

Universidade Federal de Uberlândia
Instituto de Física
Grupo de Óptica e Informação Quântica

Dissertação de Mestrado

Manipulação coerente de spins em pontos quânticos semicondutores.

por

Ted Silva Santana

Orientador: José Maria Villas-Bôas

Uberlândia, 2011

Ted Silva Santana

Manipulação coerente de spins em pontos quânticos semicondutores

Dissertação apresentada ao Instituto de Física da Universidade Federal de Uberlândia, para a obtenção de Título de Mestre em Ciências, na Área de Física de Materiais.

Orientador: José Maria Villas-Bôas

**Uberlândia
2011**

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)
Sistema de Bibliotecas da UFU , MG, Brasil

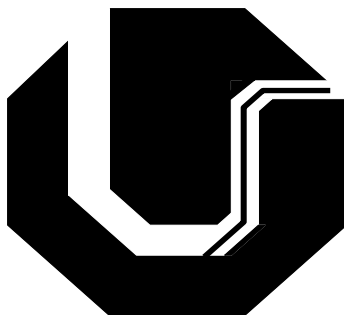
S232m Santana, Ted Silva, 1987-
Manipulação de spins em pontos quânticos semicondutores / Ted
Silva Santana. - 2011.
126 f. : il.

Orientador: José Maria Villas-Bôas.

Dissertação (mestrado) – Universidade Federal de Uberlândia, Pro-
grama de Pós-Graduação em Física.
Inclui bibliografia.

1. Física - Teses. 2. Pontos quânticos - Teses. I. Villas-Bôas, José
Maria. II. Universidade Federal de Uberlândia. Programa de Pós-Gra-
duação em Física. III. Título.

CDU: 53



**Universidade Federal de Uberlândia
Instituto de Física
Programa de Pós-Graduação em Física**

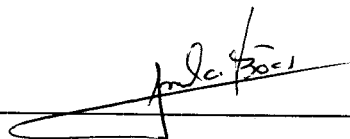
MESTRADO EM FÍSICA

D E F E S A D A DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

TED SILVA SANTANA

Data: 05/07/2011 - Ata nº 038/2011

BANCA EXAMINADORA



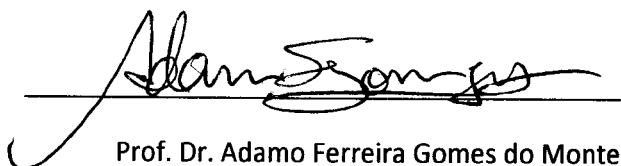
Prof. Dr. José Maria Villas-Bôas - Oorientador

Universidade Federal de Uberlândia – UFU



Prof. Dr. Marcelo Paleologo Elefteriadis de F. Santos

Universidade Federal de Minas Gerais – UFMG



Prof. Dr. Adamo Ferreira Gomes do Monte

Universidade Federal de Uberlândia – UFU

In memoriam Rafael Matos Santos

Agradecimentos

Aos meus pais, irmãos, minha esposa Daianne J. C. de Oliveira Santana e a toda minha família que, com muito carinho e apoio, não mediram esforços para que eu chegasse até esta etapa de minha vida. Ao professor e orientador Dr. José M. Villas-Bôas por seu apoio no amadurecimento dos meus conhecimentos e conceitos que me levaram a execução e conclusão desta dissertação. A todos os membros do Grupo de Óptica e Informação Quântica do Instituto de Física da Universidade Federal de Uberlândia. Aos amigos e colegas, em especial, Guilherme, Carlos, Roney e William, pelo incentivo e pelo apoio constantes. À secretaria do Programa de Pós-graduação do Instituto de Física, pelo apoio constante.

Resumo

Os estados de spin de um elétron aprisionado em um ponto quântico é um forte candidato para a implementação do qubit em sistemas de estado sólido. Nesta dissertação usamos uma sequência de pulsos de laser polarizados para manipular coerentemente o grau de liberdade de spin de um ponto quântico. Para fazer isto, usamos um campo magnético externo, e manipulamos parâmetros como a duração, polarização e fase relativa dos pulsos. Mostramos ainda que uma aproximação comumente usada neste sistema não é válida, ignorar um nível de energia e aproximar ele como um sistema do tipo lambda não pode ser feito quando um estado de trion é criado.

Palavras-chave: ponto quântico, qubit, spin, manipulação coerente

Abstract

Spin states of an electron trapped in a quantum dot is a strong candidate for qubit implementation in solid-state systems. Here we use a sequence of polarized laser pulses to coherent manipulate the spin degree of freedom of one electron trapped in a quantum dot. To achieve that we use an external magnetic field, and manipulate different parameters as pulse duration, relative pulse polarization and phase. Moreover, we show that one approximation frequently used in this system is not valid, neglecting one of the levels and making it a lambda system cannot be applied when a trion is created.

Keywords: quantum dot, qubit, spin, coherent manipulation

Lista de Figuras

2.1	(a) Amostra com poço quântico. (b) Ponto quântico obtido através da técnica <i>etching</i>	16
2.2	Imagem SEM (<i>Scanning Electron Micrographs</i>) de (a) um PQ único, e (b) um PQ duplo, mostrando os eletrodos em cinza claro em cima da superfície contendo o gás de elétrons bidimensional em cinza escuro [?].	17
2.3	(a) Esquema simplificado de um PQ auto-organizado. (b) Imagem STM (<i>Scanning Tunneling Microscopy</i>) de um PQ único [?]. (c) Potencial na direção de crescimento \hat{z} . BC é a sigla para banda de condução e BV para banda de valência. (c) O potencial nas direções \hat{x} e \hat{y} é aproximadamente parabólico, sendo a banda de valência completamente preenchida com elétrons e a banda de condução vazia.	18
3.1	Representação esquemática da estrutura de bandas do GaAs. E_g é a energia do gap e Δ_{SO} a energia de interação spin-orbita.	21
3.2	Na ausência de campo magnético, os estados do PQ são degenerados e o acoplamento com campos eletromagnéticos tem que respeitar as regras de seleção, onde os diferentes trions podem ser criados com o uso de luzes circularmente polarizadas.	22

3.3	Representação esquemática dos estados de um único PQ na configuração de Voigt carregado inicialmente com um elétron. Pulsos de lasers de polarizações diferentes acoplam os estados de spin com os trions.	27
4.1	Representação esquemática do sistema do tipo lambda baseado nos estados de spins do elétron que se encontra na banda de condução (condição inicial do PQ), e no estado de spin do trion. O PQ está exposto a um campo magnético na direção \hat{x} . Pulsos de lasers de polarizações diferentes acoplam os estados de spin com o trion. Linha tracejada indica os três níveis que podem formar um sistema do tipo lambda.	32
4.2	Evolução temporal dos estados $ 0\rangle$ e $ 1\rangle$ utilizando os Hamiltonianos dados pelas Eqs. (4.1), (4.8) e (4.9).	34
4.3	Probabilidade de ocupação do estado $ 1\rangle$ após a interação com a radiação em função da fase relativa e da área dos pulsos, com $\delta = \delta_e$ em (a) e $\delta = 3\delta_e$ em (b).	35
4.4	Probabilidade de ocupação do estado $ 1\rangle$ após a interação com a radiação, em função da dessintonia relativa entre os laser δ e da área dos pulsos. . . .	36
5.1	Evolução temporal dos estados $ 0\rangle$ e $ 1\rangle$ utilizando os Hamiltonianos dados pelas Eqs. (3.24), (3.36) e (5.6).	40
5.2	Evolução temporal dos estados de spin $ 0\rangle$ e $ 1\rangle$ assumindo que a fase relativa entre os pulsos é dada pela Eq. (5.17) em (a) e pela Eq. (5.18) em (b). Para estes resultados foram usados pulsos com 8.0 ps de largura (duração do pulso na metade do seu máximo) e 20π de área. Painéis superiores mostram a dependencia temporal dos pulsos gaussianos usados na simulação.	43

- 5.3 Evolução temporal dos estados de spin $|0\rangle$ e $|1\rangle$ com (a) $\bar{\phi} = -\pi/4$, (b) $\bar{\phi} = -\pi/3$. Painéis superiores mostram a dependência temporal do pulso gaussiano usado na simulação. 44
- 5.4 Probabilidade de ocupação dos estados $|0\rangle$ e $|1\rangle$ do sistema após a interação com a radiação em função da diferença entre as frequências dos lasers com áreas de: (a) 10π , (b) 20π , (c) 25π , (d) 30π , 8 ps de largura e $t_H = t_V$ 45
- 5.5 Evolução temporal dos estados de spin do elétron para pulsos com 10π de área, $\phi = \phi_{\text{on}}$, 8 ps de largura em (a) e 5 ps de largura em (b), como mesma área e fase do caso em (a). 46
- 5.6 Evolução temporal das probabilidades P_0 e P_1 para pulsos com 30π de área, 8 ps de largura, $\delta - \delta_e$ ajustado em 0 para (a) e (b), -0.2 meV para (c) e (d). Aqui a fase é ajustada para ϕ_{on} em (a) e (c), e ϕ_{off} em (b) e (d). 47
- 5.7 Probabilidade de ocupação do estado $|1\rangle$ após a interação com a radiação, como função de δ e da área do pulso, para $t_n = 5$ ps. 48
- 5.8 Manipulação coerente do grau de liberdade de spin do elétron aprisionado no PQ usando apenas uma variação na diferença nas frequências dos lasers utilizados, para pulsos com área igual a 10.64π . A variável δ foi ajustada em (a) 0.003 meV, (b) -0.055 meV. 49
- 5.9 Probabilidade de ocupação do estado $|1\rangle$ após a interação com a sequência de pulso em função da fase relativa entre eles e a área dos pulsos, com $\delta = 0$ em (a), $\delta = 1\delta_e$ em (b), $\delta = 2\delta_e$ em (c), e $\delta = 3\delta_e$ em (d). 50
- 5.10 Evolução dos estados do sistema considerando em (a) três níveis e em (b) quatro níveis, para área do pulso de 30π , $t_n = 8$ ps, $\delta = \delta_e$ e $\phi = 0$ 51

5.11 Evolução dos estados do sistema de (a) três níveis (b) quatro níveis, supondo a separação entre o terceiro e o quarto nível seja igual a $10E_2$, onde E_2 é a energia do terceiro estado. Os valores dos parâmetros são os mesmo utilizados nas Figs. (5.10). 51

Sumário

Lista de Figuras	4
Sumário	8
1 Introdução	10
2 Pontos quânticos semicondutores	14
2.1 Pontos quânticos feitos por litografia	15
2.2 Pontos quânticos definidos eletrostaticamente	16
2.3 Pontos quânticos auto-organizados	16
3 Propriedades ópticas de PQ semicondutores	19
3.1 Regras de seleção	21
3.2 Hamiltoniano do sistema	27
3.2.1 Aproximação de ondas girantes	28
4 O sistema de três níveis	31
5 Manipulação coerente do spin em PQs	37
5.1 Efeitos da fase relativa entre os pulsos	41
5.2 Efeitos das amplitudes e da dessintonia entre os lasers	42

<i>SUMÁRIO</i>	9
5.3 Validade da aproximação para o sistema de três níveis	49
6 Conclusões	52

Capítulo 1

Introdução

Hoje, todo o processamento de informação é baseado no fluxo de cargas em dispositivos eletrônicos. Na busca por alternativas, princípios da mecânica quântica foram usados para propor uma nova forma de processar a informação, onde os bits (unidades básicas de processamento), seriam substituídos por dois estados quânticos de um sistema de dois níveis, ao invés dos clássicos 0 e 1. Estes formariam os assim chamados bits quânticos, ou qubits. A grande vantagem dos qubits em contrapartida com os bits clássicos está na forma que a informação é armazenada e processada. Num qubit, a informação é armazenada e processada numa superposição entre os estados quânticos, podendo ser tanto 0 e 1 ao mesmo tempo ao invés de apenas um ou outro, como no caso clássico. Entretanto, a parte mais interessante acontece quando dois qubits interagem entre si, podendo se misturar, formando um estado com mistura das várias possibilidades dos dois qubits. Vários algoritmos quânticos mostraram que isso poderia ser usado para acelerar em muito a velocidade de processamento de certas informações, como o fatoramento de um número muito grande, que nos computadores atuais levariam muito tempo e por isso é usado como base para a encriptação de informações. Isto motivou inúmeras pesquisas e propostas para os quais sistemas quânticos seriam ideais. Dentre

as propostas mais promissoras está o trabalho seminal de Loss e DiVincenzo [?], que propuseram usar o grau de liberdade de spin em pontos quânticos semicondutores, cujo tempo de decoerência é relativamente grande, permitindo em princípio muitas manipulações quânticas antes que a informação seja perdida ou deteriorada. Isto resulta do fato de o spin de um elétron interagir fracamente com o ambiente ao seu redor, o que por sua vez o torna difícil de manipular. Felizmente, o grau de liberdade de spin tem uma boa interação com a luz, o que faz com que sistemas baseados em óptica sejam de muito interesse.

Paralelamente, os últimos anos caracterizaram-se pelo rápido desenvolvimento na fabricação e nas técnicas de espectroscopia de semicondutores. Com técnicas experimentais cada vez mais sofisticadas e com capacidade de manipular estruturas em escala cada vez menores, até mesmo em escala atômica, tem sido possível construir dispositivos com grande potencial para aplicação tecnológica. Tais sistemas têm demandado esforços de pesquisadores de diversas áreas na busca por uma melhor compreensão das suas propriedades físicas.

Pontos quânticos (PQs) semicondutores fornecem uma unidade funcional que pode ser utilizada para proteger a coerência do grau de liberdade do spin para a realização de tais dispositivos coerentes. Um PQ é uma região nanométrica parecida com uma ilha formada por um tipo de material semicondutor embutido em outro semicondutor. Pontos quânticos semicondutores exibem características no transporte ou em espectroscopia óptica que indicam o confinamento dos portadores de carga nas três dimensões. Elétrons e buracos (ausência de um elétron na banda de valência) em PQs podem ocupar apenas um dado conjunto de estados com níveis de energias discretos, como em um átomo. Tais similaridades fizeram com que estas nanoestruturas fossem frequentemente chamadas de “átomos artificiais” [?, ?], que em princípio nos permitiria fazer experimentos como os de física atômica em um ambiente totalmente controlado

da física de estado sólido. A vantagem dos PQs é que eles proporcionam um escala diferente à dos átomos, o qual pode facilmente ser variada sobre uma ampla gama de parâmetros. Estes sistemas são então ideais para investigações teóricas, no qual a interação da luz com a matéria pode ser estudada num ambiente inteiramente controlado e com excelentes qualidades das medidas.

Motivado pelos desenvolvimentos das técnicas utilizadas para a fabricação de pontos quânticos, nos últimos anos, pesquisas sobre manipulação de spins em PQs tiveram um enorme progresso, por exemplo, o controle total de um spin de um elétron foi demonstrado usando pulsos de rádio frequência em ressonância em PQ definidos eletrostaticamente [?, ?, ?, ?]. Usando pulsos de laser ultra-rápidos também foi possível demonstrar o controle quântico do spin em PQs auto-organizados [?, ?, ?, ?, ?, ?, ?, ?], abrindo a possibilidade de uma real aplicação deste sistema em informação quântica. Mais recentemente, o controle de um único spin em PQ foi demonstrado [?, ?, ?, ?], onde sua inicialização foi obtida através de um processo conhecido como resfriamento quântico, tanto para elétrons [?] como para buracos, que são a ausência de elétrons na banda de valência [?]. Sua manipulação e inicialização através de uma interação do tipo Raman (ou sistema do tipo Lambda) também foi demonstrado [?]. Embora os resultados experimentais demonstrem a empolgação com este sistema, um dos principais problemas recorrentes está na sua medida, o que exige geralmente uma grande quantidade de fótons, além, é claro, da destruição do estado quântico, inutilizando-o para futuras tarefas. Propostas para se fazer medidas de formas não destrutiva são, portanto, de grande interesse [?, ?].

No próximo capítulo será realizada uma breve revisão sobre pontos quânticos semicondutores, onde será mostrados alguns métodos utilizados na sua obtenção [?].

No capítulo 3 será descritas as propriedades ópticas dos PQs semicondutores, assim como a obtenção de seu Hamiltoniano. Faremos ainda uma discussão sobre apro-

ximações comumente aplicadas ao sistema, como a aproximação de ondas girantes.

No capítulo 4 apresentamos alguns resultados já conhecidos para sistemas de três níveis, também conhecidos como sistemas do tipo Λ .

No capítulo 5 apresentamos os resultados obtidos, dando destaques a manipulação óptica ultra-rápida de spin. Discutiremos ainda que a aproximação para um sistema de três níveis não é válida.

Capítulo 2

Pontos quânticos semicondutores

A maioria dos dispositivos usados atualmente na tecnologia de informação usa semicondutores como matéria prima. Isto se deve ao seu alto desempenho e baixo custo de produção, já que é produzido em massa para atender a demanda de consumo. Dispositivos a base de pontos quânticos semicondutores teriam então vantagem com respeito as outras propostas por poder usar de toda infra-estrutura já disponível. A habilidade de controlar os estados quânticos de PQs fez com que os mesmos tivessem papéis importantes no desenvolvimento científico e tecnológico, tornando se objetos de grande estudo, tanto em pesquisas de física básica como de engenharia.

Pontos quânticos semicondutores podem ser obtidos de diversas maneiras. Os métodos mais utilizados são a síntese química de nanocristais coloidais [?] e métodos epitaxiais, conjugado as vezes com métodos litográficos. Usando o método epitaxial, é possível crescer camada por camada de semicondutores que podem ser de diferentes compostos e ter parâmetros de redes diferentes. Crescendo camadas de diferentes materiais semicondutores é possível criar poços quânticos onde elétrons ficariam aprisionados na direção de crescimento, criando um gás de elétrons bidimensional de alta qualidade, que com auxílio de portões (*gates*) eletrostáticos [?, ?], criados por litografia, ficam

confinados eletrostaticamente na direção lateral. O confinamento lateral também pode ser obtido nas imperfeições das monocamadas que formam o poço quântico [?], usando o método litográfico conjugado com técnicas de corrosão (“etching”) [?], ou usando materiais com parâmetros de redes diferentes, o que gera uma tensão, provocando o aparecimento de ilhas nanométricas onde os portadores de carga ficam confinados nas 3 dimensões. Este último método é também conhecido como crescimento de PQ auto-organizados e foi observado pela primeira vez por Goldstein *et al.* [?]. Hoje diversos grupos no mundo usam este método para obter PQs de alta qualidade (para maiores detalhes veja a revisão [?]). Em geral, existem três maneiras distintas de se crescer PQs auto-organizados: Frank-van der Merwe, Volmer-Weberque e Stranski-Krastanov. Pontos quânticos auto-organizados podem ser crescidos por MBE (molecular beam epitaxy) ou por MOCVD (metal organic chemical vapor deposition) para uma grande variedade de materiais semicondutores. A seguir discutimos com mais detalhes alguns destes tipos de PQs.

2.1 Pontos quânticos feitos por litografia

Os primeiros trabalhos sobre PQs foram feitos por cientistas da *Texas Instruments Incorporated*, uma empresa especializada na fabricação e comercialização de dispositivos semicondutores instalada na cidade de Dallas, no estado do Texas, nos Estados Unidos. O método utilizado foi o de litografia conjugado com corrosão (“etching”) [?]. Neste método, uma amostra contendo um ou mais poços quânticos é parcialmente corroída com o auxílio de uma solução especial, gerando pequenos pilares [veja Fig. 2.1]. Dessa forma, elétrons inicialmente confinados em um plano têm os movimentos restritos em qualquer direção em um pilar com dezenas de nanômetros de diâmetro.

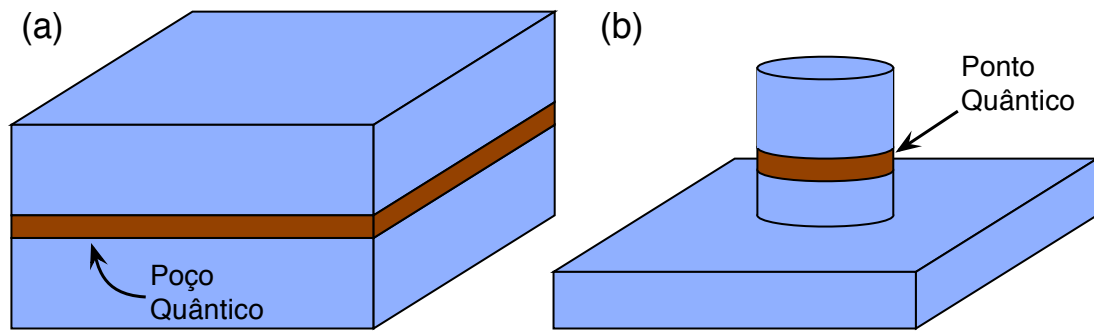


Figura 2.1: (a) Amostra com poço quântico. (b) Ponto quântico obtido através da técnica *etching*.

2.2 Pontos quânticos definidos eletrostaticamente

Pontos quânticos que se baseiam em campos elétricos modulados também são bastante utilizados. O seu método de fabricação consiste na criação de pequenos eletrodos sobre a superfície de um poço quântico usando litografia [veja Fig. 2.2]. A disposição geométrica dos eletrodos e a voltagem aplicada possibilita o aprisionamento de elétrons em pequenas regiões da superfície. Usando este método têm se controle sobre o número de PQs, podendo gerar um único PQ [?, ?] ou um conjunto de PQs [?, ?, ?, ?].

2.3 Pontos quânticos auto-organizados

Outro método bastante famoso é denominado crescimento auto-organizado de PQs. Esta técnica foi descrita por Petroff e DenBaars em 1994 [?] e consiste no crescimento, camada por camada, de um tipo de semicondutor em outro material semicondutor com parâmetro de rede diferente, como no caso do GaAs e InAs onde a diferença é de aproximadamente 7%. Isso gera uma tensão na amostra e quando a espessura do material crescido ultrapassa um valor crítico, a tensão é minimizada através da criação espontânea de pequenas ilhas de forma regular e tamanhos similares [Fig. 2.3 (a)].

Os parâmetros deste tipo de PQ dependem fortemente da intensidade da tensão,

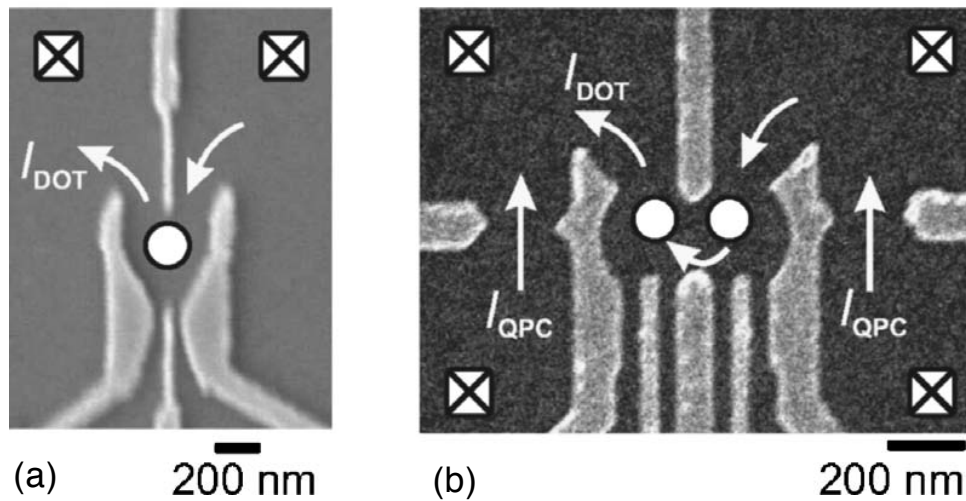


Figura 2.2: Imagem SEM (*Scanning Electron Micrographs*) de (a) um PQ único, e (b) um PQ duplo, mostrando os eletrodos em cinza claro em cima da superfície contendo o gás de elétrons bidimensional em cinza escuro [?].

que depende da diferença entre os parâmetros de rede e da temperatura na qual o crescimento ocorre. Foram relatados pontos quânticos auto-organizados (PQ) obtidos em forma de pirâmides regulares, com base de lado aproximadamente igual a 24 nm e altura 2.8 nm, com 55 nm de distância entre pontos vizinhos [?]. As medidas dos PQs fazem com que sejam apresentados potenciais com formas diferentes que dependem da direção [veja Fig. 2.3 (b) e (c)]. Os PQs auto-organizados atraem as atenções de cientistas para aplicações em eletrônica, informação quântica, entre outros, por serem pequenos e terem suas propriedades controladas facilmente, não sendo necessário o emprego de técnicas sofisticadas para sua obtenção.

O tipo de PQ escolhido para ser tratado neste trabalho puramente teórico é o ponto quântico auto-organizado, portanto, de agora em diante, sempre que nos referirmos aos PQs, estamos fazendo alusão aos PQs auto-organizados.

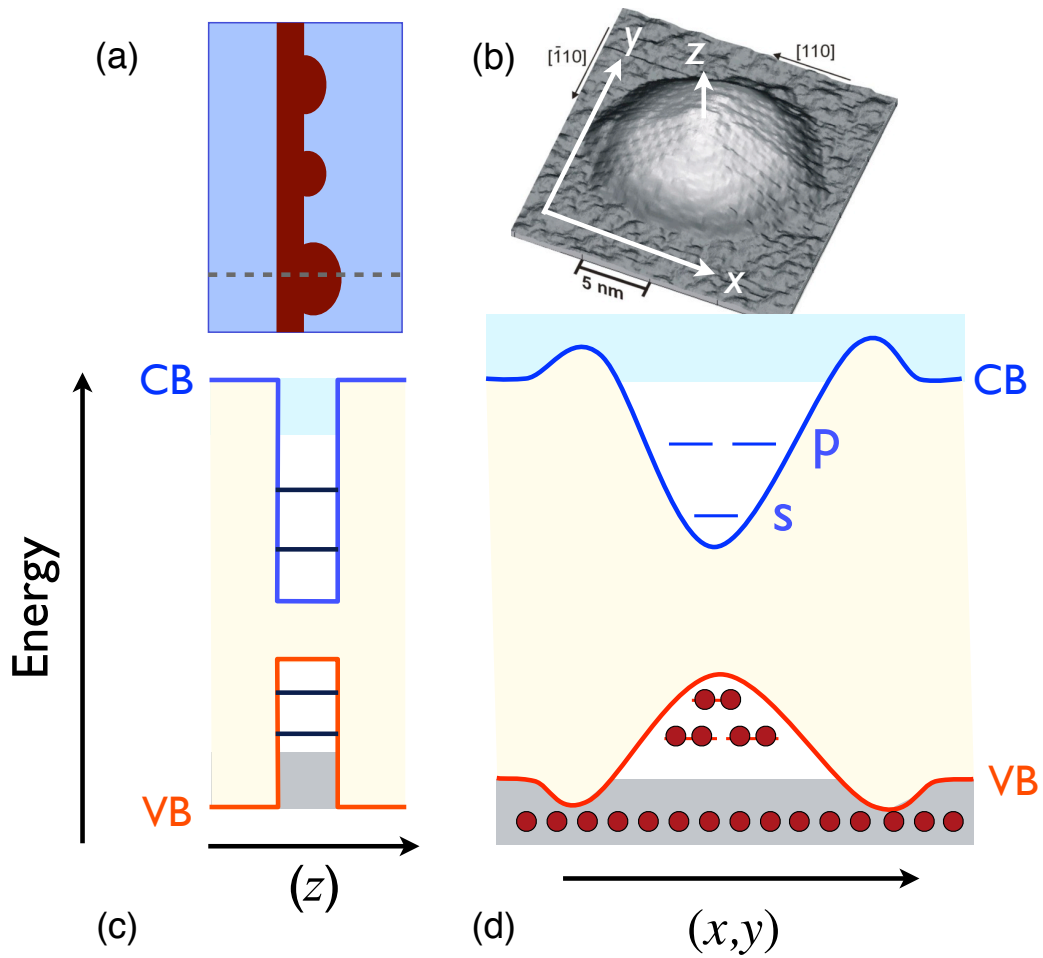


Figura 2.3: (a) Esquema simplificado de um PQ auto-organizado. (b) Imagem STM (*Scanning Tunneling Microscopy*) de um PQ único [?]. (c) Potencial na direção de crescimento \hat{z} . BC é a sigla para banda de condução e BV para banda de valência. (d) O potencial nas direções \hat{x} e \hat{y} é aproximadamente parabólico, sendo a banda de valência completamente preenchida com elétrons e a banda de condução vazia.

Capítulo 3

Propriedades ópticas de PQ semicondutores

O sistema estudado consiste em um PQ auto-organizado e inicialmente carregado com apenas um elétron na sua banda de condução, que pode ser obtido através da excitação de um par elétron-buraco usando um pulso de laser coerente, seguido pela remoção do buraco (ausência de elétron na banda de valência) por tunelamento com o auxílio da aplicação de uma voltagem externa. O PQ pode ser carregado também injetando elétrons a partir dos contatos com a aplicação de uma voltagem reversa ou dopando o sistema com materiais doadores de elétrons, ou seja, inserindo átomos que possuem um número maior de elétrons na camada de valência do que aqueles encontrados nos átomos do cristal.

Usando pulsos de laser coerente podemos excitar um par elétron-buraco adicional, formando assim um *exciton* carregado ou *trion* (dois elétrons na banda de condução e um buraco na banda de valência). A habilidade de criar este par elétron-buraco adicional respeita uma regra de seleção bem definida, a qual será usada para manipular o grau de liberdade de spin do elétron confinado. É, portanto, essencial o conhecimento de tal regra de seleção. Considerando a estrutura de banda de um semicondutor *bulk*

de *gap* direto como o GaAs [veja Fig. 3.1] e o InAs, sabemos que o fundo da banda de condução é formada por estados do tipo *s* (com momento angular $l = 0$) e o topo da banda de valência é do tipo *p* ($l = 1$) [?]. Esta descrição é uma boa aproximação para semicondutores de *gap* direto com vetor de onda k próximo de zero, que é, em geral, o caso neste tipo de material. No caso de PQs, mesmo com a falta de simetria esférica perfeita, podemos assumir que a conservação do momento angular será satisfeita e assim descrever os seus estados em termos dos orbitais do tipo atômico. Além do momento angular orbital \mathbf{L} , o momento angular de spin \mathbf{S} dos portadores de carga na banda de valência e condução devem ser levados em conta. Assim, para a banda de valência cujo momento angular orbital é $l = 1$, o momento angular total $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$ terá autovalores $j = 3/2$ e $j = 1/2$. Para $j = 3/2$, temos a projeção na direção de crescimento \mathbf{J}_z com autovalores $m = \pm 3/2$ e $m = \pm 1/2$ que são conhecidas como banda de buraco pesado (HH do inglês heavy hole) e banda de buraco leve (LH do inglês light hole), respectivamente. Recebem este nome em virtude do valor da massa efetiva próximo do ponto $k \approx 0$ [?]. Temos ainda $j = 1/2$, com autovalores da projeção \mathbf{J}_z , $m = \pm 1/2$, formando a banda de buraco Split-off. Em torno do ponto $k \approx 0$ estes estados estão separados em energia dos outros estados pela interação spin-orbita e pode ser ignorado, enquanto que os estados HH e LH são degenerados. Em PQs auto-organizados, os estados HH e LH tem sua degenerescência quebrada devido à tensão entre camadas de átomos com parâmetros de rede diferentes [?]. A banda de buraco pesado é a de mais baixa energia para tensão de compressão e normalmente a banda de buraco leve pode ser ignorada, o que é o caso para pontos de InAs. Para a banda de condução ($l = 0$), temos somente $s = 1/2$ e projeções $m = \pm 1/2$.

Neste trabalho consideramos apenas as bandas de buraco pesado ($j = 3/2$ e $m = \pm 3/2$) e de condução ($s = 1/2$ e $m = \pm 1/2$). Dessa forma, o estado de trion será representado por $|\uparrow\downarrow, \uparrow\rangle$ ($|\uparrow\downarrow, \downarrow\rangle$) quando o estado correspondente ao $m = 3/2$ ($m =$

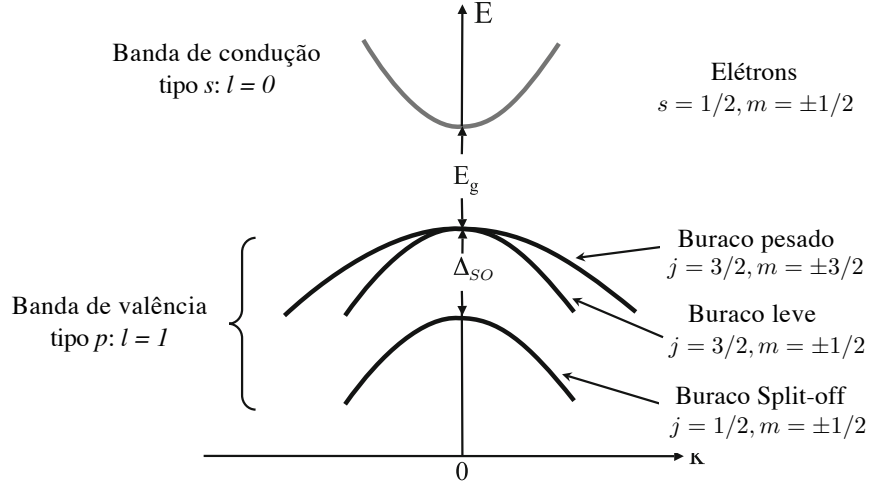


Figura 3.1: Representação esquemática da estrutura de bandas do GaAs. E_g é a energia do gap e Δ_{SO} a energia de interação spin-orbita.

$-3/2$) da banda de buraco pesado (HH) estiver ocupado, assim como os dois estados da banda de condução também estiverem ocupados ($m = \pm 1/2$). Quando apenas um elétron estiver ocupando um estado da banda de condução representamos o estado por $|\uparrow\rangle$ ($|\downarrow\rangle$) para $m = 1/2$ ($m = -1/2$).

Além de campos elétricos, campos magnéticos também são bastante úteis na manipulação de estados de spin em PQs devido à sua influência nas regras de seleção, como descreveremos nas próximas seções.

3.1 Regras de seleção

Desconsiderando qualquer misturas devido a forma irregular do PQ, e na ausência de campo magnético, tanto os estados de spin do elétron ($|\uparrow\rangle$ e $|\downarrow\rangle$) quanto os estados dos trions ($|\uparrow\downarrow, \uparrow\rangle$ e $|\uparrow\downarrow, \downarrow\rangle$) são degenerados [veja Fig. 3.2] e possuem regras de seleção bem definidas, associadas à conservação de momento angular e ao princípio de exclusão de Pauli.

Na aproximação de dipolo o acoplamento é dado pelo potencial $V = \hat{\epsilon} \cdot \vec{p}$ onde $\hat{\epsilon}$ é

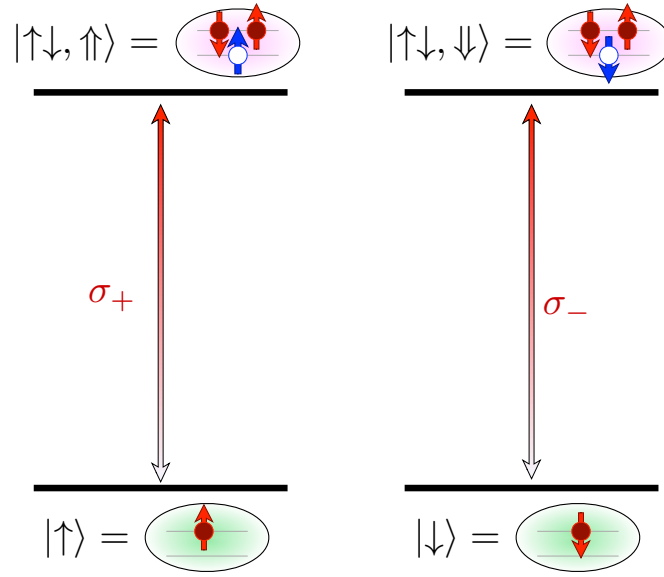


Figura 3.2: Na ausência de campo magnético, os estados do PQ são degenerados e o acoplamento com campos eletromagnéticos tem que respeitar as regras de seleção, onde os diferentes trions podem ser criados com o uso de luzes circularmente polarizadas.

o vetor de polarização do campo e \vec{p} é o operador momento linear do elétron [?]. Com isso, determinamos as regras de seleção calculando os elementos de matriz $\langle \Psi | \hat{\epsilon} \cdot \vec{p} | \Psi' \rangle$, que podem ser reescritos da seguinte maneira:

$$\begin{aligned} \langle \Psi | \hat{\epsilon} \cdot \vec{p} | \Psi' \rangle &\propto \hat{\epsilon} \cdot \langle \Psi | [H, \vec{r}] | \Psi' \rangle \\ &\propto \hat{\epsilon} \cdot \langle \Psi | \vec{r} | \Psi' \rangle \end{aligned} \quad (3.1)$$

com $\vec{r} = r \sin(\theta) [\cos(\phi)\hat{x} + \sin(\phi)\hat{y}] + \cos(\theta)\hat{z}$.

Aqui é conveniente escrever o vetor \vec{r} em função dos harmônicos esféricos ($Y_l^m(\theta, \phi)$), que são dados por:

$$Y_1^{-1}(\theta, \phi) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2\pi}} \sin(\theta) [\cos(\phi) - i \sin(\phi)] \quad (3.2)$$

$$Y_1^1(\theta, \phi) = -\frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2\pi}} \sin(\theta) [\cos(\phi) + i \sin(\phi)] \quad (3.3)$$

$$Y_1^0(\theta, \phi) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{\pi}} \cos(\theta). \quad (3.4)$$

O vetor unitário \hat{r} , pode então, ser escrito da seguinte forma:

$$\hat{r} = \sqrt{\frac{2\pi}{3}} \{Y_1^{-1}(\theta, \phi)(\hat{x} + i\hat{y}) + Y_1^1(\theta, \phi)(-\hat{x} + i\hat{y})\} + 2\sqrt{\frac{\pi}{3}} Y_1^0(\theta, \phi)\hat{z}. \quad (3.5)$$

Com

$$\sigma_+ = \frac{\hat{x} + i\hat{y}}{\sqrt{2}} \quad (3.6)$$

$$\sigma_- = \frac{\hat{x} - i\hat{y}}{\sqrt{2}}, \quad (3.7)$$

temos que (3.5) é

$$\hat{r} = 2\sqrt{\frac{\pi}{3}} (Y_1^{-1}\sigma_+ - Y_1^1\sigma_- + Y_1^0\hat{z}). \quad (3.8)$$

Portadores de carga aprisionados num PQ são bem descritos por uma função de onda Ψ composta por funções de Bloch ψ , que determinam as regras de seleção, acompanhadas de funções envelope f , que podem se estender para além do PQ e que carregam informações sobre a geometria e o tamanho do PQ [?]:

$$\Psi_{n,l}^m = A_{n,l} f_{n,l} \psi_l^m \quad (3.9)$$

onde A é a constante de normalização e o índice n , corresponde às possíveis bandas. Essa aproximação, conhecida como aproximação da função envelope, é válida para PQs onde o potencial efetivo da banda especificada varia em uma escala de comprimento muito maior do que o parâmetro de rede. Dessa maneira, os elementos de matriz são dados por

$$\langle \Psi_{n,l}^m | \vec{r} | \Psi_{n',l'}^{m'} \rangle = \langle f_{n,l} | f_{n',l'} \rangle \langle \psi_l^m | \vec{r} | \psi_{l'}^{m'} \rangle + \langle \psi_l^m | \psi_{l'}^{m'} \rangle \langle f_{n,l} | \vec{r} | f_{n',l'} \rangle. \quad (3.10)$$

Para as transições interbanda, partindo de um dos estados do elétron para um dos estados de trion, apenas o primeiro termo da Eq. (3.10) contribuirá:

$$\langle \Psi_{n,l}^m | \vec{r} | \Psi_{n',l'}^{m'} \rangle = \langle f_{n,l} | f_{n',l'} \rangle \langle \psi_l^m | \vec{r} | \psi_{l'}^{m'} \rangle, \quad (3.11)$$

onde o segundo produto interno determina a regra de seleção e o primeiro a sua intensidade.

As funções de Bloch, tanto para o elétron na banda de condução quanto para o buraco na banda de valência, podem ser escritas da seguinte forma [?]:

$$\psi_l^m = \frac{1}{\sqrt{2l+1}} \begin{pmatrix} \pm \sqrt{l \pm m + \frac{1}{2}} Y_l^{m-1/2} \\ \sqrt{l \mp m + \frac{1}{2}} Y_l^{m+1/2} \end{pmatrix}. \quad (3.12)$$

Usando estas funções podemos calcular os elementos de matriz $\langle \Psi | \vec{r} | \Psi' \rangle$ para todas as transições possíveis. Iniciando com os estados de elétron na banda de condução $\langle \Psi' | = \langle \uparrow$ e de buraco pesado na banda de valência, formando o estado de trion $|\Psi\rangle = |\uparrow\downarrow, \uparrow\rangle$, temos que calcular

$$\langle \uparrow\downarrow, \uparrow | \vec{r} | \uparrow \rangle = \langle \psi_1^{3/2, 3/2} | \vec{r} | \psi_0^{1/2, 1/2} \rangle, \quad (3.13)$$

que pode ser reescrita como:

$$\begin{aligned} \langle \uparrow\downarrow, \uparrow | \vec{r} | \uparrow \rangle &= 2r \sqrt{\frac{\pi}{3}} \left(\sigma_+ \int_{\theta=0}^{\theta=\pi} \int_{\phi=0}^{\phi=2\pi} (Y_1^1)^* Y_1^{-1} Y_0^0 \sin(\theta) d\theta d\phi + \right. \\ &\quad - \sigma_- \int_{\theta=0}^{\theta=\pi} \int_{\phi=0}^{\phi=2\pi} (Y_1^1)^* Y_1^1 Y_0^0 \sin(\theta) d\theta d\phi + \\ &\quad \left. + \hat{z} \int_{\theta=0}^{\theta=\pi} \int_{\phi=0}^{\phi=2\pi} (Y_1^1)^* Y_1^0 Y_0^0 \sin(\theta) d\theta d\phi \right). \end{aligned} \quad (3.14)$$

Apenas a segunda integral dupla é diferente de zero, levando ao resultado:

$$\langle \uparrow\downarrow, \uparrow | \vec{r} | \uparrow \rangle = \frac{-r}{\sqrt{3}} \sigma_- \quad (3.15)$$

Devido ao produto interno $\vec{r} \cdot \hat{e}$ que descreve o potencial responsável pelos acoplamento entre os estados, tem-se que apenas lasers cujos campos elétricos têm polarização circular σ_+ é capaz de acoplar os estados $|\uparrow\rangle$ e $|\uparrow\downarrow, \uparrow\rangle$. É importante salientar que o momento angular deve se conservar. Tomando o exemplo acima, temos que para o estado inicial de um elétron na banda de condução com $m = 1/2$, um fóton com momento angular $m = 1$ só pode ser absorvido se o estado final for um trion com $m = 3/2$,

conservando o momento angular. Qualquer outra transição via radiação que não respeite a conservação de momento angular é proibida. Nesta situação, com a ausência de um campo magnético externo e tomando como base os estados na direção do eixo \hat{z} , obtem-se acoplamento entre $|\uparrow\rangle$ e $|\uparrow\downarrow, \uparrow\rangle$ usando luz com polarização σ_+ e entre os estados $|\downarrow\rangle$ e $|\uparrow\downarrow, \downarrow\rangle$ via luz com polarização σ_- [veja Fig. 3.2].

Na presença de um campo magnético, a degenerescência dos estados de spin é quebrada através do *efeito Zeeman*. Os estados de spin *up* e spin *down* do elétron e do *trion* aprisionados no PQ podem agora também ser identificados através de suas energias.

A direção de aplicação do campo magnético é muito importante na manipulação dos estados de spin. Com o campo magnético na mesma direção de propagação da onda eletromagnética, que neste caso coincide com a direção de crescimento do PQ, temos a configuração de Faraday, onde os estados $|\uparrow\rangle$ e $|\uparrow\downarrow, \uparrow\rangle$ ($|\downarrow\rangle$ e $|\uparrow\downarrow, \downarrow\rangle$) estão separados em energia, mas ainda preservando as regras de seleção descritas anteriormente, entretanto, os estados podem agora ser identificados através de espectroscopia devido à diferença de energia entre eles.

Alinhando o campo magnético na direção perpendicular à direção de crescimento do PQ e, conseqüentemente, perpendicular à direção de propagação da radiação (configuração de Voigt), além da quebra de degenerescência entre os estados de menor energia ($|0\rangle$ e $|1\rangle$) e de maior energia ($|2\rangle$ e $|3\rangle$) [veja Fig. 3.3], há uma mistura dos estados, mudando desta forma as regras de seleção quando campos eletromagnéticos

são aplicados. Sendo

$$|0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle) \quad (3.16)$$

$$|1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (-|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle) \quad (3.17)$$

$$|2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (-|\uparrow\downarrow, \uparrow\rangle + |\uparrow\downarrow, \downarrow\rangle) \quad (3.18)$$

$$|3\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\downarrow, \uparrow\rangle + |\uparrow\downarrow, \downarrow\rangle), \quad (3.19)$$

o acoplamento com a luz pode ser obtido novamente através do cálculo dos elementos de matriz, como no exemplo dado a seguir:

$$\begin{aligned} \langle 2|\hat{r}|0\rangle &= \frac{1}{2} (\langle \uparrow\downarrow, \uparrow| + \langle \uparrow\downarrow, \downarrow|) \hat{r} (|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle) \\ &= \frac{r}{2\sqrt{3}} (\sigma_- + \sigma_+) \\ &= \frac{r}{\sqrt{6}} \hat{x}. \end{aligned} \quad (3.20)$$

Outros elementos não nulos são

$$\langle 3|\hat{r}|0\rangle = \frac{ir}{\sqrt{6}} \hat{y} \quad (3.21)$$

$$\langle 2|\hat{r}|1\rangle = \frac{ir}{\sqrt{6}} \hat{y} \quad (3.22)$$

$$\langle 3|\hat{r}|1\rangle = \frac{r}{\sqrt{6}} \hat{x}. \quad (3.23)$$

Desta forma, a aplicação de campo magnético alinhado na direção \hat{x} faz com que os novos estados do PQ sejam acoplados pela radiação com polarização linear, e não circular como no caso da ausência deste. Além disso, agora é possível obter a transferência de população entre os estados $|0\rangle$ e $|1\rangle$ ($|2\rangle$ e $|3\rangle$) através dos estados $|2\rangle$ ou $|3\rangle$ ($|0\rangle$ ou $|1\rangle$), ou ainda através de estados virtuais originados a partir da superposição entre as radiações com polarização em horizontal (\hat{x}) e vertical (\hat{y}).

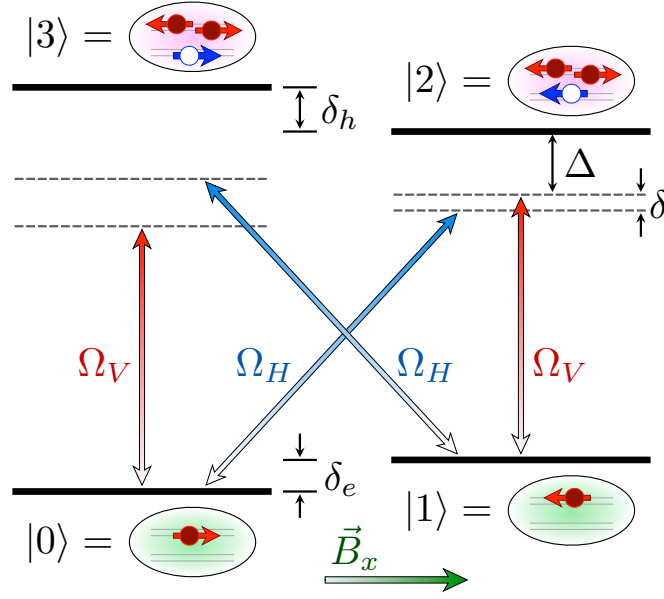


Figura 3.3: Representação esquemática dos estados de um único PQ na configuração de Voigt carregado inicialmente com um elétron. Pulsos de lasers de polarizações diferentes acoplam os estados de spin com os trions.

3.2 Hamiltoniano do sistema

Levando em consideração o exposto na seção anterior, o Hamiltoniano do sistema escrito na base de autoestados com a aplicação de um campo magnético na configuração Voigt, pode ser escrito como

$$\begin{aligned}
 H = & \sum_{i=0}^3 E_i |i\rangle\langle i| + \hbar\Omega_V(t) \cos(\omega_V t) [|0\rangle\langle 3| + |1\rangle\langle 2|] \\
 & + \hbar\Omega_H(t) \cos(\omega_H t + \phi) [|0\rangle\langle 2| + |1\rangle\langle 3|] + h.c.
 \end{aligned} \quad (3.24)$$

onde $\omega_{H,V}$ e $\Omega_{H,V}$ são as frequências e interação de dipolo entre os estados (funções “envelope” dos pulsos) com polarização horizontal e vertical respectivamente, ϕ é fase

relativa entre os mesmos e E_i é a energia de cada estado

$$E_0 = \hbar\omega_0 = -\delta_e \quad (3.25)$$

$$E_1 = \hbar\omega_1 = 0 \quad (3.26)$$

$$E_2 = \hbar\omega_2 = \hbar\omega_V + \Delta \quad (3.27)$$

$$E_3 = \hbar\omega_3 = \hbar\omega_V + \Delta + \delta_h, \quad (3.28)$$

as quais aqui foram expressas em termos da energia da radiação incidente com polarização vertical, das separações dos estados de Zeeman ($\delta_{e,h} = g_{e,h}\mu_B B_x$, sendo $g_{e,h}$ o fator giromagnético para elétrons e buracos respectivamente, e μ_B o magneton de Bohr), e da dessintonia Δ entre a energia dos fótons com polarização vertical e a energia do estado $|2\rangle$ [veja Fig. 3.3].

3.2.1 Aproximação de ondas girantes

A aproximação de ondas girantes (RWA—“*rotating wave approximation*”) é bastante usada em óptica atômica e ressonância magnética. Esta aproximação consiste em desprezar as contribuições do Hamiltoniano que oscilam muito mais rápido (termos contra girantes) que as oscilações devido a transição óptica. Esta aproximação é válida quando as frequências das radiações utilizadas estão próximas das frequências das transições ópticas.

A RWA fica mais evidente quando tomamos o Hamiltoniano do sistema na representação de interação, onde os elementos que correspondem à evolução do sistema são absorvidos pelos estados, ficando explícitos apenas os termos correspondentes à interação do sistema com a luz. Para isso realiza-se a seguinte transformação unitária:

$$|\bar{\psi}\rangle = U |\psi\rangle = e^{\frac{iH_0 t}{\hbar}} |\psi\rangle \quad (3.29)$$

onde

$$H_0 = \sum_{i=0}^3 E_i |i\rangle\langle i|. \quad (3.30)$$

Sendo

$$H_I = H - H_0, \quad (3.31)$$

o Hamiltoniano na representação de interação é dado por

$$\bar{H} = U H_I U^\dagger, \quad (3.32)$$

o qual pode ser reescrito como

$$\begin{aligned} \bar{H} = & \frac{\hbar\Omega_H}{2} \{ [e^{-i(\omega_0+\omega_2-\omega_H)t+i\phi} + e^{-i(\omega_0+\omega_2+\omega_H)t-i\phi}] |0\rangle\langle 2| + \\ & + [e^{-i(\omega_3-\omega_H)t+i\phi} + e^{-i(\omega_3+\omega_H)t-i\phi}] |1\rangle\langle 3| \} + \\ & + \frac{\hbar\Omega_V}{2} \{ [e^{-i(\omega_0+\omega_3-\omega_V)t} + e^{-i(\omega_0+\omega_3+\omega_V)t}] |0\rangle\langle 3| + \\ & + [e^{-i(\omega_2-\omega_V)t} + e^{-i(\omega_2+\omega_V)t}] |1\rangle\langle 2| \} + h.c.. \end{aligned} \quad (3.33)$$

Considerando que a energia dos lasers utilizados estão próximos da ressonância com as transições ópticas, os termos que oscilam muito mais rápido em cada expressão podem ser desprezados, o que é conhecido como aproximação de ondas girantes. Aqui utilizamos $\omega_{H,V} \approx 1320 \text{ ps}^{-1}$ com algumas pequenas variações para ω_H , $\omega_2 = 1367,34 \text{ ps}^{-1}$, $\omega_3 = 1367,64 \text{ ps}^{-1}$ e $\omega_0 = -0.15 \text{ ps}^{-1}$. Desta forma podemos reescrever o Hamiltoniano como

$$\begin{aligned} \bar{H}_{\text{rwa}} = & \frac{\hbar\Omega_H}{2} \left(e^{-i(\omega_0+\omega_2-\omega_H)t+i\phi} |0\rangle\langle 2| + e^{-i(\omega_3-\omega_H)t+i\phi} |1\rangle\langle 3| \right) + \\ & + \frac{\hbar\Omega_V}{2} \left(e^{-i(\omega_0+\omega_3-\omega_V)t} |0\rangle\langle 3| + e^{-i(\omega_2-\omega_V)t} |1\rangle\langle 2| \right) + h.c.. \end{aligned} \quad (3.34)$$

Retornando para a representação de Schrödinger e aplicando uma nova transformação unitária dada por

$$S = \exp \left(i \sum_{k=2,3} \omega_V t |k\rangle\langle k| \right) \quad (3.35)$$

de forma a destacar a dependência do Hamiltoniano com relação a fase ϕ , temos:

$$\begin{aligned} \tilde{H} = & -\delta_e |0\rangle\langle 0| + \Delta |2\rangle\langle 2| + (\Delta + \delta_h) |3\rangle\langle 3| + \frac{\hbar\Omega_V}{2} [|0\rangle\langle 3| + |1\rangle\langle 2|] \\ & + \frac{\hbar\Omega_H}{2} e^{[-i(\delta-\delta_e)t/h+i\phi]} [|0\rangle\langle 2| + |1\rangle\langle 3|] + h.c., \end{aligned} \quad (3.36)$$

onde $\delta = \delta_e + \hbar(\omega_V - \omega_H)$, os quais estão representados esquematicamente na Fig. 3.3. Uma vez obtido o Hamiltoniano, podemos agora estudar maneiras de se manipular os estados de spin dos elétrons aprisionados no PQ.

Capítulo 4

O sistema de três níveis

Sistemas de três níveis do tipo lambda Λ são muito usados em óptica quântica para diversas aplicações, inclusive no campo da informação quântica. Pontos quânticos oferecem várias possibilidades para a implementação deste tipo de sistema, sejam elas baseadas em cargas ou no grau de liberdade de spin dos portadores de carga.

Neste capítulo será realizado o estudo do sistema de três níveis composto pelos níveis de spin ($|0\rangle$ e $|1\rangle$) e um estado de trion $|2\rangle$ [veja Fig 4.1]. Esta é uma aproximação que se acredita ser válida quando a dessintonia para um dos estados de trion é maior do que a do outro.

Ignorando completamente o estado de trion $|3\rangle$, o Hamiltoniano do sistema pode ser escrito como

$$H = \sum_{i=0}^2 E_i |i\rangle\langle i| + \hbar\Omega_V(t) \cos(\omega_V t) |1\rangle\langle 2| + \hbar\Omega_H(t) \cos(\omega_H t + \phi) |0\rangle\langle 2| + h.c., \quad (4.1)$$

que, após o uso da RWA, pode ser reescrito como

$$H_{\text{rwa}} = (-\delta_e) |0\rangle\langle 0| + (\hbar\omega_V + \Delta) |2\rangle\langle 2| + \frac{\hbar\Omega_V}{2} e^{i\omega_V t} |1\rangle\langle 2| + \frac{\hbar\Omega_H}{2} e^{i(\omega_H t + \phi)} |0\rangle\langle 2| + h.c. \quad (4.2)$$

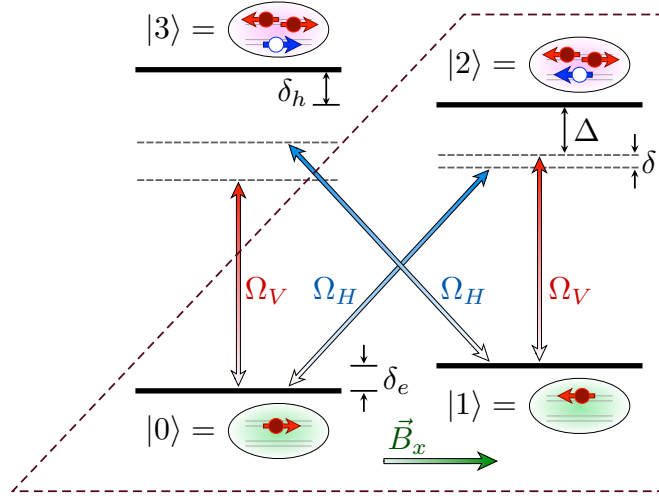


Figura 4.1: Representação esquemática do sistema do tipo lambda baseado nos estados de spins do elétron que se encontra na banda de condução (condição inicial do PQ), e no estado de spin do trion. O PQ está exposto a um campo magnético na direção \hat{x} . Pulsos de lasers de polarizações diferentes acoplam os estados de spin com o trion. Linha tracejada indica os três níveis que podem formar um sistema do tipo lambda.

Fazendo a transformação unitária

$$|\bar{\psi}\rangle = \exp \left[i \left(-\frac{\delta_e}{\hbar} |0\rangle\langle 0| + \omega_V t |2\rangle\langle 2| \right) \right] |\psi\rangle, \quad (4.3)$$

podemos reescrever o Hamiltoniano como

$$\bar{H}_{\text{rwa}} = \Delta |2\rangle\langle 2| + \frac{\hbar\Omega_V}{2} |1\rangle\langle 2| + \frac{\hbar\Omega_H}{2} e^{-i\delta t/\hbar + i\phi} |0\rangle\langle 2| + h.c., \quad (4.4)$$

dando destaque a sua dependência temporal, a qual pode ser removida quando $\delta = 0$

Considerando $\delta = 0$ e que os pulsos variam lentamente no tempo, de forma que as suas derivadas em relação ao tempo sejam insignificantes, temos que o sistema tem tempo suficiente para se adaptar às alterações da energia potencial, as energias do sistema podem ser expressas como [?, ?]

$$\lambda^D = 0, \quad \lambda^\pm = \frac{\Delta \mp \sqrt{\Delta^2 + \hbar^2 (\Omega_H^2 + \Omega_V^2)}}{2} \quad (4.5)$$

Para a energia de autovalor nulo λ^D , o autoestado $|D\rangle$ é dado por

$$|D\rangle = \frac{\Omega_V}{\sqrt{\Omega_H^2 + \Omega_V^2}} |0\rangle + \frac{\Omega_H e^{i\phi}}{\sqrt{\Omega_H^2 + \Omega_V^2}} |1\rangle. \quad (4.6)$$

Iniciando o sistema no estado $|0\rangle$ e ligando o laser com polarização vertical, vemos que o sistema está no autoestado $|D\rangle$. Diminuindo a amplitude deste laser e aumentando a intensidade do laser com polarização horizontal lentamente, vemos que o sistema permanece no autoestado $|D\rangle$. Quando a intensidade do laser com polarização vertical é nula ou muito menor do que o laser com polarização horizontal, a população do estado $|0\rangle$ será completamente transferida para o estado $|1\rangle$, sem que o sistema saia do autoestado estado $|D\rangle$ [?]. Note que a ordem necessária dos pulsos para esta inversão ocorra é contra-intuitiva, já que o pulso com polarização vertical não acopla o estado $|0\rangle$, neste caso o estado inicial.

Partindo da Eq. (4.2) e usando a transformação unitária

$$|\bar{\psi}\rangle = \exp(i\omega_V t |2\rangle\langle 2|) |\psi\rangle, \quad (4.7)$$

ao invés da transformação dada pela Eq. (4.3), podemos reescrever o Hamiltoniano como

$$\begin{aligned} \bar{H}_{\text{rwa}} = & -\delta_e |0\rangle\langle 0| + \Delta |2\rangle\langle 2| + \frac{\hbar\Omega_V}{2} |1\rangle\langle 2| + \\ & + \frac{\hbar\Omega_H}{2} \exp[i(\delta_e - \delta)t/\hbar + i\phi] |0\rangle\langle 2| + h.c. \end{aligned} \quad (4.8)$$

Para dessintonia grande ($\Delta \gg \Omega_{H,V}$), o estado $|2\rangle$ será pouco populado, permitindo assim o uso da aproximação adiabática, que consiste na eliminação do estado $|2\rangle$ das equações diferenciais. Após fazer isto, obtemos o seguinte Hamiltoniano efetivo:

$$\begin{aligned} \tilde{H}_{\text{eff}} = & \left(-\delta_e - \frac{\hbar^2\Omega_H^2}{4\Delta} \right) |0\rangle\langle 0| - \frac{\hbar^2\Omega_V^2}{4\Delta} |1\rangle\langle 1| + \\ & - \frac{\hbar^2\Omega_H\Omega_V}{4\Delta} e^{i(\delta_e - \delta)t/\hbar + i\phi} |0\rangle\langle 1| + h.c., \end{aligned} \quad (4.9)$$

onde identificamos

$$\Omega_{\text{eff}} = -\frac{\hbar\Omega_H\Omega_V}{4\Delta} \exp\left[i\frac{(\delta_e - \delta)}{\hbar}t + i\phi\right], \quad (4.10)$$

como um acoplamento efetivo entre os estados de spin. Note que neste caso a fase relativa ϕ entre os lasers não tem papel relevante na manipulação dos estados de spin, já que não é possível ajustá-lo de forma que o acoplamento efetivo tenda a zero, para qualquer valor de δ . Note que as aproximações usadas aqui não comprometem a fidelidade da evolução dos estados de spin como pode ser visto na Fig. 4.2.

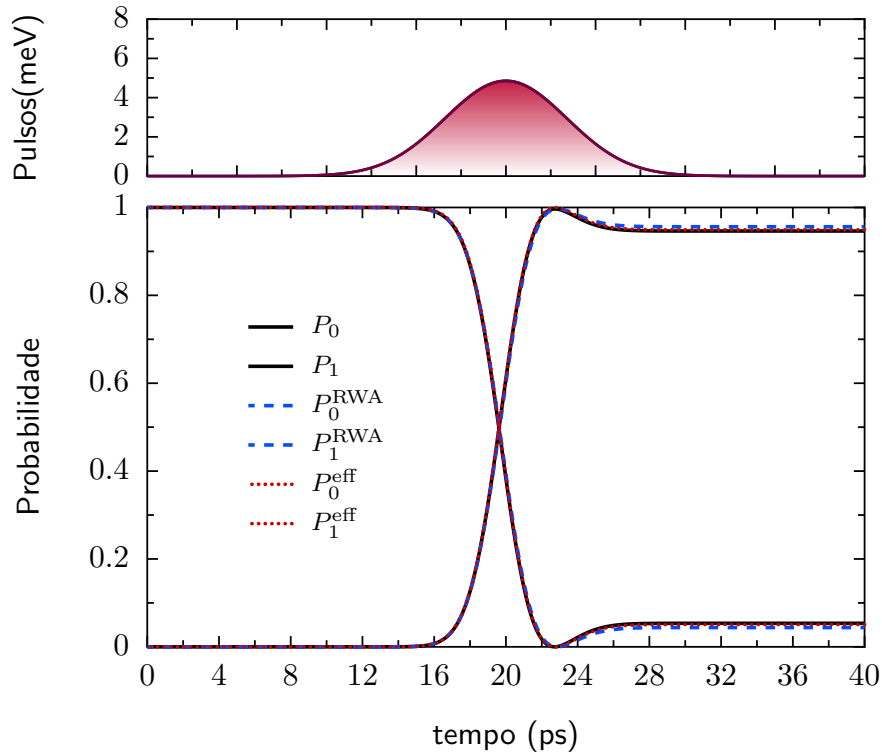


Figura 4.2: Evolução temporal dos estados $|0\rangle$ e $|1\rangle$ utilizando os Hamiltonianos dados pelas Eqs. (4.1), (4.8) e (4.9).

Apesar da validade do Hamiltoniano efetivo, o mesmo não será utilizado nas simulações das evoluções dos estados do sistema, que foram obtidas através do uso do método Runge-Kutta de quarta ordem [referência: livro numerical recipes]. Fa-

zendo com que todos os gráficos aqui apresentados não sejam afetados pela eliminação adiabática.

A fase relativa não tem influência sobre funções P_0 e P_1 , para qualquer valor de δ , como pode ser visto nas Figs. 4.3.

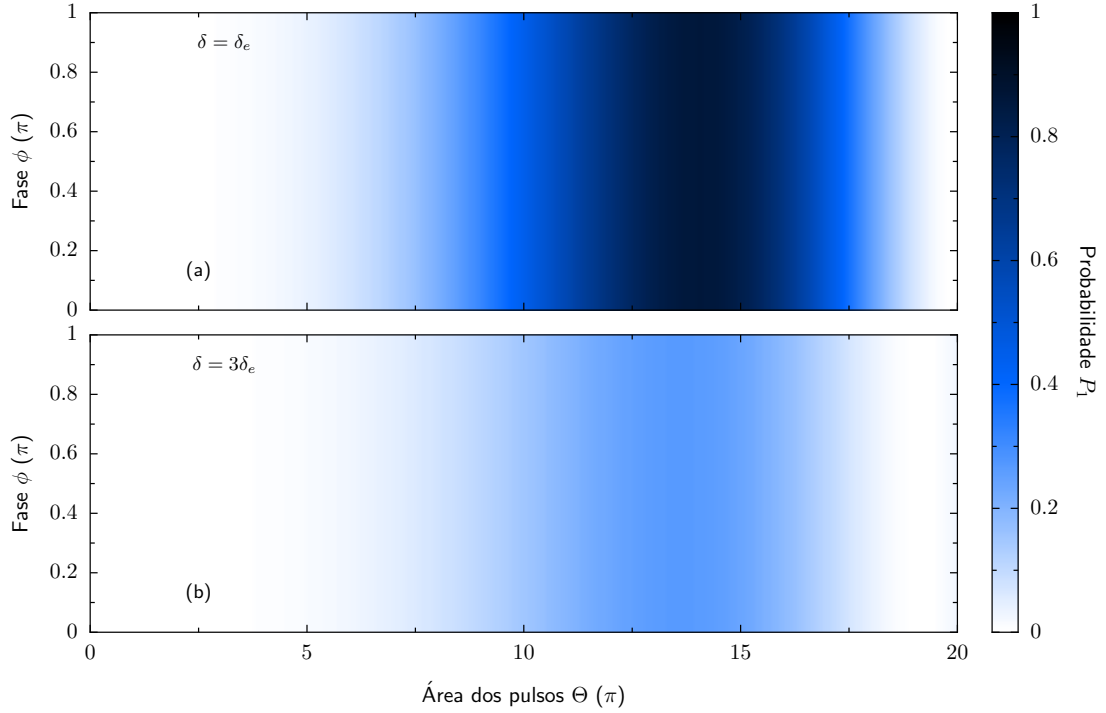


Figura 4.3: Probabilidade de ocupação do estado $|1\rangle$ após a interação com a radiação em função da fase relativa e da área dos pulsos, com $\delta = \delta_e$ em (a) e $\delta = 3\delta_e$ em (b).

Em relação ao parâmetro δ , este não é desprezível e a dependência das funções probabilidade com a mesma está exposta na Fig. 4.4. Este comportamento era esperado já que o parâmetro δ nos diz o quanto os lasers estão em dessintonia. Quanto mais fora da ressonância, mais difícil é transferir população de um estado de spin para outro.

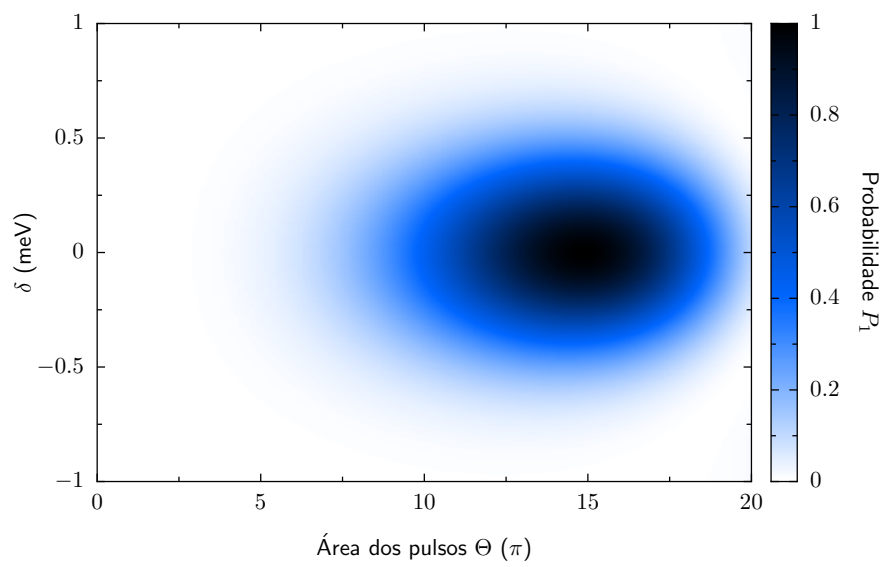


Figura 4.4: Probabilidade de ocupação do estado $|1\rangle$ após a interação com a radiação, em função da dessintonia relativa entre os laser δ e da área dos pulsos.

Capítulo 5

Manipulação coerente do spin em PQs

Após a aproximação de ondas girantes no Hamiltoniano dado pela Eq. (3.36) ainda continuamos com um sistema de quatro níveis. Em princípio queremos apenas manipular o grau de liberdade de spin do elétron aprisionado ao PQ. Mostramos no capítulo anterior que isto é possível se ignorarmos um dos estados de trion, aproximando o sistema em um sistema do tipo lambda (Λ) e fazendo uma transferência adiabática, muito usado em Óptica Quântica. Para fazer isto usamos um dos estados de trion como estado auxiliar. No caso real temos quatro níveis e idealmente gostaríamos que os estados de trions não fossem populados. Estaremos interessados em manipulações ópticas que gerem efetivamente um acoplamento somente entre os estados de spin $|0\rangle$ e $|1\rangle$, os quais possuem um tempo de decoerência muito maior (da ordem de ms) do que os estados de trions (recombinação da ordem de 1 ns). Para fazer isto, podemos usar dois pulsos de laser com dessintonia grande para os estados de trion, evitando assim populá-los, como no caso de três níveis. Dependendo da duração dos pulsos, que são da ordem de alguns picosegundos, e do intervalo de tempo entre eles, podemos ter um acoplamento efetivo entre os estados de spin $|0\rangle$ e $|1\rangle$. Este acoplamento efetivo acontece por intermédio de

estados virtuais que surgem devido à superposição dos pulsos [painel superior das Fig. 5.2 (a) e (b)]. Como os dois estados de maior energia não terão evoluções temporais consideráveis, podemos usar novamente a técnica de eliminação adiabática para obter o acoplamento efetivo entre os estados de spin. Esta técnica consiste em eliminar os estados não populados, reduzindo o Hamiltoniano para um Hamiltoniano efetivo.

Considerando que a solução para a equação de Schrödinger dependente do tempo possa ser escrita como

$$|\tilde{\psi}\rangle = a(t) |0\rangle + b(t) |1\rangle + c(t) |2\rangle + d(t) |3\rangle \quad (5.1)$$

e sabendo que a população dos estados de trion $|2\rangle$ e $|3\rangle$ não mudam com o tempo, podemos eliminá-los adiabaticamente, ou seja, na equação de Schrödinger podemos fazer $\dot{c}(t) = \dot{d}(t) = 0$ e assim resolver o sistema de equações para os coeficientes a e b , resultando num sistema de equações diferenciais para estes coeficientes:

$$-a\delta_e + \frac{c\Omega_H}{2} e^{-i(\delta-\delta_e)t/\hbar+i\phi} + \frac{d\Omega_V}{2} = i\hbar\dot{a} \quad (5.2)$$

$$\frac{c\Omega_V}{2} + \frac{d\Omega_H}{2} e^{-i(\delta-\delta_e)t/\hbar+i\phi} = i\hbar\dot{b} \quad (5.3)$$

$$\frac{a\Omega_H^*}{2} e^{i(\delta-\delta_e)t/\hbar-i\phi} + \frac{b\Omega_V^*}{2} + c\Delta = 0 \quad (5.4)$$

$$\frac{a\Omega_V^*}{2} + \frac{b\Omega_H^*}{2} e^{i(\delta-\delta_e)t/\hbar-i\phi} + d(\Delta + \delta_h) = 0. \quad (5.5)$$

Neste caso, a matriz associada a este sistema de equações será o Hamiltoniano efetivo que pode agora ser escrito como

$$\tilde{H}_{\text{eff}} = -(\delta_e + \epsilon_0) |0\rangle\langle 0| - \epsilon_1 |1\rangle\langle 1| + \hbar\Omega_{\text{eff}} |0\rangle\langle 1| + \hbar\Omega_{\text{eff}}^* |1\rangle\langle 0|, \quad (5.6)$$

onde

$$\frac{\epsilon_0}{\hbar^2} = \frac{|\Omega_H|^2}{4\Delta} + \frac{|\Omega_V|^2}{4(\Delta + \delta_h)}, \quad (5.7)$$

$$\frac{\epsilon_1}{\hbar^2} = \frac{|\Omega_V|^2}{4\Delta} + \frac{|\Omega_H|^2}{4(\Delta + \delta_h)}, \quad (5.8)$$

e

$$\begin{aligned} \Omega_{\text{eff}} = & -\frac{\hbar\Omega_H\Omega_V^*}{4\Delta} \exp\left\{\frac{i(\delta - \delta_e)}{\hbar}t - i\phi\right\} + \\ & -\frac{\hbar\Omega_H^*\Omega_V}{4(\Delta + \delta_h)} \exp\left\{\frac{-i(\delta - \delta_e)}{\hbar}t + i\phi\right\}. \end{aligned} \quad (5.9)$$

Assumindo Ω_H e Ω_V como funções reais, que moldam o formato dos pulsos usados, e no limite de $\Delta \gg \delta_h$ temos que o acoplamento efetivo pode ser reescrito como

$$\Omega_{\text{eff}} \approx -\frac{\hbar\Omega_H\Omega_V}{2(\Delta + \delta_h)} \cos\left(\frac{(\delta - \delta_e)}{\hbar}t - \phi\right). \quad (5.10)$$

A Eq. (5.10) é importante para o entendimento e controle do sistema efetivo de dois níveis. Note que dependendo da fase ϕ entre os pulsos podemos aumentar ou diminuir o acoplamento efetivo. O mesmo efeito pode ser obtido para pulsos de laser com mesma fase relativa, porém com uma dessintonia $\delta \neq \delta_e$, obtendo neste caso uma fase dependente do tempo.

A eliminação adiabática, quando aplicável, é muito importante devido ao seu poder de simplificar o Hamiltoniano, diminuindo o número de estados presentes no mesmo. Isto facilita bastante o estudo da dinâmica do sistema, que agora pode ser feito analiticamente.

Na Fig. 5.1 fazemos uma comparação entre as evoluções dos dois estados de spin utilizando o Hamiltoniano (3.24) sem aproximações (linha cheia), o Hamiltoniano na aproximação de ondas girantes (3.36) (linha tracejada) e o Hamiltoniano efetivo (5.6) após a eliminação adiabática (linha pontilhada). As evoluções foram obtidas usando pulsos Ω_n gaussianos com duração de 8 ps [Painel superior da Fig. 5.1]. Para este resultado, os outros parâmetros utilizados foram $\Delta = 30$ meV, $\delta = 0$, $\delta_e = 0.1$ meV, $\delta_h = 0.2$ meV, $\hbar\omega_V = 870$ meV e a área dos pulsos, definida como

$$\Theta_{V,H} = \int_{-\infty}^{+\infty} \Omega_{V,H} dt, \quad (5.11)$$

foi de 15π . Como podemos observar, as aproximações efetuadas não comprometeram a fidelidade da evolução temporal dos Hamiltonianos dados pelas Eqs. (3.36) e (5.6).

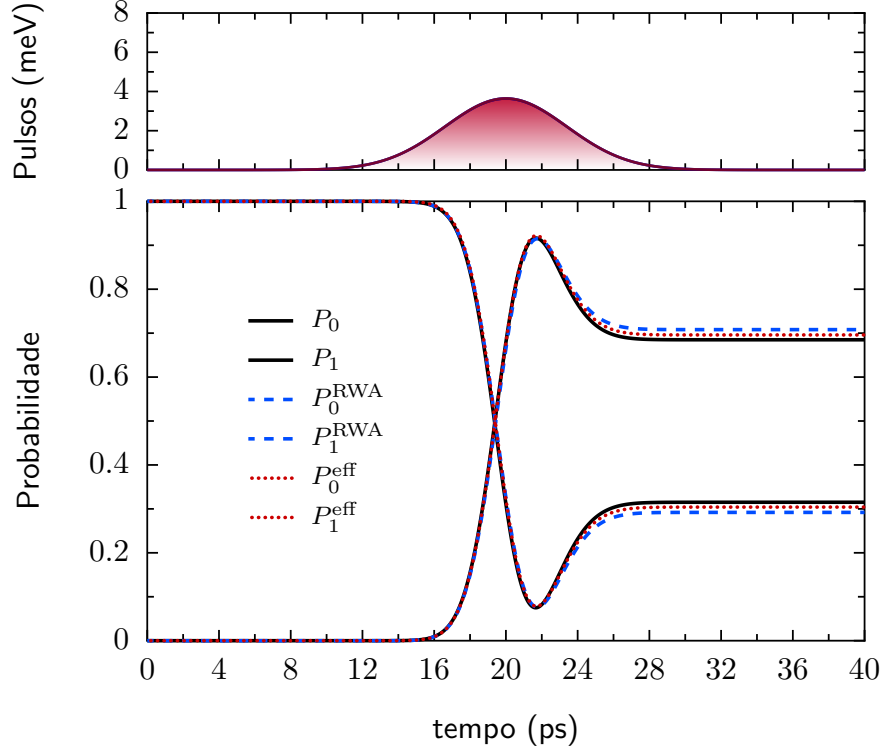


Figura 5.1: Evolução temporal dos estados $|0\rangle$ e $|1\rangle$ utilizando os Hamiltonianos dados pelas Eqs. (3.24), (3.36) e (5.6).

Agora que já sabemos como fazer um sistema de quatro níveis se comportar como um sistema efetivamente de dois níveis, podendo ser usado na implementação de um qubit, podemos tratar da manipulação do mesmo.

Focando no acoplamento efetivo [Eq. (5.10)] é possível fazer uma análise qualitativa dos papéis da fase ϕ , da diferença de frequência entre os lasers ($\delta - \delta_e$) e das áreas dos pulsos, que são proporcionais à $\Omega_{V,H}$, na manipulação do grau de liberdade de spin do elétron aprisionado. Também é possível estudarmos os efeitos do intervalo de tempo entre os pulsos, ou seja, o atraso entre eles (*delay*), que aparece na equação do acoplamento efetivo através do produto $\Omega_V\Omega_H$. Considerando pulsos gaussianos, a

função envelope que descreve a dependência temporal dos pulsos pode ser escrita como

$$\Omega_n = \frac{A_n}{s_n \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(t-t_n)^2}{2s_n^2}} \quad (5.12)$$

onde A_n é constante que está relacionada com a área do pulso (intensidade do laser) e s_n é dado por

$$s_n = \frac{T_n}{2\sqrt{2 \ln 2}} \quad (5.13)$$

sendo T_n a duração do pulso na metade de sua altura máxima (FWHM-*full width at half maximum*), ou simplesmente a largura do pulso. Por simplicidade e para uma melhor clareza no entendimento da física envolvida, neste capítulo usamos os pulsos sempre com o mesmo formato e em completa superposição, ou seja, a separação temporal entre eles será igual a zero.

5.1 Efeitos da fase relativa entre os pulsos

Note que no limite de $\delta - \delta_e \rightarrow 0$ a fase relativa entre os pulsos de laser é decisiva para o acoplamento, sendo capaz de anulá-lo completamente para fase $\phi = \frac{\pi}{2}$, já que neste caso a Eq. (5.10) é simplificada para

$$\lim_{\delta \rightarrow \delta_e} \Omega_{\text{eff}} = -\frac{\hbar \Omega_H \Omega_V}{2(\Delta + \delta_h)} \cos(\phi), \quad (5.14)$$

onde um completo controle do acoplamento é possível apenas ajustando a fase relativa entre os pulsos de laser.

Para ($\delta - \delta_e \neq 0$), o controle do acoplamento é possível, porém agora fazendo a fase ϕ variar linearmente com o tempo da seguinte maneira:

$$\phi(t) = \frac{(\delta - \delta_e)}{\hbar} t + \bar{\phi} \quad (5.15)$$

onde $\bar{\phi}$ é constante e faz o papel da chave que irá ligar ou desligar o acoplamento. Experimentalmente, entretanto, obter uma fase dinâmica não é trivial. Podemos minimizar

o problema fazendo a fase ter seu efeito máximo quando a expressão

$$\frac{\hbar\Omega_H\Omega_V}{2(\Delta + \delta_h)}$$

tiver o valor máximo, ou seja, quando a intersecção entre os pulsos atingir o maior valor. Agora, a fase relativa é dada por

$$\phi = \bar{\phi} + \frac{(\delta - \delta_e)(t_H + t_V)}{\hbar}. \quad (5.16)$$

Temos então que, ajustando a fase relativa entre os pulsos gaussianos para

$$\phi_{\text{off}} = -\frac{\pi}{2} + \frac{(\delta - \delta_e)(t_H + t_V)}{\hbar}, \quad (5.17)$$

onde t_H e t_V são os tempos que localizam os picos dos pulsos de polarização horizontal e vertical respectivamente, não há mudança considerável da população dos estados $|0\rangle$ e $|1\rangle$ como pode ser visto na Fig. 5.2 (a), já que o acoplamento efetivo [Eq. (5.10)] tende a zero para este caso. Por outro lado, escolhendo a fase ϕ como

$$\phi_{\text{on}} = \frac{(\delta - \delta_e)(t_H + t_V)}{\hbar}, \quad (5.18)$$

vemos que a inversão se torna possível como mostrado na Fig. 5.2 (b).

A fase ϕ pode, portanto, ser usada como uma chave que liga e desliga o acoplamento entre os estados de spin do PQ e essa é uma maneira simples de controlá-lo. Ajustando o valor da fase ϕ dentro do intervalo $[\phi_{\text{off}}, \phi_{\text{on}}]$, altera significativamente o acoplamento, controlando assim a evolução temporal dos estados de spin como pode ser visto na Fig. 5.3.

5.2 Efeitos das amplitudes e da dessintonia entre os lasers

Outros parâmetros, como intensidade do laser, frequências e amplitudes, podem também ser usados efetivamente no controle do spin do elétron aprisionado. A diferença entre

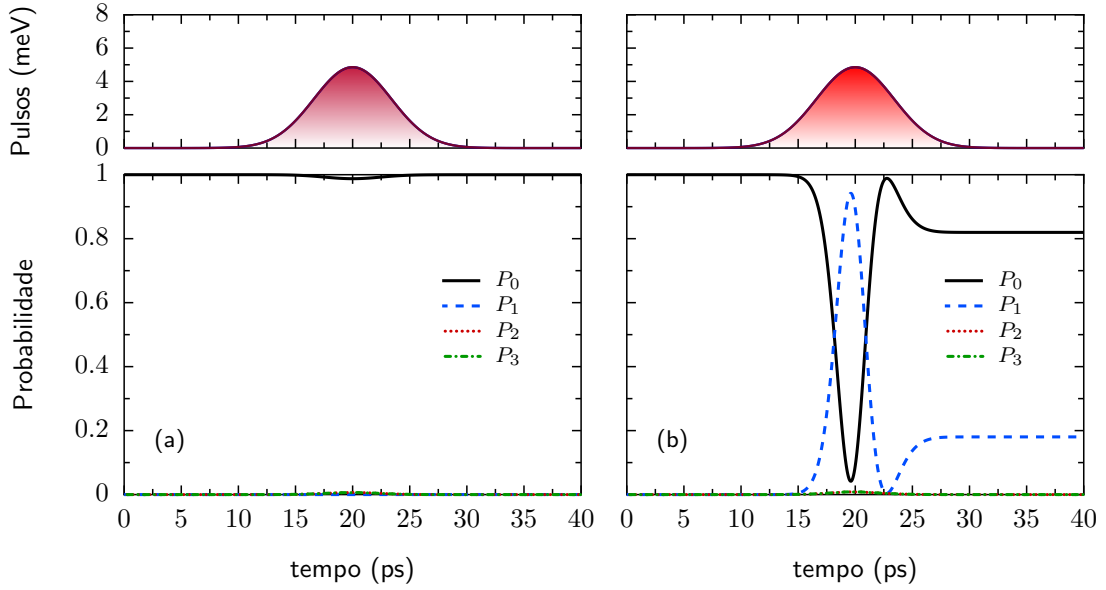


Figura 5.2: Evolução temporal dos estados de spin $|0\rangle$ e $|1\rangle$ assumindo que a fase relativa entre os pulsos é dada pela Eq. (5.17) em (a) e pela Eq. (5.18) em (b). Para estes resultados foram usados pulsos com 8.0 ps de largura (duração do pulso na metade do seu máximo) e 20π de área. Painéis superiores mostram a dependência temporal dos pulsos gaussianos usados na simulação.

as frequências dos lasers ($\delta - \delta_e$), por exemplo, é uma ferramenta poderosa na manipulação do spin, que influencia tanto no acoplamento efetivo como na dessintonia dos estados virtuais. Para melhor compreender a influência deste parâmetro no controle dos estados de spin, analisemos o seu efeito sobre a probabilidade $P_0 = |\langle 0|\psi(t_f)\rangle|^2$ e $P_1 = |\langle 1|\psi(t_f)\rangle|^2$ [veja Fig. 5.4], onde t_f é o um tempo qualquer depois da interação com as radiações, já que a evolução computada aqui é coerente.

Pulsos com área de 10π e largura de 8 ps [Fig. 5.4 (a)] não são suficientes para gerar oscilações entre os estados $|0\rangle$ e $|1\rangle$ para qualquer valor de δ , mesmo com a fase relativa ajustada em ϕ_{on} , como pode ser visto na Fig. 5.5 (a). Por outro lado, o desligamento do acoplamento funciona muito bem para este caso como mostrado na mesma figura.

Para resolver o problema do baixo valor da área dos pulsos, podemos usar um outro parâmetro, que é a largura do pulso T_n . Um pulso de laser com duração menor, terá

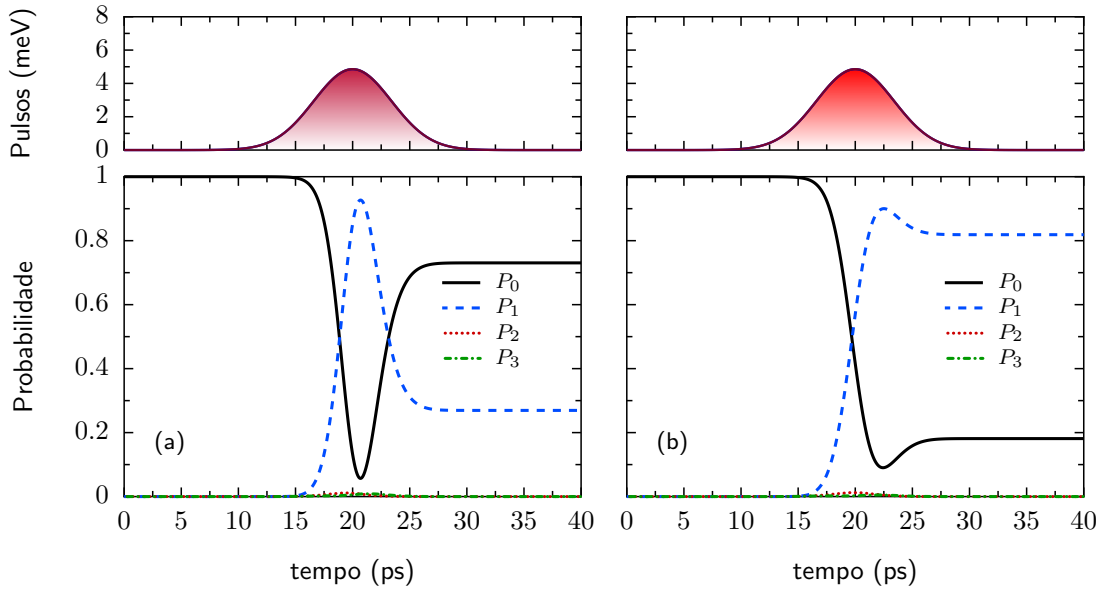


Figura 5.3: Evolução temporal dos estados de spin $|0\rangle$ e $|1\rangle$ com (a) $\bar{\phi} = -\pi/4$, (b) $\bar{\phi} = -\pi/3$. Painéis superiores mostram a dependência temporal do pulso gaussiano usado na simulação.

efetivamente uma largura espectral maior, permitindo um melhor acoplamento entre os estados em situações de dessintonia relevantes. Dessa forma, diminuindo o valor de t_n temos um aumento no valor absoluto do acoplamento efetivo sem alterar as áreas dos lasers, lembrando é claro que neste caso necessitamos de pulsos mais intensos. Isso favorece as oscilações das probabilidades P_0 e P_1 e conseqüentemente a inversão de população, como pode ser visto na Fig. 5.5 (b), onde as larguras dos pulsos foram ajustadas para 5 ps.

Na situação oposta, quando os lasers proporcionam várias oscilações, o número de oscilações pode ser reduzido ou até mesmo anulado modificando a separação entre os pulsos, não importando a ordem que os pulsos são enviados.

Nas Figs. 5.4 (b) e (c), temos que a fase ϕ_{on} está longe de proporcionar a inversão de população para qualquer valor de $\delta - \delta_e$, mas como já foi mostrado anteriormente na Fig. 5.3, ainda é possível obter a manipulação dos estados de spin usando um valor

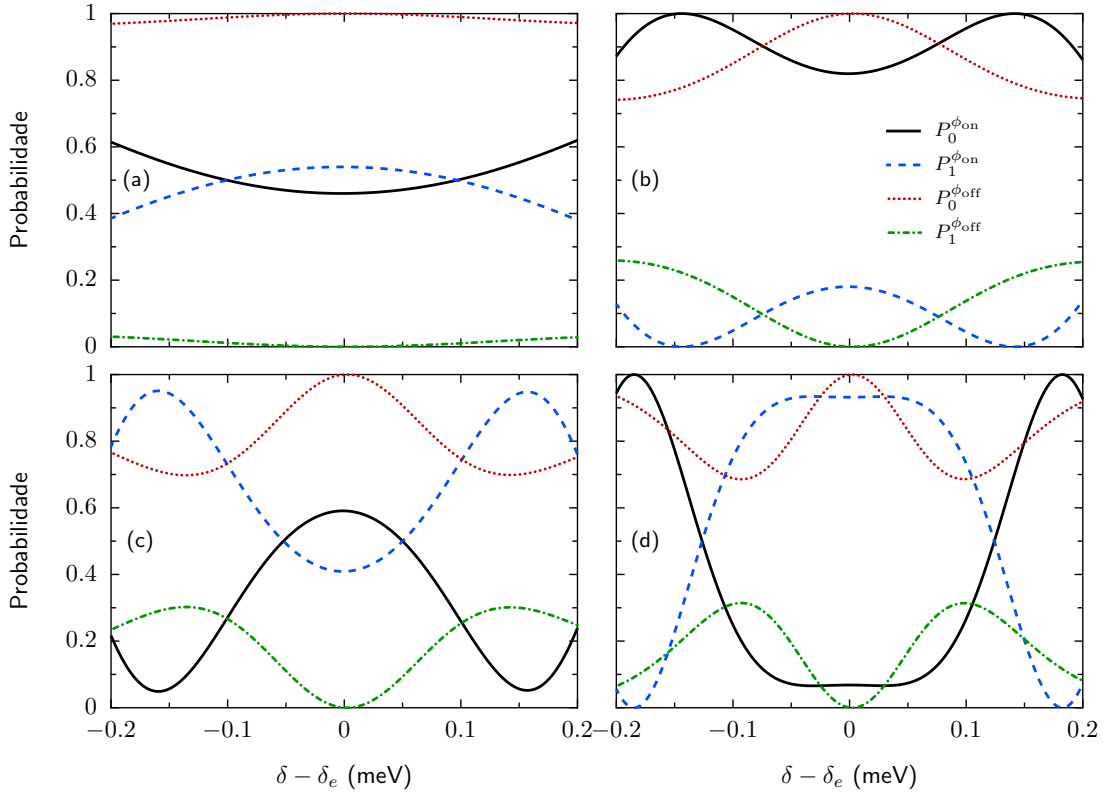


Figura 5.4: Probabilidade de ocupação dos estados $|0\rangle$ e $|1\rangle$ do sistema após a interação com a radiação em função da diferença entre as frequências dos lasers com áreas de: (a) 10π , (b) 20π , (c) 25π , (d) 30π , 8 ps de largura e $t_H = t_V$.

intermediário para a fase.

Note que na Fig. 5.4 (d), quando $|\delta - \delta_e| < 0.065$ meV as probabilidades se mantêm constantes $\phi = \phi_{\text{on}}$, enquanto nas proximidades deste intervalo sofrem variações bruscas para $\phi = \phi_{\text{off}}$. Isto pode ser explorado em experimentos como uma forma de tolerância ao erro, fornecida pelo sistema enquanto nas condições especificadas, em relação às frequências dos lasers e/ou à medida do *splitting* de Zeeman δ_e .

Com base nesta informação, conclui-se que é possível inverter ou não inverter a população dos estados de spin também alterando o valor de δ , como mostrado na Fig. 5.6, notando que, quando a área dos pulsos é relativamente alta, a dependência das probabilidades em relação à diferença de frequência entre os lasers fica mais forte,

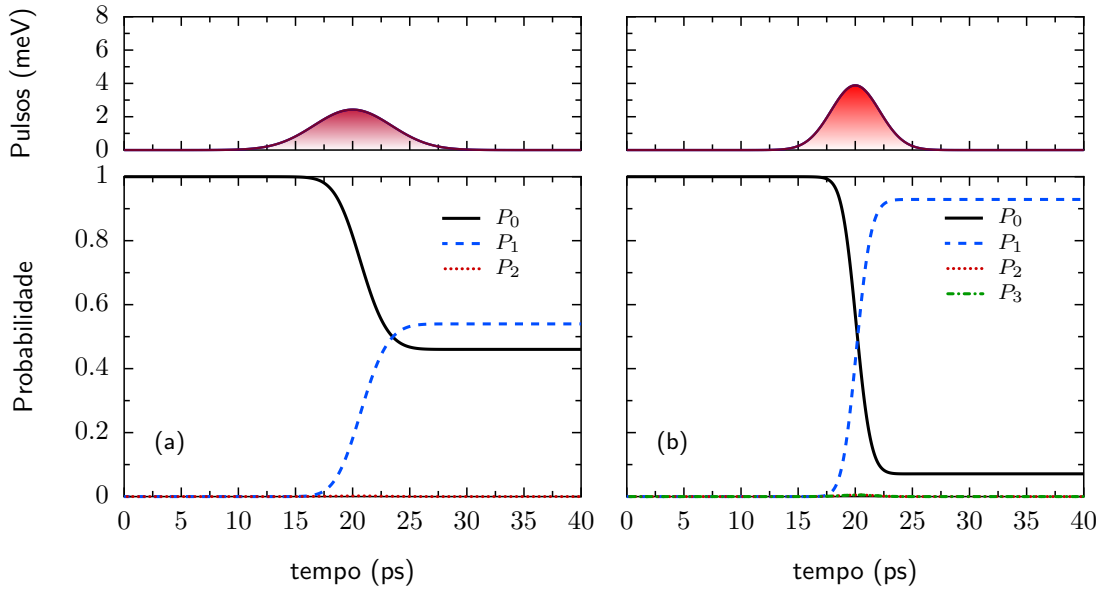


Figura 5.5: Evolução temporal dos estados de spin do elétron para pulsos com 10π de área, $\phi = \phi_{\text{on}}$, 8 ps de largura em (a) e 5 ps de largura em (b), como mesma área e fase do caso em (a).

fazendo com que as oscilações sejam mais aparentes.

Nas Figs. 5.6 investigamos o efeito da dessintonia dos lasers na evolução dos estados de spin. Comparando as Figs. 5.6 (a) e (b), assim como as Figs. 5.6 (c) e (d), vemos que uma fase constante, mesmo quando ajustada para ϕ_{off} , não impede a transferência de população entre os estados.

Dessa forma, como já salientando anteriormente, a dessintonia tem grande importância na manipulação coerente dos estados de spin. É importante notar que todos os gráficos expostos na Fig. 5.6 foram obtidos com a fase ajustada em ϕ_{on} ou ϕ_{off} , que são fortemente dependentes da escolha de $\delta - \delta_e$. Isto torna um pouco complexo a manipulação dos estados de spin, porém é possível, sendo necessário apenas um novo ajuste na fase relativa para cada valor de δ .

Uma investigação mais detalhada sobre o efeito da dessintonia δ pode ser visto na Fig. 5.7, onde mostramos a dependência da probabilidade de se inverter o estado de

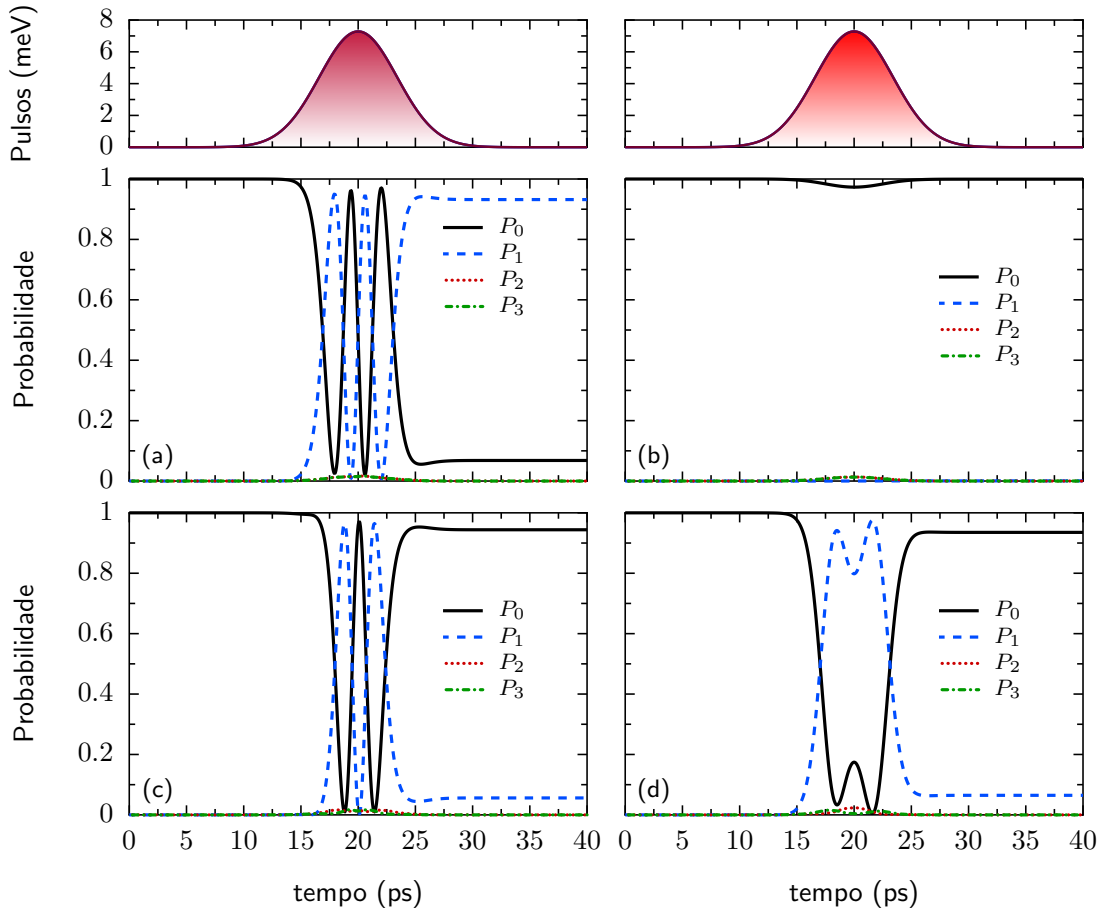


Figura 5.6: Evolução temporal das probabilidades P_0 e P_1 para pulsos com 30π de área, 8 ps de largura, $\delta - \delta_e$ ajustado em 0 para (a) e (b), -0.2 meV para (c) e (d). Aqui a fase é ajustada para ϕ_{on} em (a) e (c), e ϕ_{off} em (b) e (d).

spin como função da dessintonia e área dos pulsos, para pulsos de laser com fase relativa nula. Esta figura se mostra muito rica em possibilidades. Note que para determinados valores de δ é possível encontrar um desligamento do acoplamento efetivo, já que para este valores não se nota oscilações de Rabi. Um exemplo deste processo pode ser visto nas Figs. 5.8 (a) e (b), onde apenas o valor de δ foi ajustado para ligar ou desligar a interação. Note também que para $\delta = 0$ não temos a melhor situação se queremos manipular os estados de spin.

Para complementar o estudo dos efeitos das principais variáveis no controle dos

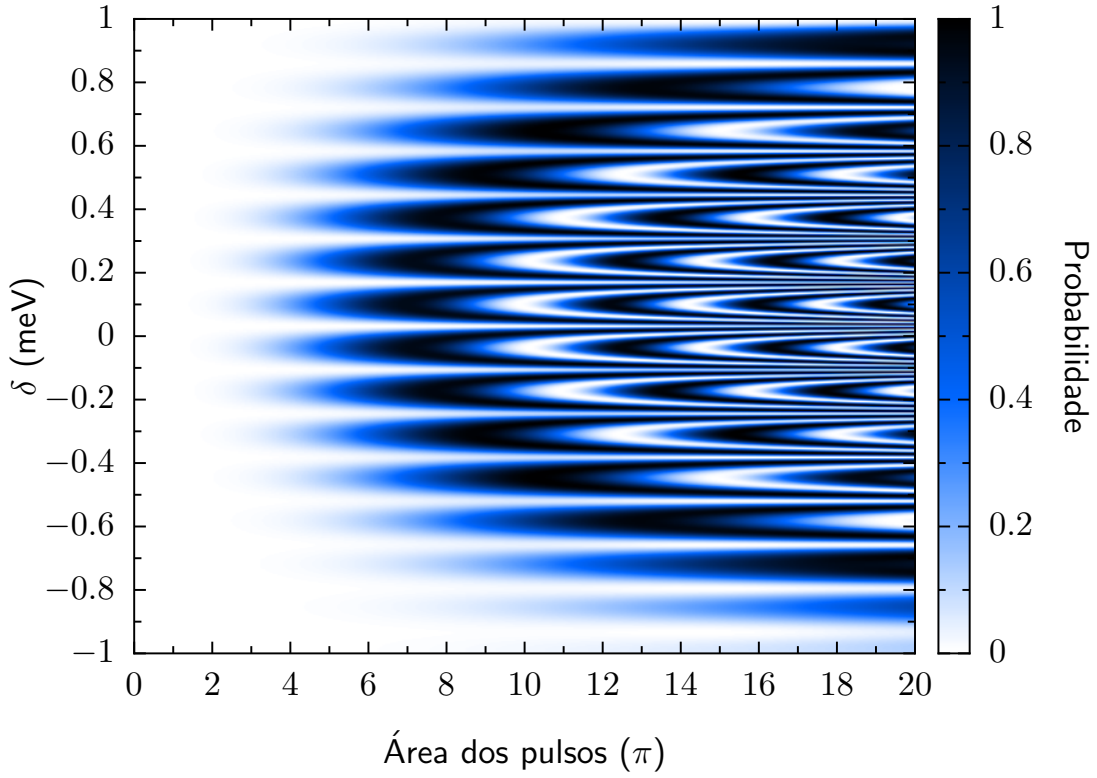


Figura 5.7: Probabilidade de ocupação do estado $|1\rangle$ após a interação com a radiação, como função de δ e da área do pulso, para $t_n = 5$ ps.

estados do sistema, analisemos como a probabilidade de ocupação do estado $|1\rangle$ muda com a fase relativa e a área dos pulsos para diversos valores de δ . Este resultado está mostrado nas Figs. 5.9 (a), (b), (c) e (d), para valores de $\delta = 0$, $\delta = \delta_e$, $2\delta_e$ e $3\delta_e$, respectivamente.

Com base nestas figuras podemos afirmar que variações em δ apenas deslocam os valores da fase relativa onde é possível ligar e desligar a interação entre os estados de spin, na função P_1 em relação a fase relativa ϕ , sem destruir as características já mencionadas. Aumentando as áreas dos pulsos é então possível observar oscilações de Rabi.

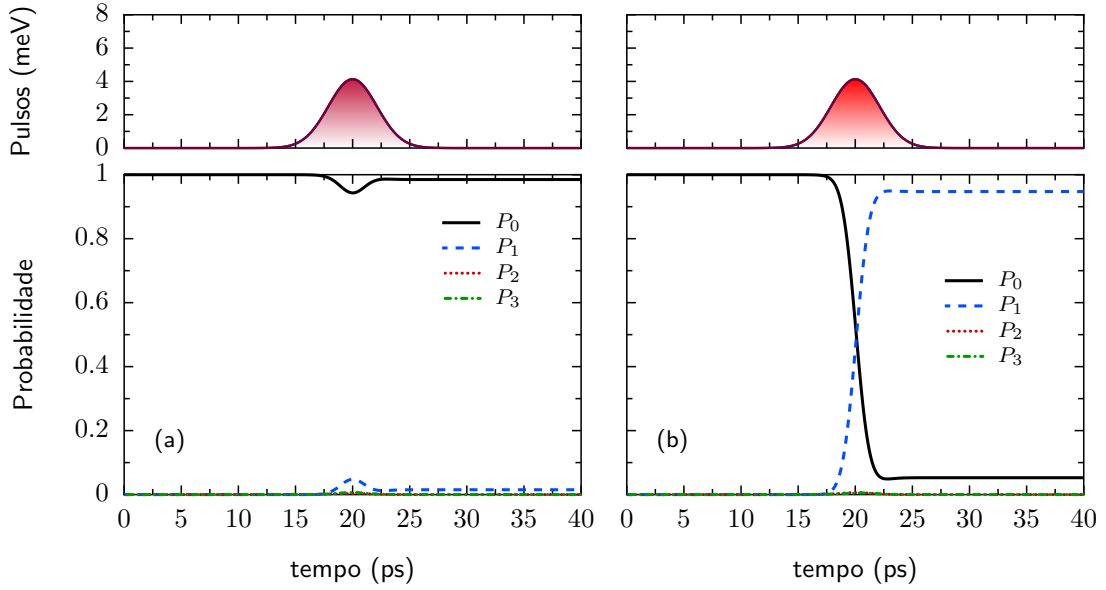


Figura 5.8: Manipulação coerente do grau de liberdade de spin do elétron aprisionado no PQ usando apenas uma variação na diferença nas frequências dos lasers utilizados, para pulsos com área igual a 10.64π . A variável δ foi ajustada em (a) 0.003 meV, (b) -0.055 meV.

5.3 Validade da aproximação para o sistema de três níveis

Diante do exposto neste capítulo, fica evidente que a aproximação do sistema para um sistema de três níveis, considerando-o como um sistema do tipo Λ , com feito no capítulo anterior é uma aproximação muito pobre e duvidosa, como pode ser visto nas Figs. 5.10 (a) e (b) para três e quatro níveis respectivamente.

Para que o sistema de quatro níveis possa ser aproximado para um sistema de três níveis, é preciso que a diferença entre as energias do quarto e do terceiro nível seja muito maior do que $\hbar^2|\Omega_V|^2$ e $\hbar^2|\Omega_V|^2$ como é o caso mostrado na Fig. 5.11 (a) e (b), caso contrário, haverá uma diferença significativa nas evoluções dos estados.

É interessante notar também que no sistema de três níveis a fase relativa entre os pulsos de laser passa a não ter importância, evidenciando mais a falha na aproximação referida.

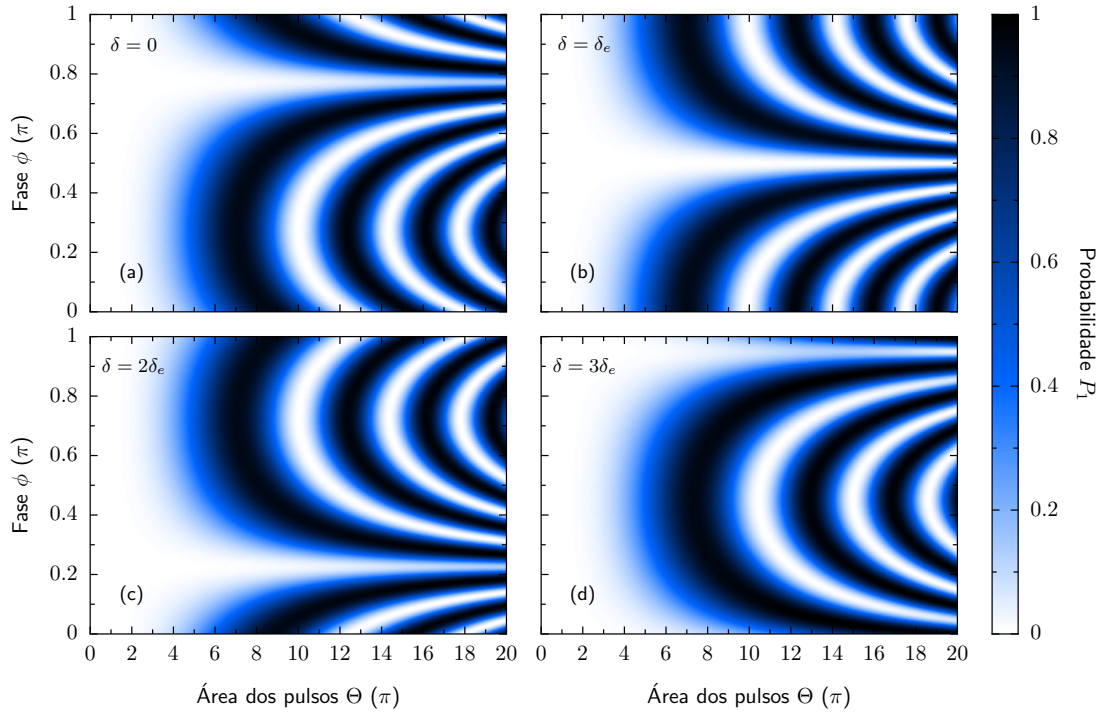


Figura 5.9: Probabilidade de ocupação do estado $|1\rangle$ após a interação com a sequência de pulso em função da fase relativa entre eles e a área dos pulsos, com $\delta = 0$ em (a), $\delta = 1\delta_e$ em (b), $\delta = 2\delta_e$ em (c), e $\delta = 3\delta_e$ em (d).

Os limites desta aproximação fica ainda mais evidente quando analisamos o Hamiltoniano efetivo do sistema de quatro níveis [Eqs. (5.6), (5.7), (5.8) e (5.9)] para $\delta_h \gg \hbar^2|\Omega_V|^2$ e $\delta_h \gg \hbar^2|\Omega_H|^2$. Nestas condições, o Hamiltoniano do sistema na configuração de Voigt [Eq. (5.6)] se aproxima do Hamiltoniano efetivo do sistema do tipo lambda.

Para sistemas baseados no grau de liberdade de spin dos portadores de carga, esta aproximação não será válida, já que a diferença de energia entre o terceiro e o quarto estado nunca será suficientemente grande, de modo que se possa desprezar o último estado e obter um resultado confiável. Outra alternativa seria alterar os pulsos de forma que a atender os requisitos da aproximação, mas estas mudanças acabariam inviabilizando a manipulação coerente dos estados de spin.

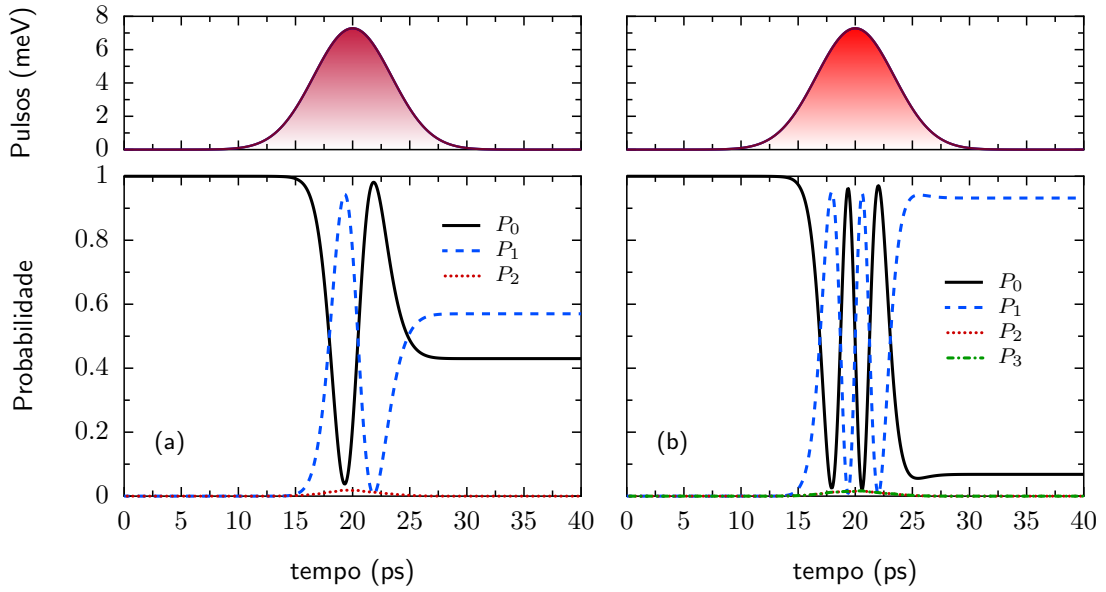


Figura 5.10: Evolução dos estados do sistema considerando em (a) três níveis e em (b) quatro níveis, para área do pulso de 30π , $t_n = 8$ ps, $\delta = \delta_e$ e $\phi = 0$.

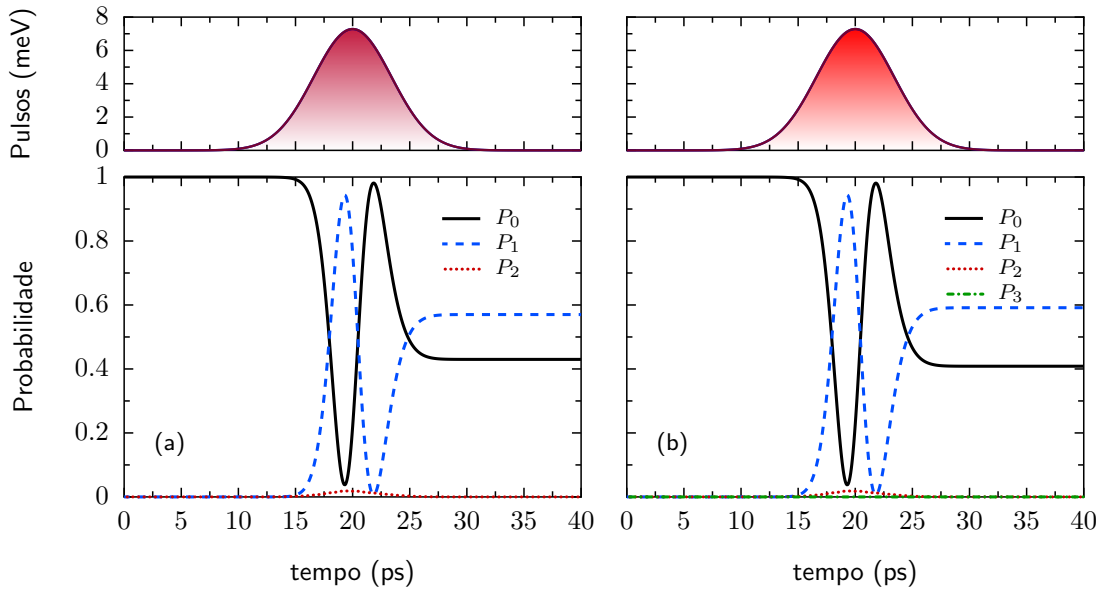


Figura 5.11: Evolução dos estados do sistema de (a) três níveis (b) quatro níveis, supondo a separação entre o terceiro e o quarto nível seja igual a $10E_2$, onde E_2 é a energia do terceiro estado. Os valores dos parâmetros são os mesmo utilizados nas Figs. (5.10).

Capítulo 6

Conclusões

Neste trabalho, simulamos a manipulação do spin de um elétron confinado em um ponto quântico semiconductor usando uma sequência de pulsos de laser com frequências, polarização e fase relativa diferentes.

O sistema de 4 níveis exposto é normalmente aproximado para um sistema de três níveis do tipo lambda Λ , que é muito explorado nos campos de óptica e informação quântica. Os resultados deste estudo, expostos no capítulo 4, mostram que quando aproximado para um sistema de três níveis não é possível manipular os estados de spin usando uma fase relativa entre os pulsos de laser, o que contradiz o resultado do capítulo 5, mostrando que esta é uma aproximação muito pobre.

Os resultados expostos no capítulo 5 mostram que, sob condições específicas, um sistema de quatro níveis pode ser reduzido a um sistema de dois níveis e utilizado no campo da informação quântica. Ainda no capítulo 5 mostramos que é possível manipular o grau de liberdade de spin do elétron aprisionado no PQ usando parâmetros como a fase relativa entre os pulsos, que se destaca pelo seu poder de ligar e desligar o acoplamento entre os estados de spin em determinadas situações. Esta manipulação também é possível usando a diferença entre as frequências e a área dos pulsos de laser, como mostrado no mesmo capítulo. Outra possibilidade real, não explorada aqui é o

uso da separação temporal entre os pulsos e suas larguras espectrais.