UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA E INFORMÁTICA

"SHOT NOISE" E CORRENTE DEPENDENTES DE SPIN: MODELO QUÂNTICO"

JOSÉ FÉLIX ESTANISLAU SILVA

Dissertação apresentada ao Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, para obtenção do título de Mestre em Ciências "Física Básica"

Orientador:
Prof. Dr. José Carlos Egues de Menezes

Comissão Julgadora:
Prof. Dr. José Carlos Egues de Menezes (IFSC-USP)
Dr. José Camilo Barbosa
Prof. Dr. José d'Albuquerque e Castro (UFRJ)

São Carlos – São Paulo
2001

Félix, José Estandilau Silva

"Shot noise" e Corrente Dependentes de Spin: Modelo Quântico /José Félix Estandilau Silva–São Carlos, 2001.

p.104

Dissertação (Mestrado)–Instituto de Física de São Carlos, 2001.

Orientador: Prof. Dr. José Carlos Egues de Menezes

1. Semicondutor. 2. Shot noise. 3. Flutuações. I. Título.

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
Instituto de Física de São Carlos

Caixa Postal 369
13560-970 São Carlos, SP
Av. Trabalhador São-carlense, 400,
13566-590 São Carlos, SP

Fone/Fax 16 273 9777
www.if.sc.usp.br
wladerez@if.sc.usp.br

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE JOSÉ FÉLIX ESTANISLAU DA SILVA APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS, DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 16 DE MARÇO DE 2001

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. José Carlos Egues de Menezes/IFSC-FFI-USP

Dr. José Camilo Barbosa

Prof. Dr. José d'Albuquerque e Castro/UFRJ

Dedico este trabalho à minha família pela motivação que sempre me deu.

Agradecimentos

Esta é a única parte deste trabalho onde posso "filosofar". Em nenhuma outra parte argumentei por meios filosóficos. Assim, perdoe-me o leitor mais cético pelas minhas palavras. Gostaria de dizer que o esforço não foi pequeno para fazer o trabalho apresentado aqui. Neste trabalho agradeço:

- a Deus (como ente abstrato) por ter-me dado "forças" e compreensão nos momentos mais difíceis que tive. Nunca abandonou-me quando precisei.
- ao professor José Carlos Egues, meu orientador, pelas discussões e orientações que tive sobre o trabalho. Estas fizeram-me crescer para o "mundo científico".
- à minha família e esposa, os quais sempre deram atenção às minhas preocupações e dificuldades na vida, embora, pouco possam fazer de concreto para atenuá-las.
- ao amigo e aluno de doutorado Marcelo Ferreira da Silva (desse instituto, IFSC) pela ajuda nos problemas de editor de texto para a dissertação.
- ao CNPq, a FAPESP e o IFSC pelo apoio material através de seus dirigentes.
- à existência do Homem como ser pensante a busca de entender o universo e compreender a si mesmo.

Índice

Lista de Figuras iv

Resumo ix

Abstract x

1 Introdução 1

1.1 Trabalho proposto 2

1.2 Ruído e shot noise, definição 3

1.3 Resultados importantes dos cálculos 6

1.4 Organização da dissertação 7

2 Heteroestrutura 8

2.1 Formação 8

2.2 O gap de energia 9

2.3 Perfil do potencial 10

2.4 A interação $sp - d$ 10

2.5 Aproximação de campo médio 11

2.5.1 Função de Brillouin: média térmica $\langle S_z \rangle$ 13

2.6 Semicondutor contendo Mn e teoria da massa efetiva 13

2.7 Aproximação da massa efetiva em Heteroestruturas 16

2.8 Potencial da heteroestrutura 16

3 Transporte dependente de spin 19

3.1 Corrente eletrônica dependente de spin 19

3.1.1 Operador de campo 21
3.1.2 Operador de corrente 22
3.1.3 Corrente média 23
3.1.4 Aplicação à temperatura nula 25
3.2 Shot noise dependente de spin
3.2.1 Variação da corrente no tempo 27
3.2.2 Função correlação da corrente 27
3.2.3 Densidade espectral de S_{RR,σ_z} 31
3.2.4 Aplicação à temperatura nula 33
3.2.5 Fator Fano 34

4 Resultados para barreiras simples **36**
4.1 Coeficiente de transmissão dependente de spin 36
4.1.1 Grandeza $T_{\sigma_z}(B,V,\varepsilon_z) - T^2_{\sigma_z}(B,V,\varepsilon_z)$ 44
4.2 Corrente média dependente de spin 47
4.2.1 Shot noise em heteroestruturas contendo Mn 49

5 Resultados para barreiras duplas **54**
5.1 Coeficiente de transmissão para barreira dupla 55
5.2 Corrente média dependente de spin pela barreira dupla 59
5.2.1 Shot noise em potencial de barreira dupla 61

6 Conclusão **66**

A Teoria da matriz transferência para a probabilidade de transmissão através de potenciais unidimensionais **70**
A.1 Descrição do método 71
A.2 Aplicação 74

B Quantização de Landau **78**
B.1 Níveis de Landau e função orbital 79
B.1.1 Cálculo da degenerescência 82

C Parâmetros utilizados nas simulações 84

Lista de Figuras

1-1 Tubo de placas paralelas. Os elétrons vão do emissor para o coletor. 4

2-1 Heteroestrutura formada de camadas alternadas de ZnSe e de $Zn_{1-x}Mn_xSe$. 9

2-2 Representação do gap de energia da estrutura ZnSe e $Zn_{1-x}Mn_xSe$ e seus potenciais. O quadro simbólico ilustra, na parte superior, a representação do gap de energia $Egap$ entre as bandas de valência e condução para várias concentrações x de Mn no seleneto de zinco. O perfil de potencial para a heteroestrutura formada com estas concentrações x encontra-se na parte inferior do quadro. O gap de energia como função da concentração é mostrado na parte central da ilustração (linha verde). 9

2-3 Subbandas dependente de spin no composto II-VI contendo M: origem de potenciais dependentes de spin em heteroestruturas. Em a), temos a banda de condução no limite parabólico destes compostos a $B = 0$. Em b), apresenta o desdobramento desta banda em duas subbandas dependentes de spin para $B \neq 0$. A subbanda superior é para os elétrons de spin up e a subbanda inferior é para os elétrons de spin down. 12

2-4 Heteroestruturas com uma e duas camadas de $Zn_{0.95}Mn_{0.05}Se$ (a). Sob a ação do campo magnético $B\hat{z}$ as camadas de $Zn_{0.95}Mn_{0.05}Se$ apresentam potencial dependente de spin (b). Para elétrons de spin up formam-se barreiras (linhas azuis). Para elétrons de spin down formam-se poços (linhas pontilhadas verdes). A aplicação de um campo elétrico constante $E\hat{z}$ adiciona um termo linear no potencial em (b) originando o potencial em (c). 17

4-1 Barreiras de potencial para spin up $V_\uparrow(B, V, z)$ em termos da posição z para dois valores do campo magnético B. Para $B = 2.25$ T, as curvas verde e rosa são obtidas para $V = 0$ e com $V = 5.0$ mV, respectivamente. Analogamente, as curvas amarela e azul foram obtidas para $B = 4.25$ T. 36

4-2 Poço de potencial para spin down $V_\downarrow(B, V, z)$ em função da posição z para valores distintos do campo magnético B. Para $B = 2.25$ T, a linha verde denota $V_\downarrow(B, V, z)$ sob voltagem externa V nula . Sua variação com $V = 5.0$ mV é dada pela linha rosa. Quando $B = 4.25$ T , a curva amarela representa o poço sob $V = 0$; a modificação do mesmo com $V = 5.0$ mV é dado pela curva azul. 37

4-3 Transmissão de elétrons com spin up $T_\uparrow(B, V, \varepsilon_z)$ pela barreira simples da estrutura na Fig. 1-4(a). As curvas azuis claro e escuro de triângulos up correspondem para $\varepsilon_z = 3.0$ meV e 5.0 meV, respectivamente e voltagem externa $V = 0$ sob a barreira. As respectivas cores anteriores nas curvas contínuas dão $T_\uparrow(B, V, \varepsilon_z)$ pela barreira modificada com a aplicação de $V = 5.0$ mV. 39

4-4 Transmissão de elétrons com spin down $T_\downarrow(B, V, \varepsilon_z)$ através do poç o simples da estrutura na Fig. 1-4(a). As curvas verdes de triângulos down e contínua correspondem à voltagem externa $V = 0$ e $V = 5.0$ mV, respectivamente, com $\varepsilon_z = 3.0$ meV. As curvas rosas de triângulos down e contínua correspondem a $\varepsilon_z = 5.0$ meV. 41

4-5 Transmissão de elétrons dependente de spin $T_{\sigma_z}(B, V, \varepsilon_z)$ pelo potencial simples da estrutura na Fig. 1-4(a) em função da energia do elétron ε_z. As curvas azul de triângulos up e verde de triângulos down representam a transmissão de elétrons de spin up $T_\uparrow(B, V, \varepsilon_z)$ e down $T_\downarrow(B, V, \varepsilon_z)$, respectivamente, pelo potencial sem voltagem externa e $B = 1.0$ T. Quando $V = 5.0$ mV e $B = 1.0$ T, as curvas azul e verde contínuas descrevem, respectivamente, $T_\uparrow(B, V, \varepsilon_z)$ e $T_\downarrow(B, V, \varepsilon_z)$. 43

4-6 Grandeza $T_\uparrow(B, V, \varepsilon_z)$-$T_\uparrow^2(B, V, \varepsilon_z)$ como função do campo magnético B. Os gráficos de azul escuro, azul claro e preto de triângulos up mostram $T_\uparrow(B, V, \varepsilon_z)$, $T_\uparrow^2(B, V, \varepsilon_z)$ e $T_\uparrow(B, V, \varepsilon_z)$-$T_\uparrow^2(B, V, \varepsilon_z)$, respectivamente, para voltagem externa $V = 0$ e $\varepsilon_z = 5.0$ meV. Quando $V = 5.0$ mV, as curvas de azul escuro, azul claro e preta contínuas são, respectivamente, $T_\uparrow(B, V, \varepsilon_z)$, $T_\uparrow^2(B, V, \varepsilon_z)$ e $T_\uparrow(B, V, \varepsilon_z)$-$T_\uparrow^2(B, V, \varepsilon_z)$. 45

4-7 Grandeza $T_{\downarrow}(B,V,\varepsilon_z)-T^2_{\downarrow}(B,V,\varepsilon_z)$ como função do campo magnético B. Quando $V=0$ e $\varepsilon_z=5.0$ meV, as transmissões $T_{\downarrow}(B,V,\varepsilon_z)$, $T^2_{\downarrow}(B,V,\varepsilon_z)$ e $T_{\downarrow}(B,V,\varepsilon_z)-T^2_{\downarrow}(B,V,\varepsilon_z)$ estão representadas, respectivamente, pelas curvas rosa, verde e preta de triângulos down. Estas cores nas curvas contínuas, analogamente são para $V=5.0$ mV. 46

4-8 Corrente média separada dependentemente de spin pelo potencial da camada $Zn_{1-x}Mn_xSe$. Nesta camada quando $V=0$ (voltagem externa), as curvas azuis claro de triângulos up, down e contínua descrevem, respectivamente, a componente de spin up da corrente $J_{\uparrow}(B,V)$, spin down $J_{\downarrow}(B,V)$ e a corrente total $J_t(B,V)$. Estas correntes para $V=5.0$ mV são descritas pelas curvas azuis escura de triângulos up, down e contínua, respectivamente. A $J_{\sigma_z}(B,V)$ está dividida pelo fator $e^2/4\pi^2\hbar^2c$, onde e e c representam, respectivamente, a carga do elétron e a velocidade da luz. 48

4-9 Supressão do shot noise dependente de spin em função do campo magnético. (a) Para $V=0$, o shot noise total $S_t(B,V)$, a componente de shot noise de spin down $S_{\downarrow}(B,V)$ e spin up $S_{\uparrow}(B,V)$ são exibidas pelas curvas azuis clara contínua, de triângulos down e up, respectivamente. Analogamente, estas mesmas grandezas são exibidas pelas curvas azuis escura para $V=5.0$ mV. Em (b), os gráficos azuis escuro contínuo, de triângulos down e up mostram o fator fano total γ_t, a componente de fator fano de spin down $\gamma_{\downarrow}$ e spin up $\gamma_{\uparrow}$ para $V=5.0$ mV, respectivamente. Analogamente, estas mesmas grandezas são mostradas pelos gráficos azuis claro quando $V=0$. Aqui, o shot noise está dividido pelo fator $e^3/2\pi^2\hbar^2c$, onde e representa a carga do elétron e c é a notação para a velocidade da luz. 50

5-1 Heteroestrutura contendo Mn dando origem a potenciais duplos. Em (a), está representado o tipo de estrutura. Em (b), a linha tracejada representa um nível discreto de energia ε do poço quando um campo magnético $B\hat{z}=0$ e voltagem $V\neq 0$ externos estão presentes. Para $B\hat{z}\neq 0$, o nível discreto de energia do poço desdobra-se para elétrons de spin up e spin down. As linhas azul e rosa contínuas representam a altura (parte superior) da barreira para elétrons de spin up e spin down, respectivamente. A concentração de Mn na formação das barreiras é x=0.061. 54

5-2 Coeficiente de transmissão dependente de spin $T_{\sigma_z}(B, V, \varepsilon_z)$ em dupla camada de $Zn_{1-x}Mn_xSe$. A curva preta é o $T(B, V, \varepsilon_z)$ para o campo magnético $B = 0$ e voltagem externa $V = 0$. As curvas azul de triângulos up e rosa de triângulos down representam, respectivamente, a transmissão de elétrons de spin up $T_\uparrow(B, V, \varepsilon_z)$ e spin down $T_\downarrow(B, V, \varepsilon_z)$ para $B = 6.0$ T e $V = 0$. 55

5-3 Dupla barreira de potencial dependente de spin $V_{\sigma_z}(B, V, z)$ em termos da posição z para dois valores do campo magnético B. Para $B = 0$, a curva preta é obtida para $V = 16.0$ mV. Quando $B = 6.0$ T a barreira dupla é desdobrada em barreiras duplas com spin up (curva azul) e spin down (curva rosa) para $V = 21.0$ mV e $V = 8.3$ mV, respectivamente. 56

5-4 Coeficiente de transmissão $T_{\sigma_z}(B, V, \varepsilon_z)$ e grandeza $T_{\sigma_z}(B, V, \varepsilon_z) - T^2_{\sigma_z}(B, V, \varepsilon_z)$ em função da voltagem externa pela barreira dupla. Para $B = 0$, as curvas preta e cinza exibem $T(B, V, \varepsilon_z)$ e $T(B, V, \varepsilon_z) - T^2(B, V, \varepsilon_z)$, respectivamente. As curvas rosa de triângulos down, azul de triângulos up, rosa e de cor laranja mostram, respectivamente, $T_\downarrow(B, V, \varepsilon_z)$, $T_\uparrow(B, V, \varepsilon_z)$, $T_\downarrow(B, V, \varepsilon_z) - T^2_\downarrow(B, V, \varepsilon_z)$ e $T_\uparrow(B, V, \varepsilon_z) - T^2_\uparrow(B, V, \varepsilon_z)$ quando $B = 6.0$ T e $\varepsilon_z = 1.0$ meV. 57

5-5 Separação da corrente média por duas barreiras de $Zn_{1-x}Mn_xSe$ dependente de spin. A curva preta é a corrente média $J(B, V)$ para $B = 0$. Quando $B = 6.0$ T, as curvas azul de triângulos up, rosa de triângulos down e azul clara são a componente de spin up da corrente $J_\uparrow(B, V)$, a componente de spin down da corrente $J_\downarrow(B, V)$ e a corrente total $J_t(B, V)$, respectivamente. A corrente média encontra-se dividida pelo fator $e^2/4\pi^2\hbar^2c$, onde e representa a carga do elétron e c é a notação para a velocidade da luz. 60

5-6 Shot noise dependente de spin pela estrutura de barreira dupla de $Zn_{1-x}Mn_xSe$. Para $B = 0$, o shot noise $S(B, V)$ é apresentado na curva preta. Quando $B = 6.0$ T, o shot noise total $S_t(B, V)$ e suas componentes de spin up $S_\uparrow(B, V)$ e spin down $S_\downarrow(B, V)$ são apresentadas nas curvas azul clara, azul de triângulos up e rosa de triângulos down, respectivamente. O termo $e^3/2\pi^2\hbar^2c$ está dividindo o shot noise. A constante e é a notação para a carga do elétron e c representa a velocidade da luz. 62

5-7 Fator fano dependente de spin γ_{σ_z} como função da voltagem externa na barreira dupla. Para $B = 0$, a curva preta mostra o fator fano γ. As curvas azul de triângulos up, rosa de triângulos down e azul clara mostram o fator fano de spin up $\gamma_{\uparrow}$, fator fano de spin down $\gamma_{\downarrow}$ e fator fano total γ_t, respectivamente, para $B = 6.0$ T. 63

A-1 Discretização do potencial de barreira dupla para a aplicação do método da matriz transferência. As linhas pontilhadas correspondem à discretização do potenicial original em uma série de potênciais retangulares. As funções $\varphi_L(z)$ e $\varphi_R(z)$ representam ondas incidente e transmitida, respectivamente. Os extremos esquerdo (L) e direito (R) da barreira dupla são, respectivamente, o emissor e o coletor de elétrons. 71

A-2 Log natural do coeficiente de transmissão de elétrons pela barreira dupla. A curva azul é gerada numericamente. A curva rosa é obtida da expressão analítica (A.17). As alturas das barreiras são V_o e V_1; m^*, ε_f e ε_z são a massa efetiva do elétron, a energia de Fermi e a energia do elétron, respectivamente. 75

A-3 Coeficiente de transmissão de elétron com spin down pela barreira simples em função do campo magnético B. As curvas azul e rosa de triângulos down são obtidas, respectivamente, numérica e analiticamente para $\varepsilon_z = 1.0$ meV. A largura da barreira é $L = 1000$ Å. 76

B-1 Partícula de carga q em um gás de elétrons. Campos elétrico $\vec{E}$ e magnético $\vec{B}$ externos constantes estão presentes na estrutura. 78

Resumo

Nesta dissertação, fazemos a primeira investigação sobre flutuações em corrente e corrente média dependentes de spin em potenciais duplo e simples da estrutura $Zn_{1-x}Mn_xSe$ entre ZnSe. Consideramos efeitos de campos magnético e elétrico externos à temperatura nula. Na presença de um campo magnético, a interação dos íons de Mn com os elétrons de condução e valência (interação de troca $sp-d$) origina potenciais dependentes de spin para o transporte em $Zn_{1-x}Mn_xSe$. Aqui, flutuações em corrente ("shot noise") e a corrente média são calculados usando o modelo quântico de transporte, onde transporte através do potencial dependente de spin é descrito por uma matriz $\hat{s}$ de espalhamento. Os elementos da matriz de espalhamento, i.e., as amplitudes de transmissão e reflexão, são determinados pelo método da matriz transferência. Nossos resultados indicam que estruturas de potenciais simples e duplos de $Zn_{1-x}Mn_xSe$ agem como se fossem "filtros de spin" para corrente. Em determinadas faixas de parâmetros do sistema, shot noise pode complementar informações obtidas da corrente média.

Abstract

In this dissertation we investigate for the first time spin-dependent current and its fluctuations in double and single barrier potentials of the $Zn_{1-x}Mn_xSe$ structure sandwiched between ZnSe layers. We consider effects of external magnetic and electric fields. Low temperature is considered. In the presence of a magnetic field, the interaction of the Mn ions with the conduction and valence electrons ($sp-d$ exchange interaction) gives rise to spin-dependent potentials for transport across the $Zn_{1-x}Mn_xSe$ layer. Here, the average current and its fluctuations are calculated using the quantum transport model in which transport across the spin-dependent potential is described via a scattering matrix $\hat{s}$. The elements of the scattering matrix, i.e., the transmission and reflection amplitudes, are determined through the transfer-matrix method. Our results indicate that single and double potentials of the $Zn_{1-x}Mn_xSe$ structure act as "spin filters" for the current. Within some system parameter range, shot noise can supplement the information contained in the average current.

Capítulo 1

Introdução

Semicondutores do grupo II-VI ($A^{II}B^{VI}$) com uma fração do grupo II substituída por átomos de Mn geram um novo material ($A^{II}_{1-x}Mn_xB^{VI}$). Este semicondutor, na presença de campo magnético, apresenta propriedades de transporte dependente de spin. Compostos onde o transporte eletrônico depende de spin podem revolucionar a eletrônica convencional pela construção de dispositivos opto-eletrônicos de spin (Refs. [1], [2] e [3]) e potencialmente com computação/informação quântica (Refs. [4], [5] e [6]).

A presença de íons Mn com momentos magnéticos localizados nos compostos $A^{II}B^{VI}$ conduz à interação entre os elétrons $3d^5$ do Mn e elétrons da banda de condução e valência, i.e., a interação de troca $sp-d$ (Refs. [7] e [8]). Nesta interação, um campo magnético externo separa o estado eletrônico (de condução) na banda em spin up e spin down (efeito Zeeman gigante). Este "splitting" da banda torna o composto $A^{II}_{1-x}Mn_xB^{VI}$ excelente para a preparação de poços e barreiras de potenciais quânticos e de outras estruturas dependentes de spin. Após a aplicação do campo magnético externo, o potencial da heteroestrutura pode ainda ser modificado por efeitos de voltagem externa, concentração de Mn e temperatura.

1.1 Trabalho proposto

Motivados pelo potencial tecnológico e crescente pesquisa de fenômenos dependentes de spin, nosso estudo parte da primeira investigação teórica recente sobre corrente dependente de spin através de uma camada de $Zn_{1-x}Mn_xSe$ entre ZnSe [9]. Em [9], foi mostrado que a corrente total através de um potencial retangular é dominada pela componente de spin down para campos magnéticos maiores que 2 T e temperaturas baixas. Aqui, originalmente generalizamos os resultados obtidos na Ref. [9] considerando efeitos de campos magnético e elétrico em potenciais simples e duplos contendo Mn. Adicionalmente, e mais importante, fazemos a primeira investigação teórica de shot noise (devido à granularidade da carga) dependente de spin para a heteroestrutura.

Nossas investigações são feitas usando o modelo quântico de transporte (Refs. [10], [11] e [12]), onde o "espalhamento" do elétron através do potencial dependente de spin é descrito pela matriz $\hat{s}$. Os elementos da matriz $\hat{s}$ de espalhamento, i.e., as amplitudes de transmissão e reflexão, são determinados pelo método da matriz transferência (Apêndice A). A invariância translacional na direção paralela ao potencial da estrutura (Sec. 2.1 da Ref. [13]) faz com que o movimento do elétron seja separado em movimento longitudinal e transversal. O movimento longitudinal é na direção de atravessar o potencial $V(z)$, i.e., na direção z. O movimento transversal é no plano xy da estrutura. O plano xy contém canais de transmissão/reflexão para o movimento do elétron devido a quantização de Landau (Apêndice B). Por simplicidade, a transmissão e reflexão eletrônica é assumida sem mecanismos de "spin flip", i.e., sem inversão de spin para o transporte longitudinal pela estrutura. Isto faz as matrizes r e t [Cap. 2, Eq. (3.4)] , submatrizes da matriz $\hat{s}$ de espalhamento, serem diagonais. "Spin flip" pode ser incluído e as submatrizes r e t deixam de serem diagonais. No cálculo de shot noise em sistema com tunelamento ressonante apresentado na Ref. [14], "spin-flip" é considerado. As Refs. [15],

[16], [17] e [18] apresentam alternativamente investigações sobre shot noise em sistemas com tunelamento ressonante não "magnéticos".

1.2 Ruído e shot noise, definição

Ruído ou flutuações são variações aleatórias a partir de valor médio de quantidades físicas dependentes do tempo. Em dispositivos opto-eletrônicos o ruído de interesse é sobre corrente. Estas flutuações recebem nomes específicos conforme as origens e os nomes dos descobridores das mesmas, exemplo: "1/f noise" (veja na Ref. [11]), "Johson-Nyquist noise" (veja na Ref. [19]) e outras.

O movimento térmico e a natureza discreta (granularidade) da carga do elétron originam ruído (flutuações) de corrente (Refs. [11] e [20]). As flutuações de corrente no tempo originadas do movimento térmico são chamadas de ruído térmico. À temperatura nula, a variação da quantidade de elétrons no tempo, que possuem cargas discretas, atravessando o potencial da estrutura produz pulsos aleatórios de corrente, i.e., flutuações de corrente chamadas de shot noise. Estas flutuações são objetivo de nossa investigação.

A origem do shot noise pode ser compreendida através da derivação do shot noise clássico ou de Schottky. Nesta derivação, uma "válvula" de placas paralelas é considerada para ilustrar a transmissão de elétrons, Fig. 1-1. Uma voltagem apropriada é aplicada entre as placas (eletrodos emissor e coletor, Fig. 1-1) fazendo com que os elétrons saiam então do eletrodo emissor e atinjam o eletrodo coletor em intervalos irregulares de tempo.

Para $\omega = 0$[1], o número de elétrons atravessando o emissor para o coletor no intervalo de

[1] Freqüência nula é aquela onde o período é longo comparado com o período do pulso de corrente ou qualquer tempo associado com o transporte através do potencial da estrutura (Refs.[19], [21] e [22]).

tempo T é

$$N_T = \frac{1}{e}\int_0^T I(t)dt. \tag{1.1}$$

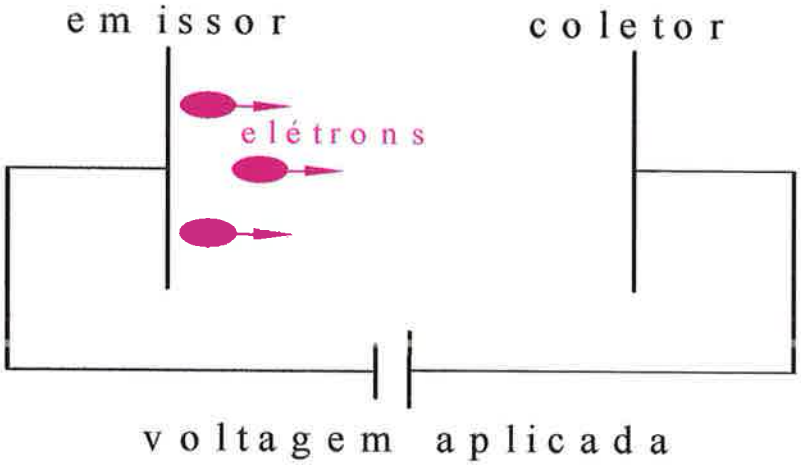

Figura 1-1: Tubo de placas paralelas. Os elétrons vão do emissor para o coletor.

A corrente média para emissões aleatórias de elétrons no intervalo de tempo T é definida por

$$\langle I \rangle_T = e\frac{N_T}{T}. \tag{1.2}$$

Para $T \longrightarrow \infty$, N_T tende para seu valor médio $\langle N \rangle$ e $\langle I \rangle_T \longrightarrow \langle I \rangle$, i.e.,

$$\langle I \rangle = \lim_{T \longrightarrow \infty} \frac{e}{T} \langle N \rangle . \tag{1.3}$$

A variação de N_T, no intervalo de tempo T, a partir de seu valor médio $\langle N \rangle$ é obtida usando

as expressões (1.1), (1.2) e (1.3), i.e.,

$$\delta N_T = N_T - \langle N \rangle = \frac{1}{e} \int_0^T \delta I(t) dt. \tag{1.4}$$

Esta expressão (1.4) essencialmente relaciona a variação do número de elétrons com a integral no tempo da variação de corrente.

A transformada de Fourier da média de "ensemble" do produto das variações de corrente ($\delta I(t)$ e $\delta I(t')$) no eletrodo coletor essencialmente define o espectro do ruído, ou seja,

$$S(\omega) = 2 \int \langle \delta I(t) \delta I(t') \rangle e^{i\omega t} d(t - t'). \tag{1.5}$$

Para $\omega = 0$, o shot noise no intervalo de tempo T torna-se

$$S_T(0) = 2 \int_0^T \langle \delta I(t + t') \delta I(t') \rangle_T d(t) = 2 \int_0^T (\frac{1}{T} \int_0^T \delta I(t + t') \delta I(t') dt') dt, \tag{1.6}$$

onde a média de "ensemble" foi substituída pela média temporal (a troca das médias é possível devido o sistema ser ergódico). Nesta Eq. (1.6) substituindo a Eq. (1.4), obtém-se

$$S_T(0) = 2 \frac{1}{T} \int_0^{T+t'} \delta I(t) dt \int_0^T \delta I(t') dt' = 2 \frac{e^2}{T} (\delta N_T)^2. \tag{1.7}$$

Fazendo $T \longrightarrow \infty$, $(\delta N_T)^2$ assume seu valor médio $\langle (\delta N)^2 \rangle$ (variância) e $S_T(0)$ torna-se

$$S(0) = 2 \lim_{T \longrightarrow \infty} \frac{e^2}{T} \langle (\delta N)^2 \rangle. \tag{1.8}$$

A Eq. (1.7) mostra que o shot noise está diretamente relacionado com a variância do número de elétrons atravessando a estrutura onde o transporte eletrônico ocorre. Como $\langle N \rangle = \langle (\delta N)^2 \rangle$ (distribuição de Poisson) e $\langle N \rangle$ está relacionada com a $\langle I \rangle$ pela Eq. (1.3), a Eq. (1.8) assume

a forma

$$S(0) = 2e\langle I\rangle . \tag{1.9}$$

Este resultado, Eq. (1.9), é o shot noise clássico e foi originalmente obtido por Schottky. As Refs. [23] e [24] apresentam também uma dedução do shot noise clássico. Veja pela Eq. (1.9) que o shot noise está diretamente relacionado à carga dos elétrons.

É usual e conveniente expressar-se o shot noise $S(\omega)$, em um sistema qualquer, normalizando-o pelo valor clássico $2e\langle I\rangle$. O shot noise $S(\omega)$ assim normalizado, define o fator Fano γ, i.e.,

$$\gamma = \frac{S(\omega)}{2e\langle I\rangle}. \tag{1.10}$$

O fator Fano ressalta mais claramente quão semelhante ou diferente o shot noise, em um dado sistema (quântico ou clássico), é comparado ao shot noise de Schottky $2e\langle I\rangle$.

Lembramos que nossos cálculos para o shot noise e a corrente são realizados utilizando o modelo quântico. Os cálculos estão apresentados no Cap. 3 desta dissertação.

1.3 Resultados importantes dos cálculos

Os resultados importantes de nossos cálculos são: i) a corrente é decomposta em componentes de spin up e down em estruturas contendo Mn na presença de campo magnético, ii) o shot noise para estruturas contendo Mn também é dependente de spin, iii) na presença de campo magnético e voltagem externos, os potenciais simples e duplos da estrutura $Zn_{1-x}Mn_xSe$ alternadamente entre ZnSe, respectivamente, para $x = 0.05$ e $x = 0.061$, agem como se fossem "filtros de spin" para corrente, iv) o shot noise, em potenciais simples de $Zn_{0.95}Mn_{0.05}Se$ e duplos de $Zn_{0.939}Mn_{0.061}Se$, sugere uma maneira de caracterizar corrente polarizada de spin contrastando

a corrente média com o shot noise, vi) em potenciais simples de $Zn_{0.95}Mn_{0.05}Se$, o fator Fano cresce até aproximadamente 0.2 dependendo do campo magnético e voltagem externos, vii) o shot noise como função da voltagem, em barreira dupla de $Zn_{0.939}Mn_{0.061}Se$, pode trazer informações adicionais sobre a corrente para determinadas faixas de parâmetros.

1.4 Organização da dissertação

Segue agora a organização desta dissertação. No Capítulo 2, desenvolvemos conceitos gerais de semicondutores formados de ZnSe que contém Mn ($Zn_{1-x}Mn_xSe$) alternadamente entre ZnSe. Para estas estruturas deduzimos a expressão do potencial dependente de campos magnético e elétrico externos e da concentração de Mn. No Capítulo 3, deduzimos as fórmulas da corrente e do shot noise dependentes de spin, para a estrutura contendo Mn, usando o modelo quântico de transporte (Refs. [10], [11] e [12]). Apresentamos definições e conceitos de operador de corrente, flutuação de corrente, função correlação e shot noise normalizado (fator Fano) durante o desenvolvimento da dedução das fórmulas. Calculamos numericamente, o coeficiente de transmissão, a corrente média e o shot noise dependentes de spin para potenciais simples e duplos contendo Mn, respectivamente, nos Capítulos 4 e 5. Nestes Capítulos, discutimos também os resultados obtidos. No Capítulo 6, resumimos as conclusões dos resultados obtidos nos Capítulos 5, 4 e 3.

Capítulo 2

Heteroestruturas

2.1 Formação

Camadas sucessivas de ZnSe e $Zn_{1-x}Mn_xSe$ dão origem a uma heteroestrutura semicondutora. Isto pode ser feito usando a técnica de MBE (molecular beam epitaxy) [25]. Nesta técnica, Zn, Se e Mn (os constituintes da heteroestrutura) são evaporados a baixa pressão e alta temperatura em "celas" de efusão separadamente. Estas "celas" são direcionadas para um substrato (que pode ser o próprio ZnSe), onde os feixes de vapores dos elementos Zn, Se e Mn formam a estrutura sólida de $Zn_{1-x}Mn_xSe$ depositando monocamadas atômicas deste composto. A composição destas monocamadas depende da concentração x de átomos de Mn a elas adicionadas. Em geral, a taxa de crescimento das monocamadas é da ordem de 1.0 Å/s. Devido a esta taxa, a espessura da estrutura depende do tempo que as "celas" ficam abertas. Fechando-se a "cela" de efusão que contém a impureza Mn, os feixes de vapores de moleculas de Zn e Se sobre a última monocamada de $Zn_{1-x}Mn_xSe$ formam a estrutura solidificada de ZnSe depositando monocamada por monocamada atômica de seleneto de zinco. Procedendo alternadamente desta maneira (adicionando ou não Mn) uma heteroestrutura é formada, Fig. 2-1.

Figura 2-1: Heteroestrutura formada de camadas alternadas de ZnSe e de $Zn_{1-x}Mn_xSe$.

2.2 O gap de energia

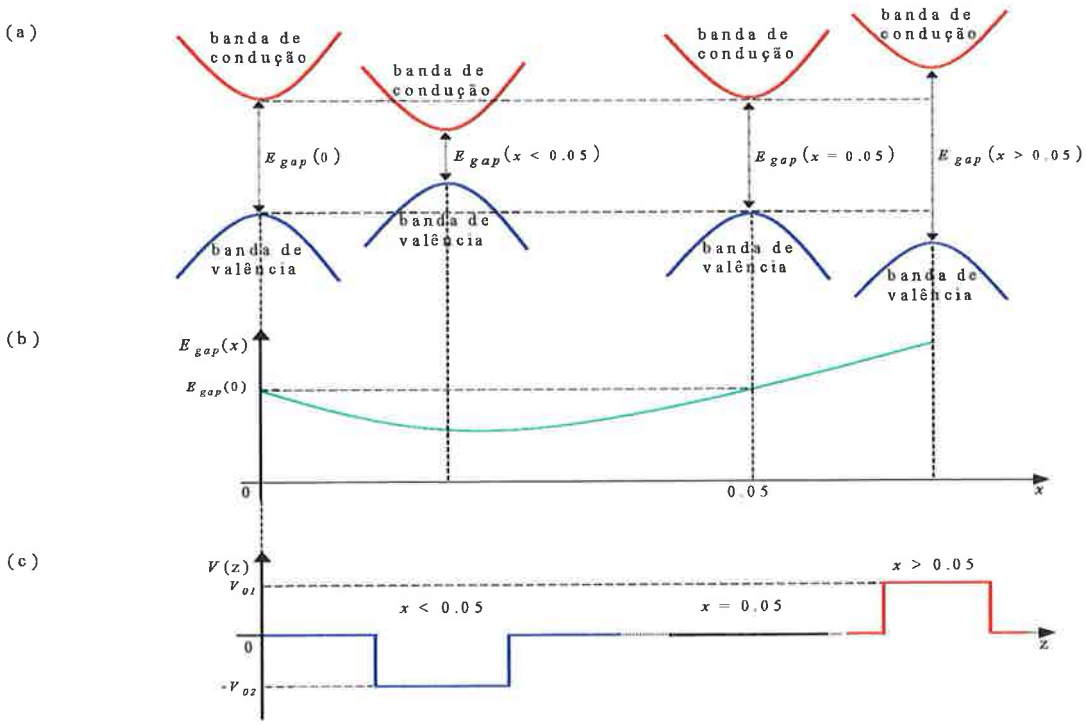

Figura 2-2: Representação do gap de energia da estrutura ZnSe e $Zn_{1-x}Mn_xSe$ e seus potenciais. O quadro simbólico ilustra, na parte superior, a representação do gap de energia $Egap$ entre as bandas de valência e condução para várias concentrações x de Mn no seleneto de zinco. O perfil de potencial para a heteroestrutura formada com estas concentrações x encontra-se na parte inferior do quadro. O gap de energia como função da concentração é mostrado na parte central da ilustração (linha verde).

Verifica-se experimentalmente que a adição de impurezas Mn no ZnSe modifica o gap do mesmo; o gap do novo composto depende da concentração x de Mn. Observa-se que o gap do $Zn_{1-x}Mn_xSe$ pode ficar maior, menor ou igual ao do ZnSe (Fig. 2-2). Note que para $x = 0.05$

o gap de energia coincide com aquele do ZnSe, isto é, $x = 0$.

2.3 Perfil do potencial

Na formação da heteroestrutura (Sec. 2.1) as interfaces formadas entre camadas sucessivas (estruturas diferentes) originam regiões de descontinuidades no potencial da mesma. Estas descontinuidades aparecem porque os gaps do ZnSe e do $Zn_{1-x}Mn_xSe$ são diferentes para $x \neq 0.05$. Devido a estes gaps diferentes, o perfil do potencial da heteroestrutura para um elétron de condução é o de um poço de potencial para $x < 0.05$, "potencial nulo" para $x = 0.05$ e barreira de potencial para $x > 0.05$. A Fig. 2-2(c) ilustra estes casos esquematicamente.

2.4 A interação $sp - d$

A distribuição eletrônica dos dois últimos níveis do estado fundamental do metal de transição Mn (Z=25) é $3s^2 3p^6 4s^2 3d^5$. Os 5 elétrons do orbital d são distribuídos um a um nos estados m_ℓ deste orbital de modo que a configuração final do estado fundamental é aquela onde o número quântico S do momento angular de spin e o número quântico L do momento angular orbital sejam máximizados ("regras de Hund" [26], [27] e [28]). Dessa forma, obtém-se $S = 5/2$ e $L = 0$. Os dois últimos níveis das distribuições eletrônicas do Zn (Z=30) e do Se (Z=34) são respectivamente $3s^2 3p^6 4s^2 3d^{10}$ (grupo II) e $4s^2 3d^{10} 4p^4$ (grupo VI). Para um elétron ser adicionado a um dos estados m_l do orbital d semipreenchido do átomo de Mn é necessário que o elétron tenha spin oposto ao elétron do mesmo estado m_l (princípio de exclusão de Pauli). Adicionar este elétron para originar o primeiro estado excitado $3d^6$requer uma energia da ordem de 7 eV ([7] e [29]). Esta energia é "termicamente" muito alta fazendo com que o orbital d permaneça semicheio. O átomo de Mn comporta-se então como se fosse do grupo II (nd^{10}). Isto faz com que os átomos de Mn adicionados no composto II-VI de ZnSe ocupem sítios de

Zn (grupo II) formando a liga $Zn_{1-x}Mn_xSe$. Nestas estruturas, a interação entre os elétrons da banda de condução e valência com os elétrons dos orbitais d dos átomos de Mn depende das orientações respectivas de seus spins (devido ao princípio de exclusão de Pauli) e da interação de Coulomb. Esta interação, basicamente de origem eletrostática, é denominada interação de troca $sp-d$. O Hamiltoniano de troca para um elétron de condução na posição $\vec{r}$ e os elétrons do orbital d no sítio da j-ésima impureza Mn é [8]

$$H_{s-d} = -\sum_{\vec{R}_j} J(\vec{r}-\vec{R}_j)\vec{S}_{\vec{R}_j}.\hat{\sigma}, \tag{2.1}$$

onde $J(\vec{r}-\vec{R}_j)$ é a chamada constante de troca [29] e [30]. Esta relaciona a interação entre o elétron de condução na posição $\vec{r}$ e a impureza Mn no sítio $\vec{R}_j$. Neste sítio $\vec{S}_{\vec{R}_j}$ é o operador de spin da j-ésima impureza e $\hat{\sigma}$ é o operador de spin do elétron na posição $\vec{r}$.

2.5 Aproximação de campo médio

A interação $sp-d$ pode ser vista como a energia devido a interação do spin do elétron de condução na posição $\vec{r}$ com um campo produzido pelas impurezas nos sítios $\vec{R}_j$ definido por $\frac{1}{g\mu_B}\sum_{\vec{R}_j} J(\vec{r}-\vec{R}_j)\vec{S}_{\vec{R}_j}$ (Cap. 32 de [31]). A função de onda do elétron é estendida espacialmente no sistema [32]. O elétron então interage com muitas impurezas Mn permitindo-nos fazer a aproximação de campo médio. Então, substituímos $\vec{S}_{\vec{R}_j}$ pela sua média térmica $\left\langle \vec{S}_{\vec{R}_j} \right\rangle$ em (2.1) [7] e [32].

Em uma primeira aproximação os átomos de Mn no composto II-VI de $Zn_{1-x}Mn_xSe$ são paramagnéticos, i.e., os momentos magnéticos de spin dos átomos de Mn não interagem entre si [8], [33] e [34]. Em presença de um campo magnético externo estes momentos alinham-se na direção do mesmo. Note que $\langle S_z \rangle = 0$ se $\vec{B} = 0$. Para o campo magnético externo na direção z

(direção de crescimento da estrutura), o valor médio de $\vec{S}_{\vec{R}_j}$ reduz-se a $\langle S_z \rangle \hat{z}$. O Hamiltoniano de troca (2.1) é então simplificado a

$$H_t = -\langle S_z \rangle \hat{\sigma}_z \sum_{\vec{R}_j} J(\vec{r} - \vec{R}_j). \tag{2.2}$$

Este resultado mostra que os elétrons de spin $\sigma_z = +1/2$ da banda interagem com os momentos magnéticos de Mn de maneira diferentes dos elétrons de spin $\sigma_z = -1/2$ da banda. Esta interação modifica a estrutura de banda do composto II-VI contendo manganês de forma dependente de spin. A Eq. (2.2) origina fenômenos dependentes de spin (as propriedades passam a dependerem de spin) nestes compostos, Fig. 2-3.

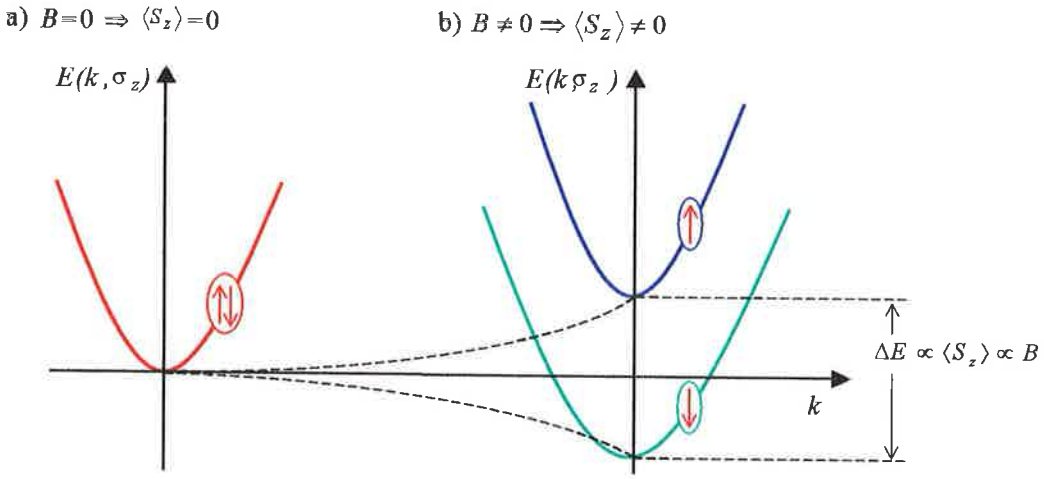

Figura 2-3: Subbandas dependente de spin no composto II-VI contendo M: origem de potenciais dependentes de spin em heteroestruturas. Em a), temos a banda de condução no limite parabólico destes compostos a $B = 0$. Em b), apresenta o desdobramento desta banda em duas subbandas dependentes de spin para $B \neq 0$. A subbanda superior é para os elétrons de spin up e a subbanda inferior é para os elétrons de spin down.

2.5.1 Função de Brillouin: média térmica $\langle S_z \rangle$

Seja $e^{\beta g_{Mn}\mu_B S_z B}$ a probabilidade do átomo de Mn estar em um estado com componente de spin total S_z e $g_{Mn}\mu_B S_z$ o momento magnético de spin total deste átomo. Em presença de um campo magnético B a média térmica da componente z do spin do Mn [35] é

$$\langle S_z \rangle = \frac{\left[\sum_{S_z=-5/2}^{+5/2} e^{\beta g_{Mn}\mu_B S_z B}\right] g_{Mn}\mu_B S_z}{\sum_{S_z=-5/2}^{+5/2} e^{\beta g_{Mn}\mu_B S_z B}}. \tag{2.3}$$

O denominador desta equação é a função de partição com $\beta = 1/k_B T$; $g_{Mn} = 2$ e μ_B são, respectivamente, o fator giromagnético do Mn e o magneton de Bohr. A Eq. (2.3) pode ser reescrita na forma

$$\langle S_z \rangle = \frac{1}{\beta}\frac{\partial \ln(Z)}{\partial B}, \tag{2.4}$$

com $Z = \sinh\left[(S_z + \frac{1}{2})\eta\right] / \sinh(\frac{1}{2}\eta)$; o parâmetro adimensional $\eta = g_{Mn}\mu_B B/k_B T$ mede a razão da energia magnética (que tende a alinhar os momentos magnéticos das impurezas [36]) com a energia térmica. A partir de (2.4), obtemos

$$\langle S_z \rangle = S_z B_S(\frac{g_{Mn}\mu_B S_z B}{k_B T}), \tag{2.5}$$

onde $B_S(\eta) = (1 + \frac{1}{2S})\frac{\cosh[(1+\frac{1}{2S})\eta]}{\sinh(\frac{1}{2S}\eta)}$ - $\frac{1}{2S}\frac{\cosh(\frac{1}{2S}\eta)}{\sinh(\frac{1}{2S}\eta)}$ é a função de Brillouin para spin $S = 5/2$.

2.6 Semicondutor contendo Mn e teoria da massa efetiva

No sistema contendo Mn, o Hamiltoniano de troca na aproximação de campo médio é resolvido na aproximação da massa efetiva para um elétron da banda de condução [37] e [38]. Neste

formalismo, os auto-estados do Hamiltoniano do sistema sem impureza (potencial periódico) H_o são as funções de Bloch. Considerando uma única banda, as funções de Bloch no fundo da mesma são definidas por

$$\left|\vec{k}\right\rangle = \frac{e^{i\vec{k}.\vec{r}}}{\sqrt{V}} u_0\left(\vec{r}\right), \tag{2.6}$$

sendo $u_0(\vec{r}) = u_{\vec{k}=0}\left(\vec{r}\right)$ a "função de onda atômica" com a periodicidade da rede de Bravais [39] e $\vec{k}$ o vetor de onda de bloch. A função (2.6) está normalizada no volume do sistema. Expandindo a função de Bloch em um série de Fourier [40], a equação de Schrödinger para o Hamiltoniano total assume a forma

$$\sum_{\vec{k}'} \left\langle \vec{k}\right| H_o + U(\vec{r}) + H_t \left|\vec{k}'\right\rangle A(\vec{k}') = \epsilon A(\vec{k}), \tag{2.7}$$

onde $U(\vec{r})$ é um potencial externo "arbitrário" e H_t é definido por (2.2).

A Eq. (2.7) envolve H_t no cálculo de elementos de matriz na base formada pelos auto-estados, i.e.,

$$\left\langle \vec{k}\right| H_t \left|\vec{k}'\right\rangle = -\left\langle S_z\right\rangle \sigma_z \int_V d\vec{r} \frac{e^{i(\vec{k}-\vec{k}').\vec{r}}}{V} \sum_{\vec{R}_j} u_0^*\left(\vec{r}\right) J(\vec{r}-\vec{R}_j) u_0\left(\vec{r}\right), \tag{2.8}$$

onde a soma se estende sobre todos os sítios de Mn. Fazendo-se $\vec{r} = \vec{r}\,' + \vec{R}_j$ e utilizando-se $u_0(\vec{r}) \equiv u_0(\vec{r}+\vec{R}_j)$, (2.8) pode ser reescrita na forma

$$\left\langle \vec{k}\right| H_t \left|\vec{k}'\right\rangle = -\left\langle S_z\right\rangle \sigma_z \sum_{\vec{R}_j} \frac{e^{i(\vec{k}-\vec{k}').\vec{R}_j}}{V} \int_V d\vec{r}\,' e^{i(\vec{k}-\vec{k}').\vec{r}\,'} u_0^*(\vec{r}\,') J(\vec{r}\,') u_0(\vec{r}\,'). \tag{2.9}$$

A "constante" de troca $J(\vec{r}\,')$ decai espacialmente muito rapidamente na escala da cela unitária [8] (interação de natureza atômica, orbitais d). A interação de natureza atômica é como se fosse de contato. Esta consideração possibilita assumir $\vec{r}\,' = 0$ no argumento da exponencial. Então,

a Eq. (2.9) é simplificada a

$$\left\langle \vec{k} \right| H_t \left| \vec{k}' \right\rangle = -\left\langle S_z \right\rangle \sigma_z \sum_{\vec{R}_j} \frac{e^{i(\vec{k}-\vec{k}').\vec{R}_j}}{V} \int_V d\vec{r}\,' u_0^*(\vec{r}\,') J(\vec{r}\,') u_0(\vec{r}\,'). \tag{2.10}$$

Para pequenas concentrações de Mn podemos assumir que os mesmos estão distribuídos aleatoriamente nos sítios de cátions da rede. Este sistema não possui invariância translacional. Afim de tornar a distribuição homogênea e recuperarmos a invariânica translacional, fazemos uma média em relação as posições das impurezas Mn. Admitindo que haja um total de N_c sítios de cátions, que podem ser eventualmente ocupados pelas impurezas, a média é definida por

$$\left\langle e^{i(\vec{k}-\vec{k}').\vec{R}_j} \right\rangle_{imp} = \frac{1}{N_c} \sum_{\vec{R}} e^{i(\vec{k}-\vec{k}').\vec{R}}, \tag{2.11}$$

onde a soma agora se estende sobre todos os sítios de cátions. Veja que a Eq.(2.11) é uma função delta, i.e.,

$$\frac{1}{N_c} \sum_{\vec{R}} e^{i(\vec{k}-\vec{k}').\vec{R}} = \delta_{\vec{k},\vec{k}'}. \tag{2.12}$$

A média (2.12) reproduz essencialmente a conservação de momento, o que mostra a invariância translacional recuperada pelo sistema.

O volume V é definido como o número de cátions N_c vezes o volume da cela primitiva Ω_o. Sendo N_{Mn} o número de impurezas Mn e substituindo (2.12) em (2.10), obtemos

$$\left\langle \vec{k} \right| H_t \left| \vec{k}' \right\rangle = -\left\langle S_z \right\rangle \sigma_z \frac{N_{Mn}}{N_c \Omega_o} \delta_{\vec{k},\vec{k}'} \int_V d\vec{r}\,' u_0^*(\vec{r}\,') J(\vec{r}\,') u_0(\vec{r}\,'). \tag{2.13}$$

O termo $\frac{N_{Mn}}{N_c} = x$ define a concentração de Mn. Sendo $\frac{1}{\Omega_o} \equiv N_o$, podemos reescrever (2.13) na

forma usual

$$\left\langle \vec{k} \right| H_t \left| \vec{k}' \right\rangle = -x \left\langle S_z \right\rangle \sigma_z N_o \alpha \delta_{\vec{k},\vec{k}'}, \tag{2.14}$$

onde $\alpha \equiv \int_V d\vec{r}' u_0^*(\vec{r}') J(\vec{r}') u_0(\vec{r}')$ é a "integral de troca" [41]. O termo $N_o\alpha$ tem dimensão de energia.

Observando a expressão (2.14) vemos que sob a ação do campo magnético externo a interação de troca origina um potencial dependente da orientação do spin eletrônico. Este levanta a degenerescência da banda de energia do $Zn_{1-x}Mn_xSe$ (Fig. 2-3).

2.7 Aproximação da massa efetiva em Heteroestruturas

Aqui, descrevemos como a aproximação da massa efetiva é aplicada em heteroestrutura.

Considere dois materiais A e B com gaps de banda diferentes ($E_{gap}^A \neq E_{gap}^B$). Nestas circunstâncias, o potencial da heteroestrutura formada por estes materiais apresenta uma descontinuidade na interface AB. A teoria da massa efetiva aplicada a heteroestruturas assume que as partes periódicas das funções de Bloch em cada camada que a constitui são iguais, i.e., $u_0^A(\vec{r}) \equiv u_0^B(\vec{r})$ [42]. Esta consideração faz com que as autofunções e suas derivadas satisfaçam condições de contorno consistentes com a continuidade de ψ e conservação de corrente (veja A.6 e A.7 do Apêndice A). Então, resolve-se a equação de Schrödinger por partes, assegurando-se que ψ e ψ' sejam contínuos.

2.8 Potencial da heteroestrutura

A heteroestrutura de interesse é a de uma e duas camadas de $Zn_{1-x}Mn_xSe$ entre camadas alternadas de ZnSe [Fig. 2-4(a)]. Aqui, considero que a concentração de Mn é $x = 0.05$. Neste caso, os gaps do ZnSe e do $Zn_{1-x}Mn_xSe$ são iguais (Fig. 2-2). Um campo magnético $\vec{B}$ na

direção z dá origem ao potencial dependente do spin eletrônico (2.14). O perfil deste é mostrado na Fig. 2-4(b). Um campo elétrico $\vec{E}$ na mesma direção origina um potencial linear. Sendo e a representação da carga do elétron e N_b o número total de barreiras, a ação simultânea dos campos produz

$$V_{\sigma_z}(z) = -Eez - x\,\langle S_z\rangle\, N_o\alpha\sigma_z \sum_{j=1}^{N_b} \theta(z - Z_{2j-1})\,[1 - \theta(z - Z_{2j}]\,, \tag{2.15}$$

onde $\theta(z - Z_{2j-1})$ é a função de Heaviside e Z_{2j-1} a posição inicial da j-ésima camada de $Zn_{1-x}Mn_xSe$. A forma de (2.15) é ilustrado na Fig. 2-4(c) para $N_b = 2$.

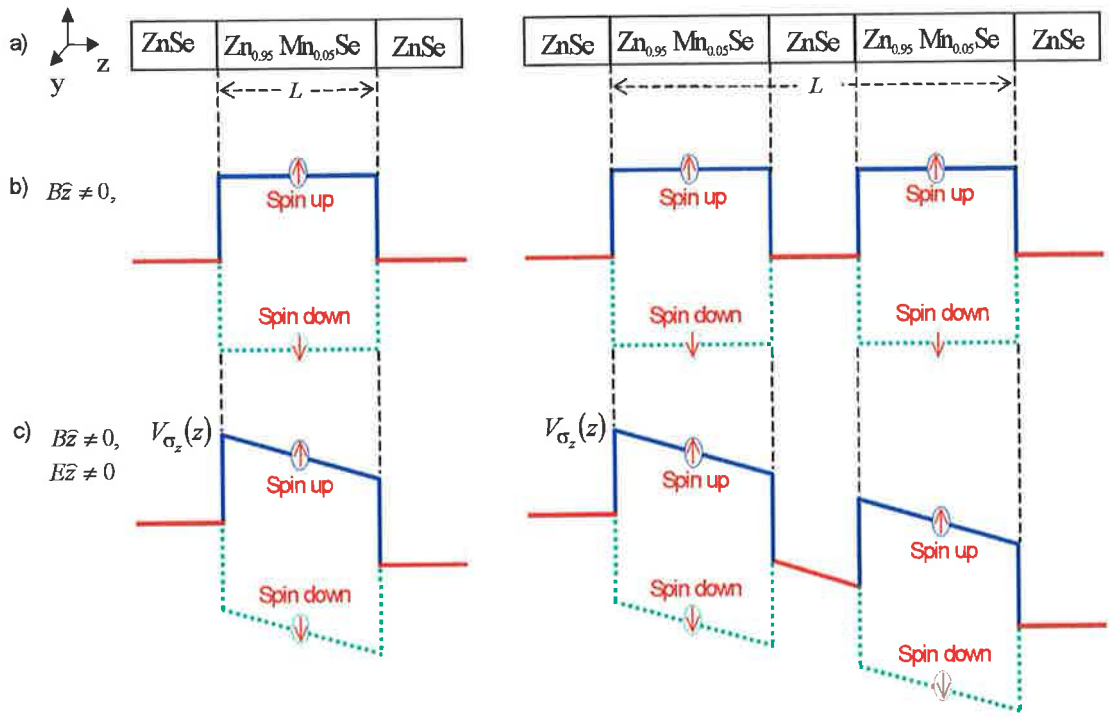

Figura 2-4: Heteroestruturas com uma e duas camadas de $Zn_{0.95}Mn_{0.05}Se$ (a). Sob a ação do campo magnético $B\hat{z}$ as camadas de $Zn_{0.95}Mn_{0.05}Se$ apresentam potencial dependente de spin (b). Para elétrons de spin up formam-se barreiras (linhas azuis). Para elétrons de spin down formam-se poços (linhas pontilhadas verdes). A aplicação de um campo elétrico constante $E\hat{z}$ adiciona um termo linear no potencial em (b) originando o potencial em (c).

Nos próximos capítulos calculamos ambos shot noise e corrente dependentes de spin para as estruturas da Fig. 2-4(a). Consideramos $x = 0.05$ e $x = 0.061$.

Capítulo 3

Transporte dependente de spin

Neste capítulo, partindo das definições usuais de corrente e shot noise deduzimos expressões para ambos em potenciais de heteroestruturas contendo Mn ($Zn_{1-x}Mn_xSe$ alternadamente entre ZnSe). A corrente e o shot noise são obtidos usando-se o modelo quântico de transporte (Refs. [10] , [11] e [12]), onde o transporte do elétron pelo potencial dependente de spin é descrito via uma matriz $\hat{s}$ de espalhamento.

3.1 Corrente eletrônica dependente de spin

No Apêndice B, vemos como é a função de onda para um elétron nos extremos esquerdo (L) e direito (R), tidos como reservatórios de elétrons, de uma estrutura ($ZnSe/Zn_{1-x}Mn_xSe/ZnSe$ na Fig. 2.4). Podemos escrever os seguintes estados de espalhamento associados ao reservatório L

$$\psi_{L,n,k_y,\sigma_z,k_L(\varepsilon_z)}(\vec{r}) = \varphi_{k_y}(y)\,\varphi_n(x)\times$$

$$\begin{cases} e^{ik_L(\varepsilon_z)z}\left|\sigma_z\right\rangle + \sum\limits_{\sigma_z} r_{L\sigma_z,L\sigma_z}(k_L)\,e^{-ik_L(\varepsilon_z)z}\left|\sigma_z\right\rangle, & z<0 \\ \qquad\qquad e & \\ \sum\limits_{\sigma_z} t_{R\sigma_z,L\sigma_z}(k_L)\,e^{ik_R(\varepsilon_z)z}\left|\sigma_z\right\rangle & , z\geq \ell, \end{cases} \tag{3.1}$$

onde $\varphi_{k_y}(y) = \frac{e^{ik_y y}}{\sqrt{L_y}}$, $\varphi_n(x)$ é a n-ésima autofunção do oscilador harmônico, ℓ é o comprimento da estrutura por onde o transporte ocorre. As correspondentes energias são

$$E_{n,\varepsilon_z} = \varepsilon_z + (n + \frac{1}{2})\hbar\omega_c, \tag{3.2}$$

com $n = 0, 1, 2, ...$, $\omega_c = eB/m_e^* c$ e $\varepsilon_z \equiv \frac{\hbar^2 k_L^2}{2m_e^*} = \frac{\hbar^2 k_R^2}{2m_e^*} - eV$ (eV é o potencial externo). Na Eq. (3.2) a contribuição pequena do efeito Zeemann ordinário ($g\mu_B \vec{\sigma}.\vec{B}$) para E_{n,ε_z} foi desconsiderada. Observe que para elétrons no reservatório direito, denominado R, há uma expressão similar (inversão temporal) a (3.1). Ressaltamos que a direção z de movimento é totalmente desacoplada das direções x e y. Devido ao desacoplamento, o problema de transmissão e reflexão é unidimensional (direção z). Os estados do movimento transversal (direção x e y) são quantizados (Landau) pelos números n e k_y (Apêndice B). Cada n correspondente a discretização do movimento transversal é chamado de canal condutivo. Portanto, cada terminal está quantizado pela quantidade destes canais. Por simplicidade assumimos a reflexão e transmissão ocorrendo sempre pelos mesmos canais de incidência, i.e., não há mistura de canais transversais para o espalhamento eletrônico. Não havendo mistura de canais transversais, os termos de reflexão $r(\varepsilon_z)$ e transmissão $t(\varepsilon_z)$ são escritos independentemente dos índices correspondentes. Para $r(\varepsilon_z)$, os índices $L\sigma_z, L\sigma_z$ significam que o elétron de spin σ_z no reservatório da esquerda L sofre uma reflexão de amplitude $r(\varepsilon_z)$ sem inversão de spin σ_z para o mesmo reservatório L. Já os índices $R\sigma_z, L\sigma_z$ em $t(\varepsilon_z)$ designam o elétron de spin σ_z no reservatório da esquerda L sofrendo uma transmissão de amplitude $t(\varepsilon_z)$ sem inverter o spin σ_z para o reservatório da direita R. Estas amplitudes de transmissão e reflexão formam a matriz $\hat{s}$ de espalhamento, definida por

$$\hat{s} = \begin{pmatrix} r_{L,L} & t_{L,R} \\ t_{R,L} & r_{R,R} \end{pmatrix}. \tag{3.3}$$

Os elementos da $\hat{s}$ são (assumindo-se inversão temporal [43])

$$r_{L,L} = r_{R,R} = r = \begin{pmatrix} r_{\uparrow\uparrow} & 0 \\ 0 & r_{\downarrow\downarrow} \end{pmatrix} \text{ e } t_{R,L} = t_{L,R} = t = \begin{pmatrix} t_{\uparrow\uparrow} & 0 \\ 0 & t_{\downarrow\downarrow} \end{pmatrix}, \tag{3.4}$$

onde $r^{\dagger}r + t^{\dagger}t = 1$, devido a conservação de partículas. Ambas as matrizes r e t são diagonais, ou seja, a transmissão e reflexão ocorrem sem inversão de spin porque não consideramos mecanismos de inversão de spin ("spin flip") por simplicidade; na prática, estes mecanismos podem ser relevantes.

3.1.1 Operador de campo

Fazendo-se uma expansão de Fourier (Apêndice D da Ref. [31]), substituindo-se os coeficientes de Fourier por operadores destruição (pág. 145, Eq. 3.365 da Ref. [44]) e escrevendo-se estes operadores na representação de Heisenberg (complemento G_{III} da Ref. [45]), transformamos a onda $\psi_{L,n,k_y,\sigma_z,k_L(\varepsilon_z)}(\vec{r})$ em um operador de campo dado por

$$\widehat{\varphi}_{L,n,k_y,\sigma_z,\varepsilon_z}(\vec{r},t) = \sum_{n,k_y,\sigma_z} \int \frac{d\varepsilon_z}{\sqrt{2\pi\hbar\vartheta_L(\varepsilon_z)}} \varphi_{k_y}(y)\,\varphi_n(x) \times$$

$$\left\{ \left(e^{ik_L(\varepsilon_z)z} + r_{L\sigma_z,L\sigma_z}(\varepsilon_z)\, e^{-ik_L(\varepsilon_z)z} \right) \hat{a}_{L,n,k_y,\sigma_z}(\varepsilon_z)\, e^{-\frac{i}{\hbar}E_{n,\varepsilon_z}t} \right., \; z < 0 \tag{3.5}$$

e

$$\widehat{\varphi}_{L,n,k_y,\sigma_z,\varepsilon_z}(\vec{r},t) = \sum_{n,k_y,\sigma_z} \int \frac{d\varepsilon_z}{\sqrt{2\pi\hbar\vartheta_R(\varepsilon_z)}} \varphi_{k_y}(y)\,\varphi_n(x) \times$$

$$\left\{ \left(t_{R\sigma_z,L\sigma_z}(\varepsilon_z)\, e^{ik_R(\varepsilon_z)z} \right) \hat{a}_{L,n,k_y,\sigma_z}(\varepsilon_z)\, e^{-\frac{i}{\hbar}E_{n,\varepsilon_z}t} \right., \; z \geq \ell, \tag{3.6}$$

onde $\hat{a}_{L,n,k_y,\sigma_z}(\varepsilon_z)$ destrói um elétron no estado $\psi_{L,n,k_y,\sigma_z,\varepsilon_z}(\vec{r})$. Fazendo o mesmo procedimento para a função de onda do elétron do reservatório R, escrevemos um operador de campo análogo ao (3.5) e (3.6), o qual denotamos por $\widehat{\varphi}_{R,n,k_y,\sigma_z,\varepsilon_z}(\vec{r},t)$. A soma das partes dos ope-

radores de campo $\widehat{\varphi}_{L,n,k_y,\sigma_z,\varepsilon_z}(\vec{r},t)$ e $\widehat{\varphi}_{R,n,k_y,\sigma_z,\varepsilon_z}(\vec{r},t)$ para $z \geq \ell$ (procedimento na Ref. [10]) define um operador de campo

$$\widehat{\psi}_R(\vec{r},t) = \sum_{n,k_y,\sigma_z} \int \frac{d\varepsilon_z}{\sqrt{2\pi\hbar\vartheta_R(\varepsilon_z)}} \varphi_{k_y}(y)\,\varphi_n(x) \times$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(e^{-ik_R(\varepsilon_z)z} + r_{R\sigma_z,R\sigma_z}(\varepsilon_z)\, e^{ik_R(\varepsilon_z)z}\right) \hat{a}_{R,n,k_y,\sigma_z}(\varepsilon_z)\, e^{-\frac{i}{\hbar}E_{n,\varepsilon_z}t} \\ + \left(t_{R\sigma_z,L\sigma_z}(\varepsilon_z)\, e^{ik_R(\varepsilon_z)z}\right) \hat{a}_{L,n,k_y,\sigma_z}(\varepsilon_z)\, e^{-\frac{i}{\hbar}E_{n,\varepsilon_z}t}, \;\; z \geq l\,. \end{array} \right. \tag{3.7}$$

Já a soma das partes de $\widehat{\varphi}_{L,n,k_y,\sigma_z,\varepsilon_z}(\vec{r},t)$ e $\widehat{\varphi}_{R,n,k_y,\sigma_z,\varepsilon_z}(\vec{r},t)$ para $z < 0$ define

$$\widehat{\psi}_L(\vec{r},t) = \sum_{n,k_y,\sigma_z} \int \frac{d\varepsilon_z}{\sqrt{2\pi\hbar\vartheta_L(\varepsilon_z)}} \varphi_{k_y}(y)\,\varphi_n(x) \times$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(e^{ik_L(\varepsilon_z)z} + r_{L\sigma_z,L\sigma_z}(\varepsilon_z)\, e^{-ik_L(\varepsilon_z)z}\right) \hat{a}_{L,n,k_y,\sigma_z}(\varepsilon_z)\, e^{-\frac{i}{\hbar}E_{n,\varepsilon_z}t} \\ + \left(t_{L\sigma_z,R\sigma_z}(\varepsilon_z)\, e^{-ik_L(\varepsilon_z)z}\right) \hat{a}_{R,n,k_y,\sigma_z}(\varepsilon_z)\, e^{-\frac{i}{\hbar}E_{n,\varepsilon_z}t}, \;\; z < 0\,. \end{array} \right. \tag{3.8}$$

Os operadores de campo $\widehat{\psi}_R(\vec{r},t)$ e $\widehat{\psi}_L(\vec{r},t)$ são fundamentais para a definição do operador de corrente dependente do tempo, que é essencial para a determinação da corrente média e suas flutuações.

3.1.2 Operador de corrente

A definição do operador de corrente é a densidade de corrente de probabilidade usual (contida em livros de mecânica quântica) tratada como um operador na representação de Heisenberg (Eq. 1 da Ref. [10]), i.e.,

$$\widehat{I}(z,t) = \frac{e\hbar}{2m_e^* i} \int dxdy \left\{ \widehat{\psi}^\dagger(\vec{r},t) \frac{\partial\left[\widehat{\psi}(\vec{r},t)\right]}{\partial z} - \frac{\partial\left[\widehat{\psi}^\dagger(\vec{r},t)\right]}{\partial z} \widehat{\psi}(\vec{r},t) \right\}. \tag{3.9}$$

Na Eq. (3.9), $\widehat{\psi}(\vec{r},t)$ é assumido como sendo $\widehat{\psi}_R(\vec{r},t)$ ou $\widehat{\psi}_L(\vec{r},t)$, respectivamente, quando a corrente é para $z \geq \ell$ ou $z < 0$.

Usando a condição de normalização (Eq. 5.1.3 da Ref. [11])

$$\int d\vec{r}\, \psi^*_{L,n,k_y,\sigma_z,k_L(\varepsilon_z)}\left(\vec{r}\right)\ \psi_{L',n',k'_y,\sigma'_z,k_L(\varepsilon'_z)}\left(\vec{r}\right) = \delta_{L,L'}\delta_{n,n'}\delta_{k_y,k'_y}\delta_{\sigma_z,\sigma'_z}\delta_{\epsilon_z,\epsilon'_z}, \tag{3.10}$$

e conservação de partícula sobre os elementos da matriz de espalhamento (3.4), após substituir (3.7) em (3.9), obtemos para $z \geq l$

$$\widehat{I}_{\sigma_z}\left(z,t\right) = \widehat{I}_{L,\sigma_z}\left(z,t\right) + \widehat{I}_{R,\sigma_z}\left(z,t\right), \tag{3.11}$$

onde $\widehat{I}_{L,\sigma_z}\left(z,t\right)$ e $\widehat{I}_{R,\sigma_z}\left(z,t\right)$ são as correntes a partir dos reservatórios L e R para $z \geq l$, respectivamente. As correntes $\widehat{I}_{L,\sigma_z}\left(z,t\right)$ e $\widehat{I}_{R,\sigma_z}\left(z,t\right)$ são escritas na forma

$$\widehat{I}_{\alpha,\sigma_z}\left(z,t\right) = \sum_{n,k_y,\sigma_z;n',k'_y,\sigma'_z} \int d\varepsilon_z d\varepsilon'_z I_{\substack{\alpha,n,k_y,\sigma_z,\varepsilon_z;\\ \alpha',n',k'_y,\sigma'_z,\varepsilon'_z}}\, \widehat{a}^{\dagger}_{\alpha,n,k_y,\sigma_z,\varepsilon_z}\left(t\right) \widehat{a}_{\alpha',n',k'_y,\sigma'_z,\varepsilon'_z}\left(t\right), \tag{3.12}$$

onde o índice α designa os dois reservatórios L e R, $\widehat{a}_{\alpha,n,k_y,\sigma_z,\varepsilon_z}\left(t\right) = \widehat{a}_{\alpha,n,k_y,\sigma_z}\left(\varepsilon_z\right) e^{-\frac{i}{\hbar}E_{n,\varepsilon_z}t}$ e

$$\begin{aligned} I_{\substack{\alpha,n,k_y,\sigma_z,\varepsilon_z;\\ \alpha',n',k'_y,\sigma'_z,\varepsilon'_z}} &= \frac{e\hbar}{2m^* i}\int \frac{dxdy}{\sqrt{2\pi\hbar\vartheta_\alpha\left(\varepsilon_z\right)}\sqrt{2\pi\hbar\vartheta_\alpha\left(\varepsilon'_z\right)}} \times \left\{ \psi^*_{\alpha,n,k_y,\sigma_z,\varepsilon_z}\left(\vec{r}\right) \frac{\partial\left[\psi_{\alpha',n',k'_y,\sigma'_z,\varepsilon'_z}\left(\vec{r}\right)\right]}{\partial z} \right. \\ &\left. - \frac{\partial\left[\psi^*_{\alpha,n,k_y,\sigma_z,\varepsilon_z}\left(\vec{r}\right)\right]}{\partial z} \psi_{\alpha',n',k'_y,\sigma'_z,\varepsilon'_z}\left(\vec{r}\right) \right\}. \end{aligned} \tag{3.13}$$

3.1.3 Corrente média

A ação do operador de campo é através do operador destruição e construção. O operador destruição $\hat{a}_{\alpha,n,k_y,\sigma_z}\left(\varepsilon_z\right)$ age sobre um estado eletrônico $\psi_{\alpha,n,k_y,\sigma_z,\varepsilon_z}\left(\vec{r}\right)$. Sobre o estado conjugado $\psi^*_{\alpha,n,k_y,\sigma_z,\varepsilon_z}\left(\vec{r}\right)$ age o operador construção $\widehat{a}^{\dagger}_{\alpha,n,k_y,\sigma_z}\left(\varepsilon_z\right)$. A corrente (3.12) envolve o produto destes operadores destruição e construção. Este produto é denominado de valor

esperado (Parte II, Sec. C da Ref. [46]; Cap. 2, Sec 2.4 da Ref. [47]) e pode ser escrito como

$$\langle \alpha, n, k_y, \sigma_z, \varepsilon_z | \widehat{a}^{\dagger}_{\alpha,n,k_y,\sigma_z}(\varepsilon_z) \widehat{a}_{\alpha',n',k'_y\sigma'_z}(\varepsilon'_z) | \alpha', n', k'_y, \sigma'_z, \varepsilon'_z \rangle, \tag{3.14}$$

onde os estados estão representados na notação "bra" e "ket". O operador número de ocupação nos correspondentes estados é (Parte II, Sec. C da Ref. [12])

$$\widehat{N}_\alpha = \left\langle \widehat{a}^{\dagger}_{\alpha,n,k_y,\sigma_z}(\varepsilon_z) \widehat{a}_{\alpha,n,k_y,\sigma_z}(\varepsilon_z) \right\rangle = f_\alpha, \tag{3.15}$$

onde f_α é a função de Fermi-Dirac. Então, a média de "ensemble" para a corrente passa a ser sobre $\widehat{N}_\alpha$, que resulta na função de Fermi-Dirac, i.e.,

$$\left\langle \langle \alpha, n, k_y, \sigma_z, \varepsilon_z | \widehat{a}^{\dagger}_{\alpha,n,k_y,\sigma_z}(\varepsilon_z) \widehat{a}_{\alpha',n',k'_y\sigma'_z}(\varepsilon'_z) | \alpha', n', k'_y, \sigma'_z, \varepsilon'_z \rangle \right\rangle =$$

$$\delta_{\alpha,\alpha'} \delta_{n,n'} \delta_{k_y,k'_y} \delta_{\sigma_z,\sigma'_z} \delta_{\varepsilon_z,\varepsilon'_z} f_\alpha(\varepsilon_z). \tag{3.16}$$

Lembramos que o índice α designa o "reservatório" do extremo esquerdo L e direito R da estrutura.

Substituindo (3.16) em (3.11) e observando que as integrações em x e y são simplesmente normalizações da autofunção, obtemos

$$\langle I_{\sigma_z} \rangle = \frac{e}{2\pi\hbar} \int d\varepsilon_z \sum_{n,k_y,\sigma_z} \left\{ f_L(\varepsilon_z) |t_{R\sigma_z,L\sigma_z}(\varepsilon_z)|^2 - f_R(\varepsilon_z) \left[1 - | r_{R\sigma_z,R\sigma_z}(\varepsilon_z)|^2 \right] \right\}. \tag{3.17}$$

O traço da matriz (3.4) é denotado por $T_r(t^\dagger t) = |t_{R\sigma_z,L\sigma_z}(\varepsilon_z)|^2 = T_{\sigma_z}(\varepsilon_z)$ e $T_r(r^\dagger r) = | r_{R\sigma_z,R\sigma_z}(\varepsilon_z)|^2 = R_{\sigma_z}(\varepsilon_z)$ e a relação entre ambos modifica (3.17) para

$$\langle I_{\sigma_z} \rangle = \frac{e^2 L_x L_y B}{4\pi^2 \hbar^2 c} \int d\varepsilon_z \sum_{n,\sigma_z} [f_L(\varepsilon_z) - f_R(\varepsilon_z)] T_{\sigma_z}(\varepsilon_z), \tag{3.18}$$

onde usamos $\sum_{k_y} = \frac{L_x L_y eB}{2\pi\hbar c}$ [Apêndice B, Eq. (B.17)] e por simplicidade não carregamos o símbolo de voltagem V e campo magnético B na amplitude de transmissão e reflexão.

3.1.4 Aplicação à temperatura nula

Para $T = 0$, os níveis de ocupação do extremo esquerdo (mar de Fermi) da estrutura estão todos preenchidos; isto significa que $f_L(\varepsilon_z) = 1$ e $f_R(\varepsilon_z) = 0$. Estes resultados simplificam (3.18) para

$$\langle I_{\sigma_z} \rangle = \frac{e^2 L_x L_y B}{4\pi^2 \hbar^2 c} \int d\varepsilon_z \sum_{n,\sigma_z} T_{\sigma_z}(B, V, \varepsilon_z). \tag{3.19}$$

Para $eV \geq \varepsilon_f$:

A soma sobre os n níveis discretos de Landau obedece a relação de vínculo de energia $0 \leq (n + \frac{1}{2})\hbar\omega_c + \varepsilon_z \leq \varepsilon_f$, que é obtida de (3.2). Então, o máximo n é

$$n_{\max}(B, \varepsilon_z) = int(\frac{\varepsilon_f - \varepsilon_z}{\hbar\omega_c} - \frac{1}{2}), \tag{3.20}$$

onde a int(x) é uma função que trunca a parte fracionária do número x. A soma em n torna-se

$$\sum_{n=0}^{n_{\max}(B,\varepsilon_z)} = [n_{\max}(B, \varepsilon_z) + 1]. \tag{3.21}$$

Substituindo (3.21) em (3.19), obtemos

$$\frac{\langle I_{\sigma_z} \rangle}{A} = J_{\sigma_z}(B, V) = \frac{e^2 B}{4\pi^2 \hbar^2 c} \int_0^{\varepsilon_f - \frac{\hbar\omega_c}{2}} d\varepsilon_z \, [n_{\max}(B, \varepsilon_z) + 1] \, T_{\sigma_z}(B, V, \varepsilon_z), \tag{3.22}$$

onde $A = L_x L_y$ é a área da secção transversal da heteroestrutura.

Para $eV < \varepsilon_f$:

A soma sobre os n níveis discretos de Landau obedece a relação de vínculo de energia $\varepsilon_f - eV \leq (n+\frac{1}{2})\hbar\omega_c + \varepsilon_z \leq \varepsilon_f$. O máximo n é

$$n_{\max}(B,V,\varepsilon_z) = int(\frac{\varepsilon_f - \varepsilon_z - eV}{\hbar\omega_c} - \frac{1}{2}). \tag{3.23}$$

Então, a corrente média dependente de spin (3.19) torna-se

$$\frac{\langle I_{\sigma_z}\rangle}{A} = J_{\sigma_z}(B,V) = \frac{e^2 B}{4\pi^2\hbar^2 c}\left\{\int_0^{\varepsilon_f - \frac{\hbar\omega_c}{2}} d\varepsilon_z\,[n_{\max}(B,\varepsilon_z)+1]\,T_{\sigma_z}(B,V,\varepsilon_z) - \right.$$

$$\left.\int_0^{\varepsilon_f - \frac{\hbar\omega_c}{2} - eV} d\varepsilon_z\,[n_{\max}(B,V,\varepsilon_z)+1]\,T_{\sigma_z}(B,V,\varepsilon_z)\right\}. \tag{3.24}$$

Este resultado generaliza aquele obtido na Ref. [9], onde o transporte é para $eV \geq \varepsilon_f$ e em potencial simples e retangular.

Nossos resultados (3.22) e (3.24), no limite de campo magnético nulo, reduzem-se às fórmulas de corrente obtidas por Tsu-Esaki na Ref. [48].

3.2 Shot noise dependente de spin

Flutuações espontâneas de corrente em condutores (condutores onde o transporte eletrônico descrito pela mecânica quântica ocorre) surgem mesmo no estado de equilíbrio termodinâmico. Nesta seção, calculamos ruído, i.e., a flutuação aleatória de corrente no tempo a partir de seu valor médio. Nossos resultados são obtidos para o limite de freqüências ω baixas em estruturas contendo Mn, onde os dois extremos esquerdo L e direito R são tidos como reservatórios. Freqüências baixas significam que as mesmas são muito pequenas comparadas com qualquer inverso de tempo associado com um elétron atravessando a estrutura (amostra) [21]. Exemplo: $\omega \ll k_B T/h$, onde k_B e h são a constante de Boltzmann e de Planck, respectivamente (Sec.

5.2 da Ref. [11]). Do cálculo do ruído obtemos a flutuação da corrente média no limite de temperatura nula, i.e., o shot noise, que é originado da média do produto das variações do número de elétrons (pulsos de corrente) atravessando o potencial da estrutura.

3.2.1 Variação da corrente no tempo

O cálculo de flutuação da corrente pode ser feito em qualquer um dos dois reservatórios L e R. Seja a corrente no tempo, em um dos reservatórios L ou R que designamos por α, representada pelo operador $\widehat{I}_{\alpha,\sigma_z}(z,t)$ e seu valor médio de "ensemble" representado por $\left\langle \widehat{I}_{\alpha,\sigma_z}(z,t) \right\rangle$. Define-se a variação da corrente no reservatório α como

$$\delta\widehat{I}_{\alpha,\sigma_z}(t) = \widehat{I}_{\alpha,\sigma_z}(z,t) - \left\langle \widehat{I}_{\alpha,\sigma_z}(z,t) \right\rangle, \tag{3.25}$$

onde α assume L ou R. A variação $\delta\widehat{I}_{\alpha,\sigma_z}(t)$ é aleatória no tempo.

Substituindo (3.12) e sua média de "ensemble" em (3.25), obtemos

$$\begin{gathered}\delta\widehat{I}_{\alpha,\sigma_z}(t) = \sum_{n,k_y,\sigma_z;n',k'_y,\sigma'_z} \int d\varepsilon_z d\varepsilon'_z I_{\substack{\alpha,n,k_y,\sigma_z,\varepsilon_z;\\ \alpha',n',k'_y,\sigma'_z,\varepsilon'_z}} \\ \left[\widehat{a}^{\dagger}_{\alpha,n,k_y,\sigma_z,\varepsilon_z}(t)\,\widehat{a}_{\alpha',n',k'_y,\sigma'_z,\varepsilon'_z}(t) - \left\langle \widehat{a}^{\dagger}_{\alpha,n,k_y,\sigma_z,\varepsilon_z}(t)\,\widehat{a}_{\alpha',n',k'_y,\sigma'_z,\varepsilon'_z}(t) \right\rangle\right];\end{gathered} \tag{3.26}$$

onde $I_{\substack{\alpha,n,k_y,\sigma_z,\varepsilon_z;\\ \alpha',n',k'_y,\sigma'_z,\varepsilon'_z}}$ é dada pela Eq. (3.13).

3.2.2 Função correlação da corrente

Sejam as variações aleatórias da corrente no tempo nos reservatórios α e β representadas pelos operadores $\delta\widehat{I}_{\alpha,\sigma_z}(t_1)$ e $\delta\widehat{I}_{\beta,\sigma_z}(t_2)$, respectivamente. A média de "ensemble" do produto dos operadores $\delta\widehat{I}_{\alpha,\sigma_z}(t_1)$ e $\delta\widehat{I}_{\beta,\sigma_z}(t_2)$ anti-simetrizados[1] é a definição de operador função

[1] O produto dos operadores $\delta\widehat{I}_{\alpha,\sigma_z}(t_1)$ e $\delta\widehat{I}_{\beta,\sigma_z}(t_2)$ são apropriadamente simetrizados ou anti-simetrizados se as partículas são bósons ou férmions, respectivamente.

correlação (Sec. 1.2 da Ref. [11]), i.e.,

$$S_{\alpha\beta,\sigma_z}(t_1,t_2)=\frac{1}{2}\left\langle\delta\widehat{I}_{\alpha,\sigma_z}(t_1)\,\delta\widehat{I}_{\beta,\sigma_z}(t_2)+\delta\widehat{I}_{\beta,\sigma_z}(t_2)\,\delta\widehat{I}_{\alpha,\sigma_z}(t_1)\right\rangle, \tag{3.27}$$

aqui, o índice α assume L ou R representando um reservatório no extremo esquerdo e outro no extremo direto do potencial da estrutrura, respectivamente. O índice β também assume L ou R. Então, há quatro funções correlações da corrente e são $S_{LL,\sigma_z}=S_{RR,\sigma_z}=-S_{RL,\sigma_z}=-S_{LR,\sigma_z}$. Este resultado surge devido a conservação da corrente (Parte II da Ref. [12]). O ruído é calculado considerando qualquer uma das funções correlações. Calculamos a partir daqui a função correlação S_{RR,σ_z}.

Substituindo (3.26) em (3.27), obtemos

$$\begin{aligned}
S_{RR,\sigma_z}(t_1,t_2)=&\sum_{n_1k_{y1},\sigma_{z1};n_1'k_{y1}',\sigma_{z1}'}\int d\varepsilon_{z1}d\varepsilon_{z1}'\sum_{n_2k_{y2},\sigma_{z2};n_2'k_{y2}',\sigma_{z2}'}\int d\varepsilon_{z2}d\varepsilon_{z2}'\\
&I_{\substack{\alpha,n_1,k_{y1},\sigma_{z1},\varepsilon_{z1};\\ \alpha',n_1',k_{y1}',\sigma_{z1}',\varepsilon_{z1}'}}I_{\substack{\beta,n_2,k_{y2},\sigma_{z2},\varepsilon_{z2};\\ \beta',n_2',k_{y2}',\sigma_{z2}',\varepsilon_{z2}'}}\\
&\Big[\tfrac{1}{2}\Big(\Big\langle\widehat{a}^{\dagger}_{\alpha,n_1,k_{y1},\sigma_{z1},\varepsilon_{z1}}(t_1)\,\widehat{a}_{\alpha',n_1',k_{y1}',\sigma_{z1}',\varepsilon_{z1}'}(t_1)\,\widehat{a}^{\dagger}_{\beta,n_2,k_{y2},\sigma_{z2},\varepsilon_{z2}}(t_2)\,\widehat{a}_{\beta',n_2',k_{y2}',\sigma_{z2}',\varepsilon_{z2}'}(t_2)\Big\rangle+\\
&\Big\langle\widehat{a}^{\dagger}_{\beta,n_2,k_{y2},\sigma_{z2},\varepsilon_{z2}}(t_2)\,\widehat{a}_{\beta',n_2',k_{y2}',\sigma_{z2}',\varepsilon_{z2}'}(t_2)\,\widehat{a}^{\dagger}_{\alpha,n_1,k_{y1},\sigma_{z1},\varepsilon_{z1}}(t_1)\,\widehat{a}_{\alpha',n_1',k_{y1}',\sigma_{z1}',\varepsilon_{z1}'}(t_1)\Big\rangle\Big)-\\
&\Big\langle\widehat{a}^{\dagger}_{\alpha,n_1,k_{y1},\sigma_{z1},\varepsilon_{z1}}(t_1)\,\widehat{a}_{\alpha',n_1',k_{y1}',\sigma_{z1}',\varepsilon_{z1}'}(t_1)\Big\rangle\Big\langle\widehat{a}^{\dagger}_{\beta,n_2,k_{y2},\sigma_{z2},\varepsilon_{z2}}(t_2)\,\widehat{a}_{\beta',n_2',k_{y2}',\sigma_{z2}',\varepsilon_{z2}'}(t_2)\Big\rangle\Big],
\end{aligned} \tag{3.28}$$

onde temos a média de "ensemble" do valor esperado do produto de quatro operadores construção e destruição alternados. Para cada quadra de operadores ter valor esperado não nulo há duas possibilidades (Parte II, Sec. C da Ref. [46]) porque os elétrons são independentes (não interagentes). A primeira possibilidade para os quatro primeiros operadores em (3.28) é que permaneçam na configuração em que se encontram, i.e.,

$$\alpha=\alpha',n_1=n_1',k_{y1}=k_{y1}',\sigma_{z1}=\sigma_{z1}',\varepsilon_{z1}=\varepsilon_{z1}';$$

e

$$\beta = \beta', n_2 = n'_2, k_{y2} = k'_{y2}, \sigma_{z2} = \sigma'_{z2}, \varepsilon_{z2} = \varepsilon'_{z2}. \tag{3.29}$$

A outra possibilidade para os quatro primeiros operadores em (3.28) é que haja troca dos operadores entre os pares

$$\widehat{a}^{\dagger}_{\alpha,n_1,k_{y1},\sigma_{z1},\varepsilon_{z1}} \widehat{a}_{\alpha',n'_1,k'_{y1},\sigma'_{z1},\varepsilon'_{z1}} \text{ e } \widehat{a}^{\dagger}_{\beta,n_2,k_{y2},\sigma_{z2},\varepsilon_{z2}} \widehat{a}_{\beta',n'_2,k'_{y2},\sigma'_{z2},\varepsilon'_{z2}},$$

i.e.,

$$\alpha = \beta', n_1 = n'_2, k_{y1} = k'_{y2}, \sigma_{z1} = \sigma'_{z2}, \varepsilon_{z1} = \varepsilon'_{z2};$$

e

$$\beta = \alpha', n_2 = n'_1, k_{y2,} = k'_{y1}, \sigma_{z2} = \sigma'_{z1}, \varepsilon_{z2} = \varepsilon'_{z1}. \tag{3.30}$$

As expressões (3.29) e (3.30) tornam a média de "ensemble" sobre os quatro primeiros operadores em (3.28) como

$$\begin{aligned} &\left\langle \widehat{a}^{\dagger}_{\alpha,n_1,k_{y1},\sigma_{z1}}(\varepsilon_{z1})\, \widehat{a}_{\alpha',n'_1,k'_{y1},\sigma'_{z1}}(\varepsilon'_{z1})\, \widehat{a}^{\dagger}_{\beta,n_2,k_{y2},\sigma_{z2}}(\varepsilon_{z2})\, \widehat{a}_{\beta',n'_2,k'_{y2},\sigma'_{z2}}(\varepsilon'_{z2}) \right\rangle = \\ &\left\langle \widehat{a}^{\dagger}_{\alpha,n_1,k_{y1},\sigma_{z1}}(\varepsilon_{z1})\, \widehat{a}_{\alpha',n'_1,k'_{y1},\sigma'_{z1}}(\varepsilon'_{z1}) \right\rangle \left\langle \widehat{a}^{\dagger}_{\beta,n_2,k_{y2},\sigma_{z2},}(\varepsilon_{z2})\, \widehat{a}_{\beta',n'_2,k'_{y2},\sigma'_{z2}}(\varepsilon'_{z2}) \right\rangle + \\ &\left\langle \widehat{a}^{\dagger}_{\alpha,n_1,k_{y1},\sigma_{z1}}(\varepsilon_{z1})\, \widehat{a}_{\beta',n'_2,k'_{y2},\sigma'_{z2}}(\varepsilon'_{z2}) \right\rangle \left\langle \widehat{a}_{\alpha',n'_1,k'_{y1},\sigma'_{z1}}(\varepsilon'_{z1})\, \widehat{a}^{\dagger}_{\beta,n_2,k_{y2},\sigma_{z2}}(\varepsilon_{z2}) \right\rangle, \end{aligned} \tag{3.31}$$

onde estamos assumindo que as partes temporais estão fora dos operadores mas dentro da expressão da corrente (3.28). Analogamente, a média de "ensemble" sobre a segunda quadra

de operadores em (3.28) torna-se

$$\begin{aligned}
&\left\langle \widehat{a}^{\dagger}_{\beta,n_2,k_{y2},\sigma_{z2}}(\varepsilon_{z2})\,\widehat{a}_{\beta',n_2',k_{y2}',\sigma_{z2}'}(\varepsilon_{z2}')\,\widehat{a}^{\dagger}_{\alpha,n_1,k_{y1},\sigma_{z1},\varepsilon_{z1}}(\varepsilon_{z1})\widehat{a}_{\alpha',n_1',k_{y1}',\sigma_{z1}',\varepsilon_{z1}'}(\varepsilon_{z1}')\right\rangle = \\
&\left\langle \widehat{a}^{\dagger}_{\beta,n_2,k_{y2},\sigma_{z2}}(\varepsilon_{z2})\,\widehat{a}_{\beta',n_2',k_{y2}',\sigma_{z2}'}(\varepsilon_{z2}')\right\rangle \left\langle \widehat{a}^{\dagger}_{\alpha,n_1,k_{y1},\sigma_{z1}}(\varepsilon_{z1})\,\widehat{a}_{\alpha',n_1',k_{y1}',\sigma_{z1}'}(\varepsilon_{z1}')\right\rangle + \\
&\left\langle \widehat{a}^{\dagger}_{\beta,n_2,k_{y2},\sigma_{z2}}(\varepsilon_{z2})\,\widehat{a}_{\alpha',n_1',k_{y1}',\sigma_{z1}'}(\varepsilon_{z1}')\right\rangle \left\langle \widehat{a}_{\beta',n_2',k_{y2}',\sigma_{z2}'}(\varepsilon_{z2}')\,\widehat{a}^{\dagger}_{\alpha,n_1,k_{y1},\sigma_{z1}}(\varepsilon_{z1})\right\rangle .
\end{aligned} \tag{3.32}$$

A média de "ensemble" do produto de operadores em (3.28), onde substituímos as Eqs. (3.31) e (3.32), reduz-se a

$$\begin{aligned}
&\tfrac{1}{2}\Big(\left\langle \widehat{a}^{\dagger}_{\alpha,n_1,k_{y1},\sigma_{z1}}(\varepsilon_{z1})\,\widehat{a}_{\beta',n_2',k_{y2}',\sigma_{z2}'}(\varepsilon_{z2}')\right\rangle \left\langle \widehat{a}_{\alpha',n_1',k_{y1}',\sigma_{z1}'}(\varepsilon_{z1}')\,\widehat{a}^{\dagger}_{\beta,n_2,k_{y2},\sigma_{z2}}(\varepsilon_{z2})\right\rangle + \\
&\left\langle \widehat{a}^{\dagger}_{\beta,n_2,k_{y2},\sigma_{z2}}(\varepsilon_{z2})\,\widehat{a}_{\alpha',n_1',k_{y1}',\sigma_{z1}'}(\varepsilon_{z1}')\right\rangle \left\langle \widehat{a}_{\beta',n_2',k_{y2}',\sigma_{z2}'}(\varepsilon_{z2}')\,\widehat{a}^{\dagger}_{\alpha,n_1,k_{y1},\sigma_{z1}}(\varepsilon_{z1})\right\rangle\Big) .
\end{aligned} \tag{3.33}$$

Usando o fato de já termos calculado médias de "ensemble" do produto de dois operadores na Sec. (3.1.3), substituímos em (3.33) a Eq. (3.16) e obtemos

$$\begin{aligned}
&\left\langle \widehat{a}^{\dagger}_{\alpha,n_1,k_{y1},\sigma_{z1}}(\varepsilon_{z1})\,\widehat{a}_{\beta',n_2',k_{y2}',\sigma_{z2}'}(\varepsilon_{z2}')\right\rangle \left\langle \widehat{a}_{\alpha',n_1',k_{y1}',\sigma_{z1}'}(\varepsilon_{z1}')\,\widehat{a}^{\dagger}_{\beta,n_2,k_{y2},\sigma_{z2}}(\varepsilon_{z2})\right\rangle = \\
&\delta_{\alpha,\beta'}\delta_{n_1,n_2'}\delta_{k_{y1},k_{y2}'}\delta_{\sigma_{z1},\sigma_{z2}'}\,\delta(\varepsilon_{z1}-\varepsilon_{z2}')\,f_{\alpha}(\varepsilon_{z1})\times \\
&\delta_{\alpha',\beta}\delta_{n_1',n_2}\delta_{k_{y1}',k_{y2}}\delta_{\sigma_{z1}',\sigma_{z2}}\,\delta(\varepsilon_{z1}'-\varepsilon_{z2})\left[1-f_{\beta}(\varepsilon_{z2})\right]
\end{aligned} \tag{3.34}$$

e

$$\begin{aligned}
&\left\langle \widehat{a}^{\dagger}_{\beta,n_2,k_{y2},\sigma_{z2}}(\varepsilon_{z2})\,\widehat{a}_{\alpha',n_1',k_{y1}',\sigma_{z1}'}(\varepsilon_{z1}')\right\rangle_s \left\langle \widehat{a}_{\beta',n_2',k_{y2}',\sigma_{z2}'}(\varepsilon_{z2}')\,\widehat{a}^{\dagger}_{\alpha,n_1,k_{y1},\sigma_{z1}}(\varepsilon_{z1})\right\rangle = \\
&\delta_{\beta,\alpha'}\delta_{n_2,n_1'}\delta_{k_{y2},k_{y1}'}\delta_{\sigma_{z2},\sigma_{z1}'}\,\delta(\varepsilon_{z2}-\varepsilon_{z1}')\,f_{\beta}(\varepsilon_{z2})\times \\
&\delta_{\beta',\alpha}\delta_{n_2',n_1}\delta_{k_{y2}',k_{y1}}\delta_{\sigma_{z2}',\sigma_{z1}}\,\delta(\varepsilon_{z2}'-\varepsilon_{z1})\left[1-f_{\alpha}(\varepsilon_{z1})\right],
\end{aligned} \tag{3.35}$$

onde usamos as relações de anticomutação

$$\begin{aligned}
&\left[\widehat{a}_{\alpha',n_1',k_{y1}',\sigma_{z1}'}(\varepsilon_{z1}')\,\widehat{a}^{\dagger}_{\beta,n_2,k_{y2},\sigma_{z2}}(\varepsilon_{z2})\right]_+ = \\
&\delta_{\alpha',\beta}\delta_{n_1',n_2}\delta_{k_{y1}',k_{y2}}\delta_{\sigma_{z1}',\sigma_{z2}}\,\delta(\varepsilon_{z1}'-\varepsilon_{z2})
\end{aligned}$$

e

$$\left[\widehat{a}_{\beta',n_2',k_{y2}',\sigma_{z2}'}\left(\varepsilon_{z2}'\right)\widehat{a}^{\dagger}_{\alpha,n_1,k_{y1},\sigma_{z1}}\left(\varepsilon_{z1}\right)\right]_{+} = \delta_{\beta',\alpha}\delta_{n_2',n_1}\delta_{k_{y2}',k_{y1}}\delta_{\sigma_{z2}',\sigma_{z1}}\delta\left(\varepsilon_{z2}'-\varepsilon_{z1}\right).$$

Retornando os resultados (3.34) e (3.35) em (3.28), obtemos

$$S_{RR,\sigma_z}\left(t_1,t_2\right) = \sum_{n_1,k_{y1},\sigma_{z1};n_2,k_{y2},\sigma_{z2}} \int d\varepsilon_{z1}d\varepsilon_{z2} I_{\substack{\alpha,n_1,k_{y1},\sigma_{z1},\varepsilon_{z1};\\ \beta,n_2,k_{y2},\sigma_{z2},\varepsilon_{z2}}} I_{\substack{\beta,n_2,k_{y2},\sigma_{z2},\varepsilon_{z2};\\ \alpha,n_1,k_{y1},\sigma_{z1},\varepsilon_{z1}}} \frac{1}{2}\left\{f_\alpha\left(\varepsilon_{z1}\right)\left[1-f_\beta\left(\varepsilon_{z2}\right)\right]+f_\beta\left(\varepsilon_{z2}\right)\left[1-f_\alpha\left(\varepsilon_{z1}\right)\right]\right\} e^{-\left(\frac{\varepsilon_{z2}}{\hbar}-\frac{\varepsilon_{z1}}{\hbar}\right)\left(t_1-t_2\right)}, \tag{3.36}$$

esta é a função correlação da corrente dependente de spin. Lembramos que os campos externos são independentes do tempo. Então, observe que S_{RR,σ_z} depende somente de $t_1 - t_2$.

3.2.3 Densidade espectral de S_{RR,σ_z}

A relação entre a função correlação no tempo para a função correlação em frequência é feita através da transformada de Fourier. Aqui, reescrevemos a funcão correlação (3.36) na forma $S_{RR,\sigma_z}\left(t_1,t_2\right) = \frac{1}{2}\left\langle\left\{\delta\widehat{I}_{R,\sigma_z}\left(t_1\right),\delta\widehat{I}_{R,\sigma_z}\left(t_2\right)\right\}\right\rangle$. A transformada de Fourier da função correlação $\left\langle\left\{\delta\widehat{I}_{R,\sigma_z}\left(t_1\right),\delta\widehat{I}_{R,\sigma_z}\left(t_2\right)\right\}\right\rangle$ é chamada de densidade espectral de S_{RR,σ_z} (teorema de Wiener-Khintchine, Sec. 1.3 da Ref. [11]), i.e.,

$$S_{RR,\sigma_z}\left(\omega\right) = 2\int_{-\infty}^{+\infty} S_{RR,\sigma_z}\left(t_1,t_2\right)e^{i\omega\left(t_1-t_2\right)}dt_1dt_2, \tag{3.37}$$

A Eq. (3.37) é usualmente chamada de densidade espectral do ruído.

Substituindo a funcão correlação (3.36) em (3.37), observando o aparecimento de uma delta de Dirac $2\pi\delta\left(\varepsilon_{z2}/\hbar-\varepsilon_{z1}/\hbar-\omega\right)$, a densidade espectral do ruído no limite de baixas freqüências

torna-se

$$S_{RR,\sigma_z}(\omega=0) = 2 \sum_{n_1,k_{y1},\sigma_{z1};n_2,k_{y2},\sigma_{z2}} \int d\varepsilon_{z1} I_{\substack{\alpha,n_1,k_{y1},\sigma_{z1},\varepsilon_{z1};\\ \beta,n_2,k_{y2},\sigma_{z2},\varepsilon_{z1}}} I_{\substack{\beta,n_2,k_{y2},\sigma_{z2},\varepsilon_{z1};\\ \alpha,n_1,k_{y1},\sigma_{z1},\varepsilon_{z1}}} \times \frac{1}{2}\left\{f_\alpha(\varepsilon_{z1})\left[1-f_\beta(\varepsilon_{z1})\right]+f_\beta(\varepsilon_{z1})\left[1-f_\alpha(\varepsilon_{z1})\right]\right\} 2\pi\hbar. \tag{3.38}$$

A Eq. (3.38) mostra que o cálculo da densidade espectral do ruído no reservatório direito R (contato coletor/emissor) recae sobre o cálculo dos produtos $I_{\substack{\alpha,n_1,k_{y1},\sigma_{z1},\varepsilon_{z1};\\ \beta,n_2,k_{y2},\sigma_{z2},\varepsilon_{z1}}} I_{\substack{\beta,n_2,k_{y2},\sigma_{z2},\varepsilon_{z1};\\ \alpha,n_1,k_{y1},\sigma_{z1},\varepsilon_{z1}}}$, onde os índices α e β assumem cada um L ou R. Aqui, L e R representam os lados esquerdo e direito do reservatório direito. Então, temos

$$I_{\substack{L,n_1,k_{y1},\sigma_{z1},\varepsilon_{z1};\\ L,n_2,k_{y2},\sigma_{z2},\varepsilon_{z1}}} I_{\substack{L,n_1,k_{y1},\sigma_{z1},\varepsilon_{z1}\\ L,n_2,k_{y2},\sigma_{z2},\varepsilon_{z1}}} = \frac{e}{2\pi\hbar}\left(t^\dagger t\right)_{L\sigma_z,L\sigma_z} \frac{e}{2\pi\hbar}\left(t^\dagger t\right)_{L\sigma_z,L\sigma_z},$$

$$I_{\substack{R,n_2,k_{y2},\sigma_{z2},\varepsilon_{z1};\\ R,n_1,k_{y1},\sigma_{z1},\varepsilon_{z1}}} I_{\substack{R,n_2,k_{y2},\sigma_{z2},\varepsilon_{z1};\\ R,n_1,k_{y1},\sigma_{z1},\varepsilon_{z1}}} = \frac{e}{2\pi\hbar}\left[\left(r^\dagger r\right)_{R\sigma_z,R\sigma_z} - \delta_{R\sigma_z,R\sigma_z}\right] \times \frac{e}{2\pi\hbar}\left[\left(r^\dagger r\right)_{R\sigma_z,R\sigma_z} - \delta_{R\sigma_z,R\sigma_z}\right], \tag{3.39}$$

$$I_{\substack{L,n_1,k_{y1},\sigma_{z1},\varepsilon_{z1};\\ R,n_2,k_{y2},\sigma_{z2},\varepsilon_{z1}}} I_{\substack{R,n_2,k_{y2},\sigma_{z2},\varepsilon_{z1};\\ L,n_1,k_{y1},\sigma_{z1},\varepsilon_{z1}}} = \frac{e}{2\pi\hbar}\left(t^\dagger r\right)_{L\sigma_z,R\sigma_z} \frac{e}{2\pi\hbar}\left(r^\dagger t\right)_{R\sigma_z,L\sigma_z}$$

e

$$I_{\substack{R,n_2,k_{y2},\sigma_{z2},\varepsilon_{z1};\\ L,n_1,k_{y1},\sigma_{z1},\varepsilon_{z1}}} I_{\substack{L,n_1,k_{y1},\sigma_{z1},\varepsilon_{z1};\\ R,n_2,k_{y2},\sigma_{z2},\varepsilon_{z1}}} = \frac{e}{2\pi\hbar}\left(r^\dagger t\right)_{R\sigma_z,L\sigma_z} \frac{e}{2\pi\hbar}\left(t^\dagger r\right)_{L\sigma_z,R\sigma_z},$$

onde usamos $t^*_{\beta\sigma_z,\alpha\sigma_z} = t^\dagger_{\alpha\sigma_z,\beta\sigma_z}$(hermitiano conjugado da matriz de espalhamento).

Substituindo as expressões (3.39) e a $\sum_{k_y} = \frac{L_x L_y eB}{2\pi\hbar c}$ [Apêndice B, Eq. (B.17)] em (3.38),

obtemos

$$S_{\sigma_z}(\omega=0,B,V)=2e\frac{e^2L_xL_yB}{4\pi^2\hbar^2c}\int d\varepsilon_z\sum_{n,\sigma_z}\{T_{\sigma_z}(B,V,\varepsilon_z)T_{\sigma_z}(B,V,\varepsilon_z)\times$$
$$[f_L(\varepsilon_z)(1-f_L(\varepsilon_z))+f_R(\varepsilon_z)(1-f_R(\varepsilon_z))]+[T_{\sigma_z}(B,V,\varepsilon_z)-$$
$$T_{\sigma_z}(B,V,\varepsilon_z)T_{\sigma_z}(B,V,\varepsilon_z)][f_L(\varepsilon_z)(1-f_R(\varepsilon_z))+f_R(\varepsilon_z)(1-f_L(\varepsilon_z))]\}; \tag{3.40}$$

aqui, usamos o traço $T_r\left(t^\dagger t\right)=T_{\sigma_z}(B,V,\varepsilon_z)$, onde B e V representam o campo magnético e voltagem externos, respectivamente, aplicados à estrutura. Fizemos ainda os índices α e β da função de Fermi-Dirac, respectivamente, iguais a L e R. A Eq. (3.40) é a densidade espectral do ruído dependente de spin.

3.2.4 Aplicação à temperatura nula

Para $T=0$, como na Sec. 3.1.4, tem-se $f_L=1$ e $f_R=0$. Estes resultados substituídos em (3.40) reduz $S_{\sigma_z}(\omega=0,B,V)$ a

$$S_{\sigma_z}(B,V)=2e\frac{e^2L_xL_yB}{4\pi^2\hbar^2c}\int d\varepsilon_z\sum_{n,\sigma_z}T_{\sigma_z}(B,V,\varepsilon_z)\left[1-T_{\sigma_z}(B,V,\varepsilon_z)\right]. \tag{3.41}$$

Esta parte, Eq. (3.41), da densidade espectral do ruído chama-se shot noise dependente de spin. Lembramos que o shot noise ocorre devido a flutuação da quantidade de elétrons atravessando (transmissão/reflexão) o potencial da estrutura.

Caso $eV\geq\varepsilon_f$:

Analogamente ao procedimento na Sec. 3.1.4, a Eq. (3.41) torna-se

$$\frac{S_{\sigma_z}(B,V)}{A}=2e\frac{e^2}{4\pi^2\hbar^2c}B\int_0^{\varepsilon_f-\frac{\hbar\omega_c}{2}}d\varepsilon_z\left[n_{\max}(B,\varepsilon_z)+1\right]T_{\sigma_z}(B,V,\varepsilon_z)\left[1-T_{\sigma_z}(B,V,\varepsilon_z)\right], \tag{3.42}$$

onde $A=L_xL_y$ é a área da secão transversal da estrutura e $n_{\max}(B,\varepsilon_z)$ é dada pela Eq. (3.20).

Caso $eV \leq \varepsilon_f$:

Fazendo as somas em (3.41), obtemos

$$\frac{S_{\sigma_z}(B,V)}{A} = 2e\frac{e^2}{4\pi^2\hbar^2 c}B\left\{\int_0^{\varepsilon_f-\frac{\hbar\omega_c}{2}} d\varepsilon_z\left[n_{\max}(B,\varepsilon_z)+1\right]T_{\sigma_z}(B,V,\varepsilon_z)\left[1-T_{\sigma_z}(B,V,\varepsilon_z)\right]-\right.$$
$$\left.\int_0^{\varepsilon_f-\frac{\hbar\omega_c}{2}-eV} d\varepsilon_z\left[n_{\max}(B,V,\varepsilon_z)+1\right]T_{\sigma_z}(B,V,\varepsilon_z)\left[1-T_{\sigma_z}(B,V,\varepsilon_z)\right]\right\}. \quad (3.43)$$

onde $n_{\max}(B,V,\varepsilon_z)$ é obtida pela Eq. (3.23). Observe que o shot noise é essencialmente proporcional ao integrando $T_{\sigma_z}(B,V,\varepsilon_z)\left[1-T_{\sigma_z}(B,V,\varepsilon_z)\right]$.

3.2.5 Fator Fano

Para realçar quanto (valor entre zero e um) a flutuação da corrente correspondente ao shot noise é aleatória normaliza-se $S_{\sigma_z}(B,V)$ por $2e\langle I_t\rangle$, onde $\langle I_t\rangle = \langle I_\uparrow\rangle + \langle I_\downarrow\rangle$. Esta normalização define fator Fano, i.e.,

$$\gamma_t = \frac{S_t(B,V)}{2e\langle I_t\rangle} = 1 - \frac{\int_0^{\varepsilon_f-\frac{\hbar\omega_c}{2}} d\varepsilon_z\left[n_{\max}(B,\varepsilon_z)+1\right]\sum_{\sigma_z}T^2_{\sigma_z}(B,V,\varepsilon_z)}{\int_0^{\varepsilon_f-\frac{\hbar\omega_c}{2}} d\varepsilon_z\left[n_{\max}(B,\varepsilon_z)+1\right]\sum_{\sigma_z}T_{\sigma_z}(B,V,\varepsilon_z)}, \quad (3.44)$$

onde escrevemos para $eV \geqslant \varepsilon_f$

$$S_t(B,V) = 2e\left(\langle I_\uparrow\rangle + \langle I_\downarrow\rangle\right) - 2e\frac{e^2AB}{4\pi^2\hbar^2 c}\int_0^{\varepsilon_f-\frac{\hbar\omega_c}{2}} d\varepsilon_z\left[n_{\max}(B,\varepsilon_z)+1\right]\sum_{\sigma_z}T^2_{\sigma_z}(B,V,\varepsilon_z),$$

e

$$\langle I_t\rangle = \frac{e^2AB}{4\pi^2\hbar^2 c}\int_0^{\varepsilon_f-\frac{\hbar\omega_c}{2}} d\varepsilon_z\left[n_{\max}(B,\varepsilon_z)+1\right]\sum_{\sigma_z}T_{\sigma_z}(B,V,\varepsilon_z).$$

Se $T_{\uparrow}(B,V,\varepsilon_z)=0$ em todo intervalo de integração em (3.44), obtém-se

$$\gamma_{\downarrow}=\frac{S_{\downarrow}(B,V)}{2e\langle I_{\downarrow}\rangle}=1-\frac{\int_{0}^{\varepsilon_f-\frac{\hbar\omega_c}{2}}d\varepsilon_z\left[n_{\max}(B,\varepsilon_z)+1\right]T_{\downarrow}^{2}(B,V,\varepsilon_z)}{\int_{0}^{\varepsilon_f-\frac{\hbar\omega_c}{2}}d\varepsilon_z\left[n_{\max}(B,\varepsilon_z)+1\right]T_{\downarrow}(B,V,\varepsilon_z)}. \tag{3.45}$$

Para fator fano de spin up há uma expressão análoga a (3.45) se $T_{\downarrow}(B,V,\varepsilon_z)=0$ em toda faixa de integração em (3.44). Aqui, ressaltamos que $\gamma_t\neq\gamma_{\uparrow}+\gamma_{\downarrow}$.

Nos dois próximos capítulos calculamos numericamente a corrente média e o shot noise dependentes de spin em potenciais simples e duplos de estruturas de $Zn_{1-x}Mn_xSe$ alternadamente entre ZnSe.

Capítulo 4

Resultados para barreiras simples

Neste capítulo, calculamos o shot noise e a corrente média dependentes de spin pelo potencial da estrutura $Zn_{0.95}Mn_{0.05}Se$ alternadamente entre ZnSe. Para obter o shot noise e a corrente, primeiramente calculamos o coeficiente de transmissão pela heteroestrutra (matrix transferência).

4.1 Coeficiente de transmissão dependente de spin

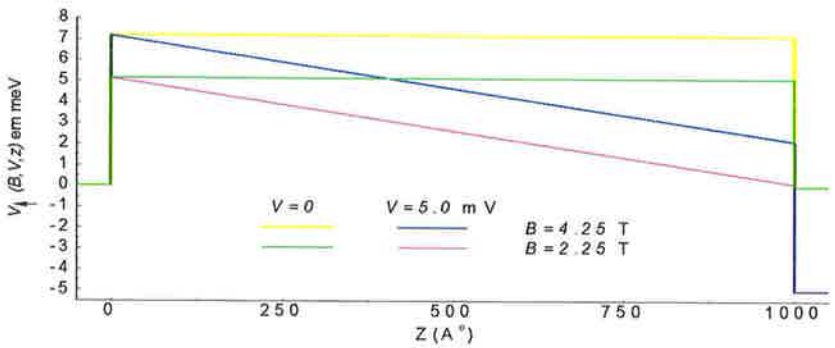

Figura 4-1: Barreiras de potencial para spin up $V_\uparrow(B, V, z)$ em termos da posição z para dois valores do campo magnético B. Para $B = 2.25$ T, as curvas verde e rosa são obtidas para $V = 0$ e com $V = 5.0$ mV, respectivamente. Analogamente, as curvas amarela e azul foram obtidas para $B = 4.25$ T.

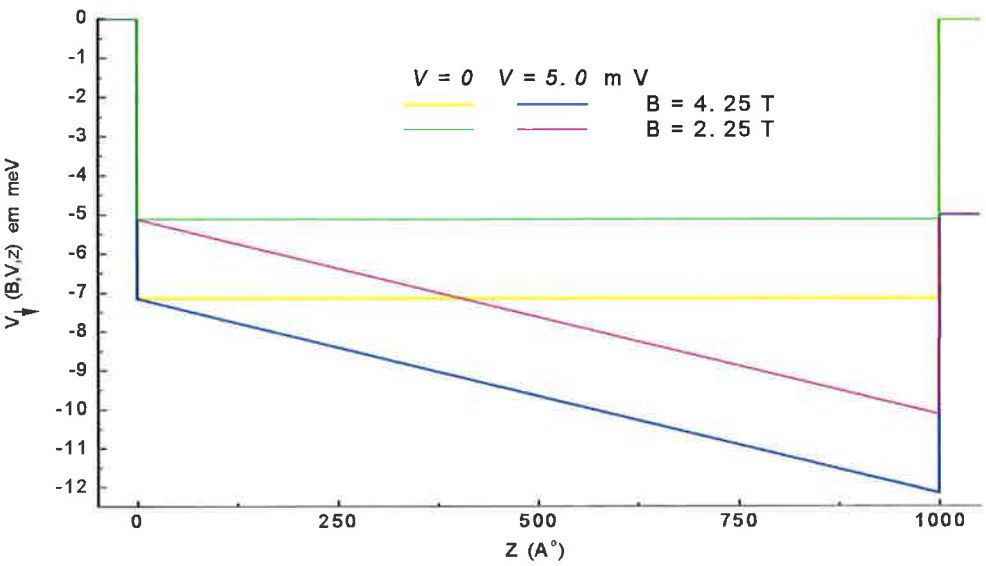

Figura 4-2: Poço de potencial para spin down $V_{\downarrow}(B, V, z)$ em função da posição z para valores distintos do campo magnético B. Para $B = 2.25$ T, a linha verde denota $V_{\downarrow}(B, V, z)$ sob voltagem externa V nula . Sua variação com $V = 5.0$ mV é dada pela linha rosa. Quando $B = 4.25$ T , a curva amarela representa o poço sob $V = 0$; a modificação do mesmo com $V = 5.0$ mV é dado pela curva azul.

Aqui, calculamos o coeficiente de transmissão para a estrutura com uma barreira simples discutida no Cap. 1. A barreira é assumida com largura $\ell = 1000$ Å. Para o potencial da Fig. 2-4(c), a voltagem externa através da estrutura é $V = 5.0$ mV. O extremo esquerdo formado pelo ZnSe é o contato emissor com densidade eletrônica $\sim 10^{17}$ cm^{-3} o que corresponde à energia de Fermi $E_f \approx 5.0$ meV e $m_e^* = 0.16 m_o$. Estes são os parâmetros usados neste capítulo.

Para todos os potenciais contendo voltagem nula[1] na Fig. 4-1 e 4-2, as transmissões eletrônicas possuem mínimos e picos unitários, Figs. 4-3, 4-4 e 4-5. Isto ocorre porque as reflexões eletrônicas nas descontinuidades do potencial em $z = 0$ e $z = 1000$ Å (linhas verde e

[1]Sempre que $V = 0$, significa que o potencial é retangular, mas há voltagem externa para o transporte eletrônico.

amarela nas Figs. 4-1 e 4-2) originam mínimos e máximos de transmissão. Estes correspondem aos máximos e mínimos de reflexão, respectivamente. Os máximos de transmissão são unitários porque um número inteiro ou semi-inteiro de múltiplos de comprimento de onda $n\lambda/2$, onde n é inteiro, cabe na largura do potencial ℓ, i.e., $\ell = n\lambda/2$ [49] (análogo ao interferômetro de Fabry Perot, [50]). Na presença de uma voltagem externa, os coeficientes de transmissão correspondentes, Figs 4-3, 4-4 e 4-5, apresentam mínimos e máximos de transmissão mais acima e mais abaixo dos anteriores ($V = 0$), respectivamente. Os máximos estão abaixo da unidade porque a voltagem faz o potencial variar linearmente com a posição entre seus topos inicial (em $z = 0$) e final (em $z = \ell = 1000$ Å), Figs. 4-1 e 4-2 (linhas rosa e azul). Isto propicia o elétron atravessar a barreira em $z < \ell$ (na variação linear da parte superior da barreira, Fig. 4-1). Então, o elétron dentro da barreira pode sofrer reflexões entre algum valor da variação linear ($0 < z < \ell$) e a descontinuidade em $z = 0$. A interferência construtiva entre estas reflexões origina os máximos abaixo da unidade por ocorrer em comprimento $z < \ell$ que não comportam exatamente múltiplos inteiro ou semi-inteiro de λ. O elétron podendo atravessar a barreira para algum comprimento $0 < z < \ell$ faz os mínimos de transmissão de elétron spin up serem maiores que aqueles obtidos na barreira retangular. Na barreira retangular o elétron deve atravessar o comprimento ℓ completo para ser transmitido. O elétron dentro do poço pode sofrer reflexões em $z = \ell$ e em algum ponto da variação linear ($0 < z < \ell$), linha rosa e azul na Fig. 4-2. Para estas reflexões ocorrem o mesmo daquelas (reflexões) na barreira. Perceba que o comprimento do poço sendo $z < \ell$ diminui a capacidade do mesmo de "espalhar" elétrons em seu interior. A conseqüência disto é que os mínimos de trasmissão de elétrons de spin down pelo poço com voltagem externa aumentarem em relação aos mínimos obtidos quando o poço é retangular.

Observando os gráficos da Fig. 4-3, nota-se que o $T_{\uparrow}(B, V, \varepsilon_z)$ está sendo suprimido conforme o campo magnético cresce. A transmissão de elétron de spin up com energia $\varepsilon_z = 3.0$

meV, sobre a barreira simples com voltagem externa $V = 0$, deixa praticamente de existir para $B > 1.2$ T (curva azul claro com triângulo up). Já para $\varepsilon_z = 5.0$ meV, a supressão ocorre para $B > 2.25$ T (curva azul escuro com triângulo up). Estas supressões surgem porque para elétrons de spin up, a barreira torna-se cada vez maior quando o campo magnético aumenta (Fig. 4-1, linhas verde e amarela). Quando a barreira atinge altura de energia igual a energia do elétron de spin up ε_z a supressão da transmissão destes elétrons começa a ocorrer. Para alturas da barreira maior que a energia do elétron a supressão torna-se cada vez maior e aproximando-se de zero. É o que ocorre para $B = 2.25$ T. Para este valor do campo magnético a altura da barreira (curva verde na Fig. 4-1) é igual a energia eletrônica $\varepsilon_z = 5.0$ meV, onde o $T_\uparrow(B, V, \varepsilon_z)$ para elétron com esta energia começa a ser suprimido.

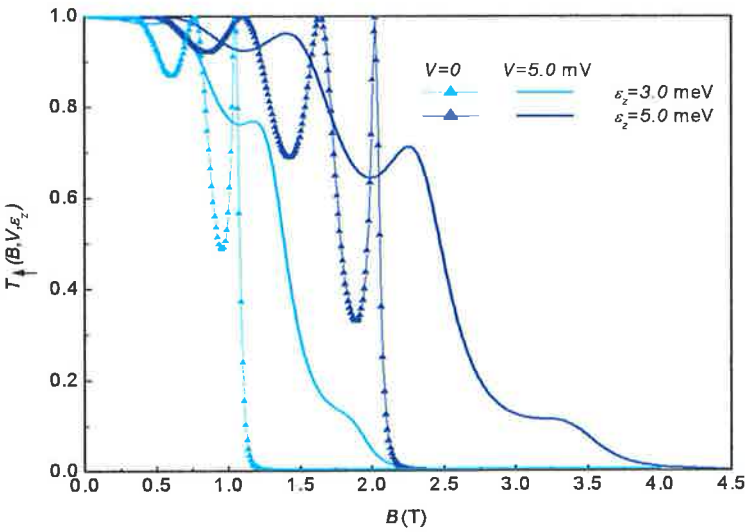

Figura 4-3: Transmissão de elétrons com spin up $T_\uparrow(B, V, \varepsilon_z)$ pela barreira simples da estrutura na Fig. 1-4(a). As curvas azuis claro e escuro de triângulos up correspondem para $\varepsilon_z = 3.0$ meV e 5.0 meV, respectivamente e voltagem externa $V = 0$ sob a barreira. As respectivas cores anteriores nas curvas contínuas dão $T_\uparrow(B, V, \varepsilon_z)$ pela barreira modificada com a aplicação de $V = 5.0$ mV.

Para a barreira simples sob $V = 5.0$ mV, a transmissão de elétron de spin up com $\varepsilon_z = 3.0$ meV e $\varepsilon_z = 5.0$ meV passam a ser aniquiladas para $B > 2.25$ T (curva contínua de cor azul claro na Fig. 4-3) e $B > 4.25$ T (curva contínua de cor azul escuro na Fig. 4-3), respectivamente. Estas eliminações de transmissão de elétron de spin up com energia ε_z ocorrem depois daquelas (curvas azuis claro e escura de triângulos up na Fig. 4-3) pela barreira retangular. A causa é a transmissão de elétron spin up poder ocorrer para algum comprimento $z < \ell$ devido a variação linear da parte superior da barreira provocada pela $V \neq 0$. Esta variação linear na barreira exige que a extremidade do topo inicial (em $z = 0$) da mesma tenha aproximadamente 7.0 meV de altura (linha azul na Fig. 4-1) para começar a suprimir a zero a transmissão de elétron de spin up com $\varepsilon_z = 5.0$ meV. A altura do topo inicial ocorre para $B = 4.25$ T. Para elétron de spin up com $\varepsilon_z = 3.0$ meV, o topo inicial da barreira é de 5.0 meV (linha rosa na Fig. 4-1) para começar a aniquilar o $T_\uparrow(B, V, \varepsilon_z)$ destes elétrons. O topo inicial de 5.0 meV na barrreira ocorre quando $B = 2.25$ T. Então, o campo magnético de eliminação dos $T_\uparrow(B, V, \varepsilon_z)$ são maiores quando a voltagem externa é aplicada na barreira.

Os gráficos da Fig. 4-4 mostram o $T_\downarrow(B, V, \varepsilon_z)$ oscilante em função do campo magnético B e apresentando valores máximos e mínimos significativos (entre $0.71 < T_\downarrow(B, V, \varepsilon_z) \leq 1.0$). As oscilações correspondem a estados quase estacionários acima do poço que são puxados para dentro do mesmo. Os máximos de transmissão são devidos aos mínimos de reflexões do elétron no interior do poço (releia o segundo parágrafo). Os mínimos de transmissão de elétron de spin down com energia ε_z fixa (curvas verdes e rosas) vão diminuindo conforme o campo magnético B cresce. A diminuição dos mínimos ocorrem porque para elétron de spin down o potencial é um poço. Este poço torna-se mais e mais profundo para B aumentando (curvas verde/amarela e rosa/azul na Fig. 4-2). Este aumento da profundidade faz o poço puxar para dentro de si mais estados quase estacionários. Aumentar a quantidade de estados estacionários diminui

os mínimos de transmissão de elétron de spin down por aumentar a possibilidade do poço de "espalhar" o elétron em seu interior.

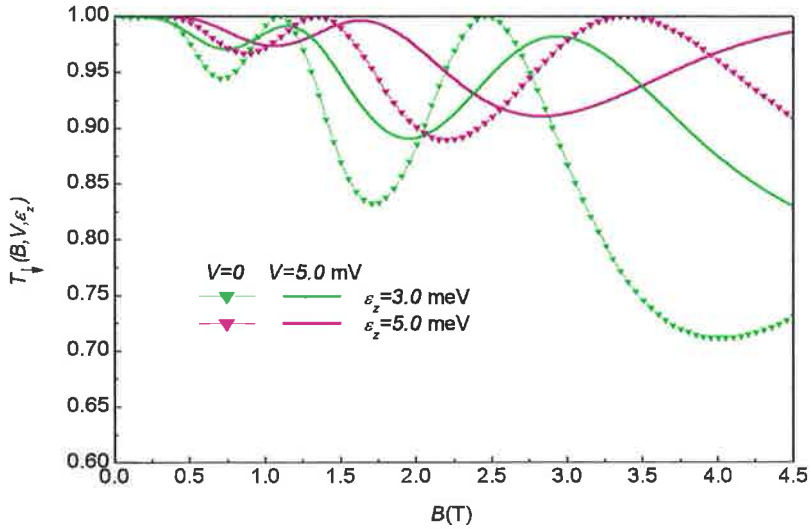

Figura 4-4: Transmissão de elétrons com spin down $T_{\downarrow}(B, V, \varepsilon_z)$ através do poço simples da estrutura na Fig. 1-4(a). As curvas verdes de triângulos down e contínua correspondem à voltagem externa $V = 0$ e $V = 5.0$ mV, respectivamente, com $\varepsilon_z = 3.0$ meV. As curvas rosas de triângulos down e contínua correspondem a $\varepsilon_z = 5.0$ meV.

Para o poço com voltagem externa $V = 0$, os mínimos do $T_{\downarrow}(B, V, E_z)$ para $\varepsilon_z = 5.0$ meV (curva rosa de triângulos down na Fig. 4-4) são maiores que os mínimos para $\varepsilon_z = 3.0$ meV (curva verde de triângulos down na Fig. 4-4). Analogamente nota-se o mesmo quando a $V = 5.0$ mV. Os mínimos de transmissão são maiores para $\varepsilon_z = 5.0$ meV porque quanto maior a energia do elétron (5.0 mV > 3.0 mV) maior a dificuldade do poço de "espalhar" o elétron em seu interior. O resultado desta dificuldade é aumentar os mínimos de transmissão. Para o poço com $V = 0$, observa-se ainda que a separação entre os máximos do $T_{\downarrow}(B, V, \varepsilon_z)$ são maiores

quanto maior a energia do elétron ε_z. A causa deste aumento é a diferença de energia entre dois níveis consecutivos de energia quase ligados ser aproximadamente proporcional a ℓ^{-2}.

A aplicação de voltagem externa ($V = 5.0$ mV) no poço faz a separação entre os máximos do $T_{\downarrow}(B, V, \varepsilon_z)$ (curvas contínuas verde e rosa na Fig. 4-4) serem aumentadas em relação a separação entre os picos unitários quando $V = 0$. Isto ocorre porque a voltagem provoca a variação linear do fundo do poço com a posição ($0 < z < \ell$, curvas rosa e azul na Fig. 4-2). Esta variação linear torna a diferença de energia entre dois níveis consecutivos de energia quase ligados pode ser aproximadamente proporcional a $z^{-2} < \ell^{-2}$. Então, a separação entre os máximos do $T_{\downarrow}(B, V, \varepsilon_z)$ aumenta.

Os comportamentos analisados de $T_{\downarrow}(B, V, \varepsilon_z)$ e $T_{\uparrow}(B, V, \varepsilon_z)$ (Figs. 4-4 e 4-3, respectivamente) mostram que a transmissão total do elétron como função do B deve ser dominada pela componente de spin down. A causa principal desta tendência é haver para elétron de spin up uma barreira de potencial de altura crescente com o aumento do campo magnético B. A barreira crescendo em altura suprimi o $T_{\uparrow}(B, V, \varepsilon_z)$. Diz-se então que o potencial das camadas magnéticas ($Zn_{0.95}Mn_{0.05}Se$), na presença de campo magnético, age como se fosse um filtro de spins.

Na Fig. 4-5, o coeficiente de transmissão para spin up $T_{\uparrow}(B, V, \varepsilon_z)$ pela barreira simples formada com $B = 1.0$ T e voltagem externa $V = 0$ tende a aproximar-se de zero para $\varepsilon_z \leq 2.5$ meV (curva azul de triângulos up). Isto ocorre pois para $B = 1.0$ T a altura da barreira para spin up é dessa ordem ($\varepsilon_z \sim 2.5$ meV). Quanto menor a energia do elétron de spin up em relação a altura da barreira, menor a probabilidade do elétron ser transmitido pela barreira. Para $V = 5.0$ mV, $T_{\uparrow}(B, V, \varepsilon_z)$ passa a tender a zero para $\varepsilon_z \leq 0.5$ meV (gráfico azul contínuo na Fig. 4-5). A causa é que a probabilidade de transmissão de elétrons de spin up através da barreira variando linearmente com a posição ($V \neq 0$ nos gráficos da Fig. 2-1) aumenta em

relação a transmissão pela barreira retangular ($V = 0$). É este aumento de transmissão para $V = 5.0$ mV que faz $T_\uparrow(B, V, \varepsilon_z)$ passar a aproximar-se mais e mais de zero para $\varepsilon_z \leq 0.5$ meV.

As curvas de $T_\uparrow(B, V, \varepsilon_z)$ revelam ainda mínimos de transmissão oscilatória crescendo para o valor unitário conforme ε_z aumenta a partir do valor de supressão (0.5 meV e 2.5 meV, respectivamente, para as curvas azuis contínua e de triângulos up na Fig. 4-5). O aumento da energia do elétron de spin up faz com que o mesmo seja menos "espalhado" pela barreira. Esta diminuição do "espalhamento" faz com que $T_\uparrow(B, V, \varepsilon_z)$ se aproxime do valor unitário.

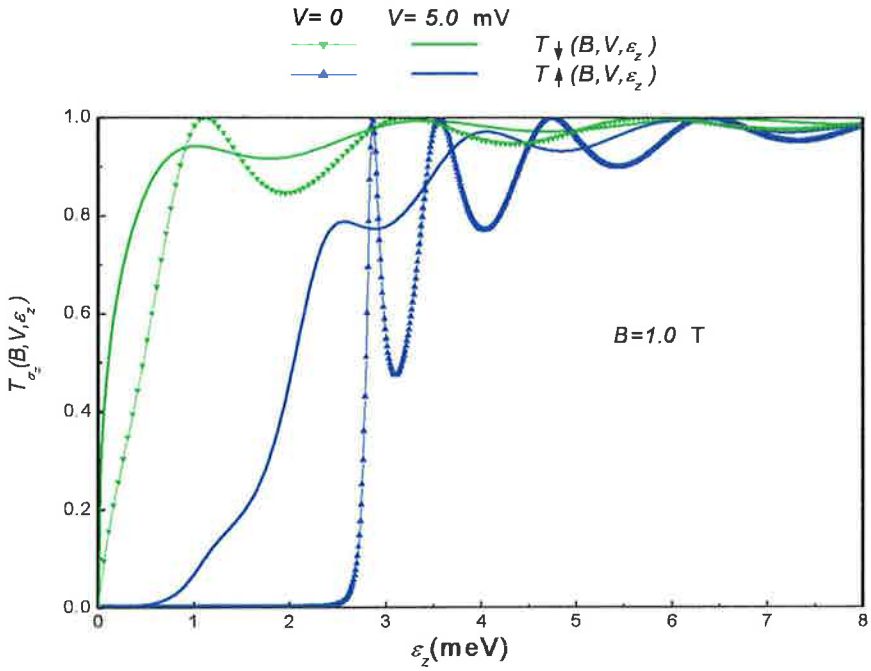

Figura 4-5: Transmissão de elétrons dependente de spin $T_{\sigma_z}(B, V, \varepsilon_z)$ pelo potencial simples da estrutura na Fig. 1-4(a) em função da energia do elétron ε_z. As curvas azul de triângulos up e verde de triângulos down representam a transmissão de elétrons de spin up $T_\uparrow(B, V, \varepsilon_z)$ e down $T_\downarrow(B, V, \varepsilon_z)$, respectivamente, pelo potencial sem voltagem externa e $B = 1.0$ T. Quando $V = 5.0$ mV e $B = 1.0$ T, as curvas azul e verde contínuas descrevem, respectivamente, $T_\uparrow(B, V, \varepsilon_z)$ e $T_\downarrow(B, V, \varepsilon_z)$.

Os coeficientes de transmissão para spin down $T_\downarrow(B, V, \varepsilon_z)$ possuem essencialmente com-

portamento oscilatório e mínimos de transmissão tendendo a unidade em função da energia do elétron de spin down ε_z, Fig. 4-5. As oscilações surgem devido a estados "quase estacionários" acima do poço que são puxados para dentro do mesmo. Estes estados para ε_z crescendo ($\varepsilon_z > 0$) diminui a probabilidade do elétron de spin down sofrer reflexões no interior do poço. Esta diminuição gera o aumento dos mínimos de transmissão do elétron de spin down pelo poço e a aproximação da unidade para $\varepsilon_z > 0$.

Observe das análises dos dois últimos parágrafos, que a supressão de $T_{\uparrow}(B, V, \varepsilon_z)$ pelo potencial formado com $B = 1.0$ T e $V = 0$ deixa a transmissão total de elétron dominada principalmente pela componente de spin down no intervalo de $0 < \varepsilon_z \leq 2.5$ meV (veja na Fig. 4-5). Já para o potencial formado com $B = 1.0$ T e $V = 5.0$ mV, o domínio da componente de spin down ocorre para $0 < \varepsilon_z \leq 0.5$ meV. Então, o potencial da camada de ZnSe contendo Mn, na presença de campo magnético e voltagem externa fixos, pode agir como um "filtro de spin".

4.1.1 Grandeza $T_{\sigma_z}(B, V, \varepsilon_z) - T^2_{\sigma_z}(B, V, \varepsilon_z)$

Aqui, calculamos a grandeza $T_{\sigma_z}(B, V, \varepsilon_z) - T^2_{\sigma_z}(B, V, \varepsilon_z)$ porque o "shot noise" é essencialmente proporcional a integração da mesma em energia. Estes cálculos são realizados para barreira e poço simples com largura de 1000 Å. As formas da barreira e do poço de potencial estão apresentadas nas Figs. 4-1 e 4-2.

As curvas de $T_{\sigma_z}(B, V, \varepsilon_z) - T^2_{\sigma_z}(B, V, \varepsilon_z)$ revelam oscilações com máximos e mínimos entre 0 e 0.23 na Fig. 4-6 e entre 0 e 0.11 na Fig. 4-7. A origem de um máximo em $T_{\sigma_z}(B, V, \varepsilon_z)\,[1 - T_{\sigma_z}(B, V, \varepsilon_z)]$ é a diferença de um mínimo de transmissão de $T_{\sigma_z}(B, V, \varepsilon_z)$ com sua segunda potência. Já a diferença de um máximo de transmissão de $T_{\sigma_z}(B, V, \varepsilon_z)$ com sua segunda potência dá origem a um mínimo em $T_{\sigma_z}(B, V, \varepsilon_z)\,[1 - T_{\sigma_z}(B, V, \varepsilon_z)]$. Esta diferença, quando $\varepsilon_z = 5.0$ meV e voltagem externa $V = 0$, produz mínimos em geral nulos nas

curvas pretas de triângulos up e down, respectivamente, nas Figs. 4-6 e 4-7 porque os máximos de $T_{\sigma_z}(B,V,\varepsilon_z)$ e $T^2_{\sigma_z}(B,V,\varepsilon_z)$ são unitários. Os máximos de $T_{\sigma_z}(B,V,\varepsilon_z)$ e $T^2_{\sigma_z}(B,V,\varepsilon_z)$ para $V = 5.0$ mV não são unitários e as diferenças de ambos nas Figs. 4-6 e 4-7 geram os mínimos não nulos da curva preta contínua.

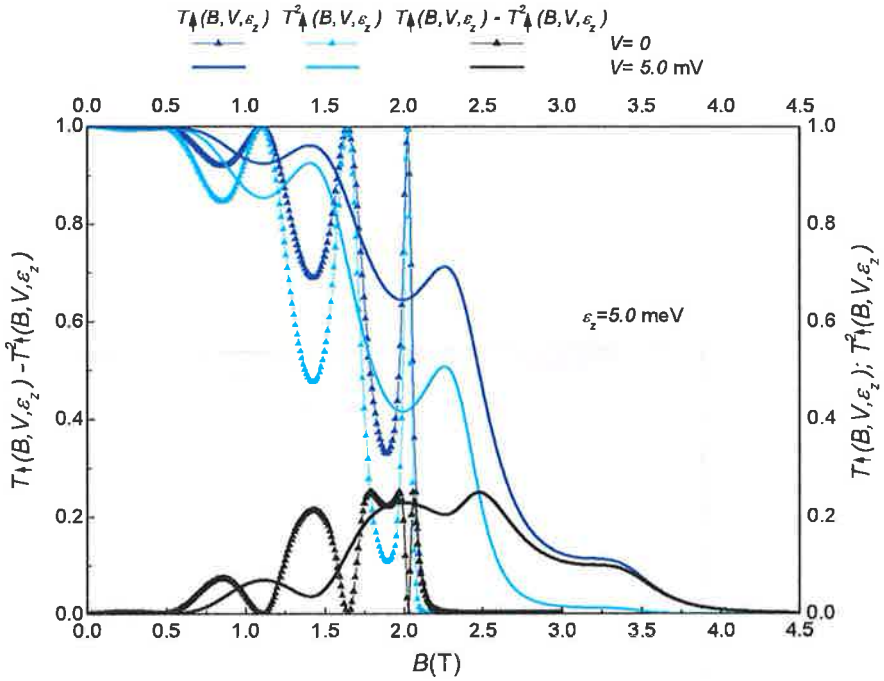

Figura 4-6: Grandeza $T_\uparrow(B,V,\varepsilon_z)$-$T^2_\uparrow(B,V,\varepsilon_z)$ como função do campo magnético B. Os gráficos de azul escuro, azul claro e preto de triângulos up mostram $T_\uparrow(B,V,\varepsilon_z)$, $T^2_\uparrow(B,V,\varepsilon_z)$ e $T_\uparrow(B,V,\varepsilon_z)$-$T^2_\uparrow(B,V,\varepsilon_z)$, respectivamente, para voltagem externa $V = 0$ e $\varepsilon_z = 5.0$ meV. Quando $V = 5.0$ mV, as curvas de azul escuro, azul claro e preta contínuas são, respectivamente, $T_\uparrow(B,V,\varepsilon_z)$, $T^2_\uparrow(B,V,\varepsilon_z)$ e $T_\uparrow(B,V,\varepsilon_z)$-$T^2_\uparrow(B,V,\varepsilon_z)$.

Quando $B < 0.5$ T e $\varepsilon_z = 5.0$ meV, $T_\uparrow(B,V,\varepsilon_z) - T^2_\uparrow(B,V,\varepsilon_z)$ decai em torno de zero devido $T_\uparrow(B,V,\varepsilon_z)$ e $T^2_\uparrow(B,V,\varepsilon_z)$ tenderem a unidade para $V = 0$ e $V = 5.0$ mV, Fig. 4-6. Este coeficiente de transmissão de spin up $T_\uparrow(B,V,\varepsilon_z)$ e seu quadrado quando $V = 0$ são praticamente suprimidos pela barreira para $B > 2.25$ T e $B > 2.1$ T, respectivamente. Isto faz

$T_\uparrow(B,V,\varepsilon_z) - T_\uparrow^2(B,V,\varepsilon_z)$ decair em torno de zero para $B > 2.25$ T (curva preta de triângulos up na Fig. 4-6). Analogamente, assumido $V = 5.0$ mV, a transmissão de elétrons de spin up menos sua segunda potência pela barreira avizinha-se de zero para $B > 4.25$ T (curva preta contínua da Fig. 4-6). Lembre-se que a voltagem externa faz a parte superior da barreira para elétrons de spin up variar linearmente com a posição ($0 < z < \ell$, onde ℓ é a largura da barreira, curvas rosa e azul na Fig. 2-1). Esta variação permite que a transmissão de elétrons de spin up possa ocorrer para $z < \ell$ e isto faz sua supressão em torno de zero depende da voltagem externa.

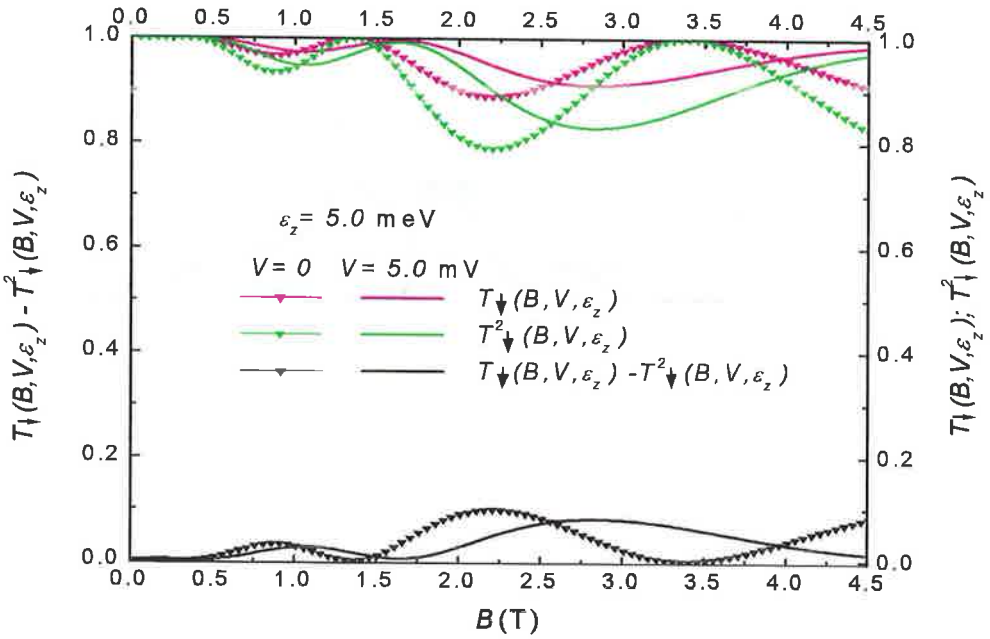

Figura 4-7: Grandeza $T_\downarrow(B,V,\varepsilon_z) - T_\downarrow^2(B,V,\varepsilon_z)$ como função do campo magnético B. Quando $V = 0$ e $\varepsilon_z = 5.0$ meV, as transmissões $T_\downarrow(B,V,\varepsilon_z)$, $T_\downarrow^2(B,V,\varepsilon_z)$ e $T_\downarrow(B,V,\varepsilon_z) - T_\downarrow^2(B,V,\varepsilon_z)$ estão representadas, respectivamente, pelas curvas rosa, verde e preta de triângulos down. Estas cores nas curvas contínuas, analogamente são para $V = 5.0$ mV.

Na Fig. 4-7, quando $V = 5.0$ mV, a separação entre os mínimos da $T_{\downarrow}(B, V, \varepsilon_z) - T^2_{\downarrow}(B, V, \varepsilon_z)$ aumentam em relação à separação entre os mínimos (nulos) quando $V = 0$. Para $V = 5.0$ mV há um aumento de separação entre os máximos de $T_{\downarrow}(B, V, \varepsilon_z)$ (curva rosa contínua da Fig. 4-7) em comparação a separação entre os máximos para $V = 0$ (curva rosa de triângulos down na Fig. 4-7). Este aumento de separação também ocorre entre os máximos de $T^2_{\downarrow}(B, V, \varepsilon_z)$. Então, as diferenças dos máximos de $T_{\downarrow}(B, V, \varepsilon_z)$ com seu correspondente $T^2_{\downarrow}(B, V, \varepsilon_z)$ originam mínimos que estão mais separados quando $V = 5.0$ mV. Observe que os máximos da $T_{\downarrow}(B, V, \varepsilon_z) - T^2_{\downarrow}(B, V, \varepsilon_z)$ aumentam de amplitude (até aproximadamente 0.11) porque os mínimos de $T_{\downarrow}(B, V, \varepsilon_z)$ e $T^2_{\downarrow}(B, V, \varepsilon_z)$ diminuem (estão entre 1.0 e 0.8) conforme B cresce de 0 para 4.5 T. Para $V = 0$ e $V = 5.0$ mV as amplitudes dos máximos da $T_{\downarrow}(B, V, \varepsilon_z) - T^2_{\downarrow}(B, V, \varepsilon_z)$ são menores quando $V = 5.0$ mV devido os mínimos de $T_{\downarrow}(B, V, \varepsilon_z)$ e $T^2_{\downarrow}(B, V, \varepsilon_z)$ serem maiores (estão entre 1.0 e 0.82) quando $V = 5.0$ mV do que para $V = 0$.

4.2 Corrente média dependente de spin

Nesta seção, calcula-se a corrente média pela heteroestrutura $ZnSe/Zn_{0.95}Mn_{0.05}Se/ZnSe$. A corrente é calculada considerando-se efeitos de campo magnético e voltagem externos. Isto é feito numericamente para a Eq. (3.22) da corrente média no Cap. 3.

Os gráficos da Fig. 4-8 mostram a corrente total $J_t(B, V)$ e suas componentes de spin up $J_{\uparrow}(B, V)$ e spin down $J_{\downarrow}(B, V)$. A componente de spin up da corrente apresenta decaimento a medida que o campo magnético B aumenta. Para $V = 0$ (voltagem externa), $J_{\uparrow}(B, V)$ é suprimida para $B > 1.75$ T (curva azul clara de triângulos up na Fig. 4-8). Para $V = 5.0$ mV, $J_{\uparrow}(B, V)$ decai mais lentamente, i.e., há um aumento da transmissão em relação a $J_{\uparrow}(B, V = 0)$. A supressão em torno de zero ocorre agora para $B > 2.5$ T (curva azul escura de triângulos up na Fig. 4-8). A forma geral da corrente de spin up é originada essencialmente do decaimento e

supressão ao redor de zero do $T_{\uparrow}(B, V, \varepsilon_z)$ para campos magnéticos crescentes. As curvas azuis clara e escura de triângulos up e contínuas na Fig. 4-3 mostram o comportamento do $T_{\uparrow}(B, V, \varepsilon_z)$ para as citadas voltagens, respectivamente. Ressaltamos que o aumento da transmissão de elétrons com spin up e sua corrente para $V = 5.0$ mV, comparado ao caso $V = 0$, não impede que ambas sejam essencialmente "interrompidas" pela barreira crescendo em altura conforme B cresce.

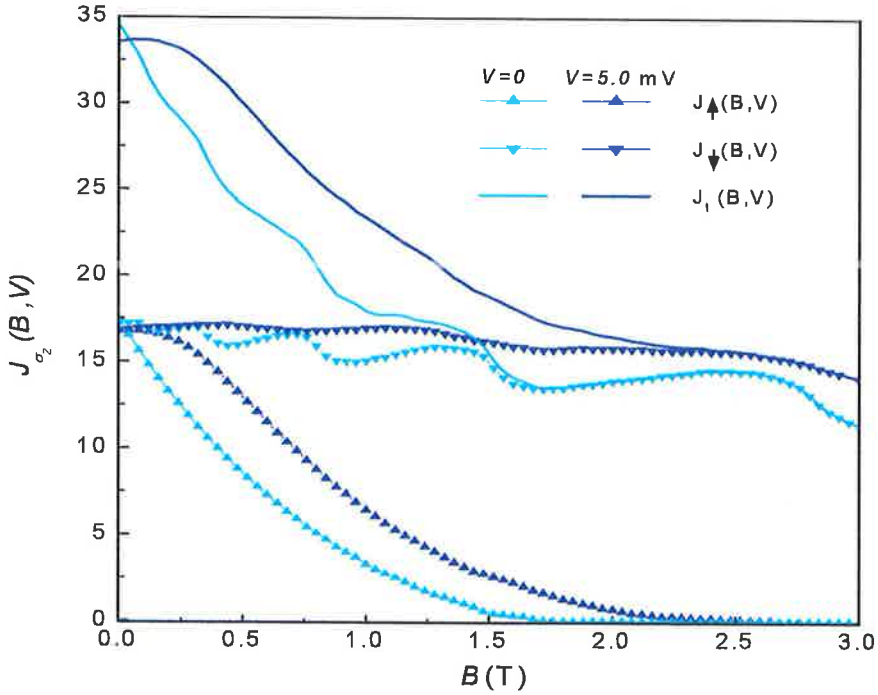

Figura 4-8: Corrente média separada dependentemente de spin pelo potencial da camada $Zn_{1-x}Mn_xSe$. Nesta camada quando $V = 0$ (voltagem externa), as curvas azuis claro de triângulos up, down e contínua descrevem, respectivamente, a componente de spin up da corrente $J_{\uparrow}(B, V)$, spin down $J_{\downarrow}(B, V)$ e a corrente total $J_t(B, V)$. Estas correntes para $V = 5.0$ mV são descritas pelas curvas azuis escura de triângulos up, down e contínua, respectivamente. A $J_{\sigma_z}(B, V)$ está dividida pelo fator $e^2/4\pi^2\hbar^2c$, onde e e c representam, respectivamente, a carga do elétron e a velocidade da luz.

Para as componentes de spin down da corrente suas condutas são conseqüência direta

dos comportamentos de seus $T_{\downarrow}(B, V, \varepsilon_z)$ na Fig. 4-4. É por isso que para as curvas da corrente de spin down da Fig. 4-8 há oscilações em função do campo magnético crescendo com $V = 0$ ou $V = 5.0$ mV. Para $V = 5.0$ mV, a distância entre dois máximos de oscilações aumenta (curva azul escura de triângulos down na Fig. 4-8) em relação a esta distância quando $V = 0$ (curva azul clara de triângulos down da Fig. 4-8). Há ainda um aumento da $J_{\downarrow}(B, V)$ devido a voltagem externa não nula. Lembre-se que elétrons de spin down são menos "espalhado" para $V \neq 0$ do que para $V = 0$. Esta é a fundamental causa do aumento da transmissão de elétrons de spin down.

A corrente total $J_t(B, V)$ (para $V = 0$ e $V = 5.0$ mV) salienta o comportamento oscilatório e o decaimento em função de B crescente. Quando $V = 0$, a curva de $J_t(B, V)$ coincide com a curva de $J_{\downarrow}(B, V)$ para $B > 1.75$ T na Fig. 4-8. Para $V = 5.0$ mV, o gráfico de $J_t(B, V)$ e $J_{\uparrow}(B, V)$ coincidem quando $B > 2.5$ T. Ambas as coincidências refletem a supressão da componente de spin up da corrente para B crescente. Este comportamento faz com que o potencial da camada $Zn_{0.95}Mn_{0.05}Se$, na presença de campo magnético e voltagem externos, comporte-se de modo análogo a um "filtro de corrente de spin". Então, este "filtro" possui a característica relevante de "interromper" mais eficientemente a corrente de spin up para $V = 0$ ou $V \neq 0$ a medida que o campo magnético cresce.

4.2.1 Shot noise em heteroestruturas contendo Mn

Aqui, calculamos a flutuação aleatória da corrente no tempo a partir de seu valor médio, i.e., o shot noise (ruído), para a estrutura $ZnSe/Zn_{0.95}Mn_{0.05}Se/ZnSe$ considerando efeitos de campo magnético e voltagem externos. Este resultado é também mostrado normalizado por $2e\langle I_{\sigma_z}\rangle$ (fator Fano). Lembramos que a expressão para o cálculo do ruído (Eqs. (3.42) e (3.43) no Cap. 3) é para freqüência baixa.

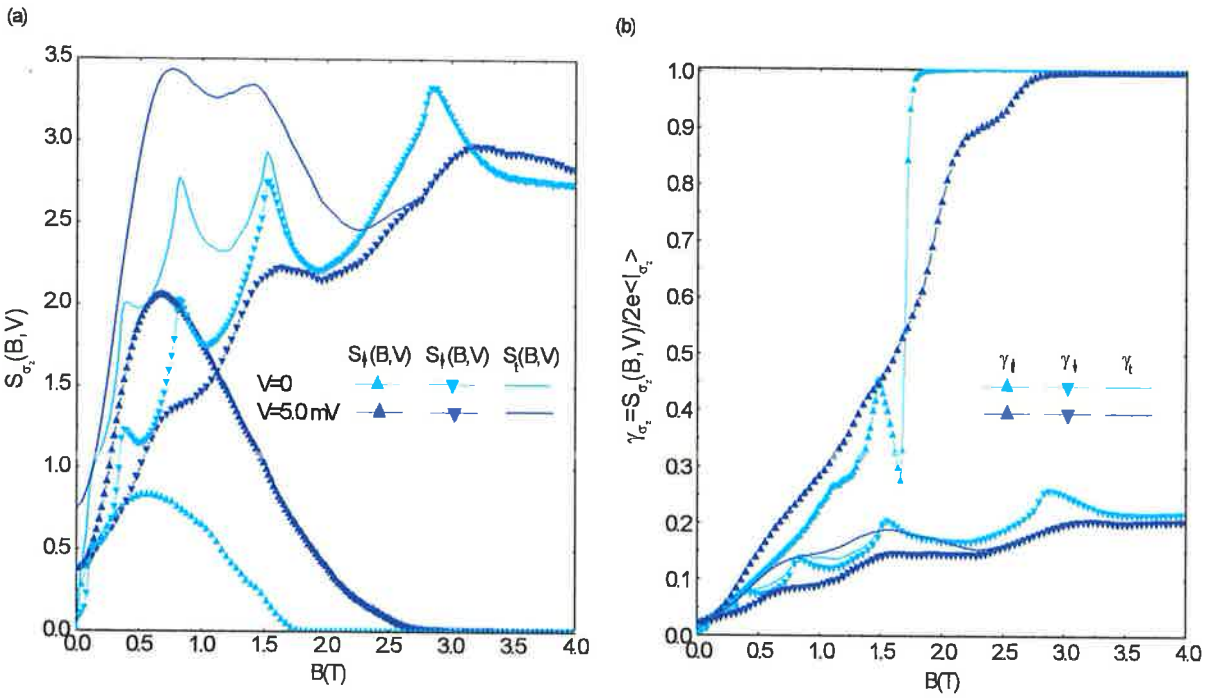

Figura 4-9: Supressão do shot noise dependente de spin em função do campo magnético. (a) Para $V = 0$, o shot noise total $S_t(B, V)$, a componente de shot noise de spin down $S_\downarrow(B, V)$ e spin up $S_\uparrow(B, V)$ são exibidas pelas curvas azuis clara contínua, de triângulos down e up, respectivamente. Analogamente, estas mesmas grandezas são exibidas pelas curvas azuis escura para $V = 5.0$ mV. Em (b), os gráficos azuis escuro contínuo, de triângulos down e up mostram o fator fano total γ_t, a componente de fator fano de spin down $\gamma_\downarrow$ e spin up $\gamma_\uparrow$ para $V = 5.0$ mV, respectivamente. Analogamente, estas mesmas grandezas são mostradas pelos gráficos azuis claro quando $V = 0$. Aqui, o shot noise está dividido pelo fator $e^3/2\pi^2\hbar^2c$, onde e representa a carga do elétron e c é a notação para a velocidade da luz.

A componente de shot noise de spin up $S_\uparrow(B,V)$ cresce, atinge um máximo ressonante e em seguida decai em função do campo magnético B crescente, Fig. 4-9(a). Considerando voltagem externa $V = 0$, $S_\uparrow(B,V)$ decai tornando-se aproximadamente zero para $B > 1.75$ T [curva azul clara de triângulos up na Fig. 4-9(a)]. Para $V = 5.0$ mV, $S_\uparrow(B,V)$ é maior que $S_\uparrow(B,V=0)$ mas também vai a zero para $B > 2.75$ T [curva azul escura de triângulos up na Fig. 4-9(a)]. O crescimento, o decaimento e a supressão do shot noise de spin up são reflexos da grandeza $T_\uparrow(B,V,\varepsilon_z)[1 - T_\uparrow(B,V,\varepsilon_z)]$ em função de B na Fig. 4-6. Lembre-se que o shot noise é diretamente proporcional a integração de $T_\uparrow(B,V,\varepsilon_z)[1 - T_\uparrow(B,V,\varepsilon_z)]$ em ε_z. A origem física da forma do $S_\uparrow(B,V)$ é $T_\uparrow(B,V,\varepsilon_z)$ decair a medida que a barreira de potencial cresce em função de B. A reflexão aproximadamente não aleatória de elétrons de spin up (supressão de $T_\uparrow(B,V,\varepsilon_z)$, Fig. 4-3), pela barreira de potencial torna $S_\uparrow(B,V)$ essencialmente zero. O aumento de $S_\uparrow(B,V)$ ocorre porque a transmissão de elétron de spin up $T_\uparrow(B,V,\varepsilon_z)$ pela barreira decai mais lentamente em função de B quando $V = 5.0$ mV do que quando $V = 0$.

Observe que $T_\uparrow(B,V,\varepsilon_z)$ é suprimida em torno de zero pela barreira de potencial quando $B > 2.5$ T para $V = 0$ e quando $B > 4.25$ T para $V = 5.0$ mV, analogamente para $T_\uparrow(B,V,\varepsilon_z)[1 - T_\uparrow(B,V,\varepsilon_z)]$, Fig. 4-6. Isto faz o shot noise e a corrente de spin up serem suprimidos a zero aproximadamente a partir do mesmo valor de B (compare as Figs. 4-8 e 4-9).

A supressão em torno de zero de $T_\uparrow(B,V,\varepsilon_z)$ pela barreira de potencial faz o fator fano de spin up $\gamma_\downarrow$ ser unitário para $B > 1.75$ T e $B > 2.75$ T, respectivamente para $V = 0$ e $V = 5.0$ mV, Fig. 4-9(b). Este valor unitário pode ser visto pela expressão

$$\gamma_\uparrow = 1 - \frac{\int_0^{\varepsilon_f - \frac{\hbar\omega_c}{2}} [n_{\max}(B,\varepsilon_z) + 1]\, T_\uparrow^2(B,V,\varepsilon_z) d\varepsilon_z}{\int_0^{\varepsilon_f - \frac{\hbar\omega_c}{2}} [n_{\max}(B,\varepsilon_z) + 1]\, T_\uparrow(B,V,\varepsilon_z) d\varepsilon_z}.$$

As curvas do shot noise de spin down $S_\downarrow(B,V)$, para $V = 0$ e $V = 5.0$ mV, apresentam

máximos e mínimos de oscilações ressonante e crescimento limitado em termos do campo magnético crescente, Fig. 4-9(a). Para $V = 0$, $S_{\downarrow}(B, V)$ está essencialmente acima de $S_{\downarrow}(B, V = 5.0$ mV) [curvas azuis clara e escura de triângulos down na Fig. 4-9(a)]. A forma de $S_{\downarrow}(B, V)$ é devido $T_{\downarrow}(B, V, \varepsilon_z)[1 - T_{\downarrow}(B, V, \varepsilon_z)]$ oscilar e seus máximos de amplitudes crescerem conforme B cresce, sendo os máximos maiores quando $V = 0$ do que quando $V = 5.0$ mV, Fig. 4-7. Este comportamento surge porque $T_{\downarrow}(B, V, \varepsilon_z)$ pelo poço de potencial apresenta transmissões que se afastam "pouco" da unidade (Fig. 4-4) a medida que B cresce, afastando-se menos ainda quando $V = 5.0$ mV. Esta transmissão aproximadamente não aleatória de elétron é a origem do shot noise de spin down crescer "pouco" e ser mais suprimido quando a voltagem externa é diferente de zero.

O comportamento de $T_{\downarrow}(B, V, \varepsilon_z)$ faz o fator fano de spin down oscilar e crescer entre 0 e 0.26 para $V = 0$ e o campo magnético aumentando [curva azul clara de triângulos down, Fig. 4-9(b)]. Para $V = 5.0$ mV, $T_{\downarrow}(B, V, \varepsilon_z)$ origina em $\gamma_{\downarrow}$ um crescimento entre 0 e 0.2 e oscilações, tendo distâncias entre dois máximos maior do que para $V = 0$ [curva azul escura de triângulos down, Fig. 4-9(b)]. A forma de $\gamma_{\downarrow}$ pode também ser vista como reflexo da grandeza $T_{\downarrow}(B, V, \varepsilon_z)[1 - T_{\downarrow}(B, V, \varepsilon_z)]$ (Fig. 4-7), que aparece no $S_{\downarrow}(B, V)$.

O gráfico do shot noise total $S_t(B, V)$ apresenta o comportamento de suas componentes up e down, i.e., cresce, decai e oscila. A forma do $S_t(B, V)$, para $B > 1.75$ T, é a mesma de sua componente down para $V = 0$ [curva azul clara contínua, Fig. 4-9(a)]. Isto ocorre para $B > 2.75$ T quando $V = 5.0$ mV [curva azul escura contínua, Fig. 4-9(a)]. Esta coincidência entre as curvas de $S_t(B, V)$ e $S_{\downarrow}(B, V)$ mostra que o shot noise de spin up é anulado. Isto faz com que a curva do fator fano total $\gamma_t = S_{\uparrow}(B, V)/2e\,\langle I_t\rangle + S_{\downarrow}(B, V)/2e\,\langle I_t\rangle \neq S_{\uparrow}(B, V)/2e\,\langle I_{\uparrow}\rangle + S_{\downarrow}(B, V)/2e\,\langle I_{\downarrow}\rangle$ também tenha a mesma forma da curva de $\gamma_{\downarrow} = S_{\downarrow}(B, V)/2e\,\langle I_{\downarrow}\rangle$ para $B > 1.75$ T e $B > 2.75$ T, respectivamente, para $V = 0$ e $V = 5.0$ mV [curvas azul clara e azul

escura contínuas, Fig. 4-9(b)]. Os gráficos de γ_t apresentam ainda oscilações e crescimento [como $S_t(B,V)$] entre 0 e 0.26 para $V = 0$ e 0 e 0.2 para $V = 5.0$ mV. Observe que para valores de B, onde $S_\uparrow(B,V) \neq 0$, a voltagem externa aumenta lentamente $S_t(B,V)$ porque faz $T_\uparrow(B,V,\varepsilon_z)$ decair mais lentamente a zero pela barreira de potencial do que $T_\uparrow(B,V=0,\varepsilon_z)$, i.e., $S_\uparrow(B,V=5.0\,\text{mV}) > S_\uparrow(B,V=0)$. Já para valores de B, onde $S_\uparrow(B,V)$ é nulo, a voltagem externa essencialmente suprimi $S_t(B,V)$ porque faz $T_\downarrow(B,V,\varepsilon_z)$ pelo poço de potencial afastar-se mais lentamente do valor unitário do que $T_\downarrow(B,V=0,\varepsilon_z)$. Então, o potencial de uma camada de $Zn_{0.95}Mn_{0.05}Se$, considerando efeitos de campo magnético e voltagem externos, diminui o comportamento aleatório na transmissão de elétrons de spin down; isto diminui $S_t(B,V)$, após $S_\uparrow(B,V)$ ser anulado, devido elétrons de spin up ser essencialmente todo refletido pelo potencial.

Enfatizamos que o comportamento do shot noise traz informações qualitativas sobre $T_\downarrow(B,V,\varepsilon_z)[1-T_\downarrow(B,V,\varepsilon_z)]$ em barreira simples de $Zn_{0.95}Mn_{0.05}Se$ na presença de campo magnético e voltagem externos. Esta informação não está contida no comportamento da corrente média, i.e., o shot noise traz informação nova que corrente média não contém. Ressaltamos ainda que o shot noise de spin up sendo essencialmente suprimido faz com que o shot noise total seja dominado pela componente de spin down. Então, o shot noise em potenciais simples da estrutura de $Zn_{0.95}Mn_{0.05}Se$, considerando efeitos de campo magnético e voltagem externos, permite um modo de caracterizar corrente polarizada de spin contrastando a corrente média com o shot noise.

Capítulo 5

Resultados para barreiras duplas

Para o potencial da estrutura do tipo apresentada na Fig. 5-1(a), calculamos neste capítulo o shot noise e a corrente média dependentes de spin. Primeiro calculamos o coeficiente de transmissão pela heteroestrutra e posteriormente calculamos o shot noise e a corrente.

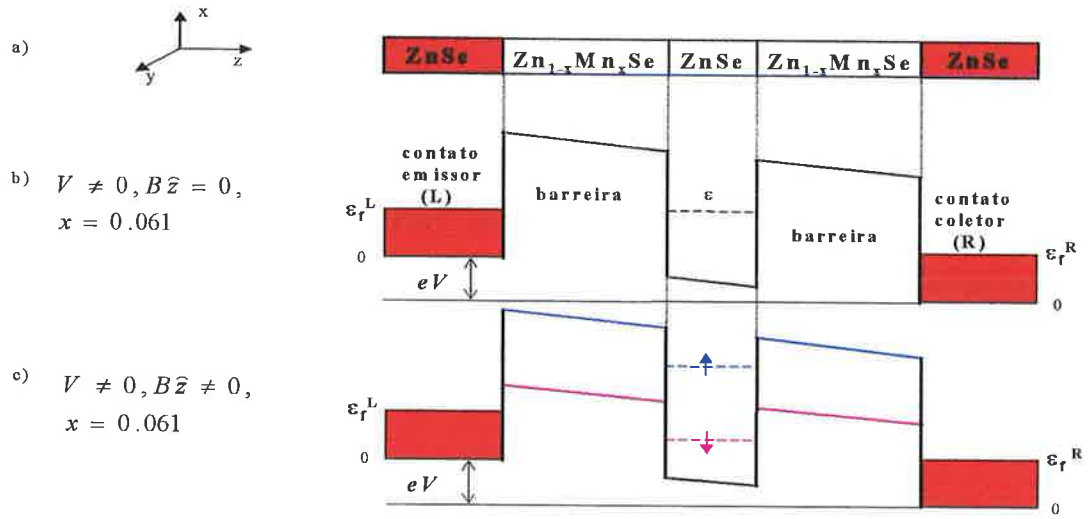

Figura 5-1: Heteroestrutura contendo Mn dando origem a potenciais duplos. Em (a), está representado o tipo de estrutura. Em (b), a linha tracejada representa um nível discreto de energia ε do poço quando um campo magnético $B\hat{z} = 0$ e voltagem $V \neq 0$ externos estão presentes. Para $B\hat{z} \neq 0$, o nível discreto de energia do poço desdobra-se para elétrons de spin up e spin down. As linhas azul e rosa contínuas representam a altura (parte superior) da barreira para elétrons de spin up e spin down, respectivamente. A concentração de Mn na formação das barreiras é x=0.061.

5.1 Coeficiente de transmissão para barreira dupla

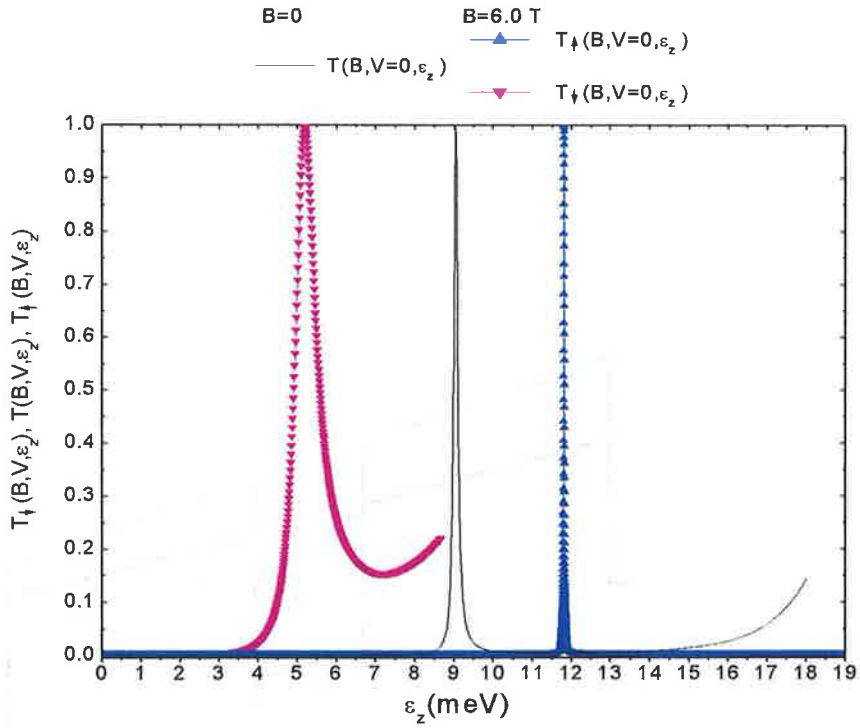

Figura 5-2: Coeficiente de transmissão dependente de spin $T_{\sigma_z}(B, V, \varepsilon_z)$ em dupla camada de $Zn_{1-x}Mn_xSe$. A curva preta é o $T(B, V, \varepsilon_z)$ para o campo magnético $B = 0$ e voltagem externa $V = 0$. As curvas azul de triângulos up e rosa de triângulos down representam, respectivamente, a transmissão de elétrons de spin up $T_\uparrow(B, V, \varepsilon_z)$ e spin down $T_\downarrow(B, V, \varepsilon_z)$ para $B = 6.0$ T e $V = 0$.

Nesta seção, o coeficiente de transmissão é determinado para duas barreiras de $Zn_{1-x}Mn_xSe$ alternadamente entre um poço de ZnSe [Fig. 5-1(b) e (c)] . Este potencial assumimos com 390 Å de comprimento, sendo 160 Å para cada barreira e 70 Å para o poço entre as mesmas, i.e., 160 Å/70 Å/160 Å. Para $x = 0.061$, a altura da barreira corresponde a $V_o = 15.0$ mV. O extremo esquerdo L da dupla barreira é o contato emissor com energia de Fermi $\varepsilon_f = 5.0$ meV, que corresponde a densidade eletrônica de $\sim 10^{17}$ cm^3.

Para $B = 0$ e $V = 0$, o pico de transmissão do $T(B, V, \varepsilon_z)$ em torno de $\varepsilon_z = 9.0$ meV (curva preta da Fig. 5-2) corresponde ao primeiro estado ressonante quase ligado do poço entre as duas barreiras. Este estado quase ligado encontra-se acima do nível de Fermi $\varepsilon_f = 5.0$ meV, que está no contato emissor [Fig. 5-1(b)]. O primeiro estado quase ligado é desdobrado em estados de spin down para $\varepsilon_z \sim 5.4$ meV e spin up para $\varepsilon_z \sim 11.7$ meV devido $B = 6.0$ T (respectivamente, curvas rosa de triângulos down e azul de triângulos up na Fig. 5-2).

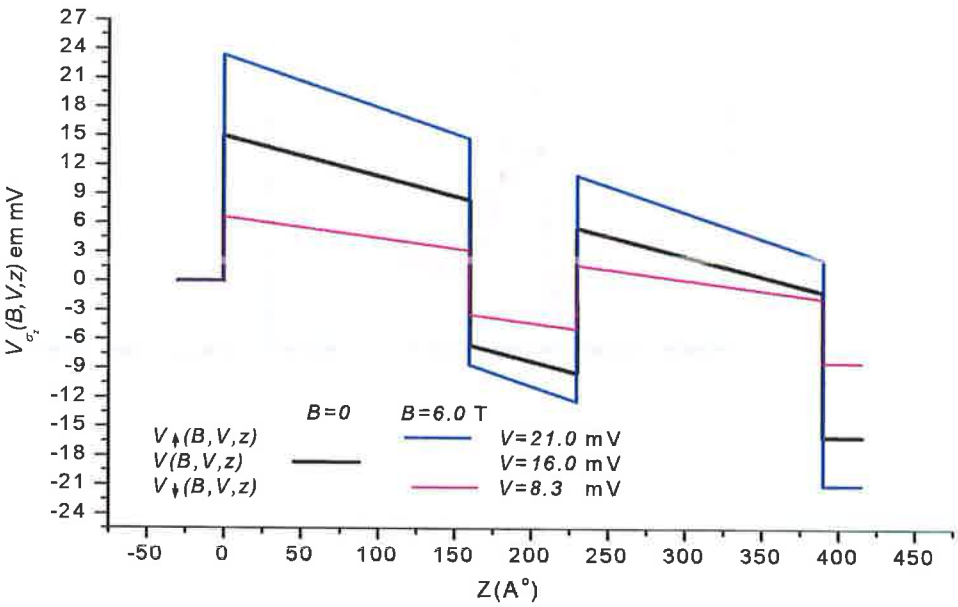

Figura 5-3: Dupla barreira de potencial dependente de spin $V_{\sigma_z}(B, V, z)$ em termos da posição z para dois valores do campo magnético B. Para $B = 0$, a curva preta é obtida para $V = 16.0$ mV. Quando $B = 6.0$ T a barreira dupla é desdobrada em barreiras duplas com spin up (curva azul) e spin down (curva rosa) para $V = 21.0$ mV e $V = 8.3$ mV, respectivamente.

A curva preta na Fig. 5-4 mostra $T(B = 0, V, \varepsilon_z)$ tendo um máximo ressonante por volta de $V = 16.0$ mV para $\varepsilon_z = 1.0$ meV. Isto ocorre porque o ponto central do fundo do poço abaixa da metade (curva preta na Fig. 5-3) da voltagem externa ($V = 16.0$ mV) aplicada

[51]. Observe então que o estado quase ligado $\varepsilon_z \sim 9.0$ meV do poço para $V = 0$ (Fig. 5-2) é abaixado até $\varepsilon_z = 1.0$ meV pelo efeito de $V = 16.0$ mV. Nesta voltagem, o máximo ressonante de $T(B = 0, V, \varepsilon_z = 1.0 \text{ meV})$ corresponde ao primeiro estado quase ligado poço (1.0 meV).

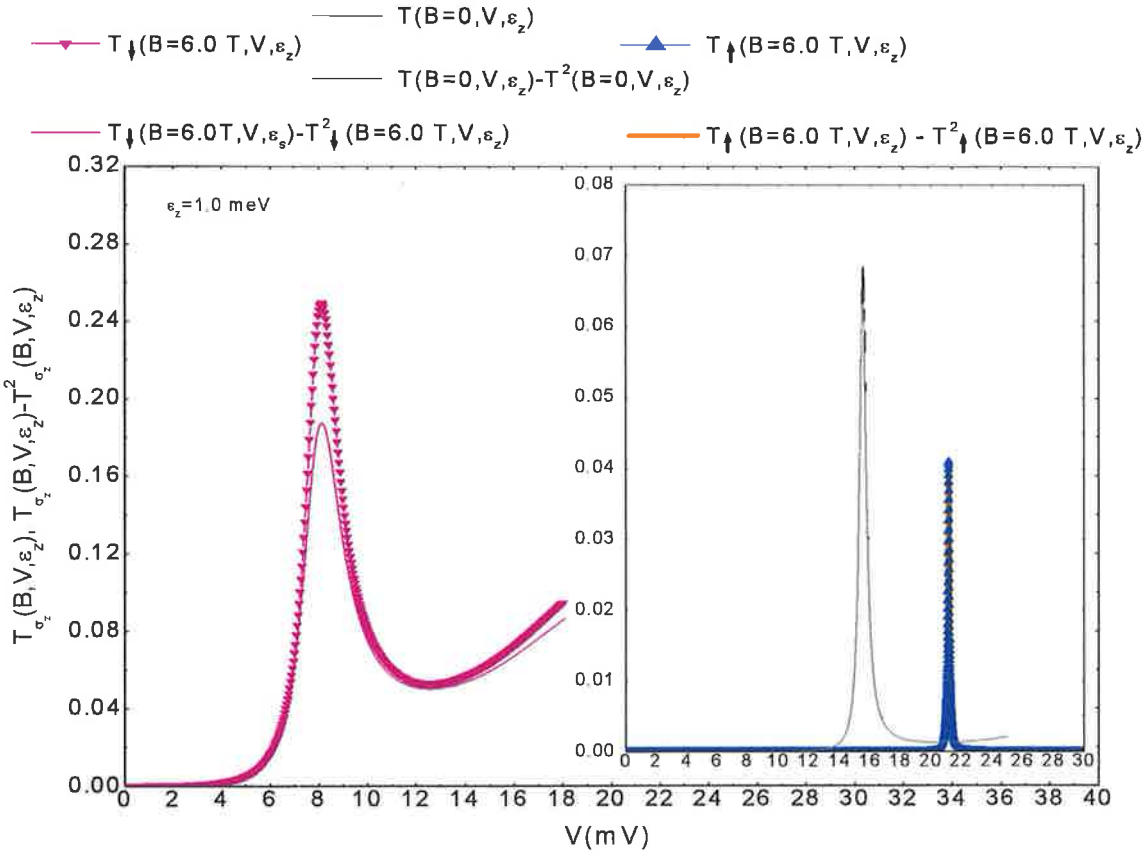

Figura 5-4: Coeficiente de transmissão $T_{\sigma_z}(B, V, \varepsilon_z)$ e grandeza $T_{\sigma_z}(B, V, \varepsilon_z) - T^2_{\sigma_z}(B, V, \varepsilon_z)$ em função da voltagem externa pela barreira dupla. Para $B = 0$, as curvas preta e cinza exibem $T(B, V, \varepsilon_z)$ e $T(B, V, \varepsilon_z) - T^2(B, V, \varepsilon_z)$, respectivamente. As curvas rosa de triângulos down, azul de triângulos up, rosa e de cor laranja mostram, respectivamente, $T_\downarrow(B, V, \varepsilon_z)$, $T_\uparrow(B, V, \varepsilon_z)$, $T_\downarrow(B, V, \varepsilon_z) - T^2_\downarrow(B, V, \varepsilon_z)$ e $T_\uparrow(B, V, \varepsilon_z) - T^2_\uparrow(B, V, \varepsilon_z)$ quando $B = 6.0$ T e $\varepsilon_z = 1.0$ meV.

Analogamente ao $T(B = 0, V, \varepsilon_z)$, surgem os máximos ressonantes de $T_\downarrow(B = 6.0 \text{ T}, V, \varepsilon_z)$ e $T_\uparrow(B = 6.0 \text{ T}, V, \varepsilon_z)$ quando $\varepsilon_z = 1.0$ meV, respectivamente, em torno de $V = 8.3$ mV e

$V = 21.0$ mV (Fig. 5-4, curvas rosa de triângulos down e azul de triângulos up). Estes máximos ressonantes de $T_{\downarrow}(B, V, \varepsilon_z)$ e $T_{\uparrow}(B, V, \varepsilon_z)$ correspondem ao desdobramento do primeiro estado ressonante em estados de spin down e spin up para $B = 6.0$ T, respectivamente.

O máximo ressonante de $T_{\downarrow}(B = 6.0\ \mathrm{T}, V, \varepsilon_z)$ é dominante em relação ao máximo de $T_{\uparrow}(B = 6.0\ \mathrm{T}, V, \varepsilon_z)$, Fig. 5-4. Observe ainda que $T_{\downarrow}(B = 6.0\ \mathrm{T}, V, \varepsilon_z)$ começa a surgir antes de $T_{\uparrow}(B = 6.0\ \mathrm{T}, V, \varepsilon_z)$. Estas características surgem porque para elétron de spin down as barreiras para $B = 6.0$ T e $V \neq 0$ possuem alturas menores do que as barreiras para elétron de spin up (as barreiras de spin são mais simétricas para elétrons de spin up do que para spin down), respectivamente, curvas rosa e azul na Fig. 5-3[1]. Isto faz com que o poço entre as barreiras de spin down seja menos profundo do que o poço entre as barreiras de spin up. Então, elétron com spin down é menos "espalhado" que elétron com spin up pelo potencial de barreira dupla de $Zn_{0.939}Mn_{0.061}Se$ alternadamente entre ZnSe na presença de $B = 6.0$ T e $V \neq 0$. Analogamente, faz-se a comparação entre o máximo de $T_{\downarrow}(B = 6.0\ \mathrm{T}, V, \varepsilon_z)$ com $T(B = 0, V, \varepsilon_z)$ e o máximo de $T(B = 0, V, \varepsilon_z)$ com $T_{\uparrow}(B = 6.0\ \mathrm{T}, V, \varepsilon_z)$. Lembramos que os máximos ressonantes não são unitários devido a voltagem externa variar linearmente o fundo do poço (veja Fig. 5-3) fazendo com que a condição de ressonância no interior do poço seja desobedecida, i.e., $D \neq n\lambda/2$, onde n é um inteiro. Os parâmetros D e λ são, respectivamente, a largura do poço e o comprimento de onda.

Na Fig. 5-4, os gráficos de $T(B = 0, V, \varepsilon_z = 1.0\ \mathrm{meV}) - T^2(B = 0, V, \varepsilon_z = 1.0\ \mathrm{meV})$ e $T(B = 0, V, \varepsilon_z = 1.0\ \mathrm{meV})$ essencialmente coincidem, exceto em magnitude. Isto ocorre devido o máximo ressonante de $T(B = 0, V, \varepsilon_z)$ corresponder ao primeiro estado quase ligado do poço (curva preta da Fig. 5-3) que faz com que a transmissão de elétron seja baixa (entre 0 e 0.069, curva preta da Fig. 5-4). Isto faz $T^2(B = 0, V, \varepsilon_z)$ ser muito pequeno comparado

[1] A altura inicial $V_o = 15.0$ meV de cada barreira diminui para elétron com spin down e aumenta para elétron com spin up na presença de campo magnético externo.

com $T(B = 0, V, \varepsilon_z)$ e $T(B = 0, V, \varepsilon_z) \sim T(B = 0, V, \varepsilon_z) - T^2(B = 0, V, \varepsilon_z)$. Em outras palavras, elétron no interior do poço, essencialmente da forma apresentada pela curva preta na Fig. 5-3, é muito "espalhado". Então, a transmissão de elétron $T(B = 0, V, \varepsilon_z)$ não fica muito diferente da grandeza $T(B = 0, V, \varepsilon_z) - T^2(B = 0, V, \varepsilon_z)$ (veja Fig. 5-4). Lembramos que em barreira simples também houve aproximadamente coincidência entre as formas de $T_\uparrow(B, V, \varepsilon_z)$ e $T_\uparrow(B, V, \varepsilon_z) - T_\uparrow^2(B, V, \varepsilon_z)$ para transmissão baixa de elétron (entre 0 e 0.23 para $B > 2.5$ T, curvas preta e azul escura na Fig. 4-6). Analogamente ao $T(B = 0, V, \varepsilon_z)$, as formas de $T_\downarrow(B = 6.0\ \mathrm{T}, V, \varepsilon_z) - T_\downarrow^2(B = 6.0, \mathrm{T}V, \varepsilon_z)$ e $T_\uparrow(B = 6.0\ \mathrm{T}, V, \varepsilon_z) - T_\uparrow^2(B = 6.0\ \mathrm{T}, V, \varepsilon_z)$ assemelham-se, respectivamente, as formas de $T_\downarrow(B = 6.0\ \mathrm{T}, V, \varepsilon_z)$ e $T_\uparrow(B = 6.0\ \mathrm{T}, V, \varepsilon_z)$.

5.2 Corrente média dependente de spin pela barreira dupla

Nesta seção, calcula-se a corrente média dependente de spin através de duas barreiras de $Zn_{0.939}Mn_{0.061}Se$ alternadamente entre o poço de ZnSe [Fig. 5-1 (b) e (c)]. O cálculo é feito numericamente para as Eqs. (3.22) e (3.24). As características da barreira dupla são as mesmas descrita na seção anterior (Sec. 5.1).

A curva preta da Fig. 5-5 mostra a corrente média $J(B = 0, V)$ começando a surgir através da barreira dupla para voltagem externa $V \sim 8.0$ mV. O estado quase ligado $\varepsilon_z \sim 9.0$ meV (curva preta na Fig. 5-2) entre as barreiras é abaixado da metade da voltagem externa (8.0 mV), i.e., ε_z chega na energia de Fermi ([13], Cap. I) $\varepsilon_f = 5.0$ meV. Isto faz a corrente começar a fluir pela barreira dupla. Para V de 8.0 mV à 18.0 mV, o estado quase ligado ε_z abaixa mais 5.0 meV, ou seja, passa pelos 5.0 meV do mar de Fermi, fazendo com que a corrente cresça e decaia quase que exponencialmente. O máximo de corrente pela barreira dupla é atingido quando $V \sim 18.0$ mV e corresponde a $\varepsilon_z \sim 9.0$ meV. Isto porque ε_z é abaixado da metade dos 18.0 mV e começa a ficar abaixo do mar de Fermi. Para $V > 18.0$ mV, a corrente começa a

crescer novamente. Este crescimento corresponde ao segundo estado quase ligado do poço, que começa a coincidir com o nível de Fermi. Em outras palavras, o comportamento da corrente para o primeiro estado quase ligado começa a se repetir para o segundo estado.

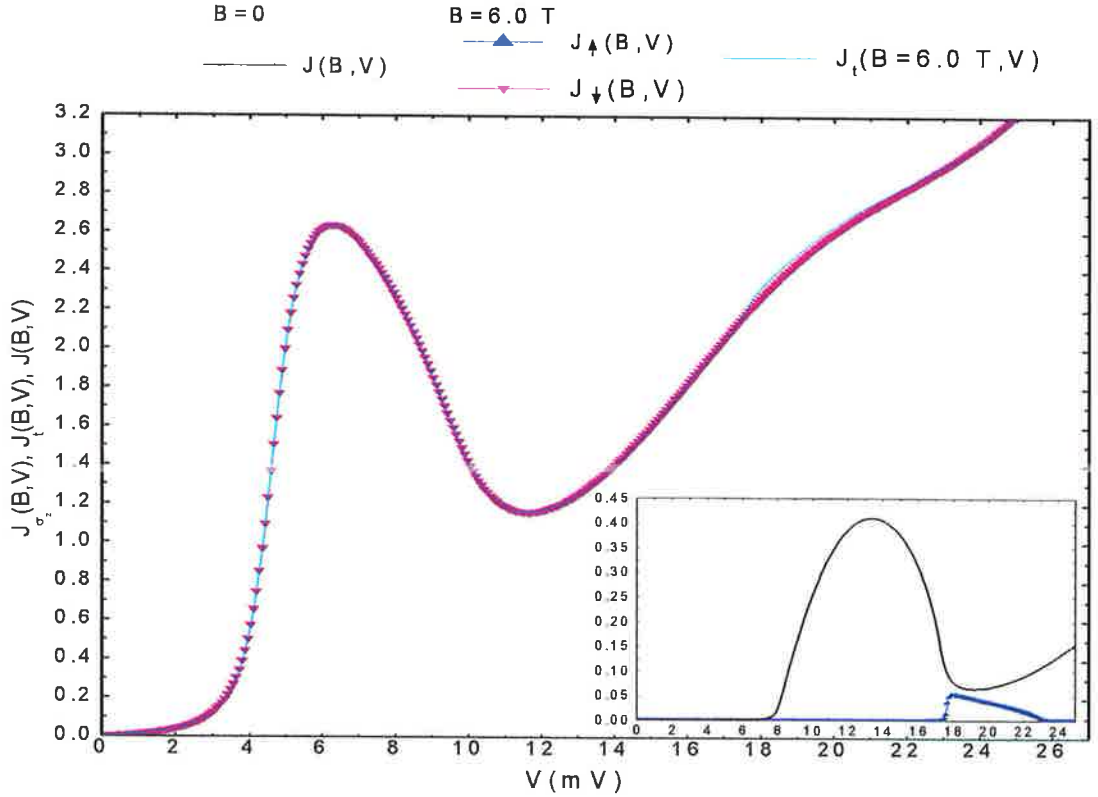

Figura 5-5: Separação da corrente média por duas barreiras de $Zn_{1-x}Mn_xSe$ dependente de spin. A curva preta é a corrente média $J(B,V)$ para $B = 0$. Quando $B = 6.0$ T, as curvas azul de triângulos up, rosa de triângulos down e azul clara são a componente de spin up da corrente $J_\uparrow(B,V)$, a componente de spin down da corrente $J_\downarrow(B,V)$ e a corrente total $J_t(B,V)$, respectivamente. A corrente média encontra-se dividida pelo fator $e^2/4\pi^2\hbar^2c$, onde e representa a carga do elétron e c é a notação para a velocidade da luz.

Para $B = 6.0$ T, a barreira dupla depende do spin do elétron. Isto faz com que a corrente média seja "decomposta" em corrente de spin down $J_\downarrow(B,V)$ e spin up $J_\uparrow(B,V)$ (Fig. 5-5) por meio do $T_\downarrow(B,V,\varepsilon_z)$ e $T_\uparrow(B,V,\varepsilon_z)$, respectivamente. As formas da $J_\downarrow(B,V)$ e $J_\uparrow(B,V)$ são

analisadas, analogamente a $J(B = 0, V)$, pelo efeito de V sobre os estados quase ligados de spin down e up, respectivamente ($T_{\downarrow}(B, V, \varepsilon_z)$ e $T_{\uparrow}(B, V, \varepsilon_z)$ nas Figs. 5-2 e 5-4).

A corrente total $J_t(B, V)$ coincide com a $J_{\downarrow}(B, V)$, exceto entre 17.0 mV e 23.8 mV (curvas azul clara e rosa de triângulos down, Fig. 5-5). Este efeito é devido a barreira dupla diminuir de altura para elétron com spin down e aumentar de altura para elétron com spin up quando $B = 6.0$ T (Fig. 5-4, as barreiras de spin são mais simétricas para elétrons de spin up do que para spin down). Este comportamento faz o estado quase ligado ser empurrado muito acima no nível de Fermi, isto faz $J_{\uparrow}(B, V)$ pela barreira dupla aparecer para V de 17.0 mV à 23.8 mV e ser muito pequena comparada com $J_{\downarrow}(B, V)$. Em outras palavras, um novo canal de transporte se abre entre 17.0 mV e 23.8 mV, i.e., o canal de spin up. Então, na presença de voltagem e campo magnético externos, o potencial da dupla camada de $Zn_{0.939}Mn_{0.061}Se$ alternadamente entre ZnSe comporta-se também como se fosse um "filtro de spin".

5.2.1 Shot noise em potencial de barreira dupla

Aqui, shot noise (flutuação da corrente) para baixa freqüência é calculado em estrutura de duas barreiras de $Zn_{0.939}Mn_{0.061}Se$ com um poço entre ambas de ZnSe [Fig. 5-1(b) e (c)]. Neste cálculo, efeitos de voltagem e campo magnético externos são considerados [Eqs. (3.42) e (3.43)]. As dimensões do potencial são as mesmas descrita na Sec. 5.1.

A forma geral do shot noise $S(B = 0, V)$ em função da voltagem externa (Fig. 5-6, curva preta) é essencialmente a mesma da corrente $J(B = 0, V)$ (curva preta na Fig. 5-5), exceto em magnitude. Esta semelhança surge porque a transmissão de elétron através da barreira dupla é baixa (Fig. 5-4) e corresponde ao primeiro estado quase ligado $\varepsilon_z \sim 9.0$ meV, que é puxado da metade da voltagem externa para dentro do poço entre as barreiras. Isto faz os máximos ressonantes de $T(B, V, \varepsilon_z)$ e $T(B, V, \varepsilon_z)[1 - T(B, V, \varepsilon_z)]$ ocorrerem aproximadamente para a

mesma voltagem e $T(B,V,\varepsilon_z) \sim T(B,V,\varepsilon_z)[1-T(B,V,\varepsilon_z)]$, exceto para o valor da voltagem onde os máximos ressonantes ocorrem (Fig. 5-4, curvas preta e cinza). Lembre-se a corrente e o shot noise essencialmente são proporcionais as integrais de $T(B,V,\varepsilon_z)$ e $T(B,V,\varepsilon_z)[1-T(B,V,\varepsilon_z)]$ em ε_z, respectivamente. Veja que $V \sim 8.0$ mV puxa o nível de energia $\varepsilon_z \sim 9.0$ meV do poço para coincidir com o nível de Fermi $\varepsilon_f = 5.0$ meV. Então, a transmissão de elétron começa ocorrer e o shot noise começa a surgir ($V \sim 8.0$ mV, curva preta na Fig. 5-6).

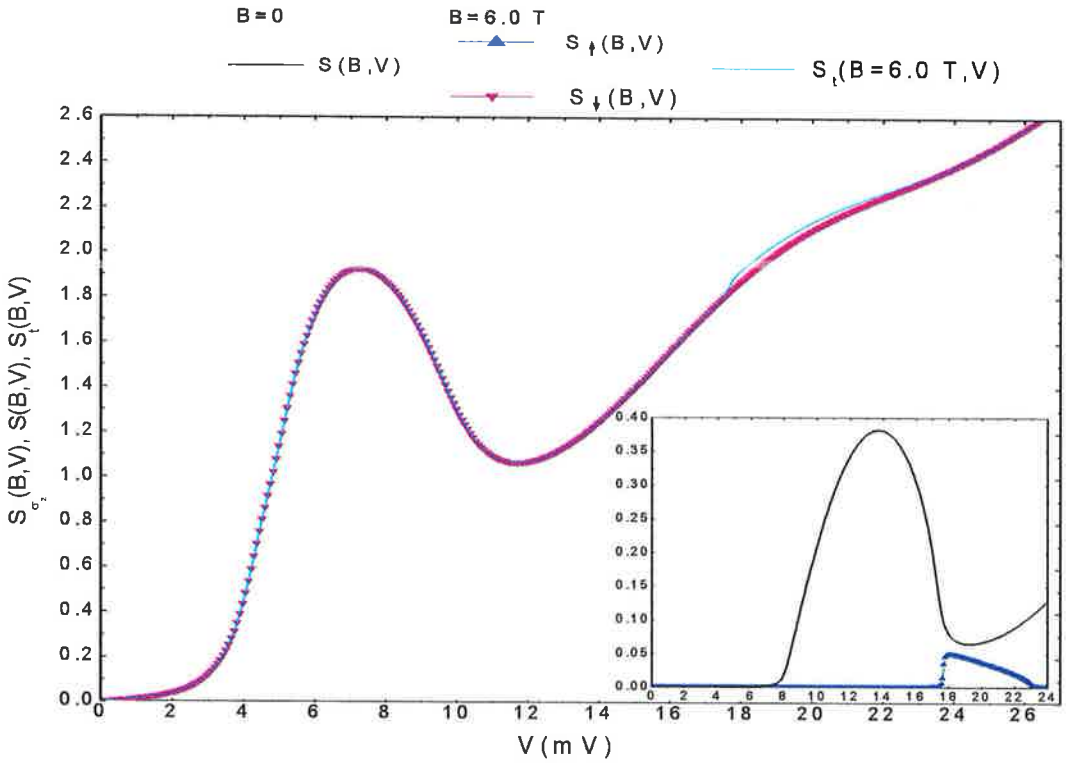

Figura 5-6: Shot noise dependente de spin pela estrutura de barreira dupla de $Zn_{1-x}Mn_xSe$. Para $B = 0$, o shot noise $S(B,V)$ é apresentado na curva preta. Quando $B = 6.0$ T, o shot noise total $S_t(B,V)$ e suas componentes de spin up $S_\uparrow(B,V)$ e spin down $S_\downarrow(B,V)$ são apresentadas nas curvas azul clara, azul de triângulos up e rosa de triângulos down, respectivamente. O termo $e^3/2\pi^2\hbar^2c$ está dividindo o shot noise. A constante e é a notação para a carga do elétron e c representa a velocidade da luz.

Analogamente ao $S(B=0,V)$, o shot noise total $S_t(B,V)$ e suas componentes $S_\downarrow(B,V)$ e $S_\uparrow(B,V)$, para $B = 6.0$ T, apresentam aproximadamente os mesmos comportamentos de $J_t(B,V)$, $J_\downarrow(B,V)$ e $J_\uparrow(B,V)$, respectivamente, Figs. 5-6 e 5-5. Para elétron com spin up e elétron com spin down a altura ($V_o = 15.0$ meV) da barreira dupla aumenta e diminui na presença de campo magnético, respectivamente (as barreiras de spin são mais simétricas para elétrons de spin up do que para spin down). Isto faz o $T_\downarrow(B,V,\varepsilon_z)$, para $B = 6.0$ T e $V \neq 0$, ser dominante comparado com $T(B,V,\varepsilon_z)$ e $T_\uparrow(B,V,\varepsilon_z)$. Então, $S_\uparrow(B,V)$ é aproximadamente nulo e as formas de $S_\downarrow(B,V)$ e $S_t(B,V)$ coincidem, exceto entre 17.0 mV e 23.8 mV, onde o canal de spin up está aberto.

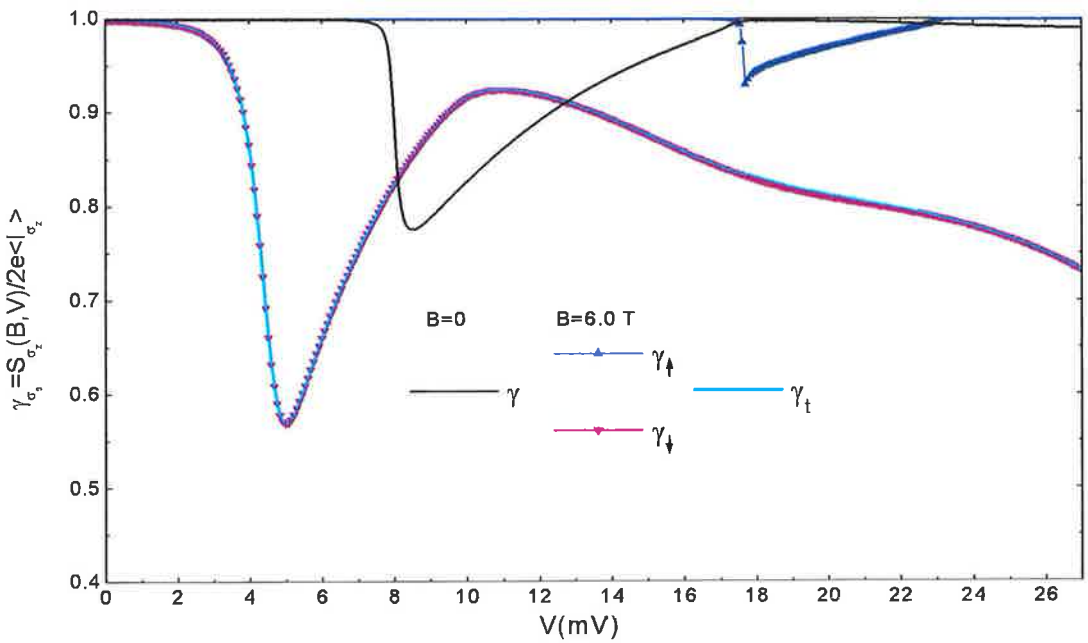

Figura 5-7: Fator fano dependente de spin γ_{σ_z} como função da voltagem externa na barreira dupla. Para $B = 0$, a curva preta mostra o fator fano γ. As curvas azul de triângulos up, rosa de triângulos down e azul clara mostram o fator fano de spin up $\gamma_\uparrow$, fator fano de spin down $\gamma_\downarrow$ e fator fano total γ_t, respectivamente, para $B = 6.0$ T.

O fator fano de spin up $\gamma_\uparrow$ é unitário, com exceção entre 17.0 mV e 23.8 mV (Fig. 5-7, gráfico azul de triângulos up). Este comportamento mostra que $S_\uparrow(B = 6.0\ \mathrm{T}, V)$ está anulando-se para voltagens onde $\gamma_\uparrow$ é unitário, i.e., a reflexão de elétrons com spin up pela barreira dupla é aproximadamente não aleatória (unitária). Os valores de $\gamma_\uparrow$ próximos da unidade entre 17.0 mV e 23.8 mV indicam que a transmissão de elétrons com spin up é muito pequena (muito abaixo do valor unitário) fazendo com que $S_\uparrow(B = 6.0\ \mathrm{T}, V)$ seja aproximadamente suprimido. O decrescimento abrupto de $\gamma_\uparrow$ atingindo um mínimo ($\sim$ 0.93) e o crescimento para valor unitário correspondem ao surgimento abrupto de $S_\uparrow(B = 6.0\ \mathrm{T}, V)$ atingindo um máximo e o decrescimento para aproximadamente zero (gráfico azul de triângulos up, Fig. 5-6).

Analogamente ao $\gamma_\uparrow$, são analisados o fator fano de spin down $\gamma_\downarrow$, o fator fano total γ_t e o fator fano γ. Observe pela Fig. 5-7 que os gráficos de $\gamma_\downarrow$ e γ_t coincidem, à exceção entre 17.0 mV e 23.8 mV. Isto ocorre, embora $\gamma_t = S_\uparrow(B,V)/2e\,\langle I_t\rangle + S_\downarrow(B,V)/2e\,\langle I_t\rangle$ seja diferente de $\gamma_\uparrow + \gamma_\downarrow = S_\uparrow(B,V)/2e\,\langle I_\uparrow\rangle + S_\downarrow(B,V)/2e\,\langle I_\downarrow\rangle$, porque $S_\uparrow(B = 6.0\ \mathrm{T}, V) \sim 0$ devido a transmissão não aleatória (próxima de zero) de elétrons com spin up pela barreira dupla. Para voltagem entre 17.0 mV e 23.8 mV um canal de spin up começa ser aberto na barreira dupla e os gráficos de $\gamma_\downarrow$ e γ_t tornam-se "ligeiramente" separados. Para este comportamento lembre-se que as barreiras de spin são mais simétricas (barreiras altas e poço profundo entre as mesmas) para elétrons de spin up do que para spin down quando $B = 6.0$ T. Isto faz a transmissão de elétrons de spin up ser muito pequena comparada com a transmissão de spin down.

Os valores de $\gamma_\downarrow$ em geral menores que os valores de $\gamma_\uparrow$ e γ (Fig. 5-7), mas não unitários, informam essencialmente que $T_\downarrow(B,V,\varepsilon_z)[1 - T_\downarrow(B,V,\varepsilon_z)]$ é maior e dominante com relação a $T_\uparrow(B,V,\varepsilon_z)[1 - T_\uparrow(B,V,\varepsilon_z)]$ e $T(B,V,\varepsilon_z)[1 - T(B,V,\varepsilon_z)]$. Esta informação a corrente média não contém por ser proporcional a integral da transmissão de elétron em energia.

Ressaltamos que o shot noise e o fator fano total são dominados pela componente de spin

down em barreira dupla de $Zn_{0.939}Mn_{0.061}Se$ (altura $V_o = 15.0$ meV para $V = 0$) alternadamente entre ZnSe na presença de $B = 6.0$ T e $V \neq 0$. Então, o shot noise e o fator fano total indicam uma maneira de caracterizar corrente polarizada de spin em barreira dupla de $Zn_{0.939}Mn_{0.061}Se$ comparando a corrente média com ambos (o shot noise e o fator Fano).

Capítulo 6

Conclusão

Na Ref. [9], foi mostrado a primeira investigação teórica recente sobre corrente através de um potencial retangular da estrutura $Zn_{1-x}Mn_xSe$ entre ZnSe na presença de campo magnético e temperatura baixa. Nesta dissertação, originalmente generalizamos o estudo apresentado na Ref. [9] considerando efeitos de campos magnético e elétrico externos em potenciais simples e duplos da estrutura $Zn_{1-x}Mn_xSe$ alternadamente entre ZnSe. Consideramos também duas concentrações diferentes de Mn para formação dos potenciais, i.e., $x = 0.05$ e $x = 0.061$, respectivamente, para barreiras simples e duplas. Adicionalmente, e mais importante, apresentamos a primeira investigação teórica e numérica de shot noise (flutuação da corrente) em barreiras simples e duplas da estrutura contendo Mn.

Utilizamos o modelo quântico de transporte (Refs. [10] e[11]) para nossas investigações. Neste modelo, o "espalhamento" do elétron pelo potencial dependente de spin é descrito pela matriz $\hat{s}$ de espalhamento. Esta matriz contém como elementos as amplitudes de transmissão e reflexão dependentes de spin. Com o modelo quântico deduzimos as expressões da corrente e do shot noise[1], as quais mostraram-se dependentes de spin através das amplitudes de transmissão.

[1] Determinamos o shot noise para o limite de freqüências baixas, i.e., a freqüência que o período é longo comparado com o período do pulso de corrente ou qualquer tempo associado com o transporte através do potencial da estrutura.

Nossos cálculos para barreira simples indicam que o potencial da estrutura $Zn_{0.95}Mn_{0.05}Se$, na presença de campo magnético e voltagem externos, comporta-se de modo análogo a um "filtro de spin". Este "filtro" apresenta a característica relevante de "interromper" a corrente com spin up, para voltagem $V = 0$ e $V \neq 0$, a medida que o campo magnético cresce. A corrente total é então dominada pela corrente de spin down (veja Fig. 4-8, Cap. 4). Este comportamento surge pois para elétron com spin up, o potencial da camada de $Zn_{0.95}Mn_{0.05}Se$ torna-se uma barreira que cresce em altura conforme o campo magnético cresce. Isto faz a transmissão de elétron com spin up decai exponencialmente para zero com o campo magnético crescente. Já para elétron com spin down, o potencial da camada de $Zn_{0.95}Mn_{0.05}Se$ torna-se um poço na presença do campo magnético. Este poço possibilita transmissão de elétron com spin down muito maior do que zero (veja Fig. 4-4, Cap. 4). Os cálculos indicam também que a corrente com spin down é maior para $V \neq 0$ do que para $V = 0$. Este resultado é devido elétron com spin down ser menos "espalhado" para poço com $V \neq 0$ do que para $V = 0$. Analogamente, a corrente com spin up é maior para $V \neq 0$ do que para $V = 0$, mas não deixa de ser suprimida com o campo magnético crescente.

Em barreira simples de $Zn_{0.95}Mn_{0.05}Se$, o shot noise de spin up $S_{\uparrow}(B, V)$ é suprimido a medida que o campo magnético cresce tanto na presença de $V = 0$ como de $V \neq 0$. Após a supressão do $S_{\uparrow}(B, V)$, o shot noise total $S_t(B, V)$ passa a ser dominado pelo shot noise de spin down $S_{\downarrow}(B, V)$. Estes comportamentos ocorrem devido a transmissão de elétrons com spin down $T_{\downarrow}(B, V, \varepsilon_z)$ ser pouco aleatória (próxima da unitária, Figs. 4-4 e 4-7 no Cap. 4). Já a transmissão de elétrons com spin up $T_{\uparrow}(B, V, \varepsilon_z)$ decai para zero conforme B cresce (Figs. 4-3 e 4-6 no Cap. 4). Lembre-se que o shot noise é essencialmente proporcional a integral de $T_{\sigma_z}(B, V, \varepsilon_z)[1 - T_{\sigma_z}(B, V, \varepsilon_z)]$ em energia. Nosso estudo preliminar sugere também que o $S_t(B, V)$, quando $S_{\uparrow}(B, V) \sim 0$, é mais atenuado para $V \neq 0$ do que para $V = 0$ porque

$T_\uparrow(B, V \neq 0, \varepsilon_z) > T_\uparrow(B, V = 0, \varepsilon_z)$. Analogamente ao $S_t(B, V)$, o fator fano total γ_t indica mais atenuação para $V \neq 0$ do que para $V = 0$ (γ_t cresce abaixo do valor de aproximadamente 0.2).

O potencial de barreira dupla de $Zn_{0.939}Mn_{0.061}Se$ alternadamente entre ZnSe, na presença de voltagem e campo magnético externos, comporta-se também como se fosse um "filtro de spin". Para $B = 6.0$ T, a barreira dupla (altura $V_o = 15.0$ meV para $x = 0.061$ e $B = 0$) depende do spin do elétron. A corrente média fica então "decomposta" em corrente de spin down $J_\downarrow(B, V)$ e spin up $J_\uparrow(B, V)$ por meio do $T_\downarrow(B, V \neq 0, \varepsilon_z)$ e $T_\uparrow(B, V \neq 0, \varepsilon_z)$, respectivamente. Aqui, as correntes pela barreira dupla são resultantes da transmissão de elétrons correspondentes ao primeiro estado ressonante quase ligado do poço entre as barreiras para $V \neq 0$. Pelas duas barreiras abre-se um "pequeno" canal de spin up [supressão da $J_\uparrow(B, V)$] e a $J_t(B, V)$ é composta essencialmente da $J_\downarrow(B, V)$. Isto ocorre porque a barreira dupla diminui de altura para elétron com spin down e aumenta de altura para elétron com spin up quando $B = 6.0$ T. Então, elétron com spin up, para o primeiro estado quase ligado, é muito "espalhado" no interior do poço entre as barreiras; isto faz $T_\uparrow(B, V, \varepsilon_z) \ll 1$. Lembre-se que a corrente é essencialmente proporcional a integral de $T_{\sigma_z}(B, V, \varepsilon_z)$ em energia.

O shot noise dependente de spin em dupla barreira de $Zn_{0.939}Mn_{0.061}Se$, para $B = 6.0$ T e em função da voltagem, apresenta aproximadamente o mesmo comportamento e forma da corrente média dependente de spin, exceto em magnitude. A causa é que, para $B = 6.0$ T, um elétron no interior do poço é muito "espalhado" para a transmissão correspondente ao primeiro estado quase ligado do poço. Isto faz $T_{\sigma_z}(B, V, \varepsilon_z)$ ser muito menor que o valor unitário e $T_{\sigma_z}(B, V, \varepsilon_z) \sim T_{\sigma_z}(B, V, \varepsilon_z)[1 - T_{\sigma_z}(B, V, \varepsilon_z)]$. Este comportamento de $T_{\sigma_z}(B, V, \varepsilon_z)$ é indicado pelos valores próximos do unitário do fator fano dependente de spin. A semelhança entre shot noise e corrente dependentes de spin não ocorre em barreira simples. Isto porque a

transmissão de elétron dependente de spin através da barreira simples é pouco aleatória, i.e., tem valores próximos do unitário [$T_{\downarrow}(B, V, \varepsilon_z)$, Figs. 4-4 e 4-7 no Cap. 4] ou afastando-se de modo abrupto do valor unitário [$T_{\uparrow}(B, V, \varepsilon_z)$, Figs. 4-3 e 4-6 no Cap. 4).

Nossos estudos prelininares de corrente e shot noise, em barreiras simples da estrutura de $Zn_{0.95}Mn_{0.05}Se$ e barreira dupla da camada de $Zn_{0.939}Mn_{0.061}Se$ na presença de campo magnético e voltagem externos, sugerem uma maneira interessante de caracterizar-se adicionalmente correntes de spin polarizadas nestes sistemas: analisando-se contrastes entre medidas de corrente e suas flutuações. Em determinadas faixas de parâmetros o shot noise e a corrente média apresentam comportamentos qualitativamente diferentes.

Esperamos que nossas investigações preliminares sobre shot noise e corrente média dependentes de spin motivem esforços experimentais adicionais nesta área.

Apêndice A

Teoria da matriz transferência para a probabilidade de transmissão através de potenciais unidimensionais

Tsu e Esaki descreveram pela primeira vez o método da matriz transferência [43] aplicada em heteroestruturas [48]. Este método fornece uma maneira para calcular a probabilidade de transmissão $T(V, \varepsilon_z)$ através de um potencial qualquer V em 1D. Obter $T(V, \varepsilon_z)$ é um passo importantíssimo para calcular a corrente eletrônica. Esta é essencialmente a integral em ε_z de $T(V, \varepsilon_z)$. Outro aspecto interessante é que os máximos de $T(V, \varepsilon_z)$, i.e., as ressonâncias, correspondem aos estados "quase ligados" do potencial.

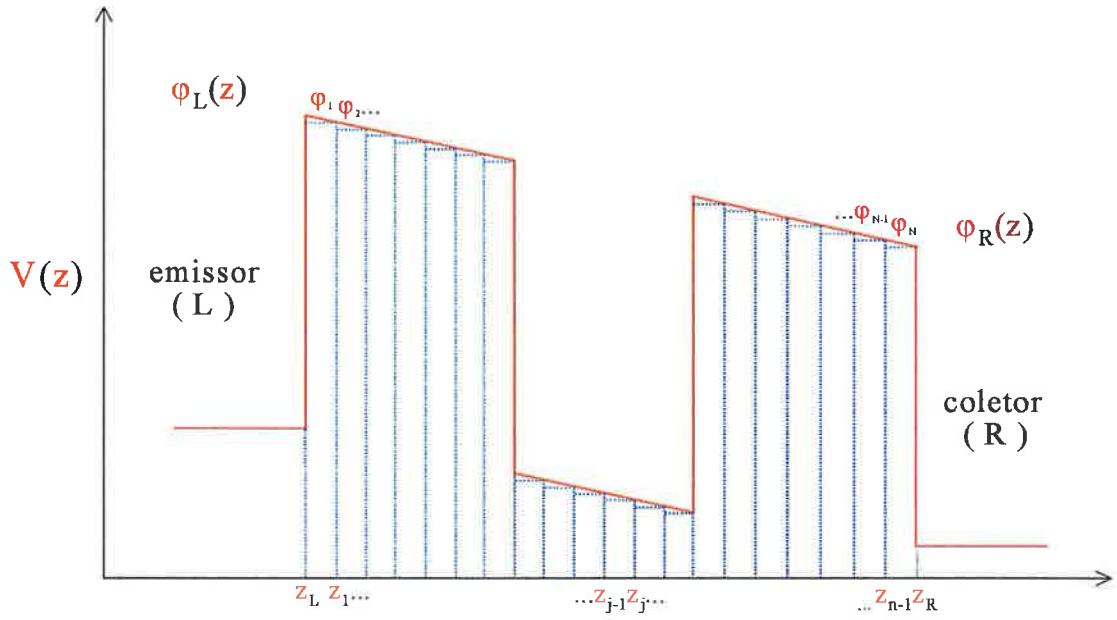

Figura A-1: Discretização do potencial de barreira dupla para a aplicação do método da matriz transferência. As linhas pontilhadas correspondem à discretização do potenicial original em uma série de potênciais retangulares. As funções $\varphi_L(z)$ e $\varphi_R(z)$ representam ondas incidente e transmitida, respectivamente. Os extremos esquerdo (L) e direito (R) da barreira dupla são, respectivamente, o emissor e o coletor de elétrons.

A.1 Descrição do método

Considere a equação de Schrödinger unidimensional para um elétron sujeito ao potencial $V(z)$ [1]

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*}\nabla^2\varphi(z) + V(z)\varphi(z) = \varepsilon_z\varphi(z), \tag{A.1}$$

onde m^* é a massa efetiva do elétron na banda de condução da estrutura, ε_z a energia do elétron e $\varphi(z)$ a função de onda associada ao elétron. Dividindo o potencial $V(z)$ em uma série de potenciais retângulares de altura V^j e extensão $\triangle z$, Fig. A-1; as soluções de (A.1) em ambos

[1] Aqui, estamos considerando problemas de transporte nos quais a equação de Schrödinger é separável, i.e., as coordenadas x e y são desacopladas de z. Neste caso, transporte ao longo de z é unidimensional.

os lados da $j-$ésima interface dos retângulos de energia potencial são ondas planas, i.e.,

$$\varphi^{j}_{k_z^j}(z) = A^{j}_{k_z^j} e^{ik_z^j z} + B^{j}_{k_z^j} e^{-ik_z^j z} \tag{A.2}$$

e

$$\varphi^{(j+1)}_{k_z^{(j+1)}}(z) = A^{(j+1)}_{k_z^{(j+1)}} e^{ik_z^{(j+1)} z} + B^{(j+1)}_{k_z^{(j+1)}} e^{-ik_z^{(j+1)} z}, \tag{A.3}$$

onde k_z^j e $k_z^{(j+1)}$ são números de ondas complexos definidos por

$$k_z^j = \frac{\sqrt[2]{2m^* \left[\varepsilon_z - V^j(z)\right]}}{\hbar} \tag{A.4}$$

e

$$k_z^{(j+1)} = \frac{\sqrt[2]{2m^* \left[\varepsilon_z - V^{(j+1)}(z)\right]}}{\hbar}. \tag{A.5}$$

A conservação do fluxo de elétrons devido a continuidade da corrente de probabilidade eletrônica ([45], Eq. D-17, Cap. III) de ambos os lados da interface entre os retângulos j e $j+1$, e a exigência da continuidade da onda associada ao elétron nesta interface originam as seguintes condições na $j-$ésima interface

$$\frac{d\left[\varphi^{j}_{k_z^j}(z)\right]}{dz} \mid_{z=z_j} = \frac{d\left[\varphi^{(j+1)}_{k_z^{(j+1)}}(z)\right]}{dz} \mid_{z=z_j} \tag{A.6}$$

e

$$\varphi^{j}_{k_z^j}(z) \mid_{z=z_j} = \varphi^{(j+1)}_{k_z^{(j+1)}}(z) \mid_{z=z_j}. \tag{A.7}$$

Substituindo as expressões (A.2) e (A.3) nas expressões (A.6) e (A.7), obtemos a relação entre os coeficientes A e B da função de onda de ambos os lados da j interface

$$\begin{pmatrix} A^{(j+1)}_{k_z^{((j+1)}} \\ B^{(j+1)}_{k_z^{(j+1)}} \end{pmatrix} = M^j \begin{pmatrix} A^j_{k_z^j} \\ B^j_{k_z^j} \end{pmatrix}, \tag{A.8}$$

com

$$M^j = \begin{pmatrix} \delta^j_+ F & \delta^j_- \frac{1}{D} \\ \delta^j_- D & \delta^j_+ \frac{1}{F} \end{pmatrix}, \tag{A.9}$$

onde

$$\delta^j_\pm = \frac{1}{2}\left(1 \pm \frac{k_z^j}{k_z^{(j+1)}}\right), \; F = e^{i(k_z^j - k_z^{(j+1)})z_j} \text{ e } D = e^{i(k_z^j + k_z^{(j+1)})z_j} \; . \tag{A.10}$$

A partir da Eq. (A.8), podemos relacionar os coeficientes $A^{(j+1)}_{k_z^{((j+1)}}$ e $B^{(j+1)}_{k_z^{(j+1)}}$ no coletor (R) e os coeficientes $A^j_{k_z^j}$ e $B^j_{k_z^j}$ no emissor (L) via

$$\begin{pmatrix} A^R_{\varepsilon_z} \\ B^R_{\varepsilon_z} \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} A^L_{\varepsilon_z} \\ B^L_{\varepsilon_z} \end{pmatrix}, \tag{A.11}$$

onde

$$M = M^N M^{N-1} M^{N-2} ... M^2 M^1 \tag{A.12}$$

é a chamada matriz transferência com cada M^N gerada da Eq. (A.9).

Assumindo que a onda do elétron incida da esquerda para a direita (emissor-coletor), temos a seguinte condição inicial (Eq. 2.16, Cap.2 da Ref. [13])

$$\begin{pmatrix} A^L_{\varepsilon_z} \\ B^R_{\varepsilon_z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \tag{A.13}$$

Esta condicão substituída na Eq. (A.11), juntamente com a matriz transferência (A.12), determina o coeficiente $A^R_{\varepsilon_z}$ da onda transmitida através do potencial da heteroestrutura.

A corrente de probabilidade transmitida dividida pela corrente de probabilidade incidente define a probabilidade de transmissão (coeficiente de transmissão) $T(V, \varepsilon_z)$ em termos dos coeficientes $A^R_{\varepsilon_z}$ e $A^L_{\varepsilon_z}$

$$T(V, \varepsilon_z) = \frac{k_z^R}{k_z^L} \frac{\left|A^R_{\varepsilon_z}\right|^2}{\left|A^L_{\varepsilon_z}\right|^2}. \tag{A.14}$$

A probalidade de reflexão (coeficiente de reflexão) $R(V, \varepsilon_z)$ é determinada pela conservação do fluxo de partículas, i.e.,

$$T(V, \varepsilon_z) + R(V, \varepsilon_z) = 1, \tag{A.15}$$

então

$$R(V, \varepsilon_z) = 1 - \frac{k_z^R}{k_z^L} \frac{\left|A^R_{\varepsilon_z}\right|^2}{\left|A^L_{\varepsilon_z}\right|^2}. \tag{A.16}$$

A.2 Aplicação

O método da matriz transferência é implementado numericamente gerando-se o potencial desejado para fornecer as energias $V^j(z)$ e $V^{(j+1)}(z)$ sobre domínio de interesse e os correspondentes números de onda complexo k_z^j e $k_z^{(j+1)}$. Estes são utilizados para formar os elementos da matriz M^j. Destas, via multiplicação matricial, origina-se a matriz M conectora dos coeficientes $A^R_{\varepsilon_z}$ e $A^L_{\varepsilon_z}$. Estes coeficientes determinam $T(V, \varepsilon_z)$ e $R(V, \varepsilon_z)$ pelas Eqs. (A.14) e (A.16), respectivamente.

Figura A-2 mostra que o gráfico de $T(V, \varepsilon_z)$, obtido numericamente pelo método da matriz transferência, coincide com o mesmo gráfico gerado analiticamente. O resultado é para barreira

dupla com os dados numéricos da Ref. [48] e expressão analítica

$$\frac{A^R_{\varepsilon_z}}{A^L_{\varepsilon_z}} = e^{-i\mathbb{k}_z(2d+D)} \left\{ \left[\cosh(k_z d) - i \frac{2\varepsilon_z - V_o}{2\sqrt[2]{\varepsilon_z(V_o - \varepsilon_z)}} \sinh(k_z d) \right]^2 e^{-i\mathbb{k}_z D} + \frac{V_o^2}{4\varepsilon_z(V_o - \varepsilon_z)} \left[\sinh^2(k_z d) \right] e^{i\mathbb{k}_z D} \right\}^{-1}, \tag{A.17}$$

onde V_o e d são a altura e a largura da barreira, respectivamente; D é a largura do poço entre as barreiras, $\mathbb{k} = \frac{\sqrt[2]{2m^*\varepsilon_z}}{\hbar}$ e $k_z = \frac{\sqrt[2]{2m^*(V_o - \varepsilon_z)}}{\hbar}$ se $\varepsilon_z < V_o$. Observe ainda os dois importantes picos ressonantes de $T(V, \varepsilon_z)$ correspondentes aos estados "quase ligados" $\varepsilon_z \sim 0.08$ eV e $\varepsilon_z \sim 0.31$ eV entre as barreiras.

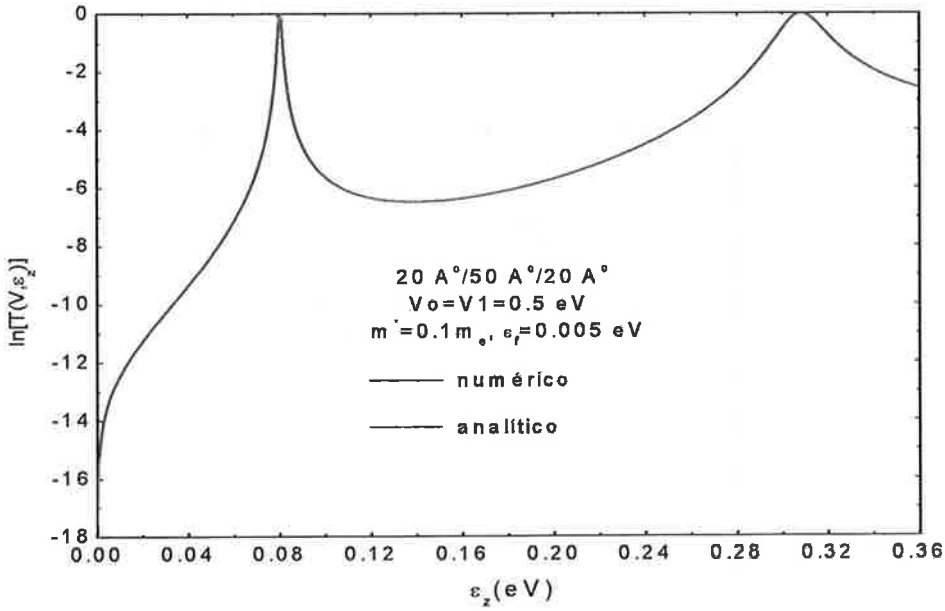

Figura A-2: Log natural do coeficiente de transmissão de elétrons pela barreira dupla. A curva azul é gerada numericamente. A curva rosa é obtida da expressão analítica (A.17). As alturas das barreiras são V_o e V_1; m^*, ε_f e ε_z são a massa efetiva do elétron, a energia de Fermi e a energia do elétron, respectivamente.

Como um teste adicional fizemos também o cálculo do coeficiente de transmissão $T_{\downarrow}(B,\varepsilon_z)$ para uma barreira simples dependente do campo magnético B. Este resultado mostra que os gráficos analítico e numérico de $T_{\downarrow}(B,\varepsilon_z)$ coincidem, Figura A-3. Ambos os cálculos são com os dados da Ref. [9], onde a expressão analítica é

$$T_{\downarrow}(B,\varepsilon_z) = \left\{ 1 + \frac{\sin^2\left[\sqrt[2]{\frac{2m^*(\frac{x|\langle S_z\rangle|N_o\alpha}{2}+\varepsilon_z)}{\hbar^2}}L\right]}{4(\frac{\varepsilon_z}{x|\langle S_z\rangle|N_o\alpha/2})(\frac{\varepsilon_z}{x|\langle S_z\rangle|N_o\alpha/2}+1)} \right\}^{-1}, \tag{A.18}$$

com L sendo a largura da barreira. O termo $x\,|\langle S_z\rangle|\,N_o\alpha/2$ é a altura da barreira. Esta é obtida da Eq. (2.15), onde x é a concentração de Mn, $N_o\alpha$ é a constante de troca $s-d$ e $\langle S_z\rangle$ é a média térmica das componentes de spin do Mn na direção do campo magnético.

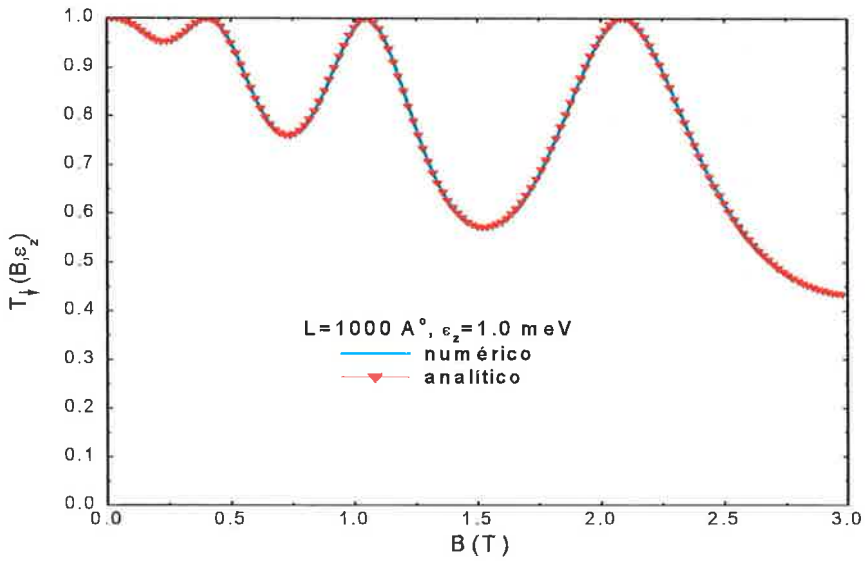

Figura A-3: Coeficiente de transmissão de elétron com spin down pela barreira simples em função do campo magnético B. As curvas azul e rosa de triângulos down são obtidas, respectivamente, numérica e analiticamente para $\varepsilon_z = 1.0$ meV. A largura da barreira é $L = 1000$ Å.

Os resultados apresentados nesta seção mostram que nossa implementação do método da matriz transferência funciona muito bem. Este método é então utilizado para calcularmos coeficiente de transmissão através de potenciais da estrutura $Zn_{1-x}Mn_xSe$ alternadamente entre ZnSe na presença de campos magnético e elétrico externos (começo dos Caps. 4 e 5).

Apêndice B

Quantização de Landau

Considere uma partícula com carga q em um gás de elétrons tridimensional. Figura B-1 mostra o movimento da partícula sob a ação de campos elétrico $\vec{E}$ e magnético $\vec{B}$ externos constantes na direção z do crescimento da estrutura. Deste modelo, obteremos os níveis de energia e a função de onda a eles associados.

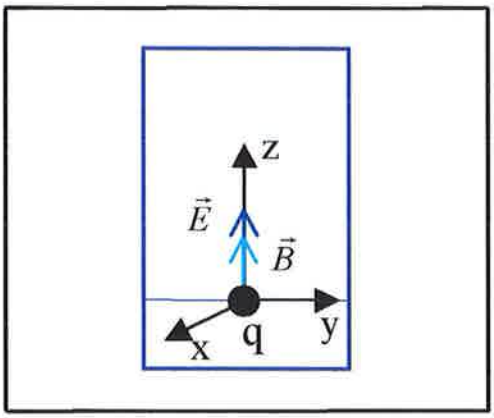

Figura B-1: Partícula de carga q em um gás de elétrons. Campos elétrico $\vec{E}$ e magnético $\vec{B}$ externos constantes estão presentes na estrutura.

B.1 Níveis de Landau e função orbital

O Hamiltoniano de uma partícula de carga q sujeita a campos elétrico $\vec{E}$ e magnético $\vec{B}$ externos é (Apêndice III da Ref. [52] e Cap. 3 da Ref. [45])

$$H_B = \frac{1}{2m_q^*}\left(\vec{p} - q\vec{A}(\vec{r})\right)^2 + V(z),$$

onde $\vec{p}$ é o momento da partícula, m_q^* a massa efetiva da partícula, $\vec{A}(\vec{r})$ o potencial vetor e $V(z)$ a energia potencial correspondente ao potencial não confinante da estrutura. Este hamiltoniano possui, em princípio, mais um termo devido à interação do spin do elétron com o campo magnético (efeito Zeeman ordinário), o qual não estamos considerando por simplicidade. A equação de Schrödinger para H_B é escrita na forma

$$H_B\varphi_\mu(\vec{r}) = \varepsilon\varphi_\mu(\vec{r}), \tag{B.1}$$

onde $\varphi(\vec{r}) \equiv \varphi(x,y,z) = \langle\vec{r}|\varphi\rangle$ é a função de onda na representação $\{|\vec{r}\rangle\}$. Sendo $\vec{B} = (0,0,B)$ e $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$, uma escolha de calibre apropriado é

$$\vec{A}(\vec{r}) = (0, Bx, 0). \tag{B.2}$$

Substituindo (B.2) em H_B, obtemos

$$H_B = \frac{1}{2m_q^*}\left(-i\hbar\frac{\partial}{\partial x}\right)^2 + \frac{1}{2m_q^*}\left(-i\hbar\frac{\partial}{\partial y} + qBx\right)^2 + \frac{p_z^2}{2m_q^*} + V(z). \tag{B.3}$$

O Hamiltoniano (B.3) possui as variáveis x e y desacopladas de z e x acoplada a y.

Para desacoplar a variável x de y usamos o método da separação de variáveis adotando para

(B.1)

$$\varphi_\mu(\vec{r}) = \varphi_n(x)\,\varphi(y)\,\varphi(z), \tag{B.4}$$

onde

$$\varphi(y) = Ae^{ik_y y}, \tag{B.5}$$

porque não há potencial que confina a partícula nas direções x, y e z (a partícula é livre). A constante A é obtida da condição de normalização, $A = \frac{1}{\sqrt{L_y}}$, onde L_y é o comprimento da estrutura na direção y. Substituindo a solução (B.4) e o Hamiltoniano (B.3) em (B.1), a equação de Schrödinger torna-se

$$\begin{aligned}&\left\{\frac{1}{2m_q^*}\left[\frac{\hbar}{i}\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\hbar}{i}\frac{\partial}{\partial x}\right) + (\hbar k_y - qB\,x)^2\right] + V(z) + \right.\\ &\left.\frac{1}{2m_q^*}\frac{\hbar}{i}\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\hbar}{i}\frac{\partial}{\partial z}\right)\right\}\varphi_n(x)\varphi(z) = \varepsilon\varphi_n(x)\varphi(z)\,.\end{aligned} \tag{B.6}$$

A Eq.(B.6) é totalmente independente da coordenada y; k_y é apenas um número real. Então, todas as variáveis estão desacopladas em (B.6), a qual contém duas equações

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_e^*}\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{m_e^*\omega_c^2}{2}(x - x_o)^2\right]\varphi_n(x) = \varepsilon_n\varphi_n(x)\,, \tag{B.7}$$

e

$$\left\{\frac{\partial^2\varphi(z)}{\partial z^2} + \frac{2m_e^*}{\hbar^2}\left[\varepsilon_z - V(z)\right]\right\}\varphi(z) = 0, \tag{B.8}$$

com

$$x_o = \frac{-\hbar c}{eB} k_y = -\lambda^2 k_y = \frac{-1}{\omega_c} \frac{\hbar}{m_e^*} k_y \tag{B.9}$$

e

$$\varepsilon = \varepsilon_z + \varepsilon_n, \tag{B.10}$$

onde $e > 0$ é a carga do elétron e m_e^* é a massa efetiva do mesmo.

A Eq. (B.7) é a equação diferencial do oscilador harmônico em 1D centrado em x_o. Esta possui a seguinte solução (Complemento B_V, Cap. 5 da Ref. [45])

$$\varphi_n(x) = \frac{1}{\sqrt{\lambda}} \frac{1}{\sqrt{2^n n! \sqrt{\pi}}} H_n\left(\frac{x - x_o}{\lambda}\right) e^{\frac{-1}{2\lambda^2}(x - x_o)^2}, \tag{B.11}$$

com os correspondentes níveis de energia (níveis de Landau)

$$\varepsilon_n(k_y) = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c, \tag{B.12}$$

onde $n = 0, 1, 2, ...$ Observe que os níveis de energia $\varepsilon_n(k_y)$ não dependem de k_y, ou seja, os níveis de energia são degenerados.

Para gás de elétrons tridimensional o movimento do elétron na direção z é livre, i.e., o elétron não está sujeito ao efeito de potencial confinante. Então, a solução da Eq. (B.8) são

ondas planas do tipo (A.2) ou (A.3) (Apêndice A) e

$$\varepsilon_z = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_e^*}. \tag{B.13}$$

Agora, a (B.4) associada a partícula no gás de elétrons está determinada pelo produto das Eqs. (B.5), (B.11) e (A.2) ou (A.3). Os correspondentes níveis de energia são obtidos substituindo as energias (B.12) e (B.13) em (B.10), i.e.,

$$\varepsilon_{n,k_y,k_z} = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_e^*} + (n + \frac{1}{2})\hbar\omega_c, \tag{B.14}$$

que são quantizados no plano xy por terem a degenerescência dos níveis de Landau devido a ação do campo magnético B.

A inclusão da interação do campo magnético com o spin do elétron fornecem energias $\pm\frac{1}{2}\mu_B g^* B_z$, onde g^* e μ_B são, respectivamente, a razão giromagnética e o magneton de Bohr. Estas energias geram contribuição muito pequena para aquelas da parte orbital, Eq. (B.14). Então, não estamos considerando o termo $\pm\frac{1}{2}\mu_B g^* B_z$ (efeito Zeeman ordinário).

B.1.1 Cálculo da degenerescência

Cada um dos níveis de energia ε_{n,k_z,k_y} está degenerado em relação a k_y. Esta degenerescência é determinada observando que o centro da função de onda do oscilador harmônico, na estrutura, deve estar entre (Eq. (52), Cap. 8 da Ref. [42])

$$\frac{L_x}{2} < x_o < \frac{L_x}{2}, \tag{B.15}$$

onde L_x é uma dimensão da estrutura. Os valores de k_y permitidos na direção y da estrutura são uniformemente distribuídos e separados por[1]

$$k_y = \frac{2\pi}{L_y}\eta, \tag{B.16}$$

onde $\eta = 0, \pm 1, \pm 2, ...$ Relacionando (B.15) com (B.16), a degenerescência de cada um dos ε_{n,k_z,k_y} (quantidade de k_y) é obtida, i.e.,

$$g_{k_y} = \frac{L_x L_y}{2\pi\lambda^2}, \tag{B.17}$$

com λ^2 dado pela Eq. (B.9).

Os resultados obtidos aqui são utilizados no Cap. 3, onde deduzimos expressões da corrente e do "shot noise" em estrutura de $Zn_{1-x}Mn_xSe$ alternadamente entre ZnSe na presença de campos magnético e elétrico externos.

[1] Condição periódica de contorno sobre a função de onda dependente de y.

Apêndice C

Parâmetros utilizados nas simulações

Aqui, apresentamos os valores das grandezas físicas utilizadas no cálculo numérico das expressões do "shot noise", da corrente e implementação do método da matriz transferência.

- Energia de Fermi..... $\varepsilon_f = 5.0$ meV;
- Spin do elétron..... $\sigma_z = \pm\frac{1}{2}$;
- Massa efetiva do elétron..... $m_e^* = 0.16m_o$, onde m_o é a massa de repouso do elétron;
- Constante de Rydberg..... $R_y = 13.605826$ eV;
- Raio de Bohr..... $a_o = 0.5291$ Å;
- "Integral de troca"..... $N_o\alpha = 0.260$ meV;
- Spin do Mn..... $S = \frac{5}{2}$;
- Fator giromagnético do Mn..... $g_{Mn} = 2$;
- Magneton de Bohr..... $\mu_B = 5.78838263 \times 10^{-5}$ eV/tesla
- "Expressão" $\hbar\omega_c$..... $\hbar\omega_c = \frac{2}{0.16}\mu_B B = 0.72354783 \times B$ (meV), onde B é o campo magnético;

- Constante de Boltzmann..... $k_B = 8.617385 \times 10^{-5}$ eV/K;

- Temperatura do semicondutor..... $T = 5.0$ K;

- Argumento da função de Brillouin..... $\eta = \frac{g_{mn}\mu_B S}{k_B T} B = 0.6717098 \times B$, onde B é o campo magnético;

Barreira simples de $Zn_{1-x}Mn_xSe$:

- Concentração de Mn..... x[1] $= 0.05$;

- Largura da barreira simples..... $\ell = 1000$ Å;

Barreira dupla de $Zn_{1-x}Mn_xSe$:

- Concentração de Mn..... $x = 0.061$

- Largura de cada barreira..... $\ell = 160$ Å;

- Altura de cada barreira..... $V_o = 15.0$ meV;

- Largura do poço de ZnSe..... $\ell = 70$ Å, o poço está entre as barreiras.

[1] Usamos a concentração efetiva de Mn, que é definida por $x_{ef} = x(1-x)^{12}$ (Ref. [9]), em todos os cálculos.

Bibliografia

[1] S. Datta and Biswajit Das, Electronic Analog of the Electro-Optic Modulator, Appl. Phys. Lett. **56**, 665 (1990).

[2] R. Fiederling, M. Keim, G. Reuscher, W. Ossau, G. Schidt, A. Waag and L. W. Molenkamp, Injection and Detection of a Spin-Polarized Current in a Light Emitting Diode, Nature **402**, 787 (1999).

[3] B. T. Jonker, Y. D. Park, B. R. Bennett, H. D. Cheong, G. Kioseglou and A. Petrou, Roust Electrical Spin Injection Into a Semiconductor Heterostructure, Phys. Rev. B **62**, 8180 (2000).

[4] A. Imamoglu, D. D. Awschalom, G. Burkard, D. P. DiVincenzo, D. Loss, M. Sherwin and A. Small, Quantum Information Processing Using Quantum Dot Spins and Cavity QED, Phys. Rev. Lett. **83**, 4204 (1999).

[5] E. Biolatti, R. C. Iotti, P. Zanardi and F. Rossi, Quantum Information With Semiconductor Macroatoms, Phys. Rev. Lett. **85**, 5647 (2000).

[6] A. M. Childs and I. L. Chuang, Universal Quantum Computation With Two-Level Trapped Ions, Phys. Rev. A **63**, 012306 (2000).

[7] J. K. Furdyna, Diluted Magnetic Semiconductors, J. Appl. Phys. **64**, R29 (1988).

[8] J. Kossut, On the Scattering of Conduction Electrons by Magnetic Impurities in Semiconductors of InSb-Type and HgTe-Type Band Structure, Phys. State Solid (b) **72**, 359 (1975).

[9] J. Carlos Egues, Spin-dependent Perpendicular Magnetotransport Through a Tunable $ZnSe/Zn_{1-x}Mn_xSe$ Heterostructure: A Possible Spin Filter?, Phys. Rev. Lett. **80**, 4578 (1998).

[10] G. B. Lesovik, Excess Quantum Noise in 2D Ballistic Point Contacts, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **49**, 513 (1989) [JETP Lett. **49**, 592 (1989)].

[11] Sh. Kogan, Electronic Noise and Fluctuations in Solids, Cambridge University Press (1996).

[12] Ya. M. Blanter and M. Büttiker, Shot Noise in Mesoscopic Conductors, Phys. Rep. 336, 1 (2000).

[13] H. Mizuta and Tomonori Tanque, The Physics and Aplications of Resonant-Tunnelling Diodes, University of Cambridge, Published by Cambridge University Press (1995).

[14] F. G. Brito, J. F. Estanislau and J. C. Egues, Shot Noise in Spin-Polarized Currents, J. Magnetism and Magnetic Materiais, a ser publicado (2001).

[15] Y. P. Li, A. Zaslavsky, D. C. Tsui, M. Santos and M. Shayegan, Noise Characteristics of Double-Barrier Resonant-Tunneling Structures Below 10 kHz, Phys. Rev. B **41**, 8388 (1990).

[16] G. Iannaccone, G. Lombardi, M. Macucci and B. Pellegrini, Enhanced Shot Noise in Tunneling: Theory and Experiment, Phys. Rev. Lett. **80**, 1054 (1998).

[17] H. C. Liu, J. Li, G. C. Aers, C. R. Leavens, M. Buchanan and Z. R. Wasilewski, Shot -Noise Suppression in Resonant Tunneling, Phys. Rev. B **51**, 5116 (1995).

[18] L. Y. Chen and C. S. Ting, Theoretical Investigation of Noise Characteristics of Double-Barrier Resonant-Tunneling Systems, Phys. Rev. B **43**, 4534 (1991).

[19] R. Landauer, Johnson-Nyquist Noise Derived From Quantum Mechanical Transmission, Phys. D **38**, 226 (1989).

[20] J. W. Wilkins, S. Hershfield, J. H. Davies, P. Hyldgaard and C. J. Stanton, Noise As a Diagnostic of Tunneling Mechanisms, Phys. Scr. **T42**, 115 (1992).

[21] R. Landauer and Th. Martin, Equilibrium and Shot Noise in Mesoscopic Systems, Phys. B **175**, 167 (1991).

[22] Th. Martin and R. Landauer, Wave-Packet Approach to Noise in Multichannel Mesoscopic Systems, Phys. Rev. B **45**, 1742 (1992).

[23] J. H. Davies, P. Hyldgaard, S. Hershfield and J. W. Wilkins, Classical Theory of Noise in Resonant Tunneling, Phys. Rev. B **46**, 9620 (1992).

[24] C. J. Stanton and J. W. Wilkins, Hot-Electron Noise in Two-Valley Semiconductors: An Analytic Model, Phys. Rev. B **36**, 1686 (1986).

[25] E. F. Schubert, Doping in III-V Semiconductors, AT&T Bell Laboratories, Published by Cambrigde University Press (1993), Cap IV.

[26] F. L. Pilar, Elementary Quantum Chemistry, University of New Hampshire, Published by McGraw-Hill Book Company- New York (1968), Cap. XII.

[27] I. N. Levine, Quantum Chemistry, Brooklyn College City University of New York, Published by Allyn and Bacon (1970), Cap. XI.

[28] J. V. Quagliano and L. M. Vallarino, Chemistry, Florida State University, Published Prentice-Hall Inc. (1973), Cap. XII.

[29] K. C. Hass and H. Ehrenreich, Electronic and Magnetic Properties of II-VI Diluted Magnetic Semiconductors, J. Cryst. Growth **86,** 8 (1988).

[30] B. E. Larson, K. C. Hass, H. Ehrenreich and A. E. Carlson, Theory of Exchange Interactions and Chemical Trends in Diluted Magnetic Semiconductors, Phys. Rev. B **37**, 4137 (1988).

[31] N. W. Ashcroft and N. David Mermim, Solid State Physics, Cornell University, Published by Saunder College Publishing (1976).

[32] J. K. Furdyna, Electrical, Optical and Magnetic Properties of $Hg_{1-x}Mn_xTe$, J. Vac. Sci. & Technol. **21**, 220 (1982)

[33] J. K. Furdyna, Diluted Magnetic Semiconductors: An Interface of Semiconductor Physics and Magnetism (invited), J. Appl. Phys. **53**, 7637 (1982).

[34] J. R. Reitz, Frederick J. Milford and Robert W. Christy, Foundations of Eletromagnetic Theory, Scientific Laboratory Ford Motor Company, Published by Addison-Wesley (1960), Cap. XI, Sec. III.

[35] F. Reif, Fundamentals of Statistical and Thermal Physics, University of California-Berkeley, Published by McGraw-Hill Kogakusha (1965), Cap. VII, Sec. VIII.

[36] N. Dai, H. Luo, F. C. Zhang, N. Smarth, M. Dobrowolska and J. K. Furdyna, Spin Superlattice Formation in $ZnSe/Zn_{1-x}Mn_xSe$ Multilayers, Phys. Rev. Lett. **67**, 3824 (1991).

[37] J. M. Luttinger and W. Kohn, Motion of Electrons and Holes in Perturbed Periodic Fields, Phys. Rev. **97**, 869 (1955).

[38] J. Carlos Egues, Spin-dependent Phenomena in Mn-based Semiconductor Heterostructures, Ph.D. dissertation, Department of Physics the Ohio State University (1996), Appendix A.

[39] J. C. Slater, Electrons in Perturbed Periodic Lattice, Phys. Rev. **76**, 1592 (1949).

[40] D. J. BenDaniel and C. B. Duke, Space-Charge Effects on Electron Tunneling, Phys. Rev. **152**, 683 (1966).

[41] J. A. Gaj., R. Planel and G. Fishman, Relation of Magneto-Optical Properties of Free Excitons to Spin Alignment of Mn^{2+} Ions in $Cd_{1-x}Mn_xTe$, Solid State Commun. **29**, 435 (1978).

[42] G. Bastard, Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures, Published by Les Editions de Physique-France (1988), Cap. III.

[43] E. Merzbacher, Quantum Mechanics, University of North Carolina, Published by John Wiley & Sons (1961), Cap XIX.

[44] J. J. Sakurai and San Fu Tuan, Modern Quantum Mechanics, University of California-Los Angeles, Published by Addison-Wesley Publishing Company (1994).

[45] C. Cohen-Tannoudji, Bernard Diu and Franck Laloë, Quantum Mechanics, V. 1, University of Paris, Published by Hermann in Paris (1973).

[46] M. Buttiker, Scattering Theory of Current and Intensity Noise Correlations in Conductors and Wave Guides, Phys. Rev. B **46**, 12485 (1992).

[47] S. R. A. Salinas, Introdução à Física Estatística, Universidade de São Paulo, Brasil, Publicado pela Edusp (1997).

[48] R. Tsu and L. Esaki, Tunneling in a Finite Superlattice, Appl. Phys. Lett. **22**, 562 (1973).

[49] R. Eisberg, Robert Resnick, Física Quântica, Publicado pela John Wiley & Sons (1974), Traduzido pela Editora Campus Ltda (1979), Cap. VI.

[50] H. Moisés Nunssenzveig, Ótica, Relatividade e Física Quântica, Instituto de Física da Universidade do Rio de Janeiro, Brasil, Publicado pela Edgard Blücher Ltda (1998), Cap. III.

[51] M. Rahman and J. H. Davies, Theory of Intrinsic Bistability in a Resonant-Tunnelling Diode, Semicond. Sci. Technol. **5**, 168 (1990).

[52] C. Cohen-Tannoudji, Bernard Diu and Franck Laloë, Quantum Mechanics, University of Paris, V. 2, Published by Hermann in Paris (1973).