

Magnetotunelamento e tunelamento foto-assistido ressonante em multipoços quânticos

Por: Gustavo Soares Vieira

Orientador: Paulo Sérgio Soares Guimarães

Índice

Agradecimentos	i
Abstract	ii
Resumo	iii
Capítulo 1	1
Transporte eletrônico em superredes semicondutoras sob tensão contínua	
Capítulo 2	11
Tunelamento foto-assistido em multi-poços quânticos	
Capítulo 3	14
Técnicas experimentais e estrutura das amostras	
Capítulo 4	23
Amplificação do efeito de tunelamento foto-assistido por excitação entre subbandas	
Capítulo 5	36
Quantização magnética em superredes com campo magnético planar	
Capítulo 6	41
Campo magnético perpendicular às camadas em multi-poços quânticos	
Conclusão	54
Apêndice 1	55
Processamento da amostra	

Agradecimentos

Em primeiro lugar, meus agradecimentos à minha família pelo apoio com o qual sempre pude contar.

À aqueles professores que se esmeraram na dedicação ao ensino, e a outros (as vezes os mesmos) que me auxiliaram muito além da mera obrigação profissional, meu muito obrigado.

Agradeço em particular aos meus orientadores de iniciação científica: Mário Jorge Dias Carneiro, José Francisco de Sampaio e Wagner Nunes Rodrigues pelo início de meu treino em pesquisa científica.

Ao corpo técnico/administrativo deste Departamento, nas pessoas de muitos funcionários dedicados e prestativos, meus sinceros agradecimentos.

Aos colegas de trabalho e de copo agradeço tanto as discussões científicas quanto o “besteiro” que nos ajudam a seguir em frente e a crescer.

A meus amigos e amores (em particular à Cristina), agradeço por me manterem vivo.

Minha estadia nos Estados Unidos tornou-se de grande valia tanto em termos acadêmicos quanto em termos pessoais em grande parte pela atenção e competência do meu orientador neste estágio, Dr. S. James Allen Jr. Não posso também esquecer da competência e dedicação do pessoal técnico/administrativo do Laboratório e do “Quantum Institute”.

Devo também agradecer ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) por me manter durante o período do doutoramento. Gostaria também de fazer saber que os laboratórios por mim utilizados na UFMG são mantidos, em sua maior parte, pela Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de Minas Gerais (FAPEMIG), recebendo também contribuições da FINEP (Financiadora de Estudos e Projetos) e CNPq. As despesas de laboratório decorrentes de meu estágio na “University of California”, Santa Barbara, foram financiadas pelo “Office of Naval Research”.

Finalmente, reitero meus agradecimentos a meu orientador de mestrado e doutorado Paulo Sérgio Soares Guimarães, não só pela orientação acadêmica mas também pela amizade sempre demonstrada, indo a orientação muito além de questões de ordem acadêmica.

Abstract

This work is divided in three parts:

- An investigation of the electronic transport in a superlattice of thick barriers with the presence of Terahertz radiation. We looked for a resonant behavior of the radiation energy and the energy separation between the first two levels of the superlattice wells. We studied the changes in the transport mechanism when the population of the energy levels is altered by the radiation.
- We used Terahertz radiation to detect the change in the energy separation between the first two energy levels of the wells of the superlattice caused by the magnetic field applied parallel to the superlattice layers.
- Finally, we studied the magnetotransport in the same superlattice with the magnetic field applied perpendicular to the superlattice layers. Without Terahertz radiation, we found a strong dependence of the scattering mechanisms and the tunneling behavior on the magnetic quantization of the two-dimensional electron gas in the wells.

Resumo

O presente trabalho consiste de três partes:

- Investigação do transporte eletrônico em uma superrede semicondutora de barreiras largas (multi-poços quânticos) sob radiação na faixa de poucos THz. As medidas visaram a detecção da ressonância da radiação com o espaçamento entre os dois primeiros níveis dos poços da superrede e o estudo da mudança no transporte eletrônico gerado pela alteração na população das duas subbandas em questão, devido ao acoplamento com a radiação.
- Utilização dessa radiação para medir a variação da separação energética entre os mesmos dois primeiros níveis dos poços da superrede com a intensidade do campo magnético aplicado paralelamente às camadas da superrede.
- Um estudo de magnetotunelamento sem a incidência da radiação, com o campo magnético aplicado perpendicularmente às camadas da superrede. A quantização gerada por esse campo altera de forma acentuada os processos de espalhamento e de tunelamento entre poços da superrede.

Capítulo 1

Transporte eletrônico em superredes semicondutoras sob tensão contínua.

As superredes (SR's) - estruturas nas quais se introduz uma “super periodicidade” em dada direção de um cristal semicondutor - foram originalmente propostas por L. Esaki e R. Tsu¹ em 1970. Essa super periodicidade seria introduzida por meio da variação da dopagem ou da composição da liga semicondutora do cristal em um crescimento epitaxial (camada por camada). A variação controlada da densidade de impurezas ou da composição do cristal tornou-se possível pelo avanço das técnicas epitaxiais de crescimento de cristais ocorridas na época. Já nos anos 80, o interesse por esse tipo de estrutura e pelas demais “heteroestruturas” tomou novo fôlego devido a um considerável melhoramento na qualidade das amostras crescidas por processos eptaxiais. Em especial, passou-se a conseguir amostras com interfaces mais bem definidas e com menor densidade de defeitos; além disso, novos e mais eficientes processos de controle da espessura e qualidade das camadas crescidas foram introduzidos.

A idéia básica é que podemos, através da variação da dopagem ou da composição da liga semicondutora, modular as bandas de condução e valência do cristal em determinada direção, que, por tratar-se de um crescimento camada por camada, costumamos chamar de direção de crescimento (designaremos por “z”, tal direção em toda esta tese, a menos que seja dito o contrário). Como consequência da variação na energia de Fermi, gerada pela variação da dopagem, ou do “gap” de energia entre as bandas de condução e valência, devido à variação da composição da liga semicondutora, o potencial efetivo, sentido por um elétron na banda de condução ou por um buraco na banda de valência deslocando-se em “z”, terá uma modulação espacial dependente da concentração de impurezas e da composição da liga semicondutora em cada camada da amostra. Dessa maneira, dentro da aproximação de massa efetiva para o transporte de cargas pelo semicondutor, podemos construir estruturas cujos modelos mais simples são representados por potenciais unidimensionais na direção de crescimento e por dispersões parabólicas nas outras duas direções (partícula livre com massa efetiva). Nesses modelos de uma partícula, a introdução de um potencial periódico na direção de crescimento resulta em uma quantização adicional do movimento nessa direção subdividindo as bandas de condução e valência do semicondutor em minibandas.

No trabalho seminal de L. Esaki e R. Tsu, dois formatos de potencial foram propostos como aproximações dos potenciais gerados pela alternância de camadas semicondutoras de ligas ou dopagens diferentes. Foram feitos cálculos para um potencial periódico senoidalⁱⁱ e para um potencial periódico composto de poços e barreiras quadradosⁱⁱⁱ (Figura 1.1). Os cálculos foram feitos considerando-se apenas a condução por elétrons. Para uma mesma periodicidade e amplitude dos potenciais tentativos, os cálculos indicaram uma pequena diferença na posição e largura das minibandas entre os dois potenciais considerados. Mais tarde o potencial quadrado mostrou-se uma melhor aproximação do potencial real no caso de SR's construídas através da alternância de ligas semicondutoras de composição diferente.

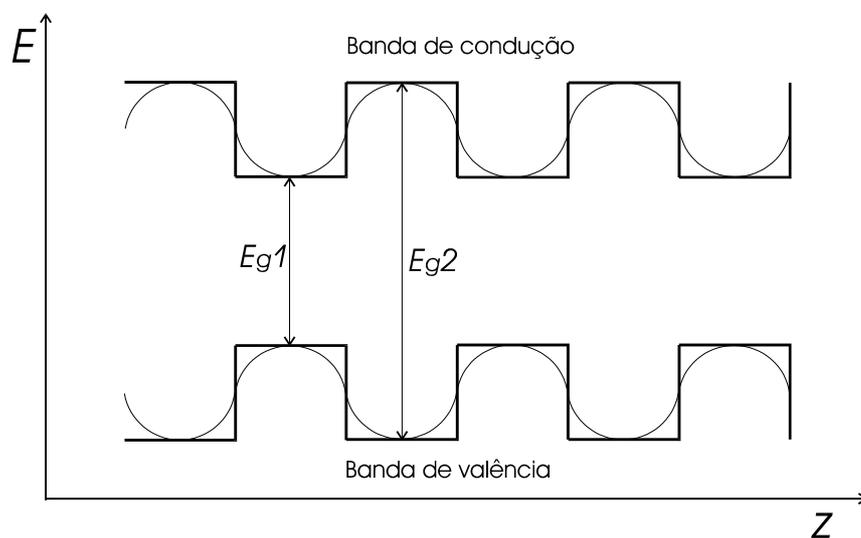


Figura 1.1: Modulação da banda de valência e da banda de condução (diagrama de bandas) pela alternância de camadas de ligas semicondutoras de composição distinta. Dois modelos de potenciais são apresentados, um potencial quadrado e outro senoidal. E_{g1} e E_{g2} , representam o hiato (“gap”) entre as bandas de condução e valência dos dois materiais em questão.

Um efeito esperado nessas estruturas é a observação das chamadas “oscilações de Bloch”^{iv}. As mesmas são esperadas devido à possibilidade dos elétrons atingirem o ponto de inflexão da relação $E(k)$ (energia – vetor de onda) da minibanda antes de sofrerem qualquer espalhamento, a campos elétricos moderados, já que podemos obter minibandas consideravelmente estreitas em energia. Obviamente o tempo médio de espalhamento dos elétrons exerce um papel fundamental na observação ou não desse fenômeno.

Esaki e Tsu calcularam a dependência da velocidade média dos portadores de carga (v_d) com um campo elétrico uniforme aplicado na direção de crescimento, para um tempo

médio de espalhamento independente da energia do elétron. A corrente através do dispositivo será diretamente proporcional a essa velocidade. Para ambos os potenciais considerados, eles encontraram um pico em v_d como uma função do campo elétrico perpendicular às interfaces, fato que implica na presença de uma região de resistência diferencial negativa (RDN) na curva de variação da corrente com a tensão (I-V) do dispositivo. A queda em v_d , a partir de determinado valor de campo, está relacionada à forte dependência da massa efetiva com o vetor de onda na direção de crescimento da SR. O campo elétrico aceleraria os elétrons até que eles atingissem o ponto de inflexão da curva de dispersão $E(k)$. Tal fato não pode ser observado em cristal macroscópico comum, pois nestes as bandas de energia possuem largura relativamente alta. Sendo assim, para que um elétron atingisse o ponto de inflexão da curva de dispersão $E(k)$ antes de sofrer qualquer espalhamento, seriam necessários campos elétricos ineficazes (superiores aos campos de ionização do cristal) para os tempos médios de espalhamento normalmente encontrados. A região de RDN esperada nas superredes ocorre a uma tensão consideravelmente baixa, fato de grande interesse tecnológico na fabricação de circuitos osciladores de alta frequência, já que, até aquela época, os dispositivos de estado sólido utilizados para esse fim exigiam altas tensões de operação. É apontado também que a corrente deve voltar a subir para tensões maiores através do “efeito Zenner” aplicado às minibandas (tunelamento inter-minibandas).

Subsequentes trabalhos^{v,vi} trataram de SR's de barreiras largas, com baixo acoplamento entre as funções de onda eletrônicas em poços adjacentes. Nesse caso, a SR é tratada como uma estrutura de múltiplos poços quânticos, em uma aproximação do tipo “tight-binding”. Tal tipo de SR é comumente chamada de superrede tipo multi-poços quânticos ou simplesmente multi-poços quânticos (MPQ). Nesses trabalhos, são previstos novos picos na curva característica I-V dos dispositivos, devido ao tunelamento ressonante entre diferentes sub-bandas de poços adjacentes (sub-bandas diferem de minibandas pelo fato de representarem sistemas quase bidimensionais, ou seja estados localizados na direção de crescimento). Entende-se que o tunelamento entre dois poços adjacentes ocorre de forma coerente (com a conservação da energia total e do momento paralelo às interfaces), ocorrendo posterior relaxação dos elétrons dentro de cada poço. Admitindo-se que o tempo médio de permanência dos elétrons dentro de cada poço é muito maior que os tempos relativos aos processos de “termalização” do “gás de elétrons” dentro dos poços, podemos assumir que a distribuição energética dos elétrons dentro de cada poço esteja em

equilíbrio térmico para determinada densidade de carga. Esse processo é mostrado esquematicamente na figura 1.2.

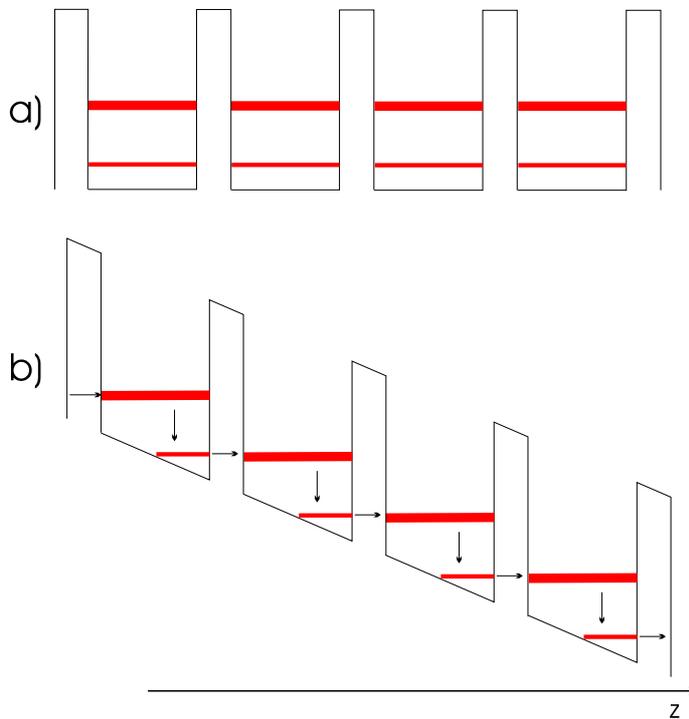


Figura 1.2: Em *a)* temos o diagrama de bandas da estrutura de MPQ com os respectivos mínimos de sub-bandas para um campo elétrico nulo. Em *b)* temos a mesma estrutura submetida à um campo elétrico tal que alinhe o estado fundamental de um poço com o primeiro excitado do poço adjacente. Para tal campo devemos observar um pico na curva característica I-V do dispositivo.

Em 1973, R. Tsu e L. Esaki^{vii} voltam a tratar o problema da SR, desta vez considerando uma SR finita de poucos períodos e calculam a corrente esperada para o tunelamento balístico (tunelamento coerente, sem que haja qualquer espalhamento do elétron) através de toda a estrutura. Um desenho esquemático do potencial esperado de uma SR finita construída entre duas camadas de contato é apresentado na figura 1.3. O tunelamento ressonante através de barreiras duplas foi observado pouco tempo após^{viii}. A estrutura utilizada para tanto foi produzida sobre substrato de GaAs tendo como barreiras $\text{Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ e poços também de GaAs.

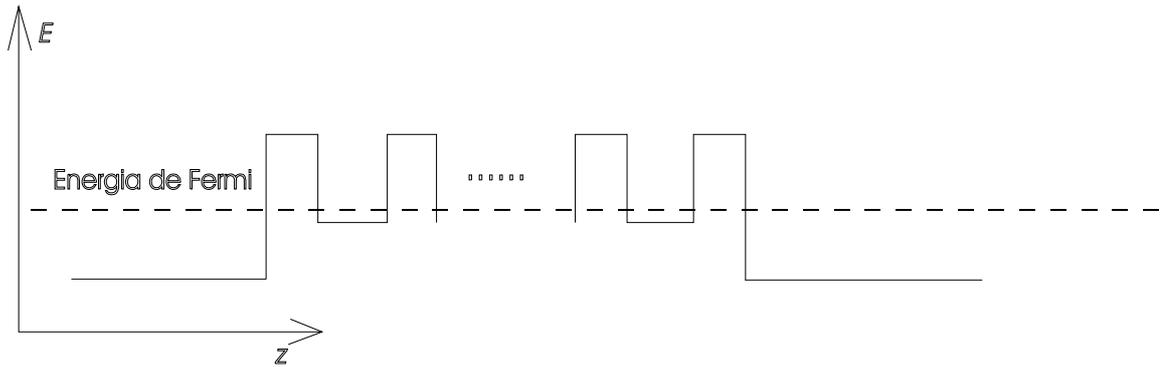


Figura 1.3: Diagrama de bandas de uma SR finita.

Ainda em 1973, L. Esaki et al^{ix} comunicam medidas de condutividade versus tensão feitas em uma SR de GaAs e AlAs produzida pela técnica de epitaxia por feixe molecular. No lugar dos picos de corrente seguidos de regiões de resistência diferencial negativa, foi observado um mínimo na condutividade diferencial seguido de oscilações periódicas da mesma. A periodicidade destas oscilações coincide com a separação em energia calculada entre as duas primeiras minibandas dividida pela carga do elétron. Para explicar essas oscilações na condutividade os autores lançam mão de um modelo no qual o campo elétrico através da SR deixa de ser uniforme. Para determinadas faixas de valores de tensão, teríamos duas regiões submetidas a campos elétricos uniformes e distintos.

A idéia é que o transporte eletrônico dar-se-ia por difusão na primeira minibanda, enquanto a SR fosse submetida a valores de tensão variando de zero até determinado valor crítico dependente da largura em energia da minibanda. Este valor de tensão seria aproximadamente o valor para o qual dar-se-ia o pico da corrente caso o campo elétrico se mantivesse uniforme através da SR. A partir dessa tensão crítica, ao invés de obtermos uma larga região de resistência diferencial negativa, haveria a formação e expansão, período a período, de um domínio de campo elétrico alto. Nesse domínio de campo alto, o transporte eletrônico não se daria mais por difusão em uma minibanda mas por tunelamento entre estados localizados em cada poço, como no modelo de R. F. Kazarinov e R. A. Suris^v ilustrado na figura 1.2. Este domínio surgiria em um ponto aleatório da SR, tendo, como gatilho, ruído ou alguma inevitável não uniformidade da amostra. O cálculo da posição das minibandas foi feito considerando a SR como constituída de uma série de poços e barreiras quadradas e utilizando o formalismo de Krönig-Penneyⁱⁱⁱ. A boa concordância entre os valores calculados e medidos sugere que a aproximação do potencial por uma série de poços e barreiras quadradas é razoável. Um pouco adiante, exporemos em

maiores detalhes um modelo mais definitivo, que guarda estreita relação com o que acabamos de expor em curtas palavras.

Em [^x e ^{xi}] é analisada a questão do formalismo de condução por minibandas perder sua validade quando a queda de potencial por período da SR tornar-se uma fração expressiva da largura da minibanda. Nesse caso, as funções de onda dos elétrons na minibanda localizam-se e é necessário tratar o problema como “hopping” entre estados localizados da escada de Stark (“Stark ladder”)^{xii}. É também importante notar que o mecanismo gerador da RDN é diferente do encontrado no formalismo de minibandas, onde temos as “oscilações de Bloch” como principal mecanismo gerador da RDN. No caso analisado nesses artigos, temos a região de RDN mesmo que as oscilações de Bloch nunca ocorram.

Em 1974 e 1975^{xiii,xiv}, foram feitas medidas de foto-absorção e reflectância em MPQ. Os resultados indicaram a existência das sub-bandas, estando as posições em energia das mesmas razoavelmente de acordo com o esperado para o modelo de potencial efetivo de poços quadrados.

Em 1985 F. Capasso et al.^{xv} apresentaram medidas de transporte elétrico por cargas minoritárias em MPQ. Esta técnica permite efetuar-se medidas de transporte elétrico através da SR sem que ocorra a formação de domínios na mesma, já que a densidade de cargas é sempre muito baixa. As medidas de transporte por elétrons mostraram dois picos claros com subseqüentes RDN's na curva característica I-V (mais especificamente, a curva é de variação da fotocorrente com a tensão, já que as cargas são fotogeradas). Aos dois picos são associadas as situações nas quais o campo elétrico é tal que a queda de potencial por período é igual à separação entre estado fundamental e primeiro excitado (figura 1.2-b) e estado fundamental e segundo excitado, respectivamente, para o primeiro e segundo picos. A posição em tensão dos picos é condizente com esta análise.

Em 1987 K. K. Choi et al.^{xvi}, apresentaram medidas de condutividade feitas em MPQ com dopagem na região central dos poços. Os resultados apresentaram picos agudos de condutividade diferencial negativa, com razoável periodicidade e em número igual ao número de poços menos um. O modelo de formação e expansão período a período de um domínio de campo alto foi novamente usado, porém, desta vez, argumentou-se que este domínio origina-se no coletor da SR. Os dados, obviamente, apontam para essa direção. Além disso, argumenta-se que o campo elétrico ao longo da direção perpendicular às camadas da superrede (“z”), para tensões inferiores às necessárias para a formação do domínio de campo alto, não seria totalmente uniforme, mas possuiria uma leve

inhomogeneidade, devido ao acúmulo de cargas nos poços. A coincidência exata do número de picos com o número de poços menos um implica em uma mudança brusca do domínio de campo baixo para o domínio de campo alto. Essa região de transição não poderia ser superior a um período da SR.

Um desenho esquemático deste processo é mostrado na Figura 1.4, onde observamos em *a)* o potencial da SR sem qualquer tensão aplicada. Na situação mostrada em *b)* uma pequena tensão é aplicada à SR, desta forma o transporte elétrico através desta ocorre via tunelamento seqüencial do estado fundamental de um poço para o estado fundamental do poço adjacente ($1 \rightarrow 1$). A medida que aumentamos a tensão sobre a amostra, temos um aumento da corrente até que esta atinja um valor máximo possível por este mecanismo de condução (região indicada pela letra “*b*” no esboço da curva I-V). A partir deste máximo, ao aumentarmos ligeiramente a tensão, o campo elétrico através da estrutura torna-se não uniforme, originando um domínio de campo elétrico alto adjacente ao coletor da SR e resultando em uma queda brusca na corrente (primeiro pico de RDN). Esta queda na corrente deve-se à redução do campo elétrico sobre o restante da estrutura para que a queda de potencial total se mantenha. Esta situação é representada esquematicamente em *c)*. É importante notar, mais uma vez, que o modelo supõe um tempo de termalização das cargas dentro dos poços muito menor que o tempo médio de permanência das cargas nos poços. Continuando a aumentar a tensão, a corrente volta a crescer até que atinja novamente o valor máximo que o domínio de campo baixo pode transportar (região “*c*” no esboço da curva I-V), ocorrendo, então, a entrada de mais um poço no domínio de campo alto, como indicado em *d)*. Este processo será repetido até que toda a SR esteja tomada pelo domínio de campo alto, então o platô da curva I-V terminará e a corrente voltará a crescer até um valor máximo possível para o transporte via tunelamento entre estado fundamental e primeiro excitado ($1 \rightarrow 2$). Esta região de crescimento acentuado da corrente é indicada pela letra “*e*” no esboço da curva I-V (com o correspondente mecanismo de transporte $1 \rightarrow 2$ indicado em *e)* ao lado esquerdo) e termina com o início da formação de um novo domínio de campo alto, sendo este novo domínio de campo alto resultado do transporte por tunelamento entre o estado fundamental de um poço e o segundo excitado do poço seguinte ($1 \rightarrow 3$).

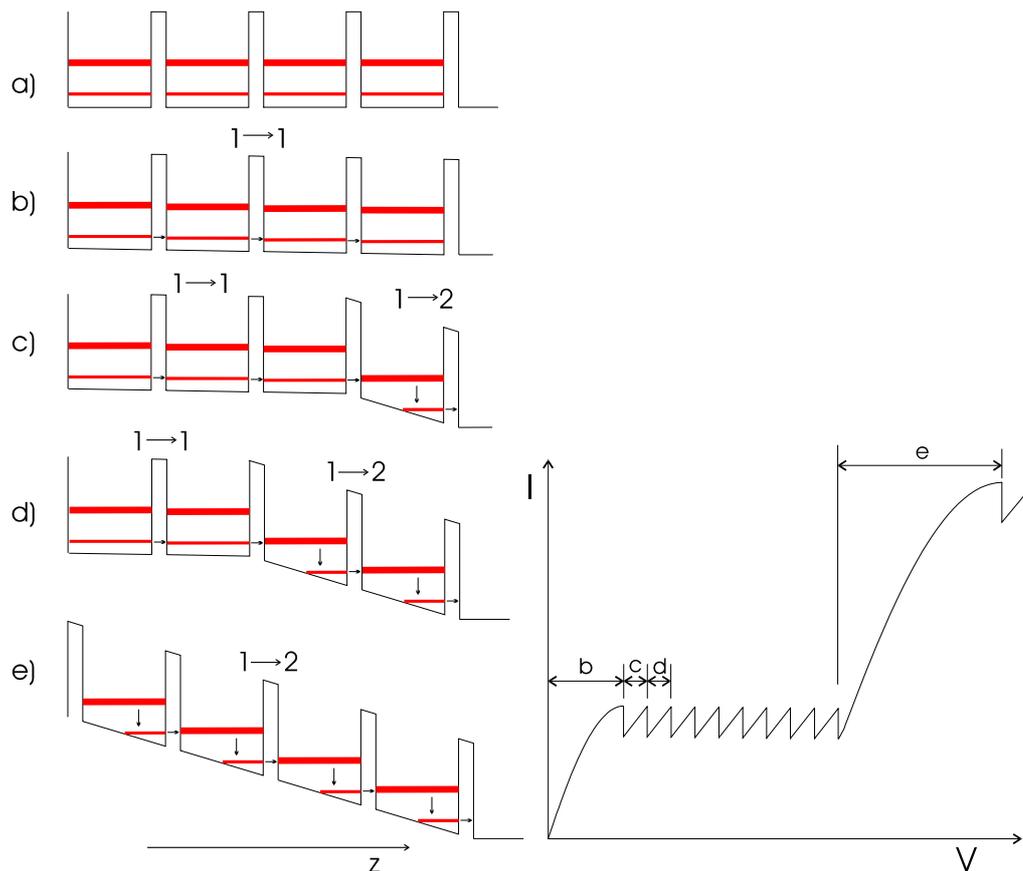


Figura 1.4: Desenho esquemático da formação e expansão do domínio de campo elétrico alto^{xvi}. Na figura a) temos o diagrama de bandas da SR sem qualquer tensão aplicada. Em b) temos a situação encontrada quando uma pequena tensão é aplicada à SR (1→1). Em c) temos o início da formação do domínio de campo alto, com a mudança no mecanismo de transporte entre os dois últimos poços da SR. O tunelamento entre esses dois poços passa a ser 1→2. A entrada de um terceiro poço no domínio de campo elétrico alto é mostrada em d). Em e) temos toda a superrede conduzindo por tunelamento 1→2. Ao lado temos um desenho esquemático da curva característica I-V esperada para um dispositivo com tal comportamento. O mecanismo de transporte esperado em cada região da curva é indicado pelas respectivas letras relativas aos desenhos da esquerda.

Até 1989, todas as inferências a respeito da formação de domínios nas SR eram feitas a partir das curvas características I-V das mesmas. Neste ano E. S. Snow et al^{xvii} apresentaram medidas de foto-corrente que indicaram a formação dos domínios, sendo os respectivos campos elétricos identificados utilizando-se o “efeito Stark quanticamente confinado” (“quantum confined Stark effect”)^{xviii,xix,xx,xxi,xxii,xxiii}. Essas medidas também mostraram que, apesar das oscilações na condutividade serem uma assinatura da formação de domínios, os domínios podem estar presentes sem que essas oscilações sejam

observadas, já que o pico duplo na foto-corrente, associado à existência dos domínios neste experimento, aparece em amostras que não apresentam tais oscilações na condutividade.

Um estudo detalhado da formação dos domínios em SR, utilizando técnicas eletro-ópticas, foi feito por H. T. Grahn et al.^{xxiv}. Inserindo a SR como a parte intrínseca de um diodo p-i-n e fazendo medidas de fotoluminescência e fotocorrente, os autores mostraram que, para o diodo polarizado reversamente, os picos e platôs normalmente relacionados à formação dos domínios só aparecem para valores altos de excitação óptica da amostra. Isso quer dizer que os domínios só se formam quando existe uma densidade razoável de carga na SR. Esse é um fato esperado, já que se necessita de uma grande acumulação de carga na região de transição entre domínios para que tenhamos uma variação brusca do campo elétrico. As medidas de fotoluminescência, para potências de excitação altas e tensões nas quais se espera a formação de domínios na SR, apresentaram, nos dois primeiros platôs, dois picos de fotoluminescência e em parte do terceiro platô três picos claros de fotoluminescência. Estes resultados são associados à existência de dois e três domínios respectivamente através do “Stark shift” (como no artigo de E. S. Snow et al.^{xvii}). Todas as teorias até então apontavam para a coexistência de apenas dois domínios. O domínio extra observado é associado a um campo elétrico no qual teríamos o tunelamento ressonante entre a segunda subbanda de um poço com a quarta do poço adjacente. Para que isto ocorra, é necessário que haja uma população razoável desta segunda sub-banda, fato que não é totalmente explicado no artigo em questão. É importante observar que o tunelamento entre segunda e terceira sub-bandas não é observado (apenas dois picos de fotoluminescência são observados na região do segundo platô). Medidas de fotoluminescência a diversas potências de excitação, para um valor de tensão no qual se espera a formação de domínios, mostram claramente como um pico de fotoluminescência observado em baixos valores de excitação primeiro alarga-se, ganha estruturas e finalmente abre-se em dois claros e distintos picos. Isto evidencia a necessidade de uma densidade mínima de elétrons para que haja a formação dos domínios. É também interessante observar que o alargamento do pico original, para valores intermediários de foto excitação, pode ser associado a uma inhomogeneidade do campo elétrico sem uma definição clara dos dois domínios.

M. Helm et al.^{xxv} também fizeram medidas de fotoluminescência em SR's, porém com as mesmas dopadas tipo n e com contatos ôhmicos. Dois domínios foram identificados nas regiões onde a condutividade apresentava oscilações.

Nos últimos anos, diversos trabalhos objetivaram simular computacionalmente a curva característica I-V de MPQ^{xxvi,xxvii,xxviii,xxix,xxx}. Estes modelos apresentam a análise de uma série de efeitos interessantes, porém, para o presente trabalho, o resultado mais importante é a observação de que a transição entre dois domínios pode ser abrupta (dentro de um único período da SR) ou estender-se por vários períodos da SR. Esta transição será tanto mais abrupta quanto maior a densidade de portadores na SR, quanto maior a separação entre as sub-bandas e quanto menor a largura efetiva das mesmas. Quando a transição é abrupta, podemos esperar uma curva I-V composta de platôs com uma série de picos periódicos de resistência diferencial negativa dentro dos mesmos, como no experimento de K. K. Choi et al.^{xvi}. Se a transição é um pouco mais suave, observamos oscilações na condutividade onde observávamos picos agudos de RDN para o caso de transição abrupta. Também são observados platôs sem estruturas que indiquem a expansão do domínio de campo alto (platôs lisos ou com apenas um pico inicial) quando as transições entre domínios ocorrem de forma ainda mais suave. No limite onde os domínios não se formam, observamos apenas picos de corrente nas tensões para as quais temos o alinhamento do estado fundamental de um poço com algum dos estados excitados do poço adjacente (um pico inicial devido à condução $1 \rightarrow 1$ também pode ser observado).

Essas idéias são reforçadas por experimentos já citados como o de H. T. Grahn et al.^{xxiv}, que mostram uma evolução da curva I-V de SR's com o aumento do número de portadores no sentido exato da descrição feita no parágrafo acima, associando-se uma maior concentração de portadores a uma transição mais abrupta entre domínios.

-
- ⁱ L. Esaki e R. Tsu, IBM J. Res. Dev. **14**, 61 (1970).
- ⁱⁱ J. C. Slater, Phys. Rev. **87**, 807 (1952).
- ⁱⁱⁱ R. de L. Krönig e W. J. Penney, Proc. Roy. Soc. **A130**, 499 (1930).
- ^{iv} Claude Weisbuch e Borge Vinter, Quantum Semiconductor Structures: Fundamentals and Application (Academic Press, NY, 1991).
- ^v R. F. Kazarinov e R. A. Suris, Sov. Phys. Semicond. **5**, 707 (1971).
- ^{vi} R. F. Kazarinov e R. A. Suris, Sov. Phys. Semicond. **6**, 120 (1972).
- ^{vii} R. Tsu e L. Esaki, Appl. Phys. Lett. **22**, 562 (1973).
- ^{viii} L. L. Chang, L. Esaki e R. Tsu, Appl. Phys. Lett. **24**, 593 (1974).
- ^{ix} L. Esaki e L. L. Chang, Phys. Rev. Lett. **33**, 495 (1974).
- ^x G. H. Döhler, R. Tsu e L. Esaki, Solid State Commun. **17**, 317 (1975).
- ^{xi} R. Tsu e G. Döhler, Phys. Rev. B **12**, 680 (1975).
- ^{xii} G. H. Wannier, Elements of Solid State Theory (Cambridge University Press, London, 1959), pag. 190-193.
- ^{xiii} R. Dingle, W. Wiegmann e C. H. Henry, Phys. Rev. Lett. **33**, 827 (1974).
- ^{xiv} R. Tsu, A. Koma e L. Esaki, J. of Appl. Phys. **46**, 842 (1975).
- ^{xv} Federico Capasso, Khalid Mohammed e Alfred Y. Cho, Appl. Phys. Lett. **48**, 478 (1986).
- ^{xvi} K. K. Choi, B. F. Levine, R. J. Malik, J. Walker e C. G. Bethea, Phys. Rev. B **35**, 4172 (1987).
- ^{xvii} E. S. Snow, S. W. Kirkhofer e O. J. Glembocki, Appl. Phys. Lett. **54**, 2023 (1989).
- ^{xviii} D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood e C. A. Burrus, Phys. Rev. Lett. **53**, 2173 (1984).
- ^{xix} D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood e C. A. Burrus, Phys. Rev. B **32**, 1043 (1985).
- ^{xx} G. Bastard, E. E. Mendez, L. L. Chang e L. Esaki, Phys. Rev. B **28**, 3241 (1983).
- ^{xxi} J. A. Brum e G. Bastard, Phys. Rev. B **31**, 3893 (1985).
- ^{xxii} E. E. Mendez, G. Bastard, L. L. Chang, L. Esaki, H. Morkoç e R. Fischer, Phys. Rev. B **26**, 7101 (1982).
- ^{xxiii} S. Tarucha e K. Ploog, Phys. Rev. B **38**, 4198 (1988).

-
- ^{xxiv} H. T. Grahn, H. Schneider e K. von Klitzing, Phys. Rev. B **41**, 2890 (1990).
- ^{xxv} M. Helm, J. E. Golub e E. Colas, Appl. Phys. Lett. **56**, 1356 (1990).
- ^{xxvi} L. L. Bonilla, J. Galán, J. A. Cuesta, F. C. Martínez e J. M. Molera, Phys. Rev. B **50**, 8644 (1994).
- ^{xxvii} G. Schwarz e E. Schöll, Phys. Stat. Sol. (b) **194**, 351 (1996).
- ^{xxviii} F. Prengel, A. Wacker e E. Schöll, Phys. Rev. B **50**, 1705 (1994).
- ^{xxix} Ning G. Sun e George P. Tsironis, Phys. Rev. B **51**, 11221 (1995).
- ^{xxx} L. A. Cury e N. Studart, Superlattices and Microstructures **4**, 245 (1988).

Capítulo 2

Tunelamento foto-assistido em multi-poços quânticos

A primeira observação de tunelamento foto-assistido (PAT) foi efetuada por A. H. Dayem e R. J. Martin²⁸ em 1962. O experimento foi feito medindo-se a variação da tensão com a corrente através de uma estrutura de supercondutor - isolante - supercondutor (SIS) sob a incidência de radiação na faixa de microondas. Foram observados picos na condutividade da amostra, sob radiação incidente, separados em tensão por $h\nu/e$, onde “ h ” é a constante de Planck, “ ν ” é a frequência da radiação e “ e ” é a carga do elétron. Esses picos não existem na curva I-V sem radiação e são associados à condução via tunelamento foto-assistido.

No ano seguinte, P. K. Tien e J. P. Gordon²⁹ apresentaram um modelo com o qual explicaram qualitativamente os efeitos observados. No referido modelo, eles modelaram a estrutura de dois poços quânticos fracamente acoplados submetidos a um campo elétrico oscilante considerando apenas a variação da diferença de potencial entre eles. Para isto eles adicionaram um potencial do tipo $V_{AC} \cos \omega t$, onde V_{AC} e ω são constantes, a um dos poços quântico. Os autores consideraram uma oscilação adiabática da energia do sistema, o que quer dizer que eles desprezaram qualquer acoplamento entre os estados ligados do poço por intermédio do potencial oscilante. O resultado foi uma redistribuição da probabilidade de encontrar-se o elétron em dada energia. O formalismo indica a formação de “estados virtuais”, esses estados estariam separados em energia do estado original por um número inteiro vezes a energia dos fótons da radiação incidente. Ou seja, se $\psi(x, y, z, t) = f(x, y, z)e^{-iEt/\hbar}$ é a auto-função do auto-estado de energia E do Hamiltoniano não perturbado H_0 . Podemos obter as auto-funções do Hamiltoniano $H = H_0 + eV_{AC} \cos \omega t$, através da função tentativa

$$\psi(x, y, z, t) = f(x, y, z)e^{-iEt/\hbar} \left[\sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} B_n e^{-in\omega t} \right]$$
, que substituindo-se dentro da equação de

Schrödinger nos fornece $B_n = J_n(eV_{AC} / \hbar\omega)$, onde J_n é a função de Bessel de ordem “ n ”. Sendo assim obtemos a seguinte expressão para a função de onda do novo Hamiltoniano:

$$\psi(x, y, z, t) = f(x, y, z)e^{-iEt/\hbar} \left[\sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} J_n(eV_{AC} / \hbar\omega) e^{-in\omega t} \right]$$
. Observando que a parte

temporal dessa função de onda depende de $E \pm n\hbar\omega$, onde antes dependia apenas de “ E ”, temos então uma probabilidade dependente de $J_n(eV_{AC} / \hbar\omega)$ do elétron ser encontrado com uma energia igual a $E \pm n\hbar\omega$. Estas são as chamadas “bandas virtuais”.

Uma revisão bastante completa da utilização do efeito de tunelamento foto-assistido em SIS para detecção de ondas milimétricas pode ser encontrado em John R. Tucker et al.³⁰.

A primeira observação experimental dessas bandas virtuais realizada em semicondutores foi efetuada em 1993 por P. S. S. Guimarães et al.³¹ em uma estrutura de MPQ. Os “estados virtuais” gerados pela radiação comportam-se como sendo “estados reais” gerando picos e platôs que são inexistentes na curva característica I-V do dispositivo no escuro (sem a radiação incidente). Essas estruturas são dependentes da frequência de forma condizente com o esperado pela teoria. Nesse trabalho, apenas estruturas relacionadas ao tunelamento assistido pela absorção de um fóton foram observadas.

No ano seguinte, foi observado PAT através de pontos quânticos³² e o laser de cascata proposto por Kazarinov e Suris [4], cujo princípio básico envolve tunelamento assistido pela emissão estimulada de um fóton, foi finalmente realizado³³.

Em 1995, B. J. Keay et al.³⁴ apresentaram a observação de tunelamento assistido pela absorção de dois fótons. Um estudo pormenorizado da corrente induzida pela radiação foi favorável à utilização do formalismo de Tien e Gordon dentro de uma extensão do modelo de Bonilla et al.[24]. Nesse trabalho, não foi observado o tunelamento assistido pela emissão de um ou mais fótons, porém em trabalho subsequente³⁵, observou-se a emissão de até três fótons, além de localização induzida pela radiação (pelo formalismo de Tien e Gordon, a probabilidade de tunelamento de um elétron sem a absorção de qualquer fóton é proporcional a $J_0(eV / \hbar\omega)$, que tem um comportamento inicial decrescente e então oscilatório) e condutividade absoluta negativa (corrente contrária à tensão aplicada). Emissão e absorção de até três fótons também foram encontradas em estruturas de barreira tripla nesse mesmo ano³⁶. Até o presente momento, foi observado o tunelamento assistido pela emissão de até sete fótons em MPQ³⁷. Nesse mesmo trabalho, identificou-se o tunelamento com a emissão de um fóton à temperatura ambiente, fato que implica na possibilidade de execução de um laser de estado sólido no infravermelho distante à temperatura ambiente. Uma elegante demonstração experimental da transição do regime clássico para o regime quântico dos efeitos da radiação sobre a curva I-V de uma SR foi apresentado em [38].

Localização dinâmica (devido a redução na largura das minibandas com o aumento da intensidade da radiação) e condutividade absoluta negativa (por excitação de elétrons dentro da região de massa diferencial negativa) , além de transparência auto-induzida foram propostas desde os primórdios dos estudos teóricos em SR como efeitos de um campo elétrico oscilante de alta frequência^{39,40,41}. É importante observar que esses trabalhos se basearam no formalismo semiclássico de minibandas, enquanto o trabalho citado no parágrafo anterior refere-se a uma estrutura de MPQ.

Trabalhos mais recentes^{42,43,44,45,46,47} retomaram o problema da localização dinâmica em SR, estendendo os modelos para MPQ.

M. Wagner⁴⁸ tratou o problema das bandas virtuais em um poço isolado com a adição de um potencial tipo $eFz \cos \omega t$, ao invés de $eF \cos \omega t$ como no modelo de Tien e Gordon . Temos nas duas expressões “ e ” igual a carga do elétron, “ F ” a amplitude do campo elétrico oscilante, “ z ” a coordenada referente ao deslocamento na direção de crescimento da SR e “ ω ” a frequência angular da radiação. Esse novo tratamento nos fornece probabilidades diferentes para o tunelamento assistido por absorção e emissão que eram iguais no tratamento de Tien e Gordon. Os coeficientes das funções de Bessel tornam-se proporcionais a $\frac{F}{\omega^2}$ ao invés de $\frac{F}{\omega}$. Até o presente momento nenhum experimento verificou qual das duas dependências é realmente encontrada em MPQ feitos de semicondutores.

O tunelamento fotoassistido, quando envolvendo uma transição entre sub-banda, pode tornar-se bastante eficiente. Propostas teóricas de utilização deste fenômeno para a detecção de radiação infravermelha, bem como experimentos que demonstram sua viabilidade, têm surgido em razoável número nos últimos quinze anos^{49,50,51,52,53}. Obviamente, a excitação de elétrons para sub-bandas de energia superior à altura das barreiras também pode ser utilizada para este mesmo propósito.

-
- ²⁸ A. H. Dayem e R. J. Martin, Phys. Rev. Lett. **8**, 246 (1962).
- ²⁹ P. K. Tien e J. P. Gordon, Phys. Rev **129**, 647 (1963).
- ³⁰ J. R. Tucker e M. J. Feldman, Reviews of Modern Physics **57**, 1055 (1985).
- ³¹ P. S. S. Guimarães, Brian J. Keay, Jann P. Kaminski e S. J. Allen, Jr, Phys. Rev. Lett. **70**, 3792 (1993).
- ³² L. P. Kouwenhoven, S. Jauhar, J. Orenstein, P. L. McEuen, Y. Nagamune, J. Motohisa e H. Sakaki, Phys. Rev. Lett. **73**, 3443 (1994).
- ³³ J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson e A. Y. Cho, Science **264**, 553 (1994).
- ³⁴ B. J. Keay, S. J. Allen Jr., J. Galán, J. P. Kaminski, K. L. Campman, A. C. Gossard, U. Bhattacharya e M. J. M. Rodwell, Phys. Rev. Lett. **75**, 4098 (1995).
- ³⁵ B. J. Keay, S. J. Allen Jr., K. D. Maranowski, A. C. Gossard, U. Bhattacharya e M. J. M. Rodwell, Phys. Rev. Lett. **75**, 4102 (1995).
- ³⁶ H. Drexler, J. S. Scott, S. J. Allen Jr., K. L. Campman e A. C. Gossard, Appl. Phys. Lett. **67**, 2816 (1995).
- ³⁷ S. Zeuner, S. J. Allen, K. D. Maranowski e A. C. Gossard, (submetido à Appl. Phys. Lett).
- ³⁸ S. Zeuner, B. J. Keay, S. J. Allen, K. D. Maranowski, A. C. Gossard, U. Bhattacharya e M. J. W. Rodwell, Phys. Rev. B **53**, R1717 (1996).
- ³⁹ R. Tsu e L. Esaki, Appl. Phys. Lett. **19**, 246 (1971).
- ⁴⁰ A. A. Ignatov e Yu. A. Romanov, Phys. Stat. Sol. (b) **73**, 327 (1976).
- ⁴¹ A. A. Ignatov e Yu. A. Romanov, Sov. Phys. Solid State **17**, 2216 (1975).
- ⁴² M. Holthaus, Phys. Rev. Lett. **69**, 351 (1992).
- ⁴³ D. H. Dunlap e V. M. Kenkre, Phys. Rev. B **34**, 3625 (1986).
- ⁴⁴ M. Holthaus, Zeitschrift für Physik B **89**, 251 (1992).
- ⁴⁵ J. Rotvig, A. P. Jauho e H. Smith, Phys. Rev. Lett. **74**, 1831 (1995).
- ⁴⁶ M. Holthaus, G. H. Ristow e D. W. Hone, Phys. Rev. Lett. **75**, 3914 (1995).
- ⁴⁷ Y. Dakhnovskii e H. Metiu, Phys. Rev. B **51**, 4193 (1995).
- ⁴⁸ M. Wagner, Phys. Rev. Lett. **76**, 4010 (1996).
- ⁴⁹ K. K. Choi, B. F. Levine, C. G. Bethea, J. Walker e R. J. Malik, Appl. Phys. Lett. **52**, 1979 (1988).
- ⁵⁰ H. C. Liu, M. Buchanan e Z. R. Wasiliwski, Phys. Rev. B **44**, 1411 (1991).

⁵¹ C. Mermelstein e A. Sa'ar, Superlatt. and Microstructures **19**, 375 (1996).

⁵² Zhenyu Yuan, Zhenghao Chen, Dafu Cui, Jianwei Ma, Qiang Hu, Junming Zhou e Yueliang Zhou, Appl. Phys. Lett. **67**, 930 (1995).

⁵³ W. Cai, T. F. Zheng, P. Hu, M. Lax, K. Shum e R. R. Alfano, Phys. Rev. Lett. **65**, 104 (1990).

Capítulo 3

Técnicas experimentais e estrutura das amostras

Estrutura das Amostras

As amostras utilizadas no presente trabalho foram crescidas sobre um substrato semi-isolante de GaAs. Elas consistem de uma SR de dez poços de 330 Å de GaAs e onze barreiras de 40 Å de $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ crescidas entre duas camadas espaçadoras de GaAs de 500 Å dopadas uniformemente com Si na mesma concentração da SR ($3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$). Esse conjunto está, por sua vez, entre duas camadas de contato de 300 nm dopadas uniformemente com Si a $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Projeto e confecção do dispositivo

Para efetuarmos as medidas eletro-ópticas necessárias ao experimento em questão, necessitávamos solucionar o seguinte problema: confeccionar o dispositivo de forma a tornar possível a conexão elétrica *DC* para medidas de transporte, e acoplarmos, com boa eficiência, a radiação na faixa de frequência de poucos *THz* ao dispositivo. Dessa forma, decidimos fabricar o dispositivo de maneira a acoplar à superrede uma antena de banda larga impressa sobre o substrato.

Dentre as antenas planares de banda larga mais frequentemente utilizadas, optamos por uma tipo gravata borboleta. Esta antena já foi fartamente estudada^{55,56} para utilização em sistemas de microondas e infravermelho distante (*THz*)  entre outras características, a facilidade de integração, devido à sua geometria simples, foi um fator de grande importância nessa decisão, especialmente no que concerne a conexão da antena com, no caso, a SR. É possível incorporar o dispositivo ao vértice da antena sem deformá-la significativamente. Este fator é importante já que limitará a frequência máxima para a qual a antena mantém seu comportamento ideal de resposta plana. O fato da tecnologia de

integração desse tipo de antena ser localmente dominada* também foi fortemente considerado nesta decisão.

Amostras crescidas por MBE, ou qualquer outro processo epitaxial, apresentam inhomogeneidades ao longo da área transversal do “wafer”. Estas inhomogeneidades apresentam-se na espessura média das camadas, na densidade de impurezas e na concentração de defeitos. Dessa forma, a área efetiva do dispositivo necessitava ser pequena para reduzir o efeito dessas inhomogeneidades sobre a performance do dispositivo assim como a probabilidade de ocorrer um defeito estrutural “grave” na região da amostra utilizada para a fabricação do dispositivo.

Na figura 3.1 temos um desenho esquemático do dispositivo utilizado para fazer as medidas preliminares deste trabalho.

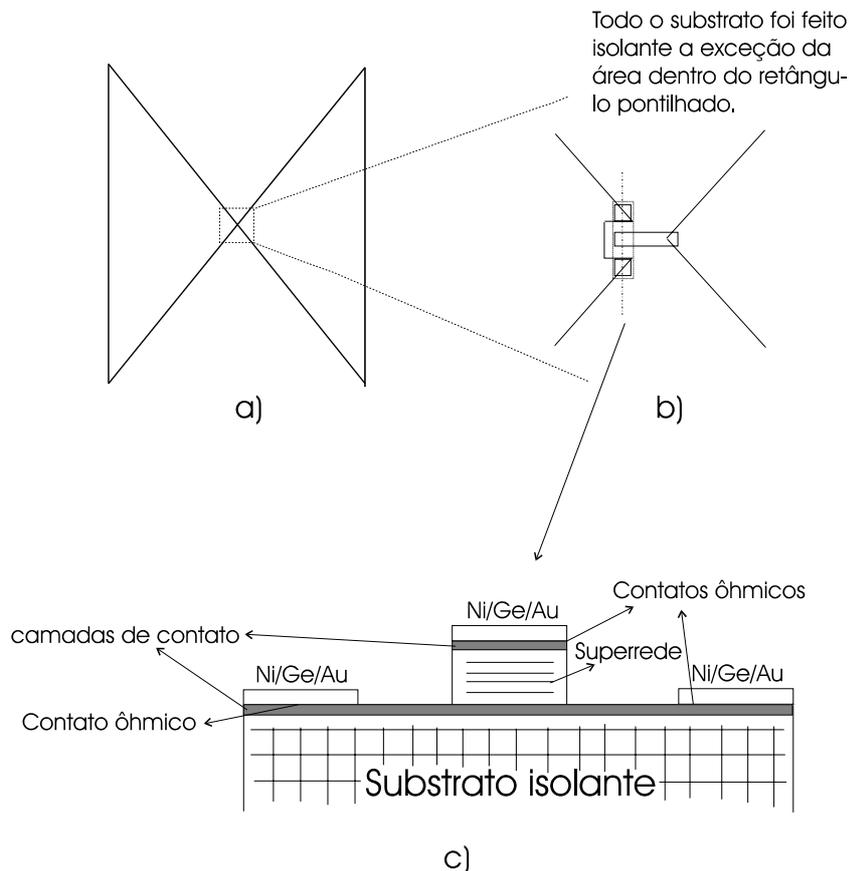


Figura 3.1: Desenho esquemático do dispositivo inicialmente confeccionado para as medidas de transporte eletrônico sob radiação de alta intensidade no infravermelho distante. Em a) temos uma visão da antena como um todo. b) mostra uma ampliação da região central da antena mostrando sua conexão com a área ativa do dispositivo. Em c) temos um corte transversal do “wafer” sobre a linha tracejada em b), mostrando detalhes da conexão elétrica feita à SR, com vias a efetuar-se medidas de transporte vertical.

*M. J. W. Rodwell, Dep. de Eng. Elétrica e Computacional da University of California, Santa Barbara.

As pequenas dimensões do dispositivo tornaram necessários procedimentos refinados para a confecção do mesmo. Este processo é descrito no apêndice 1. A área ativa da amostra conectada à antena é de $2 \times 4 \mu\text{m}^2$.

O dispositivo acima citado foi utilizado para medidas exploratórias do problema. Não foi possível, porém, efetuarmos as medidas finais pois não havia meios de compararmos a potência realmente acoplada à amostra a diferentes frequências do laser.

Em uma primeira tentativa, tentou-se normalizar essa potência por meio de um detector piroelétrico recebendo uma fração fixa do feixe incidente sobre a amostra. Esse procedimento demonstrou-se falho após vários testes. Chegamos a tal conclusão através da análise das estruturas geradas nas curvas I-V's da SR devido ao tunelamento foto-assistido.

Ao mudar-se a frequência do laser, muda-se também a distribuição de energia através da seção transversal do feixe do laser, bem como os padrões de interferência formados no interior do criostato. Isto faz com que a potência realmente acoplada à superrede não se mantenha constante, apesar da potência total do feixe incidente o ser.

Em adição aos problemas citados no parágrafo anterior, temos que as medidas efetuadas são por demais longas, de forma tal que não é possível fazer uma série completa em uma mesma rodada de medidas. Isto introduz a dificuldade adicional que jamais consegue-se reproduzir confiavelmente um alinhamento do sistema óptico. Desta forma, medidas feitas em rodadas diferentes não teriam grande coincidência.

Devido a estes problemas, resolvemos alterar o dispositivo de forma a termos uma referência da potência realmente acoplada à superrede. Para tanto, resolvemos colocar um diodo Schottky ao lado da superrede e dividir um dos lados da antena em dois, conectando uma metade à superrede e a outra ao diodo. O desenho esquemático do novo dispositivo é mostrado na figura 3.7.

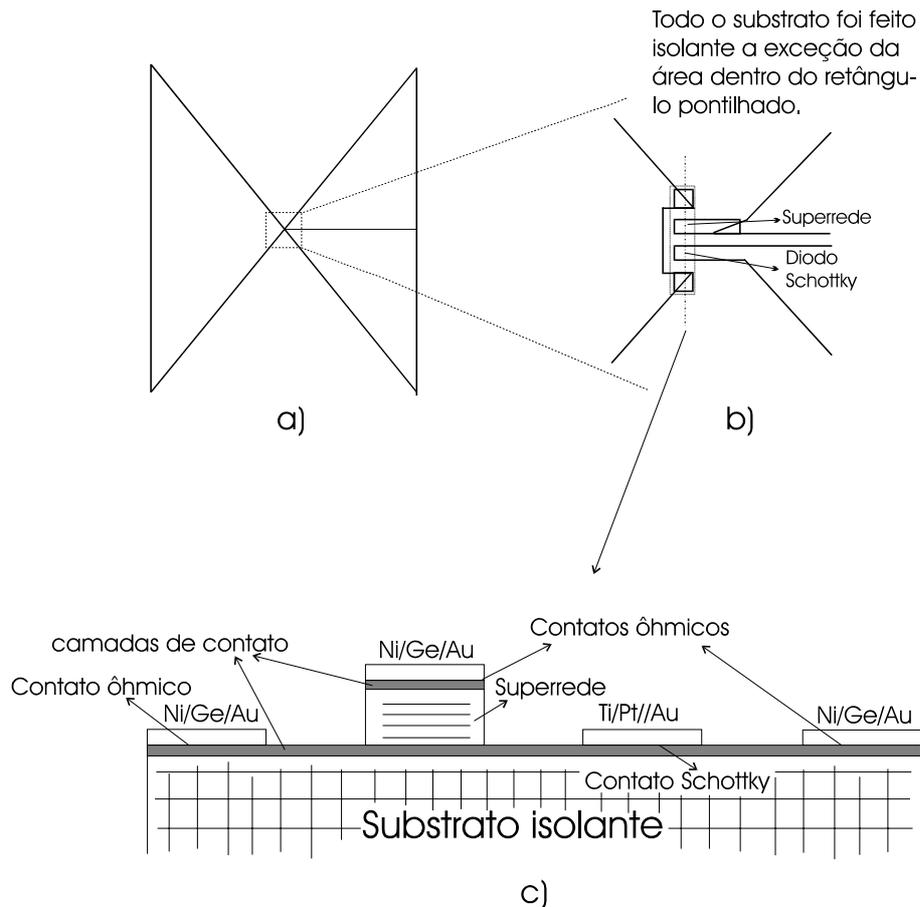


Figura 3.7: Desenho esquemático do dispositivo com o diodo Schottky integrado. Em a) temos uma visão do topo do dispositivo como um todo, evidenciando a antena gravata borboleta com um dos lados dividido ao meio. Em b) temos a ampliação da região central do dispositivo indicada pelo quadrado em a). Detalhes da conexão da antena à SR e ao diodo são mostrados. Em c) temos uma visão lateral do corte feito sobre a linha tracejada indicada em b), evidenciando os contatos ôhmicos de topo e base da SR e o contato Schottky do diodo sobre a camada de contato de base da SR. O contato de base do diodo e da SR são comuns.

Como a separação entre as duas metades do lado da antena é pequena ($2 \mu\text{m}$), esperamos que a antena se comporte como se fosse única, para as frequências de interesse. Assim sendo temos acesso *DC* independente à superrede e ao diodo, tendo, porém, o mesmo acoplamento da radiação a ambos.

Para a efetivação do dispositivo esquematizado na fig. 3.7, foi necessário a confecção de uma nova máscara para o processamento. Os passos do processamento, no entanto, não mudaram, já que o diodo poderia ser produzido junto com a última metalização que é para a definição da antena. O processo, no entanto, tornou-se ainda mais crítico, necessitando cuidado redobrado com cada passo do processamento para obter-se

êxito. Na definição final da antena e do diodo, por exemplo, tornou-se bastante alto o risco de estabelecer-se um curto-circuito entre as duas metades do eletrodo dividido da antena. Para otimização do acoplamento da radiação com a antena, utilizamos uma lente semiesférica de silício, colocando a amostra centrada sobre a face plana da lente. Este procedimento foi útil nas medidas preliminares porém desastroso nas medidas utilizando o dispositivo com o diodo. As medidas demonstraram que a antena dividida não funcionava perfeitamente como uma única antena, no sentido que, com a lente de Si, os dados não apresentaram reprodutibilidade suficiente. Nós associamos a não reprodutibilidade ao fato de pequenos desvios no alinhamento resultarem em uma mudança significativa no ângulo de incidência da radiação quando se usa a lente de Si.. A eliminação da lente de Si e a incidência frontal da radiação atingindo diretamente a antena (acoplamento pelo ar, não pelo substrato) tornou os dados reprodutíveis.

Montagem para as medidas de transporte eletrônico sob radiação no infravermelho distante (THz), sem campo magnético.

As medidas foram feitas com a amostra inserida em um criostato de He de fluxo/imersão, com janelas de quartzo. Os contatos elétricos foram feitos com cabos coaxiais finos de 50Ω , dos quais apenas os condutores centrais foram conectados à amostra, ficando as malhas aterradas assim como o criostato. Amplificadores diferenciais de baixo ruído foram utilizados tanto para amplificação do pequeno sinal de corrente vindo da amostra como para reduzir a introdução de ruído no circuito principal pelos equipamentos de medida. Na figura 4.1, temos um desenho esquemático destas ligações.

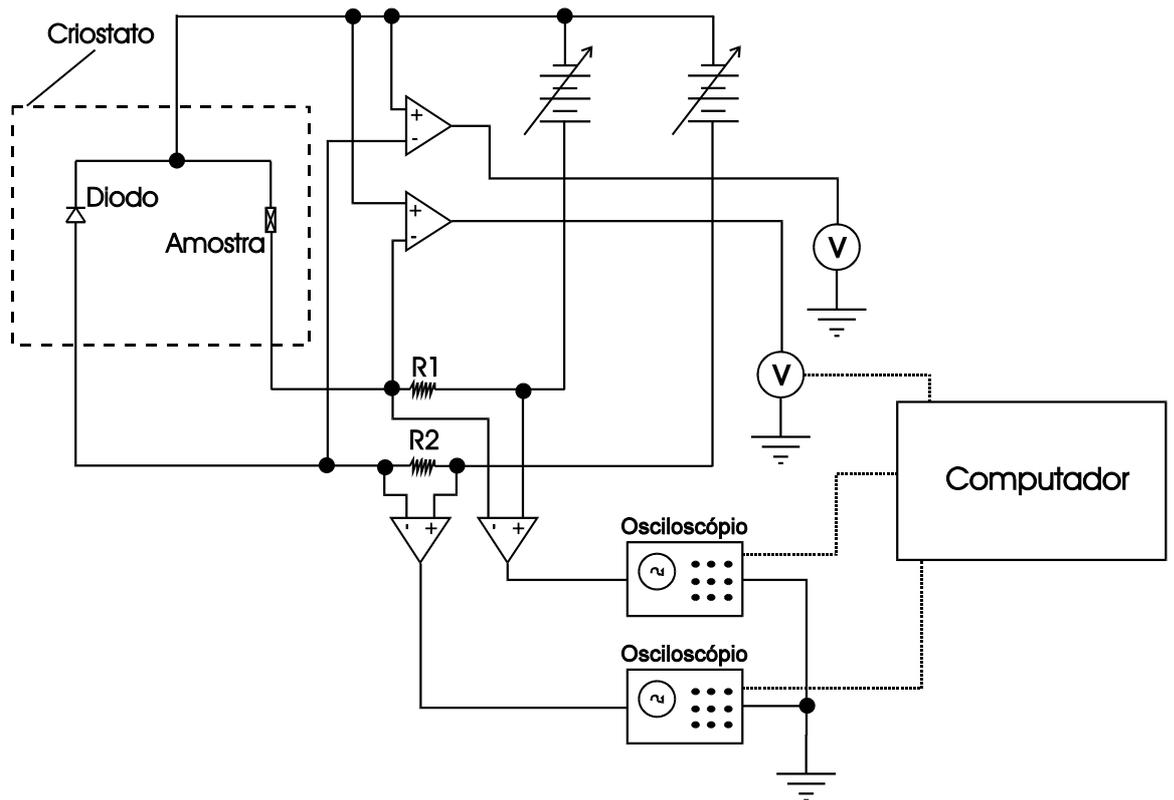


Figura 4.1: Diagrama das conexões elétricas utilizadas para as medidas de transporte eletrônico sob radiação no infravermelho distante.

A radiação derivada do Laser de Elétrons Livres (FEL) da University of California, Santa Barbara (USA), foi guiada até a amostra e focada na mesma através de espelhos planos e côncavos em uma lógica de óptica geométrica. A radiação polarizada linearmente foi conduzida de forma a coincidir a polarização da radiação com o eixo da antena. A figura 4.2 ilustra o acoplamento da radiação com a antena.

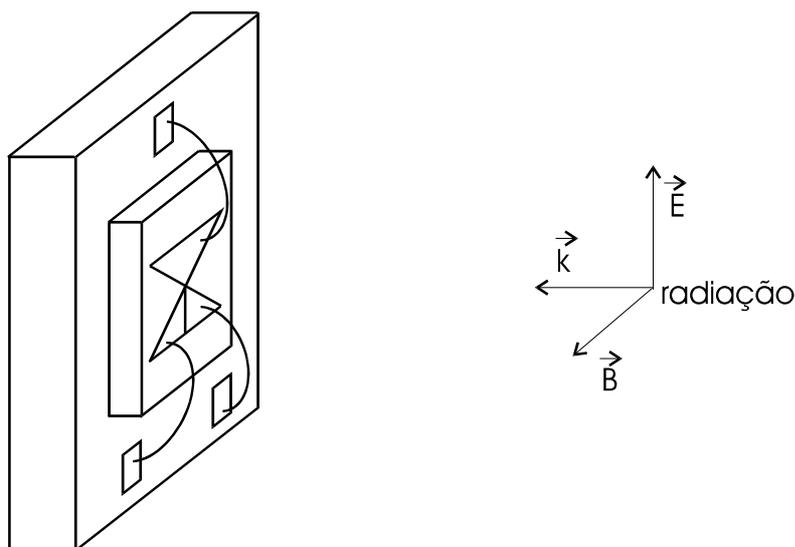


Figura 4.2: Desenho esquemático da incidência da radiação na amostra.

O FEL por nós utilizado fornece pulsos de radiação quase planos de $2 \mu\text{s}$ de duração com um período de repetição de $0,75 \text{ s}$. A frequência da radiação é continuamente ajustável e a potência máxima possível de obter-se é da ordem de poucos kW , sendo esta potência variável com a frequência de operação (porém dentro da mesma ordem de grandeza). As características atualizadas desse laser podem ser encontradas em “<http://www.qi.ucsb.edu/cfels>”.

As curvas de variação da corrente com a tensão (I-V) com e sem radiação foram feitas tomando-se um ponto de cada curva a cada pulso do laser através da utilização de um multímetro digital para medida da tensão na amostra e de um osciloscópio para medida da corrente na amostra antes e durante o pico do laser através da medida da tensão em um resistor em série com a amostra. O osciloscópio por nós utilizado permite a determinação da tensão média medida em intervalos prefixados de tempo em uma mesma varredura. Assim sendo, podemos medir a tensão no resistor, em série com a amostra ou com o diodo, por um pequeno intervalo de tempo antes da incidência do pulso do laser e durante a duração do mesmo. Obviamente o equipamento do laser nos fornece um sinal instantes ($6 \mu\text{s}$) antes do início do pulso de radiação. Este sinal é utilizado como “trigger” para o osciloscópio. Ambos, osciloscópio e multímetro, foram conectados a um microcomputador para a coleta automática de dados, através de um programa desenvolvido dentro do aplicativo “LabView”. A fonte de tensão não foi controlada pelo computador, tratou-se de uma fonte de tensão alimentada a baterias (para minimizar ruídos eletrônicos) e cuja tensão podia ser variada lentamente, sendo a velocidade de rampa controlada.

A fotocorrente gerada no diodo Schottky foi utilizada como referência da potência acoplada à SR. Para que sua sensibilidade fosse satisfatória, o mesmo foi polarizado diretamente a uma tensão na qual a não linearidade de sua curva I-V gerasse uma fotocorrente razoável.

Medidas de tunelamento foto-assistido com campo magnético

As medidas de tunelamento foto-assistido com campo magnético foram feitas utilizando-se um magneto de bobina dupla supercondutora (Oxford) com quatro janelas ópticas de quartzo que é capaz de fornecer um campo máximo de 10 T a uma temperatura de 4.2 K e 12 T a 1.5 K. A radiação foi proveniente do mesmo FEL. A amostra foi inserida com o eixo da antena, e conseqüentemente também as camadas da SR, paralelos ao campo. Ilustramos esta montagem na figura 4.2.

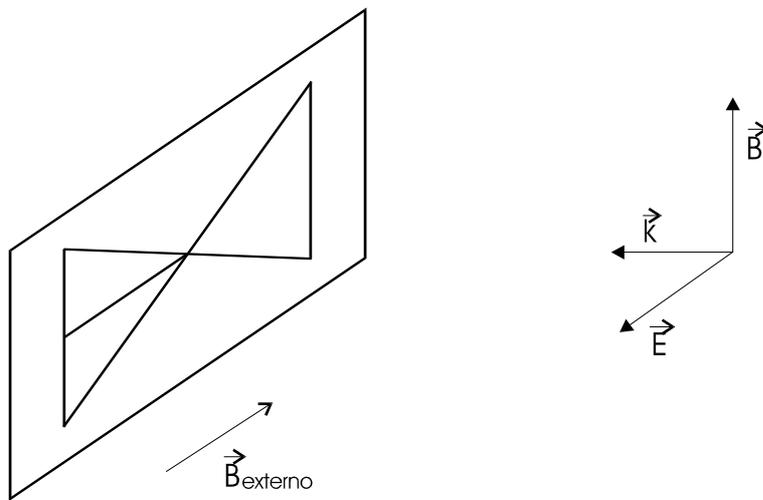


Figura 4.2: Desenho esquemático da direção do campo magnético e da polarização da radiação em relação à amostra (campo perpendicular à corrente).

As conexões elétricas são completamente análogas às das medidas sem campo magnético. As medidas aqui, porém, foram feitas a tensão constante e campo magnético variável. O método de medida da corrente com e sem radiação permaneceu o mesmo, mas agora registrando-se o valor do campo magnético simultaneamente, ao invés da tensão na amostra.

Medidas de magneto tunelamento sem radiação

Estas medidas foram feitas utilizando-se um magneto supercondutor da Oxford Instruments, disponível na Universidade Federal de Minas Gerais em Belo Horizonte, capaz de fornecer campos magnéticos de até 15 T a 4,2K e até 17 T a 1,5K. Utilizamos como fonte de tensão um sistema idêntico ao utilizado nas demais medidas, para evitar que eventuais ruídos de rede fossem transferidos para a amostra destruindo-a (devido às pequenas dimensões, a amostra é bastante frágil quanto a estes picos de tensão ou eletricidade estática). A corrente eletrônica foi medida através da leitura da tensão sobre um resistor em série com a amostra. Nestas medidas não utilizamos amplificadores diferenciais isolando o circuito principal dos multímetros, uma vez que podíamos ter um tempo de integração maior que nas medidas com o laser, reduzindo assim o ruído. As medidas, tanto de variação da corrente com a tensão a campo magnético constante como as de variação da corrente com o campo magnético a tensão constante, foram feitas de forma automática, acoplando-se, a um microcomputador, tanto os multímetros de medida das tensões na amostra e no resistor em série, quanto a fonte do magneto.

⁵⁵ Richard C. Compto, Ross C. McPhedran, Zorana Popovic, Gabriel M. Rebeiz, Peter P. Tong, and David B. Rutledge, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. AP-35, n° 6 (1987).

⁵⁶ D. B. Rutledge, D. P. Neikirk e D. P. Kasilingam, Infrared and Millimeter Waves, Vol. 10, pag. 15.

Capítulo 4

Amplificação do efeito de tunelamento foto-assistido por excitação entre subbandas

Como visto no capítulo dois deste trabalho, tunelamento foto-assistido em superredes tipo multi-poços quânticos (MPQ) demonstrou-se um fenômeno importante que possui grande potencial para a fabricação de detectores e fontes de radiação no infravermelho distante (frequências da ordem de terahertz). A maioria dos trabalhos, até então publicados, tratam o problema de tunelamento foto-assistido sem transições entre subbandas de um mesmo poço. O presente trabalho visa tratar justamente esta questão, ou seja, como se dá o transporte eletrônico em MPQ quando sintonizamos a frequência da radiação incidente com a frequência relativa à separação em energia das duas primeiras subbandas dos poços da superrede.

A amostra foi preparada como descrito no capítulo três, onde encontra-se também uma descrição de suas camadas. Relembrando, trata-se de uma SR composta de onze barreiras de $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ e dez poços de GaAs, sendo as espessuras nominais dos poços e barreiras de 40 Å e 330 Å respectivamente. As barreiras têm altura aproximada de 240 meV. A superrede é uniformemente dopada com Si a $3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ nominais, junto com os espaçadores de 500 Å de GaAs. As camadas de contato possuem uma dopagem nominal de $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ e espessura de 3000 Å.

O experimento consistiu na medida de curvas características I-V do dispositivo com e sem a incidência de radiação, para vários valores de frequência da radiação, porém com a mesma potência aplicada. A potência na qual foi efetuado o experimento foi escolhida de forma empírica. Trata-se de uma potência na qual obtemos um sinal razoavelmente mensurável, sem que observemos qualquer das estruturas na curva I-V provenientes das bandas virtuais³⁰. Isto significa dizer que o tunelamento foto-assistido fora da ressonância **não é observado a esta potência**. Na figura 4.1 apresentamos uma comparação de uma curva I-V da amostra no escuro com a mesma curva I-V com radiação incidente na frequência de 3,0 THz (os pontos das duas curvas são tomados simultaneamente como descrito no capítulo 3). Todas as medidas apresentadas neste capítulo foram realizadas a uma temperatura de 20 K. Para esta frequência de radiação,

fora da ressonância com a separação entre níveis de energia da SR, nenhuma mudança substancial entre as duas curvas é observada.

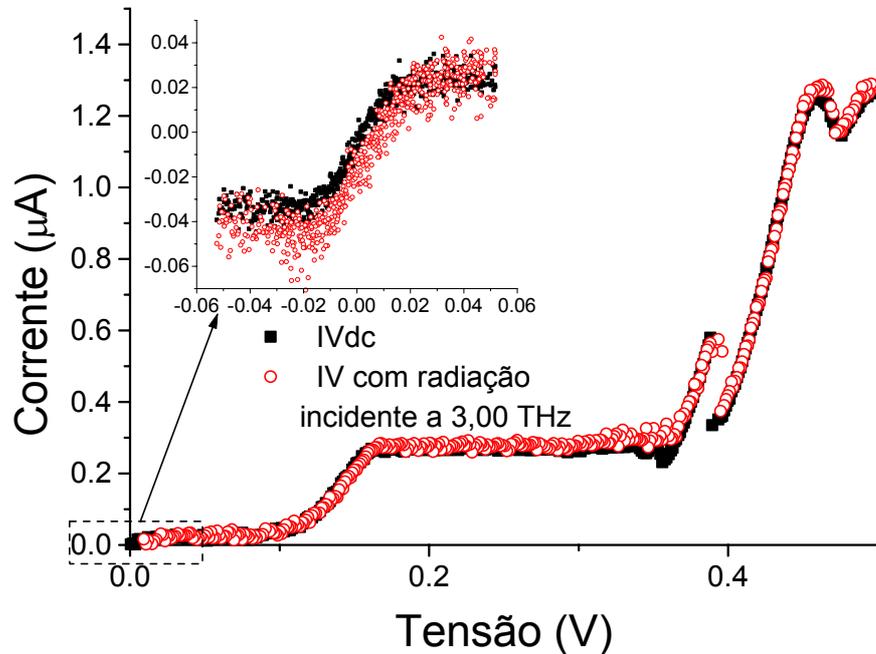


Figura 4.1: Curva de variação da corrente com a tensão (I-V) da SR com e sem a incidência da radiação (3,0 THz). O detalhe mostra uma ampliação da região em torno de zero Volts.

Na figura 4.2, apresentamos outro gráfico semelhante ao da figura 4.1, com a mesma potência de radiação, porém a uma frequência diferente. A comparação da potência da radiação aplicada à SR em frequências distintas foi feita através da fotocorrente gerada no diodo Schottky acoplado ao vértice da mesma antena que está conectada a SR, conforme detalhado no capítulo 3 desta tese.

Procuramos a ressonância entre a frequência da radiação e a separação entre os dois primeiros níveis dos poços da SR. Dessa forma, devemos procurar por efeitos que apareçam na curva I-V da amostra sob radiação aplicada e que possuam dependência com a frequência.

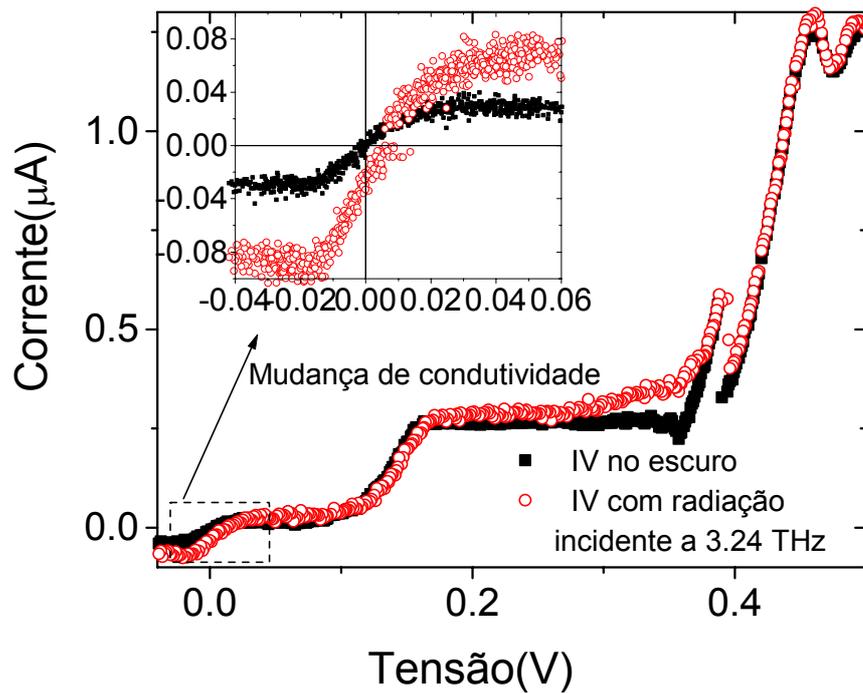


Figura 4.2: Curva I-V da SR com e sem radiação aplicada. No detalhe observamos uma mudança significativa da condutividade, em torno de zero Volts, com a incidência da radiação.

A curva I-V da SR sob radiação incidente de frequência $f = 3,24$ THz apresenta claramente uma condutividade em torno de zero Volts maior que a condutividade apresentada pela curva I-V da amostra no escuro. Para valores de tensão que antecedem o início do primeiro platô, o campo elétrico é aproximadamente uniforme através da SR e o transporte eletrônico dá-se via tunelamento entre os estados fundamentais dos poços da SR ($1 \rightarrow 1$). A excitação óptica eleva a população da segunda sub-banda dos poços, aumentando a condutividade da SR em torno de zero Volts. Na figura 4.3 temos uma ilustração desse processo. A probabilidade de tunelamento entre as segundas sub-bandas dos poços ($2 \rightarrow 2$) é maior que a probabilidade de tunelamento entre as primeiras sub-bandas ($1 \rightarrow 1$) devido ao maior acoplamento entre as funções de onda dos segundos níveis dos poços, desta forma, os elétrons “bombeados” para as segundas sub-bandas dos poços estão mais livres para percorrer a SR, resultando no aumento da condutividade. Observamos, também, que a corrente induzida pela radiação a tensão zero não é nula. Isso deve-se ao fato de a SR não ser perfeitamente simétrica, como normalmente a representamos, gerando, assim, uma pequena retificação do sinal da radiação.

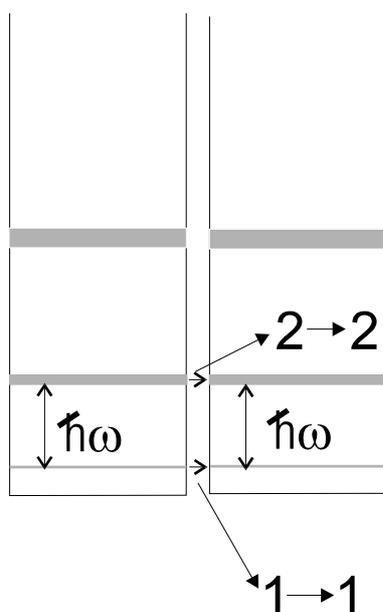


Figura 4.3: Transporte eletrônico através de MPQ quando excitamos ressonantemente elétrons do estado fundamental para o primeiro excitado dos poços da SR (tensão próxima de zero).

Continuando a aumentar a frequência da radiação incidente a potência constante, observamos que a fotocondutividade (diferença na condutividade entre as curvas I-V da SR sob radiação incidente e no escuro) em torno de zero Volts decresce a partir de determinada frequência, enquanto outros efeitos emergem na curva I-V com radiação incidente. Na figura 4.4 apresentamos novamente curvas I-V da SR com e sem radiação, sendo a frequência da radiação igual a 3,42 THz um pouco acima da frequência utilizada na figura 4.2. Para esta frequência da radiação já não observamos o aumento na condutividade observado na figura 4.2. Se olharmos para a faixa de tensão que compreende a região entre os dois primeiros platôs da curva no escuro (região indicada pelo quadrado tracejado na figura 4.4), observaremos que, a esta frequência, a radiação induz uma queda na corrente. O detalhe da figura 4.4 mostra a variação da fotocorrente (diferença entre as correntes medidas com e sem incidência de radiação) nesta faixa de tensão. Observamos que a fotocorrente apresenta um pico de valores negativos. Após esse pico negativo, a fotocorrente torna-se positiva. A razão para tal comportamento tornar-se-á evidente quando aumentarmos a frequência da radiação um pouco mais.

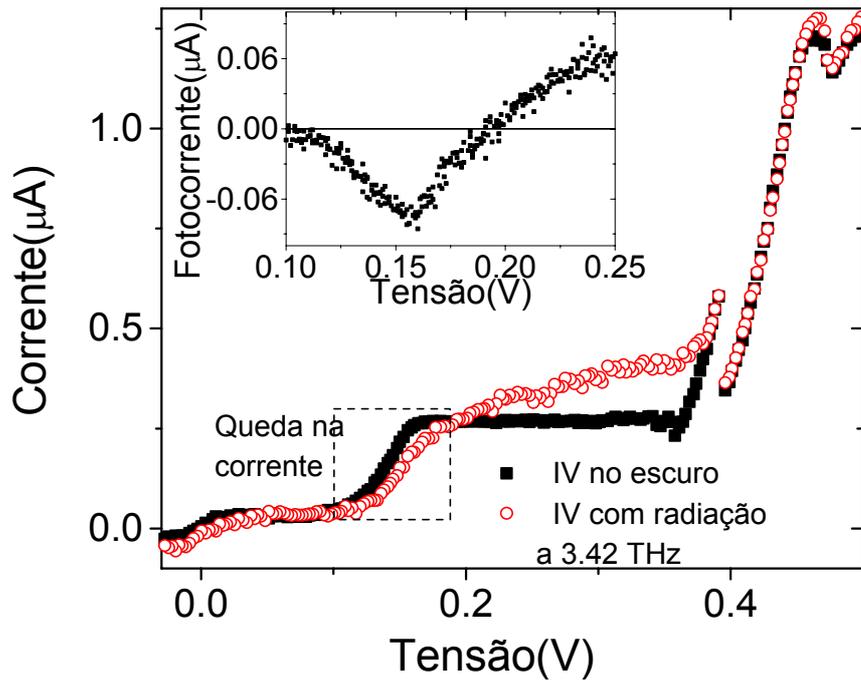


Figura 4.4: Curvas I-V com e sem radiação incidente a 3.42 THz. O detalhe mostra a variação da fotocorrente com a tensão na região de transição entre os dois primeiros platôs da curva no escuro (quadrado tracejado). Vemos um pico de fotocorrente negativa nessa região.

Na faixa de tensão que engloba a região entre o fim do primeiro platô e o início do segundo platô da curva no escuro, o transporte eletrônico dá-se via tunelamento entre o estado fundamental de um poço e o primeiro estado excitado do poço adjacente (1→2). Nessa situação a transferência de elétrons do estado fundamental para o primeiro excitado dos poços deve resultar em uma queda na corrente, já que teremos menos elétrons no estado fundamental de um poço para tunelar para o poço seguinte, assim como existirão menos estados disponíveis para tunelamento no segundo nível do poço adjacente. Um desenho esquemático do transporte eletrônico nesta região é mostrado na figura 4.5.

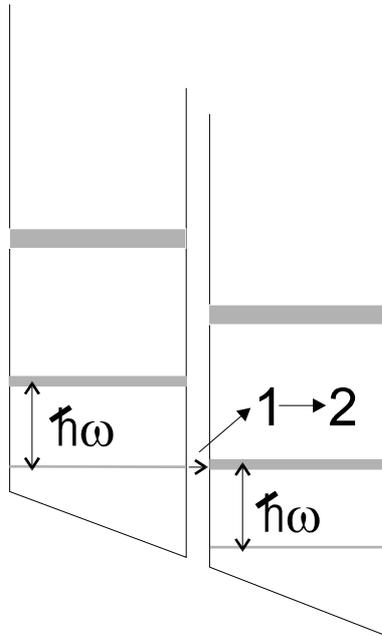


Figura 4.5: Desenho esquemático do transporte eletrônico sob radiação incidente através da SR para tensões na região entre os dois primeiros platôs da curva no escuro.

O aumento da população do nível *dois* (primeiro estado excitado) dos poços abre a possibilidade do estabelecimento de um regime de campo elétrico uniforme através da SR com o transporte eletrônico ocorrendo por tunelamento entre o *segundo* nível de um poço e o *terceiro* do poço adjacente ($2 \rightarrow 3$). Isto é o que podemos ver na figura 4.6. O segundo platô da curva I-V no escuro divide-se em dois platôs na curva I-V da SR sob radiação incidente. Este efeito já podia ser notado, de forma incipiente, na figura 4.4, na qual a frequência da radiação é um pouco inferior.

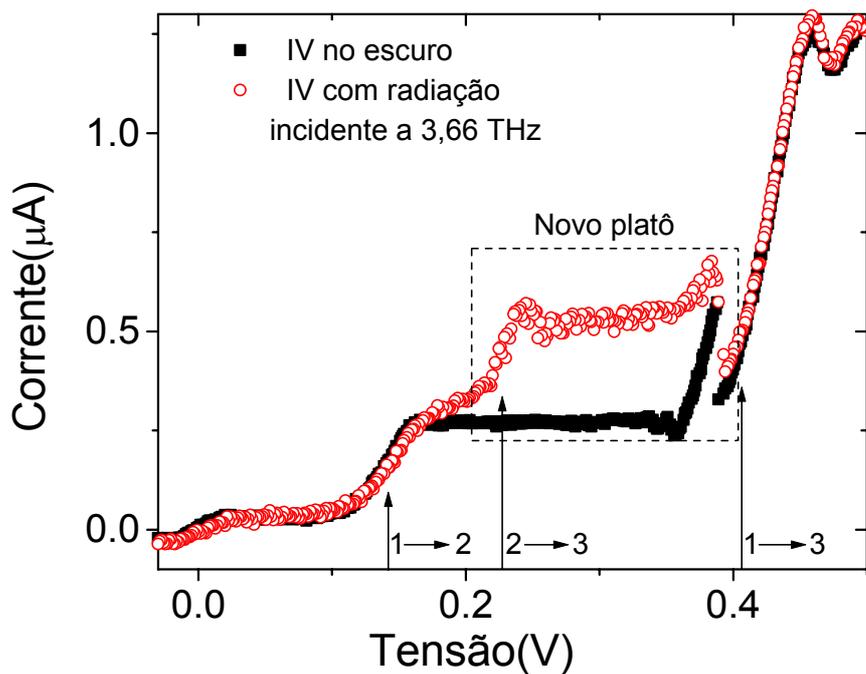


Figura 4.6: Curvas características I-V da SR com e sem radiação incidente à frequência de 3.66 THz. As setas indicam as posições em tensão nas quais esperamos ter o alinhamento dos níveis *um* com *dois*, *dois* com *três* e *um* com *três* dos poços adjacentes, quando um campo elétrico uniforme é estabelecido sobre toda a SR.

Para verificarmos a hipótese de que a divisão do segundo platô da curva no escuro em dois deve-se ao surgimento do mecanismo de transporte $2 \rightarrow 3$, calculamos a posição em tensão na qual o alinhamento entre o *segundo* nível de um poço com o *terceiro* do poço adjacente ocorreria caso um campo elétrico uniforme fosse estabelecido sobre toda a SR. Neste cálculo levamos em consideração a variação da posição em energia dos níveis dos poços com a deformação causada nos mesmos pelo campo elétrico. Supusemos, para isto, uma deformação linear dos poços pelo campo elétrico e utilizamos um programa que calcula as funções de onda a partir da transformação do potencial em uma série de degraus. Os cálculos foram feitos para um sistema de dois poços e estendidos para o caso de dez poços. Esta posição está indicada por uma seta na figura 4.6, onde também estão indicadas as posições calculadas para o alinhamento dos níveis *um* com *dois* e *um* com *três* entre poços adjacentes nas mesmas condições de uniformidade do campo elétrico. Na figura 4.7 representamos o transporte eletrônico via tunelamento $2 \rightarrow 3$.

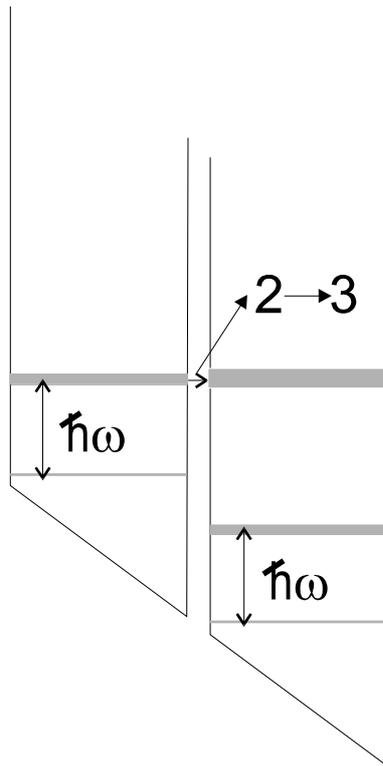


Figura 4.7: Transporte eletrônico via tunelamento entre níveis *dois* e *três* de poços adjacentes.

Em resumo, observamos três efeitos distintos da radiação na faixa de THz sobre as características I-V da SR. Atribuímos os três efeitos ao aumento da população do nível *dois* (primeiro estado excitado) dos poços da SR devido à excitação óptica. Esses três efeitos, porém, não ocorrem, com sua máxima intensidade, na mesma frequência. A figura 4.8 mostra como esses efeitos variam com a frequência da radiação incidente. Mostramos nessa figura como uma função da frequência, para uma mesma potência de radiação aplicada: a fotocondutividade em torno de zero Volts (ver também figura 4.2), o valor do pico de fotocorrente negativa que ocorre para valores de tensão entre os dois primeiros platôs da curva no escuro (ver também figura 4.4) e o valor da fotocorrente no início do novo platô (ver também figura 4.6).

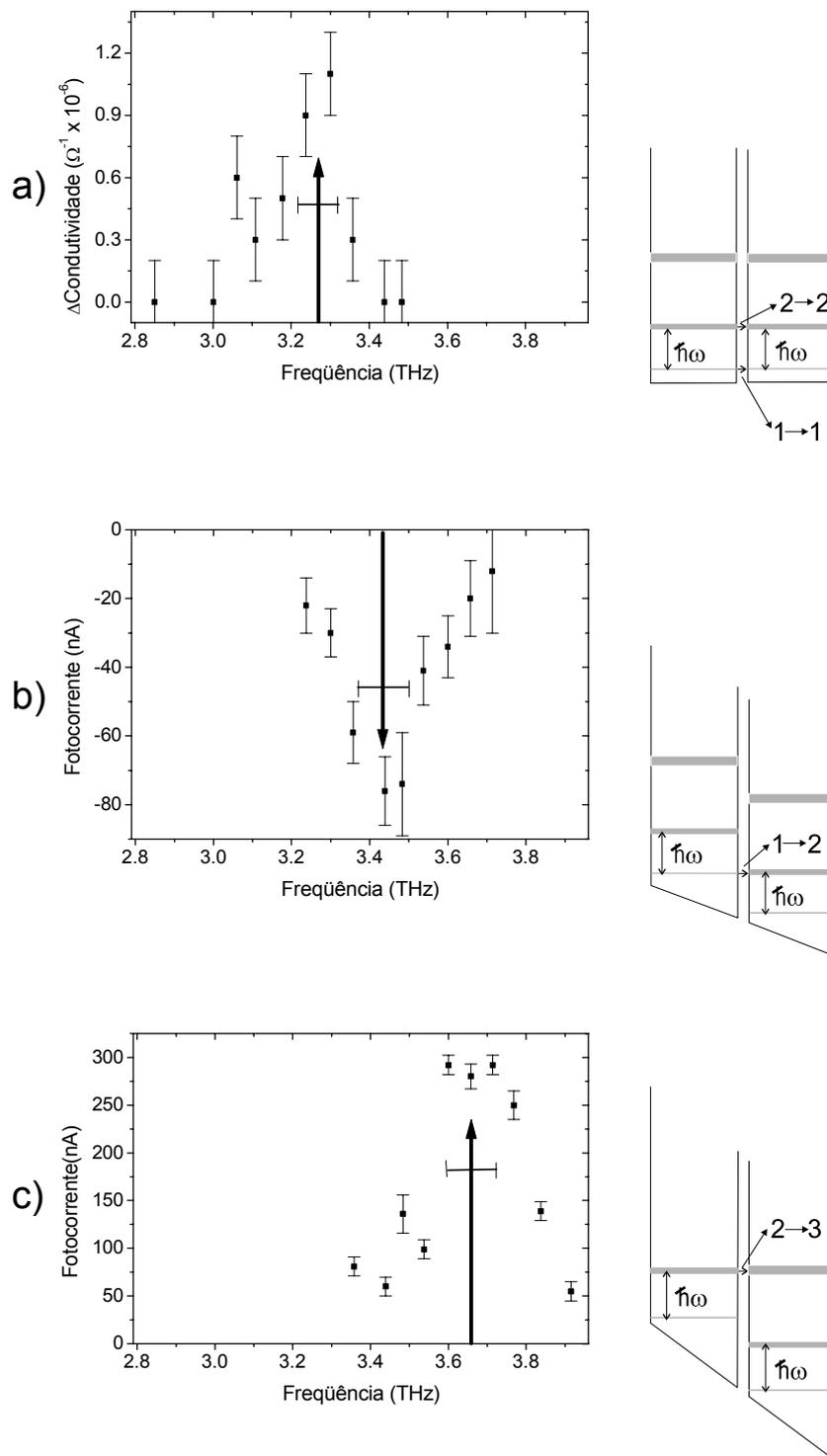


Figura 4.8: Os três gráficos mostram, como uma função da freqüência da radiação incidente a potência constante: a) a fotocondutividade em torno de zero Volts (condução 1 \rightarrow 1); b) o valor do pico de fotocorrente negativa gerado na região de tensão entre o primeiro e o segundo platô da curva I-V no escuro (condução 1 \rightarrow 2); c) o valor da fotocorrente no início do novo platô gerado pelo canal de condução 2 \rightarrow 3.

Observamos que os três efeitos da radiação sobre a curva I-V são definitivamente ressonantes, porém apresentam picos de intensidade em frequências distintas, crescentes com a posição em tensão em que ocorrem. Adicionando-se uma deformação linear a um poço quadrado, devemos observar um aumento da separação em energia entre os estados ligados do mesmo devido ao fato de deformação gerada nos poços reduzir a largura efetiva dos mesmos. Como os três efeitos não são observados a mesma tensão e temos o campo elétrico uniforme nos três casos, esse efeito de aumento da separação entre os níveis com o aumento do campo elétrico é o candidato natural a explicar o deslocamento no pico de ressonância para frequências mais altas a medida que a posição em tensão, em que os efeitos ocorrem, aumenta. Para verificarmos essa hipótese, calculamos, a variação esperada na separação entre os dois níveis em questão (estado fundamental e primeiro excitado) com o campo elétrico e comparamos com nossos dados. Os cálculos foram mais uma vez feitos utilizando-se um programa que calcula as funções de onda a partir da transformação da potência em uma série de degraus. O resultado é mostrado na figura 4.9. Dois cálculos são apresentados, o primeiro considerando os valores nominais da SR, e o segundo com a largura dos poços ajustada para que obtenhamos a separação em energia entre os níveis a zero Volts igual à separação medida. A diferença entre o valor nominal da largura dos poços e o valor ajustado é inferior a 5%, sendo a diferença correspondente a aproximadamente três monocamadas do cristal hospedeiro.

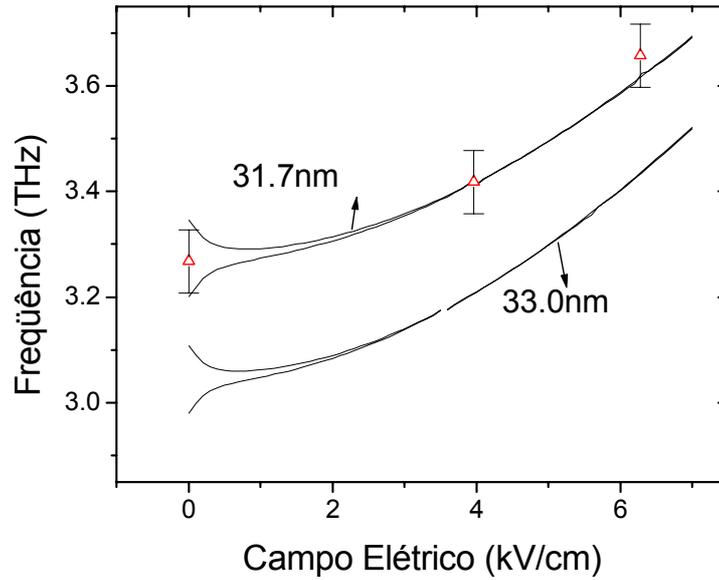


Figura 4.9: Variação do espaçamento entre os dois primeiros níveis dos poços com o campo elétrico aplicado. Os pontos com barras de erro são experimentais. A curva inferior foi calculada a partir dos parâmetros nominais (largura dos poços $d = 33,0$ nm) da SR, enquanto a superior foi calculada considerando os poços ligeiramente mais estreitos ($d = 31,7$ nm).

A excitação óptica de elétrons entre duas sub-bandas deve apresentar um comportamento tal que a transição sature com a potência. O modelo mais simples que podemos fazer para tal é o de dois níveis infinitamente degenerados com uma taxa de relaxação espontânea fixa e probabilidades de excitação ou relaxação estimuladas por cada fóton idênticas. Ou seja, se T_{ex} é a taxa de relaxação espontânea por elétron por unidade de tempo entre os dois níveis e T_{ph} é a probabilidade de um elétron absorver ou emitir estimuladamente um fóton de dada frequência, então teremos a seguinte situação de equilíbrio para a população dos dois níveis: $n_1 \frac{P}{\hbar\omega} T_{ph} = n_2 \frac{P}{\hbar\omega} T_{ph} + n_2 T_{ex}$, que equivale a

$$n_2 = \frac{N}{2 + \frac{T_{ex}}{\frac{P}{\hbar\omega} T_{ph}}}, \text{ onde } n_1 \text{ e } n_2 \text{ são as populações dos níveis } um \text{ e } dois \text{ respectivamente, } N$$

é a quantidade total de elétrons ($N = n_1 + n_2$), P é a potência da radiação e ω é a frequência angular da radiação. Este sistema obviamente tende à situação de populações idênticas nos dois níveis quando a potência da radiação torna-se muito intensa. Na figura

4.10, apresentamos as medidas de variação da intensidade dos três efeitos observados nas curvas I-V's da SR sob radiação aplicada com a potência (utilizando como parâmetros de intensidade dos efeitos os mesmos parâmetros utilizados nas medidas a potência constante variando a frequência). As medidas foram feitas nas frequências correspondentes aos picos de ressonância de cada efeito.

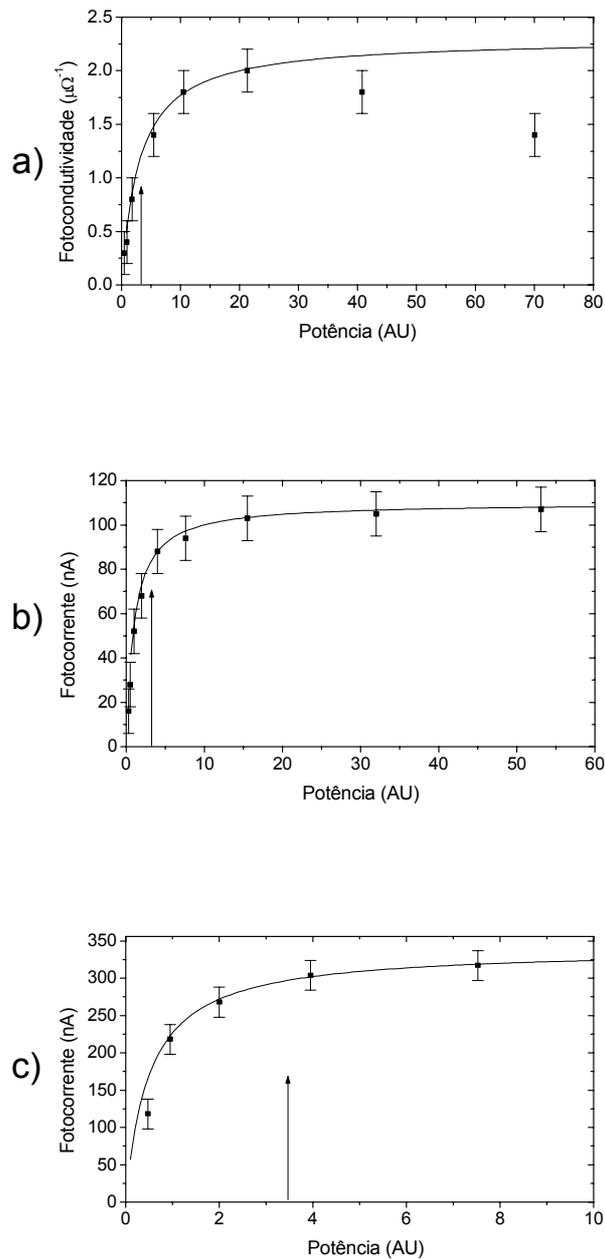


Figura 4.10: Apresentamos como função da potência da radiação em unidades arbitrárias (AU): a) a fotocondutividade em torno de zero Volts; b) o valor do pico de fotocorrente negativa gerado na região de tensão entre os dois primeiros platôs da curva I-V no escuro (condução 1→2); c) o

valor da fotocorrente no início do novo platô gerado pelo canal 2→3. As setas verticais nos três gráficos representam a potência na qual foram feitas as medidas de variação da intensidade dos efeitos com a frequência. As medidas apresentadas nesta figura foram feitas nas frequências correspondentes ao pico de ressonância de cada efeito. As curvas contínuas são ajustes, considerando as fotocorrentes e fotocondutividades como sendo proporcionais a n_2 e usando T_{ex} e o valor de saturação dos mesmos como parâmetros de ajuste.

Podemos, como uma primeira aproximação, considerarmos os valores das fotocorrentes e fotocondutividades acima como sendo diretamente proporcionais à n_2 e usarmos T_{ex} e o valor de saturação das fotocorrentes e fotocondutividades como parâmetros de ajuste. As curvas de ajuste são mostradas como curvas contínuas na figura 4.10, porém encontramos uma taxa de relaxação espontânea diferente para cada um dos efeitos observados (6,0; 2,0 e 1,0 em unidades arbitrárias), sendo que a mesma diminuiu com o aumento da tensão a que o fenômeno ocorre. O ajuste é muito bom para os gráficos correspondentes às letras *b*) e *c*) mas é menos satisfatório para o gráfico da letra *a*). Na verdade, mesmo sem qualquer ajuste, observamos que a fotocondutividade em *a*) tende a diminuir a partir de determinada potência. O modelo de excitação entre dois níveis é bom apenas no limite de baixas potências, no limite de altas potências, onde o tunelamento foto-assistido não ressonante torna-se apreciável, este modelo torna-se completamente falho. Na curva apresentada em *a*), a potência máxima utilizada é muito superior à utilizada em *c*) e um pouco superior à utilizada em *b*), por razões técnicas. A diferença na potência limite é suficiente para justificar a queda na fotocondutividade em *a*) sem que haja qualquer queda da fotocorrente em *c*), mas tal argumento não é válido para justificar o fato de não observarmos qualquer queda no valor do pico de fotocorrente negativa em *b*) pois a diferença na potência limite é pequena. Resta-nos então invocar a diferença nos processos envolvidos em *a*) e *b*). Em *a*) temos a medida da variação de uma condutividade diferencial com a incidência da radiação, enquanto em *b*) temos um processo de inibição de um canal de condução por esta mesma radiação. Devemos esperar que um aumento ainda maior da potência da radiação com a frequência utilizada em *b*) venha a aumentar ainda mais o efeito de queda na corrente na região entre os dois primeiros platôs, devido ao efeito de inibição dos canais de tunelamento direto, decorrente do aumento da probabilidade de ocorrer um tunelamento foto-assistido não ressonante. Este mesmo fenômeno tende a diminuir a condutividade em torno de zero Volts.

Concluindo, mostramos neste capítulo que a incidência de radiação ressonante com os dois primeiros níveis de energia dos poços de SR's tipo multi-poços quânticos leva ao surgimento de novos canais de condução (tunelamento $2 \rightarrow 3$, fig. 4.7) e provoca alterações na condutividade elétrica devido à redistribuição da população eletrônica pelos níveis de energia da SR.

O trabalho descrito no presente capítulo foi apresentado para publicação¹ na revista "Physical Review B".

¹ G. S. Vieira, S. J. Allen, P. S. S. Guimarães, K. L. Campman e A. C. Gossard,
submetido à Phys. Rev. B

Capítulo 5

Quantização magnética em superredes com campo magnético planar

Neste capítulo propomos um método para medir a dependência, em campo magnético, do espaçamento em energia entre duas sub-bandas de super-redes tipo multi-poços quânticos (MPQ). Aplicamos esse método para medir a dependência, em campo magnético, da separação em energia entre os dois primeiros níveis dos poços da super-rede (SR) utilizada no restante desta tese.

Vamos analisar o problema de um elétron na banda de condução de uma SR submetida a um campo magnético paralelo às suas camadas. O Hamiltoniano de uma partícula carregada submetida a potenciais elétrico e magnético, expresso no sistema internacional de unidades, é, genericamente:

$$H = \frac{1}{2m} |\vec{p} - q\vec{A}|^2 + qV(\vec{r}),$$

onde $V(\vec{r})$ é o potencial elétrico, \vec{A} é o potencial magnético e \vec{p} é o momento canônico da partícula. No caso de uma SR, temos o confinamento elétrico apenas na direção de crescimento da amostra. Se aplicarmos um campo magnético perpendicular à essa direção e ajustarmos nosso sistema de coordenadas de tal forma que tenhamos a direção de crescimento alinhada a direção “z” e o campo magnético na direção “x”, obtemos a seguinte expressão para o Hamiltoniano:

$$H = \frac{p_x^2}{2m^*} + \frac{m^* \omega_c^2}{2} \left(\frac{p_y}{eB} - z \right)^2 + \frac{p_z^2}{2m^*} + qV(z), \quad \text{onde } \omega_c = \frac{eB}{m^*}, \text{ com “e” igual à carga}$$

do elétron, “B” o módulo do campo magnético e m^* a massa efetiva dos elétrons no cristal “bulk” (a massa efetiva terá um valor distinto em poços e barreiras, já que a estrutura é construída a partir da alternância de ligas semicondutoras de diferentes composições).

Na situação em que $V(z)$ é nulo, as auto energias do Hamiltoniano são independentes de p_y e têm os valores conhecidos das auto energias de um oscilador harmônico, $(n + \frac{1}{2})\hbar\omega_c$ (níveis de Landau), somadas à energia de partícula livre correspondente ao movimento na direção “x”. A campo magnético zero, temos apenas a quantização imposta por $V(z)$ que, no nosso caso, é uma SR. As auto-energias do

Hamiltoniano contendo os dois termos serão dependentes de p_y e carecem de métodos numéricos ou perturbativos para serem obtidas.

Tratando o potencial magnético como uma perturbação a um Hamiltoniano com $V(z)$ qualquer, obtemos a seguinte expressão para a energia em perturbação de primeira ordem⁵⁷:

$$E = E_n + \frac{e^2 B^2}{2m^*} \left(\langle z^2 \rangle_n - \langle z \rangle_n^2 \right) + \frac{1}{2m^*} \left(\hbar k_y + eB \langle z \rangle_n \right)^2, \text{ onde } \langle z \rangle_n \text{ e } \langle z^2 \rangle_n \text{ são}$$

os valores esperados de z e z^2 para a sub-banda “ n ” do Hamiltoniano não perturbado.

Para um poço isolado, simétrico e com centro na origem, essa expressão torna-se:

$$(1) \quad E = E_n + \frac{e^2 B^2}{2m^*} \langle z^2 \rangle_n + \left(\frac{\hbar k_y}{eB} \right)^2 \frac{e^2 B^2}{2m^*}. \text{ Assim sendo, a diferença em energia}$$

entre dois níveis quaisquer “ i ” e “ j ” desse poço pode ser obtida por:

$$\Delta E = E_i - E_j + \frac{e^2 B^2}{2m^*} \left(\langle z^2 \rangle_i - \langle z^2 \rangle_j \right).$$

Em uma estrutura de multi-poços quânticos, podemos pensar em medir a variação no espaçamento em energia entre duas sub-bandas (no nosso caso trabalharemos com o espaçamento entre as duas primeiras) com o campo magnético da seguinte maneira:

- Apliquemos uma pequena tensão sobre a SR. Esta tensão deve ser apenas o suficiente para produzir uma corrente mensurável, sem deformar significativamente os poços.

- Apliquemos à SR um campo elétrico oscilante, na direção perpendicular às camadas, de frequência ligeiramente superior à ressonância entre os dois níveis.

- Variemos o campo magnético aplicado e meçamos a corrente induzida pela radiação (fotocorrente) como uma função do mesmo.

Como o valor médio de z^2 é crescente com o índice da sub-banda devemos esperar que, para determinado valor do campo magnético, a separação em energia entre os dois níveis em questão e a energia dos fótons da radiação incidente coincidam. Isso deve gerar um pico na curva de variação da fotocorrente com o campo magnético já que a probabilidade de tunelamento entre sub-bandas de mesmo índice em poços adjacentes é maior para sub-bandas de maior energia.

Tal experimento foi feito, segundo as técnicas experimentais descritas no capítulo 3 desta tese e utilizando-se o mesmo dispositivo utilizado nas medidas espectrográficas sem

campo magnético. A potência da radiação foi ajustada para a mesma potência utilizada nas medidas espectrográficas, já que as exigências eram as mesmas: radiação intensa o suficiente para obtermos um sinal mensurável, porém baixa o suficiente para que não se observasse os efeitos das bandas virtuais nem efeitos significativos de aquecimento dos elétrons. A tensão aplicada à SR para todas as medidas de variação da fotocorrente com o campo magnético foi de 15 mV.

Na figura 5.1 apresentamos uma curva de variação da fotocorrente com o campo magnético para uma frequência de radiação de 3.54 THz. O pico esperado na fotocorrente é observado, apesar de largo e ruidoso (podemos decidir o que é e o que não é pico nesta curva através de várias seqüências de medida sob às mesmas condições).

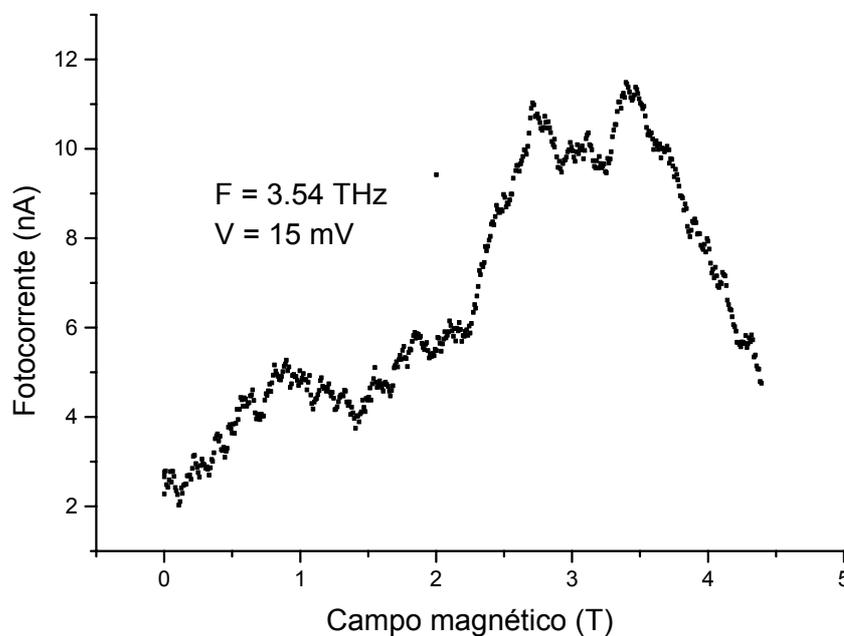


Figura 5.1: Curva de variação da fotocorrente com o campo magnético a tensão elétrica constante. Apesar do alto ruído, o pico esperado é claramente visto.

Fazendo medidas semelhantes para várias frequências de radiação, podemos obter a dependência, no campo magnético, da separação em energia entre os níveis dos poços. Na figura 5.2 apresentamos o valor da frequência da radiação utilizada como uma função da posição em campo magnético dos picos na fotocorrente. Entendemos que este gráfico representa a dependência da separação em energia entre os níveis dos poços com o campo magnético. Por questões de ordem técnica (nesta faixa de frequência temos sérios problemas com absorção da radiação por moléculas de água e não foi possível guiar a

radiação ao magneto em atmosfera seca) não foi possível obter o número de pontos que desejaríamos.

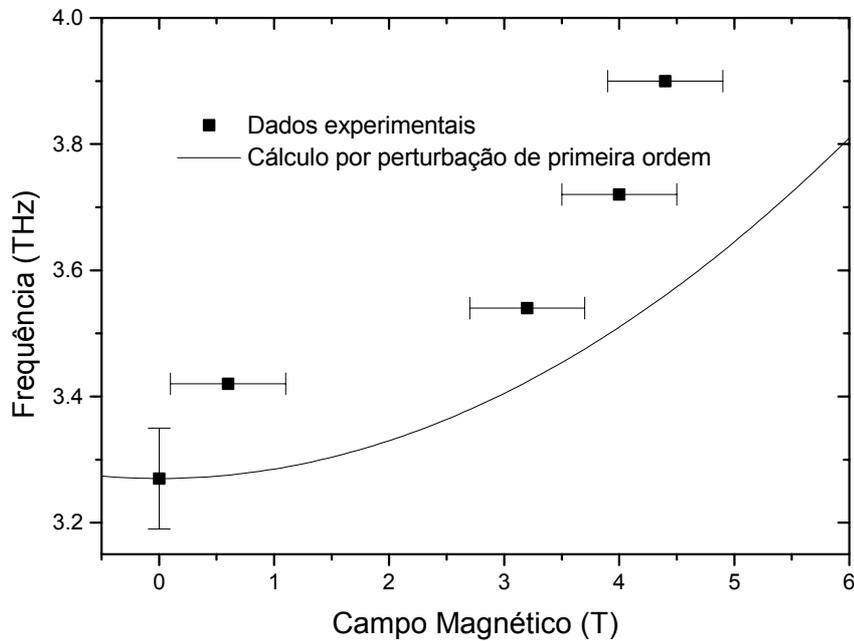


Figura 5.2: Medida da variação da freqüência de ressonância da radiação com a separação em energia entre as duas primeiras sub-bandas da SR (pontos) e cálculo (linha contínua) dessa mesma variação segundo teoria de perturbação de primeira ordem.

Na figura 5.2 também apresentamos a dependência esperada da variação da separação entre os respectivos níveis com o campo magnético para o cálculo perturbativo de primeira ordem. A concordância com os dados experimentais é razoável, embora não tão boa quanto poderíamos desejar. É importante salientar que os cálculos foram feitos para um poço isolado quadrado. A situação real é de uma estrutura de multi-poços e existe carga líquida nos poços devido a dopagem uniforme da SR, que implica na transferência de cargas das barreiras para os poços. Além disto, seria desejável o aprimoramento do processo de medidas de forma a obtermos mais pontos e melhor precisão nas mesmas, já que temos barras de erro consideráveis nestas medidas. Outro fator que afeta os resultados e que não foi levado em conta na análise é o efeito do campo magnético sobre as regras de tunelamento. Tal efeito pode ser introduzido no modelo levando-se em conta o último termo na equação (1) e a exigência da conservação do vetor de onda (além da energia total) no processo de tunelamento. Este efeito tende a deslocar os picos na fotocorrente para

valores menores de campo magnético, uma vez que reduz a corrente total com o aumento do campo magnético.

A realização dos cálculos, levando-se em conta os fatores acima expostos, está fora do objetivo deste trabalho. Efetuar novas medidas de forma a obter mais pontos não é possível no momento. Apesar disso, os dados mostram uma dependência quadrática, no campo magnético, da separação em energia entre os dois níveis, como previsto na teoria, porém com um coeficiente duas vezes maior. Acreditamos ser este um método válido e importante, apesar de carecer de refinamentos.

⁵⁷ J. K. Maan, Festkörperprobleme 27, 137 (1987).

Capítulo 6

Campo magnético perpendicular às camadas em multi-poços quânticos

Introdução

Quando aplicamos um campo magnético perpendicular a um gás bidimensional de elétrons, quantizamos o movimento dos mesmos no plano tornando o sistema zero dimensional. Os níveis gerados pela quantização magnética são conhecidos como níveis de Landau com energias expressas por $E = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c$ onde $\omega_c = \frac{eB}{m^*}$ sendo “ e ” a carga do elétron, “ B ” o módulo do campo magnético e m^* a massa efetiva dos elétrons.

Em uma estrutura de multi-poços quânticos, os elétrons dentro de cada poço formam um gás quase bidimensional. Com o campo magnético aplicado perpendicularmente às camadas, temos a divisão das sub-bandas dos poços em níveis de Landau.

Como o campo magnético paralelo à direção de crescimento do cristal não terá qualquer efeito direto sobre o movimento dos elétrons nessa mesma direção, qualquer alteração na corrente perpendicular às camadas em uma SR, devido a esse campo magnético, terá que vir de forma indireta, tal como alterando os mecanismos de espalhamento.

Se desprezarmos os mecanismos de espalhamento na análise do tunelamento eletrônico entre estados localizados em poços adjacentes, teremos que considerar como possível apenas o tunelamento entre estados de mesmo índice de Landau. Isto equivale a exigência da conservação do momento paralelo às interfaces feita para o caso do tunelamento sem o campo magnético. Na figura 6.1 ilustramos como estas duas situações se equivalem. Podemos admitir, porém, que elétrons possam tunelar entre estados de mesma energia total e índices de Landau diferentes, se o tunelamento for assistido por algum tipo de espalhamento elástico (por exemplo, espalhamento gerado por impurezas ionizadas). É importante notar que só existirão estados, em

poços adjacentes, de mesma energia total e índices de Landau diferentes, a determinados pares de valores de campo elétrico e magnético aplicados à estrutura de multi-poços. Se não existe ressonância, em energia total, entre estados de índice de Landau igual ou diferente, o tunelamento só é possível através de um espalhamento inelástico.

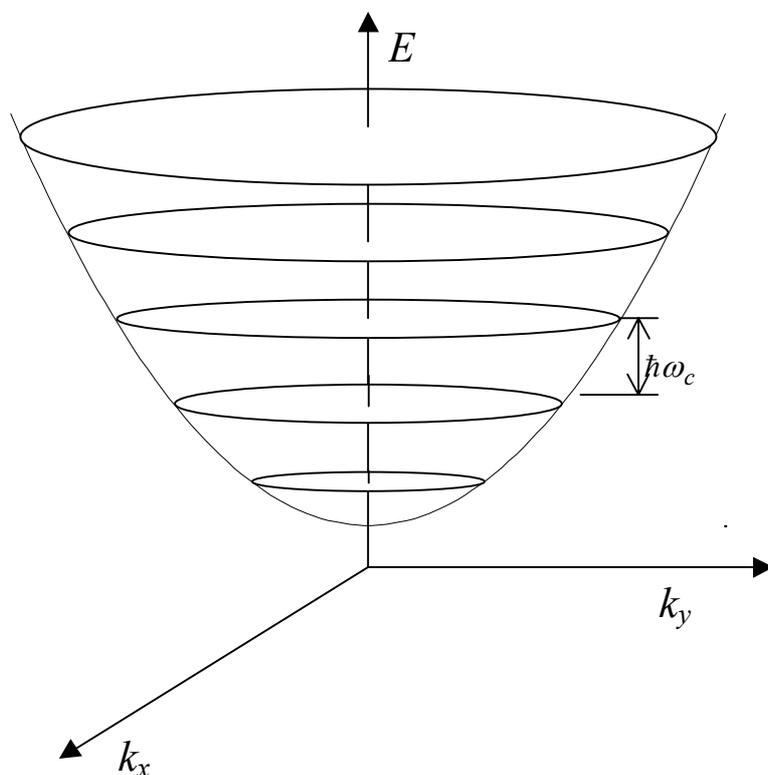


Figura 6.1: Desenho esquemático da curva de dispersão de uma subbanda de um gás de elétrons. Temos E igual a energia do elétron e k_x e k_y representam as componentes do momento paralelo às interfaces. Devido a quantização da energia no plano, apenas os pares de valores de k_x e k_y que resultem em uma energia correspondente a algum nível de Landau são permitidos. Estes valores estão indicados por círculos horizontais na figura. Desta maneira, a conservação do momento paralelo passa a implicar na conservação do índice de Landau, já que as componentes do momento não são mais independentes.

A primeira observação do tunelamento ressonante entre dois gases bidimensionais de elétrons envolvendo estados de índice de Landau diferente foi feita por M. L. Leadbeater⁵⁸. Utilizaram para isso uma estrutura de barreira dupla semicondutora precedida de uma camada de acumulação de elétrons. Manifestações da presença de níveis de Landau em medidas de transporte eletrônico por tunelamento já haviam aparecido em tunelamento de um sistema bidimensional para um

tridimensional^{59,60} (tunelamento entre uma camada de acumulação e um metal) e de um sistema tridimensional para um bidimensional⁶¹ (sistema de barreira dupla semicondutora precedida por um emissor tridimensional). Nos últimos anos, vários trabalhos experimentais^{62,63,64} e teóricos^{65,66} têm sido feitos em magnetotunelamento entre estados de índices de Landau diferentes.

Em uma SR de barreiras estreitas também é possível observar tunelamento entre estados de índices de Landau diferentes. O “Stark-Cyclotron resonance”, como este efeito é chamado, foi primeiro observado por L. Canali et al.⁶⁷, e é um efeito intimamente relacionado ao apresentado neste trabalho, com a diferença básica que nas tensões por eles estudadas não existe tunelamento apreciável entre subbandas.

Outro efeito importante do campo magnético perpendicular às camadas em MPQ é sua influência sobre os mecanismos de espalhamento. Em especial, A. Kastasky e A. L. Efros⁶⁸ apresentaram um estudo mostrando que um campo magnético nestas condições, se suficientemente alto (maior que aproximadamente 4 T), aumentaria o tempo médio entre espalhamentos por fônons acústicos de um fator de 10^7 . Como enfatizado no artigo, este resultado é particularmente importante quando temos níveis nos poços com separação em energia menor que a energia de um fônon longitudinal óptico, que é uma forma mais eficiente de relaxação entre os níveis. Sem a possibilidade de emissão de fônons ópticos, a relaxação não radiativa entre os níveis é predominantemente efetuado pela emissão de fônons acústicos.

Resultados e discussão

Utilizando as mesmas amostras utilizadas nas demais medidas desta tese, efetuamos medidas de magneto transporte com o campo magnético aplicado perpendicularmente às camadas da SR. Basicamente foram efetuadas medidas de variação da corrente com a tensão (I-V) a campo magnético constante e medidas de variação da corrente com o campo magnético (I-B) a tensão constante.

Apresentamos na figura 6.2 I-V's a vários valores de campo magnético aplicado. Estas medidas foram feitas a uma temperatura de 40K.

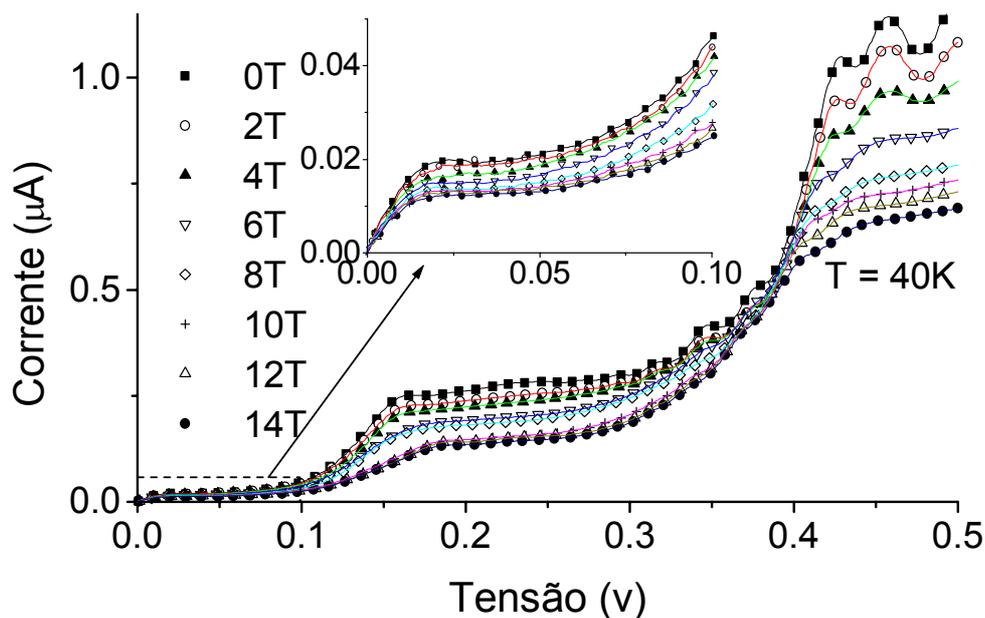


Figura 6.2: I-V's a vários campos magnéticos. No detalhe temos uma ampliação da região de baixa tensão.

Observamos que o efeito genérico do campo magnético é o de provocar uma queda geral na corrente, sem, porém, destruir as características marcantes das curvas que é a estrutura de platôs.

Se tomarmos curvas I-B na região de tensão que antecede o final do primeiro platô (tensões entre 0V e ≈ 80 mV), veremos que a corrente decresce monotonicamente com o campo magnético (figura 6.3). Nessa região, a corrente é controlada pelo tunelamento do estado fundamental de um poço para o estado fundamental do poço adjacente ($1 \rightarrow 1$). Note que mesmo na região de platô, onde temos a SR dividida em dois domínios, a corrente é basicamente controlada pelo processo de tunelamento que ocorre no domínio de campo baixo. É sabido [68] que um campo magnético aplicado perpendicularmente às camadas de uma SR reduz drasticamente o espalhamento dos elétrons por fônons acústicos. Assim sendo, teremos uma redução na largura efetiva dos níveis dos poços. A essa redução na largura efetiva dos níveis dos poços, associamos a queda monotônica na corrente observada na figura 6.2.

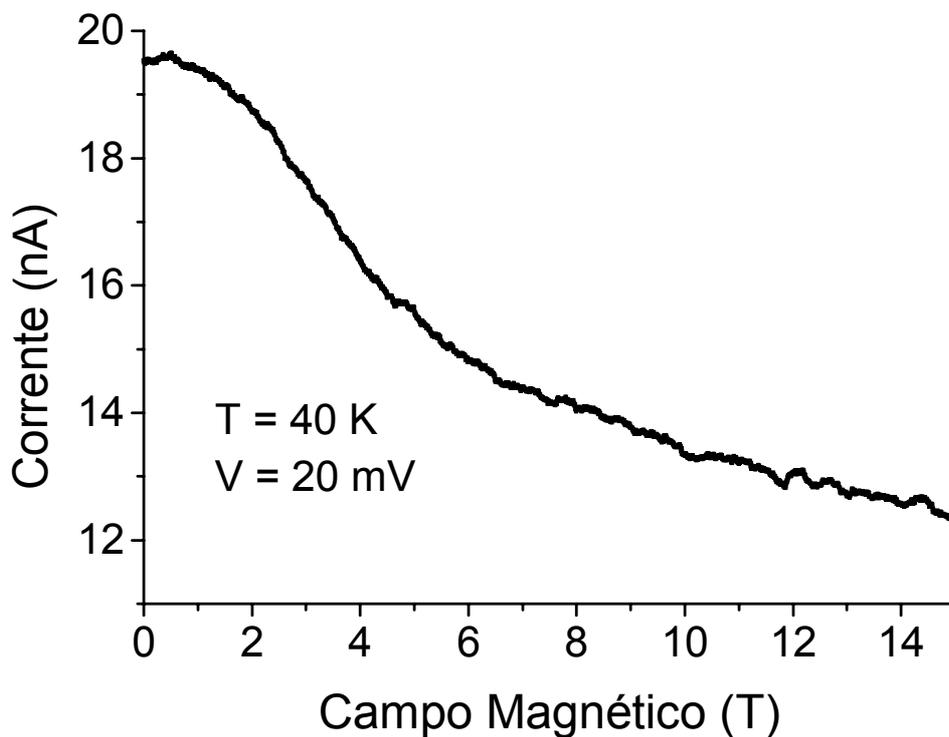


Figura 6.3: I-B tomada a uma tensão no início do primeiro platô da I-V.

Para tensões nas quais o controle da corrente dá-se pelo tunelamento entre o estado fundamental de um poço e um estado excitado qualquer do poço adjacente (tensões acima de ≈ 80 mV), observamos que aparecem oscilações sobrepostas à uma queda monotônica da corrente, que justificamos de maneira análoga à queda na corrente encontrada na primeira região de tensão. Como um exemplo desse fato, temos, na figura 6.4, uma curva característica I-B tomada a uma tensão na região de transição entre os dois primeiros platôs da curva característica I-V (tensões entre ≈ 80 mV e ≈ 165 mV).

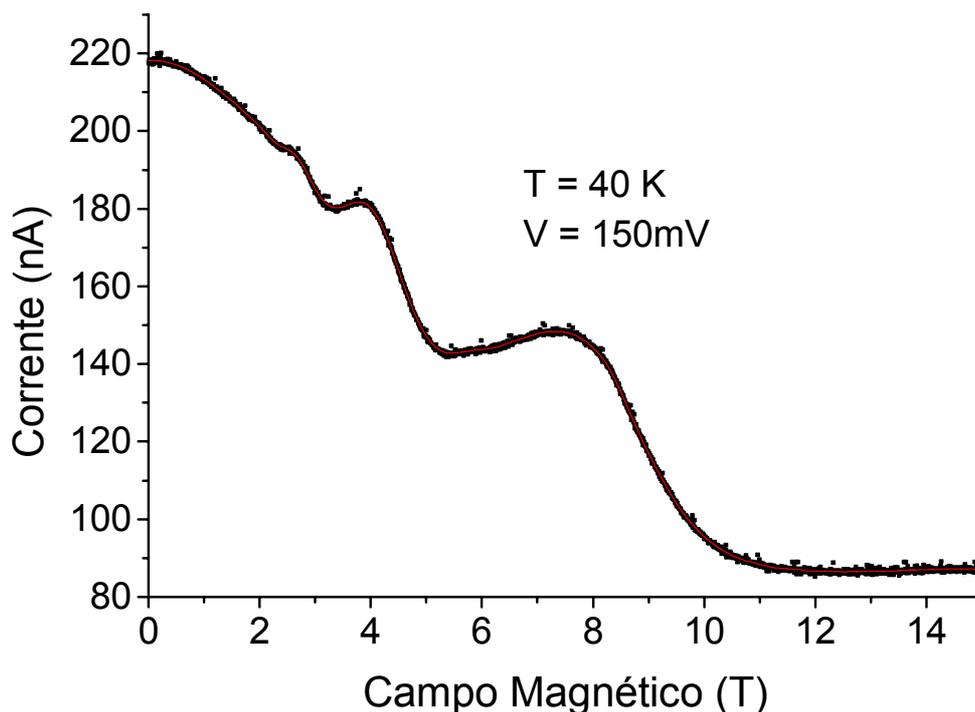


Figura 6.4: I-B tomada em uma tensão na região de transição do primeiro para o segundo platô da I-V.

As oscilações nessa curva são marcantes, apesar da queda acentuada na corrente (a corrente a 15T é cerca de 40% da corrente a 0T). Se tomarmos a posição em campo magnético dos picos dessa curva, veremos que eles são igualmente espaçados no inverso do campo magnético ($1/B$). Isto nos sugere que os mesmos originam-se da coincidência de um número inteiro de energias de separação dos níveis de Landau ($\hbar\omega_c$) com alguma energia característica do sistema que não se altera com o campo magnético. À tensão na qual a curva I-B da figura 6.4 foi tomada, a candidata natural é a energia de separação entre os dois primeiros níveis dos poços da superrede. Podemos extrair o valor da referida energia através do espaçamento médio entre os picos em $1/B$. Para isto, atribuímos um número a cada pico, de acordo com sua aparição em $1/B$ e computamos a inclinação da reta resultante da apresentação dos números dos picos como uma função de sua posição em $1/B$ (apresentamos também

os anti-picos com numeração semi-inteira para que possamos ter um número maior de pontos). Este gráfico é mostrado na figura 6.5:

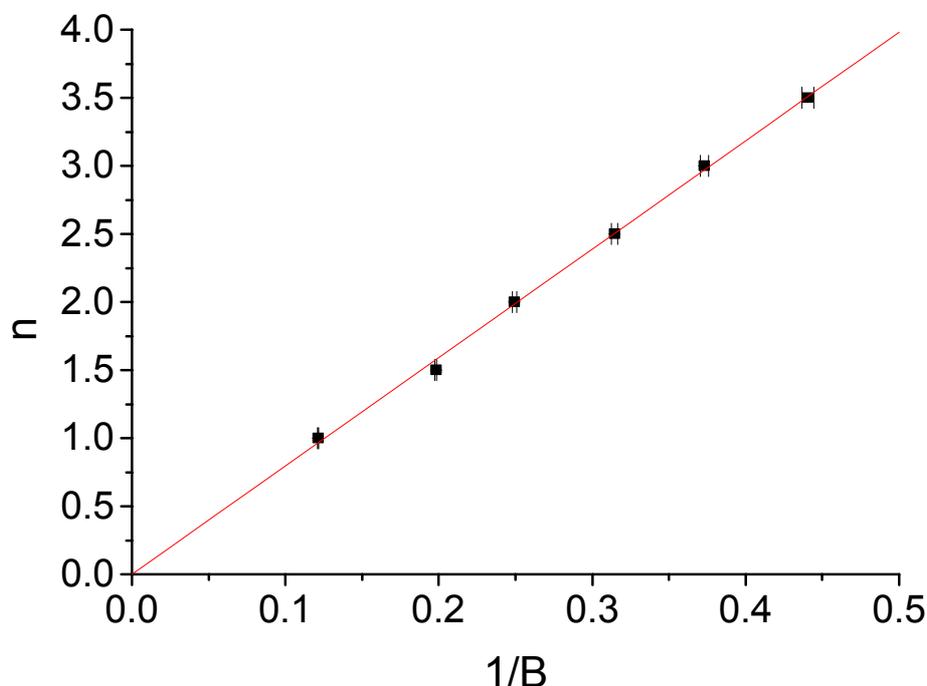


Figura 6.5: Número do pico (pela ordem de aparição) versus sua posição em 1/B. Os anti-picos com numeração semi-inteira também são apresentados para que tenhamos um número maior de pontos.

A inclinação da reta encontrada na figura 6.5 tem dimensões de campo magnético. Se tomarmos a energia de separação dos níveis de Landau associada a este campo magnético, teremos a energia com a qual a coincidência de um número inteiro de energias de separação dos níveis de Landau gerou os picos da I-B. A energia de separação dos níveis de Landau associada à inclinação desta reta, obtida por regressão linear é de (14 ± 1) meV. Este valor coincide formidavelmente bem com o valor da separação entre os dois primeiros níveis dos poços da SR, a esta tensão aplicada, obtido nas medidas com o laser de elétrons livres, (14.1 ± 0.5) meV.

O surgimento dos picos nas I-B's, para valores de campo magnético que façam coincidir um número inteiro de energias de separação dos níveis de Landau com a separação em energia entre os dois primeiros níveis dos poços, possui duas causas que agem em conjunto, no nosso entendimento.

A primeira delas é um efeito análogo ao “Stark-Cyclotron resonance”. A coincidência de um número inteiro de energias de separação dos níveis de Landau com a separação em energia entre os dois primeiros níveis dos poços da SR abriria um canal adicional de tunelamento, aumentando a corrente. Esse canal seria o tunelamento, através de um espalhamento elástico, entre estados pertencentes à primeira sub-banda de poços adjacentes (1→1) porém com índice de Landau diferente. Na figura 6.6 apresentamos uma ilustração deste processo.

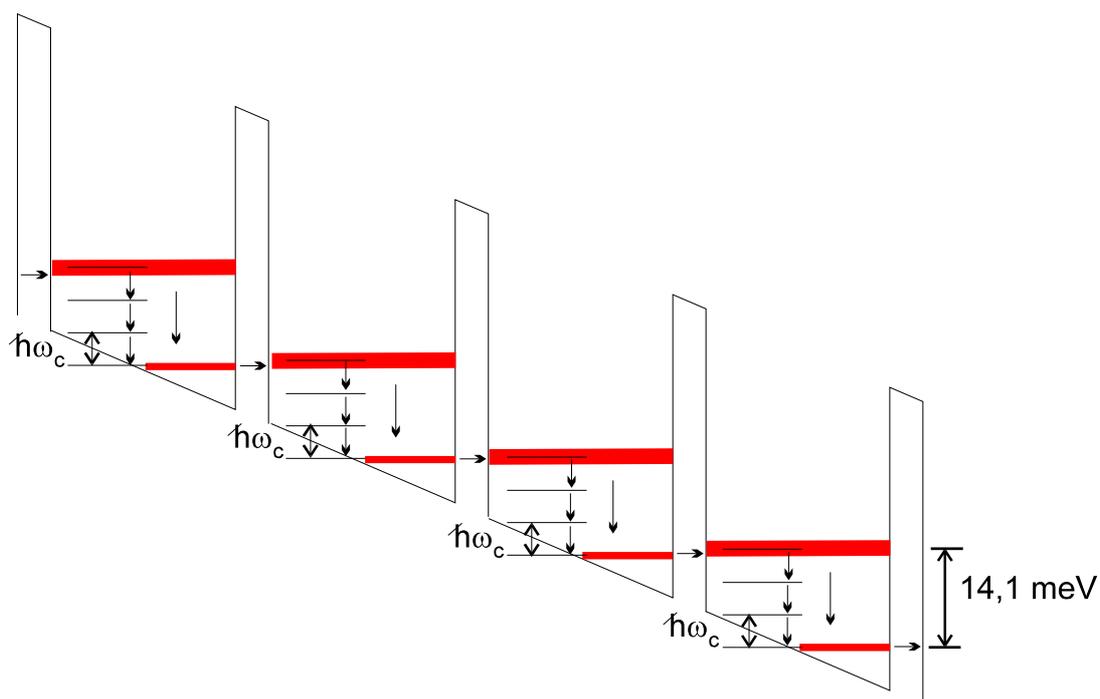


Figura 6.6: Apresentação da estrutura de níveis de uma SR sob campo elétrico uniforme que faça coincidir o estado fundamental de um poço com o primeiro excitado do poço adjacente. Os níveis de Landau gerados pelo campo magnético perpendicular às camadas também estão aí representados com uma energia de separação dos níveis de Landau igual a um terço da separação entre os dois primeiros níveis dos poços.

O outro efeito, que acreditamos está agindo em conjunto com o primeiro, é a influência do campo magnético no tempo de relaxação entre os dois níveis envolvidos no transporte a esta tensão. Um aumento no tempo de relaxação entre esses dois níveis, se suficiente para torna-lo comparável ao tempo médio de permanência de um elétron em determinado poço, provocará uma queda na corrente através da estrutura. Este aumento no tempo de relaxação é predito teoricamente em [68]. Apesar dessa tendência geral de queda da corrente, a coincidência de um número inteiro de energias

de separação dos níveis de Landau com a separação entre os dois primeiros níveis dos poços abre um canal paralelo de relaxação. Trata-se de um espalhamento elástico de um elétron na segunda subbanda de um poço em determinado nível de Landau, para a primeira subbanda do mesmo poço, porém em um nível de Landau de ordem superior (no caso da figura 6.6, o elétron entraria na primeira subbanda três níveis de Landau acima do que ele se encontrava na segunda subbanda). Após esse espalhamento, o elétron relaxaria através da cascata formada pelos níveis de Landau.

Se a justificativa apresentada acima para as oscilações nas curvas I-B na região onde a corrente é controlada pelo processo $1 \rightarrow 2$ estiver correta, ao tomarmos curvas I-B's para tensões entre o segundo e o terceiro platô das I-V's (região de tensão entre ≈ 300 mV e ≈ 430 mV), devemos esperar oscilações associadas a energia de separação entre o *primeiro* (estado fundamental) e o *terceiro* (segundo estado excitado) nível dos poços. Como nesta região o tunelamento dá-se entre o estado fundamental de um poço e o segundo excitado do poço adjacente ($1 \rightarrow 3$), estas oscilações surgiriam por razões completamente análogas às oscilações que ocorrem na região onde temos o tunelamento $1 \rightarrow 2$. Ou seja esperamos picos na corrente quando houver a coincidência de um número inteiro de energias de separação dos níveis de Landau com a separação em energia entre o *primeiro* e o *terceiro* nível dos poços. Na figura 6.7 apresentamos uma curva I-B tomada a uma tensão nessa região.

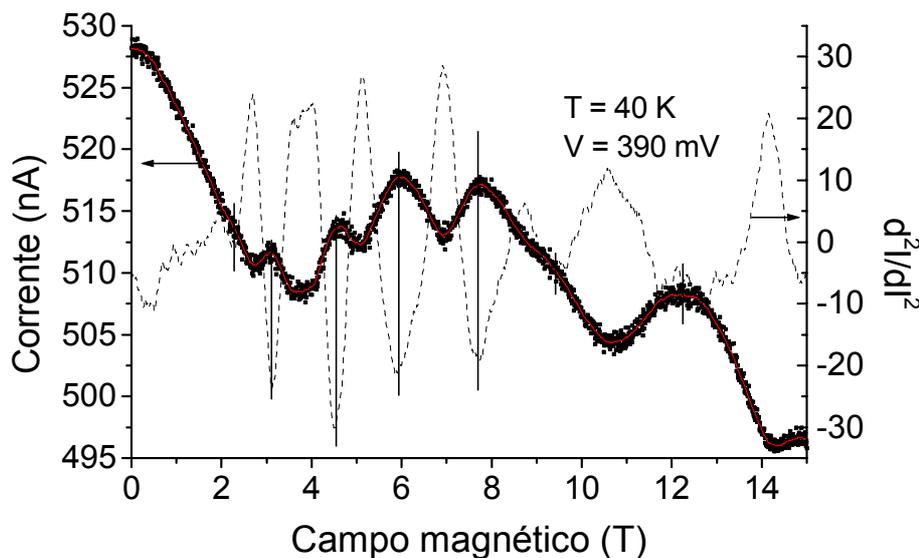


Figura 6.7: I-B a uma tensão tomada na região entre o segundo e o terceiro platô das I-V's. Também mostramos a segunda derivada da I-B com as barras verticais mostrando a posição dos picos de corrente.

A curva direta apresenta cinco picos claros, enquanto sua derivada segunda (também mostrada na figura 6.7) mostra a existência de mais dois picos (total de sete) não tão claramente vistos na curva direta. Utilizando a mesma técnica de numerar os picos pela ordem em que aparecem em $1/B$ (ordem inversa a aparição em B), e apresentarmos o número referente a cada pico como uma função de sua posição também em $1/B$, não encontramos uma linha reta como esperado. Apesar disso, quatro dos sete pontos formam uma reta. A inclinação desta reta é tal que a energia associada à mesma é de (41 ± 3) meV. Esta energia coincide muito bem com a energia calculada para a separação em energia entre os níveis *um* e *três* dos poços a esta tensão (41,0 meV).

Numerando os três picos restantes e apresentando como uma função de $1/B$, não obtemos outra reta, mas tomando um dos pontos da seqüência anterior como comum às duas seqüências, obtemos as duas retas mostradas na figura 6.8. Esta segunda reta possui uma inclinação tal que a energia associada à mesma, (16 ± 1) meV, coincide com a energia calculada para a separação entre os dois primeiros níveis dos poços (17.2 meV) neste valor de tensão aplicada à SR (390 mV).

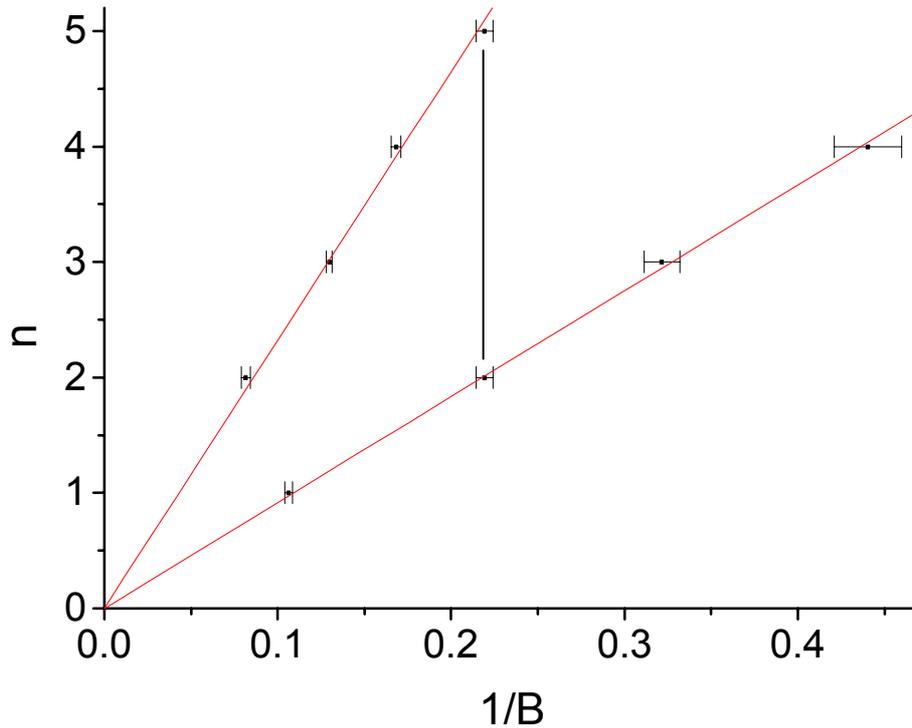


Figura 6.8: Número dos picos versus suas referidas posições em $1/B$. A barra vertical indica o pico tomado como comum às duas seqüências.

Os picos gerados pela coincidência de um número inteiro de energias de separação dos níveis de Landau com a separação em energia entre os dois primeiros níveis dos poços podem ser explicados por dois mecanismos, porém ambos implicam em um tempo de relaxação entre os dois primeiros níveis relativamente alto. Invocamos novamente a inibição da emissão de fônons acústicos causada pelo campo magnético para explicar tal comportamento. Na figura 6.9, ilustramos a posição do fundo das subbandas nos poços para um campo elétrico uniforme que alinhe o estado fundamental de um poço ao segundo estado excitado do poço vizinho, bem como os níveis de Landau gerados por duas situações de campo magnético: A primeira coincidindo um número inteiro de energias de separação dos níveis de Landau com a separação em energia entre os níveis *um* e *três* dos poços (6.8-a) e a segunda coincidindo um número inteiro de energias de separação dos níveis de Landau com a separação entre os dois primeiros níveis de energia (6.8-b). A figura 6.9-b mostra também que o casamento de um número inteiro de energias de separação dos níveis

de Landau com a separação entre os níveis *um* e *dois* favorece a corrente ao tornar possível, a este campo elétrico aplicado, o tunelamento entre a segunda subbanda de um poço para a terceira do poço adjacente, via níveis de Landau de índices diferente. Esta mesma ressonância também deverá aumentar a taxa de relaxação dos elétrons entre os dois primeiros níveis dos poços, favorecendo assim a um aumento adicional da corrente.

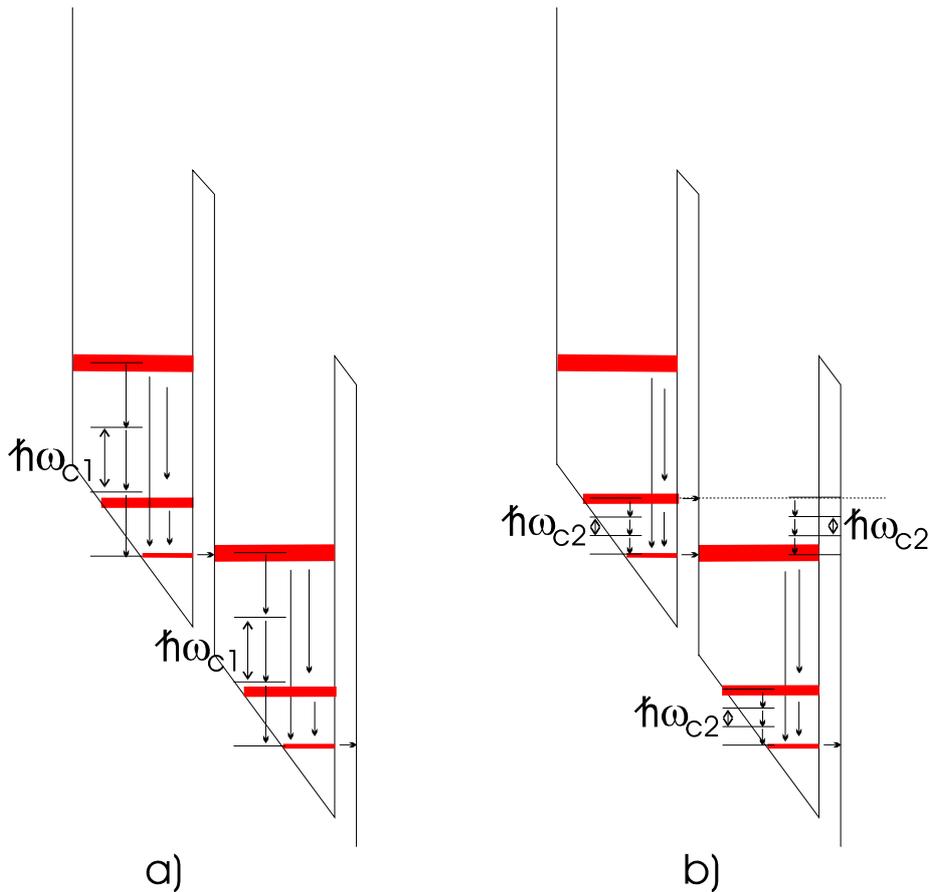


Figura 6.9: Dois dos poços da SR mostrando a situação de campo elétrico onde temos o alinhamento entre o estado fundamental de um poço com o segundo excitado do poço adjacente. Temos $\hbar\omega_{c1}$ uma fração inteira da separação em energia entre o primeiro e o terceiro nível dos poços e $\hbar\omega_{c2}$ uma fração inteira da separação entre os dois primeiros níveis dos poços. Os diversos processos possíveis de tunelamento e relaxação estão indicados por setas.

Se olharmos com um pouco mais de cuidado para a figura 6.2, veremos que o efeito do campo magnético sobre a curva I-V não é o mesmo na região de transição entre os dois primeiros platôs e na região entre o segundo e o terceiro platô das curvas I-V. Note que, na faixa de tensão entre o segundo e o terceiro platô, existe uma

região, em torno de 390 mV, para a qual a queda na corrente elétrica, devido ao campo magnético, é relativamente pequena se comparada ao restante da curva. A curva I-B, tomada a esta tensão e mostrada na figura 6.7, mostra que a corrente oscila sem haver uma queda superior a 10% da mesma. Não existe região alguma entre os dois primeiros platôs para a qual tal fato ocorra. As quedas na corrente elétrica, se compararmos a corrente a zero Tesla com a corrente a quinze Tesla, são sempre superiores a 50% nesta região. Podemos entender este comportamento distinto da seguinte maneira:

- A idéia de que o campo magnético causa uma redução na largura efetiva dos níveis dos poços implica que a redução na corrente, gerada por esse efeito, seja mínima nas situações onde temos um alinhamento ótimo entre dois níveis quaisquer em poços adjacentes. Portanto, é de esperar-se que, nas regiões entre platôs, exista uma faixa de tensão, em torno da tensão de alinhamento máximo dos níveis, onde a corrente elétrica não sofra quedas acentuadas devido à presença do campo magnético.
- Tal fato não ocorre na região entre os dois primeiros platôs, onde o transporte dá-se por tunelamento $1 \rightarrow 2$. Isto pode ser entendido se considerarmos também o efeito do campo magnético sobre a relaxação dos elétrons do *segundo* nível para o estado fundamental. A redução na relaxação de energia, provocada pelo campo magnético, produz uma queda adicional na corrente.
- Este mesmo efeito não é fortemente sentido na região entre o segundo e terceiro platô, já que a inibição da relaxação do nível *três* para o estado fundamental não é tão eficiente, devido à separação em energia entre estes dois níveis ser superior à energia de um fônon longitudinal óptico, segundo os argumentos apresentados em [68].

Resumindo o que foi apresentado neste capítulo, mostramos que um campo magnético aplicado perpendicularmente às camadas de uma estrutura de MPQ altera de forma significativa os mecanismos de tunelamento entre os poços quânticos e também a relaxação interna aos poços, de forma a produzir fortes alterações na corrente elétrica. Em especial, observamos oscilações cujas periodicidades em $1/B$ estão associadas à separação entre níveis de energia dos poços.

-
- ⁵⁸ M. L. Leadbeater, E. S. Alves, L. Eaves, M. Henini, O. H. Hughes, A. Celeste, J. C. Portal, G. Hill, and M. A. Pate, *Phys. Rev. B* **39**, 3438 (1989).
- ⁵⁹ D. C. Tsui, *Phys. Rev. B* **4**, 4438 (1984).
- ⁶⁰ U. Kunze and G. Lautz, *Surf. Sci.* **142**, 314 (1984).
- ⁶¹ E. E. Mendes, L. Esaki, and W. I. Wang, *Phys. Rev. B* **33**, 2893 (1986).
- ⁶² T. K. Higman, M. E. Favaro, L. M. Miller, M. A. Emanuel, and J. J. Coleman, *Appl. Phys. Lett.* **54**, 1751 (1989).
- ⁶³ H. Asahi, M. Tewardt, R. T. Syme, M. J. Kelly, V. J. Law, D. R. Mace, J. E. F. Frost, D. A. Ritchie, G. A. C. Jones, and M. Pepper, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 803 (1991).
- ⁶⁴ B. R. A. Neves, N. Mori, P. H. Beton, L. Eaves, J. Wang, and M. Henini, *Phys. Rev. B* **52**, 4666 (1995).
- ⁶⁵ A. Hernández-Cabrera, P. Aceituno, and H. Cruz, *Superlattices and Microstructures* **12**, 47 (1992).
- ⁶⁶ J. S. Bhat, S. S. Kubakaddi, and B. G. Mulimani, *J. Appl. Phys.* **70**, 2216 (1991).
- ⁶⁷ L. Canali, M. Lazzarino, L. Sorba and F. Beltram, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3618 (1996).
- ⁶⁸ A. Kastalsky and A. L. Efros, *J. Appl. Phys.* **69**, 841 (1991).

Conclusão

Neste trabalho demonstramos que é possível a detecção da estrutura de níveis de energia de uma superrede tipo multi-poços quânticos, através da fotocorrente gerada pela radiação no infravermelho distante (THz). Além dessa demonstração, medimos e analisamos os efeitos, sobre a corrente perpendicular às camadas da superrede, do aumento da população das segundas subbandas (primeiro estado excitado) dos poços, através de excitação óptica.

Utilizando a técnica desenvolvida de medida da posição relativa de níveis de energia da superrede tipo multi-poços quânticos, por meio da fotocorrente gerada pela radiação no infravermelho distante, medimos o deslocamento rígido da separação em energia, entre os dois primeiros níveis dos poços da SR, com o campo magnético aplicado paralelamente às camadas da mesma. Até onde sabemos, este também é um resultado totalmente novo.

Medidas de magnetotunelamento com o campo magnético perpendicular às interfaces mostraram oscilações nas curvas de variação da corrente elétrica com o campo magnético. Essas oscilações estão associadas ao tunelamento ressonante assistido por espalhamentos elásticos e a uma redução no tempo de relaxamento entre dois níveis dos poços quando um número inteiro de energias de ciclotron coincide com a separação entre os mesmos. Quando não existe esta ressonância, observamos um aumento significativo (apesar de não podermos quantificá-lo) do tempo de relaxamento entre os dois primeiros níveis dos poços da SR, como previsto teoricamente. Este é um resultado importante para a utilização de SR's como fontes de radiação no infravermelho distante.

Referências

1. L. Esaki e R. Tsu, IBM J. Res. Dev. **14**, 61 (1970).
2. J. C. Slater, Phys. Rev. **87**, 807 (1952).
3. R. de L. Krönig e W. J. Penney, Proc. Roy. Soc. **A130**, 499 (1930).
4. R. F. Kazarinov e R. A. Suris, Sov. Phys. Semicond. **5**, 707 (1971).
5. R. F. Kazarinov e R. A. Suris, Sov. Phys. Semicond. **6**, 120 (1972).
6. R. Tsu e L. Esaki, Appl. Phys. Lett. **22**, 562 (1973).
7. L. L. Chang, L. Esaki e R. Tsu, Appl. Phys. Lett. **24**, 593 (1974).
8. L. Esaki e L. L. Chang, Phys. Rev. Lett. **33**, 495 (1974).
9. G. H. Döhler, R. Tsu e L. Esaki, Solid State Commun. **17**, 317 (1975).
10. R. Tsu e G. Döhler, Phys. Rev. B **12**, 680 (1975).
11. R. Dingle, W. Wiegmann e C. H. Henry, Phys. Rev. Lett. **33**, 827 (1974).
12. R. Tsu, A. Koma e L. Esaki, J. of Appl. Phys. **46**, 842 (1975).
13. Federico Capasso, Khalid Mohammed e Alfred Y. Cho, Appl. Phys. Lett. **48**, 478 (1986).
14. K. K. Choi, B. F. Levine, R. J. Malik, J. Walker e C. G. Bethea, Phys. Rev. B **35**, 4172 (1987).
15. E. S. Snow, S. W. Kirkhofer e O. J. Glembocki, Appl. Phys. Lett. **54**, 2023 (1989).
16. D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood e C. A. Burrus, Phys. Rev. Lett. **53**, 2173 (1984).
17. D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood e C. A. Burrus, Phys. Rev. B **32**, 1043 (1985).
18. G. Bastard, E. E. Mendez, L. L. Chang e L. Esaki, Phys. Rev. B **28**, 3241 (1983).
19. J. A. Brum e G. Bastard, Phys. Rev. B **31**, 3893 (1985).
20. E. E. Mendez, G. Bastard, L. L. Chang, L. Esaki, H. Morkoç e R. Fischer, Phys. Rev. B **26**, 7101 (1982).
21. S. Tarucha e K. Ploog, Phys. Rev. B **38**, 4198 (1988).
22. H. T. Grahn, H. Schneider e K. von Klitzing, Phys. Rev. B **41**, 2890 (1990).
23. M. Helm, J. E. Golub e E. Colas, Appl. Phys. Lett. **56**, 1356 (1990).

24. L. L. Bonilla, J. Galán, J. A. Cuesta, F. C. Martínez e J. M. Molera, Phys. Rev. B **50**, 8644 (1994).
25. G. Schwarz e E. Schöll, Phys. Stat. Sol. (b) **194**, 351 (1996).
26. F. Prengel, A. Wacker e E. Schöll, Phys. Rev. B **50**, 1705 (1994).
27. Ning G. Sun e George P. Tsironis, Phys. Rev. B **51**, 11221 (1995).
28. A. H. Dayem e R. J. Martin, Phys. Rev. Lett. **8**, 246 (1962).
29. P. K. Tien e J. P. Gordon, Phys. Rev. **129**, 647 (1963).
30. P. S. S. Guimarães, Brian J. Keay, Jann P. Kaminski e S. J. Allen, Jr, Phys. Rev. Lett. **70**, 3792 (1993).
31. L. P. Kouwenhoven, S. Jauhar, J. Orenstein, P. L. McEuen, Y. Nagamune, J. Motohisa e H. Sakaki, Phys. Rev. Lett. **73**, 3443 (1994).
32. R. F. Kazarinov e R. A. Suris, Sov. Phys. Semicond. **5**, 707 (1971).
33. J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson e A. Y. Cho, Science **264**, 553 (1994).
34. B. J. Keay, S. J. Allen Jr., J. Galán, J. P. Kaminski, K. L. Campman, A. C. Gossard, U. Bhattacharya e M. J. M. Rodwell, Phys. Rev. Lett. **75**, 4098 (1995).
35. L. L. Bonilla, J. Galán, J. A. Cuesta, F. C. Martínez e J. M. Molera, Phys. Rev. B **50**, 8644 (1994).
36. C. J. Keay, S. J. Allen Jr., K. D. Maranowski, A. C. Gossard, U. Bhattacharya e M. J. M. Rodwell, Phys. Rev. Lett. **75**, 4102 (1995).
37. H. Drexler, J. S. Scott, S. J. Allen Jr., K. L. Campman e A. C. Gossard, Appl. Phys. Lett. **67**, 2816 (1995).
38. S. Zeuner, S. J. Allen, K. D. Maranowski e A. C. Gossard, (submetido à Appl. Phys. Lett).
39. S. Zeuner, B. J. Keay, S. J. Allen, K. D. Maranowski, A. C. Gossard, U. Bhattacharya e M. J. W. Rodwell, Phys. Rev. B **53**, R1717 (1996).
40. R. Tsu e L. Esaki, Appl. Phys. Lett. **19**, 246 (1971).
41. A. A. Ignatov e Yu. A. Romanov, Phys. Stat. Sol. (b) **73**, 327 (1976).
42. A. A. Ignatov e Yu. A. Romanov, Sov. Phys. Solid State **17**, 2216 (1975).
43. M. Holthaus, Phys. Rev. Lett. **69**, 351 (1992).
44. D. H. Dunlap e V. M. Kenkre, Phys. Rev. B **34**, 3625 (1986).

45. M. Holthaus, Zeitschrift für Physik B **89**, 251 (1992).
46. J. Rotvig, A. P. Jauho e H. Smith, Phys. Rev. Lett. **74**, 1831 (1995).
47. M. Holthaus, G. H. Ristow e D. W. Hone, Phys. Rev. Lett. **75**, 3914 (1995).
48. Y. Dakhnovskii e H. Metiu, Phys. Rev. B **51**, 4193 (1995).
49. M. Wagner, Phys. Rev. Lett. **76**, 4010 (1996).
50. K. K. Choi, B. F. Levine, C. G. Bethea, J. Walker e R. J. Malik, Appl. Phys. Lett. **52**, 1979 (1988).
51. H. C. Liu, M. Buchanan e Z. R. Wasiliwski, Phys. Rev. B **44**, 1411 (1991).
52. Mermelstein e A. Sa'ar, Superlatt. and Microstructures **19**, 375 (1996).
53. Zhenyu Yuan, Zhenghao Chen, Dafu Cui, Jianwei Ma, Qiang Hu, Junming Zhou e Yueliang Zhou, Appl. Phys. Lett. **67**, 930 (1995).
54. W. Cai, T. F. Zheng, P. Hu, M. Lax, K. Shum e R. R. Alfano, Phys. Rev. Lett. **65**, 104 (1990).
55. Richard C. Compto, Ross C. McPhedran, Zorana Popovic, Gabriel M. Rebeiz, Peter P. Tong, and David B. Rutledge, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. AP-35, n° 6 (1987).
56. D. B. Rutledge, D. P. Neikirk e D. P. Kasilingam, Infrared and Millimeter Waves, Vol. 10, pag. 15.
57. J. K. Maan, Festkörperprobleme **27**, 137 (1987).
58. M. L. Leadbeater, E. S. Alves, L. Eaves, M. Henini, O. H. Hughes, A. Celeste, J. C. Portal, G. Hill, and M. A. Pate, Phys. Rev. B **39**, 3438 (1989).
59. D. C. Tsui, Phys. Rev. B **4**, 4438 (1984).
60. U. Kunze and G. Lautz, Surf. Sci. **142**, 314 (1984).
61. E. E. Mendes, L. Esaki, and W. I. Wang, Phys. Rev. B **33**, 2893 (1986).
62. T. K. Higman, M. E. Favaro, L. M. Miller, M. A. Emanuel, and J. J. Coleman, Appl. Phys. Lett. **54**, 1751 (1989).
63. H. Asahi, M. Tewardt, R. T. Syme, M. J. Kelly, V. J. Law, D. R. Mace, J. E. F. Frost, D. A. Ritchie, G. A. C. Jones, and M. Pepper, Appl. Phys. Lett. **59**, 803 (1991).
64. B. R. A. Neves, N. Mori, P. H. Beton, L. Eaves, J. Wang, and M. Henini, Phys. Rev. B **52**, 4666 (1995).

65. A. Hernández-Cabrera, P. Aceituno, and H. Cruz, *Superlattices and Microstructures* **12**, 47 (1992).
66. J. S. Bhat, S. S. Kubakaddi, and B. G. Mulimani, *J. Appl. Phys.* **70**, 2216 (1991).
67. L. Canali, M. Lazzarino, L. Sorba and F. Beltram, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3618 (1996).
68. A. Kastalsky and A. L. Efros, *J. Appl. Phys.* **69**, 841 (1991).
69. C. Donald e D'Avanzo, *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. ED-29, n° 7 (1982).

Apêndice

Processamento da amostra

O processo inicia-se pela definição do contato de topo da superrede. Trata-se da deposição sucessiva de camadas de Au, Ge e Ni em um formato retangular de $2 \times 16 \mu\text{m}$.

A definição do padrão metálico sobre a superfície plana de um material semiconductor é feita, basicamente, por dois métodos. Em um, o metal é primeiro depositado sobre a superfície do semiconductor e posteriormente corroído seletivamente utilizando-se técnicas fotolitográficas. No outro, a deposição do metal é seletiva. Esta última técnica é comumente chamada “lift off”. Este processo é assim chamado pois as partes da superfície nas quais não se deseja o metal são recobertas por fotoresiste que será removido por meio do solvente adequado após a deposição do metal, levando consigo o metal que o recobre. A figura A.1 ilustra estes dois processos.

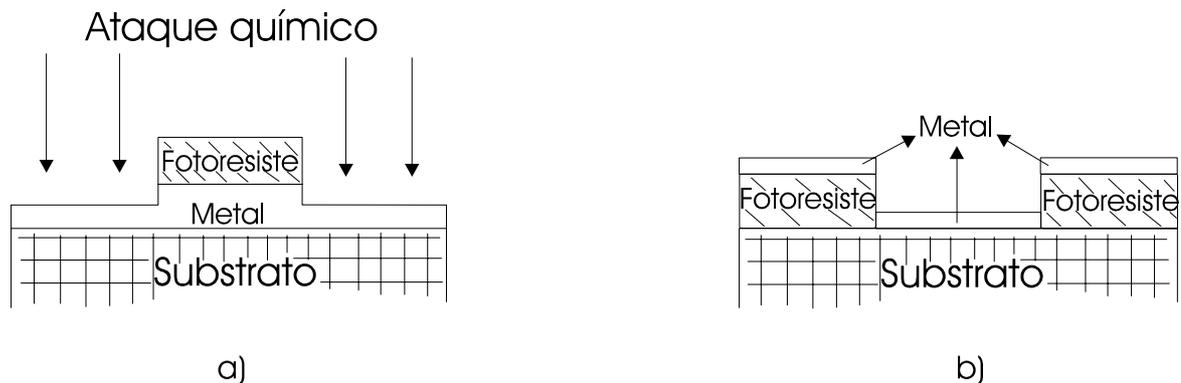


Figura A.1: Em a) temos o processo de corrosão seletiva, o fotoresiste protege a parte do metal que está recobrindo, assim, após a corrosão, temos o metal apenas nas regiões protegidas pelo fotoresiste. b) apresenta o processo de “lift off”, ao removermos o fotoresiste removemos também a camada metálica sobre o mesmo. Neste processo temos com resultado final a permanência do metal nas regiões onde não existia o fotoresiste, ao contrário do que ocorre no processo de corrosão seletiva.

O processo utilizado para deposição do **contato de topo** da superrede é explicado em detalhes abaixo. O processo será descrito com detalhes para que possa ser utilizado como referência para o laboratório de processos de Belo Horizonte (UFMG).

a) Limpeza orgânica:

Com o objetivo de eliminar resíduos graxos da superfície da amostra a ser processada, submerge-se a amostra por 5 minutos em banhos sequenciais de acetona (temperatura ambiente para evitar explosão), metanol e isopropanol (ambos a aproximadamente 100°C), na ordem apresentada. O uso de tricloretoano (TCA) ou tricloretileno (TCE) foi abolido, já que a produção destes dois solventes está encerrada por tratados internacionais. A limpeza encerra-se pela lavagem da amostra em água deionizada corrente por três minutos. Sopra-se a água fora com nitrogênio seco.

b) Aplicação de fotoresiste:

Antes de aplicar-se o fotoresiste sobre a amostra, é necessário eliminar a umidade da superfície da mesma, para que haja a adequada adesão do fotoresiste a superfície. Trinta minutos a 120°C com a amostra descoberta é suficiente. Após a retirada da amostra do forno, ela deve esfriar por pelo menos 10 minutos antes da aplicação do fotoresiste.

Utilizamos o fotoresiste AZ P4210 aplicado através de uma seringa provida de filtro, e utilizamos uma velocidade de rotação, para espalhamento do fotoresiste, de 5,5 krpm. Obtém-se uma camada de fotoresiste de aproximadamente 2µm de espessura. Após a aplicação, o fotoresiste deve ser cozido a 90°C por 30 minutos em recipiente sem cobertura.

c) Exposição e revelação do fotoresiste:

Após deixar a amostra esfriar por 10 minutos, expõem-se as bordas da amostra, por 2 minutos a 7,5mW/cm² ou dosagem equivalente (baixo ultravioleta, lâmpada de mercúrio). Prepara-se uma solução de 1:4 do revelador AZ 400K em água deionizada (proporções respectivas) e banha-se a amostra na solução por 2 minutos ou até todo o fotoresiste ter sido retirado das bordas da amostra. Enxágua-se a amostra em água deionizada corrente para retirada do revelador e sopra-se a amostra com nitrogênio seco.

Esse procedimento é importante para que a máscara fique em contato íntimo com o fotoresiste evitando a formação de padrões de difração e, conseqüentemente, distorção do desenho desejado. Essa deformação pode ser intensa, podendo ser percebida opticamente pela deformação do padrão bidimensional que se desejava,

ou apenas afetar as bordas do fotoresiste no que se refere a um corte seccional do mesmo.

Este último efeito é sentido após a metalização durante o processo de “lift off”, quando o metal não se parte adequadamente nos limites desejados, prejudicando ou destruindo completamente o padrão esperado.

Após a eliminação das bordas do fotoresiste, procede-se à exposição do fotoresiste sob o padrão desejado. Utilizamos, neste estágio, uma dose de 79 mJ/cm^2 (10.5 s a 7.5 mW).

Antes de se proceder à revelação, mergulhamos a amostra em tolueno por 10 min. Isto destina-se a alterar o perfil vertical do fotoresiste nas bordas do padrão, facilitando o processo de “lift off”. Idealmente, a parte da camada do metal em contato com a superfície do semiconductor deve estar desconectada da camada sobre o fotoresiste que será retirada. O tolueno e o cloro-benzeno são conhecidos por endurecerem a parte superior do fotoresiste, propiciando esta situação. A figura A.2 mostra três situações possíveis antes do “lift off”.

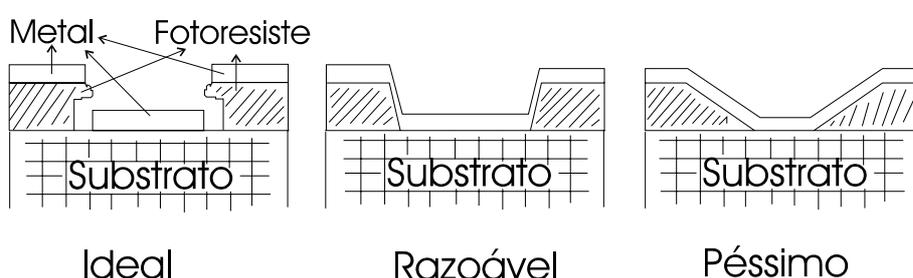


Figura A.2: Três situações possíveis após a evaporação do metal são mostradas, indo da situação ideal para a definição do padrão até a situação onde provavelmente não conseguiremos definir o padrão.

A revelação é feita utilizando-se dois recipientes com uma solução do revelador AZ 400Z e água na proporção de 1:4. Mergulha-se a amostra no primeiro recipiente por 60 s e no segundo por mais 30 s, procedendo o enxágüe em água deionizada corrente. Sopra-se com N_2 seco e verifica-se o padrão sob um microscópio com filtro amarelo na luz, insistindo na revelação se necessário (normalmente não o é).

a) Corrosão com plasma de oxigênio:

Para retirar-se algum eventual resíduo de fotoresiste das áreas a serem metalizadas, procede-se corrosão em plasma de O₂ a uma pressão de 300 mTorr e potência de 100 W (frequência de 13.56 MHz) por 15 segundos.

b) Corrosão para retirada do óxido:

Imediatamente antes de colocar-se a amostra dentro da câmara da metalizadora, procede-se a imersão da mesma em uma solução de amônia (NH₄OH) e água deionizada, na proporção de 1:10. Esta parte do processo destina-se a retirar a camada de óxido que se forma na superfície do GaAs. Esta camada de óxido é formada espontaneamente e é agravada pelo plasma de oxigênio.

c) Metalização:

Para a metalização utilizamos uma evaporadora por feixe eletrônico. Este tipo de equipamento permite a evaporação do material desejado com baixa contaminação e aquecimento da amostra reduzido, já que apenas uma parte do bloco do material é derretida. Isto evita, também, a eventual formação de liga entre o material que deseja-se evaporar e o material do recipiente no qual este é alojado para evaporação.

A evaporação é feita em seis etapas, evaporando-se, na seqüência, 108 Å de Ge, 102 Å de Au, 63 Å de Ge, 236 Å de Au, 100 Å de Ni e finalmente 3000 Å de Au.

É importante utilizar-se baixas taxas de evaporação, para melhor controlar a espessura dos filmes e para evitar aquecimento excessivo do fotoresiste, com conseqüente carbonização do mesmo. Utilizamos taxas de evaporação entre 2 e 3 Å/s para todas as camadas com exceção da última, na qual utilizamos taxas na ordem de 9 Å/s. Fazer a evaporação da última camada em duas etapas é uma boa prática, já que amenizará o aquecimento da amostra. A proporção dos materiais é importante para que o equilíbrio estequiométrico seja mantido.

d) Retirada do fotoresiste:

Deixa-se a amostra em um banho de acetona por aproximadamente 30 min, agitando-se o banho com uma barra magnética (deve-se tomar cuidado para que a barra não atinja a amostra e a danifique). Utiliza-se de um jato leve de acetona para terminar a retirada do metal da superfície da amostra. A amostra é então enxaguada em metanol, álcool etílico e água deionizada corrente (nesta seqüência).

Após o estabelecimento do contato de topo da superrede, é necessário que se faça a corrosão da amostra para a definição da mesa. Esta corrosão deve ser muito bem controlada para que se exponha a camada de contato inferior sem riscos de corroe-la por completo.

Corrosão a seco por plasma reativo é bastante indicado para este caso. Além desse processo proporcionar uma corrosão bastante uniforme e com as paredes das mesas muito mais verticais que com a corrosão úmida, pode-se utilizar o padrão de interferência na reflexão de um laser na superfície de um pedaço idêntico da amostra para controlar a profundidade da corrosão.

Após a corrosão, estabelece-se o **contato de base** da amostra por um processo inteiramente análogo ao processo utilizado para definição do contato de topo. A figura A.3 ilustra a situação após a definição do contato de base.

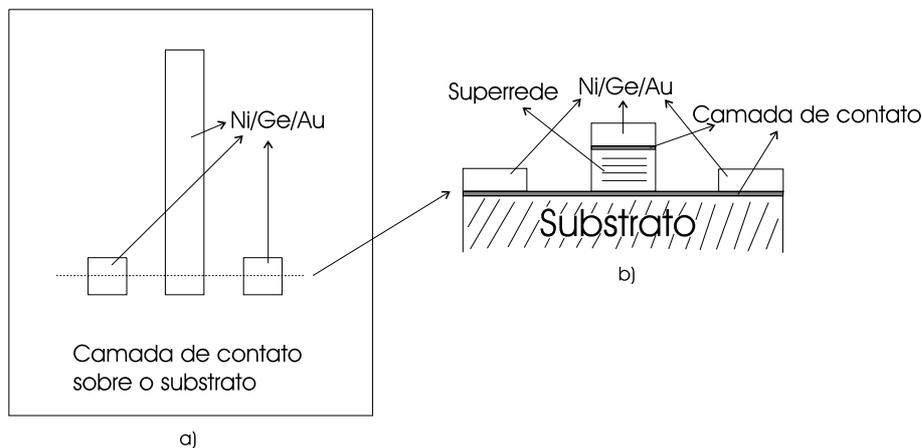


Figura A.3: Desenho esquemático do dispositivo após a definição do contato de base. Temos em a) uma vista de cima do padrão e em b) a vista lateral segundo um corte sobre a linha tracejada em a).

Uma vez que os dois contatos ôhmicos estão nos devidos lugares, é necessário proceder-se a **difusão** dos mesmos. Utilizamos para isso um equipamento de difusão rápida, no qual podemos controlar não apenas a temperatura máxima na qual manteremos a amostra por tempo determinado, mas também a taxa de variação da temperatura até chegarmos ao valor desejado. Já que o tempo de permanência na temperatura de difusão é pequeno, a taxa de variação da temperatura torna-se de suma importância para o sucesso da difusão.

Utilizamos os seguintes tempos e temperaturas para o processo em questão.

- 30°C/s de rampa até 400°.
- Mantém-se a 400°C por 60s

O resfriamento não é controlado, mas já que é uma constante no processo, não interferirá na reprodutibilidade dos resultados.

O próximo passo no processamento da amostra é a preparação da mesma para ser submetida a um **implante seletivo de prótons**. A implantação de prótons é uma técnica utilizada, em GaAs, para tornar as áreas implantadas isolantes⁶⁹. Utilizamos esta técnica para tornar isolante toda a superfície da amostra a menos da pequena área indicada na figura A.4.

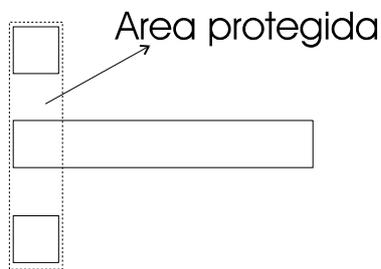


Figura A.4: Vista de cima do dispositivo (como na figura A.3) mostrando a região protegida durante o implante de prótons (retângulo pontilhado).

Para que possamos fazer o implante seletivo de prótons, é necessário a confecção de uma **máscara** que proteja a área que desejamos manter ativa. Necessitamos, para isto, de estabelecer uma camada de ouro removível de aproximadamente 1,5 μm . Para tanto, utilizamos o processo abaixo.

- Deposição de uma camada de aproximadamente 1000 Å de SiO_2 por PECVD (“plasma enhanced chemical vapor deposition”).
- Aplicação do fotoresiste SAL 11, usando uma velocidade de rotação de 3500 rpm por 30 s. Obtém-se uma espessura de aproximadamente 1 μm . Posteriormente põe-se a amostra para secar sobre uma chapa quente a temperatura de aproximadamente 200°C por 5 min.
- Remove-se cuidadosamente as bordas do fotoresiste com um bisturi.
- Procede-se a metalização por “lift off” análogo ao utilizado na definição dos contatos ôhmicos. O fotoresiste utilizado foi o AZ P4330, aplicado usando uma velocidade de rotação de 6.0 krpm e usando uma dose de exposição de 90 mJ/cm^2 .

Isto nos dá uma espessura de fotoresiste de aproximadamente 3 μm . Usamos dois minutos de revelação. Evapora-se 200 \AA de Ti e 1,5 μm de Au, sendo a segunda metalização em duas etapas permitindo 2 min de resfriamento entre as mesmas para evitar superaquecimento do fotoresiste. As taxas de evaporação não devem ser superiores a 10 $\text{\AA}/\text{s}$. A utilização de um fotoresiste diferente é necessária tendo em vista a espessura da camada de Au a ser evaporada. A espessura do fotoresiste deve ser, no mínimo, 30% superior a espessura da camada metálica para que o “lift off” seja bem sucedido.

e) Após o “lift off”, é necessário remover o SAL 11 das regiões não protegidas pela máscara de ouro. Para isto, expõe-se a amostra a ultravioleta duro por 5 min e revela-se por 1 min.

f) Para retirar-se qualquer resíduo do SAL 11, põe-se a amostra em plasma de oxigênio por 5 min a 300 mW.

A figura A.5 mostra um desenho esquemático da amostra com a máscara.

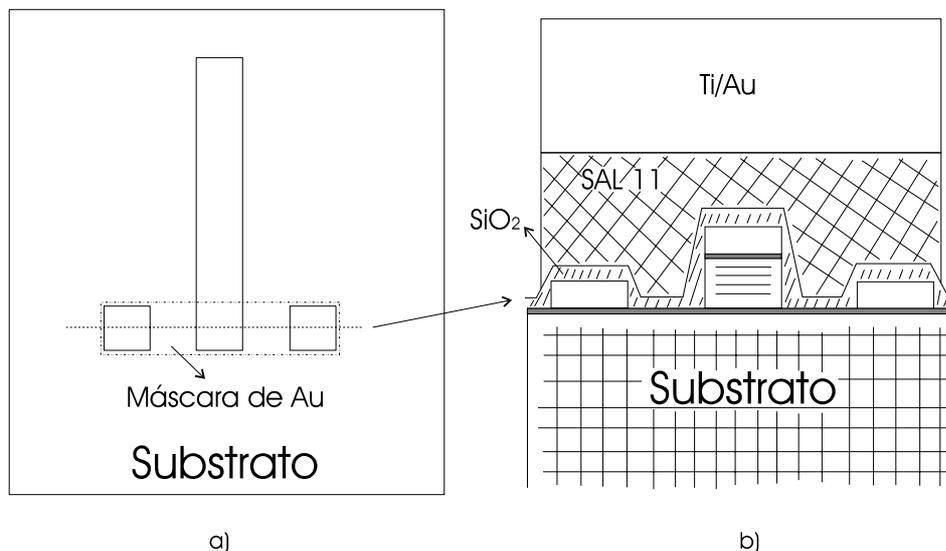


Figura A.5: Desenho esquemático do dispositivo com a máscara para o implante de prótons. Em a) temos uma vista de cima indicando a região onde a máscara foi estabelecida. Em b) temos uma vista lateral segundo um corte sobre a linha pontilhada em a), mostrando as diversas camadas que compõem a máscara.

g) Envia-se a amostra para implante de prótons. Utilizamos uma dose quádrupla com as energias e doses abaixo.

Dose	Energia (KeV)	Ângulo fora da normal
2×10^{15}	34	7°
2×10^{15}	105	7°
1×10^{14}	150	7°
2×10^{15}	210	7°

Essa dose foi calculada baseando-se no dados da referência [69].

Após o implante de prótons, é necessário retirar a máscara de ouro. Para isto, mergulhamos a amostra em solvente apropriado (1165) quente por meia hora. O solvente remove o SAL 11 sob a camada de ouro levando consigo a mesma. Volta-se mais uma vez a amostra para o plasma de oxigênio por 5min a 300mW, para retirada de eventuais resíduos orgânicos e procede-se a corrosão do SiO₂, usando-se ácido fluorídrico (2 min).

A última etapa é a definição da antena, que é feita pelo mesmo processo utilizado para definição dos contatos ôhmicos, mas evaporando-se Ti (200 Å), Pt (500 Å) e Au (4340 Å). A última camada deve ser evaporada em duas etapas para reduzir o aquecimento da amostra. A taxa de evaporação não deve ser superior a 10 Å /s. A platina tem por objetivo, formar uma barreira para coibir a difusão do ouro no GaAs, já que não deseja-se um contato ôhmico entre a antena e o semicondutor.

⁶⁹ C. Donald e D'Avanzo, IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. ED-29, n° 7 (1982).