermos a Eq (6.6), observa-se que a soma sobre \mathbf{q} é substituída por uma integral do tipo $\sum_q \rightarrow (V_0 / 8\pi^3) \int d^3 q$. Podemos notar também que

$\sum_{k_y} \rightarrow \frac{L_y}{2\pi} \int_{-L_x/2\lambda^2}^{L_x/2\lambda^2} dk_y = \frac{A}{2\pi\lambda^2}$, onde os limites $\pm L_x/2\lambda^2$ vêm do fato de que a função $\phi_N(x + l^2 k_y)$ é centrada em $x_0 = -\lambda^2 k_y$ ($-L_x/2 \leq x \leq L_x/2$) e A é a área da superfície da amostra.

6.2.2- Cálculo da Magneto condutividade Transversa

Podemos agora proceder na determinação da taxa em que um elétron fora do equilíbrio em uma sub-banda de spin de condução, relaxa buscando o equilíbrio, através de um processo de spin-flip mediado por um magnon. Para isso, partimos da “regra de ouro” de Fermi, proveniente da Teoria de Boltzman [118].

Aqui, assumiremos que L_z é tão pequeno que não existem transições entre os níveis ℓ devido à agitação térmica, ou fônons. Iremos considerar ainda que todos os portadores estejam na sub banda mais inferior $\ell = \ell' = 1$. Aqui, a segunda função δ na Eq. (6.6) (processos de emissão de magnons) será desconsiderada, já que este processo é proibido já que decresce a energia dos elétrons abaixo do menor estado de energia (fundamental). Desta forma, os argumentos da função delta na equação (6.6) se tornam:

$$\varepsilon_{n\ell\sigma} - \varepsilon_{n'\ell'\sigma'} = (n - n')\hbar\omega_c + (\ell - \ell')E_0 - (\sigma - \sigma')\frac{N_0\alpha x S}{2} \quad (6.13)$$

Assim, temos que a magneto condutividade transversa diverge para o caso em que consideramos transições intra-sub-bandas para os níveis de Landau, $\varepsilon_{n\ell\sigma} = \varepsilon_{n'\ell'\sigma'}$.

Seguindo o nosso modelo que tem sido aplicado com sucesso para espalhamentos de elétrons com impurezas, nós substituímos a função Delta por Lorentzianas da forma:

$$\delta(\varepsilon_{n\ell\sigma} - \varepsilon_{n'\ell'\sigma'} + \hbar\omega_q) \rightarrow \frac{1}{\pi} \left[\frac{\hbar\gamma_{m'}}{(\varepsilon_{n\ell\sigma} - \varepsilon_{n'\ell'\sigma'} + \hbar\omega_q)^2 + \hbar^2\gamma_{m'}^2} \right] \quad (6.14)$$

Aqui, $\gamma_{m'} = 1/\tau_{m'}$ é o inverso do tempo de relaxação dos elétrons que em geral, depende da temperatura, do campo magnético aplicado e dos índices n e n' dos níveis de Landau. Nós também observamos no que segue, $\omega_q = v_0 \cdot q$ sendo v_0 a velocidade de fase das ondas de spin (magnons). Podemos também simplificar os cálculos futuros, fazendo uma aproximação para altas temperaturas em $n_0(q)$, número de ocupação dos magnons, ou seja:

$$n_0(q) \approx n_0(q) + 1 \approx \frac{k_B T}{\hbar\omega_q} \approx \frac{k_B T}{\hbar v_0 \cdot q} \quad (6.15)$$

Usando o fato de que a integral sobre q_z na Eq. (6.6) é aproximada por

$$\int_{-\infty}^{\infty} |F_{\ell\ell'}(q_z)|^2 dq_z = \frac{\pi}{L_z} (2 + \delta_{\ell\ell'}), \quad \text{e a integral sobre } q_{\perp} \text{ é dada por}$$

$$\int_0^{\infty} |J_{m'}(X)|^2 dX = \frac{n!}{(n!)^2} (3n - n' + 1) [(2n - n')!], \quad \text{podemos substituir os valores acima na}$$

expressão para a magneto condutividade transversa, e assim obtemos:

$$\sigma_{xx} = \frac{e^2 A (N_0 \alpha x)^2 S}{8 \hbar^2 \pi^4 \nu_0 q N_C} \times \sum_{n, n', \ell, \ell', \sigma, \sigma'} \left[\frac{n!}{(n!)^2} (3n - n' + 1) [(2n - n')!] \right] \frac{\pi}{L_z} (2 + \delta_{\ell \ell'})$$

$$\times f_{n, \ell, \sigma} (1 - f_{n', \ell', \sigma'}) \times \left[\frac{\hbar \gamma_{m'}}{(\varepsilon_{n \ell \sigma} - \varepsilon_{n' \ell' \sigma'})^2 + \hbar^2 \gamma_{m'}^2} \right]$$

(6.16)

Para o nosso caso, em que $\ell = \ell'$ e $n \neq n'$, transições eletrônicas entre os níveis de Landau ocorrem e também assumiremos posteriormente que $n' = n + 1$ (transições entre os níveis vizinhos de Landau). Para altas temperaturas (abaixo da temperatura de ordenamento magnético obviamente), $f_{n' \ell' \sigma'} \ll 1$, e com as considerações acima, podemos escrever:

$$\sigma_{xx} = \frac{3e^2 A (N_0 \alpha x)^2 S}{8 \hbar^2 \pi^3 \nu_0 q L_z N_C}$$

$$\times \sum_{n, n', \ell, \ell', \sigma, \sigma'} \left[\frac{n!}{(n!)^2} (3n - n' + 1) [(2n - n')!] \right] \times f_{n \ell \sigma} \times \left[\frac{\hbar \gamma_{m'}}{(\varepsilon_{n \ell \sigma} - \varepsilon_{n' \ell' \sigma'} + \hbar \omega_q)^2 + \hbar^2 \gamma_{m'}^2} \right]$$

(6.17)

Fazendo agora a substituição $\hbar \gamma_{m'} = \Gamma_{m'}$, onde $\Gamma_{m'}$ é a largura da Lorentziana, e substituindo $f_{n \ell \sigma}$ pela função usual Fermi-Dirac, podemos escrever:

$$\sigma_{xx} = \frac{3e^2 A(N_0 \alpha x)^2 S}{8\hbar^2 \pi^3 \nu_0 q L_z N_C} \times \sum_{n,n',\sigma,\sigma'} \left[\frac{n!}{(n!)^2} (3n - n' + 1) [(2n - n')!] \right] \times e^{-\beta(\varepsilon_{n1\sigma} - \varepsilon_F)} \times \left[\frac{\Gamma_{nn'}}{(\varepsilon_{n1\sigma} - \varepsilon_{n'1\sigma'} + \hbar\omega_q)^2 + \Gamma_{nn'}^2} \right] \quad (6.18)$$

De acordo com a Ref. [113], para o caso em que $n' \geq n + 1 + \delta$, a contribuição de \mathbf{n}' para $\Gamma_{nn'}$ pode ser desprezada quando comparada ao caso em que $n' \geq n + \delta$, desde que $\Gamma_{nn'} \approx \Gamma_n$ e a soma sobre n' pode ser substituída por uma soma sobre s (progressão geométrica), para se obter:

$$\sigma_{xx} = \frac{3e^2 A(N_0 \alpha x)^2 S}{4\hbar^3 \pi^3 \nu_0 q \omega_c L_z N_C} \times \sum_{n,\sigma,\sigma'} (n+1) \times e^{-\beta(\varepsilon_{n1\sigma} - \varepsilon_F)} \times \left[1 + 2 \sum_{s=1}^{\infty} e^{-2\gamma s} \cos(2\pi\delta) \right] \quad (6.19)$$

onde por conveniência escrevemos $\gamma = \frac{\pi\Gamma_n}{\hbar\omega_c}$. Fazendo $\sigma = 1$ e $\sigma' = -1$ e realizando a soma sobre s , podemos escrever a Eq. (6.19) na forma:

$$\sigma_{xx} = \frac{3e^2 A(N_0 \alpha x)^2 S}{4\hbar^3 \pi^3 \nu_0 q \omega_c L_z N_C} \times \sum_{n,\sigma,\sigma'} (n+1) \times e^{-\beta(\varepsilon_{n1\sigma} - \varepsilon_F)} \times \left[\frac{\sinh(2\gamma)}{\cosh(2\gamma) - \cos(2\pi\delta)} \right] \quad (6.20)$$

onde $\delta = \omega_q / \omega_c$, e o termo em colchetes é exatamente o resultado da soma sobre s [113]. A soma sobre n pode ser feita, considerando Γ_n independente de n e o resultado é

igual a $1/2 \sinh(\beta\hbar\omega/2)$. Por conveniência, introduziremos a densidade de estados quasi-unidimensional não perturbada $N_s^{1D}(\varepsilon)$ e podemos reescrever a Eq.(6.20) como:

$$\sigma_{xx} = \frac{3e^2 A(N_0 \alpha x)^2 S}{4\hbar^3 \pi^3 \nu_0 q \omega_c L_z N_c} \left(\frac{\beta\hbar^2 \pi}{2m^*} \right)^{\frac{1}{2}} \times N_s^{1D} \times \left[\frac{\sinh(2\gamma)}{\cosh(2\gamma) - \cos(2\pi\delta)} \right] \quad (6.21)$$

onde temos que:

$$N_s^{1D} = \left(\frac{2m^*}{\beta\hbar^2 \pi} \right)^{1/2} \times \frac{e^{\beta\varepsilon_F}}{2 \sinh(\beta\hbar\omega/2)} \quad (6.22)$$

Para o caso quasi-bi-dimensional, a densidade de estados em termos de $N_s^{1D}(\varepsilon)$ é escrita como $N_s^{2D}(\varepsilon) = N_s^{1D}(\varepsilon)/L_z$. Assim, após rearranjarmos os termos, podemos escrever a expressão final para a condutividade como:

$$\sigma_{xx} = \frac{3e^2 V_0 (N_0 \alpha x)^2 S}{4\hbar^3 \pi^3 \nu_0 q \omega_c L_z N_c} \times \left(\frac{\beta\hbar^2 \pi}{2m^*} \right)^{\frac{1}{2}} \times N_s^{2D} \times \left[\frac{\sinh(2\gamma)}{\cosh(2\gamma) - \cos(2\pi\delta)} \right] \quad (6.23)$$

6.2.3- Discussão e Conclusões

A equação (6.23), é a expressão para a magneto condutividade a qual iremos discutir agora. Podemos ver que σ_{xx} depende da espessura da amostra na forma de $1/L_z$ e depende ainda do acoplamento elétron-magnon (constante) além do quadrado da concentração de manganês, respectivamente. Também, σ_{xx} é dependente da densidade de estados quasi-bi-dimensional dos elétrons na presença de um campo magnético e reflete o

fato de que o tempo de relaxação spin-flip, é dependente desta densidade de estados 2D. Nas Fig. 6.1 e 6.2, mostramos gráficos de σ_{xx}/σ_0 (σ_0 é um fator constante multiplicando

as funções hiperbólicas, dado por $\sigma_0 = \frac{3e^2 V_0 (N_0 \alpha x)^2 S}{4\hbar^3 \pi^3 \omega_c^2 L_z N_C} \times \left(\frac{\beta \hbar^2 \pi}{2m^*} \right)^{\frac{1}{2}} \times N_s^{2D}$) como função

do campo magnético (frequência de ciclotron do elétron) para o $Ga_{1-x}Mn_xAs$ onde assumimos que $L_z = 8 - 10 \text{ nm}$, $kT = 0,43 \text{ meV}$, $E_0 = 0,5 \text{ meV}$ (energia do estado fundamental no poço quântico), e $q = \omega_q/c_s = 2 - 5 \times 10^6 \text{ cm}^{-1}$ (comprimento de onda dos magnons).

A Fig. 6.1 mostra o comportamento oscilatório de σ_{xx} quando o campo magnético é variado. Como vimos anteriormente, essas oscilações têm características de sistemas de baixa dimensionalidade quando os níveis de Fermi saltam a partir de diferentes níveis de Landau através da variação do campo magnético.

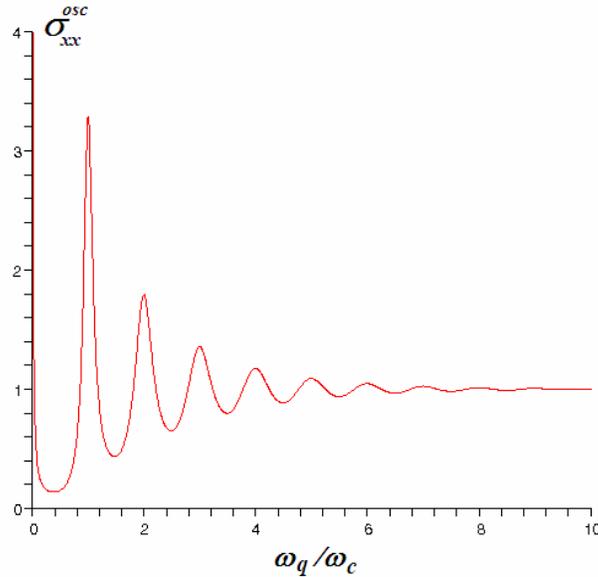


Fig. 6.1. Parte oscilatória da magneto condutividade transversal em função da razão entre a frequência dos magnons e a frequência de cyclotron do elétron para uma amostra de $Ga_{1-x}Mn_xAs$. Aqui $L_z=10 \text{ nm}$, $KT= 0,43 \text{ meV}$, $E_0=0,5 \text{ meV}$ (subbanda do estado fundamental), $q= \omega_q / c_s =2 \times 10^6 \text{ cm}^{-1}$ (comprimento de onda do magnons).

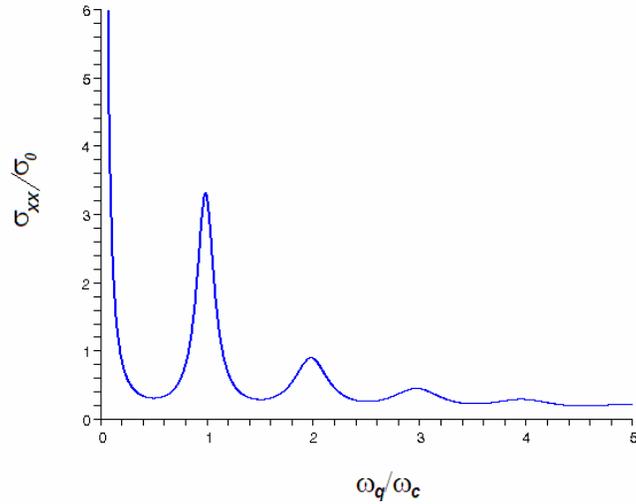


Fig. 6.2. Magneto condutividade transversa normalizada em função da razão entre a frequência dos magnons e a frequência de cyclotron do elétron para uma amostra de $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$. Aqui $L_z=10$ nm, $KT=0,43$ meV, $E_0=0,5$ meV (subbanda do estado fundamental), $q= \omega_q / c_s = 2 \times 10^6 \text{ cm}^{-1}$ (comprimento de onda dos magnons). Aqui σ_0 é uma constante, definida no texto.

Com o intuito de comparar os resultados mostrados acima, aguardamos ainda trabalhos experimentais, em que a magneto condutividade transversa na presença de magnons possa ser reportada em poços quânticos bidimensionais.

Faz-se interessante mostrar aqui um gráfico da magneto condutividade longitudinal em super-redes como $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{0,96}\text{Mn}_{0,04}\text{Se}$ considerado na Ref. [116]. Neste gráfico observamos também as oscilações da magneto condutividade longitudinal em função do campo magnético aplicado, tal como calculado por nós.

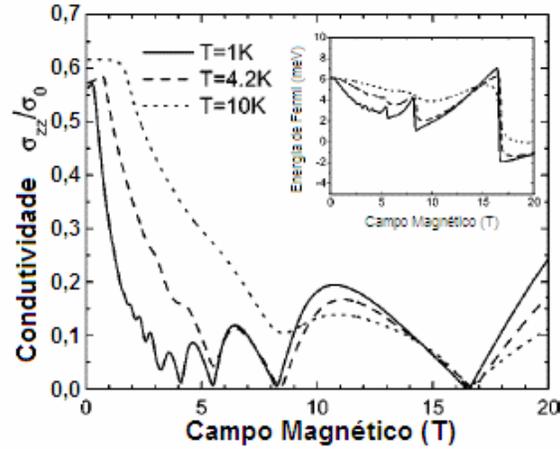


Fig. 6.3. Magneto- condutividade longitudinal versus campo magnético (o gráfico interno mostra a energia de Fermi como função do campo magnético). [114].

Desta forma, demonstramos em primeira mão, uma expressão apropriada para a magneto condutividade transversa devido ao confinamento bi-dimenisonal de elétrons em GaMnAs, sujeito a uma interação elétron-magnon trazida pela presença do íon Mn.

6.3 – Ressonância magnetomagnon em fios quântico semicondutores magnéticos

6.3.1 introdução

Nesta seção, calculamos a magneto condutividade transversa de um poço quântico quase-unidimensional (fio quântico), na presença de um campo magnético normal às barreiras do poço, para uma interação elétron magnon em DMS. O gás de elétrons é considerado quase-unidimensional enquanto os magnons são considerados sem

confinamento (bulk). A base do nosso tratamento foi o formalismo da Teoria da Resposta Linear [115]. Mostraremos que a magneto condutividade transversa em fios quânticos de largura W ($0,1 \mu m$) bem mais larga que o comprimento magnético l_B e bem menor que livre caminho médio l_e , ($l_B \ll l_e$), modelado com um potencial parabólico de frequência Ω , leva a um desvio dos picos da ressonância magneto-magnon para pequenos campos magnéticos. Observamos também que σ_{xx} decresce quando o confinamento se torna maior (quando a largura do poço decresce). Apresentamos alguns resultados numéricos para um fio quântico quase-unidimensional de $Ga_{1-x}Mn_xAs$, onde esperamos encontrar boas condições para seu uso em dispositivos de spintrônica.

6.3.2 Fórmulas básicas e características do fio quântico

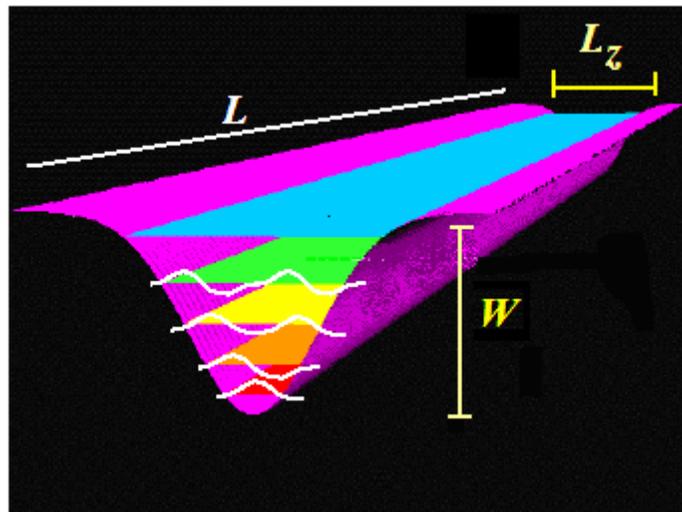


Fig. 6.4. (A) Esquematização de um fio quântico. Aqui a figura 2.3 foi novamente usada para compor o esquema do fio.

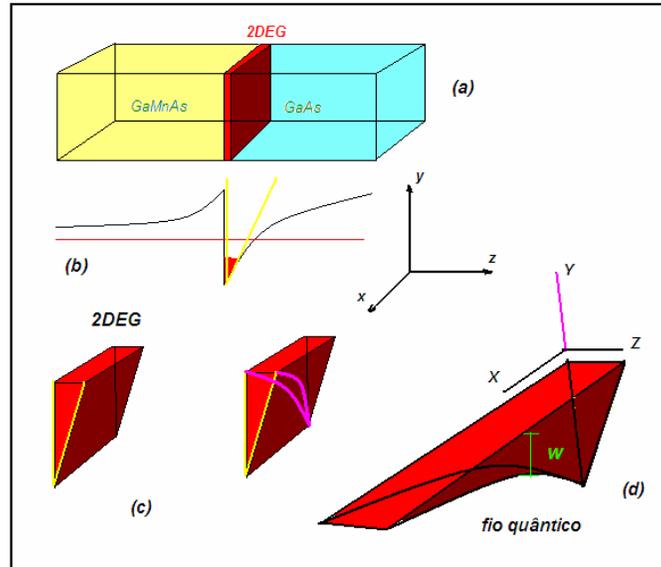


Fig. 6.4(B). Alternativamente, a esquematização de um fio quântico: (a) representação da heteroestrutura com a formação do 2DEG na interface. (b) representação da banda de condução na junção com a representação triangular do poço quântico (amarelo). (c) detalhe do poço triangular e a representação com o confinamento parabólico em y . (d) esquema do fio quântico nessas condições.

Consideramos um Q1DEG (gás de elétrons quase unidimensional) restrito a um fio de dimensões $L_x \equiv L$, $L_y \equiv W$, e L_z tal que $W, L_z \ll L$: W ($0,25 \mu m$) ou menos, e L_z ($5 - 10$ nm) (Fig. 6.4(A) ou alternativamente, Fig. 6.4(B)). O confinamento de elétrons na direção z , é modelado com um poço triangular como usualmente realizado em heteroestruturas [113], e dá origem a sub-bandas eletrônicas. Iremos considerar as densidades eletrônicas tais que somente as sub-bandas de energia mais baixa com um elétron E_z^0 estão ocupadas, e um campo B paralelo ao eixo z , é aplicado ao fio.

Nosso modelo de confinamento na direção y é um potencial parabólico de frequência Ω , $V(y) = m^* \Omega^2 y^2 / 2$. Os elétrons estão livres na direção ao longo do fio.

No calibre de Landau, $A = (-By, 0, 0)$ onde A é o potencial vetor e o Hamiltoniano para um elétron, os autoestados $|\xi\rangle$ e os autovalores E_ξ são dados por:

$$H = (P + qA)^2 / 2m^* + m^* \Omega^2 y^2 / 2 + H_0(z) \quad (6.24)$$

$$|\xi\rangle = \psi_{n,k_x,0} = \phi_n(y - y_0) e^{ik_x x} \chi(\sigma) \psi_0(z) / \sqrt{L_z} \quad (6.25)$$

$$E_\xi = E_{n,k_x,0} = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \tilde{\omega} + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2\tilde{m}} + E_z^0 - \frac{\sigma N \alpha x S}{2} \quad (6.26)$$

Aqui, P é o operador momento, q é a carga do elétron, n é o índice do nível de Landau. Aqui, o campo magnético quantizante, renormaliza a frequência de ciclotron do elétron e sua massa efetiva, que serão dadas por $\tilde{\omega} = (\omega_c^2 + \Omega^2)^{\frac{1}{2}}$, $\tilde{m} = m^* \tilde{\omega}^2 / \Omega^2$, $y_0 = \tilde{b} \tilde{l}_B^2 k_x$, com $\tilde{b} = \omega_c / \tilde{\omega}$, $\tilde{l}_B^2 = \hbar / m^* \tilde{\omega}$, sendo m^* a massa efetiva e k_x é o vetor de onda na direção x . Nos passos seguintes, iremos omitir os índices x em k_x e 0 em $\psi_{n,k_x,0}$ e $E_{n,k_x,0}$. Para $\psi_0(z)$ usamos a função de onda usual $\psi_0(z) = b_0^{3/2} z e^{-b_0 z / 2} / 2$ com uma espessura média $\langle L_z \rangle = 3 / b_0$. Para os cálculos seguintes, precisaremos dos seguintes elementos de matriz:

$$Y = \langle \xi | y | \xi \rangle = y_0 = \tilde{b} \tilde{l}_B^2 k \quad (6.27)$$

$$\left| \left\langle \xi \left| e^{iq \cdot r} \right| \xi' \right\rangle \right|^2 = [J(q_z)]^2 |J_{m'}(u)|^2 \delta_{k, k'+q_x}, \quad (6.28)$$

$$J(q_z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_0^*(z) e^{iq_z z} \psi_0(z) dz \quad (6.29)$$

$$|J_{m'}(u)|^2 = \frac{n!}{n'!} e^{-u} u^{n'-n} [L_n^{n'-n}(u)]^2, \quad n \leq n' \quad (6.30)$$

Aqui $u = \tilde{l}_B^2 (q_x^2 + \tilde{b}^2 q_y^2) / 2$ e $L_n^M(u)$, é o polinômio de Laguerre. Temos também,

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |J(q_z)|^2 dz = \frac{\pi}{L_z} (2 + \delta_{\ell, \ell'}) \quad (6.31)$$

onde ℓ e ℓ' são os índices de subbanda (neste caso $\ell = \ell' = 1$). Também temos $q_{\perp}^2 = q_x^2 + q_y^2$ e $\omega_c = eB/m^*$. Para se calcular a magneto condutividade σ_{xx} quando um pico de campo elétrico é aplicado na direção x e os picos de potenciais de espalhamento na presença de um campo magnético paralelo ao eixo z, usaremos os resultados prévios [113] (que é equivalente à conhecida Fórmula de Kubo):

$$\sigma_{xx} = \frac{\beta e^2}{2V_0} \sum_{\xi, \xi'} \langle n_{\xi} \rangle (1 - \langle n_{\xi'} \rangle) U_{\xi \xi'} (Y - Y')^2 \quad (6.32)$$

onde $\langle n'_{\xi} \rangle$ é a função de distribuição de Fermi Dirac, U é a taxa de transição dada pela Regra de Ouro de Fermi, V_0 é o volume, e $\beta = 1/k_B T$, k_B sendo a constante de Boltzmann

e T a temperatura. Para a interação elétron magnon, a probabilidade de transição U é dada por:

$$U_{\xi\xi'} = \sum_q [X^+ n_0 + X^- (1 + n_0)] \quad (6.33)$$

com

$$X^\pm = \frac{2\pi}{\hbar} |V(q)|^2 \left| \langle \xi | e^{iqr} | \xi' \rangle \right|^2 \times \delta(E_\xi - E_{\xi'} \pm \hbar\omega_q) \quad (6.34)$$

O primeiro e segundo termos da Eq. (6.33) representam a absorção e a emissão de um magnon de vetor de onda q e de frequência ω_q , respectivamente. n_0 é o número de equilíbrio de magnons e V(q) como antes, é o vértice da interação elétron magnon, dada por:

$$|V(q)|^2 = \frac{(N_0 \alpha x)^2 S}{N_c} \quad (6.35)$$

Por simplicidade, na equação (6.35), desprezamos qualquer mudança na interação elétron-magnon devido ao confinamento dos elétrons quase unidimensional.

6.3.3 - Cálculo da Magneto condutividade σ_{xx}

Para se calcular a magneto condutividade σ_{xx} , parte-se da equação geral (6.32) substituindo $\langle n_{\xi} \rangle_{eq} = f_{\xi} = f_{n,k,\sigma}$. O somatório sobre k' e q_z é feito usando-se a mesma argumentação usada no caso bidimensional. O integrando sobre q_{\perp} é feito fazendo a aproximação em que $\langle q_{\perp} \rangle \approx c \approx (2/\tilde{l}_B^2)^{1/2}$. Esta aproximação é também possível pela observação de que a exponencial em $|J_{m'}(u)|^2$ favorece os valores q_{\perp}^2 em relação a $2/\tilde{l}_B^2$ se considerarmos as frequências de confinamento Ω para \tilde{b}^2 , como aparece em $u = \tilde{l}_B^2(q_x^2 + \tilde{b}^2 q_y^2)/2$. Desta forma, isto é válido para $\Omega \leq \omega_c/2$ e assim $u \approx \tilde{l}_B^2(q_{\perp}^2)/2$. Assim, usamos esses detalhes para realizar a integral sobre a variável u . Substituindo a soma em q , por uma integral ao longo do fio, $\sum_q \rightarrow (V_0/8\pi^3) \int q_{\perp} dq_{\perp} dq_z d\varphi$ e incluindo a soma sobre os spins, obtemos:

$$\sigma_{xx} = \frac{\beta e^2 4\pi \tilde{b}^2 \tilde{l}_B^2 |V(q)|^2}{8\pi^3 \hbar} \sum_{\xi, \xi'} f_{\xi} (1 - f_{\xi'}) \int u |J(u)|^2 du \int |J(q_z)|^2 dq_z \quad (6.36)$$

$$\times [n_0 \delta(\varepsilon_{\xi} - \varepsilon_{\xi'} + \hbar\omega_k) + (n_0 + 1) \delta(\varepsilon_{\xi} - \varepsilon_{\xi'} - \hbar\omega_k)]$$

Consideremos agora, o regime de alta temperatura (abaixo da temperatura de ordenamento magnético), onde o fator $1 - f_{\xi'}$ pode ser aproximado por uma unidade (limite não degenerado). Fazendo as aproximações $n_0 \approx n_0 + 1 \approx k_B T / \hbar\omega_q$, a expressão seguinte para a condutividade pode ser escrita da seguinte forma:

$$\sigma_{xx} = \frac{e^2 \tilde{b}^2 \tilde{I}_B^2 |V(q)|^2}{2\pi^2 \hbar^3 \omega_q \tilde{\omega}} \sum_{n,n',k,k',\sigma,\sigma'} f_{n,k,\sigma} \int u |J(u)|^2 du \int |J(q_z)|^2 dq_z \delta(n - n' + R + \rho) \quad (6.37)$$

onde na equação (6.37) consideramos o fato de que $\rho = \omega_q / \tilde{\omega} \ll 1$ e $R = N_0 \alpha x S / \hbar \tilde{\omega}$ e que o termo $\mu = (\hbar / 2\tilde{m}\tilde{\omega})(k_x^2 - 2kk_x)$ que aparece nas funções delta, pode ser aproximado à zero. Também notamos que após a expansão das funções delta com relação à k_x , encontramos termos proporcionais à $(\hbar k_x k / 2\tilde{m})^i \delta(n - n' + R + \rho)$, $i=0, 1, 2, \dots$ e notamos que o termo mais significativo da expansão, é justamente o termo $i=0$. Sob essas aproximações, as funções delta se tornam praticamente iguais.

Dando seqüência, a função de distribuição à altas temperaturas (Maxwellian), onde o valor relevante de k é pequeno, e dado por

$$f_{n,k,\sigma} \approx \exp\left\{-\beta\left[\left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\tilde{\omega} + \frac{\hbar^2 k^2}{2\tilde{m}} - \frac{N_0 \alpha x S}{2} - E_F\right]\right\} \quad (6.38)$$

Faremos uso também das relações seguintes, adaptadas ao nosso problema:

$$\int u |J_{n'}(u)|^2 du = \frac{n'!}{(n!)^2} (3n - n' + 1) [(2n - n')!] \quad (6.39)$$

$$\int |J(q_z)|^2 dq_z \approx \frac{\pi}{L_z} (2 + \delta_{\ell,\ell'}) \quad (6.40)$$

onde ℓ e ℓ' são os níveis quânticos de confinamento das energias. Desta forma, substituindo as Eqs. (6.38)-(6.40) na Eq. (6.37) podemos escrever a condutividade da seguinte forma:

$$\sigma_{xx} = \frac{3e^2 \tilde{b}^2 \tilde{l}_B^2 |V(q)|^2}{2\pi \hbar^3 L_z \omega_q \tilde{\omega}} \sum_{n,n',k,\sigma,\sigma'} e^{\{-\beta \left[\left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \tilde{\omega} + \frac{\hbar^2 k^2}{2\tilde{m}} - \frac{N_0 \alpha \hbar S}{2} - E_F \right]\}} \times \frac{n!}{(n!)^2} (3n - n' + 1) [(2n - n')!] \delta(n - n' + R + \rho) \quad (6.41)$$

Aproximando a função Delta por uma Lorentziana, tal que:

$$\delta(n - n' + R + \rho) \rightarrow \frac{1}{\pi} \left[\frac{\bar{\Gamma}_{m'}}{(n - n' + R + \rho)^2 + \bar{\Gamma}_{m'}^2} \right] \quad (6.42)$$

onde $\bar{\Gamma}_{m'} = \Gamma_{m'} / \hbar \tilde{\omega}$, $\Gamma_{m'}$ sendo a largura do nível, e substituindo o resultado na Eq.(6.41) acima, obtemos:

$$\sigma_{xx} = \frac{3e^2 \tilde{b}^2 \tilde{l}_B^2 |V(q)|^2}{2\pi^2 \hbar^3 L_z \omega_q \tilde{\omega}} \sum_{n,n',k,\sigma,\sigma'} e^{\{-\beta \left[\left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \tilde{\omega} + \frac{\hbar^2 k^2}{2\tilde{m}} - \frac{N_0 \alpha \hbar S}{2} - E_F \right]\}} \times \frac{n!}{(n!)^2} (3n - n' + 1) [(2n - n')!] \left[\frac{\bar{\Gamma}_{m'}}{(n - n' + R + \rho)^2 + \bar{\Gamma}_{m'}^2} \right] \quad (6.43)$$

Realizaremos agora a soma em n' para a Lorentziana usando o mesmo método usado em [113]. Obtemos assim, a equação para a magneto condutividade transversa para um fios quântico:

$$\sigma_{xx} = \frac{3e^2 \tilde{b}^2 \tilde{l}_B^2 |V(q)|^2}{2\pi^2 \hbar^3 L_z \omega_q \tilde{\omega}} \sum_{n,n',k,\sigma,\sigma'} e^{\{-\beta \left[\left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \tilde{\omega} + \frac{\hbar^2 k^2}{2\tilde{m}} - \frac{N_0 \alpha \sigma}{2} - E_F \right] \}} \times \left[1 + 2 \sum_{s=1}^{\infty} e^{-2\gamma s} \cos\{2\pi(Q + \rho)\} \right] \quad (6.44)$$

onde $\gamma = \pi \Gamma_n / \hbar \tilde{\omega}$ com a condição $n = n'$. A soma sobre k , transformada em uma integral, dá um fator $(L/2\pi)(\sqrt{\pi/\alpha'})$ com $\alpha' = \beta \hbar^2 / 2\tilde{m}$ e ainda a soma sobre s (uma progressão geométrica), é igual a $\sinh(2\gamma) / [\cosh(2\gamma) - \cos(2\pi(Q + \rho))]$. Se Γ_n é independente de n [113], a última soma sobre n pode também ser avaliada e é igual a $1/\sinh(\beta \hbar \tilde{\omega} / 2)$. Assim, o resultado para a magneto condutividade transversa para este caso unidimensional torna-se:

$$\sigma_{xx} = \frac{3e^2 \tilde{b}^2 \tilde{l}_B^2 |V(q)|^2}{4\pi^3 L_z \hbar^3} \frac{L}{\omega_q \tilde{\omega}} \left(\frac{\pi}{\alpha'} \right)^{\frac{1}{2}} \times \left(\frac{\sinh(2\gamma)}{\cosh(2\gamma) - \cos(2\pi(Q + \rho))} \right) \times \frac{e^{-\beta E_F}}{2 \sinh(\beta \hbar \tilde{\omega} / 2)} \quad (6.45)$$

onde consideramos que $\sum_{\sigma} e^{-\beta \sigma \frac{N_0 \alpha \sigma}{2}} \approx 1$. Na ressonância, $Q + \rho = I$, um inteiro, e o fator em colchetes na equação (6.45) é igual à $\coth(\gamma)$.

Deste modo, σ_{xx} exibe um efeito magnetomagnon com condição de ressonância $\omega_q = I \tilde{\omega}$. Pode-se observar que se $\omega_c < \tilde{\omega}$, para $\Omega > 0$, as ressonâncias são desviadas para pequenos campos magnéticos. Para $\Omega = 0$, isto é, na ausência de confinamento,

$\tilde{b}^4 = 1$, $\tilde{\omega} = \omega_c$, e retornamos a condição de ressonância usual onde $\omega_q = I\omega_c$. Outra dependência está na densidade de elétrons N_s^{1D} presente no nosso problema através do fator $\exp(\beta E_F)$. Podemos iniciar o cálculo de N_s^{1D} usando a densidade de estados quase unidimensional não perturbada $N_s^{1D}(E)$ (spin incluso), dada por:

$$N_s^{1D}(E) = \sum_n [2\tilde{m}/(E - E_{n,0})]^{1/2}, E \geq E_{n,0} \quad (6.46)$$

onde $E_{n,0} = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega + E_z^0$. Sob altas temperaturas (abaixo da temperatura de ordenamento magnético), a função de Fermi $f(E)$ é aproximadamente dada por $\exp[-\beta(E - E_F)]$ e através da definição $N_s^{1D} = \sum_N \int N^{1D}(E)f(E)dE$ podemos escrever N_s^{1D} como:

$$N_s^{1D} = \left(\frac{2\tilde{m}}{\beta\hbar^2\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{e^{\beta E_F}}{2 \sinh(\beta\hbar\tilde{\omega}/2)} \quad (6.47)$$

Isto faz com que a equação (6.45) tenha a forma:

$$\sigma_{xx} \approx \frac{3e^2\tilde{b}^2\tilde{l}_B^2(N_0\alpha x)^2 S}{4\pi\hbar^3 L_z N_c} \frac{LN_s^{1D}}{\omega_q\tilde{\omega}} \times \left(\frac{\sinh(2\gamma)}{\cosh(2\gamma) - \cos(2\pi(Q + \rho))} \right) \quad (6.48)$$

O fator entre chaves na equação (6.48) dá a parte oscilatória de σ_{xx} e o pré-fator (fora das chaves), dá a parte monotônica de σ_{xx} .

6.3.4 – Discussão

Resultados numéricos são apresentados para um semicondutor diluído de $Ga_{1-x}Mn_xAs$ (Q1DEG), onde esperamos obter boas condições para seu uso em dispositivos de spintrônica. Os parâmetros seguintes foram usados: $m^*/m_0 = 0,07$, $\hbar\omega_q \approx 10,0 meV$, $B=22 T$, $N_0\alpha=0,1 eV$, $x=0,053$, $S=5/2$.

Notamos pela Fig. 6.5, que a magneto condutividade σ_{xx} , decresce gradativamente com o aumento de $\tilde{\omega}$ ou B. Para $\tilde{\omega} \approx \omega_c$ ($\Omega < 0.3\omega_c$) e $\tilde{\omega} = \omega_q/2$, $I=1, 2...$ Picos de magneto ressonância (MMR) surgem em σ_{xx} . Esses picos de ressonância máxima são mais claros na parte inferior da Fig. 6.5 em que a razão σ_{xx}/σ_0 (com σ_0 sendo um termo constante $\sigma_0 = 3e^2\tilde{b}^2\tilde{l}_B^2(N_0\alpha x)^2 SLN_s^{1D} / \omega_c^2 4\pi\hbar^3 L_z N_c$) é mostrado como uma função da frequência de ciclotron renormalizada $\tilde{\omega}$, e para valores típicos das densidades eletrônicas. Aqui, o campo magnético é fixado em $22T$ e $T=110 K$.

Finalmente, na Fig. 6.6. mostramos um gráfico da parte oscilatória de σ_{xx} para um fio de $Ga_{1-x}Mn_xAs$ Q1DEG como função da frequência de ciclotron renormalizada. Nota-se claramente as oscilações (características desses sistemas) da mesma forma obtida para o caso bidimensional. Uma comparação entre as Fig.(6.1) e Fig. (6.6), mostra que a frequência das oscilações são mais acentuadas para o caso unidimensional do que no caso bi-dimensional, o que pode ser atribuído ao maior confinamento no caso unidimensional, o que torna o sistema mais sensível à campos magnéticos quantizantes.

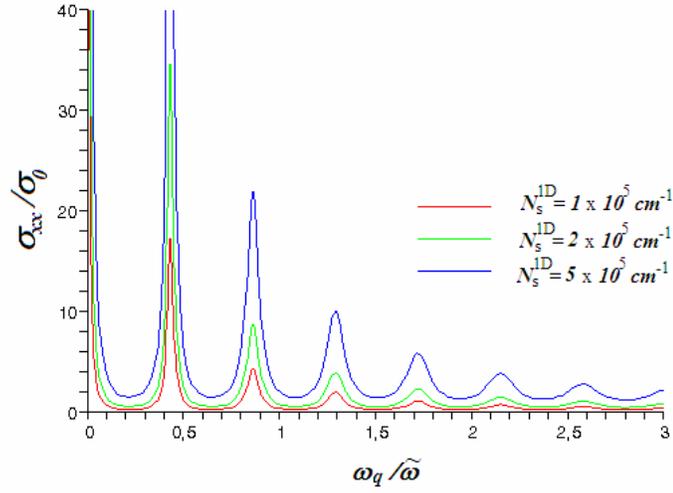


Fig. 6.5. Picos de ressonância (MMR) em σ_{xx}/σ_0 para diferentes densidades eletrônicas em função da razão entre a frequência dos magnons e a frequência de ciclotron renormalizada na presença de uma frequência de confinamento dada pela condição $\Omega < 0,3\omega_C$.

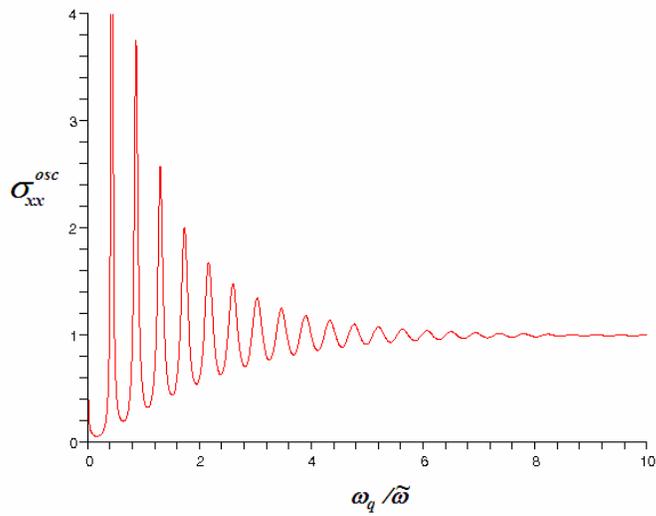


Fig. 6.6. A parte oscilatória de σ_{xx} para um fio de $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ Q1DEG como função da razão entre a frequência dos magnons e a frequência de ciclotron renormalizada.

Desta forma, fica evidente que a magneto condutividade σ_{xx} decresce rapidamente com o aumento de L_z . À altas temperaturas, σ_{xx} decai com o aumento de T e nós temos, claramente, oscilações de σ_{xx} com B , como vimos, características de sistemas de baixa dimensionalidade. Quantitativamente entretanto, nós esperamos diferenças devido às aproximações feitas. Vale ressaltar aqui, que em nosso tratamento, não consideramos nenhuma modificação na interação elétron-magnon embora tenhamos considerado os magnons como bulk e ainda, não consideramos nenhuma influência da rugosidade da superfície, o que poderia influenciar os cálculos.

Esperamos ainda novas medidas de resistividade nesses materiais na presença de um campo magnético quantizante, a fim de checarmos nossos resultados [119] e compararmos nosso modelo com os resultados experimentais.

CAPÍTULO 7

Conclusões Finais

O objetivo central da tese consistiu no estudo teórico das propriedades de spintrônica do gás de elétrons em nano estruturas semicondutoras magnéticas obtidas a partir de semicondutores magnéticos diluídos III(Mn)-V e II(Mn)-VI, particularmente GaMnAs e CdMnTe, na ausência e na presença de campos magnéticos fortes. Os cálculos visaram a determinação de quantidades físicas importantes para esse novo campo da Física, como os tempos de relaxação spin-flip e Korryng, além da magneto condutividade transversa.

Nossos resultados gerais quantitativos se mostraram muito próximos dos resultados experimentais para as estruturas consideradas, tanto para o caso do tempo de relaxação spin-flip [36], quanto para a Relaxação Korryng [110,111], dando um indicativo que o nosso modelo pode ser bem aplicado nesses casos. Qualitativamente, nossos resultados para a magneto condutividade [119] tanto no caso bidimensional quanto para o caso unidimensional também se mostraram muito bons, já que a oscilação da magneto condutividade na presença de um campo magnético quantizante foi evidente para essas estruturas, conforme esperado. Algumas simplificações realizadas nestes cálculos (como por exemplo: transições intra sub-bandas, temperaturas muito baixas, etc...), podem levar a uma distorção quando da comparação quantitativa com resultados experimentais, mas podem ser reconsideradas em trabalhos futuros, de modo a obtermos um melhor ajuste aos resultados experimentais.

Algumas dificuldades poderão surgir quando da aplicação desses modelos em estruturas como o InMnAs e ZnMnSe por exemplo, já que essas estruturas apresentam

parâmetros bem diferentes daqueles usados para CdMnTe e GaMnAs quanto à temperatura de Curie, profundidade e largura do poço, parâmetros de band-off-sets etc... que comprometem a aplicabilidade do nosso modelo nessas estruturas. Desta forma, para que possamos aplicar nossos resultados para materiais de temperaturas de ordenamento magnético altas, devemos considerar transições entre sub-bandas entre outras modificações como funções de distribuição de elétrons e de magnons.

Podemos também aplicar essa teoria para o caso de pontos quânticos, desde que possamos defini-los de forma semelhante ao caso de fios, ajustando o confinamento para as três direções. Isso pode ser tentado partindo do caso bi-dimensional, e confinando por meio de campos magnéticos e elétricos quantizantes, os elétrons em apenas um ponto, de onde teríamos uma expressão analítica para as taxas de relaxação spin flip nesses sistemas, bem como a magneto condutividade para essas estruturas, de onde se espera obter as mesmas oscilações da magneto condutividade obtidas para o caso bidimensional e unidimensional, porém com uma frequência e amplitudes maiores que nos casos anteriores, devido ao confinamento nas três dimensões.

Os cálculos realizados no Capítulo 4, onde determinamos o tempo de relaxação spin-flip levando-se em conta o espalhamento elétron-magnon, é muito importante para o processamento de informação em dispositivos com base no spin dos elétrons de condução. A determinação da razão de espalhamento spin-flip entre os elétrons s-p e os elétrons 3d dos momentos magnéticos localizados (Mn) no poço quântico, é extremamente importante, porque se os spins relaxarem muito rápido, as distâncias percorridas pelas correntes polarizadas serão muito curtas para aplicações práticas. Desta forma nossos cálculos usando-se as equações (4.13) e (4.14) na aproximação de poço de potencial com barreiras infinitas para poços de $Cd_{0,81}Mn_{0,19}Te$ de 86 Å, nos levaram a um tempo de relaxação spin-flip ~ 1 ps em que o comprimento de difusão do spin correspondente nesse caso vale 30 nm, que dá uma idéia da largura das camadas quando da construção dos dispositivos em spintrônica, para que tenhamos a garantia da coerência

da informação ao longo da estrutura, já que ao colidir com um magnon o spin do elétron sofre uma alteração no seu estado.

Nossos resultados teóricos [36] predizem ainda, que o tempo de vida spin-flip dos elétrons diminuem com o aumento da fração molar de Mn, de acordo com os experimentos, e confirmam nossa previsão sobre o papel predominante do espalhamento de troca elétron-Mn (espalhamento elétron-magnon) como o principal canal de relaxação para o spin do elétron, diferentemente do que foi sugerido por Freeman e Awschalom[80] que indicavam que o tempo de relaxação spin-flip dos elétrons se mostravam insensíveis à presença de íons magnéticos de Mn em poços quânticos. Mostramos também que o tempo de relaxação spin-flip decresce com o decréscimo da largura do poço quântico de acordo com os dados experimentais de Akimoto et al [83], o que mostra que o modelo pode ser bem aplicado nessas estruturas. Procedimentos futuros no que concerne cálculos de tempo de vida spin-flip considerando transições inter- sub-bandas no poço quântico serão realizados.

Prosseguindo em nossas conclusões, ao discutirmos no capítulo 5 um modelo de transferência de energia em um sistema de íons Mn na presença de um “background” de 2DEG a partir de foto cargas o (Relaxação Kórringa), obtivemos uma boa descrição quantitativa dos dados experimentais, já que em heteroestruturas de (Cd, Mn)Te/(Cd, Mg)Te encontramos que para pequenas concentrações de íons Mn, o tempo de relaxação muito próximo de resultados experimentais conhecidos de aproximadamente 10^{-7} - 10^{-6} s. Vimos que a taxa de relaxação se mostrou muito sensível à concentração de Mn, de acordo com os dados experimentais [118].

Nossos resultados para (Cd, Mn)Te na presença de um 2DEG sob altos campos magnéticos, mostraram que os tempos de relaxação são sensíveis à Largura do poço, de acordo com resultados experimentais, na forma de $1/T_1$ varia com L_z^{-2} , L_z sendo a largura do poço quântico podendo ser aumentada com a diminuição de L_z . A característica de um sistema de baixa dimensionalidade também ficou evidente para a taxa de relaxação

Korringa, já que devido à presença dos níveis de Landau e do gap de mobilidade spin-flip, T_1^{-1} oscilou com o campo lembrando as oscilações da resistividade Hall diagonal (SdH) ρ_{xx} . Nossos cálculos ofereceram um método de se investigar a dinâmica de um íon magnético como o íon Mn em um 2DEG e nos deram novas informações sobre o parâmetro de troca bem como informações sobre o 2DEG. Vale ressaltar aqui, que as aproximações consideradas nestes cálculos podem contribuir para um afastamento dos resultados quantitativos considerados, mas que como vimos, se mostraram dentro de um padrão aceitável, visto que os resultados por nós encontrados se mostraram muito próximos dos resultados experimentais.

Para nossos cálculos, enfatizamos nossas aplicações em CdMnTe devido ao fato de que muitos resultados experimentais são encontrados na literatura para esses materiais, e ainda, como esses materiais possuem uma temperatura de ordenamento magnético muito baixa ($\sim 4K$), nosso modelo com as aproximações realizadas (como por exemplo, a aproximação linear de ondas de spin), se adequa perfeitamente ao caso realístico, fato este refletido na comparação com os resultados experimentais.

Como dissemos, para os cálculos em magneto condutividade em GaMnAs nos casos unidimensional e bidimensional, observamos que σ_{xx} , decresce gradativamente nessas estruturas com o aumento de B e tanto no caso bidimensional quanto para fios quânticos [119], surgem picos da ressonância magnetomagnon em σ_{xx} . Além do mais, como $\sigma_{xx} \propto \alpha^2$ nossas previsões servem para a obtenção da constante de acoplamento s - d nesses materiais. Como dissemos anteriormente, a comparação com resultados experimentais nessas estruturas, espera por mais medidas de magneto condutividade e resistividade.

O campo da spintrônica é muito amplo e promissor e está em constante desenvolvimento. Há ainda muitos problemas a serem explorados, bem como muitos materiais a serem estudados mais profundamente em suas propriedades estruturais e de

transporte para aplicações em dispositivos nesta área. Como futuros trabalhos, esperamos aplicar nosso modelo para novas estruturas como o InMnAs, GaMnN, ZnMnSe entre outros materiais promissores na spintrônica, com o intuito de apontar as melhores estruturas e as melhores condições para sua aplicação em dispositivos em spintrônica, bem como verificar se essas estruturas se comportam da mesma forma que CdMnTe e GaMnAs em relação aos parâmetros estudados nesta tese. Iniciaremos também, os cálculos para pontos quânticos (quantum dots) nestas estruturas a fim de comparar nossos resultados com os inúmeros trabalhos experimentais e teóricos que surgem a cada dia nessas estruturas.

Em síntese, os cálculos realizados nesta tese representam passos iniciais na direção de um entendimento das propriedades do gás de elétrons em nano estruturas magnéticas bem como da dinâmica do íon Mn na presença de um fundo de Q2DEG e abrem perspectivas para futuras pesquisas no campo da spintrônica.

BIBLIOGRAFIA CITADA

1. Prinz, G Phys. Today **48**, 58(1995); Science **282**, 1660(1998).
2. De Boeck, J., R. Oesterholt, A. Van Esch, H. Bender, C. Bruynseraede, C. Van Hoof, and G. Borghs, Appl. Phys. Lett. **68**, 2744(1996).
3. De Boeck, J., W. Van Roy, J. Das, V. F. Motsnyi, Z. Liu, L. Lagae, H. Boeve, K. Dessen, and G. Borghs, Semicond. Sci. Technol. **17**, 342(2002).
4. Wolf, S. A., and D. Treger, IEEE Trans.Magn. **36**, 2748(2000).
5. Wolf, S. A., D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnár, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova, and D. M. Treger, Science **294**, 1488(2001).
6. Ziese, M. and M. J. Thornton, Eds., *Spin Electronics*(Springer, New York, 2001).
7. Kasuya, T., and A. Yanase, Rev. Mod. Phys. **40**, 684(1968).
8. Methfessel, S. and D. C. Mattis, in: H. P. J. Wijn ed. Encyclopedia of Physics Vol. XVIII/1 Magnetism, Magnetic Semiconductors (Springer-Verlag, Berlin, 1968) pp.389-562.
9. Mauger, A. and C. Gotard, Phys. Rep. **141**, 51(1986).
10. Coey, J. M. D., M. Viret and S. von Molnár, Adv. Phys. **48**, 167(1999).
11. Tokura, Y. and Y. Tomioka, J. Magn. Magn. Matter. **200**, 1(1999).
12. Tokura, Y., in: Clossal Magnetoresistive Oxides, ed. Y. Tokura (Gordon & Breach Science Publishers, London) 2000.
13. Furdyna, J. and J. Kossut (eds.), Semiconductor and Semimetals, Vol. 25, Academic, New York, 1988.
14. Kossut, J. and W. Dobrowolski, in: Buschow, K. H. J. (Ed.), Handbook of Magnetic Materials, Vol. 7 North-Hoolland, Amsterdam, 1993.
15. Dietl, T., (Diluted) Magnetic Semiconductors, in: T. S. Moss (Ed.), Handbook of Semiconductors, Vol. 3B, North-Hoolland, Amsterdam, 1994.

- 16.** Shibata, N., A. Ohki and A. Katsui, *J. Cryst. Growth* **93**. 703(1988).
- 17.** Baron, T., S. Tatarenko, K. Saminadayar, N. Magnea, and J. Fontenille, *Appl. Phys. Lett.* **65**. 1284(1994).
- 18.** Haury, A., A. Wasiela, A. Arnoult, J. Cibert, S. Tatarenko, T. Dietl and Y. Merle d'Aubigné, *Phys. Rev. Lett.* **79**. 511(1997).
- 19.** Ferrand, D., J. Cibert, A. Wasiela, C. Bpurgognon, S. Tatarenko, G. Fishman, T. Andrearczyk, J. Jaroszyński, S. Koleśnik, T. Dietl, B. Barbara and D. Dufeu, *Phys. Rev. B* **63**, 085201(2001).
- 20.** Hansen, L., D. Ferrand, G. Richter, M. Thierley, V. Hock, N. Schwarz, G. Reuscher, G. Schmidt, A. Waag and L. W. Molenkamp, 2001, cond-mat/0107619; submitted to *Appl. Phys. Lett.*
- 21.** Story, T., R. R. Gałazka, R. B. Frankel and P. A. Wolf, *Phys. Rev. Lett.* **56**. 777(1986).
- 22.** Gałazka, R. R. , *Postępy Fyzyki* **28**, 601(1977).
- 23.** Aliyev, M. I., I. S. Dadashev and G. I. Safaraliyev, *Phys. Met. Metallogr.* **49**, 166(1980).
- 24.** Munekata, H., H. Ohno, S. von Molnár, A. Segmüller, L. L. Chang and L. Esaki, *Phys. Rev. Lett.* **56**. 777(1989).
- 25.** Ohno, H., H. Munekata, T. Penny, S. von Molnár and L. L. Chang, *Phys. Rev. Lett.* **68**. 2664(1992).
- 26.** De Boeck, J., R. Oesterholt, A. Van Esch, H. Bender, C. Bruynseraede, C. Van Hoof and G. Borghs, *Appl. Phys. Lett.* **68**. 2744(1996).
- 27.** Ohno, H., A. Shen, F. Matsukura, A. Oiwa, A. Endo, S. Katsumoto and Y. Iye, *Appl. Phys. Lett.* **69**. 363(1996).
- 28.** Ohno, H., *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 110(1999).
- 29.** Hayashi, T., M. Tanaka, T. Nishinaga, H. Shimada, H. Tsuchiya and Y. Ohtsuka, *J. Cryst. Growth* **175/176**. 1063(1997).

30. Nishikawa, Y., Y. Satoh and J. Yoshino, 1997, Second Symposium on Physics and Application of Spin Related Phenomena in Semiconductors, 27-28 Jan 1997, Sendai, Japan, p. 122.
31. Van Esch, A., L. Van Bockstal, J. De Boeck, G. Verbanck, A. S. van Sternbergen, P. J. Wellman, B. Grietens, R. Begaerts, F. Herlach and G. Borghs, *Phys. Rev. B* **56**, 13103(1997).
32. Sadowski, J., J. Domagala, J. Bak-Misiuk, K. Squatek, J. Kanski, L. Ilver and H. Oscarsson, *Acta Physica Polonica A* **94**, 509(1998).
33. Kawakami, R. K., E. Hohnston-Halperin, L. F. Chen, M. Hanson, N. Guébels, J. S. Speck, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 2379(2000).
34. Potashnik, S. J., K. C. Ku, S. H. Chun, J. J. Berry, N. Samarth and P. Schiffer, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 1495(2001).
35. Schott, G.M., W. Faschinger and L.W. Molenkamp, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 1807(2001).
36. E. Souto, O. A. C. Nunes, F. M. S. Lima, D. A. Agrello, and A. L. A. Fonseca, *Phys. Rev.* **B 68**, 125317 (2003).
37. P. Gelsinger, P. Gargini, G. Parker, and A. Yu. *IEEE Spectrum*, page 43, 1989.
38. Weisbuch, C. and B. Vinter, *Quantum Semiconductor Structures—Fundamentals and Applications* (Academic, New York, 1991).
39. L.D. Landau and E. M. Lifshitz, *Quantum Mechanics*, Pergamon Press, New York (1977).
40. G. Bastard, *Wave mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures*, Monographie de Physique (Halsted Press, New York, 1988).
41. H. Ohno et al. *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1849(1989).
42. A. Twardowski, *Mater. Sci. and Eng. B.* **63**, 96 (1999).
43. J. Binowski, P. Kacman, and T. Dietl, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* Vol. **690**, F6.9 (2002).

44. Linnarsson, E. Janzen, B. Monemar, M. Kleverman, and A. Thilderkvist, Phys. Rev. B. **55**, 6939 (1997).
45. J. Schneider, U. Kaufmann, W. Wilkening, M. Baeumler, and F. Köhl, Phys. Rev. Lett. **59**, 240 (1987).
46. I. Vurgaftman, J.R. Meyer and L. R. Ram-Mohan, J. Appl. Phys. **89**, 5815 (2001).
47. M. Oestreich and W. W. Rühle, Phys. Rev. Lett. **74**, 2315 (1995).
48. R. L. Aggarwal, S. N. Jasperson, P. Becla, and R. R. Galazka, Phys. Rev. B. **32**, 5132 (1985).
49. B. E. Larson, K. C. Hass, H. Ehrenreich, and A. E. Carlsson, Phys Rev. B. **37**, 4137 (1988).
50. Th. Hartmann, S. Ye, P.J. Klar, W. Heimbrod, M. Lampalzer, W. Stolz, T. Kurz, A. Loidl, H.-A. Krug von Nidda, D. Wolverson, J. J. Davies, and H. Overhof, Phys. Rev. B. **70**, 233201 (2004).
51. F. Matsukura, H. Ohno, A. Shen and Y. Sugawara, Phys. Rev. B. **57**, R2037 (1998).
52. H. Munekata, H. Ohno, S. von Molnar, A. Segmuller, L.L. Chang, and L. Esaki, Phys. Rev. Lett. **63**, 1849(1989).
53. H. Ohno, A. Shen, F. Matsukura, T. Omyia, A. Endo, S. Katsumoto, and Y. Iye, Appl. Phys. Lett., **69**, 363(1996).
54. R. Shioda, K. Ando, T. Hayashi, and M. Tanaka, Phys. Rev. **B58**, 1100(1998).
55. H. Sano, H.Suda, T. Hatanaka, G. Mizutani, and N. Otsuka, J. Appl. Phys. **88**, 3948(2000).
56. B. Grandidier, J. P. Hys, C. Delerue, and D. Stievenard, Appl. Phys. Lett., **77**, 4001(2000).
57. X. Liu, A. Prasad, J. Nishio, E.R. Weber, Z. Liliental-Weber, and W. Walukiewicz, Appl. Phys. Lett., **67**, 279(1995).

- 58.** H. Ohno, F. Matsukura, A. Shen, and Y. Sugawara, *Phys. Rev.* **B57**, R2037(1998).
- 59.** K.C. Ku, S.J. Potashnik, R.F. Wang, S.H. Chun, P. Schiffer, N. Samarth, M.J. Seong, A. Mascarenhas, E. Johnston-Halperin, R.C. Myers, A.C. Gossard, and D.D. Awschalom, *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 2302(2003).
- 60.** T. Dietl, H. Ohno, and F. Matsukura, *Science* **287**, 1019(2000); F. Matsukura, H. Ohno, T. Dietl, *Handbook of Magnetic Materials* (Ed. K. H. J. Buschow) (Elsevier Science, 2001); Omiya, T., F. Matsukura, T. Dietl, Y. Ohno, T. Sakon, M. Motokawa and H. Ohno, *Physica E* **7**, 976(2000); Omiya, T., F. Matsukura, A. Shem, Y. Ohno and H. Ohno, *Physica E* **10**, 206(2001); T. Dietl, H. Ohno, and F. Matsukura, *Phys. Rev. B* **63**, 195205(2001).
- 61.** H. Akai, *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 3002(1998).
- 62.** T. Kawazoe, T. Mishina and Y. Masumoto, *Jpn. J. Appl. Phys. Part 2*, **32**, L1756 (1993); Y. Nishikawa, A. Tackeuchi, S. Nakamura, S. Muto and N. Yokoyama, *Appl. Phys. Lett.* **66**, 839 (1995).
- 63.** A. Tachenchi, S. Muto, T. Inata, and T. Fujii, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 2213 (1990).
- 64.** S. Bar-Ad and I. Bar-Joseph, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 349 (1992).
- 65.** T. Kawazoe, Y. Masumoto, and T. Mishina, *Phys. Rev. B* **47**, 10452 (1993).
- 66.** Y. Takagi, S. Adachi, S. Takeyama, A. Tackeuchi, S. Muto, and J.J. Dubowski, *J. Lumin* **58**, 202 (1994).
- 67.** Ph. Roussingnol, P. Roland, R. Ferreira, C. Delalande, G. Bastard, A. Vinattieri, L. Carraresi, M. Colocci, and B. Etienne, *Surf. Sci.* **267**, 360 (1992).
- 68.** T. C. Damen, Luís Vina, J. E. Cunningham, J. Shah and L. J. Sham, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 3432 (1991).
- 69.** M. Kohl, M. R. Freeman, D.D. Awschalom, and J. M. Hong, *Phys. Rev. B* **44**, 5923 (1991).

- 70.** T. Kawazoe, T. Mishina and Y. Masumoto, Jpn. J. Appl. Phys. Part 2, **32**, L1756 (1993); Y. Nishikawa, A. Tackeuchi, S. Nakamura, S. Muto and N. Yokoyama, Appl. Phys. Lett. **66**, 839 (1995).
- 71.** K.S. Yi and J.J. Quinn, Phys. Rev. **B 54**, 13398 (1996); D. C. Marinescu, J.J. Quinn and K.S. Yi, Physica **B 249-251**, 727 (1998); M. Oestreich, J. Hubner, D. Hagele, P. J. Klar, W. Heimbrodtt, and W.W. Ruhle, Appl. Phys. Lett. **74**, 1251 (1999); S. P. Hong, K.S. Yi, and J.J. Quinn, Phys. Rev. **B 61**, 13 745 (2000).
- 72.** R. Fiederling, M. Keim, G. Reuscher, W. Ossay, G. Shimidt, A. Waag and L.W. Molenkamp, Nature (London) **402**, 787 (1999); H. J. Kim and K.S.Yi, Phys. Rev. **B 65**, 193310 (2002).
- 73.** Y. Ohno, D. K. Young, B. Beschoten, F. Matsukura, H. Ohno, and D. D. Awschalom, Nature (London) **402**, 790 (1999).
- 74.** D. K. Young, E. Johnston-Halperin, D. D. Awschalom, Y. Ohno, and H. Ohno, Appl. Phys. Lett. **80**, 1598 (2002) ; K. Chang, J. B. Xia, and F. M. Peeters, Phys. Rev. **B 65**, 155211 (2002).
- 75.** R. M. Stroud, A. T. Hanbicki, Y. D. Park, G. Kioseoglou, A. G. Petukhov, B. T. Jonker, G. Itskos, and A. Petrou, Phys. Rev. Lett. **89**, 166602 (2002); A. T. Hanbicki, B. T. Jonker, G. Itskos, G. Kioseoglou, and A. Petrou, Appl. Phys. Lett. **80**, 1240 (2002).
- 76.** M. Ghali, J. Kossut, and W. Heiss, Appl. Phys. Lett. **82**, 541(2003); I. A. Buyanova, G. Yu. Rudko, W. M. Chen, A. A. Toropov, S. V. Sorokin, S. V. Ivanov, and P. S. Kop'ev, *ibid.* **82**, 1700 (2003).
- 77.** H. Krenn, K. Kaltenegger, and G. Bauer, Solid-State Electron. **31**, 481(1988).
- 78.** D. D. Awschalom and M. R. Freeman, Physica B **169**, 285(1991).
- 79.** R. Akimoto, K. Ando, F. Sasaki, S. Kobayashi, and T. Tani, J.Cryst. Growth **184-185**, 931 (1998).

- 80.** D. D. Awschalom, J. Warnock, J. M. Hong, L. L. Chang, M. B. Ketchen, and W. J. Gallagher, Phys. Rev. Lett. **62**, 199 (1989); M. R. Freeman and D. D. Awschalom, J. Appl. Phys. **67**, 5102(1990).
- 81.** M. R. Freeman, D. D. Awschalom, J. M. Hong, and L. L. Chang, Phys. Rev. Lett. **64**, 2430 (1990).
- 82.** J. A. Gaj, W. Grieshaber, C. Bodin-Deshayes, J. Cibert, G. Feuillet, Y. Merle d'Aubigné', and A. Wasiela, Phys. Rev. B **50**, 5512(1994).
- 83.** R. Akimoto, K. Ando, F. Sasaki, S. Kobayashi, and T. Tani, Phys. Rev. B **56**, 9726 (1997); B **57**, 7208 (1998).
- 84.** F. Matsukura, H. Ohno, A. Shen, and Y. Sugawara, Phys. Rev. B **57**, R20037 (1998); H. Ohno, H. Munekata, T. Penney, S. von Molnár, and L. L. Chang, Phys. Rev. Lett. **68**, 2664 (1992); H. Ohno, A. Shen, F. Matsukura, A. Oiwa, A. Endo, S. Katsumoto, and Y. Iye, Appl. Phys. Lett. **69**, 363 (1996).
- 85.** J. König, Hsiu-Hau Lin, and A. H. MacDonald, Phys. Rev. Lett. **84**, 5628 (2000); L. Brey and F. Guinea, *ibid.* **85**, 2384 (2000).
- 86.** A. Haury, A. Wasiela, A. Arnoult, J. Cibert, S. Tatarenko, T. Dietl, and Y. Merle d'Aubigné', Phys. Rev. Lett. **79**, 511 (1997); T. Dietl, H. Ohno, and F. Matsukura, Phys. Rev. B **63**, 195205(2001).
- 87.** W. Maslana, P. Kossachi, M. Bertolini, H. Boukari, D. Ferrand, S. Tatarenko, and J. Cibert, Appl. Phys. Lett. **82**, 1875 (2003).
- 88.** J. K. Furdyna, J. Appl. Phys. **53**, 7637 (1982); J. Vac. Sci. Technol. A **4**, 2010 (1986); J. Appl. Phys. **64**, R29 (1988).
- 89.** S. Venugoplan, A. Petrou, R. R. Galazka, and A. K. Ramdas, Solid State Commun. **38**, 365 (1981); S. Venugoplan, A. Petrou, R. R. Galazka, A. K. Ramdas, and S. Rodriguez, Phys. Rev. B **25**, 2681 (1982).
- 90.** A. Petrou, D. L. Peterson, S. Venugoplan, R. R. Galazka, A. K. Ramdas, and S. Rodriguez, Phys. Rev. B **27**, 3471 (1983).

91. S.-K. Chang, A. V. Nurmikko, J.-W. Wu, L. A. Kolodziejski, and R. L. Gunshor, Phys. Rev. B **37**, 1191 (1988).
92. B. K. Ridley, *Electrons and Phonons in Semiconductor Multilayers* (Cambridge University Press, New York, 1997).
93. A. Fert, J. Phys. C **2**, 1784 (1969); P. B. Allen, Phys. Rev. B **63**, 214410 (2001).
94. S. Zhang, P. M. Levy, A. C. Marley, and S. S. P. Parkin, Phys. Rev. Lett. **79**, 3744 (1997).
95. G. Fishman, Phys. Rev. B **52**, 11 132 (1995).
96. M. R. Freeman, D. D. Awschalom, J. M. Hong, and L. L. Chang, Surf. Sci. **228**, 233 (1990).
97. C. Camilleri, F. Teppe, D. Scalbert, Y. G. Semenov, M. Nawrocki, M. Dyakonov, J. Cibert, S. Taratenko, and T. Wojtowicz, Phys. Rev. B **64**, 0853319(2001).
98. F. Guinea, Phys. Rev. B **58**, 9212 (1998).
99. S.E. Barnes, Adv. Phys. **30** 801 (1981).
100. A. Abraham, The Principles of Nuclear Magnetism (Clarendon, Oxford, 1961), p. 334.
101. T. Story, C. H. W. Swuste, P.J.T. Eggenkamp, H.J.M. Swagten and W.J.M. de Jonge, Phys. Rev. Lett. **77**, 2802 (1996).
102. B. Konig, I. A. Merkulov, D.R. Yakovlev, W. Ossau, S.M. Ryabchenko, M. Kutrowski, T. Wojtowicz, G. Karezewski, and J. Kossut, Phys. Rev. **B 61**, 16870 (2000).
103. H. Hasegawa, Progr. Theror. Phys. (Kyoto) **21**, 483 (1959).
104. A. C. Gossard, A.J. Heeger, J.H. Wernick, J. Appl. Phys. **39**, 1251 (1967).
105. V.D. Kulakovskii, M.G. Tyazhlov, A.I. Filin, D. R. Yakovlev, A. Waag, and G. Landwehr, Phys. Rev. **B 54**, R8333 (1996).

- 106.** M.G. Tyazhlov, V.D. Kulakovskii, A.I. Filin, D. R. Yakovlev, A. Waag, and G. Landwehr, *Phys. Rev.* **B 59**, 2050 (1999).
- 107.** J.A. Gaj, R. Planel, and G. Fishman, *Solid State Commun.* **29**, 435 (1979).
- 108.** R. Fiederling, M. Kein, G. Reuscher, L. W. Molenkamp, *Nature(London)* **402**, 787(1999).
- 109.** T. Ando, A. B. Fowler, F. Stern, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 437(1982); Th. Englert, D.C. Tsui, A.C. Gossard, Ch. Uihlein, *Surf. Sci.* **113**, 295(1982).
- 110.** E. Souto, O. A. C. Nunes, A. L. A. Fonseca, *Solid State Commun.* **129** , 605 - 608 (2004).
- 111.** E. Souto, O. A. C. Nunes, D. A. Agrello, A. L. A. Fonseca, E.F. da Silva Jr., *Microelectronics Journal* **136**, 1041 (2005).
- 112.** P. Vasilopoulos, *Phys. Rev.* **B33**, 8687(1986); P. Vasilopoulos et al, *Phys. Rev.* **B 40**, 1810 (1989).
- 113.** H. Krenn, K. Kaltenecker, and G. Bauer, *Solid State Electron* **31**, 481 (1988).
- 114.** K.M. Van Vliet, *J. Math. Phys.* **20**, 2573 (1979); **19**, 1345 (1978); M. Charbonneau, K.M. Van Vliet, and P. Vasilopoulos, *ibid*, **23**, 318 (1982); P. Vasilopoulos and C.M. Van Vliet, *ibid*, **25**, 1391(1984); M. P. Chaubey and C. M. Van. Vliet, *Phys. Rev.* **B 33**, 5617 (1986).
- 115.** K. Chang, J.B. Xia, e F.M. Peters, *Phys. Rev. B* **65** 155211(2002).
- 116.** F. Guinea, *Phys. Rev.* **B 58**, 9212 (1998).
- 117.** *Diluted Magnetic Semiconductors*, Vol. **25** of *Semiconductors and Semimetals*, Edited by J. K. Furdyna and J. Kossut (Academic, New York, 1988).
- 118.** J.J. Baumberg, S.A. Crooker, and D.D. Awschalom, *Phys. Rev.* **B 50**, 7689(1994).
- 119.** E. Souto, O. A. C. Nunes, D. A. Agrello, A. L. A. Fonseca, E.F. da Silva Jr., *Physica Status Solidi (C)*, vol **2**, Issue **8**, 3145 -3148 (2005).

ANEXO 1

Resumo do trabalho: “Intrasubband spin-flip relaxation by one magnon processes in Cd_{1-x}Mn_xTe quantum wells” – Phys. Rev. B 68, 125317 (2003)

PHYSICAL REVIEW B 68, 125317 (2003)

Intrasubband spin-flip relaxation by one-magnon processes in Cd_{1-x}Mn_xTe quantum wells

E. Souto, O. A. C. Nunes, F. M. S. Lima, D. A. Agrello, and A. L. A. Fonseca
Institute of Physics, University of Brasília, P. O. Box 04455, 70919-970, Brasília, Brazil

(Received 27 November 2002; revised manuscript received 20 May 2003; published 18 September 2003)

The “*s-d* model” which contains a description of band electrons coupled to localized spins is used to calculate the intrasubband spin-flip lifetime due to scattering of electrons by magnons in Cd_{1-x}Mn_xTe quantum well structures. We found that the low-temperature result $\tau_{\text{flip}} \approx 1$ ps agrees nicely with the low-temperature time-resolved photoluminescence measurements. Furthermore, the spin-flip lifetime broadening was found to scale with L^{-1} , L being the quantum well width.

DOI: 10.1103/PhysRevB.68.125317

PACS number(s): 72.10.Di, 72.15.Lh, 72.25.Rb, 73.21.Hb

ANEXO 2

Resumo do trabalho: “Korringa relaxation time of magnetic ion system near a two-dimensional electron gas” – Solid State Comm. 129, 605 -608 (2004).

Solid State Communications 129 (2004) 605–608



Available online at www.sciencedirect.com



Solid State Communications 129 (2004) 605–608

**solid
state
communications**

www.elsevier.com/locate/ssc

Korringa relaxation time of magnetic ion system near a two-dimensional electron gas

E. Souto, O.A.C. Nunes*, A.L.A. Fonseca

Institute of Physics, University of Brasília, Campus Universitario Darcy Ribeiro, P. O. Box 04455, 70919-970 Brasília DF, Brazil

Received 5 November 2003; accepted 30 November 2003 by A.H. MacDonald

Abstract

Spin relaxation of Mn ions in a (Cd,Mn)Te quantum well with quasi-two-dimensional carriers (Q2DEG) is investigated. The mechanism of energy transfer is spin–flip scattering of Mn spin with electrons making transitions between spin subbands accompanied by a change in the Mn spin. A calculation of the spin–flip scattering rate shows that the Mn spin relaxation rate is proportional to the coupling constant squared, the density of states squared, and the electron temperature, the so called Korringa relaxation rate. It was found that for small Mn ion concentration, the relaxation time $\approx 10^{-7} - 10^{-6}$ s is in a good agreement with experimental results. Moreover, the relaxation rate scales with L^{-2} , L being the well width, and it can be enhanced over its value in bulk.

© 2003 Published by Elsevier Ltd.

PACS: 72.15.Lh; 73.20.Dx; 73.20. – r; 73.90. + f

Keywords: A. Dilute magnetic semiconductors; A. Quantum wells; D. Spintronics; D. Spin relaxation

ANEXO 3

Resumo do trabalho: “Magneto quantum oscillations of the Korringa relaxation rate of manganese ion near a two-dimensional electron gas” – Microelectronics Journal 36, 1041 -1044 (2005).



ELSEVIER

Microelectronics Journal 36 (2005) 1041–1044

Microelectronics
Journal

www.elsevier.com/locate/mejo

Magneto-quantum oscillations of the Korringa relaxation rate of manganese ion near a two-dimensional electron gas

E. Souto^a, O.A.C. Nunes^{a,*}, D.A. Agrello^a, A.L.A. Fonseca^a, E.F. Da Silva Jr^b

^a*Institute of Physics, University of Brasília, 70919-970 Brasília, Brazil*

^b*Departamento de Física, Universidade Federal de Pernambuco, 50670-901 Recife, PE, Brazil*

Accepted 20 April 2005

Available online 25 May 2005

Abstract

The Mn ion-spin relaxation rate (Korringa relaxation) in the vicinity of the two-dimensional electrons (2DEG) in a Mn-based semiconductor nanostructures in a quantizing magnetic field was calculated. The Korringa relaxation is an energy-consuming process due to the difference in magnetic moments of localized and electrons spins involved. The mechanism of energy transfer between the Mn spin and the 2DEG is exchange scattering of the Landau electrons with a transition from the $e \uparrow$ sub-band to the $e \downarrow$ sub-band accompanied by a change in the Mn spin. It was found that due to the presence of Landau levels and the spin-split mobility gap, the Korringa relaxation rate oscillates with the magnetic field resembling the oscillations of the resistivity in such systems. Our calculation offers a method of investigating the dynamics of a magnetic ion such as Mn in a 2DEG and provide new information on the exchange parameter as well as information about the 2D electrons themselves.

© 2005 Elsevier Ltd. All rights reserved.

ANEXO 4

Resumo do trabalho: “Transverse magneto-conductivity of diluted magnetic semiconductor quantum wires” – Phys. Status Solid (C), vol 2, Issue 8, 3145 -3148 (2004).

phys. stat. sol. (c) 2, No. 8, ■■■–■■■ (2005) / DOI 10.1002/pssc.200460735

Transverse magneto-conductivity of diluted magnetic semiconductor quantum wires

E. Souto¹, O. A. C. Nunes^{*1}, A. L. A. Fonseca¹, D. A. Agrello¹, and E. F. da Silva, Jr.²

¹ Instituto de Física, Universidade de Brasília, 70919-970, P. O. Box 04455, Brasília, DF, Brazil

² Departamento de Física, Universidade Federal de Pernambuco, Cidade Universitária, 50670-901, Recife, PE, Brazil

Received 19 July 2004, revised 21 July 2004, accepted 20 August 2004

Published online ■■■

PACS 73.43.Qt, 73.63.Nm, 75.30.Ds, 75.47.–m

We calculated the transverse dc electrical conductivity of a quasi-one-dimensional semiconductor quantum wire in a magnetic field normal to the barriers of the wire, and studied the electron-magnon interaction in DMS using linear response theory. The electron gas was assumed as quasi-one-dimensional, while the magnons were considered to be bulk type. The transverse dc electrical conductivity of quantum wires of diameter W ($\sim 0.1 \mu\text{m}$) much larger than the magnetic length l_b and much smaller than the mean free path l_e (e.g., $l_b \ll W \ll l_e$), was modelled with a parabolic potential of frequency Ω , and leads to a shift of the magneto-magnon resonance peaks to smaller magnetic fields. Moreover, the magneto-conductivity σ_{xx} decreases when the confinement becomes stronger (when the wire diameter decreases). Numerical results are presented for a $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ quasi-one-dimensional wire, where we present the appropriate conditions for use of these structures in spintronic applications and devices.

© 2005 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim

ANEXO 5

Resumo do trabalho: “Relaxation rate of manganese ion in the presence of a two-dimensional electron gas” – Phys. Status Solid (C), vol 2, Issue 8, 3149- 3152(2004).

phys. stat. sol. (c) 2, No. 8, ■■■–■■■ (2005) / DOI 10.1002/pssc.200460736

Relaxation rate of manganese ion in the presence of a two-dimensional electron gas

E. Souto¹, O. A. C. Nunes¹, A. L. A. Fonseca¹, D. A. Agrello¹, and E. F. da Silva, Jr.²

¹ Instituto de Física, Universidade de Brasília, 70919-970, P. O. Box 04455, Brasília, DF, Brazil

² Departamento de Física, Universidade Federal de Pernambuco, Cidade Universitária, 50670-901, Recife, PE, Brazil

Received 19 July 2004, revised 21 July 2004, accepted 20 August 2004

Published online ■■■

PACS 75.30.Hx, 75.70.Cn, 75.75.+a

In this work, the spin relaxation of Mn ions in a (Cd,Mn)Te quantum well with quasi-two-dimensional carriers (Q2DEG) in an external, small (non-quantizing), magnetic field is investigated. A calculation of the spin-flip scattering rate shows that the Mn spin relaxation rate is proportional to the coupling constant squared, the density of states squared, and the electron temperature, the so-called Korringa relaxation rate. It was found that for small Mn ion concentration, the relaxation time is in good agreement with experimental results. Moreover, the relaxation rate scales with L^{-2} , with L being the well width, and it can be enhanced over its value in bulk.

© 2005 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim

ANEXO 6

Resumo do trabalho: "Korringa relaxation rate of manganese ion in the presence of a two dimensional electron gas" – Phys. Stat. Sol. (C) Vol 1, No S2, S272-S276 (2004)

phys. stat. sol. (c) 1, No. S2, S272–S276 (2004) / DOI 10.1002/pssc.200405154

Korringa relaxation rate of manganese ion in the presence of a two-dimensional electron gas

E. Souto¹, O. A. C. Nunes^o, A. L. A. Fonseca¹, D. A. Agrello¹, and E. F. da Silva, Jr.²

¹ Institute of Physics, University of Brasília, 70919-970 Brasília, P.O. Box 04455, Brazil

² Departamento de Física, UFPe, Cidade Universitária, 50670-901 Recife, PE, Brazil

Received 25 March 2004, revised 7 April 2004, accepted 8 April 2004

Published online 1 September 2004

PACS 72.15.Lh, 73.63.-b

Spin relaxation of Mn ions in a (Cd,Mn)Te quantum well with a quasi- two- dimensional carriers (Q2DEG) in an external, small (nonquantizing), magnetic field is investigated. The mechanism of energy transfer is spin- flip scattering of Mn spin with electrons making a transition from the *spin*- \uparrow subband to the *spin*- \downarrow subband accompanied by a change in the Mn spin. A calculation of the spin- flip scattering rate shows that the Mn spin relaxation rate is proportional to the coupling constant squared, the density of states squared, and the electron temperature, the so- called Korringa relaxation rate. It was found that for small Mn ion concentration, the relaxation time $\approx 10^{-7} - 10^{-6} s$ is in a good agreement with experimental results. Moreover, the relaxation rate scales with L^{-2} , L being the well width, and it can be enhanced over its value in bulk.

© 2004 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim

Apresentado no "3rd Workshop on Semiconductor Nanodevices and Nanostructured Materials Salvador, Brazil, 24-27 March 2004".

ANEXO 7

Resumo do trabalho: “Transverse magnetoconductivity of quasi-two-dimensional semiconductor layer in the presence of magnon scattering”- Phys.Stat.Sol. (C), Vol 1, No S2, S256- S262 (2004)

phys. stat. sol. (c) 1, No. S2, S256–S262 (2004) / DOI 10.1002/pssc.200405151

Transverse magnetoconductivity of quasi-two-dimensional semiconductor layers in the presence of magnon scattering

A. L. A. Fonseca¹, E. Souto¹, O. A. C. Nunes¹, D. A. Agrello¹, and E. F. da Silva, Jr.²

¹ Institute of Physics, University of Brasília, 70919-970 Brasília, P.O. Box 04455, Brazil

² Departamento de Física, UFPE, Cidade Universitária, 50670-901 Recife, PE, Brazil

Received 25 March 2004, revised 20 May 2004, accepted 24 May 2004

Published online 1 September 2004

PACS 72.15.Lh, 73.20.–r

We have calculated the transverse dc electrical conductivity of a quasi-two-dimensional quantum well in the presence of a magnetic field normal to the barriers of the well for electron–magnon interaction in dilute magnetic semiconductors. The electron gas is considered to be quasi-two-dimensional, while the magnons are considered to be bulk type. By using the formalism of linear response theory an expression for the transverse magnetoconductivity is explicitly calculated for a quasi two-dimensional electron gas confined to a square quantum-well-type structure interacting with three-dimensional magnons. We found that the magnetoconductivity develops an oscillation as the magnetic field is changed. Application was made for a $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ sample for which magnetic order occurs below 110 K for manganese concentration about 5%.

© 2004 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim

Apresentado no “3rd Workshop on Semiconductor Nanodevices and Nanostructured Materials Salvador, Brazil, 24-27 March 2004”.

ANEXO 8

Resumo do trabalho: “Low temperature electron spin-flip relaxation by one magnon process: Application to Cd_{1-x}Mn_xTe quantum wells”– Trabalho apresentado em congresso Internacional em Badajoz, Espanha (2003).

Low Temperature Electron Spin-Flip Relaxation By One Magnon Process:

Application To Cd_{1-x}Mn_xTe Quantum Wells

E. Souto, O. A. C. Nunes, D. A. Agrello and A. L. A. Fonseca,

Instituto de Física, Universidade de Brasília, 70919-970, Brasília, DF, Brazil

PACS: 72.10.Di ; 72.15.Lh; 72.25.Rb; 73.21.Hb

Abstract

The “s-d model” which contains a description of band electrons coupled to localized spins is used to calculate the intra-subband spin-flip lifetime due to scattering of electrons by magnons in Cd_{1-x}Mn_xTe quantum well structures. We found that the low-temperature result $\tau_{Flip} \approx 1ps$ agrees nicely with the low-temperature time-resolved photoluminescence measurements. Furthermore, the spin-flip lifetime broadening was found to scale with L^{-1} , L being the quantum well width.

Apresentado na:

**“First International Meeting On Applied Physics”
APHYS2003, Badajoz, Spain, 13 – 18 october 2003.**