

1 Introdução

Os avanços nas técnicas de crescimento de dispositivos semicondutores e a variedade de suas aplicações concretas e potenciais[6, 7] têm motivado estudos mais aprofundados dos processos fundamentais que controlam o transporte eletrônico, com o objetivo de melhorar as propriedades desses dispositivos. Esse esforço realizado nos últimos anos tem resultado em um grande progresso no entendimento do transporte em sistemas nanoscópicos¹, aqueles de dimensões pequenas quando comparadas com o livre caminho médio dos portadores[8]. O ponto central do transporte em sistemas nanoscópicos é a coerência de fase dos portadores de carga ao longo de uma parte significativa da sua trajetória. Os efeitos de interferência que resultam dessa coerência de fase são refletidos nas propriedades mensuráveis, que podem ser usadas com o objetivo de construir dispositivos com uma grande variedade de aplicações tecnológicas.

Sistemas nanoscópicos construídos por objetos conhecidos por pontos quânticos(PQ's)[6, 7] têm sido foco de muita atenção nos últimos anos. Nesses sistemas a interação elétron-elétron se encontra amplificada como consequência do confinamento de carga no PQ. Ela se manifesta nas propriedades de transporte, gerando fenômenos como o Bloqueamento de Coulomb[9] e o efeito Kondo[10, 11, 12, 13]. A existência dessas propriedades, as mesmas que se apresentam em átomos reais, permitem caracterizar os PQ's como átomos artificiais. Mais recentemente o estudo de sistemas de dois ou mais pontos quânticos[14, 5, 15, 16] tem aumentado significativamente, uma vez que eles estão sendo considerados como potenciais componentes de um computador quântico[17, 18, 19]. As propriedades de anéis nanoscópicos que incluem PQ's têm sido objeto de pesquisas recentes[20, 21, 22]. Quando atravessados por campos magnéticos estes anéis desenvolvem correntes persistentes que foram medidas em metais e semicondutores[23].

1.1

¹Sistemas nanoscópicos são sistemas de dimensões da ordem do nanômetro (nm), $1nm = 10^{-9}m$.

Pontos quânticos

Pontos quânticos são pequenas regiões definidas num material semicondutor, com tamanho da ordem de 100nm. Tipicamente, um ponto quântico semicondutor é constituído por um número da ordem de 10^3 átomos e um número equivalente de elétrons. Esses elétrons encontram-se fortemente ligados aos átomos. Entretanto um pequeno número de elétrons podem se encontrar livres dentro do PQ. Esse número varia tipicamente entre 1 e algumas centenas. O comprimento de onda de de Broglie desses elétrons é da ordem do tamanho do próprio PQ, e esses elétrons se comportam com se estivessem dentro de uma caixa. Eles podem ocupar portanto níveis discretos de energia. Analogamente ao que acontece nos átomos reais, é preciso uma quantidade de energia discreta para excitar o sistema. Para se remover um elétron do ponto quântico é necessário adicionar uma energia finita, o que se assemelha à energia de ionização de um átomo real. Por essas analogias os PQ's são geralmente considerados como sendo átomos artificiais.

O ponto de partida para a construção de um PQ é desenvolvimento de um dispositivo capaz de confinar elétrons em uma pequena região do espaço. Com o avanço das técnicas de crescimento, como por exemplo o crescimento epitaxial por feixe molecular, é possível construir heterojunções com níveis de energia quantizados na direção do crescimento, enquanto que os elétrons ficam livres para se moverem nas outras duas direções. Esses elétrons livres nesse plano constituem o que é chamado de gás de elétrons bidimensional (2DEG). Um exemplo da construção de um gás bidimensional está mostrado na figura 1.1. O sistema consiste em formar uma junção de uma amostra de *AlGaAs* com outra de *GaAs*. Em ambos os materiais o nível de Fermi se localiza dentro do “gap”. No entanto, o “gap” do *AlGaAs* é maior do que o do *GaAs* e o nível de Fermi no *AlGaAs* está acima do nível de Fermi no *GaAs*. O perfil de energia dos elétrons na amostra, separadamente, está mostrada na Fig. 1.1b. Quando elas são crescidas uma sobre a outra, o perfil de energia se torna como o apresentado na Fig. 1.1c. Os elétrons fluem do *AlGaAs* para o *GaAl* deixando portanto um excesso de cargas positivas no *AlGaAs*. No equilíbrio, esse rearranjo de cargas ocorre de modo a alinhar os níveis de Fermi dos dois materiais. A deformação na banda de condução do composto forma uma descontinuidade, de modo que o base da banda de condução na interface das amostras está por baixo do nível de Fermi, como mostrado na Fig. 1.1c. Com isso, os elétrons de condução são confinados na direção do eixo z mas são livres para se movimentar no plano xy . Essa fina camada de condução no plano xy constitui um gás bidimensional de elétrons. A concentração típica de elétrons num 2DEG varia entre 2×10^{11} a 2×10^{12} elétrons por cm^2 . A partir desse gás de elétrons bidimensional é

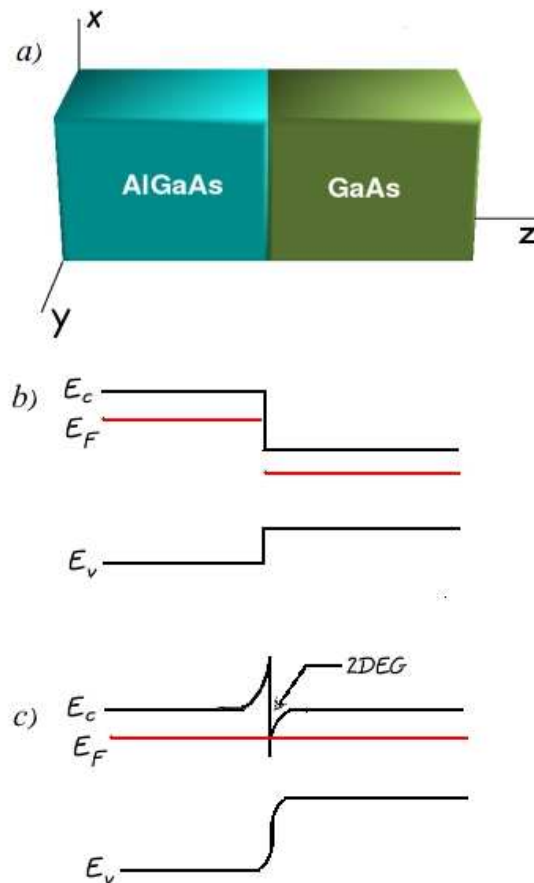


Figura 1.1: (a) Junção de amostras de $AlGaAs$ e $GaAs$ na formação de um gás de elétrons bidimensional. A figura (b) representa o perfil de energia das amostras separadamente e a Fig. (c) mostra como esse perfil é modificado na interface entre as duas amostras quando elas são crescidas uma sobre a outra.

possível confinar elétrons nas outras duas direções, constituindo assim um PQ.

Em alguns dos primeiros experimentos esse confinamento foi obtido pela formação de pequenos discos de $GaAs$ e $AlGaAs$ colocados entre eletrodos, de modo que os elétrons podem fluir ao longo do eixo z , como mostra a figura 1.2. Outro tipo de confinamento é feito de modo que o fluxo de elétrons através do PQ ocorre completamente no plano xy . Neste caso, para definir a região de confinamento no plano do gás bidimensional, são construídos eletrodos metálicos sobre o gás de elétrons. A figura 1.3 mostra um PQ contruído pelo confinamento de elétrons no plano do gás bidimensional, através de eletrodos que controlam a barreira de potencial de tunelamento e a posição dos níveis de energia discretos no PQ, em relação ao nível de Fermi.

1.2

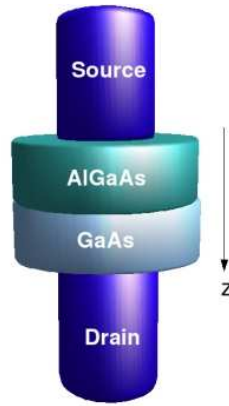


Figura 1.2: Figura esquemática de um ponto quântico vertical. Ao aplicar uma diferença de potencial entre a fonte e o sorvedouro elétrons são impelidos a fluir através da barreira de potencial criada na interface do material.

Bloqueamento de Coulomb

Sistemas eletrônicos confinados como os citados acima, apresentam níveis discretos de energia. Esses níveis podem ser ocupados por elétrons, sendo que, devido ao princípio de Pauli, cada nível pode comportar apenas dois elétrons. Eles terão necessariamente diferentes projeções de spin $m_S = \pm 1/2$. Devido à repulsão Coulombina, acrescentar um elétron extra no PQ requer uma energia adicional, a fim de vencer essa repulsão. A forma em que se manifesta este efeito nas propriedades do transporte do sistema nanoscópico ele é chamado de *bloqueamento de Coulomb* e se manifesta a baixas temperaturas como picos na condutância. Em pontos quânticos pode-se distinguir dois regimes de bloqueamento de Coulomb, o clássico, quando $\Delta\epsilon \ll K_B T \ll e^2/C$ e o quântico, no caso em que $K_B T \ll \Delta\epsilon$, onde $\Delta\epsilon$ é a separação entre os níveis eletrônicos e C é a capacitância do sistema. No primeiro regime vários níveis são excitados termicamente, enquanto que no segundo poucos níveis participam do transporte eletrônico.

O bloqueamento de Coulomb tem sido bastante estudado experimentalmente. Um dos experimentos pioneiros foi realizado por Scott-Thomas e colaboradores[24], que observaram oscilações periódicas na condutância de um sistema de gás de elétrons unidimensional. Em 1991 Meirav *et al.* [25] reportaram oscilações periódicas na condutância de uma nanoestrutura de GaAs. Esses dois resultados experimentais foram abordados por Meir, Wingreen e Lee[26], utilizando o modelo de Anderson[27]. Mais recentemente na Ref.[28] medidas na condutância em um PQ mostraram picos periódicos, mostrando que esse efeito capacitivo está presente em PQ's. A Fig. 1.4 mostra a corrente e a condutância diferencial em função da diferença de potencial

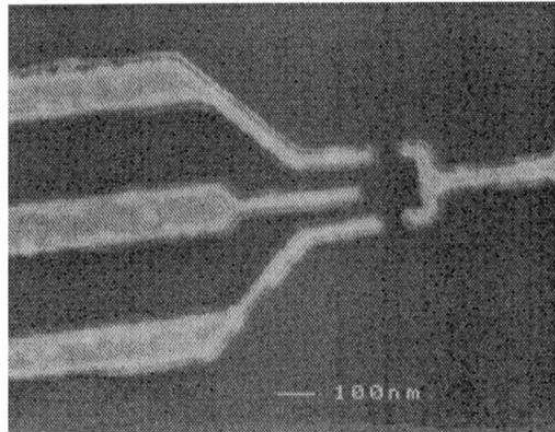


Figura 1.3: Confinamento de elétrons num gás bidimensional através de eletrodos. Os eletrodos superior e inferior do lado esquerdo e o da direita controlam a barreira de potencial. O do meio controla a posição dos níveis de energia com relação ao nível de Fermi. Fig. obtida de D. Goldhaber-Gordon *et al*, Nature **391**, 156 (1998).

medidas em um PQ. O sistema é constituído de um poço quântico de InAs “ensanduichado” entre duas barreiras de AlSb (Veja Ref.[29]). A corrente possui uma estrutura de degraus, refletindo a energia extra requerida a fim de vencer a repulsão Coulombiana. O bloqueamento de Coulomb será ainda discutido na capítulo 2 desta tese.

1.3

O efeito Kondo

O efeito Kondo foi descoberto por J. Kondo e publicado em seu trabalho sobre resistência elétrica de ligas magnéticas a baixa concentração de impurezas magnéticas[30], onde ele resolveu o problema da resistência mínima observada[31] ao resfriar uma amostra desse material. Na figura 1.5 mostramos esquematicamente o comportamento da resistência de uma amostra de liga magnética diluída à baixa temperatura. Abaixo de certa temperatura denominada temperatura Kondo(T_K)[12], a resistência começa a aumentar à medida que a temperatura diminui. Kondo atribuiu esse fenômeno a um efeito da correlação entre os momentos magnéticos itinerantes (spin dos elétrons) e o momento magnético localizado das impurezas. Embora a descoberta desse fenômeno já tenha mais de 25 anos sua importância e o interesse de estudar o mesmo tem sido renovado atualmente devido à aparição deste fenômeno em sistemas nanoscópicos.

Em um experimento recente[1], Manoharan *et al.* mediram o efeito Kondo em átomos de Cobalto colocados sobre uma superfície de Cobre. O experimento consiste em fazer imagens dos átomos de *Co* na superfície de *Cu*

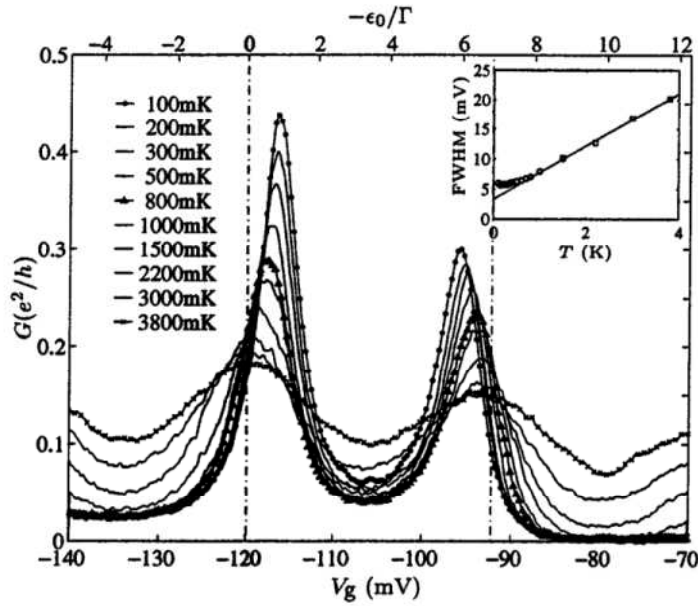


Figura 1.4: Condutância em função do potencial de porta em um ponto quântico para vários valores de temperatura, no regime de bloqueamento de Coulomb. Os picos na condutância são os chamados picos de bloqueamento de Coulomb. Eles são devido ao tunelamento ressonante através dos estados ϵ_d e $\epsilon_d + U$, quando eles se alinham com o nível de Fermi. Na janela interna é mostrada a largura do pico de em função da temperatura. (D. Goldhaber-Gordon *et al*, Phys. Rev. Lett. **81**, 5225 (1998)).

(111), utilizando um microscópio eletrônico de varredura (STM), medindo a condutância diferencial (dI/dV) entre a superfície e a ponta do microscópio. A Fig. 1.6 mostra a detecção do efeito Kondo no átomo de cobalto sobre a superfície. Na Fig. 1.6a é mostrada dI/dV em função da voltagem através da superfície e a ponta do STM para diversas distâncias laterais entre a ponta e o Co. Note que a condutância decresce perto do nível de Fermi, $V \rightarrow 0$. O transporte eletrônico se dá pelo tunelamento dos elétrons da superfície para a ponta ou vice-versa, dependendo da polaridade da voltagem aplicada. O efeito Kondo produz um estado de muitos corpos localizado, no nível de Fermi. Esse estado localizado “rouba” estados da banda de condução justamente no nível de Fermi, provocando uma supressão na condutância. Esse efeito é similar ao esquematizado na Fig. 1.5; a supressão na condutância na Fig. 1.6 é equivalente ao aumento da resistência na Fig. 1.5. Os elétrons de condução da superfície próximos ao Co são correlacionados antiferromagneticamente com o momento magnético deste, formando um estado singlete (spin $S=0$) de muitos corpos, de modo que os elétrons que estão mais afastados “enxergam” essa estrutura como uma impureza não magnética. O espalhamento desses elétrons por essa impureza não magnética pode ser estudado com a teoria de espalhamento.

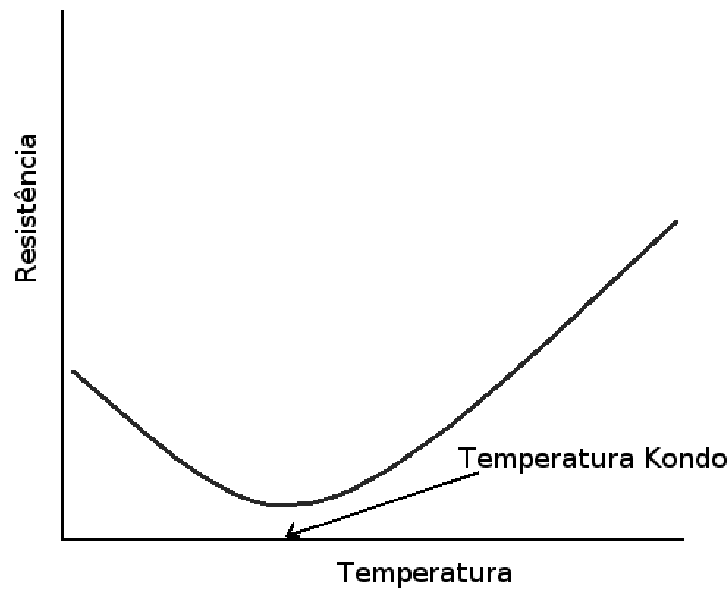


Figura 1.5: Gráfico esquemático da variação da resistência com a temperatura para amostras de liga magnéticas a baixa densidade e temperatura. Devido ao efeito Kondo, abaixo de certa temperatura, a resistência aumenta com a diminuição da temperatura.

Fiete e Heller[32] estudaram teoricamente os currais e as miragens quânticas observadas por Manoharan na Ref. [1], utilizando a teoria de espalhamento para impureza não magnéticas.

Esse fenômeno pôde ser observado experimentalmente também em estruturas de pontos quânticos[33, 34, 35, 36, 37] e moléculas[38, 39, 40, 41, 14]. O efeito Kondo em pontos quânticos surge da combinação entre uma forte interação Coulombiana entre elétrons (desde que estejam desemparelhados, resultando em uma projeção de spin não nula) localizados nas regiões de confinamento e o acoplamento entre eles e os elétrons de condução no reservatório, o que produz uma correlação anti-ferromagnética (spin singlete) conhecida como correlação Kondo. Na figura 1.7 mostramos um esquema da correlação Kondo entre um elétron localizado na impureza (momento magnético localizado) e um elétron itinerante da banda de condução. Devido a essa correlação, a densidade de estados do PQ exibe um pico no nível de Fermi, como esquematizado na figura 1.8. A condição para o aparecimento desse pico é que $\epsilon_d < \epsilon_F$ e $\epsilon_d + U > \epsilon_F$. Para baixas temperaturas, essa condição garante que existe apenas um elétron no PQ, uma vez que os elétrons não possuem energia suficiente para acessar o estado $\epsilon_d + U$. Esse pico no nível de Fermi fornece um canal adicional por onde os elétrons podem atravessar o

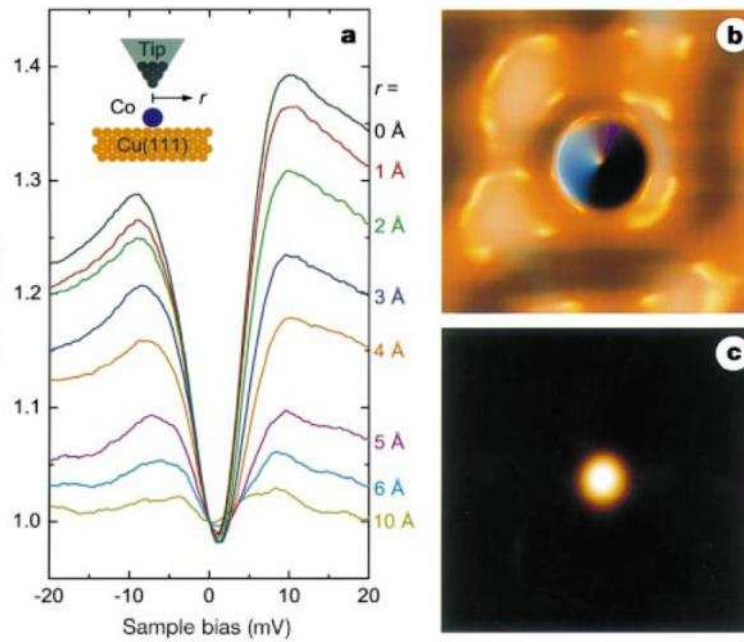


Figura 1.6: Verificação experimental do efeito Kondo em um átomo de Cobalto numa superfície de Cobre (111). **a)** Medida da condutância diferencial dI/dV em função da voltagem aplicada entre a superfície e a ponta do microscópio, para diversas distâncias laterais entre a ponta e o átomo de Cobalto. **b)** Imagem topográfica obtida pela varredura da superfície, mantendo a corrente constante. **c)** Medida da condutância diferencial sobre a superfície, mantendo a altura da ponta constante. Nessa figura, da cor escura para a clara refere-se a dI/dV aumento. Ref.[1], H. C. Manoharan, Nature **403**, 512 (2000).

PQ. Este canal é responsável por um platô na condutância do sistema em função da posição do nível localizado ϵ_d . A figura 1.9 mostra a estrutura esquemática da condutância em função da posição do estado localizado ϵ_d . O platô na condutância é resultado da contribuição do pico Kondo para o transporte através do sistema. Experimentalmente esse efeito foi observado por van der Wiel *et al.* [3] e está mostrado na Fig. 1.10 como se manifesta a condutância para diversas temperaturas. Note que à medida que a temperatura aumenta o sistema passa do regime Kondo (estrutura de platô) para o regime de bloqueamento de Coulomb (estrutura de dois picos). Diferentemente da Fig. 1.6a, nesse caso o efeito Kondo produz um platô na condutância. A diferença é que no caso anterior o tunelamento dos elétrons ocorre diretamente da superfície para a ponta e no presente caso os elétrons precisam de um estado localizado para atravessar o sistema. O pico Kondo, nesse caso, fornece um estado ressonante por onde os elétrons podem atravessar, abrindo um canal disponível para o transporte, aumentando, conseqüentemente, a condutância. Resultados da condutância para pontos quânticos no regime Kondo, em que o efeito Kondo produz uma redução na condutância pode ser também obtido

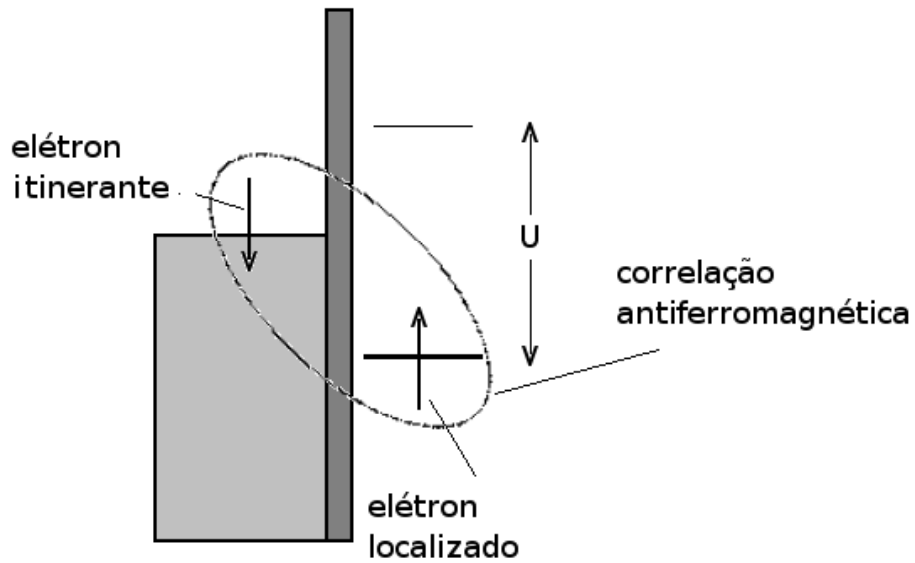


Figura 1.7: Esquema de uma correlação antiferromagnética entre elétrons localizados numa impureza e elétrons itinerantes.

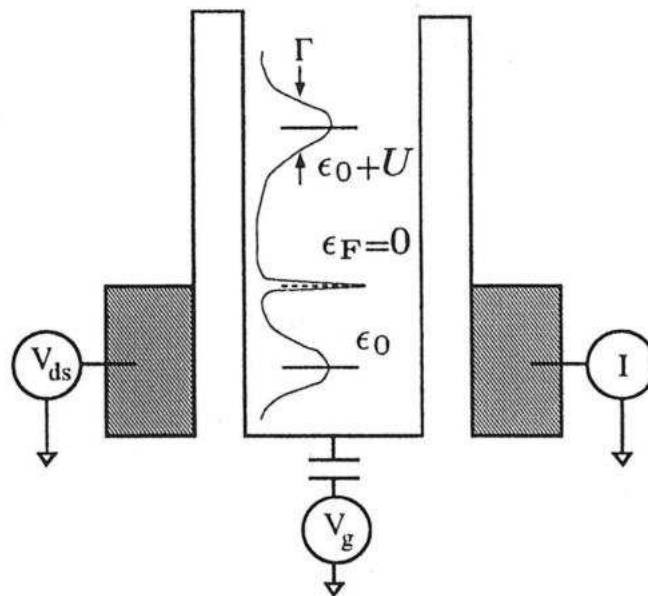


Figura 1.8: Diagrama esquemático da densidade mostrando os picos de bloqueamento de Coulomb e o pico Kondo no nível de Fermi. Fig. obtida de D. Goldhaber-Gordon *et al*, Phys. Rev. Lett. **81**, 5225 (1998), Ref. [2].

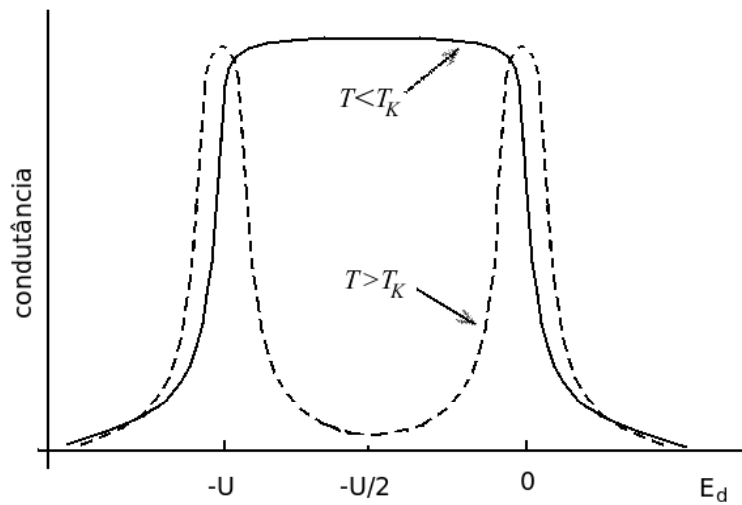


Figura 1.9: Diagrama esquemático da condutância em função da posição do estado localizado ϵ_d .

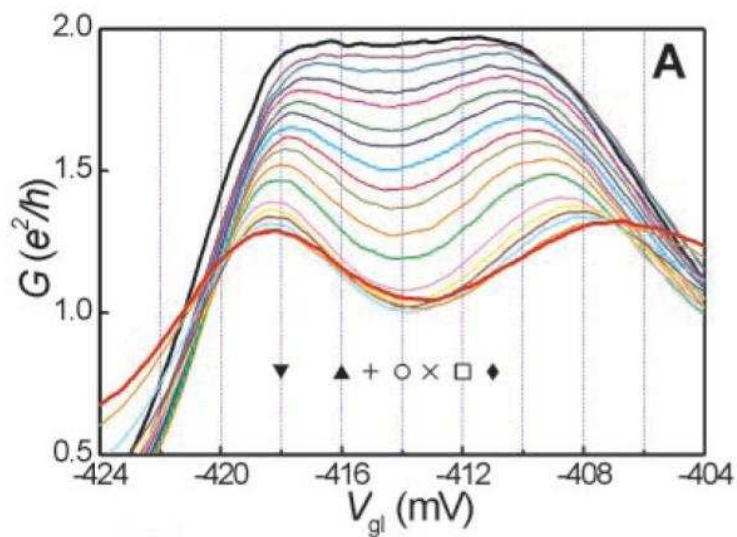


Figura 1.10: Condutância de um PQ em função do potencial de porta para diversas temperaturas. Note que à medida que a temperatura aumenta, o gráfico passa de um platô para uma estrutura de dois picos, correspondendo à passagem do regime Kondo ao de bloqueamento de Coulomb. van der View *et al*, Science **289**, 2105 (2000), Ref. [3].

acoplado lateralmente o PQ a um nanofio, como descrito recentemente por R. Franco *et al.* na Ref. [42].

O efeito Kondo em PQ's tem sido extensivamente estudado nos recentes anos. Teoricamente esse problema tem sido explorado por diversos métodos, dentre eles destacamos o método das equações de movimento (EOM) para as funções de Green do sistema e o método dos bosons escravos na aproximação de campo médio (SBMF). Este último podemos dividir em duas formulações; o método dos bosons escravos para U infinito e para U finito. Ambas as formulações serão discutidas no capítulo 4 desta tese. No capítulo 2 esse problema será discutido um pouco com o método das equações de movimento. Esses métodos serão introduzidos com mais detalhe nos referidos capítulos. Dentre os métodos numéricos mais utilizados podemos citar o método do aglomerado embebido (ECA)[22, 43], o do grupo de renormalização numérica (NRG) e o método do grupo de renormalização da matriz densidade (DMRG)[44]. Como estes não serão utilizados neste trabalho, vamos fazer aqui uma breve introdução deles.

Método do aglomerado embebido: Esse método tem sido muito utilizado no estudo de estruturas de pontos quânticos interagentes acoplados a cadeias lineares de sítios não interagentes. Ele consiste em dividir o sistema em duas partes. Uma consistindo da região interagente e alguns sítios da cadeia (o que chamamos de aglomerado) e outra constituída do restante das cadeias lineares não interagentes. A parte interagente é resolvida, diagonalizando em forma exata o Hamiltoniano correspondente. Nesse espaço de Hilbert calculam-se todas as correlações em forma exata. O contato com o resto do sistema é restabelecido por meio de uma equação de Dyson. O método restringe o estudo a $T=0$ já que as propriedades do sistema são obtidos no estado fundamental. Uma discussão dessa abordagem pode ser encontrada na Ref. [45].

Método do grupo de renormalização numérica: este é um poderoso método numérico não perturbativo para tratar sistemas fortemente correlacionados, em particular o problema Kondo. Ele foi inicialmente proposto por Wilson em 1975[46]. O método é apropriado para tratar fenômenos onde não existe uma escala de energia bem definida, como é o caso do problema Kondo, onde todas as escalas de energias têm contribuição. Consiste em fazer uma discretização da energia, cujos intervalos diminuem logaritmicamente à medida que a energia aproxima-se do nível de Fermi (Veja mais detalhe na Ref. [12]). Esse método, ao contrário do ECA, não é facilmente aplicável a sistemas de topologias complicadas, uma vez que o processo de renormalização

requer algumas simetrias do Hamiltoniano. Outra limitação desse método é a dificuldade em tratar sistemas fora do equilíbrio.

Método do grupo de renormalização da matriz densidade:

Apresentado por White[44] em 1992, o método foi introduzido como uma generalização do grupo de renormalização de Wilson para o espaço real. Em linhas gerais, o método consiste em crescer o sistema mas mantendo o espaço de Hilbert com certo tamanho máximo m . O truncamento do espaço de Hilbert consiste em projetá-lo sobre a base dos m maiores autovalores da matriz densidade. Fazendo assim, garante-se que os estados mais prováveis sejam privilegiados. Assim como o NRG esse método foi inicialmente desenvolvido para calcular propriedades termodinâmicas. No entanto, recentemente esse método tem sido extendido para tratar propriedades dinâmicas do sistemas. Essa nova versão do DMRG, denominada grupo de renormalização da matriz densidade dependente do tempo (TDMRG)[47, 48, 49], tem sido aplicada no estudo do transporte em estruturas de PQ e tem mostrado ser um método numérico muito apropriado para estudar propriedades dinâmicas desses sistemas.

1.4

A interação elétron-fônon em estruturas moleculares

Devido ao forte confinamento, o efeito da correlação eletrônica é dominante na determinação das propriedades destes sistemas. Esse mesmo confinamento faz com que os portadores de carga interajam fortemente com fônons óticos das moléculas (interação de Frölich) ou dos PQ's, já que estes são também graus de liberdade fortemente localizados no sistema. A interação elétron-fônon (EF) é responsável por diversos fenômenos que afetam de maneira importante as propriedades de transporte. Essa interação se dá através da emissão e absorção de fônons pelos elétrons localizados. Quando esses processos são ressonantes a interação EF se torna dominante no sistema e é fundamental na determinação das propriedades do sistema. Esse é o caso dos pontos quânticos e moléculas naturais e artificiais[50, 51, 52, 53, 54, 55]. A interação EF tem se tornado mais importante em eletrônica molecular uma vez que deformações moleculares produzem deslocamentos significativos nos níveis de energia, e têm sido observados recentemente em experimentos[41]. De fato, modos vibracionais e torsionais desempenham papéis importantes no transporte eletrônico produzindo diversos fenômenos observáveis nas quantidades físicas mensuráveis[56, 57, 58, 9]. Em sistemas moleculares, com níveis de energia discretos, as vibrações produzem importantes efeitos quando as energias dos

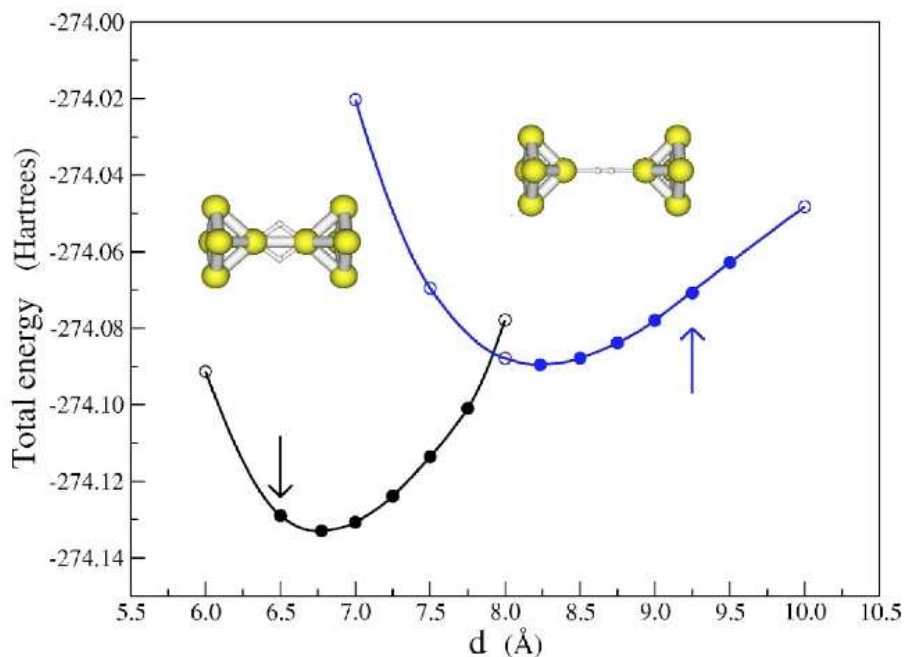


Figura 1.11: Energia total de configuração em função da distância entre os eletrodos. As curvas mostram duas configurações estáveis distintas para a molécula H_2 , dependendo da distância entre os eletrodos. Figura obtida de García *et al.*, Phys. Rev. B **69** 041402 (2004).

modos vibracionais coincidem com diferenças entre níveis eletrônicos[59]. Como resultado, a interação EF fornece mecanismos de relaxação (espalhamentos inelásticos) que afetam a condutância do sistema[60]. Recentemente Smith *et al.* mediram a condutância de uma molécula de H_2 , num experimento de ruptura de nanofios de Pt numa atmosfera de Hidrogênio. Eles mostraram que a molécula H_2 forma uma ponte estável entre os contatos na iminência de ruptura[61]. Mais tarde, García *et al.* [52], estudaram teoricamente esse experimento utilizando uma teoria de funcional da densidade e mostraram que, de fato, dependendo da distância entre os contatos, a molécula apresenta uma configuração em “série” ou em “paralelo”. Essas configurações são resultados da acomodação da molécula para minimizar a energia total de ligação. A figura 1.11 mostra a energia total em função da distância dos eletrodos. Note os dois mínimos na energia, correspondendo às duas configurações estáveis para as diferentes distâncias entre os eletrodos. As propriedades de transporte e a influência da interação EF dependem crucialmente de quais configurações topológicas o sistema virá a ter.

A interação EF também tem sido estudada em heteroestruturas[62, 51] de barreiras de potencial. Nessas estruturas ela é responsável por processos inelásticos na região de confinamento, os quais produzem novos canais de

transporte eletrônico, quando o sistema se encontra numa situação de não-equilíbrio.

A interação EF é particularmente interessante em sistemas de 2 níveis, onde essa interação produz um acoplamento mediado pela emissão e absorção de fônons. Recentemente Tasai e Eto[63] estudaram o transporte eletrônico em um sistema de dois níveis com interação EF. Seus resultados mostram a formação de polarons (estados coerentes envolvendo diferentes números de fônons). A formação desses estados resulta em um cancelamento da condutância do sistema, quando a energia de um fônon coincide com a diferença de energia entre esses níveis. No capítulo 3 vamos abordar simultaneamente o problema das interações elétron-elétron (EE) e EF em um sistema de dois pontos quânticos. Vamos estudar um regime onde ambas as interações são importantes e analisar com detalhe como a combinação afeta as propriedades de transporte do sistema.

1.5

Objetivo

Inspirado na riqueza física dos sistemas nanoscópicos e no grande interesse do ponto de vista tecnológico, temos como objetivo apresentar um estudo detalhado do transporte eletrônico em sistemas de pontos quânticos e moléculas artificiais, no equilíbrio termodinâmico, através do cálculo da condutância do sistema. Em particular vamos nos concentrar em estruturas de duplos pontos quânticos associados em série e em paralelo entre reservatórios de elétrons. Nesses sistemas estaremos particularmente interessados em estudar as interações EE e EF e seus efeitos nas propriedades de transporte eletrônico do sistema.

Esta tese está organizada do seguinte modo: No capítulo 2 faremos uma introdução dos modelos de impureza. Nele discutiremos o modelo de Anderson de única impureza no regime não interagente e interagente. O modelo de Anderson interagente é o modelo com o qual descreveremos as interações EE estudadas nos capítulos seguintes. No Cap. 3 vamos tratar do efeito combinado das interações EE e EF num sistema constituído de dois sítios atômicos interagentes (uma molécula diatômica) acoplados a dois reservatórios de elétrons não interagentes. No tocante à interação EE, nesse capítulo o sistema será estudado no regime de bloqueamento de Coulomb. Estudaremos o transporte eletrônico, focalizando no efeito combinado dessas interações na condutância do sistema. No Cap. 4 vamos estudar o efeito Kondo em pontos quânticos duplos associados em série e em paralelo. Aplicaremos, nesse capítulo, o método dos bósons escravos na aproximação de campo médio.

Para tanto, a parte inicial desse capítulo será dedicada à introdução do método. Vamos discutir os resultados desse método para U finito e também no limite de U infinito. Discutiremos também o método das equações de movimento usando os operadores de Hubbard, fazendo uma comparação deste método com o método dos bósons escravos para U infinito numa aproximação além de campo médio. No capítulo 5 trataremos da interação EF em um ponto quântico com dois níveis, no regime Kondo, com base nos resultados obtidos nos capítulos 2 e 3. Em toda esta tese utilizaremos o método das funções de Green e as técnicas das equações de movimento, que estão discutidos no apêndice A. Por simplicidade, em toda esta tese vamos considerar as constantes de Planck (\hbar) e de Boltzmann (K_B) iguais a 1, de modo que as frequências e as temperaturas terão unidades de energia.