

**OSCILAÇÕES ESPONTÂNEAS DE CORRENTE
ELÉTRICA E ROTAS PARA O CAOS EM GaAs
SEMI-ISOLANTE**

RODRIGO LACERDA DA SILVA

OSCILAÇÕES ESPONTÂNEAS DE CORRENTE ELÉTRICA E ROTAS PARA O CAOS EM GaAs SEMI-ISOLANTE

RODRIGO LACERDA DA SILVA

ORIENTADOR: ALFREDO GONTIJO DE OLIVEIRA

CO-ORIENTADOR: GERALDO MATHIAS RIBEIRO

COLABORADOR: RERO MARQUES RUBINGER

**Tese apresentada à Universidade Federal de
Minas Gerais como requisito parcial para
obtenção do grau de DOUTOR EM FÍSICA.**

BELO HORIZONTE

ABRIL DE 2006

Agradecimentos

- Ao professor Alfredo Gontijo de Oliveira, por sua orientação, acompanhamento e atenção permanentes, pelo constante debate e, pelo seu comprometimento no meu processo de formação científica.
- Ao professor Geraldo Mathias Ribeiro, por sua constante colaboração, participação e amizade que tiveram um importante papel no desenvolvimento de meu trabalho.
- Ao Dr. Rero Marques Rubinger por ter se disponibilizado a me ajudar neste trabalho, também pelas discussões que contribuíram para a minha formação.
- Ao meu colega Holokx Abreu Albuquerque pelas discussões científicas, amizade e companheirismos ao longo deste período de pós-graduação.
- Aos colegas de curso, que contribuíram com a amizade e discussões enriquecedoras.
- Aos funcionários do Departamento de Física da UFMG, pela sua colaboração na disponibilização da infra-estrutura, necessária ao desenvolvimento deste trabalho.
- À minha esposa Aline por seu apoio, compreensão, amor e carinho.
- À meu pai e mãe, irmãos por sua solidariedade, compreensão e apoio ao meu desenvolvimento.
- Ao CNPq, que proporcionou minha disponibilidade integral à implementação deste projeto.
- À Deus.

Índice

Resumo	vi
Abstract	vii
Introdução	1
Capítulo 1 - Oscilações de Baixa Frequência e não linearidade em semicondutores	7
1.1 - Condutividade Diferencial Negativa	9
1.2 - Exemplo I: O efeito Gunn	11
1.3 - Exemplo II: Oscilações em amostras GaAs semi-isolantes	16
1.4 - Processos de geração e recombinação de cargas	18
1.5 - Instabilidades de tensão e corrente elétrica	21
1.6 - Conclusões	25
Referências do capítulo 1	25
Capítulo 2 - Detalhes e Procedimentos Experimentais	28
2.1 - Defeitos estruturais e preparação das amostras	29
2.2 - Obtenção dos dados experimentais - I(V) e LFO	33
2.3 - Tratamento dos dados	39
2.3.1 – Ruídos	39
2.3.2 - Redução de ruídos	41
2.4 - Conclusões	46
Referências do capítulo 2	47
Capítulo 3 - Fundamentos de análise de séries temporais experimentais - parâmetros da dinâmica não-linear e do regime caótico	48
3.1 - A representação do espaço de estados	49
3.1.1 - O atrator de um sistema dinâmico	49
3.1.2 - Teorema de reconstrução de Takens	54
3.1.3 - Falsos Vizinhos	58
3.2 - Dimensão de correlação	61
3.3 - Expoentes de Lyapunov	66
3.4 - O mapa de Poincaré e o diagrama de bifurcação	69

3.5 - Conclusões	73
Referências do capítulo 3	73
Capítulo 4 - Resultados e discussões	75
4.1 - Curvas $I(V)$	76
4.2 - Oscilações espontâneas de corrente	80
4.2.1 - Medidas com a placa DAQ	87
4.2.2 - Medidas com o multímetro	95
4.3 - Diagramas de bifurcação	102
4.4 - Conclusões	107
Referências do capítulo 4	107
Conclusões	109
Glossário de termos técnicos	112

Resumo

Neste trabalho, analisamos as propriedades elétricas não-lineares de três tipos de amostras GaAs semi-isolantes, crescidas a baixa temperatura por epitaxia por feixe molecular (LT-MBE), com o objetivo de encontrar fenômenos de instabilidades elétricas decorrentes dos processos de geração e recombinação de carga (g-r). Com isso, oscilações espontâneas de corrente podem ser observadas e estudadas nestas amostras. Estas oscilações possuem baixa frequência e comumente é chamada de LFO, do inglês *Low frequency oscillations*. Aplicando uma tensão elétrica DC constante e para certa temperatura e iluminação, podemos registrar uma oscilação de corrente, que devidas às condições experimentais, pode apresentar um regime caótico. Em se tratando de séries temporais experimentais, é muito importante fazer o uso de algoritmos de redução de ruído para obtermos séries temporais com baixo índice de ruído, deste modo, podemos a partir da série, estudar e calcular os parâmetros da dinâmica não-linear, tais como os expoentes de Lyapunov e a dimensão de correlação. Por fim podemos descrever a rota para o caos em função do parâmetro de controle principal, a tensão elétrica DC aplicada, e traçar o diagrama de bifurcação do sistema.

Abstract

In this work, we study the electric non linear behavior of three type samples semi-insulating GaAs, grown by low temperature molecular beam epitaxy (LT-MBE), with objective observe phenomena of current electric instabilities due of the generation and recombination processes (g-r). Consequently, spontaneous oscillations of current can be observed and study in these samples. These oscillations have low frequency and commonly it is called of LFO - *Low Frequency Oscillations*. Under constant applied bias V and certain temperature and illumination, we can register a current oscillation, that just the experimental conditions; it can present a chaotic regime. In treating of experimental time series, is very important to do use algorithms of noise reduction to result time series with low noise index, this way, we can study and to calculate the parameters of the non linear dynamics, such as the exponents of Lyapunov and the correlation dimension. Finally, we can describe the route to chaos in function of the parameter of main control, the bias, to plot the bifurcation diagram at system.

Introdução

As grandes inovações tecnológicas da atualidade na área de materiais semicondutores, aplicados na fabricação de microprocessadores cada vez menores e mais velozes, e comunicações móveis, entre outras soluções tecnológicas, nos levam a uma nova maneira de trabalhar a ciência pura na sua interface com a tecnologia. Sofisticados experimentos em semicondutores são realizados com o objetivo de se estudar as propriedades elétricas relevantes para os futuros dispositivos eletrônicos. Novas metodologias em um campo multidisciplinar envolvendo pesquisadores, especializados num vasto leque do conhecimento humano, desde a física, matemática, engenharia eletrônica, tecnologia e software de informação, têm sido trabalhadas em colaboração, influenciando e alargando entre si os respectivos pontos de vista, gerando sinergias e trocas de idéias.

Ao se dedicar ao estudo de semicondutores, observa-se que eles são materiais que permitem abordagens complexas, desde a sua preparação e processos de construção até as suas aplicações. Em se tratando de propriedades elétricas, nem sempre é interessante estudá-las sob um ponto de vista somente das suas propriedades lineares e, em alguns casos, devemos recorrer ao conhecimento da dinâmica não-linear para descrevermos eventuais comportamentos em suas propriedades elétricas, determinantes para se projetar novos dispositivos. Certos tipos de semicondutores, quando preparados em condições específicas, apresentam comportamentos peculiares na corrente elétrica que flui através da amostra. Esse é o caso, por exemplo, quando amostras de GaAs são crescidas por Epitaxia por Feixe Molecular a temperaturas entre 200 °C e 400 °C. Essas amostras apresentam um

comportamento elétrico que se presta a realizar estudos de dinâmica não-linear, havendo condições inclusive, para realização de estudos de rota para o caos.

Genericamente, os processos físicos responsáveis por comportamentos não-lineares da corrente, são conhecidos como processos de geração e recombinação (g-r) de portadores de carga. As não-linearidades geram instabilidades elétricas tais como quedas bruscas de corrente, chaveamento entre estados não condutores e condutores, e oscilações espontâneas de corrente em amostras semicondutoras. Na presente tese estaremos interessados no estudo dessas instabilidades em amostras de GaAs semi-isolantes (SI). Com isso, a corrente nessas amostras pode apresentar rotas de bifurcações para o caos, chegando, inclusive, a atingir o regime caótico. Estudar e compreender estes resultados, associá-los aos processos de geração e recombinação, é um trabalho árduo. Investigar a dinâmica destas instabilidades de correntes tem-se apresentado como um desafio acadêmico muito rico.

O estudo experimental de dinâmica não-linear em semicondutores demanda uma metodologia de trabalho complexa em função das dificuldades experimentais inerentes a esses processos que são sensíveis a condições iniciais. Assim, se faz necessário que os experimentos e o tratamento de dados seja bem elaborado, pois, em estudos de dinâmica não-linear, que apresentam rotas de bifurcação têm a característica de serem mais -sensíveis às condições experimentais que os sistemas lineares. A sistematização de medidas se torna, assim, uma tarefa que exige conhecimentos e cuidados especiais e que, no limite, chegamos quase a ter medidas específicas para cada experimento. De fato, um dos grandes desafios da área consiste em encontrar padrões repetitivos e que tenham algum grau de universalidade. Desta forma, ao longo da realização do presente trabalho, tivemos que trabalhar de forma a concatenar conhecimentos adquiridos numa área multidisciplinar que abrange principalmente: (i) a física em geral e de semicondutores em especial; (ii) a matemática da dinâmica dos

sistemas não-lineares, (iii) as técnicas especiais na obtenção de medidas elétricas (instrumentação e automação); (iv) o tratamento de sinais (via dinâmica não-linear) e, por fim, maturidade científica para organizar os resultados na forma de uma tese. Nosso desafio foi, portanto, grande e organizamos o trabalho procurando descrever a metodologia específica de cada um dos itens listados.

No Capítulo 1, fizemos uma revisão da literatura considerando os pontos teóricos mais relevantes relacionados com a dinâmica não-linear e sobre nossa opção de trabalhar com medidas de transporte elétrico. Fizemos uma discussão dos processos físicos que levam às instabilidades de correntes e às oscilações espontâneas de corrente, denominadas de *low frequency oscillations* (LFO), devido aos baixos valores da frequência de oscilação, normalmente de Hz a kHz. As instabilidades têm uma correlação direta com regiões de condutividade diferencial negativa (NDC) na curva da corrente em função da tensão $I(V)$. Essas regiões são de fácil acesso e se prestam a localizar as condições experimentais para a ocorrência das LFO. Da teoria, isso decorre da existência de três pontos quiescentes descritos pela intercessão da curva $I(V)$ com a “linha de carga” de um resistor colocado em série com a amostra.

Para as amostras investigadas no presente trabalho, acreditamos ter apresentado fortes evidências dos processos de g-r presentes e que são, respectivamente, ionização por impacto e captura assistida por campo elétrico. Consideramos isso como uma relevante contribuição, pois, assim, é possível discutir os resultados obtidos com base num modelo físico concreto. Indo além, no Capítulo 2, procuramos mostrar que esses processos de g-r estão associados a defeitos profundos específicos e que estão presentes nessas amostras. Especificamente, foi apresentado evidências experimentais que os processos estão diretamente relacionados com a elevada concentração de átomos de As no sítio cristalográfico do Ga. Essa elevada

concentração decorre do fato de o crescimento ser feito a baixas temperaturas o que faz com que os átomos de *As* tenham baixa mobilidade na interface do cristal em crescimento. Essa condição de crescimento, que favorece o aparecimento desses defeitos é que levou à cunhagem do termo Epitaxia por Feixe Molecular a Baixa Temperatura – *low temperature MBE* ou simplesmente LT-MBE. A presença destes defeitos profundos no seu estado fundamental e no seu primeiro estado excitado bem como a presença de portadores livres na bandas de condução é que são responsáveis pela presença dos efeitos não-lineares que são responsáveis pelas instabilidades de corrente e tensão na amostra. Nesse sentido, nosso trabalho é bastante completo. Ele propõe o defeito, discute as condições para o aparecimento das instabilidades com base em processos de g-r e, finalmente, discute as condições necessárias para o aparecimento das LFO. Isso é também inferido do ponto de vista da teoria das equações diferenciais envolvidas com os processos de g-r.

Um outro ponto importante discutido no Capítulo 2 é a descrição dos procedimentos experimentais necessários para a realização das medidas das curvas $I(V)$ e das LFO. O processo de preparação dessas amostras toma um longo tempo, mas é fundamental uma meticulosa preparação para se obter boas medidas. Além da descrição dos procedimentos de preparação, apresentamos, também, a descrição da montagem experimental utilizada para realizar a coleta dos dados experimentais. A montagem experimental é extremamente simples, pois consiste, basicamente, da amostra em série com um resistor e uma fonte de corrente. O restante da montagem consiste em aparelhos de medidas e formas diferenciadas. Outra questão importante é a presença de ruídos que, nos sistemas não-lineares, têm uma característica toda especial, pois, no estudo de rotas de bifurcações, rapidamente sinal e ruído têm as mesmas dimensões e se tornam indistinguíveis. Assim, iremos descrever a relevância de se considerar a questão do ruído nas medidas de LFO e iremos descrever um método eficaz de redução de ruídos pela utilização de algoritmos adequados. A presença do ruído se torna

problemático uma vez que o objetivo de se medir uma LFO está na necessidade de se caracterizar a sua dinâmica, com o intuito de encontrar uma rota para o caos e determinar a presença do próprio regime caótico.

No Capítulo 3, em continuidade aos resultados obtidos nos circuitos elétricos, discutimos os fundamentos de análises de séries temporais experimentais que foram obtidas nos experimentos. Foi feita uma revisão da literatura pois, para se caracterizar um regime caótico a partir dessa abordagem via as séries temporais, exige-se conhecimentos de dinâmica não-linear como consolidados nas últimas décadas. Por isso, fizemos uma revisão de cada conceito e de como as LFO que observamos se enquadram no formalismo da dinâmica não-linear.

Os estudos realizados nos conduziram a resultados e discussões que estão apresentados no Capítulo 4. Na primeira parte deste capítulo descrevemos os processos de oscilações tendo as curvas $I(V)$ como ponto de partida. Na segunda parte, discutimos as análises das LFO obtidas em duas montagens experimentais distintas, quais são, a aquisição de dados com a placa de 16 bits e aquisição de dados com um multímetro digital de 32 bits de resolução. Para finalizar, são apresentados os diagramas de bifurcação, abrangendo assim, as medidas realizadas em três amostras.

Na nossa avaliação, um resultado científico significativo foi alcançado. Ao se trabalhar com séries temporais experimentais, em especial às medidas elétricas aplicadas em semicondutores; temos a possibilidade de desenvolver, aplicar metodologias de medidas e tratamento de dados; alcançar através da redução de ruído, séries temporais experimentais com qualidade suficiente a um ponto de podermos analisá-las, caracterizar o regime de caos, e encontrar rotas para o caos; em resumo, temos um amplo enriquecimento científico. Deste

Introdução

modo, ao decorrer deste texto, em cada capítulo, vamos descrever os procedimentos e as metodologias de estudos, no qual teve como fruto este trabalho de doutoramento.

Capítulo 1

Oscilações de Baixa Frequência e não linearidade em semicondutores

Iniciaremos este capítulo fazendo uma revisão dos principais fenômenos físicos envolvidos nas oscilações de baixa frequência em semicondutores. Os assuntos aqui descritos já são considerados como consolidados na literatura, e o objetivo é apresentar para o leitor não iniciado, uma visão discursiva dos vários tópicos da física não-linear aplicada em semicondutores.

Oscilações de Baixa Frequência, ou simplesmente, LFO (do inglês low frequency oscillations), são consideradas as oscilações espontâneas ocorrendo na faixa de sub-Hz a 10^5 Hz e, no nosso caso, consistem em oscilações espontâneas de corrente elétrica medidas em amostras semi-isolantes de GaAs. Essas oscilações são frequentemente observadas em circuitos elétricos compostos de um resistor, uma fonte de tensão DC (corrente contínua) e a amostra semicondutora. Sob certas condições, estas amostras são responsáveis pelo aparecimento de uma região de condutividade diferencial negativa (NDC) numa curva $I(V)$, quando aplicamos ao circuito uma tensão DC ajustável.

As LFO foram primeiramente observadas nos meados da década de 60 [1-9] e vários trabalhos teóricos e experimentais descrevem, desde então, que a corrente no circuito oscila espontaneamente se aplicarmos certa tensão elétrica fixa na amostra semicondutora. O fenômeno é ilustrado na figura 1.1 para medidas em uma amostra de GaAs semi-isolante. Os trabalhos realizados apontam ainda que as oscilações ocorrem pela formação de domínios de campo elétrico que propagam através da amostra, sendo gerados no catodo e destruídos no

anodo [10-14]. Durante o processo de propagação do domínio através da amostra em regiões distantes dos contatos, a corrente elétrica no circuito tem um valor constante. Quando o domínio atinge o anodo e desaparece, a corrente no circuito sofre um aumento relativo expressivo no seu valor e, simultaneamente, um novo domínio é gerado no catodo fazendo com que a corrente volte a diminuir. A oscilação espontânea se manifesta, portanto, como pico de corrente no circuito, que são induzidas pela destruição e formação de domínios de campo. Na curva característica $I(V)$, a formação de domínios de campo elétrico tem relação com a presença de regiões de condutividade diferencial negativa (NDC). Uma outra característica importante no entendimento do fenômeno consiste em entender os mecanismos envolvidos na gênese do domínio.

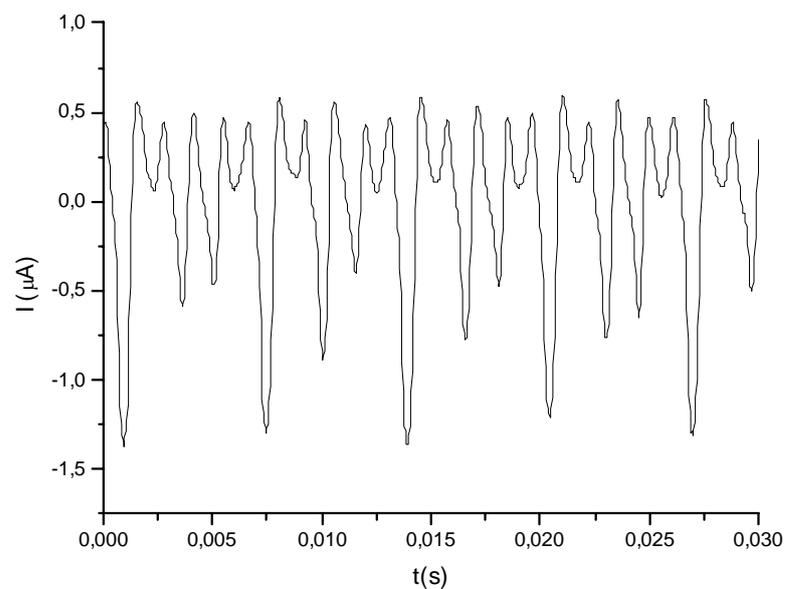


Figura 1.1: Uma LFO padrão, comprovada numa série temporal para uma amostra de GaAs semi-isolante, com a tensão elétrica aplicada de 34 volts.

Um exemplo clássico que ilustra bem o fenômeno de oscilação espontânea, nesse caso em altas frequências, é o efeito Gunn [15] que será discutido na seção 1.2.

1.1 – Condutividade Diferencial Negativa

As propriedades elétricas de um semicondutor podem ser observadas diretamente na relação funcional entre corrente e tensão elétrica aplicada $I(V)$, em condições independentes do tempo. Esta relação macroscópica pode também ser expressa em termos de parâmetros locais através de uma relação entre a densidade de corrente, \vec{j} e o campo elétrico local, \vec{E} . A curva característica $j(E)$ apresenta um regime de condutividade diferencial negativa (NDC) quando a derivada tem valores menores que zero, ou seja:

$$\sigma_{dif} \equiv \frac{dj}{dE} < 0, \quad (1.1)$$

Nessa condição, a densidade de corrente diminui com o aumento do campo elétrico, ou vice-versa, e instabilidades podem ocorrer na amostra que funcionam como gêneses para a formação de domínios de campo elétrico ou de densidade de corrente [16,17] que propagam através da amostra.

Para uma descrição um pouco mais detalhada, considere uma amostra semicondutora com uma densidade de elétrons livres n . O primeiro regime, que ocorre para uma grande faixa de valores do campo elétrico \vec{E} , e a densidade de corrente \vec{j} que flui através da amostra obedece à lei de Ohm, ou seja:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}, \quad (1.2)$$

onde σ é dado por

$$\sigma = ne\mu, \quad (1.3)$$

e onde e é a carga elétrica elementar e μ é a mobilidade eletrônica. Na ausência de campo elétrico, os elétrons livres estão em equilíbrio térmico com a rede cristalina e não existe

corrente resultante. O campo elétrico externo acelera os elétrons entre as colisões, sendo que a energia perdida é transformada em calor (efeito Joule). Outra parte de energia, entretanto, deixa a “temperatura” do elétron maior do que a temperatura da rede. Se o campo elétrico for muito alto, a “temperatura” (ou a energia) do elétron aumenta muito em relação à temperatura da rede e os elétrons são denominados “elétrons quentes”. Neste regime de campo elétrico alto, a relação entre \vec{j} e \vec{E} torna-se não-ôhmica e surgem efeitos peculiares devido a esses comportamentos não-lineares.

No regime ôhmico, n e μ são independentes do campo elétrico, mas na presença do campo elétrico elevado, um destes parâmetros ou ambos podem variar com o campo. Por exemplo, n pode variar não linearmente com o campo devido à ionização por impacto ou captura de elétrons (processos de geração e recombinação) que são processos que envolvem fenômenos retro-alimentados. No caso de μ , a dependência não-linear pode ser influenciada pela transferência de elétrons de um vale da banda de condução para outro vale também na banda de condução, com massas efetivas diferentes. Esse é o caso que ocorre no já bem conhecido efeito Gunn, em que elétrons são transferidos do vale Γ para o vale L. Essa é a explicação para o aparecimento de regiões NDC na equação 1.1, já que o produto nE ou μE diminui com E . Alguns aspectos desse comportamento serão discutidos na seção 1.2.

Um comentário final, entretanto, refere-se ao fato de que o fenômeno de NDC permite uma diferenciação quanto à forma da curva característica $j(E)$. Tradicionalmente, dizemos que ela pode ser do tipo SNDC e NNDC. Essa notação decorre da semelhança da curva característica com as letras **S** e **N** no sentido de que a região de derivada negativa é a parte central de S ou de N. Isso é ilustrado na Figura 1.2.

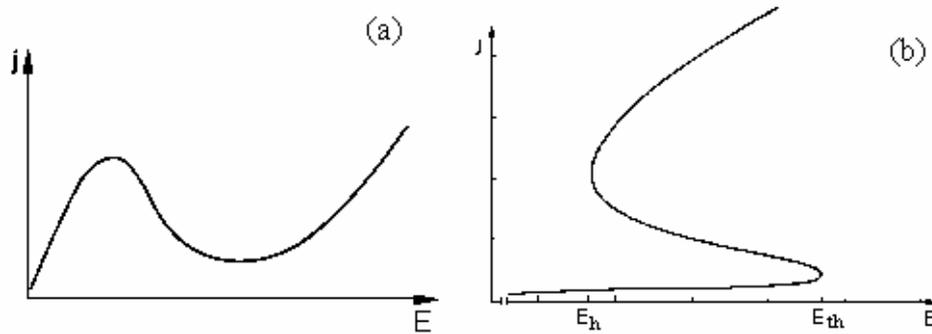


Figura 1.2: Densidade de corrente j em função do campo elétrico E para os dois tipos de NDC: (a) NNDC e (b) SNDC.

1.2 – Exemplo I: O efeito Gunn

A explicação do efeito Gunn, também conhecido como efeito da transferência de elétrons (TEE), foi sugerida por Ridley e Watkins [18] e Hilsum [19]. Em seguida, Kroemer [20] mostrou a correlação entre as propostas destes trabalhos e os dados experimentais que foram apresentados por Gunn [15]. Este efeito é utilizado rotineiramente no diodo Gunn, que se presta a gerar e amplificar frequências além de 1GHz. O efeito Gunn ocorre, por exemplo, em amostras de GaAs tipo- n altamente dopadas [15]. O mecanismo físico para explicar o aparecimento da região de NDC é, como já mencionado, a transferência de elétrons entre dois vales, no espaço dos k 's, com massas efetivas diferentes [21]. Num diodo Gunn típico ocorre, para campos elétricos intensos ($E_C > 3$ kV/cm), a transferência de elétrons de um vale em que eles têm pequena massa efetiva e alta mobilidade, para um outro vale em que eles têm massa efetiva grande e baixa mobilidade, como ilustrado na figura 1.3.

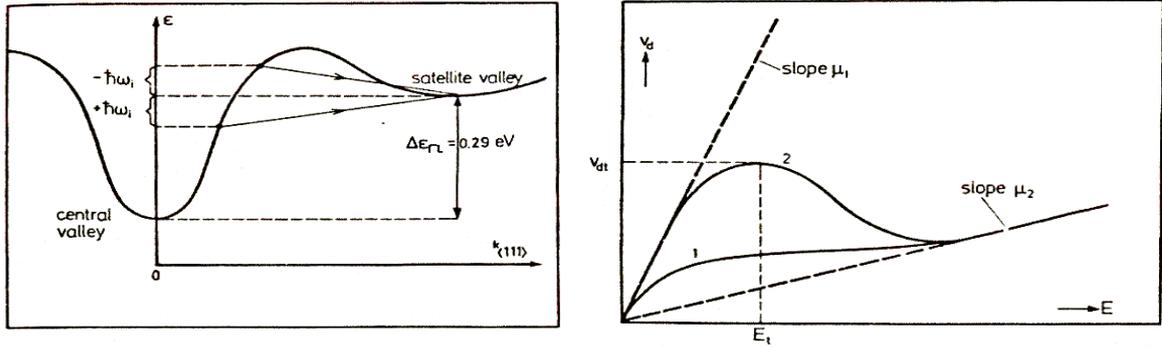


Figura 1.3: (a) Transferência de elétrons do vale central Γ para o vale satélite L na banda de condução. (b) Mobilidade dos elétrons: μ_1 – vale central Γ , μ_2 – vale satélite L .

O fenômeno pode ser descrito através dos seguintes passos: Com pequenos valores do campo elétrico, os elétrons estão praticamente todos no mínimo do vale-central Γ , ao qual corresponde uma pequena massa efetiva m^* para o portador de carga (para o GaAs $m^* = 0,07 m_0$) e assim uma correspondente alta mobilidade. À medida que o campo elétrico E aumenta, os elétrons são “aquecidos” e ganham energia suficiente para serem transferidos para o vale-satélite L com um mínimo de energia maior do que no vale-central, mas com uma massa efetiva maior (para o GaAs $m^* = 0,55 m_0$) e assim com uma mobilidade menor. Nesse caso, tem-se um processo de condução mista já que fenômenos de transporte podem ocorrer com portadores nesses dois vales (canais). O resultado é que quanto mais elétrons forem transferidos para o vale de mais alta energia, menor será a mobilidade efetiva μ dos dois canais e, conseqüentemente, a densidade de corrente $j = en\mu(E)E$ também diminui com o aumento do campo, resultando em uma mobilidade diferencial negativa $d(\mu E)/dE < 0$ (NDM). No limite, quando a maioria dos elétrons estiver no vale-satélite L , a densidade de corrente j cresce novamente e uma região de NNDC na curva característica $j(E)$ é formada como ilustrado na figura 1.4.

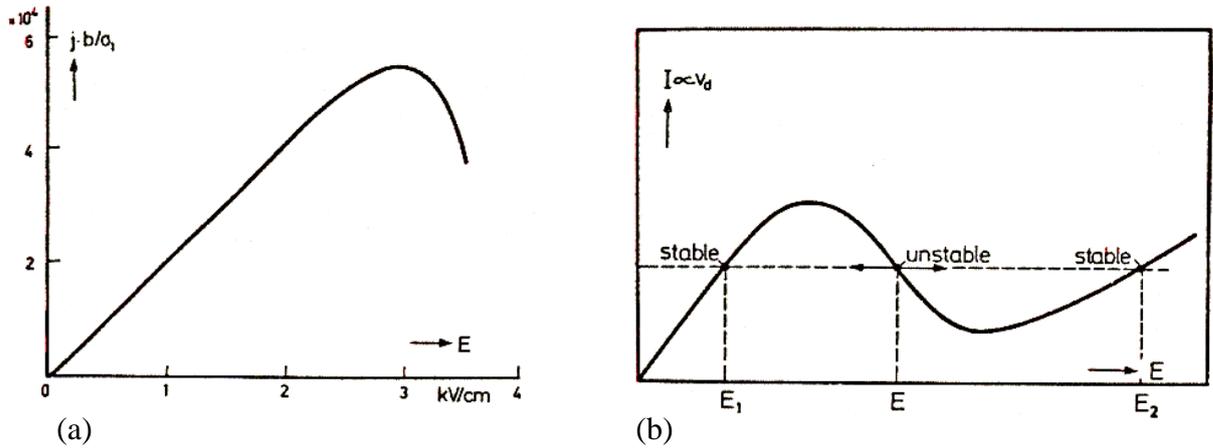


Figura 1.4: (a) Instabilidade na região de condutividade diferencial negativa. (b) formação NNDC da curva $J(E)$, E_1 e E_2 são pontos estáveis na curva e E é um ponto instável.

À medida que o campo elétrico aplicado aumenta na direção do máximo da densidade de corrente, a resistividade diferencial positiva local também aumenta, como pode ser visto na figura 1.5b. Isso significa que uma pequena flutuação local do campo elétrico faz a resistividade aumentar, tornando-se “infinita” ao atingir o máximo na densidade de corrente. Continuando a aumentar o campo elétrico aplicado, a corrente que flui através da amostra diminui, permitindo o surgimento de uma região de alta resistividade negativa. E para manter um equilíbrio de cargas dentro da amostra, ocorre a formação de um domínio de campo de alta resistividade que cresce até a largura total da amostra na medida em que se propaga do catodo para o anodo. Como a velocidade dos elétrons livres do vale L nas amostras de GaAs tipo n é em torno de 10^7 cm/s, este valor se torna um limitador da velocidade do domínio na amostra. Assim, sob determinadas condições experimentais, a aplicação de um campo elétrico elevado em materiais semicondutores, faz surgir regiões de NDC e como consequência a formação de domínios de campo elétrico dentro da amostra.

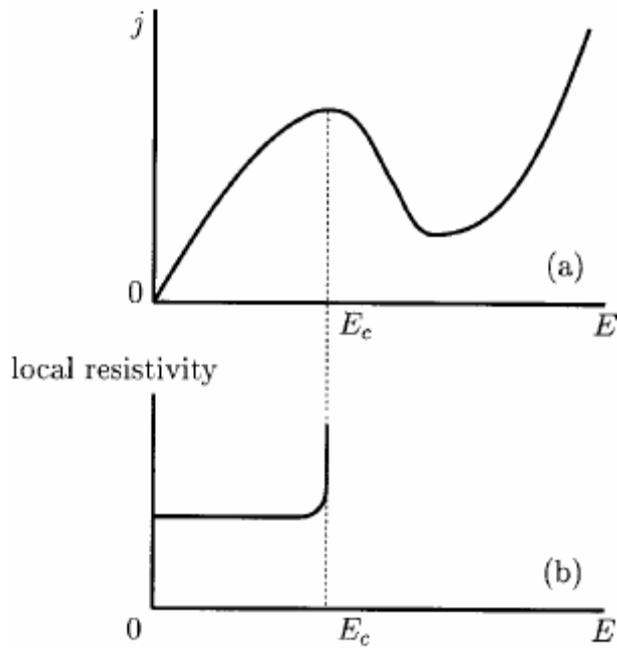


Figura 1.5: (a) Curva $I(V)$ tipo NNDC, (b) Dependência com o campo da resistividade diferencial local.

Uma questão importante na formação do domínio de campo é o local de sua nucleação. Alguns trabalhos [24,31] apontam que o local mais propício à nucleação do domínio é aquele que apresenta rugosidades (não homogeneidade) e variações locais de campo elétrico, este lugar é localizado no catodo. Enquanto isso, a região de campo elétrico alto é localizada no anodo onde o domínio é aniquilado. Sendo assim, após a nucleação, o domínio viaja pela amostra e quando é gradualmente aniquilado no anodo, um novo domínio é nucleado no catodo. A figura 1.6 descreve o comportamento do campo elétrico E na amostra com o tempo, para a região do anodo (com círculos) e do catodo (com quadrados).

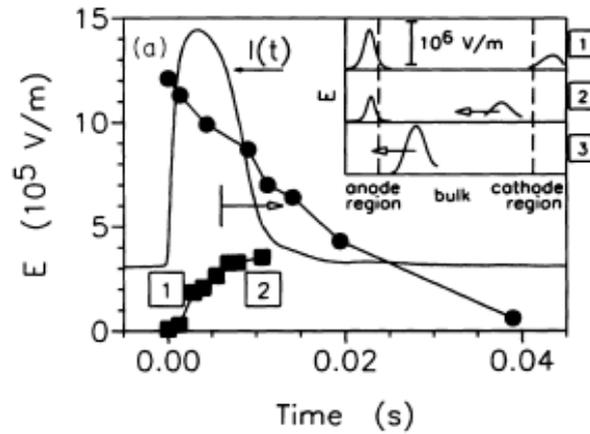


Figura 1.6: Evolução temporal do campo paralelo detectado no anodo (em círculos) e no catodo (em quadrados)[31].

Na condição de efetiva transferência de elétrons entre os vales (~ 3 kV/cm para o GaAs), um domínio de campo elétrico é formado no interior da amostra em uma região de não-homogeneidade do catodo. Sendo a mobilidade de *drift* dos elétrons no vale-central Γ pequena, eles tendem a acumular atrás do domínio, enquanto os portadores à frente do domínio são repelidos, gerando o perfil de densidade de portadores e conseqüentemente o perfil do campo elétrico da figura 1.7.

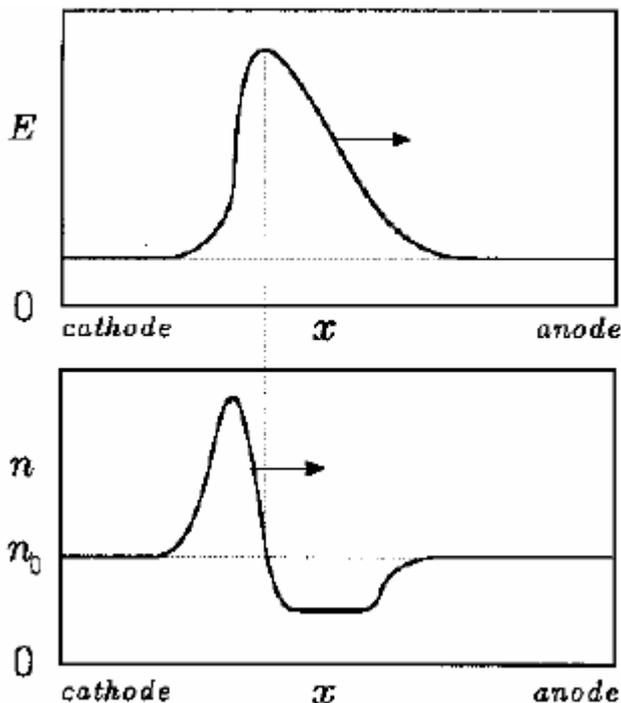


Figura 1.7: Diagrama esquemático do campo elétrico e da densidade de elétrons em função da posição para o domínio de campo movendo-se em direção do anodo.

Como ilustrado na figura 1.7, o domínio gerado no catodo move-se em direção ao anodo com uma velocidade $v_{dom} \approx 10^7 \text{ cm/s}$ e desaparece quando atinge o anodo. Imediatamente um novo domínio é formado no catodo quando o anterior desaparece no anodo. O processo de geração e destruição de domínios, ocorrendo de forma repetitiva, o que conduz à oscilação Gunn e que se manifesta no circuito através de picos de corrente. O valor da frequência espontânea da oscilação pode ser sintonizado ajustando o parâmetro geométrico como o comprimento da amostra, uma vez que o tempo de trânsito do domínio é aproximadamente dado por $\tau = L/v_{dom}$. Por exemplo, para a oscilação de 3 GHz e para $L = 0,1 \text{ mm}$, teremos $v_{dom} = 3 \times 10^7 \text{ cm/s}$.

Numa descrição experimental típica, temos a aplicação de uma tensão DC, V_{ap} , em uma amostra de GaAs tipo- n a temperatura ambiente medindo-se a corrente I que flui no circuito. Para baixos valores de tensão elétrica, a lei de Ohm é obedecida, mas, para valores de tensão elétrica acima de um valor crítico, V_C , a corrente oscila espontaneamente com frequências da ordem de gigahertz, definidas pelo tempo de trânsito dos elétrons livres entre os contatos elétricos da amostra [16]. As oscilações Gunn não são fortemente influenciadas pela temperatura e são causadas, como discutido acima, por domínios de campo elétrico que propagam através da amostra [16].

1.3 - Exemplo II: Oscilações em amostras GaAs semi-isolantes

Como mostramos no exemplo anterior, a origem física para a presença da região de NDC, advém da transferência de elétrons do vale Γ para o vale L . Essa transferência levou à formação da região de NDC e à formação de domínios de campo. Em amostras de GaAs SI os

domínios de campo se propagam de forma muito mais lenta, tendo como consequência baixos valores de frequência, quando comparados aos observados em GaAs tipo-*n*, sugerindo que o efeito Gunn possa não ser o fenômeno dominante para a formação de domínios nesse tipo de amostra [12,22]. De fato, trabalhos recentes sugerem que as regiões de NDC e os domínios de campo em GaAs SI, são formados pela captura assistida por campo elétrico nos defeitos profundos [12-14] presentes nessas amostras em elevadas concentrações. Alguns autores consideram esses defeitos, que são responsáveis pela captura dos elétrons, como sendo do tipo EL2 [10,11,23].

Na literatura, pode-se encontrar trabalhos que descrevem o comportamento das LFO geradas em altos campos elétricos, em destaque para a mostra GaAs SI crescida por LEC (*Liquid Encapsulated Czochralski*) [24]. Nesse caso, a fenomenologia para uma amostra com contatos distantes de $L = 7$ mm apresenta o comportamento Ôhmico para baixas tensões elétricas mas, para uma tensão elétrica crítica V_c , surgem oscilações espontâneas com amplitude crescente com o aumento da tensão aplicada. Com base na figura 1.8 [18] podemos

utilizar a equação $E_c = \frac{V_c}{L}$ para obter o campo elétrico crítico.

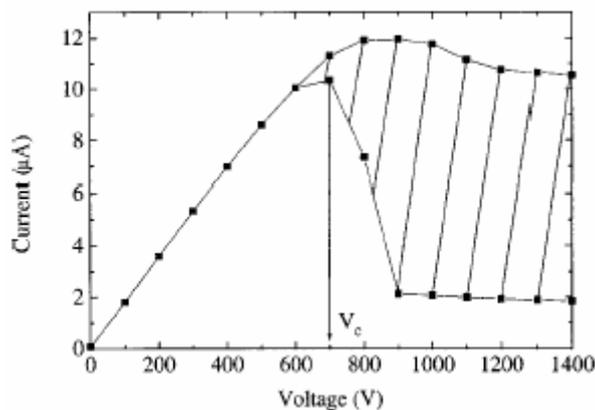


Figura 1.8: Característica I(V) para uma amostra de GaAs SI crescida por LEC. A região hachurada é a região das oscilações espontâneas [18].

Para este caso, o valor de $E_C \sim 1$ kV/cm foi encontrado. Como referência, observe que ele é cerca de três vezes menor que o valor encontrado para o efeito Gunn [21]. Nesse exemplo, a frequência de oscilação foi de 56 Hz e, utilizando a equação $v_{dom} = fL$, obtemos a velocidade de propagação do domínio de 39 cm/s.

As acentuadas diferenças apontadas até agora entre as oscilações Gunn e as LFO sugerem que outro fenômeno físico, que não a transferência entre vales, governe as LFO nas amostras de GaAs SI. Um ponto de partida consiste em analisar os processos de geração e recombinação (g-r) para se encontrar os mecanismos responsáveis pelas LFO.

1.4 - Processos de geração e recombinação de cargas

Em semicondutores, a forma mais tradicional de se controlar a densidade de portadores de cargas livres é através da presença de impurezas e de defeitos intrínsecos que podem funcionar como doadores ou como centros de recombinação de cargas. Estímulos externos tais como a temperatura, a iluminação ou o campo elétrico, podem interferir nas impurezas e nos defeitos de forma a aumentar (processo de geração) ou diminuir (processo de recombinação) a densidade de portadores de cargas livres. Tais processos de geração e de recombinação (g-r) podem induzir o aparecimento de regiões de NDC nas curvas características I(V). Uma discussão sobre a natureza dos defeitos será feita, em maiores detalhes, no capítulo 2.

Para os sistemas que estamos discutindo, a instabilidade decorre da dependência não-linear da densidade de portadores n com o campo elétrico E , o qual pode levar a uma relação

não-monotônica entre a densidade de corrente e o campo elétrico, $j = en(E)\mu E$, e que poderá ser do tipo NNDC ou SNDC. A dependência funcional é devida a uma redistribuição de elétrons entre a banda de condução e os defeitos (e eventualmente também com a banda de valência) decorrentes da variação do campo elétrico. As probabilidades de transição dos portadores entre estados energéticos diferentes, caracterizadas pelos coeficientes de geração-recombinação (g-r), geralmente dependem do campo elétrico. Três importantes processos de g-r que dependem fortemente do campo elétrico são: captura assistida por campo (*field-enhanced trapping*) e a emissão Poole-Frenkel (*Poole-Frenkel emission*) dos centros de impureza, que, atuando simultaneamente levam à formação de regiões NNDC; ionização por impacto, que é o processo responsável pela formação de regiões SNDC.

Ionização por impacto de portadores de cargas ligados a doadores e aceitadores rasos ou em defeitos profundos ou em processo banda-banda, é um processo que pode levar à formação de regiões NDC. Se um portador de carga na banda de condução (ou de valência) ganha energia cinética suficiente do campo elétrico, ele pode, em uma colisão, transferir esta energia para um portador ligado, induzindo a transição para a banda de condução (ou de valência). O resultado é a geração de um portador livre que pode, por sua vez, ionizar outros portadores num processo de cascata, gerando a não-linearidade. Este processo leva a um rápido aumento da densidade de portadores livres. O coeficiente de ionização por impacto tem uma forte dependência com o campo elétrico E e, se o campo estiver acima do limiar necessário para “esquentar” os portadores livres, os portadores gerados pelo impacto ganham energia suficiente para ionizar outros portadores. Modelos para este tipo de processo de geração são relevantes para explicar o comportamento de uma significativa variedade de materiais em várias faixas de temperatura [17]. Por exemplo, estes modelos podem explicar a formação de regiões de SNDC em curvas características $j(E)$ em regime de baixa temperatura para vários semicondutores [27]. Já foi amplamente demonstrado que este é um processo de

geração de portadores de carga presente em amostras de GaAs SI, em que os portadores de cargas quentes, “aquecidos” pelo campo elétrico, colidem com as impurezas gerando um processo de avalanche, com conseqüente aumento na corrente elétrica. Em amostras GaAs SI, este processo ocorre em temperaturas superiores a 200K, o fenômeno de avalanche é devido à ionização por impacto tornando-se dominante [25,26].

A captura assistida por campo elétrico é um processo de recombinação decorrente da presença de portadores quentes. Após a colisão de um elétron quente com uma impureza ionizada, ocorre um processo não radiativo de captura de um elétron livre, caracterizado pela emissão de múltiplos fônons. Esse processo ocorre a baixas temperaturas ($T < 200\text{K}$) já que em temperaturas maiores que em torno de 200K esse processo passa a ser induzido por fônons [26,29]. Este processo foi observado em *n*-Ge dopado com Au [28]. Os átomos de Au formam níveis profundos de impureza, correspondendo a íons carregados negativamente, uma ou duas vezes. A redução da condutividade elétrica está associada com a captura de elétrons nos níveis profundos o que, para ocorrer, requer a penetração da barreira de potencial Coulombiana. Portanto, o coeficiente de captura aumenta com o campo E , enquanto a emissão (térmica) de elétrons é praticamente independente do campo E para valores abaixo do limiar para a ocorrência de ionização. Assim, a densidade de portadores livres cai com o aumento do campo E : $dn/dE < 0$, e a condutividade diferencial, $dj/dE = e\mu(n + Edn/dE)$, torna-se negativa. Continuando a fazer o campo E crescer, o coeficiente de ionização por impacto aumenta e a densidade de portadores torna a aumentar, restabelecendo a condição de condutividade diferencial positiva. Assim uma curva característica $j(E)$ do tipo NNDC é formada.

A presença simultânea dos dois processos, um de geração e outro de recombinação e, no que segue, iremos nos referir como um processo de geração-recombinação (g-r) de cargas,

que determinará, em função de suas intensidades relativas, a forma não-linear da curva $I(V)$. Por sua vez, esses processos de g-r determinarão o ponto de partida para produzir e discutir as instabilidades observadas em alguns dispositivos semicondutores. Instabilidades tais como fuga de corrente elétrica, oscilações de corrente, descontinuidade da corrente ou tensão, chaveamento e fenômeno de histerese entre corrente e tensão, são exemplos que podem ser observados sob condições extremas de campo elétrico ou magnético e/ou sob forte irradiação ótica [24]. Na seção seguinte, vamos discutir as instabilidades de tensão e corrente elétrica responsáveis pela forma das curvas $I(V)$ e associá-las às oscilações espontâneas de corrente que são observadas nas amostras semicondutoras.

1.5 - Instabilidades de tensão e corrente elétrica

As curvas $I(V)$ do tipo NNDC e SNDC estão associadas, respectivamente, com instabilidades de tensão e de corrente, quando cada um desses parâmetros é controlado. No caso de NNDC, a densidade de corrente não é uma função unívoca do campo elétrico aplicado, pois existem três valores distintos de campo elétrico para um mesmo valor de j . O caso SNDC é o inverso, no sentido que E e j trocam de papel. Em sistemas que apresentam NNDC é comum observar a formação de domínios de campos elétricos estacionários ou que se movem através do material. Já em sistemas que apresentam SNDC, o comum é a formação de filamentos de alta corrente com vizinhança em baixa corrente [17,32].

Para o caso de NNDC, a lei de Ohm é válida para campo elétrico abaixo de um valor crítico, onde há uma linearidade das variáveis j e E . Já para um campo elétrico muito alto, a amostra sofre um “colapso” elétrico e a corrente cresce abruptamente. A instabilidade na região de NDC pode ser estudada analisando a estabilidade elétrica.

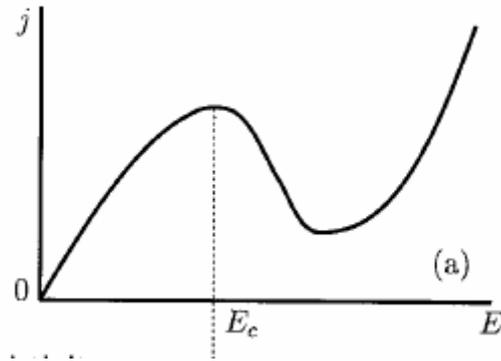


Figura 1.9: curva NNDC.

Como exemplo, considere a equação da continuidade para a densidade de elétrons livres, n .

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{1}{e} \nabla \cdot \vec{j} = 0. \quad (1.4)$$

Suponha que exista uma pequena flutuação local da densidade espacial de carga em torno do valor de equilíbrio n_{eq} . A equação de Poisson pode ser escrita como:

$$\nabla \cdot \vec{E} = -\frac{e(n - n_{eq})}{\epsilon}, \quad (1.5)$$

onde ϵ é a permissividade (supondo que seja constante para qualquer flutuação do campo elétrico). A densidade de corrente é dada por:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} + eD \nabla n, \quad (1.6)$$

onde D é o coeficiente de difusão. Tomando o divergente da equação (1.6) e usando a equação (1.5), encontramos:

$$\frac{1}{e} \nabla \cdot \vec{j} = -\frac{\sigma(n - n_{eq})}{\epsilon} + D \nabla^2 n. \quad (1.7)$$

Desta e da equação (1.4), obtém-se:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\sigma(n - n_{eq})}{\varepsilon} - D\nabla^2 n = 0. \quad (1.8)$$

A solução temporal da equação (1.8) é:

$$n - n_{eq} \propto \exp(-e\mu nt / \varepsilon). \quad (1.9)$$

Podemos observar que uma NDC faz com que o balanço inicial de carga cresça exponencialmente, o que significa que a amostra é instável na região de NDC [24].

Os mecanismos de controle que irão caracterizar as LFO provêm de um processo de ativação (propiciado pela fonte de tensão) e um processo de inibição (propiciado pelo amortecimento da tensão elétrica no circuito). Um modelo simplificado que se presta a descrever as oscilações espontâneas de corrente é chamado de oscilações induzidas por circuito[17], em que a amostra é substituída por uma resistência NDC, um capacitor e um indutor. Sob este ponto de vista, o circuito define uma linha de carga DC, que intercepta a curva $I(V)$ em três pontos quiescentes ou pontos de operação, sendo dois deles estáveis e um instável [17].

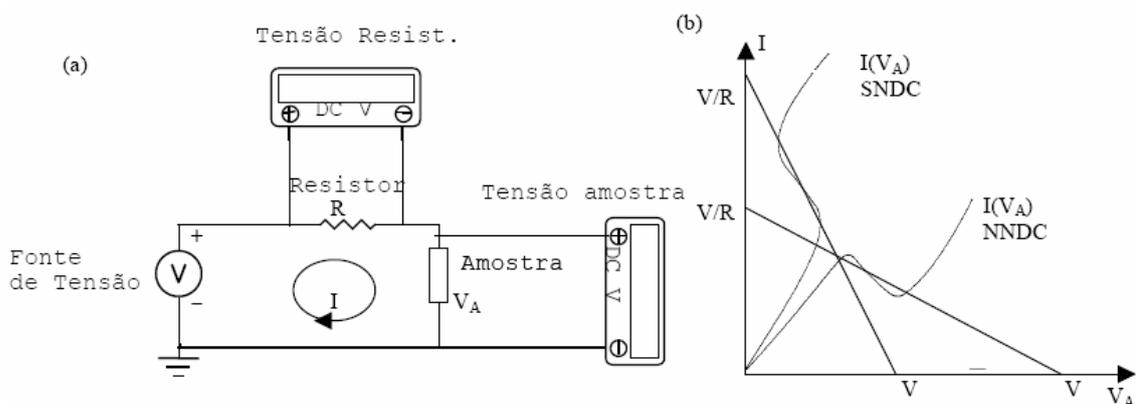


Figura 1.10: (a) Esquema de um circuito simplificado usado em montagens experimentais para medidas $I(V)$ de amostras com NDC. (b) Análise por linhas de carga para as curvas do tipo SNDC e NNDC.

A figura 1.10 é uma representação simplificada do circuito que se presta à realização dos estudos de curvas $I(V)$ medidas em amostras semicondutoras que apresentam regiões NDC. É também mostrado o gráfico de $I(V)$. Na figura, I é a corrente do circuito e V_A a tensão elétrica na amostra. Nessas condições, chegamos à equação: $V = RI + V_A$ ou $I = (V - V_A)/R$ que descreve a linha de carga representada na figura 1.10(b). Suas intercessões com a curva característica $I(V)$ da amostra definem os pontos de operação do circuito.

Para amostras que apresentam curvas SNDC ou NNDC (figura 1.10(b)) podem existir até três pontos de operação para o circuito, dependendo de como variamos V e R . Com R constante, V será um parâmetro variável e os pontos de operação movem-se ao longo da curva $I(V)$. Já para o caso de V constante, R torna ao parâmetro de controle. O ponto de operação instável que corta a curva característica $I(V)$ da amostra na região de NDC representa a instabilidade da formação de padrões de densidades de corrente e está relacionado com o comportamento oscilatório e caótico do sistema [17].

Podemos considerar como características necessárias ao estudo de LFO algumas das propriedades apresentadas nesse capítulo. São necessárias amostras semicondutoras que apresentem uma região de condutividade diferencial negativa (NDC), pelo menos dois processos antagônicos, sendo um de geração e outro de recombinação, de portadores associados ao formato da curva $I(V)$ e pelo menos um dopante ou defeito profundo para a ocorrência de oscilações espontâneas. Dessa forma faz-se necessário descrever os defeitos estruturais que levam as amostras de GaAs a apresentarem características semi-isolantes e comportamentos não-lineares na tensão e corrente elétrica. Isto será tratado no capítulo 2.

1.6 - Conclusões

Neste capítulo alguns exemplos de sistemas físicos associados a oscilações de baixa frequência foram apresentados, servindo como suporte à argumentação que seguirá nos capítulos subseqüentes. Sendo assim, tivemos a intenção de passar ao leitor de uma forma simples a descrição destes fenômenos físicos associados à não-linearidade observada em semicondutores. A discussão do efeito Gunn e as LFO advindas das amostras GaAs SI foi fundamental nesse aspecto. Após esta leitura estamos nos direcionando para o capítulo 2, no qual terá uma abordagem dos detalhes experimentais.

Referências do Capítulo 1

- [1] D. C. Northrop, P. R. Thornton and K. E. Trezise, *Solid State Electron.* **7**, 17 (1964).
- [2] H. K. Sacks and A. G. Milnes, *Int. J. Electronics* **28**, 565 (1970).
- [3] G. N. Maracas, W. Porod, D. A. Johnson, D. K. Ferry and H. Goronkin, *Physica B* **134**, 276 (1985).
- [4] W. Knap, M. Jezewski, J. Lusakowski and W. Kuszko, *Solid Sate Electron.* **31**, 813 (1988).
- [5] J. Pozela, A. Tamasevicius and J. Ulbikas, *Solid Sate Electron.* **31**, 805 (1988).
- [6] G. N. Maracas, D. A. Johnson, R. A. Puechner, J. L. Edwards S. Myhajlemko, H. Goronkin, and R. Tsui, *Solid Sate Electron.* **32**, 1887 (1989).
- [7] K. Karpierz, J. Lusakowski and W. Knap, *Acta Phys. Pol.* **A75**, 207 (1989).
- [8] V. A. Samuilov, *Nonlinear Dynamics and Pattern Formation in Semiconductors and Devices*, F.-J Niedernostheide, ed., p. 220, Springer, Berlin (1995).
- [9] (a) R. M. Rubinger, R. L. da Silva, A. G. de Oliveira, G. M. Ribeiro, H. A. Albuquerque,

- W. N. Rodrigues and M. V. B. Moreira, *Chaos* **13**, 457 (2003); (b) R. L. da Silva, H. A. Albuquerque, R. M. Rubinger, A. G. de Oliveira, G. M. Ribeiro and W. N. Rodrigues, *Physica D* **194**, 166 (2004).
- [10] M. Kiyama, M. Tatsumi and M. Yamada, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 012102 (2005).
- [11] M. Kiyama, M. Yamada and M. Tatsumi, *Eur. Phys. J.: Appl. Phys.* **27**, 185 (2004).
- [12] F. Piazza, P. C. M. Christianen and J. C. Maan, *Phys. Rev. B* **55**, 15591 (1997).
- [13] F. Piazza, P. C. M. Christianen and J. C. Maan, *Appl. Phys. Lett.* **69**, 1909 (1996).
- [14] M. Kaminska, J. M. Parsey, J. Lagowski and H. C. Gatos, *Appl. Phys. Lett.* **41**, 989 (1982).
- [15] J. B. Gunn, *Solid State Commun.* **1**, 88 (1963).
- [16] K. Aoki, *Nonlinear dynamics and Chaos in Semiconductors*, Series in Condensed Matter Physics, Institute of Physics Publishing, Bristol, 2001.
- [17] E. Schöll, *Nonlinear Spatio-Temporal Dynamics and Chaos in Semiconductors*, Cambridge, Nonlinear Science Series 10, Cambridge University Press, Cambridge, 2001.
- [18] B. K. Ridley and T. B. Watkins, *Proc. Phys. Soc. London* **78**, 293 (1961).
- [19] C. Hilsum, *Proc. IRE* **50**, 185 (1962).
- [20] H. Kroemer, *Proc. IEEE* **52**, 1736 (1964).
- [21] K. Seeger, *Semiconductor Physics – An Introduction*, 4th ed, Springer, Berlin, 1989.
- [22] A. Barraud, *C. R. Acad. Sci.* **256**, 3632 (1963).
- [23] K. Krambrock, M. Linde, J. M. Spaeth, D. C. Look, D. Bliss and W. Walukiewics, *Semicond. Sci. Technol.* **7**, 1037 (1992).
- [24] A. Neumann, *J. Appl. Phys.* **90**, 1 (2001).
- [25] C. Paracchini and V. Dallacasa, *Solid State Commun.* **69**
- [26] H. A. Albuquerque, R. L. da Silva, R. M. Rubinger, A. G. de Oliveira, G. M. Ribeiro, W. N. Rodrigues and M. V. B. Moreira, *J. Appl. Phys.* **93**, 1647 (2003)
- [27] F. Brown, D. Parker, J. Heyman, N. Newbury, *Appl. Phys. Lett.* **49**, 1548 (1986); R. P.

- Khosla, J. R. Fischer, B. C. Burkey, *Phys. Rev. B* **7**, 2551 (1973).
- [28] R. G. Praat and B. K. Ridley, *J. Phys. Chem. Solids* **26**, 11 (1965).
- [29] R. M. Rubinger, A. G. de Oliveira, G. M. Ribeiro, J. C. Bezerra, M. V. Moreira, and H. Chacham, *J. Appl. Phys.* **88**, 6541 (2000)
- [30] J. Allam, R. Adams, M. A. Pate e J. S. Roberts, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 3304 (1995).
- [31] B. Willing and J.C. Maan, *Phys. Rev. B* **49**, 13995 (1994).
- [32] E. Schöll, *Nonequilibrium Phase Transitions in Semiconductors*, Springer, Berlin (1987).

Capítulo 2

Detalhes e Procedimentos Experimentais

Neste capítulo vamos descrever os procedimentos experimentais que foram utilizados para a realização do presente trabalho, direcionado para os estudos das Oscilações de Baixa Frequência (LFO). Começaremos realizando uma breve revisão e discussão sobre defeitos estruturais, que é a motivação para a escolha das amostras de GaAs semi-isolantes (SI). Para que estas amostras apresentem uma grande densidade de defeitos, necessária para se ter a condição de SI, a opção foi crescer amostras utilizando a técnica de Epitaxia por Feixe Molecular (MBE) a baixa temperatura (LT). Como será justificado no texto, o crescimento a baixas temperaturas propicia o surgimento de elevadas densidades de anti-sítios de arsênio (As_{Ga}), devido à baixa mobilidade do As na interface em crescimento. Em seguida, discutiremos as dimensões de clivagem apropriadas e a construção dos contatos elétricos nas amostras para realizar as medidas de transporte. Em seção posterior, o leitor terá uma visão da simplicidade dos circuitos elétricos envolvidos nas medidas de curvas $I(V)$ e das LFO via obtenção de séries temporais experimentais o que contrasta com as grandes dificuldades de se obter medidas de séries temporais experimentais de alta qualidade, com baixo nível de ruído e boas para as análises da dinâmica não-linear e de rota para o caos – que será visto no capítulo 3. Por fim, será discutida a questão dos ruídos espúrios que surgem nas medidas de LFO. Apresentaremos um método computacional de redução de ruído que será utilizado no tratamento dos dados e que se mostrou eficaz para medir e reduzir ruídos de séries temporais experimentais possibilitando uma melhor análise de nossos resultados.

2.1 – Defeitos estruturais e preparação das amostras

Para realizarmos os estudos de LFO são condições necessárias: a presença de regiões não-lineares nas curvas características $I(V)$ e a existência de processos de geração-recombinação (g-r) afins. As amostras de GaAs LT-MBE (*low-temperature molecular-beam epitaxy*) apresentam essas condições e são, assim, de grande potencial para o estudo de LFO e de eventuais rotas para o caos no diagrama de bifurcação das oscilações espontâneas. As amostras, por serem crescidas a baixa temperatura (LT) e, portanto, dificultando processos de mobilidades dos átomos nas superfícies em crescimento, apresentam elevadas concentrações de vacâncias e outros defeitos estruturais como defeitos de anti-sítios. Alguns desses defeitos são eficientes centros de recombinação (*traps*) para portadores residuais em semicondutores intrínsecos e livres nas bandas de condução ou valência. Assim, as propriedades de transporte elétrico dessas amostras têm forte dependência com a temperatura de crescimento. Isso justifica nossa opção de começarmos o presente capítulo com uma breve discussão dos defeitos e falarmos um pouco sobre a técnica de crescimento.

Uma classificação tradicional de defeitos em semicondutores está relacionada com a energia do nível do defeito, em relação às bandas de condução ou de valência. Uma primeira diferenciação clássica está entre defeitos rasos e profundos. Defeitos rasos são aqueles em que a teoria de massa efetiva pode apresentar uma descrição adequada e, normalmente, eles se encontram próximos da banda de condução ou de valência. Por exemplo, a maioria dos doadores rasos em GaAs estão a cerca de 6 meV da banda de condução. Esses doadores têm facilidades de interação com as bandas e o modelo que pode ser utilizado é semelhante ao modelo quântico utilizado para o átomo de hidrogênio e, daí, a expressão, “estados hidrogenóides”.

Os defeitos profundos têm, normalmente, valores de energia mais afastados das bandas de condução ou valência, podendo, ter uma energia de ionização igual à $E_g/2$, onde E_g é a diferença de energia entre o topo da banda de valência e o fundo da banda de condução [1]. Outra característica do defeito profundo é uma forte localização espacial das funções de onda associadas, fazendo com que as densidades de probabilidades quânticas sejam relevantes somente em regiões espaciais próximas ao defeito. Como referência meramente didática com relação a semicondutores intrínsecos, iremos convencionar como defeitos profundos, aqueles que possuem estados quânticos que estão a mais de 50 meV de uma das bandas. Essa escolha é compatível com os defeitos presentes em nossas amostras que estão próximos de $E_g/2$. No geral, os defeitos profundos apresentam significativas diferenças entre as energias de ionização e as propriedades físicas dos defeitos são bem variadas. Como já foi dito, os defeitos profundos são localizados por terem suas funções de onda muito próximas do defeito (alguns poucos ângstrons), resultando em uma baixa superposição desses estados quânticos com os estados quânticos das bandas. A ausência dessa superposição implica, por exemplo, que os defeitos profundos tenham comportamentos diferentes dos apresentados por defeitos rasos quando submetidos, a um campo elétrico aplicado ou outro estímulo externo. Como exemplo de comportamento distinto, deformações na forma do potencial associado aos defeitos profundos para campos elétricos muito baixos (i.e da ordem de alguns kVcm^{-1}) não são observadas.

Uma característica interessante de alguns defeitos profundos é a sua capacidade de produzir materiais de elevadas resistividades elétricas, ou seja, eles permitem explicar o comportamento de amostras semi-isolante (SI) pela captura de portadores de carga que, em ausência desses defeitos profundos, estariam livres nas bandas. Essa propriedade pode ser entendida como a definição de SI, ou seja, embora o material preserve a sua característica

semicondutora pela presença das bandas separadas por um *gap* compatível, o esvaziamento delas leva a um significativo aumento da resistividade tendo, assim, comportamento de isolantes mesmo à temperatura ambiente. Em geral, quanto mais próximo do meio do *gap* estiver o nível do defeito, maior a sua eficiência para formar amostras SI. Isso pode ser visto de outra forma. Uma vez capturado no defeito, menor é a chance do portador ser liberado quanto mais próximo do meio do *gap*. Em consequência, têm-se melhores condições para se produzir um aumento considerável na resistividade do semicondutor gerando o caráter SI. Na literatura, tem-se utilizado o termo “compensação” para identificar o processo de captura de portadores de carga por níveis profundos, pois estes defeitos capturam os portadores livres liberados para as bandas de condução e de valência produzidas a partir de níveis rasos ou até mesmo de defeitos menos profundos, por estarem mais próximos das bandas e que produzem uma distribuição de Fermi de portadores livres significativa nas bandas, em uma temperatura específica. Merece registro o fato de que as amostras de GaAs crescidas por MBE a temperaturas padrões de cerca de 580 °C e intencionalmente não dopadas apresentem, normalmente, concentrações residuais de portadores livres da ordem de $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.

A escolha de GaAs para realização de nosso trabalho resulta da existência de um defeito específico, gerando um nível profundo, capaz de produzir amostras de GaAs SI. Trata-se de um defeito intrínseco cuja produção e concentração podem ser controladas no processo de crescimento da amostra. O crescimento a baixas temperaturas faz com que seja favorecida a formação de anti-sítios específicos, ou seja, átomos de *As* ocupando os sítios cristalográficos dos átomos de *Ga*. Isso decorre da perda da mobilidade dos átomos de *As*, fazendo com que eles tenham baixa chance de “pular” para o sítio cristalográfico correto, sendo incorporados no sítio “errado” do *Ga* na superfície do cristal em crescimento. Esse defeito, simbolicamente representado por As_{Ga} , é relacionado ou até mesmo, identificado, em alguns trabalhos [2-4] e em algumas situações específicas, como sendo o centro EL2. Existe uma grande polêmica

acerca da natureza deste defeito, que advém do fato de ainda existir dúvidas quanto à natureza química do centro EL2. Não é objetivo deste trabalho discutir essa relação, mas o que é consenso, e isso é o importante para nós, é que o nível profundo responsável pelas características de amostras SI contenham ao menos um As_{Ga} . Este anti-sítio é também encontrado em GaAs crescido pela técnica de *Liquid-Encapsulated Czochralski* (LEC). Mas nossa opção, pela disponibilidade de um equipamento de MBE em nossos laboratórios foi de trabalhar com amostras de GaAs crescidas em LT-MBE. A redução da temperatura de crescimento diminui a migração dos átomos de As na superfície em crescimento e, dessa forma, a chance dos átomos de As ficarem no sítio do Ga é aumentada significativamente e podemos controlar a concentração de As_{Ga} pela temperatura de crescimento. Como exemplo, as amostras de GaAs crescidas a cerca de 300 °C apresentam uma densidade de defeitos de As_{Ga} da ordem de 10^{19} cm^{-3} . Em princípio, na região em que se consegue produzir amostras cristalinas (a condição cristalina fica seriamente comprometida para amostras crescidas abaixo de cerca de 200 °C), quanto menor a temperatura de crescimento maior a densidade de defeitos profundos.

Iremos trabalhar com amostras crescidas por LT-MBE a três valores de referência: (a) *epicamadas* da amostra *BH9819*, crescida a 315 °C, (b) uma segunda amostra, *BH9817*, crescida a 265 °C e (c) uma terceira amostra, *BH9816*, crescida a 215 °C. Dos *wafers* produzidos no equipamento de MBE, foram clivadas amostras menores para a realização das medidas de propriedades de transporte e dos estudos das LFO.

Amostras clivadas, com dimensões de ~ 1,3 mm de largura, ~ 0,5 mm de comprimento (distância dos contatos) e uma espessura de 2,8 μm de camada ativa foram tomadas como padrão. Os contatos foram feitos na forma de finas tiras de *In* e fios de ouro, como mostrado na figura 2.1. Para algumas amostras, foi feita a difusão dos contatos em uma atmosfera

reduzida de N_2-H_2 numa temperatura não maior que a de crescimento para evitar o efeito de recozimento (*annealing*) que destrói parte dos defeitos de As_{Ga} .



Figura 2.1: Ilustração esquemática das amostras utilizadas para medidas elétricas. Foram clivadas de GaAs SI crescidas por LT-MBE e tem-se $d \sim 0,5$ mm e área da seção do filme $A \sim 5,35 \times 10^{-5}$ cm².

Para a realização de medidas de transporte elétrico – efeito Hall e resistividade ρ –, as amostras foram preparadas na geometria clássica de van der Pauw de quatro pontos. Essa opção se mostrou adequada para os experimentos, pois as várias medidas necessárias são obtidas invertendo a corrente e o campo magnético com o intuito de eliminar os efeitos da inhomogeneidade na distribuição de cargas. Para obtenção das curvas $I(V)$ e das LFOs, são necessários somente dois contatos como ilustrado na figura 2.1.

2.2 – Obtenção dos dados experimentais - $I(V)$ e LFO

As medidas para obtenção das curvas $I(V)$ foram realizadas em função da temperatura e de iluminação com um LED emitindo no infravermelho. A corrente I através da amostra foi obtida em função da tensão elétrica DC aplicada.

As medidas em função da temperatura demandaram o desenvolvimento de um sistema para resfriar a amostra. Para isso, foi utilizado um criostato da firma Oxford em que o resfriamento se dá pela troca de calor com o gás hélio. Este gás, disponível em nossos laboratórios, foi escolhido por ser menos viscoso que o nitrogênio, que é o outro fluido criogênico também disponível. O hélio apresenta boa estabilidade térmica, facilitando o

controle da temperatura via um controlador também da firma Oxford. O sistema de refrigeração foi configurado para operar de 300 K a 8 K. Dois sensores de temperatura monitoram a temperatura no criostato, um na haste do criostato e o outro na ponta da haste, bem próximo da amostra. Para iluminar a amostra, utilizamos um LED de GaAs (infravermelho) com pico de emissão em $(E_g - 100 \text{ meV})$, sendo E_g a energia do *gap* do GaAs que à temperatura ambiente é de 1,39 eV. O fluxo de fótons foi avaliado experimentalmente, utilizando um sensor óptico do tipo CCD e foi encontrado $P \approx 2,2 \times 10^{10} \times I$ (fótons/cm².s), onde I é a corrente no LED em *mA*, alimentado por uma fonte de corrente da Keithley modelo 220.

Uma fonte de tensão da Keithley modelo 237, de excelente precisão, foi utilizada para aplicar a tensão elétrica DC à amostra. A intensidade do campo elétrico pode ser obtida a partir das medidas $I(V)$, dividindo-se V por d , onde V é o valor na amostra e d a distância entre os contatos. O valor da densidade de corrente, do mesmo modo, pode ser obtido dividindo-se I por A , onde A é área da seção transversal da amostra. Um valor típico dessa área é $(1,9 \times 10^{-3} \text{ m}) \times (2,8 \times 10^{-6} \text{ m}) \approx 5,4 \times 10^{-5} \text{ cm}^2$ [1]. Dessa forma, se desejarmos, podemos trabalhar com parâmetros intensivos, estudando as curvas $\mathbf{j}(\mathbf{E})$.

O processo para obter as LFOs é um pouco mais complexo, pois além dos instrumentos descritos para obter as medidas $I(V)$, devemos utilizar uma placa de aquisição de dados ou um multímetro. Em nossos experimentos utilizamos uma placa *DAQ board PCI* de 16 bits e com capacidade de medir 333 mil pontos/segundo, fabricada pela *National Instruments* ou um multímetro Keithley modelo 2001 de 32 bits capaz de medir 2 mil pontos/segundo. Para viabilizar as experiências em tempo razoável é necessário que todo o sistema seja automatizado e, para isso, utilizamos um computador e uma plataforma de programação LabVIEW®.

A figura 2.2 mostra um esquema simplificado do circuito utilizado em que estão incorporados o criostato, a fonte de tensão variável, a placa DAQ, um resistor de precisão (20 k Ω no exemplo da figura), um FET (*field effect transistor J₁*) para desacoplamento do sinal e o LED de GaAs para iluminação. Não foi representado na figura o sistema de controle de temperatura.

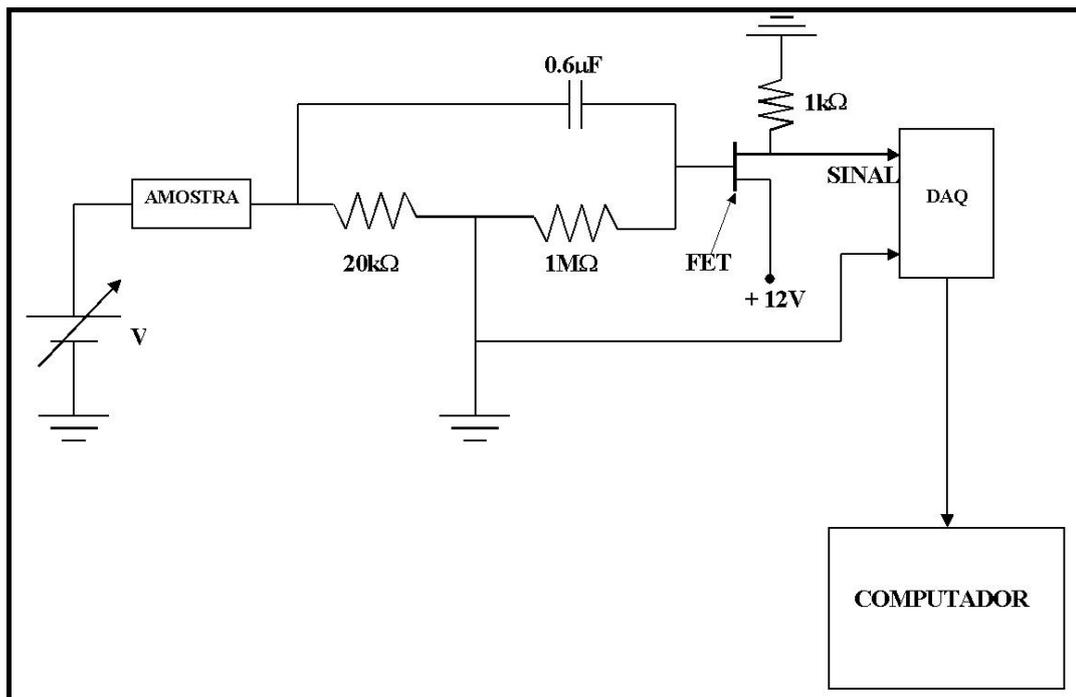


Figura 2.2: Esquema do circuito utilizado para obtenção das medidas de I(V) e de LFO.

A curva I(V) estática é obtida automaticamente no sentido que o computador varia linearmente a tensão na amostra e mede a corrente no circuito. Fazendo a tensão subir a valores adequados é possível obter uma curva I(V) estática do tipo NNDC, como mostrado na figura 2.3. Uma série de curvas I(V) pode ser obtida variando de forma sistemática a temperatura e a iluminação.

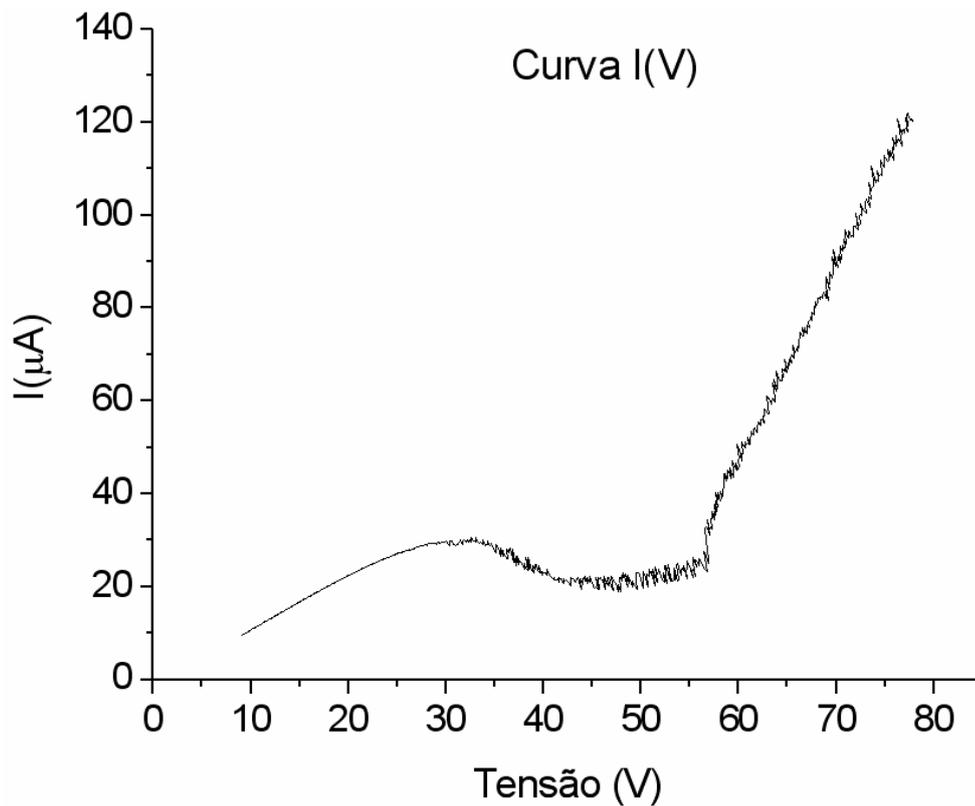


Figura 2.3: Curva I(V) típica, medida a temperatura de 200 K e sob iluminação de 30 mA no LED. Nessas condições, oscilações de baixa frequência espontâneas são observadas para valores da tensão acima de cerca de 30 V.

Para se observar as LFOs, é necessário fixar a tensão elétrica DC na amostra e utilizar a placa DAQ para medir, no tempo, as oscilações. Estas oscilações $I(t)$, que são as LFOs procuradas, são observadas através de medidas da queda de tensão no resistor de precisão e dividindo $V(t)/R$. Esses resultados precisam ser vistos com cautela, visto que estamos interessados em obter uma série temporal de alta qualidade, ou seja, aquela passível de retratar a dinâmica não-linear com consistência. Nesse sentido, o primeiro ponto é encontrar uma taxa de amostragem adequada. O teorema de Shannon-Nyquist prescreve que o sinal deve ser obtido com uma frequência igual ou superior ao dobro de sua maior frequência, ou seja:

$$F_a \geq 2F_s \quad (2.1)$$

Para medir séries temporais que possam ser tratadas com a dinâmica não-linear, temos que manter a integridade das informações da dinâmica das séries. Para isso, devemos ajustar a taxa de amostragem sintonizando-a via o atraso temporal (*delay*) que é necessário para fazer a reconstrução do atrator do sistema. Este atraso temporal é um parâmetro fundamental para se calcular a dimensão de correlação do atrator e o expoente de Lyapunov, como será mostrado no próximo capítulo. Sendo assim, para cada série temporal ou para cada conjunto de séries temporais, deve-se ter um atraso temporal específico de modo a preservar as características da dinâmica. O valor otimizado do atraso temporal deve ser previsto em um ensaio, antes de se gravar definitivamente a medida, como será mostrado no capítulo 3, onde discutiremos a dinâmica não-linear do atraso temporal e sua relevância metodológica. Uma consequência disso é que devemos ter sistemas de medidas automatizados para realizarmos análise do tempo de atraso em tempo real, para não se perder tempo com medidas não adequadas.

Um outro ponto é a conversão de sinal analógico para sinal digital (conversão A/D ou, mais simplesmente, A/D). A placa DAQ tem 16 bits e deverá ser configurada para usar o maior número de *bits* possível na coleta dos dados e, portanto, devemos trabalhar em modo automático com vistas a maximizar o desempenho, quaisquer que sejam as faixas de tensão utilizadas. Os limites da placa são de -10 V à 10 V. A resolução dos dados, ou seja, o número de algarismos significativos numa medida obedece à equação:

$$R = \frac{V_{\max}}{2^N} \quad (2.2)$$

onde N é o número de *bits* da placa e V_{\max} é o valor de pico da tensão elétrica. Deste modo, podemos minimizar e até evitar possíveis erros de A/D. As séries temporais foram obtidas com oito decimais, refletindo uma precisão que julgamos suficiente para preservar as características da dinâmica do sistema.

As medidas de LFO ou suas séries temporais, obtidas da queda de tensão do resistor de precisão, descrevem a mesma dinâmica, tanto para as oscilações de tensão quanto para as oscilações da corrente, de modo que, as informações não-lineares estão gravadas em ambas. Deste modo, como temos a opção de trabalhar com ambos, optamos por trabalhar com séries temporais de corrente elétrica. A justificativa é que, por se tratar de transporte elétrico em semicondutores, o comportamento dos portadores de cargas relacionam-se diretamente com as oscilações espontâneas de corrente.

Na figura 2.3, a região NDC está aproximadamente entre 30 e 40 V. Essa é a região onde se observa as LFOs e é onde devemos realizar as medidas para estudar a dinâmica não-linear em função da tensão aplicada. Por exemplo, para a tensão de 34 V, obtemos oscilações espontâneas como ilustrada na figura 2.4.

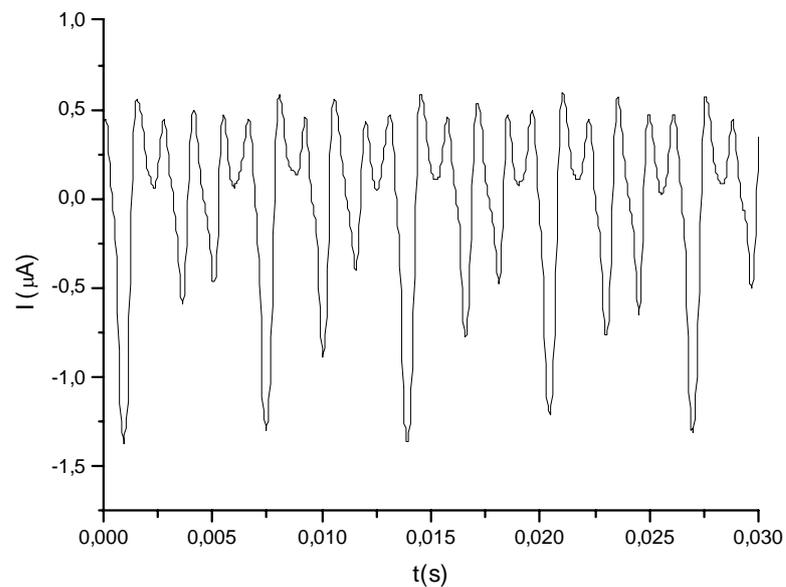


Figura 2.4: Oscilações espontâneas, medidas como uma série temporal, obtidas a 200 K sob iluminação com 50 mA no LED e tensão aplicada de 34 V.

Para o exemplo mostrado na figura 2.4, as oscilações espontâneas estão no regime caótico, o que é caracterizado pelo fato de não encontrarmos periodicidade temporal nos picos mínimos. Discutiremos o significado dessa afirmação no capítulo 3, com base na análise da

dinâmica não-linear destas oscilações. Para valores inferiores aos 34 V encontramos oscilações espontâneas de regime cíclico. Mas tudo isso será assunto do capítulo 4.

2.3 – Tratamento dos dados

2.3.1 - Ruídos

Na seção anterior descrevemos a forma de se obter LFO e as séries temporais. Embora a montagem experimental tenha sido apresentada de uma forma bem simplificada para facilitar a compreensão das técnicas experimentais, cabe ressaltar que o problema de ruídos é sério nos estudos de fenômenos de dinâmica não-linear. Ruídos devem ser considerados com muita seriedade, para se obter dados experimentais relevantes. A questão está diretamente ligada com as análises das séries temporais, pois se obtivermos uma série temporal com alto nível de ruído, muito pouco poderá ser dito sobre o caos do sistema. O ruído dificulta a análise das séries, tornando impreciso o cálculo de parâmetros, tais como o expoente de Lyapunov e a dimensão de correlação. Os algoritmos utilizados para calcular esses parâmetros têm baixa eficiência quando o nível de ruído é maior que 2 %, como uma medida inversa da relação sinal/ruído. Obviamente que qualquer medida experimental, no caso a série temporal, está sujeita a ruídos. Um dos grandes desafios experimentais é exatamente o de se ter um sistema de medidas que permitam tratar essa questão com um mínimo de consistência.

Existem diversas fontes de ruídos para as séries temporais. As mais tradicionalmente consideradas são: (a) ruído da rede elétrica, do tipo 50 ou 60 Hz, (b) ruídos da conversão A/D e (c) ruídos intrínsecos da amostra (tipo efeito Joule que é um exemplo polêmico).

Utilizamos blindagem dupla, cabos coaxiais especiais e aparelhos de medida com alta impedância de entrada para minimizar o efeito dos ruídos de rede, procurando evitar que os instrumentos funcionassem como antenas externas. Utilizamos multímetros para obter respostas rápidas quando a amostra a ser medida encontrava-se iluminada ou com temperatura próxima à ambiente e, portanto, apresentando resistência (a baixo campo elétrico) inferior à impedância de entrada. Para experimentos a baixas temperaturas, utilizamos eletrômetros em modo *Guard* (uma proteção contra os efeitos de capacitância parasita dos condutores). Os cabos coaxiais e *triaxs* utilizados, possuem isolamento de teflon e diâmetro total inferior a 2 mm. Mesmo dentro do criostato foram utilizados cabos especiais. Para minimizar os erros de conversão A/D, foi importante usar os recursos automatizados para que a placa DAQ use o máximo de seus 16 bits de precisão. Em conclusão, entendemos que vários cuidados foram tomados para eliminar e proteger as medidas de LFO da contaminação de ruídos espúrios.

Mesmo assim, tendo eficientemente eliminado ruídos do tipo rede, as medidas apresentam um nível de ruído significativo. Acreditamos que esse ruído ainda residual esteja diretamente relacionado com a amostra, via efeito Joule (ruído branco), pois a amostra é altamente resistiva e através dela flui uma corrente elétrica. É inevitável, portanto, que o calor seja dissipado na amostra. Como uma característica intrínseca da amostra, julgamos não ser possível elaborar uma forma de eliminar esse ruído no processo de medida das séries temporais.

Uma forma de contornar essa situação, que vem sendo utilizada de forma consolidada na literatura, consiste da utilização de algoritmos de redução de ruído [5-7,9]. Ou seja, admite-se a presença desses ruídos e procede-se a um tratamento dos sinais utilizando um programa específico para identificar o padrão do ruído e eliminá-lo dos dados. Tais algoritmos, quando bem empregados, ajudam na identificação do padrão do ruído,

apresentando resultados muito bons no sentido de “limpar” o sinal. Na seção seguinte discutiremos a base conceitual desses algoritmos e iremos utilizá-los no capítulo 4.

2.3.2 - Redução de ruídos

A idéia básica que fundamenta a redução de ruídos em séries temporais [5] é a suposição de que um ponto da série numa órbita do espaço de estados (ou do atrator) pode ser descrito como uma função do tipo $x_i = y_i + \eta_i$, onde y_i sendo componente do sinal puro e η_i é a componente do ruído. Admite-se, portanto, a priori, que existe o sinal puro passível de ser obtido. No passo seguinte para o tratamento de ruídos, utiliza-se um processo iterativo, em que se substitui o valor x_i por uma média calculada numa vizinhança escolhida U_i^ε que contenha todos os vizinhos de x_i no qual $\|x_j - x_i\| < \varepsilon$, onde ε define o raio da vizinhança escolhida. A vizinhança é definida no espaço de estados, ou seja, no atrator do sistema, reconstruído pelo método de *delay*. Como já dissemos, esse método de *delay* será discutido no capítulo 3. O método de trabalho em si, consiste de uma abordagem iterativa de convergência rápida na qual a coordenada x_i é substituída pelo valor médio na vizinhança escolhida U_i^ε . O valor corrigido é então tomado como:

$$x_i^{corr} = \frac{1}{U_i^\varepsilon} \sum_{U_i^\varepsilon} x_j \quad (2.3)$$

Para que a aplicação do algoritmo ocorra de modo satisfatório, devemos encontrar o tamanho da vizinhança adequada, o que não tem sido uma tarefa fácil, por se tratar de um processo de otimização. Se a vizinhança for grande (comparada com a vizinhança otimizada, mas que não é conhecida a priori), o algoritmo remove parte do sinal y_i e produz o que é conhecido como “erro geométrico”, pois distorce o atrator. Por outro lado, se a vizinhança for pequena, o ruído não é removido de modo satisfatório, o que torna o método ineficiente [8].

O principal parâmetro de entrada para a utilização do algoritmo de redução de ruído é a definição do tamanho da vizinhança que se deseja trabalhar. A determinação da vizinhança otimizada já vem sendo tratada na literatura [7,9]. A metodologia consiste em supor a existência de uma relação funcional entre a amplitude do ruído σ definida por $\sigma^2 = \langle \eta^2 \rangle$ e o tamanho da vizinhança otimizada. A amplitude do ruído se relaciona, portanto, com o tamanho da vizinhança otimizada, ou seja, grandes ruídos demandam grandes vizinhanças otimizadas e pequenos ruídos demandam pequenas vizinhanças otimizadas. Sendo assim, se conhecermos σ da série temporal experimental, podemos estimar o tamanho da vizinhança a ser utilizada como parâmetro de entrada no algoritmo de redução de ruído. No que se segue vamos apresentar resumidamente uma metodologia para calcular a amplitude do ruído [5,7,9].

O primeiro passo na metodologia, consiste em calcular a dimensão de correlação d (a ser definida no capítulo 3) da série temporal original, sendo que d é fortemente influenciada pela presença do ruído. Em decorrência dessa influência, podemos estimar a função $d_{ruído}$:

$$d_{ruído}(\varepsilon) = d(m+1, \varepsilon) - d(m, \varepsilon) \quad (2.4)$$

em que, m é a dimensão de imersão (dimensão espacial na qual o atrator será reconstruído) e ε é a distância entre órbitas vizinhas. Podemos fazer um gráfico da função $d_{ruído}$ e, deste gráfico podemos fazer um ajuste para determinar σ , utilizando uma gaussiana da forma:

$$d_{ruído}(\varepsilon) = \frac{\varepsilon \exp(-\varepsilon^2 / 4\sigma^2)}{\sigma \sqrt{\pi} \operatorname{erf}(\varepsilon / 2\sigma)} \quad (2.5)$$

em que erf é a função de erro normal. Para cada uma das $m-1$ curvas obtidas do gráfico, têm-se um valor de σ ajustado para os $m-1$ valores. O desvio padrão de σ determina o nível de ruído da série temporal. Esse desvio padrão se presta a determinar um tamanho de vizinhança que será o parâmetro de entrada para o algoritmo de redução de ruído [7,9] no processo iterativo. Alguns trabalhos [5,7] propõem uma relação funcional simples entre a amplitude de ruído σ e o tamanho da vizinhança otimizada ε , ou seja, $\varepsilon = n\sigma$, onde $n = 1,2,3$ tem-se mostrado como uma boa aproximação linear [5]. A figura 2.5 abaixo ilustra esta dependência.

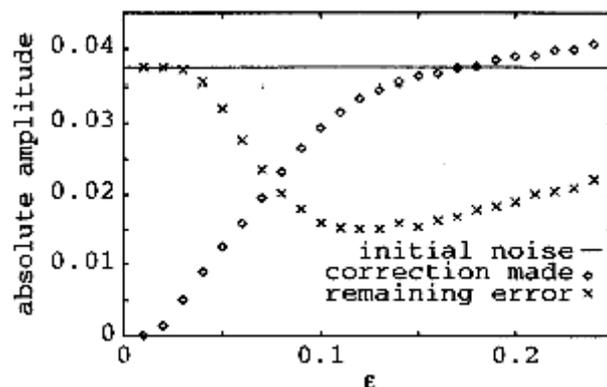


Figura 2.5: Dependência da escolha do tamanho da vizinhança com a amplitude de ruído a ser trabalhado em uma iteração no algoritmo de redução de ruído [5].

Após essa operação, ε está determinado como o tamanho da vizinhança a ser usada no algoritmo com vistas a reduzir o ruído. O algoritmo gera um atrator que pode ser analisado visualmente para verificar se ocorreu uma redução de ruídos. Não ocorrendo o efeito de “erro geométrico”, uma nova iteração pode ser realizada e assim por diante até que o atrator possa ser considerado como visualmente limpo e não distorcido. Desta forma, temos uma metodologia estatística segura, a despeito de ser um procedimento trabalhoso que demanda de muito tempo computacional principalmente para séries temporais com grande número de pontos.

Até agora consideramos somente o efeito do tamanho da vizinhança na aplicação do algoritmo de redução de ruído. Esse não é, entretanto, o único parâmetro a ser considerado. Além dele devemos considerar um segundo parâmetro também relevante que é a dimensão de imersão do sistema no espaço de estados. Esse parâmetro também será discutido com mais detalhes no capítulo 3. Ele é importante, pois informa para o algoritmo a dimensão em que o atrator será reconstruído com as devidas reduções de ruídos. Supondo-se, então, que os parâmetros necessários para aplicação do algoritmo sejam conhecidos, pode-se reduzir o ruído remanescente nas séries temporais, que julgamos procedentes do efeito Joule. Assim, as séries estarão aptas para serem submetidas às análises da dinâmica não-linear e caos.

Para se conseguir uma efetiva redução de ruídos, um pacote de programas elaborado em plataforma LabVIEW® foi utilizado. Eles são compostos de duas interfaces de trabalho; uma é responsável pelo processo de automação tradicional já discutido anteriormente e a outra é responsável pela incorporação de várias rotinas em linguagem C de dinâmica não-linear, através do recurso do *CIN (labview code interface node)* para realizar os tratamentos dos dados. Com o pacote de programas as investigações das séries temporais foram possíveis. Rapidamente, logo após feitas às medidas, era possível visualizar os resultados na tela do computador, o que, sem esse recurso demoraria horas. Como um exemplo, a figura 2.6, ilustra a eficiência do algoritmo de redução de ruído para um atrator de ciclo-4.

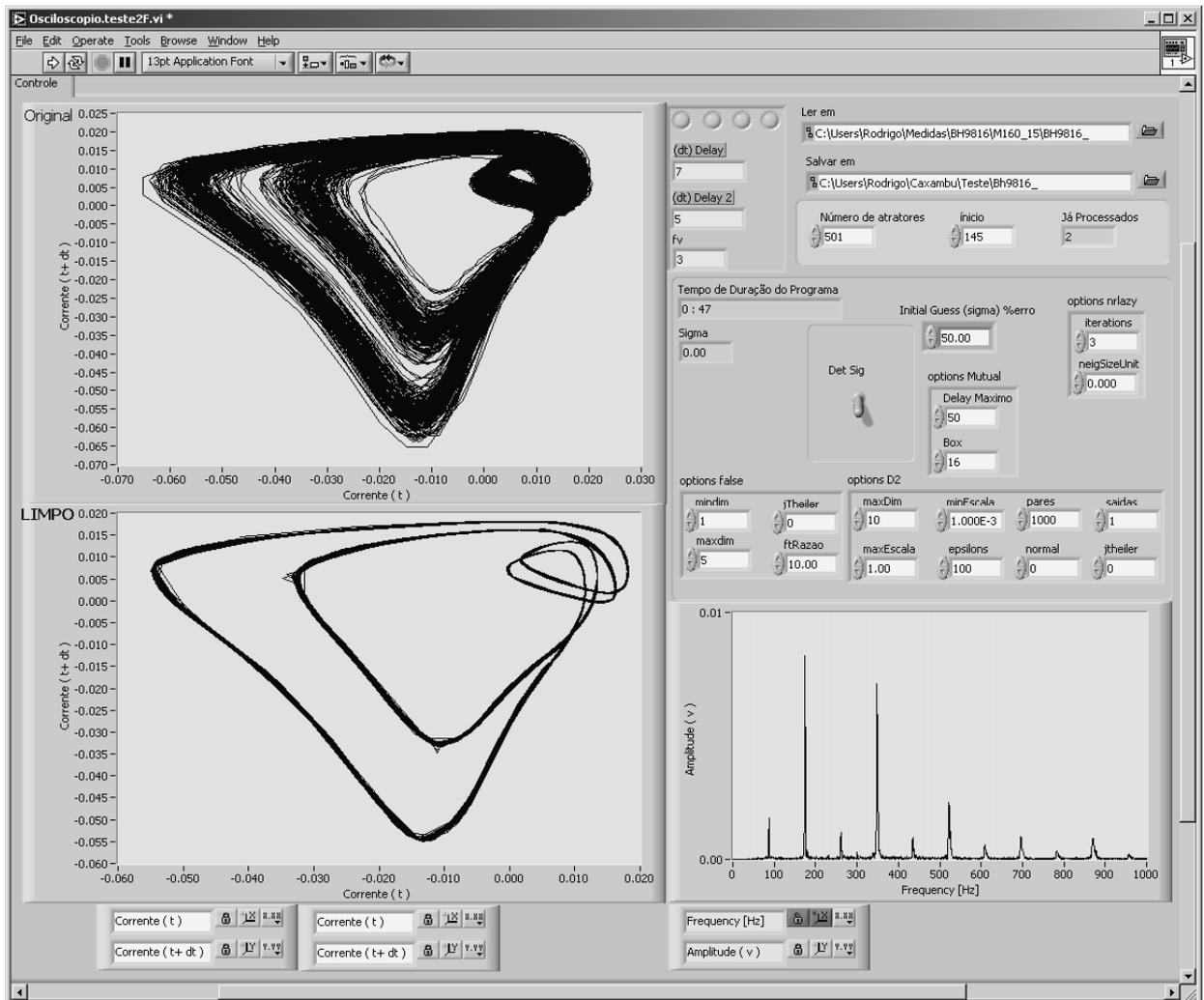


Figura 2.6: Ilustração da redução de ruído intrínseco de um atrator de ciclo-4. A medida foi realizada com a mostra *BH9816*, a 160 K e com uma corrente 15 mA alimentando o LED.

A eficiência do sistema de medida pode também ser comprovado nos resultados mostrado na figura 2.7 que se presta a ilustrar, através de um diagrama de bifurcação que mostra uma rota para o caos possivelmente por duplicação de período, como uma medida temporal dessa complexidade pode ser realizada, praticamente em tempo real.

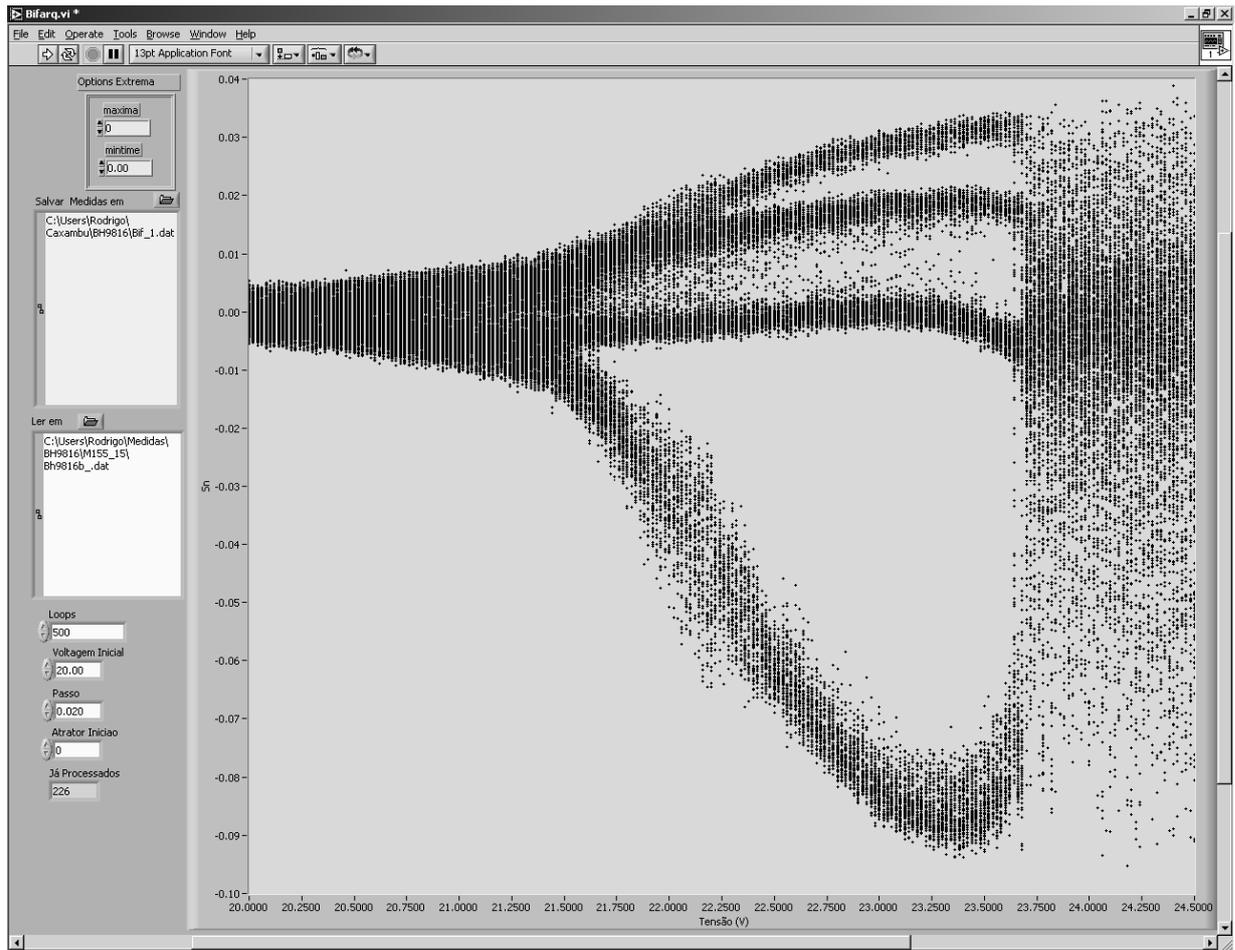


Figura 2.7: Ilustração do diagrama de bifurcação em uma rota para o caos. A medida foi realizada com a amostra *BH9816*, numa temperatura de 155 K e com uma corrente 15 mA alimentando o LED.

2.4 - Conclusões

Nesse capítulo tivemos a oportunidade de descrever os procedimentos experimentais envolvidos nas medidas elétricas de amostras GaAs SI, desde o crescimento das amostras até a redução de ruídos das LFO. O leitor agora tem a idéia da complexidade e cuidados experimentais nas quais as medidas foram realizadas, principalmente em relação ao ruído. Com isso, estamos preparados para discutir os processos de análises de séries temporais

experimentais que serão apresentados no capítulo 3 seguinte, e no capítulo 4 onde serão apresentados os resultados experimentais obtidos pelos procedimentos aqui discutidos.

Referências do capítulo 2

- [1] R.M.Rubinger, A. G. de Oliveira, G. M. Ribeiro, J. C. Bezerra, M. V. B. Moreira, and H. Chacham, *Journal of Applied physics* **88**, 6541 (2000)
- [2] K. Krambrock, M. Linde, J. M. Spaeth, D. C. Look, D. Bliss and W. Walukiewics, *Semicond. Sci. Technol.* **7**, 1037 (1992).
- [3] A. Neumann, *J. Appl. Phys.* **90**, 1 (2001).
- [4] D.C. Look, in *Semiconductors and Semimetals* vol.19, edited by R.K. Willardson e A.C. Beer, Academic Press, N.Y, (1983).
- [5] T. Schreiber, *Phys. Rev. E* **47**, 2401 (1993).
- [6] M. E. Davies, *Physica D* **79**, 174 (1994).
- [7] H. Kantz, T. Schreiber, *Nonlinear Time Series Analysis* (Cambridge University Press, Cambridge, 1997)
- [8] M. B. Kennel, R. Brown, and H. D. I. Abarbanel, *Phys. Rev. A* **45**, 3403 (1992).
- [9] R. Hegger, H. Kantz, and T. Schreiber, *CHAOS* **9**, 413 (1999)

Capítulo 3

Fundamentos de análise de séries temporais experimentais – parâmetros da dinâmica não-linear e do regime caótico

Neste capítulo, vamos realizar as análises padrões de dinâmica não-linear aplicadas às séries temporais obtidas no laboratório. Não é nossa intenção propor novos métodos ou ferramentas de análise e sim aplicar os já conhecidos [1-3]. Pretendemos, assim, caracterizar os atratores em rota para o caos, como foram observados em resultados experimentais de fenômenos de transporte elétrico nas amostras GaAs semi-isolante, utilizando a metodologia descrita no capítulo 2. Para caracterizar a dinâmica não-linear do sistema, começaremos apresentando alguns conceitos relevantes para analisar essas séries temporais experimentais. Os principais conceitos que iremos considerar nas quatro seções deste capítulo, são: a reconstrução do espaço de estados, a dimensão de correlação, os expoentes de Lyapunov e, finalmente, o mapa de Poincaré e o diagrama de bifurcação.

A evolução temporal de uma propriedade física de um sistema dinâmico, passível de realizar oscilações espontâneas, como, por exemplo, na tensão ou na corrente elétrica num circuito elétrico contendo um dispositivo não-linear, pode ser medida e registrada digitalmente na forma de uma série temporal. Assim, a série temporal é uma seqüência de medidas realizadas em função do tempo que contém informações da dinâmica do sistema.

Do ponto de vista matemático, as séries temporais seriam soluções numéricas de um conjunto de equações diferenciais acopladas, tendo o tempo como a variável independente. O exemplo mais clássico é o oscilador harmônico simples (OHS). A evolução temporal do OHS pode ser descrita em um espaço de estados (espaço descrito pelas variáveis de estado do

sistema, que no oscilador harmônico simples é a posição e o momento linear) e que pode ser expressa pela solução das equações diferenciais ordinárias contínuas na variável tempo.

No nosso experimento, por não termos um modelo matemático, *a priori* não conhecemos as equações diferenciais que regem a dinâmica do sistema. O que dispomos são séries temporais experimentais representadas na forma de sinais de tensão elétrica V medidas num resistor de precisão que faz parte do circuito. O sinal da corrente elétrica I pode ser obtido se se conhece o valor do resistor de precisão. Assim, toda informação contida no sinal de V está também em I , de modo que somente uma das duas variáveis é necessária para descrever a dinâmica do sistema. Nossa opção foi como já dito, no capítulo 2, de trabalhar com a corrente, pois, em materiais semicondutores um interesse especial é com relação aos portadores de carga que definem diretamente a corrente elétrica no circuito. No que se segue, iremos discutir cada um dos quatro conceitos já mencionados e relaciona-los às séries temporais experimentais da corrente, ou seja, $I(t)$ para que, no capítulo 4, possamos fazer a análise de nossos resultados. Assim, o presente capítulo deve ser visto somente como um texto de conceituação.

3.1 – A representação do espaço de estados

3.1.1 – O atrator de um sistema dinâmico

Entendemos como um atrator, o conjunto de pontos no espaço de estados, visitados pela solução de uma equação de evolução. No jargão da área, diz-se simplesmente que “atratores são órbitas imersas num espaço de estados”. O conjunto de pontos define uma

órbita ou trajetória que, naquilo que nos interessa para este trabalho, tem um comportamento assintótico para um regime estacionário ou para o regime caótico.

Para obter um atrator experimentalmente, registramos um determinado número de pontos descritos pela série temporal experimental. O desafio consiste em obter um conjunto de pontos suficientemente grande, mas viável do ponto de vista de tempo de experimentação, que contenha a dinâmica intrínseca do sistema físico sob estudo. Um espaço de estados, numa dimensão adequada para preservar as características do sistema físico em estudo, poderá, então, ser reconstruído a partir dessa série temporal. Em consequência, teremos encontrado o espaço de estados em que o atrator estará descrito (ou imerso) e, conseqüentemente, poderemos analisar a dinâmica do sistema.

A seguir, serão apresentados três atratores clássicos e suas características básicas com o objetivo de ilustrar a metodologia de estudos de dinâmica não-linear. São os atratores de ponto fixo, círculo limite e caótico.

a. Atrator de ponto fixo

Para ilustrar o atrator de ponto fixo iremos utilizar o pêndulo físico em presença de forças de amortecimento. Em seu regime estacionário ele não executa oscilações. Uma perturbação provoca um movimento oscilatório amortecido e, com o tempo, o pêndulo volta, assintoticamente, para o repouso. Vemos, assim, que este ponto de repouso tem características de um ponto fixo do sistema, devido à convergência assintótica da órbita no espaço de estados. Nesse caso, o ponto fixo é denominado de ponto de atração como mostrado na figura 3.1a. Passemos a uma outra situação desse pêndulo físico, ou seja, aquela em que ele é colocado na posição de equilíbrio instável na parte superior do eixo de rotação. Ele permanecerá indefinidamente nessa situação, caracterizando, portanto, um outro ponto fixo,

até que uma perturbação, tão pequena quanto se queira, o tire dessa posição de equilíbrio instável. Devido à dissipação presente no sistema, ele irá assintoticamente para o ponto fixo estável, descrito anteriormente. Nesse caso, por haver um sistemático distanciamento (no caso, assintótico) do ponto fixo original ele é denominado como ponto fixo repulsivo.

b. Atrator de órbita periódica contínua

Uma situação ligeiramente mais complexa que o caso anterior é o do atrator de linha, que na prática, representa uma mudança na dimensão topológica (de zero para um) do atrator. O exemplo clássico é o de um objeto que é lançado da Terra com uma velocidade para colocá-lo em órbita. Do ponto de referência de um observador externo a Terra, o objeto descreveria uma rota espiral contínua até atingir o movimento orbital. Esta órbita seria uma elipse. Essa órbita é chamada de ciclo limite do atrator. Nesse caso, o atrator é “de dentro para fora”, ou seja, de um ponto central para uma órbita. Por outro lado, se o objeto mudasse de órbita pela mudança de energia, para uma órbita de menor raio, o atrator seria “de fora para dentro”, como ilustrado na figura 3.1b.



Figura 3.1: Atratores no plano: (a) ponto fixo e (b) ciclo limite (pontilhado).

c. Atrator estranho

O último exemplo que desejamos discutir é aquele em que a órbita tem uma alta sensibilidade para com a condição inicial. Isso significa que começando com dois pontos

ligeiramente separados no espaço de estados, as órbitas se distanciam exponencialmente com o passar do tempo. Nesse caso, a órbita do atrator não se fecha e ele fica descrevendo uma trajetória aperiódica numa região finita do espaço de estados. Esses atratores são conhecidos na literatura como “atratores estranhos”. Esses atratores não apresentam, assim, uma dimensão topológica inteira. Na realidade, embora sejamos levados a pensar que ele teria uma dimensão infinita, foi mostrado que ele tem uma dimensão topológica fracionária. O nome estranho decorre, exatamente, dessas características um tanto quanto exóticas, advindas do fato das órbitas estarem se distanciando exponencialmente numa região finita do espaço de estados. Sistemas dinâmicos determinísticos, com evolução temporal assintótica para um atrator estranho, são definidos como apresentando uma dinâmica caótica.

Numa descrição de condicionantes matemáticos, a existência de comportamento caótico em sistemas contínuos dissipativos pode ocorrer somente em sistemas não-lineares com três ou mais variáveis. Em física, diríamos que o comportamento caótico ocorre em sistemas de três ou mais dimensões. O exemplo matemático mais clássico é o sistema de Lorenz que é ilustrado na figura 3.2 e foi estudado na década de 1960 como um trabalho pioneiro em sistemas caóticos aplicado na previsão de tempo (aqui no sentido de clima). O regime caótico decorre da existência de alta dependência das órbitas com relação às condições iniciais. Isso pode ser mostrado numa descrição matemática em que a evolução do parâmetro x é considerada através de mapas de iteração, ou seja, o tempo é mapeado pela iteração. O processo de iteração na forma de $x_{i+1} = F(x_i)$, gera mapas que dependem sensivelmente das condições iniciais, onde F é a função iterativa que irá gerar a órbita e o atrator. Essa propriedade de sensibilidade é caracterizada por um número ξ positivo. Para uma condição inicial arbitrária x_0 , e para um número positivo η , denominada vizinhança (pois irá definir a distância entre dois pontos de duas órbitas arbitrárias depois de k iterações), existe pelo menos um valor de condição inicial, digamos x'_0 , que obedece à relação $|x'_0 - x_0| < \eta$ de tal forma

que $|F^{(k)}(x'_0) - F^{(k)}(x_0)| \geq \xi$. Em outras palavras podemos dizer que, para os atratores estranhos, independentemente dos valores de x_0 e η , pode-se sempre encontrar um ponto x'_0 , cujas órbitas, $F^{(k)}(x)$, se separam de pelo menos ξ .

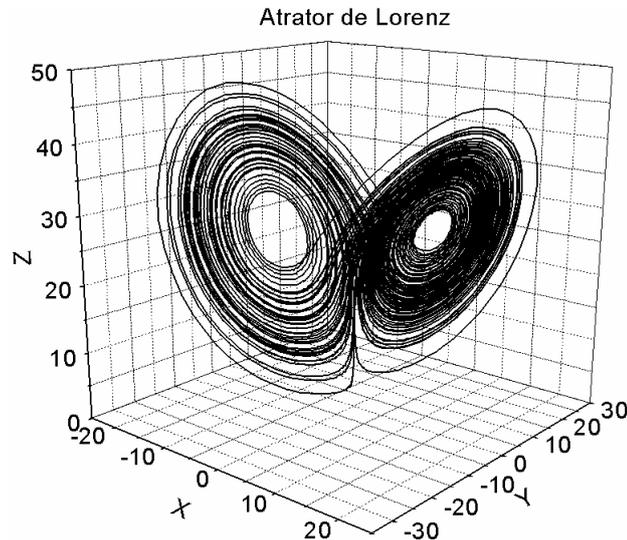


Figura 3.2: O atrator de Lorenz em 3D ilustra como um conjunto de órbitas gera o atrator estranho que ocupa uma região finita do espaço de fase e seguindo uma trajetória que nunca fecha ou se cruza.

A suposição de alta sensibilidade às condições iniciais não exige que a órbita gerada a partir da condição inicial x'_0 afaste-se da órbita de x_0 , em todas as iterações. A condição necessária é que pelo menos a partir do k -ésimo ponto da órbita de x_0 , esteja se afastando por uma distância ξ do k -ésimo ponto da órbita de x'_0 . Ou seja, admite-se a existência de um transiente. Entretanto, já foi mostrado que é possível lidar com sistema de tempo contínuo e preservar as características de alta sensibilidade às condições iniciais. Nos dois casos, a forma tradicional de caracterizar a alta sensibilidade às condições iniciais é definindo, desenvolvendo formalismos e calculando parâmetros que permitam identificar a propriedade nas órbitas e nos atratores. Esse trabalho já foi feito e os parâmetros para essa identificação receberam o nome de expoentes de Lyapunov. Esses expoentes surgem nas exponenciais que caracterizam as órbitas e sua metodologia será discutida mais adiante.

3.1.2 - Teorema de reconstrução de Takens

Nessa seção iremos discutir como podemos gerar o espaço de estados a partir de uma série temporal e o termo técnico utilizado tem sido de “reconstrução do espaço de estados”. Essa reconstrução é necessária para que possamos representar o atrator do sistema nesse espaço. Nossa opção é ilustrar o processo de reconstrução utilizando uma técnica clássica conhecida como “método de *delay*” [4,5]. Essa técnica é justificada e tem seus fundamentos no teorema de imersão de Takens [6]. Esse teorema assegura, dentre outras coisas, que pelas duas novas variáveis necessárias para se traçar o atrator de um sistema podem ser obtidas fazendo-se a primeira e a segunda derivada da série temporal. Essas três variáveis, a série e suas duas derivadas, se prestarão a construir um sistema de eixos coordenados. O teorema assegura ainda que o atrator ao ser gerado, a partir da série temporal, deverá estar imerso numa dimensão D finita, que como será mostrado adiante, deverá ser maior ou igual a duas vezes a dimensão fractal (a ser definida).

A utilização do método de *delay* é importante no nosso caso e foi considerada uma boa alternativa para realização do nosso trabalho, por não termos acesso às equações do sistema devido à sua complexidade. Na realidade, estamos construindo modelos com base em processos de geração e recombinação dos portadores de cargas que julgamos estarem envolvidos no processo de transporte. Isso, entretanto, não é nosso tema de trabalho, pois consiste exatamente do trabalho de doutorado de um colega [17]. Nossa intenção, neste trabalho, foi de trabalhar somente a partir das séries temporais experimentais. No futuro, esperamos conseguir unificar os dois trabalhos.

Como dissemos, com base no teorema de Takens e utilizando o método de *delay*, podemos reconstruir o espaço vetorial da série temporal em qualquer dimensão.

Particularmente, podemos reconstruir num espaço bidimensional em que, num eixo, representamos a série original e, no outro, representamos a série com deslocamento temporal (o vetor *delay*). Nesse exemplo bidimensional, em que o atrator será reconstruído, as duas variáveis ou séries temporais consideradas representam o “espaço imersor” 2D.

Genericamente, para um espaço imersor mD , a função nos eixos coordenados será representada por:

$$\{S_n\} = (s_n(t-(m-1)\tau), s_n(t-(m-2)\tau), \dots, s_n(t)) \quad (3.1)$$

O número m define a dimensão de imersão e τ é o tempo de *delay* ou atraso temporal que, agora, tem seu nome justificado. O tamanho da série é definido pelo seu número de pontos N e é caracterizado na expressão 3.1 por n , que varia de 1 até N .

O principal objetivo da reconstrução do espaço de estados é criar as condições para construir uma representação do atrator a partir da série temporal $X(t)$. A reconstrução em duas dimensões é feita construindo um eixo para $X(t)$ e outro para sua derivada $\dot{X}(t)$. Uma primeira aproximação é utilizar $\dot{X}(t) = X(t-\Delta t)$, onde Δt é o *delay*, já definido. Para fazer essa reconstrução é necessário conhecer a série temporal $X(t)$ e registrar seus valores, no primeiro eixo, em intervalos de tempo igualmente espaçados, isto é, com um incremento constante δt . Merece ser destacado que esse incremento constante δt se relaciona com o *delay* Δt através de uma relação do tipo $\Delta t = n \delta t$, onde n é um número inteiro positivo e, para os nossos cálculos foi encontrado estar entre 5 e 10. Nessa metodologia, em que estamos trabalhando com iterações e, portanto, tomando séries temporais discretas, a derivada não pode ser tomada no limite em que δt tende a zero o que justifica a nossa opção de aproximar $\dot{X}(t)$. Deve-se ainda

considerar que as derivadas numéricas de séries temporais discretas incorporam erros decorrentes das discontinuidades da série. O método *delay* elimina esses problemas e é equivalente ao processo de derivar, a menos de constantes multiplicativas. Por exemplo, em um oscilador harmônico simples tem-se $X(t) = A \sin(\omega t)$. Tem-se, então, $\dot{X}(t) = A\omega \cos(\omega t) = A\omega \sin(\omega t + \pi/2)$. Portanto se utilizarmos um *delay* de $\Delta t = \pi/2\omega$, os dois métodos ficam quase iguais, ou seja, tanto faz o atrator ser gerado no espaço de estados das variáveis $X(t)$ e $\dot{X}(t)$, quanto reconstruído no espaço de estados das variáveis $X(t)$ e $X(t-\Delta t)$. A diferença reside no fato de desprezarmos a constante multiplicativa ω no método do *delay*.

Na figura 3.3b, ilustramos a reconstrução do atrator de Rossler pelo método de *delay*, ou seja, utilizando as variáveis $X(t)$ e $X(t-\Delta t)$ [5]. Na figura 3.3a, mostramos esse mesmo atrator obtido a partir de duas séries temporais independentes $x(t)$ e $y(t)$. Embora as formas dos dois atratores apresentem diferenças, foi mostrado pelos autores [5], que eles mantêm a mesma dependência para com as variáveis dinâmicas, ou seja, a dinâmica do sistema é preservada nos dois casos. A conclusão importante é que o método do atraso temporal permite a reconstrução de atratores de forma que parâmetros como o expoente de Lyapunov e a dimensão fractal (a ser definida) não são afetados pela ausência da constante.

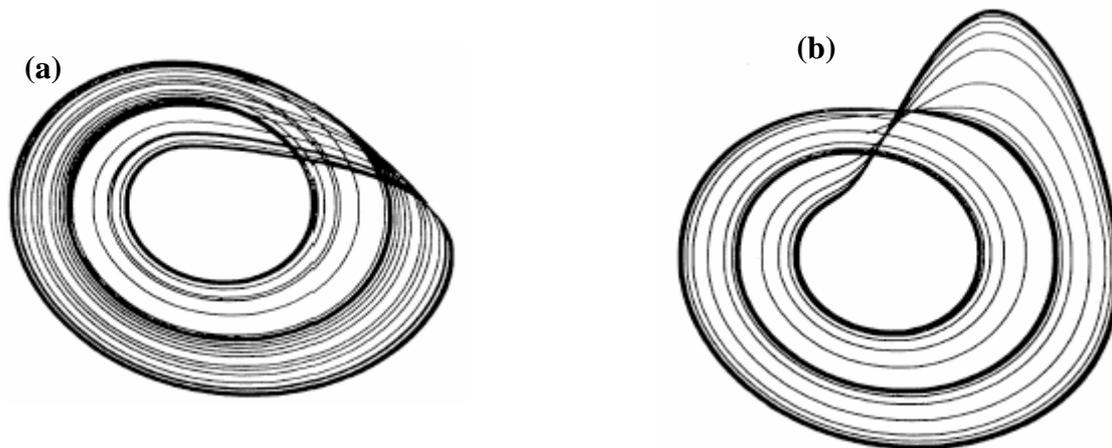


Figura 3.3: (a) Projeção bidimensional do atrator de Rossler nas coordenadas $x(t)$ e $y(t)$. (b) Reconstrução do mesmo atrator no espaço de estados das coordenadas $X(t)$ e $X(t-\Delta t)$ [5].

Um ponto muito importante, demonstrado por Takens [6], é que, quando o atraso temporal Δt tem valores pequenos, $X(t)$ e $X(t-\Delta t)$ têm, praticamente, o mesmo valor. A consequência disso é que o atrator fica comprimido ao longo da diagonal, gerando uma enorme distorção dos resultados. No outro extremo, se o atraso temporal for muito grande, $X(t-\Delta t)$ reconstruído perderá a correlação com a série $X(t)$ e, com isso, a informação da dinâmica do sistema será perdida. Precisamos, portanto, de termos métodos para avaliar e usar o atraso temporal a ser utilizado e que se comprovem adequados. Para séries temporais experimentais, a taxa de amostragem com que os dados são obtidos é um parâmetro fundamental para a escolha dos atrasos temporais. Nesse caso, a escolha será dependente do tipo de experimento que está sendo realizado e demanda um procedimento computacional para encontrar o valor adequado de modo a monitorar a evolução temporal do sistema.

Um método, que se mostrou eficiente, para encontrar um valor de atraso temporal foi proposto por Fraser [4]. Para isso, ele utilizou o conceito de informação mútua, ou seja, uma correlação de informação entre duas séries $S(n)$ e $S(n+\Delta n)$, onde a segunda é gerada a partir

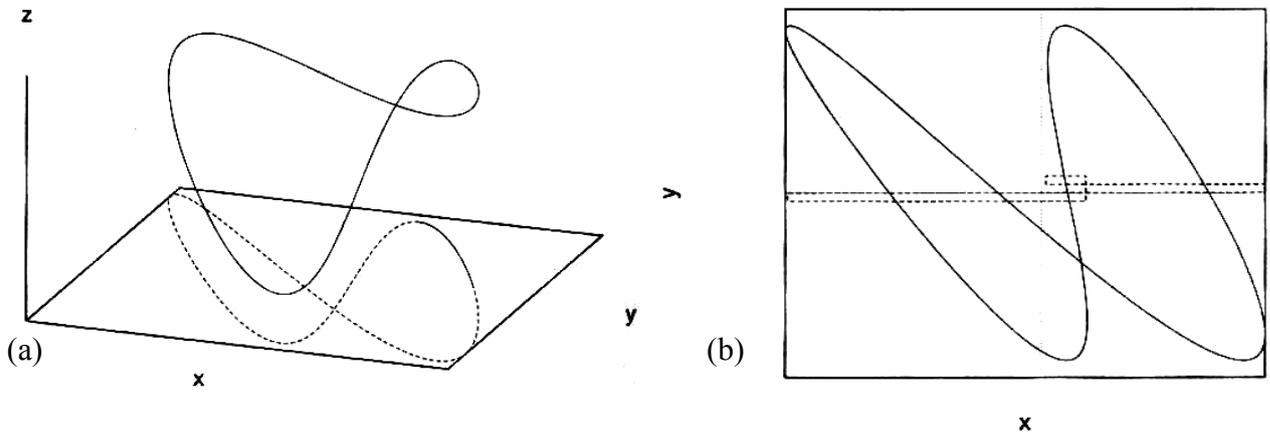
da primeira, pela utilização do atraso Δn . Este método é estatístico e consiste em tomar o valor inicial de Δn como zero e, progressivamente fazer $\Delta n = 1, 2, 3 \dots$, até encontrar o primeiro valor de Δn que minimize a informação mútua contida entre os pontos das séries $S(n)$ e $S(n+\Delta n)$. Deste modo, a série $S(n+\Delta n)$ gerada por esse método de *delay*, contém o menor nível de informação redundante com a série original $S(n)$, mas preservando ainda a correlação entre os pontos das duas séries. Deste modo, o valor de Δn do primeiro mínimo da informação mútua, será o valor do *delay* procurado. Como dissemos, no nosso caso, o valor de Δn está entre 5 e 10 e o valor pode ser encontrado com uma precisão de ± 1 . Embora esse método seja bastante confiável, ele se torna cada vez mais inadequado com a redução no número de pontos das séries.

Nossas séries temporais experimentais foram obtidas com cerca de 10^5 pontos. Julgamos que um valor superior seria perda de tempo computacional e um valor inferior à metade poderia estar se aproximando do valor crítico de inadequação. O método de Fraser será utilizado para calcular o *delay* e aplicar a metodologia que irá nos permitir reconstruir o atrator e calcular o parâmetro dinâmico do sistema. Ele é, portanto, fundamental para a realização de nosso trabalho. A rotina deste método se encontra em um pacote disponível na web[22].

3.1.3 – Falsos Vizinhos

Na seção anterior discutimos a forma de calcular o *delay* e gerar séries temporais independentes em que fosse possível reconstruir o atrator no espaço de estados. Dessa forma, para reconstruir o atrator, devemos trabalhar numa dimensão m do espaço de estados adequada para imergir completamente o atrator. Nosso objetivo é, encontrar um método para

determinar a dimensão de imersão mínima m_0 . Uma alternativa para isso foi proposta por Kennel et al [3] e foi denominado de “método de falsos vizinhos”. A idéia é bastante intuitiva. Admite-se, *a priori*, que a dimensão de imersão mínima para uma determinada série temporal $\{S_n\}$ é m_0' . Isto significa que, em um espaço de dimensão m_0' é possível reconstruir o atrator



através do método de *delay* sem que ocorra cruzamento na órbita.

Figura 3.4: (a) O atrator escolhido não possui cruzamento na órbita se representado em 3D. Sua projeção em 2D apresenta um cruzamento. (b) Ocorrendo um cruzamento na órbita para uma projeção em 2D, deve-se prospectar uma dimensão de imersão 3D. [1]

A ausência do cruzamento na órbita é testada verificando o número de pontos vizinhos da série. Um determinado ponto da série, definindo a órbita, tem vizinhos que constroem o atrator. Se a dimensão m_0' for menor que o valor de imersão mínimo m_0 , haverá cruzamento na órbita e surgirão os falsos vizinhos, como pode ser visto na figura 3.4. Na ausência de falsos vizinhos, as propriedades topológicas do atrator, são preservadas pois ele está imerso num espaço de dimensão adequado. Em conclusão, a dimensão de imersão mínima m_0 é obtida quando, para m_0' crescentes, o número de falsos vizinhos é zero pela primeira vez. Nessa situação, o atrator estará “desdobrado”. Nosso problema se reduz, então, a encontrar uma metodologia para identificar os falsos vizinhos.

Para identificar os falsos vizinhos, Kennel et al [3] propuseram um método que utiliza dois testes que precisam ser satisfeitos. A distância entre um ponto ξ_n da série e seu vizinho

mais próximo ξ_n^1 , num atrator reconstruído com dimensão m_0' , é representado por $R_{m_0'}(n)$. O ponto ξ_n^1 é um falso vizinho, se $R_{m_0'}^2(n)$ aumentar muito quando se passa da dimensão m_0' para a dimensão $m_0'+1$. Ou seja, ξ_n^1 é então um falso vizinho se,

$$\left[\frac{R_{m_0'+1}^2(n) - R_{m_0'}^2(n)}{R_{m_0'}^2(n)} \right]^{1/2} > L_C \quad (3.2)$$

Em que L_C é a distância entre dois vizinhos reais, que pode ser encontrada na série em pontos onde cruzamentos na órbita não estão presentes. Esse critério, no entanto, estabelece uma condição necessária, mas não suficiente para se identificar os falsos vizinhos. De fato, devido ao número finito de pontos que contém a série temporal experimental, pode-se ter situações em que o vizinho mais próximo está a uma distância próxima ao próprio tamanho do atrator. Nessa situação limite, $R_{m_0'}(n) \sim L_A$, onde L_A é o tamanho do atrator. Nesse caso, tomaremos $R_{m_0'+1}(n) \sim 2L_A$ para um falso vizinho. Isso pode ser generalizado. Mais do que trabalhar com o número 2 para definir os falsos vizinhos, podemos definir um valor de A_C como uma referência para testar os falsos vizinhos em séries de poucos pontos e dado pela relação:

$$\frac{R_{m_0'+1}(n)}{L_A} > A_C \quad (3.3)$$

Admite-se que um ponto não é um falso vizinho se ele falha nos dois testes representados pelas expressões (3.2) e (3.3).

Utilizando o algoritmo proposto por Kennel et al [3,22] numa série temporal de nossos resultados, obtivemos o gráfico mostrado na figura 3.5. Nesse caso, a fração de falsos

vizinhos é desprezível para dimensão de imersão mínima igual a 4 e essa deverá ser a dimensão utilizada para reconstruir o atrator no espaço de estados. Em suma, temos também um método para encontrar a dimensão de imersão mínima para reconstruirmos o atrator.

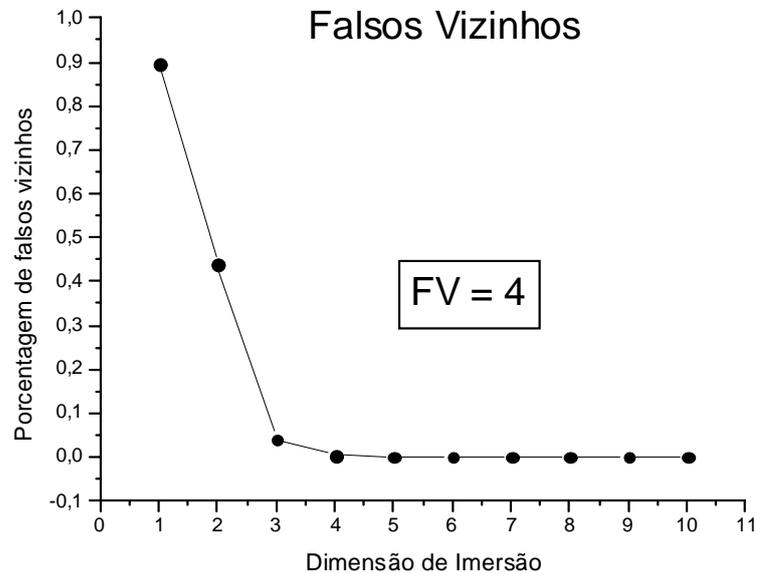


Figura 3.5: Cálculo de falsos vizinhos para uma LFO, medida a 200K com $I_{LED}= 40\text{mA}$ e tensão de 35,5V. Falsos vizinhos são desprezíveis para a dimensão de imersão 4. [7]

3.2 – Dimensão de correlação

O estudo da topologia de um atrator requer um cálculo de sua dimensão euclidiana. Em algumas situações essa dimensão tem valores fracionários e, nesse caso, denominamo-la de dimensão de Hausdorff, também denominada, em muitos textos, como *dimensão fractal*. Assim, dimensão euclidiana de um ponto é zero; de uma linha é um; de uma superfície é dois; e assim por diante. Contudo, é possível se construir estruturas geométricas complexas e com dimensões euclidianas fracionárias. Essas estruturas serão relevantes no nosso trabalho, pois os atratores estranhos, já introduzidos, vão estar intimamente relacionados com essas dimensões fracionárias. Os objetos geométricos com dimensões fracionárias são

genericamente denominados fractais. Uma das importantes propriedades dessas estruturas é que elas apresentam a propriedade da auto-similaridade, ou seja, tem uma geometria que apresenta uma invariância de escala. Posto isso, uma questão relevante tem a ver com a definição matemática da dimensão Hausdorff de uma dessas estruturas. Uma forma de abordar essa questão foi pela introdução do conceito de dimensão de contagem de caixas D_0 . Para isso, consideraremos um conjunto de pontos A num espaço de fase de dimensão n . Esse conjunto de pontos pode ser coberto por hiper-cubos iguais de lado ε . Em 1958, Kolmogorov [18] definiu a *dimensão de contagem de caixas* (“box-counting dimension”) D_0 como:

$$D_0 = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{\log N(\varepsilon)}{\log(1/\varepsilon)} \quad (3.4)$$

$N(\varepsilon)$ é o número mínimo de hiper-cubos idênticos de lado ε necessário para cobrir todo o conjunto de pontos A . D_0 é um caso especial da dimensão de Hausdorff D_H , proposta por ele em 1918. Para calcular D_H é necessário encontrar o conjunto de hiper-cubos de lados ε_i , com $\varepsilon_i \leq \varepsilon$, que cubra o hiper-volume ocupado pelo atrator, de modo que o número de hiper-cubos utilizados seja mínimo. Para razões computacionais, a determinação de D_H não é feita para um atrator estranho, pois, de todas as maneiras possíveis para se cobrir tal atrator, deve-se encontrar uma solução otimizada. Pelas definições, temos que $D_H \leq D_0$. Em muitas situações essas duas dimensões são identificadas pela expressão *dimensão fractal*.

Em associação com a definição de caixas introduzidas nos parágrafos anteriores, existe a possibilidade de caracterizar o grau de homogeneidade de um atrator. Em algumas situações, estaremos interessados em calcular dimensões que levam em conta as não-homogeneidades dos atratores que são, por exemplo, grandes nos atratores estranhos, já que diferentes regiões do espaço de estados são visitados com frequência diferente. Tais

dimensões se baseiam na frequência relativa f_j com que cada caixa j é visitada. A frequência f_j é definida como:

$$f_j = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{N_j}{N} \quad (3.5)$$

Em que, N é o número total de pontos do atrator e N_j o número de pontos do atrator na caixa j . Uma dimensão, no caso, pode ser calculada a partir de f_j e fazendo o volume da caixa tender à zero.

Voltando à questão da dimensão de Hausdorff, reafirmamos a dificuldade de obtê-la em séries temporais experimentais, que são finitas. O que tem se mostrado prático para essas séries é o cálculo da dimensão de correlação a ser definida no próximo parágrafo. A dimensão de correlação é ligeiramente menor que a dimensão de Hausdorff. Então, podemos em uma aproximação para o tipo de trabalho como o que realizamos em séries temporais experimentais, considerar que as três dimensões, de Hausdorff, fractal e correlação, são, para efeitos práticos, indistinguíveis. No nosso trabalho, iremos calcular a dimensão de correlação, pois, como já foi mostrado [1,3,8], devemos caracterizar a dimensão de um atrator de uma série temporal experimental por sua dimensão de correlação que é obtida através de um cálculo baseado num algoritmo simples.

A dimensão de correlação foi definida pela expressão que se segue e seu valor é obtido com o uso do algoritmo desenvolvido por P.Grassberger e I. Procaccia [8,22].

$$D_2 = \lim_{\varepsilon \rightarrow \infty} \frac{\log \sum_{i=1}^{N(\varepsilon)} p_i^2}{\log(\varepsilon)} \quad (3.6)$$

onde $N(\varepsilon)$ é o número de caixas de lado ε e p_i é a probabilidade de um ponto estar na caixa i .

Assim, o somatório $\sum_{i=1}^{N(\varepsilon)} p_i^2$ é a probabilidade de encontrar-se dois pontos do atrator dentro da caixa i . A proposta dos autores para calcular D_2 foi a de considerar este somatório calculado

numa caixa de lado menor que ε . Na prática, os autores estão reduzindo o tamanho da caixa e aumentando o número delas para passar ao limite quando $N(\varepsilon)$ tende ao infinito, ou seja:

$$\sum_{i=1}^{N(\varepsilon)} p_i^2 \cong \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N^2} \quad (3.7)$$

onde o limite é tomado para os N pares $= N^2$, i, j , que definem uma caixa tal que $|\vec{x}_i - \vec{x}_j| < \varepsilon$.

Assim, os autores definem a integral de correlação como:

$$C(m, \varepsilon) = \frac{1}{N^2} \sum_{j=m}^N \sum_{k < j-w} \Theta(\varepsilon - |s_j - s_k|) \quad (3.8)$$

Nessa equação, s_i são vetores m -dimensionais construídos através do método do atraso temporal de Takens já descrito [6], $N^2 = (N - m + 1) \frac{(N - m - w + 1)}{2}$ é o número de pares de pontos envolvidos no somatório, w é a janela de Theiler e Θ é a função de passo de Heaviside que vale 1 ou 0 dependendo se $\varepsilon - |s_j - s_k|$ é positivo ou negativo, respectivamente [9]. A janela de Theiler é um espaçamento temporal que reconstitui a série temporal. Ele é importante quando não se utiliza o método de *delay* e, assim, no nosso caso, não utilizamos esse parâmetro e, portanto, ele é feito igual à zero. Os autores tomaram, para caixas pequenas,

que $\sum_{i=1}^{N(\varepsilon)} p_i^2$ é a integral de correlação e assim, a dimensão de correlação pode ser expressa

como:

$$D_2 = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{\log C(m, \varepsilon)}{\log(\varepsilon)} \quad (3.9)$$

ou através de uma relação de proporcionalidade da forma:

$$C(m, \varepsilon) \propto \varepsilon^{D_2} \quad (3.10)$$

Considerando que não se conhece, *a priori*, os valores de m e ε , que definem a dimensionalidade da caixa, é necessário que se procure a convergência dos valores de D_2 calculados para um certo valor de m , mantendo ε fixo no seu menor valor que assegure que dois pontos estejam dentro da caixa. Em conclusão, para efeitos práticos no nosso trabalho, o que faremos é calcular a dimensão de correlação utilizando a expressão 3.9.

Uma das propriedades da dimensão de correlação é que ela é sempre menor que a dimensão de Hausdorff D_H , ou seja, $D_2 \leq D_H$ [8, 10]. Assim, D_2 representa o limite inferior de D_H , porém representa um valor aproximado para a dimensão fractal do atrator.

Uma antecipação dos resultados, que serão discutidos no capítulo 4, servem para ilustrar um cálculo da dimensão de correlação a partir das séries temporais experimentais, é que as medidas de oscilações espontâneas de corrente que obtivemos em nossas amostras, apresentam séries temporais que têm atratores, reconstruído no espaço de estados e mostrado na figura 3.6a como um exemplo, com dimensões de correlação maior que dois. A incerteza na dimensão de correlação é feita pela análise de gráficos, como exemplificado na figura 3.6b em que a incerteza foi encontrada como sendo 0,1. A determinação dessa incerteza é feita utilizando o método do desvio padrão, calculado para crescentes valores da dimensão de imersão superiores à dimensão de imersão definida pelo método dos falsos vizinhos.

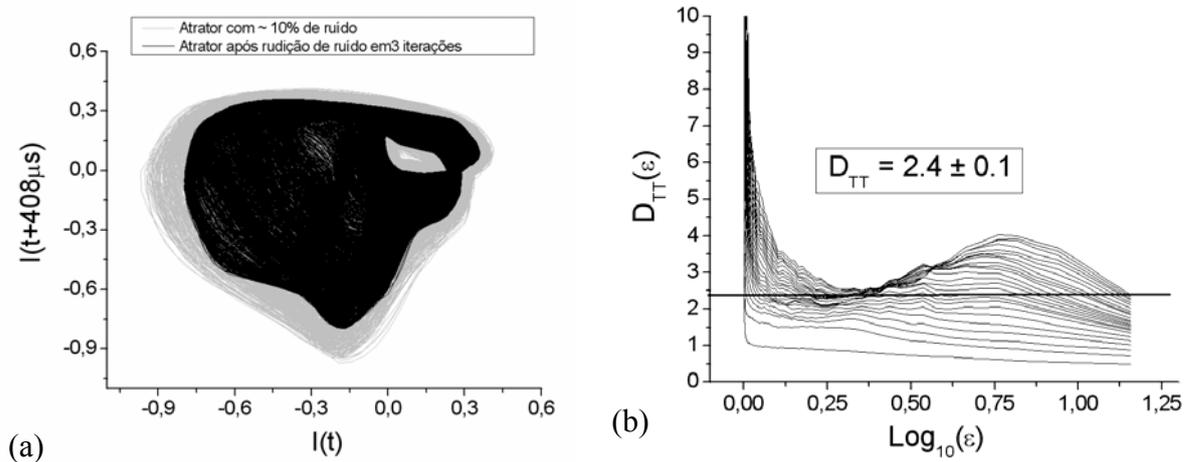


Figura 3.6: (a) atrator caótico reconstruído antes (cinza) e após (preto) a redução de ruído. (b) O valor da dimensão de correlação, após a redução de ruído, foi de $D_{TT} = 2,4$, com a incerteza de 0,1.

3.3 – Expoentes de Lyapunov

O regime caótico surge quando se tem um crescimento exponencial de perturbações infinitesimais e, conseqüentemente, duas órbitas divergem também exponencialmente com o tempo. Embora divergindo exponencialmente, a reconstrução do atrator utilizando o método de *delay*, nos mostra que ele permanece numa parte finita do espaço de estados. Uma avaliação de mérito para a instabilidade do sistema, que leva ao comportamento exponencial no regime caótico é, usualmente, feita através do espectro de parâmetros, conhecidos como expoentes (ou coeficientes) de Lyapunov [11,12]. Assim, os coeficientes de Lyapunov fornecem uma medida da sensibilidade do sistema para com as condições iniciais. A forma de se ver isso é considerar a evolução temporal de um sistema dinâmico a partir de duas condições iniciais muito próximas, x_0 e $x_0 + \varepsilon$. A divergência exponencial, após um intervalo de tempo t , leva a uma expressão da forma:

$$\varepsilon(t) \sim \varepsilon e^{\lambda t} \tag{3.11}$$

A dependência exponencial é, portanto, caracterizada pelo expoente λ , que é o expoente de Lyapunov procurado e que fornece informações sobre a divergência das trajetórias. Na prática, para a maioria dos sistemas, raramente os expoentes de Lyapunov podem ser calculados analiticamente. A alternativa é, portanto, a de se calcular os expoentes numericamente.

Para preservar o comportamento exponencial divergente, o atrator reconstruído no espaço de estados deve apresentar um ou mais expoentes de Lyapunov positivos para assegurar a presença de instabilidades orbitais nas direções associadas. Em decorrência, se um sistema admite uma solução caótica, associada à presença de um atrator estanho, a dependência das condições iniciais implica na existência de pelo menos um expoente de Lyapunov positivo $\lambda_i > 0$.

Admitindo-se a existência de uma solução periódica para o sistema, pode-se esperar que, iniciado a dinâmica, os deslocamentos na órbita diminuam com o tempo, pela presença de transientes, até que, finalmente, o regime periódico seja atingido. Nessa condição não caótica, portanto periódica, tem-se $\lambda_i < 0$ nas direções perpendiculares ao movimento da órbita e $\lambda_i = 0$ ao longo da órbita.

Os cálculos de expoentes de Lyapunov realizados em mapas, que são atratores descritos no espaço discreto, são bastante simples. Por exemplo, computacionalmente, são bem mais simples do que quando calculados em atratores em um espaço contínuo. Num espaço de dimensão unitária, o cálculo do expoente de Lyapunov é obtido pela aplicação da seguinte expressão, que contém os mapas de iteração F :

$$\lambda(x_0) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} \ln |F'(x_i)| \quad (3.12)$$

onde x_0 define a condição inicial, $x_i = F^i(x_0)$ é obtido da i -ésima iteração do mapa F e $F'(x_i)$ é dado pela derivada $(dF/dx)_{x_i}$. No limite que $N \rightarrow \infty$, o expoente de Lyapunov não deve depender da condição inicial e, assim, quando se itera um mapa infinitas vezes, acaba-se visitando todo o atrator, não importando qual o ponto de partida.

Para mapas multidimensionais, o cálculo de expoentes de Lyapunov é mais complicado do ponto de vista numérico. Em mapas p -dimensionais tem-se p expoentes de Lyapunov que correspondem às p direções linearmente independentes do espaço de fase no qual o elemento de volume inicial pode se expandir ou contrair. Nesse caso temos:

$$\lambda_j = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \ln |\Lambda_j^N|, \text{ onde } j = 1, \dots, p, \quad (3.13)$$

Assim os $|\Lambda_j^N|$ são os módulos dos autovalores da matriz M definida por:

$$M = \prod_{i=1}^N J(\vec{x}_i) \quad (3.14)$$

e os J_i são as matrizes Jacobianas calculadas no ponto x_i da trajetória, ou seja:

$$J(\vec{x}_i) = J_i = \left(\frac{\partial \vec{F}_i}{\partial \vec{x}_j} \right)_{x=x_i} = \left(\frac{\partial (F_1, F_2, \dots)}{\partial (x_1, x_2, \dots)} \right)_{x=x_i} \quad (3.15)$$

Uma das dificuldades encontradas no cálculo de expoentes de Lyapunov em séries temporais experimentais é o desconhecimento das matrizes jacobianas associadas à dinâmica do sistema. Com efeito, o método de reconstrução de Takens [6] do qual utilizaremos, dá acesso ao atrator e às suas propriedades invariantes, mas não acesso às equações dinâmicas do atrator. Vários métodos propostos na literatura [11-16], tendo como partida o método de Takens, tentam contornar esse problema. A consistência dos métodos, aplicada em série

temporal experimental, é um ponto determinante. O algoritmo proposto por Wolf [11,22] permite estimar somente os expoentes de Lyapunov positivos de uma série temporal experimental e este foi o método que adotamos para os cálculos em nossas séries. Um aprimoramento no método de Wolf, com vistas a melhorar a estabilidade do algoritmo que falha para série com poucos pontos foi feito por Rosenstein [13]. Cálculos para atratores de séries experimentais, feitos ambos em mapas e fluxos, foram realizados por Hegger [15]. Foi demonstrado, nesse caso, a validade da relação $\lambda_{mapa} \sim \lambda_{fluxo} T$, onde T é o tempo médio de retorno do atrator na seção de Poincaré como será mostrado na seção seguinte.

3.4 - O mapa de Poincaré e o diagrama de bifurcação

Mapas são, por definição, representações de regras de evoluções de sistemas dinâmicos de forma discreta. Um mapa pode ser gerado para um sistema dinâmico contínuo não-linear, tendo um fluxo a ele associado, tornando-o discreto pela aplicação de uma regra de iteração da seguinte forma:

$$\vec{x}_{i+1} = F_{\mu}(\vec{x}_i) \quad (3.16)$$

Onde \vec{x}_i é um vetor n-dimensional, F_{μ} é a função tipicamente não-linear da iteração e i , representa os passos temporais fixos e discretos ou passagens sucessivas por uma superfície de seção do fluxo.

Uma forma já considerada padrão de gerar um mapa associado a uma dinâmica de fluxo contínuo é a utilização de seções de Poincaré. Isso consiste em reduzir o estudo de um fluxo, num espaço de estados de m dimensões, em um estudo de um mapa que, nesse caso, será denominado mapa de Poincaré ou mapa de primeiro retorno num espaço de estados com

$(m-1)$ dimensões. A idéia consiste em utilizar um hiper-plano de dimensão $m-1$ para seccionar o atrator. A órbita do atrator irá cruzar esse hiper-plano, marcando pontos nele. No passo seguinte, cria-se uma nova série temporal a partir dos pontos que cruzam o hiper-plano, adequadamente escolhido segundo sua orientação. Cada escolha define uma série temporal diferente. A arte para obter o máximo de informações, com vista à interpretação dos resultados, consiste em escolher a orientação do hiper-plano que maximize o número de pontos da órbita cruzando-o e que também minimize o intervalo de tempo entre dois pontos sucessivos no mapa de Poincaré. A maneira usual de fazer a escolha otimizada, consiste em localizar os máximos ou os mínimos da série temporal original que permitiu reconstruir o atrator e construir com eles o mapa de Poincaré. Na figura 3.7 ilustramos órbitas que cruzam um hiper-plano arbitrário. Os pontos sobre o hiper-plano definem o mapa.

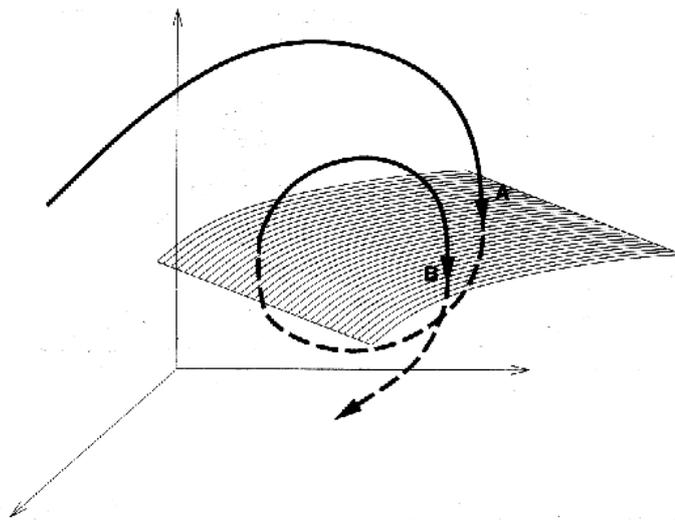


Figura 3.6: Seção de Poincaré de uma órbita contínua em três dimensões. As sucessivas interseções da órbita com o plano definem o mapa de Poincaré em duas dimensões.

Em nossos experimentos, com séries temporais experimentais, identificamos os mínimos da série e, com eles, construímos mapas de Poincaré. A partir dos mínimos constrói-se a nova série e o mapa de Poincaré é obtido aplicando um atraso temporal unitário na série.

Um exemplo de um mapa de Poincaré, em 2-D, obtido a partir de oscilações espontâneas de corrente em nossas amostras, está ilustrado na figura 3.7.

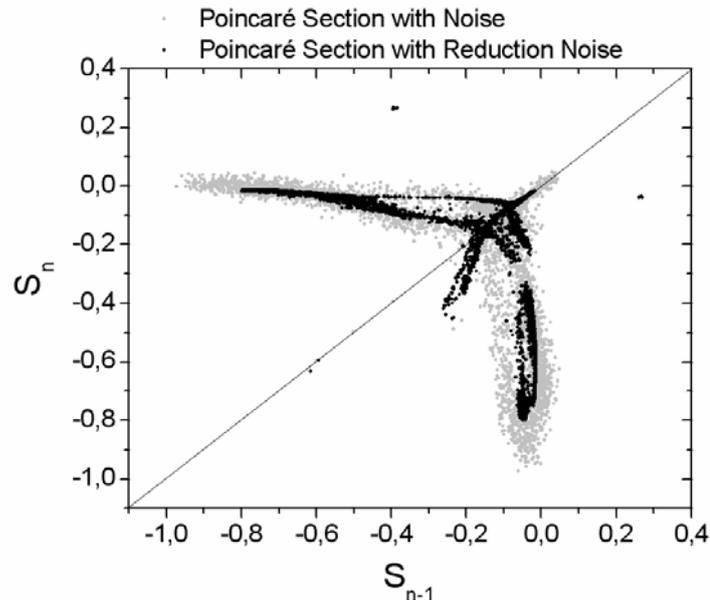


Figura 3.7: Mapa de Poincaré para um atrator caótico; antes (cinza) e depois (preto) da redução de ruído [7].

O aparecimento do regime caótico em algum sistema dinâmico é sempre precedido de bifurcações, ou seja, existe uma rota de bifurcações no sentido de atingir o caos. A discussão sobre a temática das bifurcações é extensa e está diretamente relacionada com mudanças no parâmetro de controle principal do sistema. Trataremos somente de dois exemplos. Um tipo de bifurcações bastante freqüente, é representado por um ponto fixo estável que sofre uma bifurcação supercrítica e, em certo valor do parâmetro de controle, passa a ter um atrator do tipo ciclo unitário. Continuando a aumentar o parâmetro de controle, uma nova criticalidade ocorre e o ciclo unitário torna-se instável e aparece uma órbita de ciclo duplo. Esse processo pode ser generalizado e pode aparecer uma seqüência de n bifurcações. Esse tipo de série de bifurcações é denominado de bifurcação por duplicação de período. Essa rota para o caos é uma das mais conhecidas e estudadas. Ela foi inicialmente trabalhada por Feigenbaum [19] e leva o seu nome. Neste caso, o parâmetro de controle pode aumentar até atingir um ponto de

acumulação, identificado como aquele além do qual o sistema se encontra em um regime caótico, que pode ser entremeado de janelas de periodicidade e de cascatas inversas.

Um segundo exemplo pode ser encontrado na rota para o caos via ciclos de quase-periodicidade. Nesse caso, para um determinado valor do parâmetro de controle onde um ponto fixo estável se torna instável, surge um ciclo limite com antes, mas, agora, o ciclo limite pode se bifurcar em um toro de duas frequências e temos o que é conhecido como uma bifurcação do tipo Hopf.

As duas seqüências de bifurcações discutidas são contínuas e a bifurcação tem uma seqüência em função do parâmetro de controle. Por outro lado, em outras rotas de bifurcações, pode surgir uma mudança repentina no sistema e sua dinâmica passa a apresentar um comportamento caótico abruptamente. Da mesma forma, pode ocorrer um repentino desaparecimento do regime caótico, em que o sistema readquire a condição periódica. Essas mudanças abruptas são denominadas crises [20, 21].

Um diagrama de bifurcação apresenta o resumo das bifurcações que ocorrem em função do parâmetro de controle do sistema. Assim, a sua construção resulta do mapa de Poincaré, pois, como dissemos, podemos trabalhar com os máximos ou os mínimos da série temporal e traçá-lo *versus* o parâmetro de controle do sistema. Um exemplo de nossos resultados destes cálculos é mostrado na figura 3.8, em que um diagrama de bifurcação de um sistema teórico mostra uma rota para o caos.

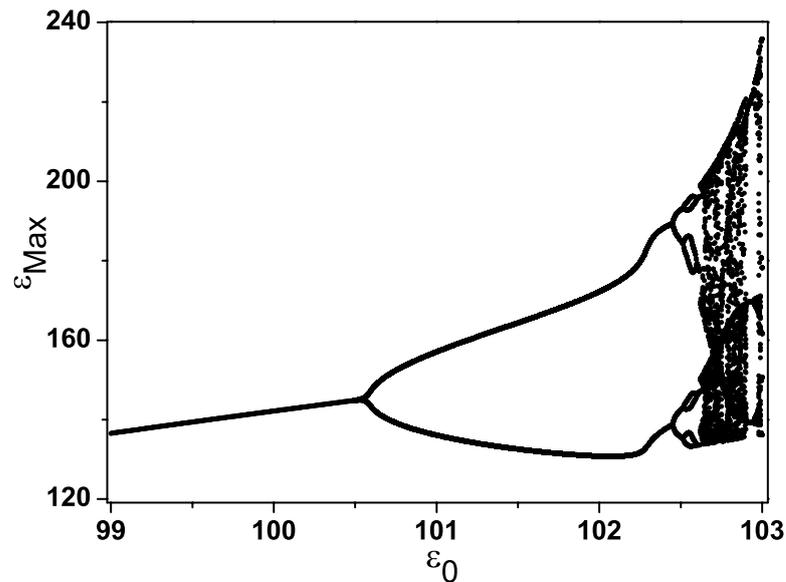


Figura 3.8: Diagrama de bifurcação para um sistema em rota pra o caos. ϵ_0 é o parâmetro de controle e ϵ_{Max} são os máximos da série temporal do campo elétrico normalizado [17].

3.5 - Conclusões

Esperamos ter construído um texto básico sobre o formalismo de análise de séries temporais experimentais, em que são apresentados os principais parâmetros para identificar o atrator, como espaços de imersão, parâmetros críticos e representação de rotas para o caos. Com o término da leitura deste capítulo, o leitor deve estar instruído nas técnicas básicas de caracterização das séries temporais, e estará neste ponto, preparado para as futuras discussões que virão junto ao capítulo 4.

Referências do capítulo 3

- [1] H. Kantz, T. Schreiber, *Nonlinear Time Series Analysis* (Cambridge University Press,

- Cambridge, 1997)
- [2] H. D. I. Abarbanel, *Analysis of Observed Chaotic Data* (Springer-Verlag, Berlin, 1996).
- [3] M. B. Kennel, R. Brown, and H. D. I. Abarbanel, *Phys. Rev. A* **45**, 3403 (1992).
- [4] A. M. Fraser and H. L. Swinney, *Phys. Rev. A* **33**, 1134 (1986).
- [5] N. Packard, J. Crutchfield, J. D. Farmer e R. Shaw, *Physical Review Letters* **45**, 712 (1980).
- [6] F. Takens, *Lect. Notes Math.* **898**, 366 (1981).
- [7] R.M. Rubinger, R.L. da Silva, A.G. de Oliveira, G.M. Ribeiro, H.A. Albuquerque, W.N. Rodrigues, M.V.B. Moreira, *CHAOS* **13** (2): 457-466 (2003).
- [8] P. Grassberger and I. Procaccia, *Physica D* **9**, 189 (1983).
- [9] J. Theiler, *J. Opt. Soc. Amer. A* **7**, 1055 (1990).
- [10] H.G.E. Hentschel and I. Procaccia, *Physica D* **8**, 435 (1983).
- [11] A.Wolf, J.B.Swift, L. Swinney and A.Vastano, *Physica D* **16**, 285 (1985)
- [12] J.P.Eckmann and D. Ruelle, *Rev. Mod. Phys.* **57**, 617 (1985).
- [13] M. T. Rosenstein, J. J. Collins, C. J. De Luca, *Physica D* **65**, 117 (1993).
- [14] R. Hegger, H. Kantz, and T. Schreiber, *CHAOS* **9**, 413 (1999).
- [15] H. Kantz, *Phys. Lett. A* **185**, 77 (1994).
- [16] J.P.Eckmann, S. Oliffson Kamphorst, D. Ruelle and S.Ciliberto, *Phys. Rev. A* **34**, 4971 (1986)
- [17] H. A. Albuquerque, R. L. da Silva, R. M. Rubinger, A. G. de Oliveira, G. M. Ribeiro, and W. N. Rodrigues, *Physica D* **208**, 123 (2005).
- [18] A.N. Kolmogorov, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **119**, 861-864 (1958)
- [19] M.J. Feigenbaum, *J.Stat. Phys.* **19**, 25 (1978); *J. Stat. Phys.* **21**, 669(1979)
- [20] C.Grebogi, E.Ott e J.A. Yorke, *Phys. Ver. Lett.* **48**, n°22, 1507 (1982)
- [21] C.Grebogi *et al*, *Physica D* **7**, 181 (1983)
- [22] <http://www.mpipks-dresden.mpg.de/~tisean>

Capítulo 4

Resultados e discussões

Os resultados e as discussões sobre as amostras semi-isolantes de GaAs foram subdivididas por razões didáticas em três partes:

1. Discussão das medidas $I(V)$ realizadas, com o foco voltado para a obtenção das LFO;
2. Discussão das características específicas das séries temporais experimentais, com o foco voltado para as análises da dinâmica não-linear;
3. Descrição das rotas para o caos, que foram observadas nas séries temporais experimentais obtidas das oscilações espontâneas de corrente e que são sintetizadas na forma de diagramas de bifurcação.

Os resultados aqui descritos foram obtidos utilizando uma montagem experimental para obter as curvas $I(V)$, que consiste num circuito em série e contendo a amostra, um resistor de precisão e uma fonte de tensão elétrica DC ajustável. Para observação das LFO utilizamos duas outras montagens distintas. No primeiro caso foi acrescentada à montagem anterior uma placa de aquisição de dados (DAQ) de interface PCI e fabricada pela firma National Instruments, com 16 bits e taxa de amostragem máxima de 333 kS/s; uma placa de 16 bits é considerada de boa resolução se comparada, por exemplo, com um conversor analógico digital de 8 bits e com uma boa velocidade de medida se comparada, por exemplo, com o multímetro Keithley modelo 2001. Numa segunda montagem, a placa DAQ foi substituída pelo multímetro Keithley modelo 2001, com precisão nominal de 32 bits e taxa de amostragem máxima de 2 kS/s. A motivação para se trabalhar com as duas montagens foi a de se buscar situações específicas para a realização das medidas como, por exemplo, a procura de rotas para o caos, de alta resolução. A maioria dos resultados a serem apresentados foram realizados na amostra BH9819 (crescida a 315 °C) já que, com ela, conseguimos obter

melhores resultados experimentais. Entretanto, outras amostras foram também estudadas e alguns resultados serão também apresentados para as amostras *BH9816* (crescida a 215 °C) e *BH9817* (crescida a 265 °C), que apresentaram ricos diagramas de bifurcação.

4.1 - Curvas $I(V)$

Nosso sistema é bastante favorável à localização dos fenômenos interessantes de estudos de dinâmica não-linear, pois podemos trabalhar com três parâmetros distintos para sintonizar efeitos como as LFO, que são: um parâmetro de controle principal que é a tensão elétrica aplicada e dois parâmetros de controle secundários que são a temperatura da amostra e a iluminação da mesma com um LED emitindo no infravermelho. Nossa principal meta é obter séries temporais experimentais de corrente elétrica com qualidade necessária para o estudo e caracterização dos parâmetros da dinâmica do sistema. Assim, utilizando os parâmetros de controles secundários, pode-se sintonizar as condições experimentais para a observação otimizada das rotas para o caos, tendo a tensão elétrica como o parâmetro de controle principal.

Na realização dos experimentos, primeiramente, iluminamos a amostra com um LED infravermelho. A luz do LED produz uma alteração na densidade de elétrons livres, alterando as condições de condução da amostra e conseqüentemente, alterando as curvas $I(V)$. Para temperatura e tensão elétrica constantes, quanto maior a intensidade luminosa, maior a densidade de elétrons livres participando da condução. A influência da temperatura se reflete na resistividade elétrica e foi observado que quanto menor a temperatura maior a resistividade. Desse modo, a temperatura também modifica a forma da curva $I(V)$. Para nossas amostras, comportamentos dinâmicos não-lineares de interesse foram obtidos para

temperaturas entre 100 K e 250 K. Assim, utilizamos líquidos criogênicos para realizar os experimentos.

Basicamente, o que diferiu nas amostras escolhidas para a realização deste trabalho foi a temperatura em que elas foram crescidas, utilizando a técnica LT-MBE, e, conseqüentemente, diferenças na concentração de defeitos profundos que acreditamos serem os responsáveis pelos fenômenos não-lineares. Como já dito, a temperatura de crescimento foi 315 °C, 265 °C e 215 °C para a amostra *BH9819*, *BH9817* e *BH9816*, respectivamente.

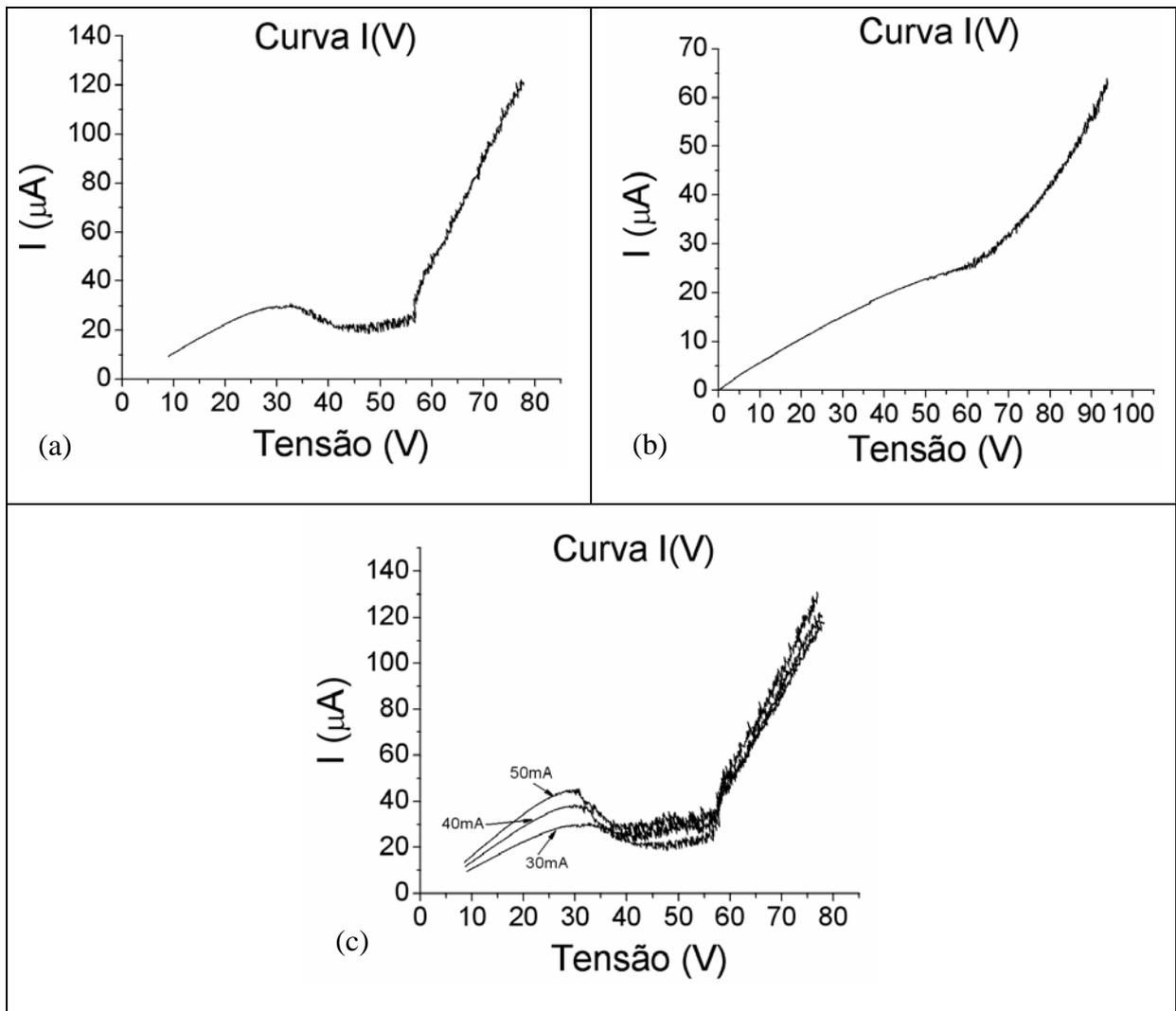


Figura 4.1: Curvas $I(V)$ medidas em duas amostras do *wafer* da BH9819. (a) temperatura de 200 K e iluminação com $I_{\text{LED}} = 30$ mA. (b) temperatura de 200 K e iluminação com $I_{\text{LED}} = 10$ mA. (c) comportamento da curva $I(V)$ com a iluminação de $I_{\text{LED}} = 30$ mA, 40 mA e 50 mA

Na figura 4.1, apresentamos curvas $I(V)$ para duas amostras do *wafer* da *BH9819*, para várias condições de iluminação distintas. Essa figura se presta a ilustrar o efeito da iluminação, mesmo considerando que diferentes partes do *wafer* apresentam ligeiras alterações comportamentais decorrente de não homogeneidade na temperatura de crescimento e, conseqüentemente, na densidade de defeitos. Ela se presta também para definir a faixa de tensão elétrica em que as oscilações de corrente e a rota para caos aparecem.

Na figura 4.1a, o formato do tipo **N**, devido à presença de uma região NDC, formando a curva tipo NNDC, é mais acentuado que na figura 4.1b. Isso decorre do fato de que, na faixa de 30 a 43 V, há uma evidência de forte captura de elétrons por *field enhanced trapping* [1-3] no caso da figura 4.1a, cuja conseqüência é a diminuição da corrente. Já na figura 4.1b isso não foi tão característico. E na figura 4.1c temos três curvas $I(V)$ para a mesma amostra com iluminações diferentes, desta forma, observamos que quanto maior a iluminação, maior é o formato do **N** na curva. Observe que existem duas situações que são preservadas nos resultados mostrados na figura 4.1, que é uma universalidade em todas as medidas para amostras do *wafer* *BH9819*. Para baixos valores de tensões aplicadas tem-se o comportamento ôhmico e, no outro extremo, para altos valores de tensões aplicadas tem-se o comportamento de subida rápida da corrente caracterizada pelo fenômeno de ionização por impacto [4-6]. Nosso interesse é encontrar a faixa intermediária entre esses dois regimes que é exatamente onde surgem as não-linearidades que podem levar às oscilações espontâneas e às rotas para o caos. A presença da região de NDC é, portanto, um marco orientador na nossa procura para estudos de dinâmica não-linear e é nela que deve existir uma grande competição entre os processos de geração e recombinação.

Na figura 4.2 mostramos mais duas curvas $I(V)$ que são, nesse caso, relacionadas com os wafers *BH9817* e *BH9816*. Esses dois exemplos se prestam a ilustrar a diversidade de comportamento que podem ser observados. De qualquer forma, os dois exemplos mostram que o comportamento ôhmico é interrompido por platôs e por sinais oscilantes. Nesses dois exemplos o comportamento de ionização por impacto não foi atingido.

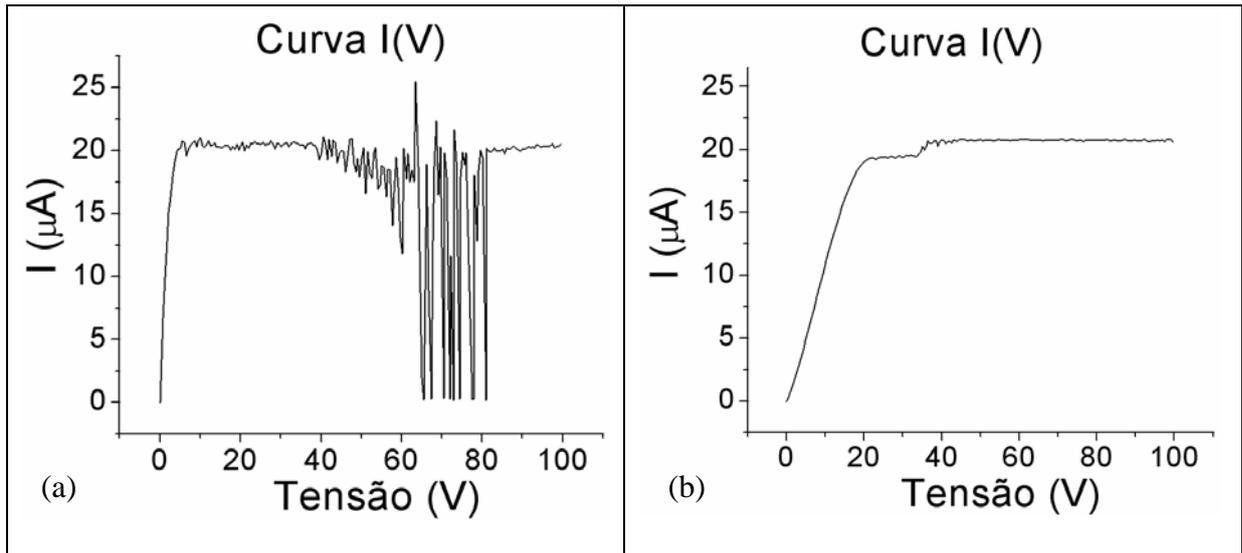


Figura 4.2: Curvas $I(V)$ para: (a) *BH9817*, temperatura de 106K e iluminação com I_{LED} =de 2mA e (b) *BH9816*, temperatura de 160K e iluminação com I_{LED} =15mA.

A curva $I(V)$ mostrada na figura 4.2a apresenta um padrão ôhmico para baixas tensões e passa, rapidamente, a um comportamento não-linear que, para tensões nas vizinhanças de 60 V, apresenta grandes amplitudes de oscilações, voltando a apresentar um comportamento com menores oscilações para tensões superiores a cerca de 82 V. Ela não apresenta um regime de NDC característico, mas, de qualquer forma, na região em que a corrente oscila na curva $I(V)$, encontramos oscilações espontâneas de correntes na forma de séries temporais e rota para o caos, como será mostrado na seção 4.3. As oscilações espontâneas medidas são de baixa amplitude na faixa intermediária da curva e, na faixa de grandes oscilações, elas não puderam ser registradas, pois ultrapassavam os limites de leitura dos instrumentos. A figura 4.2b é similar à figura 4.2a, mas com baixas amplitudes de oscilações. Também nessa região,

oscilações espontâneas na forma de séries temporais e rota para o caos, puderam ser observadas.

Nos capítulos anteriores argumentamos sobre a necessidade da região de NDC, onde ocorrem instabilidades, para o aparecimento das oscilações espontâneas de corrente. Nas figuras 4.1b, 4.2a, 4.2b, não temos, visualmente, a região NDC característica e, apesar disso, pudemos observar belas oscilações espontâneas. Isso nos leva a uma discussão sobre a forma com que essas regiões de NDC são responsáveis pelas instabilidades que estariam presentes na curva $I(V)$. Consideramos essa discussão relevante o suficiente que reservamos parte da seção seguinte, onde iremos apresentar argumentos para levantar discussões sobre as regiões de NDC que estariam envolvidas nas oscilações espontâneas.

4.2 – Oscilações espontâneas de corrente

As medidas das oscilações espontâneas de corrente, feitas aplicando uma tensão elétrica DC constante na amostra que está em série com o resistor de precisão, são realizadas a partir da queda de tensão elétrica neste resistor. Do ponto de vista fenomenológico, para haver as oscilações, devemos ter condições experimentais propícias ao aparecimento de instabilidades o que pode ser conseguido variando o resistor de precisão, a tensão aplicada, a temperatura e a iluminação e, portanto, sintonizando uma determinada condição de instabilidade [5,7]. Por exemplo, para temperatura e iluminação fixas, o aparecimento das instabilidades pode ser sintonizado variando a tensão elétrica ou variando o valor do resistor de precisão. A condição para a instabilidade será atingida quando a reta *DC load line* (abreviado por *dcll*) cortar a curva $I(V)$ em três pontos, como mostrado na figura 4.3. Dois destes pontos são estáveis. Na discussão teórica que se segue, não faremos distinção entre

$I(V)$ e $j(E)$ já que a diferença entre essas funções deve-se a constantes multiplicativas, não alterando a forma funcional ou as conclusões a que chegaremos.

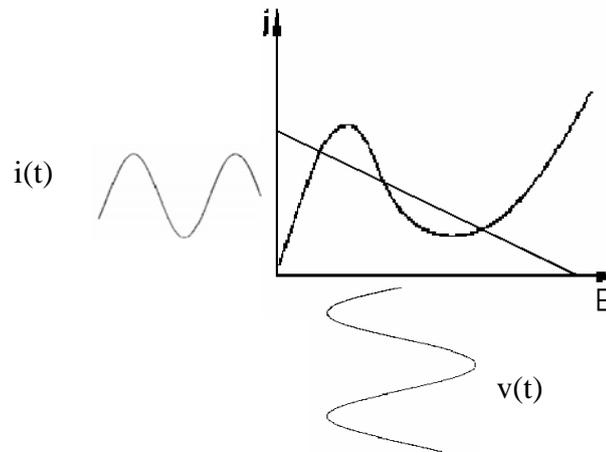


Figura 4.3: Curva do tipo NNDC mostrando a *dc load line* (*dcll*) cortando a curva $j(E)$ em três pontos denominados quiescentes.

Dessa forma, a teoria prevê que j oscile entre os dois pontos de interseção estáveis, gerando uma oscilação de corrente no eixo j e de tensão no eixo x com amplitude da ordem da distância dos pontos estáveis em cada eixo correspondente [5,7]. A figura 4.1a, para a amostra *BH9819*, foi obtida com um resistor de precisão de $R = 100 \text{ k}\Omega$. A figura 4.4 mostra a curva $I(V)$ com a reta *dcll* obtida como se segue. Para uma tensão DC aplicada constante, toma-se como ordenada V/R e como abscissa V , e pode-se traçar a reta *dcll*. A interseção entre as duas curvas fica explícita. Para obter os valores de V/R e V devem-se aplicar as leis de Kirchoff no circuito. Com isso, tem-se: $V = RI + V_A$, de forma que, para $I=0$, tem-se $V=V_A$ e para $V_A = 0$, tem-se $I=V/R$.

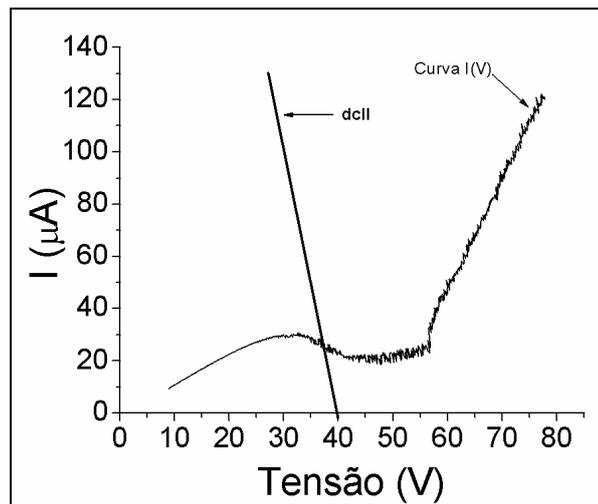


Figura 4.4: Posição da *dcll* relativo à curva *I(V)* para a amostra *BH9819* a 200 K e iluminação com $I_{LED}=30$ mA.

Na resolução mostrada na figura 4.4, a reta *dcll* intercepta a curva em um ponto. Desta forma, a *dcll* não permite identificar os domínios de instabilidades, pois, ela não cruza a curva *I(V)* em três pontos. Apesar disso, oscilações espontâneas de corrente e tensão sobre o resistor de precisão são observadas e facilmente medidas. Assim, as instabilidades que levam às oscilações espontâneas, devem se encontrar numa escala inferior à do aparente N da figura 4.4. Essa suposição encontra, inclusive, suporte na observação experimental de que a amplitude de oscilações na corrente *I* e na tensão *V* é muito menor que aquela prevista pela curva do grande N, visualizado na figura.

Embora a *dcll* da figura 4.4 corte a curva *I(V)* em apenas um ponto, observamos uma dependência das oscilações com o campo elétrico aplicado, não ocorrendo oscilações na região ôhmica. A ocorrência de LFO, inclusive para condições em curvas *I(V)* que não apresentam NDC acentuado, como na figura 4.2 e, na ausência de um circuito “tanque” externo, levam-nos a concluir que os ingredientes necessários às oscilações devem estar relacionados às equações de *g-r* que contenham taxas dependentes do campo elétrico aplicado de forma não-linear. Tais oscilações foram simuladas no trabalho de Schöll [5,6,8] e mais recentemente no de Holokx [9]. Não há possibilidade de que tenha um circuito tanque com

elementos indutivos e capacitivos acidentais acoplados ao circuito da amostra, pois as oscilações são muito lentas e cabos, conexões e encapsulamentos, não levariam a capacitâncias de centenas de nF e indutâncias de centenas de mH, necessárias para sustentar tais oscilações. Assim, as oscilações ocorrem no interior da amostra e, devido à presença do resistor série, podem ser medidas no circuito externo. A relação com a *dcll* seria então através das flutuações na vizinhança do ponto quiescente.

Nossa opção foi, então, a de procurar finos detalhes na região onde a curva *dcll* cruza a curva $I(V)$ numa tentativa de encontrar pequenas curvas do tipo N. A expectativa era de encontrar algum padrão constante da curva $I(V)$ que pudesse explicar as instabilidades medidas na forma de oscilações espontâneas. Para isso, aumentamos a resolução da curva $I(V)$ nas proximidades do ponto cortado pela curva *dcll*. Normalmente, a curva $I(V)$ é feita utilizando passos de 0,5 V ou, no máximo de refinamento, de 0,1 V. O que fizemos foi trabalhar no limite de resolução de passos permitida pela fonte DC. No nosso caso, esse valor foi de 0,01 V. Tentativas foram também feitas com passo de 0,001 V, mas, nesse caso, o sistema faz dez medidas antes de alterar o valor da tensão para o próximo passo o que, para efeitos práticos, serve somente para melhorar a estatística. Para testar nossa hipótese sobre a existência de detalhes na curva $I(V)$, utilizamos uma amostra clivada do *wafér BH9816*. Através de medidas obtidas em diferentes tempos, procuramos encontrar a eventual reprodutibilidade da curva $I(V)$ e várias medidas para diferentes temperaturas e iluminação foram realizadas. Por exemplo, a curva $I(V)$, mostrada na figura 4.5a, foi realizada a 150 K, com iluminação de 50 mA no LED e com o resistor de precisão de 1,0 M Ω . A curva foi obtida através de medidas diretas da fonte DC e registrada diretamente no computador através de uma interface de programação. O resultado mostra que, mantendo as mesmas condições experimentais, tem-se um padrão muito bem definido e reprodutível para a curva $I(V)$. O padrão é o típico de uma curva com batimentos desde que se trabalhe no regime de oscilações

de ciclo-1. A forma do padrão de batimentos é fortemente dependente da temperatura e menos da iluminação. De fato, pequenas variações na temperatura de 150,0 K para 150,1 K, produzem pequenos deslocamentos na corrente I e na tensão V . Além disso, o número de nós num batimento aumenta com o decréscimo da temperatura. Por exemplo, para iluminação com 50 mA no LED tem-se 4 claros nós para medidas a 200 K e tem-se 13 claros nós para medidas a 150 K. Na realidade, esse fato reflete somente a faixa de temperatura em que se estabiliza oscilações de ciclo-1, pois é bem maior para 150 K do que para 200 K.

A presença dessa curva típica de batimento foi um resultado surpreendente para nós, pois nossa intuição nos levava a esperar uma curva com um sinal aleatório e, portanto, não reprodutível no tempo. Na melhor das hipóteses, esperávamos que houvesse minis N_s que apresentassem alguma reprodutividade. Várias possibilidades foram consideradas para associar a presença dos batimentos ao circuito. Entretanto, a persistência desse padrão de batimentos para variadas condições experimentais (temperatura, iluminação, taxa de amostragem, teste de reprodutividade com experimentos em diferentes tempos) e sempre presente na condição de oscilações de ciclo-1, sugerem que sua origem esteja associada à amostra. Na condição de oscilações de ciclo-2, os nós tendem a desaparecer. No regime caótico, a curva se assemelha à de um típico ruído branco. No momento estamos em processo de realizar as mesmas medidas em outras amostras.

Algumas alternativas estão sendo consideradas para explicar o fenômeno. Antes de iniciar a discussão sobre a origem dos padrões de batimentos, não devemos, entretanto, nos esquecer de que estamos procurando uma explicação para a pequena amplitude das oscilações espontâneas se comparadas com a amplitude da curva N mostrada na figura 4.4. O que sabemos, é que as oscilações espontâneas têm sua origem numa competição entre os fenômenos de geração (excitação térmica, ionização por impacto ou photo-excitação) e

recombinação (espontânea ou induzida por campo elétrico). A relação entre os fenômenos de $g-r$ e a curva N é que não está explícita.

Retornando às alternativas para explicar o padrão de batimento, devemos inicialmente considerar que batimentos surgem quando se tem a superposição de dois sinais com frequências próximas. É bem conhecido o fato de que a forma do domínio de campo tem a sua forma alterada à medida que ele se propaga na amostra [10-13] e, para amostras suficientemente longas, o padrão do domínio de campo consegue atingir um regime estacionário. A maioria das medidas descritas na literatura são realizadas para amostras longas, tipicamente da ordem de 5,0 a 10,0 mm. No nosso caso, os comprimentos típicos são de 0,5 mm. Uma explicação possível para o padrão de batimento estaria associado a esses fatos. O pequeno comprimento da amostra poderia levar a uma situação em que um domínio de campo começasse a morrer antes de ter acabado de nascer. Assim, teríamos dois domínios de oscilações de ciclo-1 coexistindo na amostra. Observe que essa situação é diferente de oscilações de ciclo-2 em que o comprimento de onda do domínio estaria correlacionado com dois picos de um mesmo domínio. A pequena diferença de frequência dos dois domínios, um morrendo e outro nascendo, decorreria de uma ligeira diferença na velocidade de propagação dos dois domínios, que é uma função do campo elétrico. O campo elétrico é diferente, devido à própria presença do domínio, nas regiões próximas do catodo e do anodo.

A curva da figura 4.5a apresenta, a partir de cerca de 6 V, as condições para o aparecimento das LFO. Como dissemos, essa curva foi obtida de medidas diretas da fonte e apresenta o típico padrão de batimentos. Os valores da queda de tensão e da corrente no resistor foram visualizados com um osciloscópio. No exemplo mostrado na figura 4.5a, o que se tem para tensões logo acima de 6 V e até cerca de 21 V, são padrões de oscilações espontâneas de ciclo-1, com frequência de cerca de 300 Hz até 800 Hz. Esse fato é

surpreendente, pois, embora a fonte não apresenta flutuações de corrente nas condições de nós da curva $I(V)$ se medido diretamente na fonte, LFO continuam sendo observada para a corrente I e a tensão V , se medidas no resistor, com o osciloscópio. A explicação para esse fato permanece inconclusa e estamos em processo de realizar estudos mais sistemáticos nessa linha.

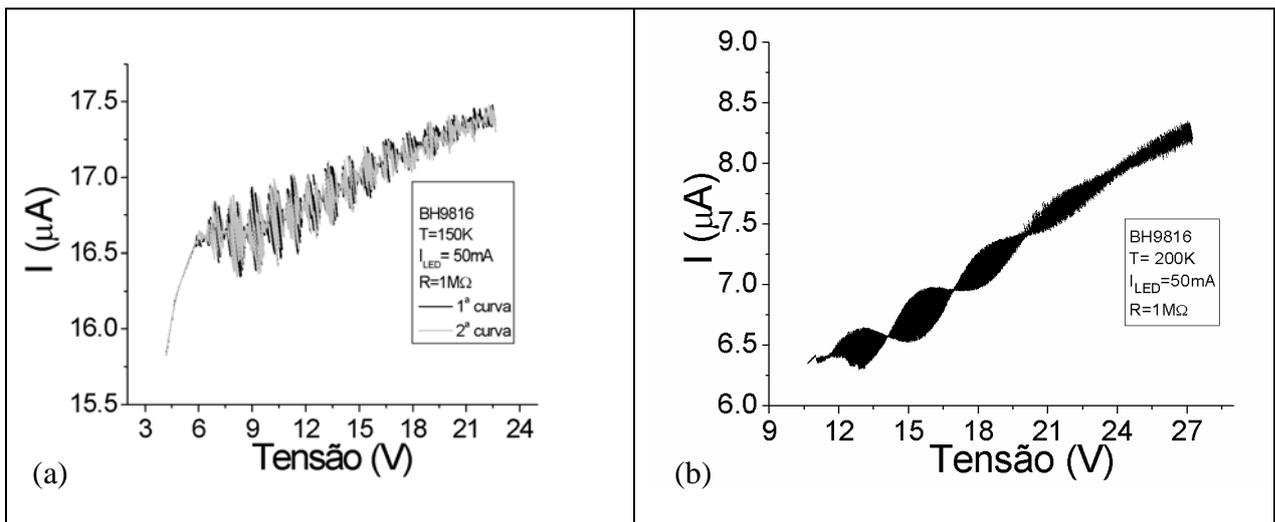


Figura 4.5: (a) Duas curvas $I(V)$ – a preta e a cinza, iniciada 5 minutos depois de concluída a preta – obtidas com passos de 0,01 V a 150 K com $I_{\text{LED}}=50\text{mA}$ e com $R=1,0\text{M}\Omega$ para a amostra *BH9816*. (b) Curva $I(V)$ obtidas com passos de 0,001 V a 200 K com $I_{\text{LED}}=50\text{mA}$ e com $R=1,0\text{M}\Omega$ para a amostra *BH9816*.

Em conclusão, as instabilidades levando ao aparecimento das LFO surgem nas regiões onde a curva $I(V)$ apresenta oscilações como as mostradas na figura 4.5, e são causadas pela competição dos processos de g-r, mas, uma correlação destes com a curva $I(V)$ permanece inconclusa. Muito provavelmente, a explicação da amplitude de oscilação no resistor pode ser a fonte para explicar a correlação entre os fenômenos de g-r e a curva $I(V)$.

4.2.1 – Medidas com a placa DAQ

Posto isso, estamos em condições de fixar a tensão aplicada e observar o comportamento temporal da corrente elétrica. É dessa forma, que as séries temporais experimentais podem ser obtidas e analisadas com o objetivo de se obter os parâmetros da dinâmica não-linear do sistema. Seguindo essa metodologia, obtivemos séries temporais para duas amostras de partes diferentes do *wafer BH9819*. Em uma delas utilizando iluminação de $I_{LED} = 30 \text{ mA}$, a 200 K e a placa DAQ 16 bits como leitora de dados, variamos a tensão DC na faixa de $30,0$ a $40,0 \text{ V}$ da figura 4.1a para obtermos um conjunto de séries temporais. Para cada série temporal foram medidos 100 mil pontos com uma taxa de amostragens de 30 mil pontos/segundo. Ou seja, foi realizada uma medida a cada $34 \mu\text{s}$. A faixa de tensão aplicada foi propícia para a observação de rota para o caos. Nesse caso, o sistema começa com a condição de ciclo-1 para $30,0 \text{ V}$ e, aumentando a tensão aplicada, ele entra no ciclo-2 para, finalmente, entrar no regime caótico. Outros detalhes serão discutidos mais adiante.

Tendo como referência a curva $I(V)$ da figura 4.1a, para a tensão DC de $31,0 \text{ V}$, uma série temporal mostrando uma oscilação espontânea de mono-freqüência igual a 675 Hz foi observada e é mostrada na figura 4.6a (em cinza). Para obtenção desse resultado, em 5 segundos foram gravados 150 mil pontos, dos quais os primeiros 50 mil foram desprezados. A comprovação de ser uma oscilação de ciclo 1 foi através da aplicação do algoritmo de redução de ruídos. A série original apresenta certa irregularidade na amplitude dos picos, mas, aplicando o algoritmo de redução de ruído em 3 iterações o resultado foi a série temporal mostrada em preto na figura 4.6a, com amplitude de picos regulares. Para essa série, o atrator foi reconstruído no espaço de estados, utilizando um *delay* de 11 passos, o que corresponde a um atraso de $374 \mu\text{s}$. Os atratores reconstruídos em duas dimensões são mostrados na figura 4.6b antes (cinza) e depois (preto) da aplicação do algoritmo de redução de ruídos. Cálculos

de falsos vizinhos, cujo resultado é mostrado na figura 4.6c, indicam que mesmo o atrator preto deveria ser reconstruído em quatro dimensões. É fácil verificar o bom desempenho no emprego do algoritmo de redução de ruído nestas séries temporais experimentais. Entretanto, o atrator reconstruído em duas dimensões mostra a plenitude de suas características e a dimensão 4 foi atribuída à presença de ruídos residuais que permaneceram, mesmo depois da aplicação do algoritmo de redução de ruídos. Utilizando as metodologias estatísticas descritas no capítulo 2, encontramos, para esta série, um nível de ruído de cerca de 7 %. Este é um nível alto se se deseja utilizar essa série para analisar os parâmetros da dinâmica não-linear, tal como expoentes de Lyapunov e dimensão de correlação. Após a aplicação do algoritmo, obtivemos um nível de ruído de cerca de 0,5 % que é considerado como aceitável [14,15].

LFO – I.

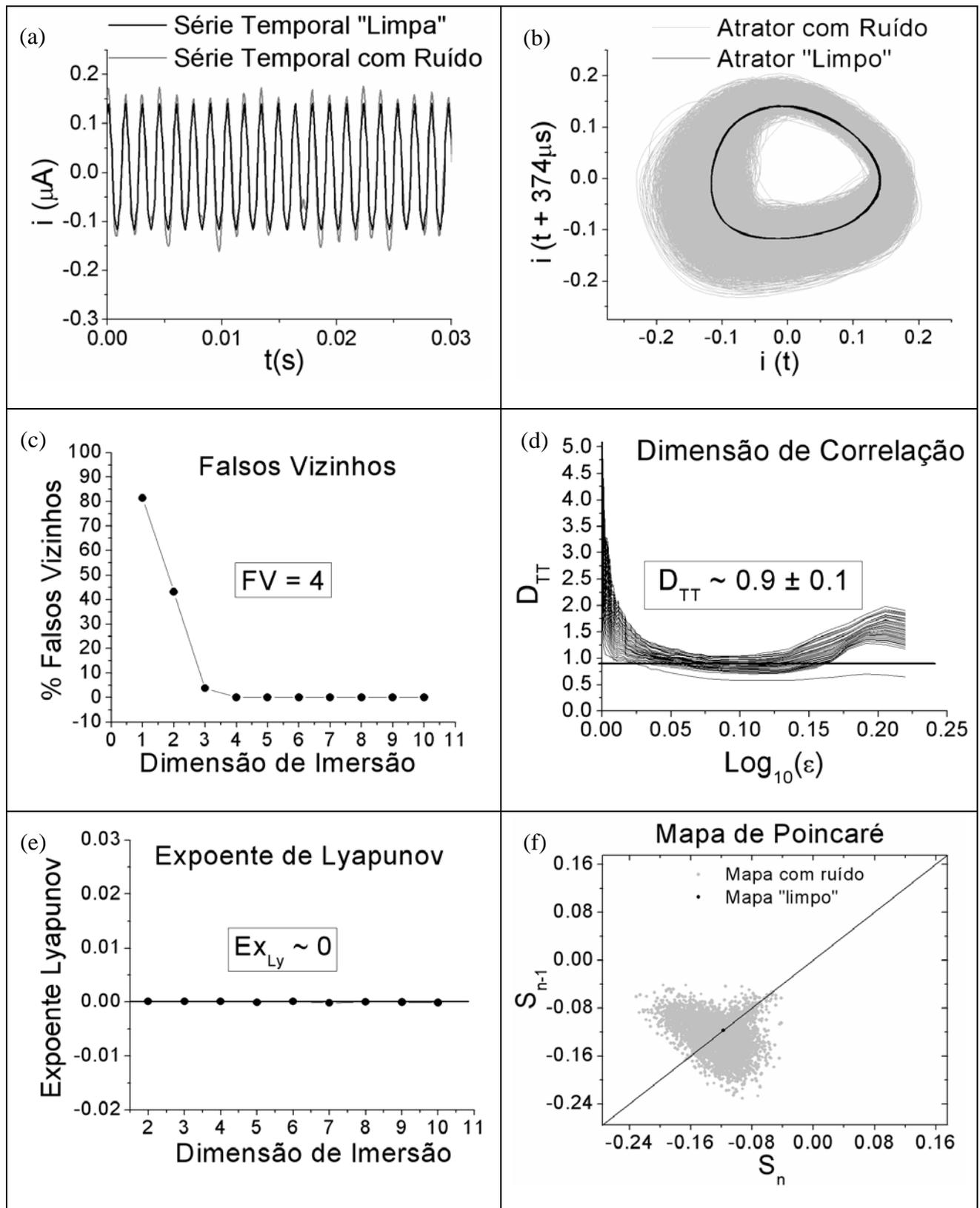


Figura 4.6: a. A série temporal. b. Os atratores reconstruídos no espaço de estado (atrator de ciclo-1), antes (cinza) e após (preto) a remoção de ruído. c. O cálculo dos falsos vizinhos. d. A dimensão de correlação que foi encontrada como 0,9. e. O expoente de Lyapunov, próximo de zero indicando que o ciclo é periódico. f. O mapa de Poincaré apresentando um ponto fixo.

A dimensão de correlação realizada na série temporal, após a redução de ruído, gerou o valor de 0,9, com desvio padrão de 0,1 e é mostrado na figura 4.6d. Esse valor é comparável com o esperado, para uma linha tem dimensão 1. Dentro do formalismo para o cálculo do expoente de Lyapunov, sabemos que para um atrator num regime cíclico o esperado é que o maior valor do expoente de Lyapunov seja nulo. Os outros devem ser negativos. O maior valor do expoente de Lyapunov encontrado na série sob análise foi zero, como mostrado na figura 4.6e. Por fim, mostramos na figura 4.6f, o mapa de Poincaré ou mapa de primeiro retorno, que serve para traçar o diagrama de bifurcação das oscilações. Esse mapa foi calculado a partir dos mínimos da série temporal. Podemos também constatar a eficácia do algoritmo de redução de ruído. Antes da redução de ruídos, temos um mapa difuso que se reduz a um ponto preto localizado sobre a reta $x = y$ que representa, assim, um ponto fixo do sistema.

No que se segue vamos repetir a discussão alterando o valor da tensão aplicada para termos oscilações de ciclo-2. O valor da tensão escolhida foi de 32,0 V. A série temporal é ilustrada na figura 4.7a e apresenta dois mínimos distintos e periódicos, caracterizando claramente o ciclo-2. A série foi também submetida ao algoritmo de redução de ruído e o resultado mostrado em preto apresenta uma correção no padrão da série. O nível original de ruído era de cerca de 10 % e, após a aplicação do algoritmo com 3 iterações, reduziu para cerca de 0,8 %. Os atratores foram reconstruídos no espaço de estados, utilizando um *delay* de 11 passos como anteriormente. Nesse caso, para uma representação em 2 dimensões, observamos um cruzamento da órbita mostrando que a dimensão de imersão não pode ser 2. A dimensão de imersão encontrada pelo uso do método dos falsos vizinhos foi 4. Entretanto, visualmente, podemos constatar que cruzamento da órbita desaparece na dimensão 3.

LFO – II.

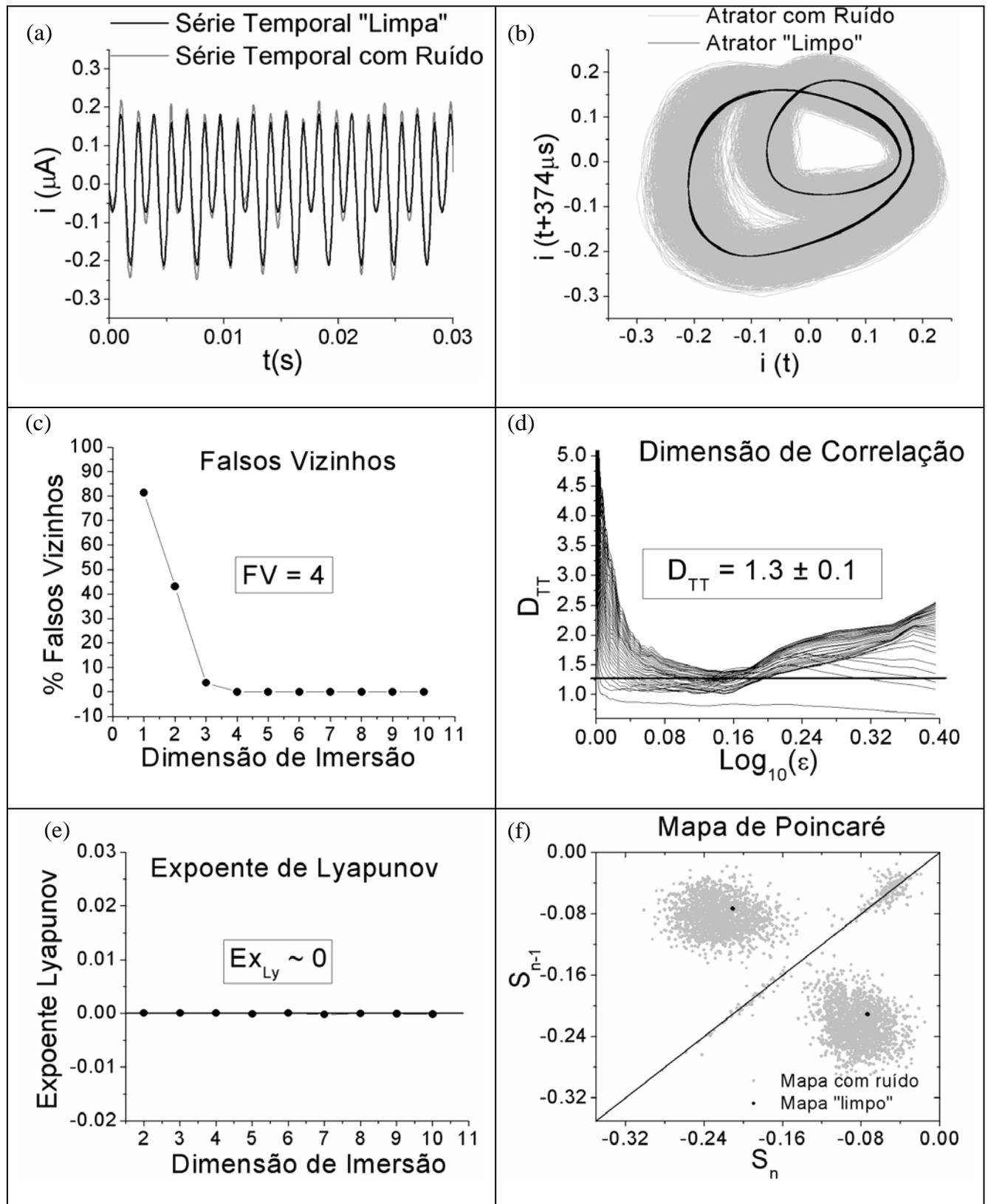


Figura 4.7: a. A série temporal. b. Os atratores reconstruídos no espaço de estado (atrator de ciclo-2), antes (cinza) e após (preto) a remoção de ruído. c. O cálculo dos falsos vizinhos. d. A dimensão de correlação que foi encontrada como 1,3. e. O expoente de Lyapunov, próximo de zero indicando que o ciclo é periódico. f. O mapa de Poincaré apresentando dois ponto.

A dimensão de correlação encontrada foi, nesse caso, de 1,3 com desvio padrão de 0,1. O valor esperado era de 1 e atribuímos o afastamento à presença de ruídos residuais bem como às limitações do algoritmo. Como uma regra, podemos entender que quanto maior o número de ramos da bifurcação (dois no caso) maior será a sensibilidade dos parâmetros com relação ao ruído. Na figura 4.7e mostramos o maior expoente de Lyapunov que também foi encontrado como zero, consistente com o fato de se ter um atrator cíclico. O mapa de Poincaré mostrado na figura 4.7f, mostra dois pontos (pretos) equidistantes da reta $x = y$, descrevendo um mapa padrão de oscilação de ciclo-2.

Na próxima etapa escolhemos alterar a tensão aplicada para obtermos o regime caótico. A tensão aplicada foi de 34,0 V. Nesse caso, o sistema teve que mudar de um regime cíclico para um regime caótico, descrevendo uma seqüência de comportamentos característicos de uma rota para o caos. A série temporal é mostrada na figura 4.8a, e os picos mínimos da corrente elétrica não apresentam periodicidade, característica de uma série em regime caótico. Os atratores caóticos associados a essa série são mostrados na figura 4.8b que, por simplicidade, está feito em duas dimensões. Para reconstruir esses atratores utilizamos um *delay* de 12 passos, ou seja, de 408 μ s. Como nos casos precedentes, o cálculo dos falsos vizinhos gerou uma dimensão 4 para a imersão. O nível de ruído era de cerca de 10 % e baixou para cerca de 0,8 % após 3 iterações de redução de ruído. O atrator em preto preenche de forma mais compacta o espaço de estado, mas caracterizando, de qualquer forma, o regime caótico.

LFO – III.

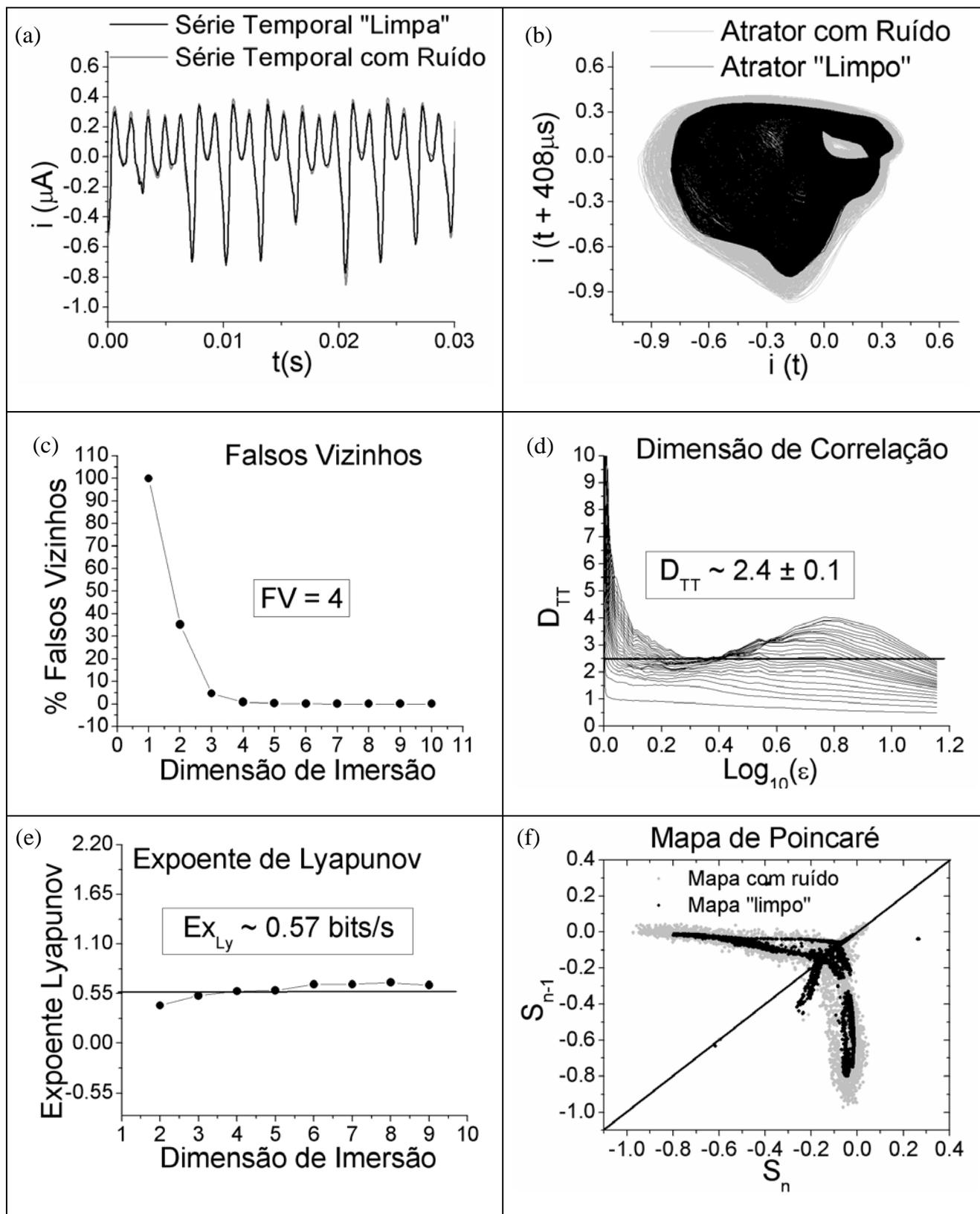


Figura 4.8: a. A série temporal. b. Os atratores reconstruídos no espaço de estado (atrator caótico), antes (cinza) e após (preto) a remoção de ruído. c. O cálculo dos falsos vizinhos. d. A dimensão de correlação que foi encontrada como 2,4. e. O expoente de Lyapunov, tem valor 0,57. f. O mapa de Poincaré apresenta linhas que cortam a reta $x = y$.

A dimensão de correlação do atrator após redução de ruído é mostrado na figura 4.8d e seu valor é 2,4, com um desvio padrão de 0,1. Essa dimensão de correlação é fracionária e maior que 2, que são características necessárias para se ter um atrator contínuo, ou seja, um atrator de fluxo (descrito em tempo contínuo). Do ponto de vista teórico, por definição, um atrator caótico tem dimensão fracionária, caracterizando como um atrator estranho. Para um atrator contínuo, esta dimensão fracionária deve ser maior que dois, pois deve ter uma direção de evolução no sentido do fluxo (que conta como um valor unitário de dimensão), uma segunda direção atraindo as órbitas para o atrator estranho (o que caracteriza o sistema como dissipativo, limitando o tamanho do atrator) e uma terceira caracterizando o distanciamento das órbitas, que é descrito pelo maior expoente de Lyapunov que, nesse caso, deve ser maior que zero. Desta forma, o atrator que encontramos para tensão aplicada de 34,0 V é caótico por satisfazer as condições estabelecidas pela dinâmica não-linear.

O maior valor do expoente de Lyapunov encontrado foi de 0,57 bits/s como mostrado na figura 4.8e. Como discutido, sendo um valor positivo, ele descreve a taxa de distanciamento exponencial entre as órbitas característico de um atrator caótico. A unidade de bits/s representa uma taxa de variação da dinâmica do sistema na escala binária, que é comum para dados coletados de forma digital, por exemplo, com uma placa DAQ. Nesse regime caótico, a previsão teórica é que um dos outros dois expoentes de Lyapunov sejam nulos e o terceiro seja negativo, caso o atrator seja descrito por três variáveis. O expoente positivo está associado à direção do distanciamento das órbitas, o nulo está associado à direção do fluxo e o negativo preserva o atrator em uma região finita do espaço de estados.

Por fim, o mapa de Poincaré para o atrator caótico é mostrado na figura 4.8f. O mapa obtido é descrito por faixas de pontos que cortam a reta $x = y$ como é típico do comportamento de um atrator caótico. Com antes, o mapa foi construído a partir dos mínimos

da série temporal e, assim, o mapa antes (cinza) e o após (preto) à redução de ruído, são sobrepostos para comparar a diferença causada pelo ruído. Assim, fica mais uma vez demonstrado pelas figuras que a aplicação da redução de ruídos nessas séries temporais é fundamental, antes de realizarmos qualquer tipo de cálculo para determinar os parâmetros do caos determinístico.

Até aqui, apresentamos e discutimos a caracterização das oscilações espontâneas de correntes que julgamos as mais ilustrativas e seus relacionamentos com os efeitos de capturas de elétrons assistidos por campo e com a ionização por impacto. Voltaremos à discussão dos diagramas de bifurcação na seção 4.3 quando pretendemos descrever a rota para caos de forma mais completa, considerando, inclusive, janelas de ordem do caos.

4.2.2 - Medidas com o multímetro

No que se segue iremos substituir a placa DAQ por um multímetro de 32 bits de leitura. Isso será feito com a esperança de se conseguir observar novos regimes de bifurcação, em particular a bifurcação de ciclo-4. Para isso, outra amostra foi clivada do *wafer BH9819*. Ao utilizar o multímetro não poderemos obter séries temporais que contenham informações suficientes para o estudo de sua dinâmica. Pois a taxa de amostragem do multímetro é de no máximo 2 mil pontos por segundo (2 kHz) o que, para o valor de frequência observadas, em torno de 300 Hz, é insuficiente, pois se tem pouco menos de 7 pontos por comprimento de onda do sinal. De fato, o atraso temporal encontrado para essas séries temporais foi de 1 passo, ou seja, 2 kHz corresponde a 500 μ s. O passo 1 não é adequado para construção de atratores contínuos no tempo, mas é para mapas. Em resumo, isso indica que a série temporal não é boa para as análises da dinâmica, ou seja, não temos como calcular os coeficientes de Lyapunov ou dimensão de correlação. Entretanto, utilizando-se a transformada de Fourier,

como uma forma de análise simplificada das bifurcações, pudemos calcular as frequências das oscilações. Fizemos também a reconstrução do atrator, em duas dimensões, utilizando o atraso temporal de passo 1. O algoritmo de redução de ruídos foi também utilizado. Mas nesse caso, não é possível utilizar estatísticas advindas da dinâmica não linear, como feito anteriormente, para determinar os parâmetros de entrada do algoritmo. O que foi possível ser feito, foi tomar os valores dos parâmetros de entrada utilizando o método de tentativa e erro, otimizando os resultados por uma análise visual do atrator reconstruído do novo resultado da transformada de Fourier.

Para aplicação dessa metodologia, referenciamo-nos à figura 4.1b e trabalhamos com a tensão aplicada a partir de 50,0 V, que são os valores em que oscilações periódicas de ciclo e rota para o caos puderam ser observadas. Nas figuras 4.9, 4.10 e 4.11 mostramos alguns resultados para medidas feitas a 200 K e iluminação com $I_{LED} = 10 \text{ mA}$, ou seja, o atrator e as transformadas de Fourier. Nesse caso, cada série temporal foi medida em 20 mil pontos com uma taxa de amostragem de 2 mil pontos/segundo.

LFO 1

LFO 2

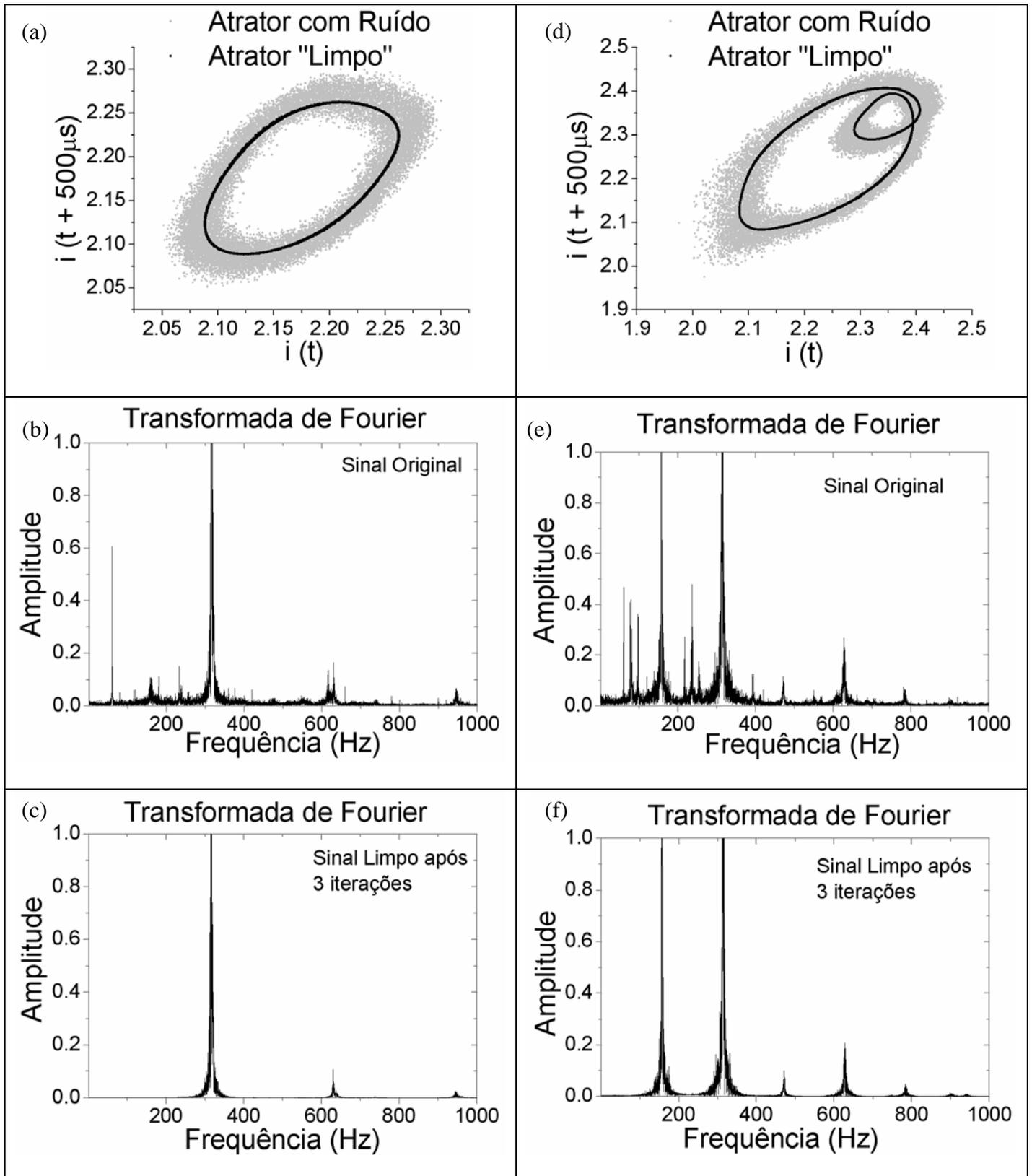


Figura 4.9: Atrator de ciclo-1 para 51,6 V e de ciclo-2 para 55,0 V, em 200 K e $I_{LED} = 10$ mA, mostrados antes (em cinza) e após (em preto) a redução de ruído com as respectivas transformadas de Fourier.

A figura 4.9a foi obtida com a tensão elétrica DC aplicada de 51,6 V e uma oscilação espontânea de corrente com frequência de 315,2 Hz foi observada. O nível de ruído medido por tentativa e erro foi de cerca de 7 %, incluindo o ruído de rede de 60 Hz e a transformada de Fourier é mostrada na figura 4.9b. A transformada de Fourier após a aplicação do algoritmo de redução de ruído é mostrada na figura 4.9c e podemos constatar que a transformada reflete a eficiência da redução de ruídos com 3 iterações. Na figura 4.9a mostramos também, em preto, o atrator da série após a redução de ruídos.

Nas figuras 4.9d, 4.9e e 4.9f mostramos os resultados correspondentes, oriundos de uma mudança única, qual seja, na tensão aplicada que foi elevada para 55,0 V. A diferença básica é que o sistema sofreu uma bifurcação para ciclo-2. A frequência dessa nova oscilação, de ciclo-2, satisfaz a condição de ser próxima da metade do ciclo-1, descrito acima. Nesse caso o valor encontrado foi de 156,9 Hz, bastante próximo de $315,2/2=157,6$ Hz.

Aumentando a tensão para 57,5 V, a oscilação espontânea muda para ciclo-4. Nesse caso, o ruído tende a obscurecer a visualização do atrator, mas após a redução de ruídos ele fica bastante nítido. A frequência medida foi de 76,9 Hz que é próximo de $315,2/4=78,8$ Hz. Até esse ponto, o que observamos aumentando a tensão aplicada foi uma rota de bifurcação por duplicação de período, ou seja, 1-2-4.

LFO 3

LFO 4

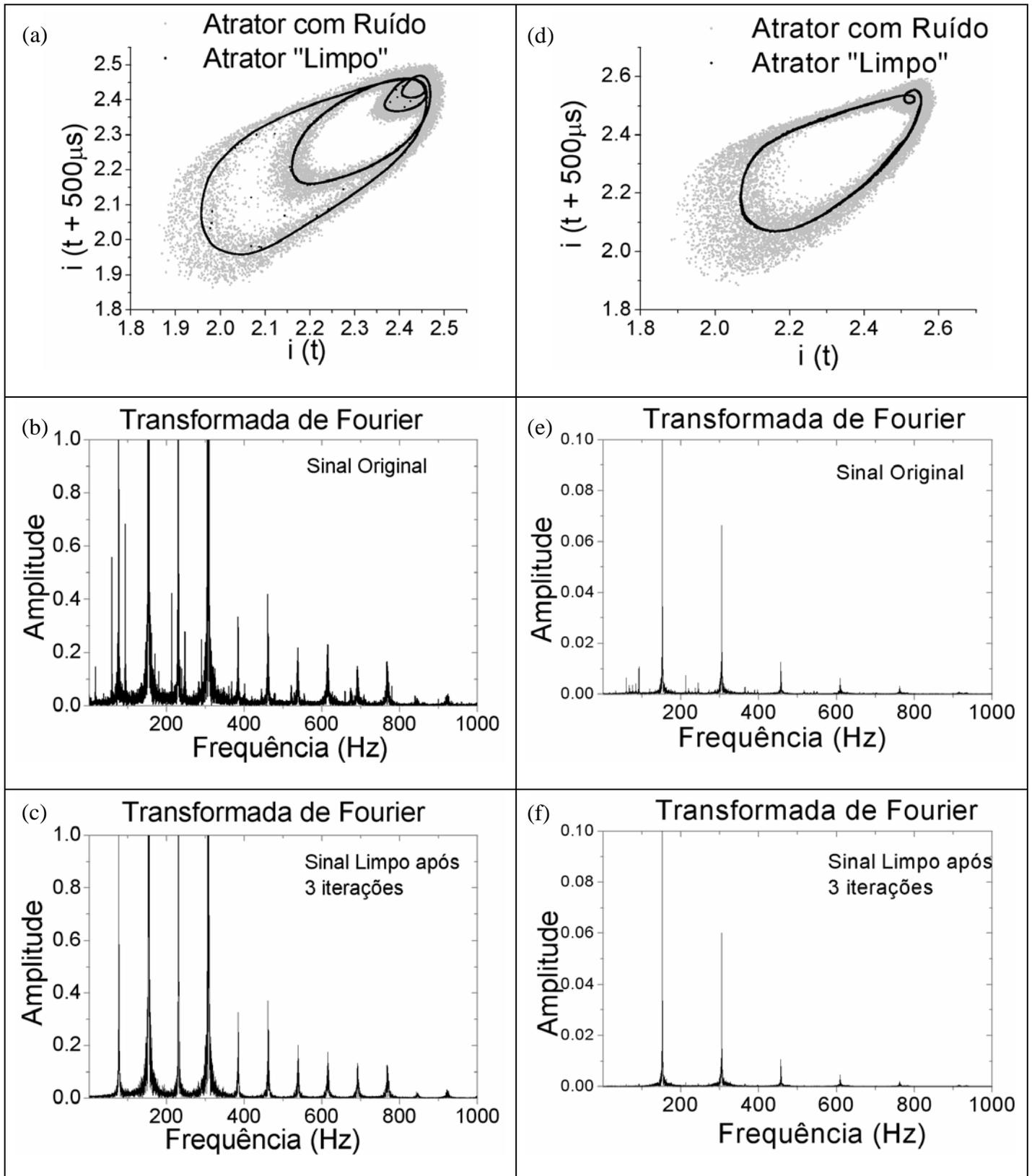


Figura 4.10: Atrator ciclo-4 com 57,5 V e atrator ciclo-2 com 60,0 V aplicada a amostra, sob temperatura de 200 K e $I_{LED} = 10$ mA. Antes (em cinza) e após (em preto) a redução de ruído com as respectivas transformadas de Fourier.

Continuamos aumentando mais a tensão aplicada e usando o valor de 60,0 V o atrator voltou a apresentar ciclo-2 como ilustrado na figura 4.10d. A frequência foi, nesse caso, de 152,3 Hz, já significativamente menor que os $315,2/2=157,6$ Hz calculados do ciclo-1. Este é um fato comum em rotas para o caos de forma reversa, do ponto de vista teórico, para um dado parâmetro de controle, o sistema que se encontra num regime caótico, retorna ao ciclo-4, 2, 1 gradativamente. Aparentemente, temos uma pequena faixa de tensão onde isso ocorre, para que isso possa ser apurado com mais detalhes, devemos obter um diagrama de bifurcação com passos mais refinados nesta região.

Finalmente, aumentando a tensão aplicada para 64,0 V, tem-se um regime caótico, como lustrado pelo atrator da figura 4.11a. Essa afirmação se sustenta com na definição apresentada no capítulo 3 para um regime caótico adicionado da análise transformada de Fourier. Por exemplo, o atrator reconstruído no espaço de estados mantém seu volume bem preenchido, e as transformadas de Fourier não revelam frequências definidas. A presente análise não permite que essa afirmação seja testada através dos expoentes de Lyapunov e da dimensão de correlação como fizemos nas medidas utilizando a placa DAQ. De qualquer forma, entendemos que a redução de ruído, demonstrado nas transformadas de Fourier, levaram a resultados consistentes para caracterizar a rota para o caos. Nessa metodologia, utilizamos 5 valores da tensão aplicada. Na realidade, fizemos isso para 340 valores distintos da tensão aplicada e utilizamos os resultados para construir um diagrama de bifurcação desse sistema. Isso será apresentado e discutido na próxima seção.

LFO 5

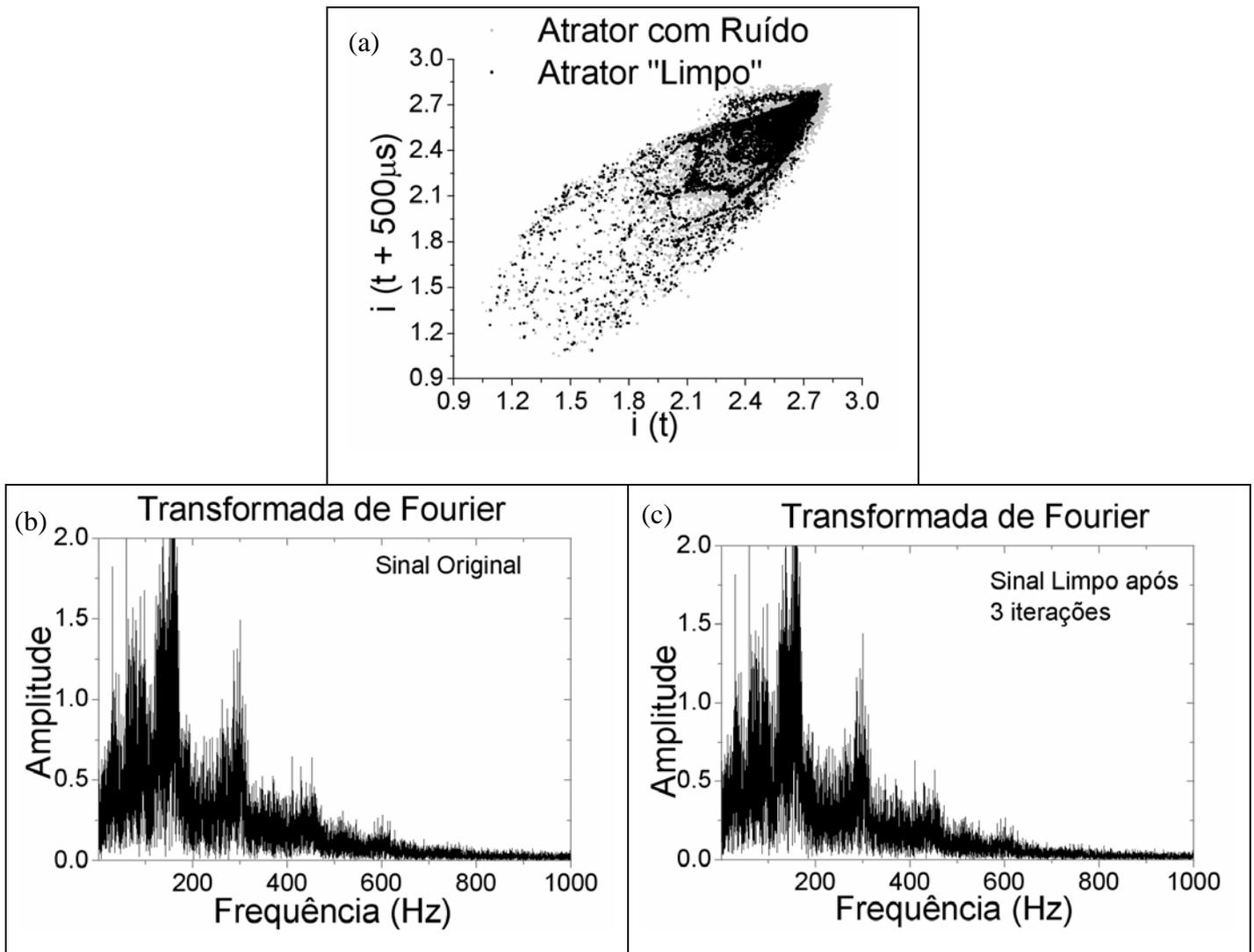


Figura 4.11: Atrator “caótico” com 64,0 V aplicada a amostra, sob temperatura de 200 K e $I_{LED} = 10$ mA. Antes (em cinza) e após (em preto) a redução de ruído com as respectivas transformadas de Fourier.

Medidas e resultados semelhantes aos apresentados nessa seção foram também obtidos para as amostras *BH9817* e *BH9816*, utilizando, obviamente, diferentes condições de temperatura, iluminação e tensão aplicada. A essência dos resultados é a mesma e, por isso, optamos por não apresentá-los. Entretanto, já mostramos as respectivas curvas $I(V)$ e iremos mostrar na seção seguinte os diagramas de bifurcação.

4.3 – Diagramas de bifurcação

Após termos feito as análises das séries temporais utilizando metodologias da dinâmica não-linear, pretendemos apresentar agora os diagramas de bifurcação obtidos para as amostras *BH9819*, *BH9817* e *BH9816*. Primeiramente, como mostrado na figura 4.12, pretendemos analisar o efeito da aplicação do algoritmo de redução de ruído [16] a um diagrama de bifurcação obtido para a amostra *BH9819* a 200 K e com $I_{LED} = 10$ mA. Nessa figura, S_n representa uma coordenada do mapa de Poincaré que foi obtida pelos mínimos de cada série temporal experimental.

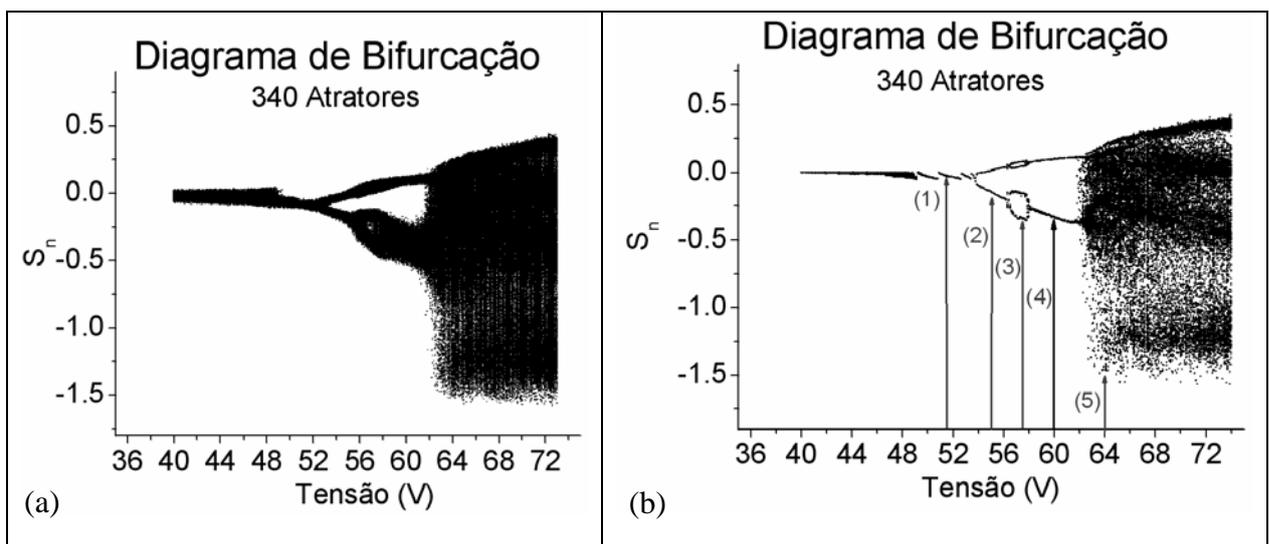


Figura 4.12: Diagrama de bifurcação para amostra *BH9819*, antes (a) e depois (b) da redução de ruído. Os pontos indicados por (1), (2), (3), (4) e (5) estão associados com oscilações de ciclo-1-2-4-2 e caos, respectivamente.

Para construir esses diagramas, utilizamos os mínimos das 340 séries temporais medidas. Cada seqüência de mínimos obtidos de cada série temporal é traçado pelo valor do parâmetro de controle principal correspondente, ou seja, a tensão elétrica DC foi aplicada na amostra para obter cada série temporal. Utilizamos o multímetro de 32 bits para gravar as séries temporais, e os cálculos foram realizados via uma ferramenta de programação no LabVIEW®. O ruído da série original, cujo diagrama é apresentado na figura 4.12a, foi

estimado (utilizando o método da tentativa e erro) cerca de 10 % e acreditamos que tenha caído para cerca de 1 % após a aplicação da redução de ruídos, como mostrado na figura 4.12b. Nesta figura, podemos visualizar com maior clareza o diagrama de bifurcação. Por exemplo, podemos acompanhar a evolução que começa numa região de oscilação de ciclo-1 e, depois, bifurca para ciclo-2 e, adiante, para ciclo-4, e, em seguida, volta a ciclo 2 e, por fim, atinge o regime caótico. Os números indicados por setas numeradas de 1 a 5 na figura 4.12.b são as LFO mostradas nas figuras 4.9, 4.10 e 4.11. A presença de um ciclo-1 e em seguida um ciclo-2 depois de um ciclo-4, possivelmente pode caracteriza uma duplicação de período *flip*, de forma que, o diagrama segue uma evolução por duplicação de período. Depois o ciclo-4 volta para ciclo-2, em um processo de bifurcação inversa. Para caracterizar mais precisamente o tipo de evolução de bifurcação é necessário fazer um estudo mais detalhado do sistema, aumentando o número de pontos do diagrama em alguns casos e alterando as condições experimentais. Por exemplo, na figura 4.13, apresentamos o diagrama de bifurcações, após a aplicação da redução de ruídos, obtidos para séries temporais com a placa DAQ na amostra *BH9819*, a 200 K, mas elevando a corrente no LED para $I_{LED} = 30$ mA. Nesse caso, trabalhamos com os mínimos de 100 séries temporais.

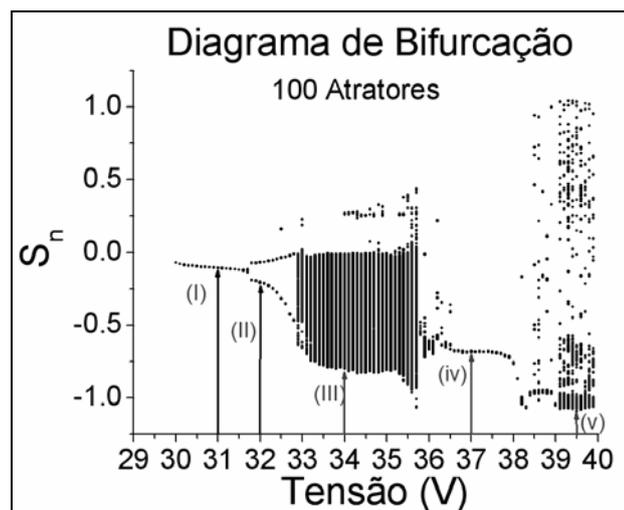


Figura 4.13: Diagrama de bifurcação para *BH9819*. Observa-se ciclos 1 e 2, caos, ciclo-1 e, novamente, caos. O segundo ciclo-1 é uma janela de ordem do caos.

Nessa figura, as setas (I), (II) e (III) estão associadas com as LFO das figuras 4.6, 4.7 e 4.8, respectivamente. Assim, o diagrama de bifurcação apresenta oscilações de ciclo-1, -2 e caos e, para um maior valor de tensão, o diagrama revela uma janela de ordem do caos, caracterizado pelo fato de que o regime caótico volta para um regime cíclico, no caso para ciclo-1 e voltando, finalmente, para o regime caótico. A saída da janela do caos, com sua oscilação de ciclo-1, para o regime caótico pode ser uma observação do comportamento de *crise interior* em diagramas de bifurcação, já que ocorre uma mudança súbita na forma do atrator, ou seja, de ciclo-1 para caos. Por definição, segundo Grebogi [17,18], crise interior é um evento dos sistemas dinâmicos que ocorre quando uma órbita instável “colide” com o atrator caótico em sua bacia de atração. Os atratores das setas (iv) e (v) não foram discutidos anteriormente, mas observamos que eles apresentam comportamentos de atratores de ciclo-1 e caóticos.

Diagramas de bifurcação foram também construídos para as amostras *BH9817* e *BH9816*. Com base em observações das curvas $I(V)$ mostradas nas figuras 4.2a e 4.2b, é possível inferir os valores da tensão elétrica propícia para encontrar diagramas de bifurcação que apresentem rotas para o caos. Foi utilizada a placa DAQ para aquisição dos dados e um resistor de precisão de $20\text{ k}\Omega$ em série com amostra.

As medidas para a amostra *BH9816* apresentaram oscilações espontâneas de corrente com pequenas amplitudes que podem estar próximas da amplitude do ruído. Isso torna crítico a aplicação do algoritmo de redução de ruído, pois sinal e ruído se confundem. Mesmo assim, como mostrado na figura 4.14, os resultados mostram uma grande riqueza de bifurcações para medidas a 160 K e com $I_{LED} = 15\text{ mA}$. O diagrama foi obtido com mínimos de 300 séries temporais e traçado em função do valor da tensão aplicada.

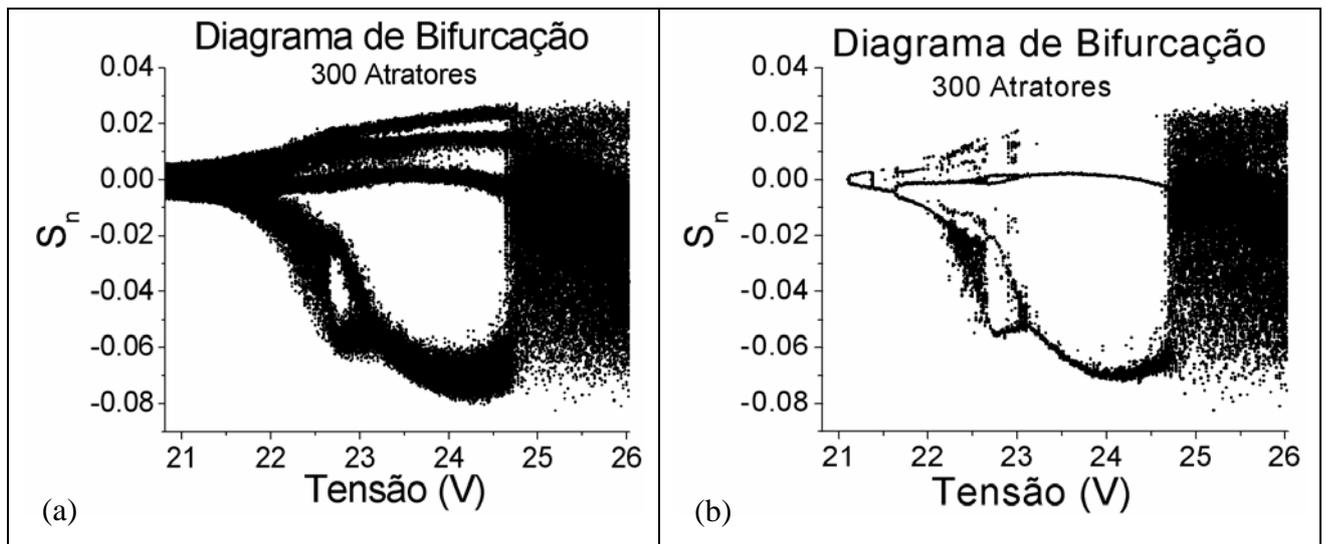


Figura 4.14: Diagrama de bifurcação para *BH9816*, antes (a) e após (b) a redução de ruído, revelando uma rota para o caos.

Esse diagrama de bifurcação inicia-se com uma bifurcação Hopf, e após certo valor do parâmetro de controle, as bifurcações ocorrem via duplicação de período, característica do cenário de Feigenbaum. É também observado, bifurcações em cascata inversa e regime caótico. Dessa forma, existe uma grande diversidade de bifurcações nesse diagrama.

As amostras do *wafers BH9817*, apresentam diagramas de bifurcação diferenciados dos já apresentados. Na figura 4.15 ilustramos um desses diagramas com o sinal original, ou seja, sem tratamento de dados.

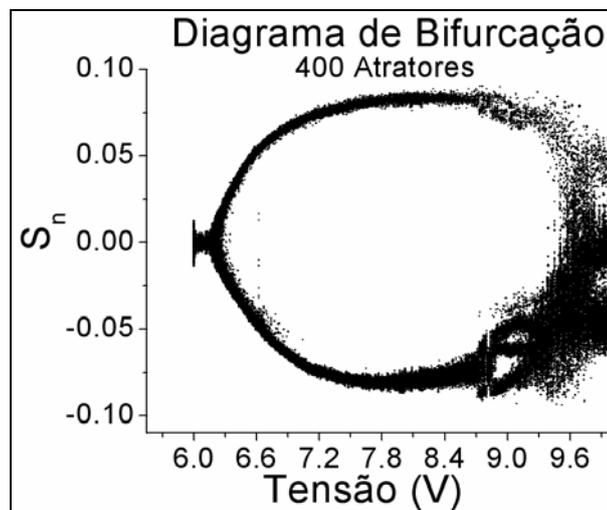


Figura 4.15: Diagrama de bifurcação para *BH9817*, a 106 K e com $I_{LED} = 2$ mA.

Para baixas tensões elétricas tem-se um regime de ciclo-1 e para tensões crescentes, bifurca para ciclo-2. Em seguida, tem-se mais uma bifurcação que acreditamos que seja para ciclo-4 e depois para ciclo-8. Finalmente tem-se o regime caótico. Infelizmente, a amplitude do sinal dessas oscilações é pequena, e isto dificulta uma análise mais apurada. Nossa opinião é que o diagrama de bifurcação se inicia com bifurcação Hopf e seguida de bifurcações tipo Feigenbaum até atingir o regime caótico.

Para se ter mais detalhes das rotas para o caos características das amostras semi-isolantes de GaAs, é necessário ainda medidas mais precisas, relacionadas com um melhor controle dos parâmetros experimentais e dos algoritmos de cálculo.

Os principais resultados e discussões relacionadas a esta tese foram publicados nos periódicos listados a seguir:

- ✓ R. L. da Silva, R.M. Rubinger, A.G. de Oliveira, e G.M. Ribeiro Braz. Jour. of Phys. **32**, 2A, 412, (2002).
- ✓ R.M. Rubinger, R.L. da Silva, A.G. de Oliveira, G.M. Ribeiro, H.A. Albuquerque, W.N. Rodrigues, M.V.B. Moreira, CHAOS **13** (2): 457-466 (2003).
- ✓ R. L. da Silva, H. A. Albuquerque, R. M. Rubinger, A. G. de Oliveira, G. M. Ribeiro and W. N. Rodrigues, Physica D **194**, 166 (2004).
- ✓ R. L. da Silva, H. A. Albuquerque, R.M. Rubinger, A.G. de Oliveira, G.M. Ribeiro e W. N. Rodrigues, Braz. Jour. of Phys. **36**, 21B, (2006).

A seguir, listo outras publicações relacionadas ao assunto da tese, na qual participo como co-autor:

- ✓ H. A. Albuquerque; R. L. da Silva; R. M. Rubinger; A.G. de Oliveira, G.M. Ribeiro e W. N. Rodrigues. Jour of Appl.Phys, **93**, 3, 1647, (2003).
- ✓ H. A. Albuquerque; R. L. da Silva; R. M. Rubinger; A.G. de Oliveira, G.M. Ribeiro e W. N. Rodrigues. Physica D - Nonlinear Phenomena, **208**, 1-2,123-130, (2005).
- ✓ H. A. Albuquerque; R. L. da Silva; R. M. Rubinger; A.G. de Oliveira, G.M. Ribeiro e W. N. Rodrigues. Braz. Jour. of Phys, **36**, 21B, (2006).

4.4 – Conclusões

Neste capítulo apresentamos os resultados experimentais que obtivemos durante a execução do trabalho de doutorado. Apresentamos também a análise e interpretação desses resultados. Iniciamos com medidas de curvas $I(V)$, processos de medidas e tratamento de dados em séries temporais e finalizamos com a apresentação de belas rotas para o caos via diagramas de bifurcação. Como fruto deste trabalho, a contribuição científica está no âmbito de encontrar séries temporais experimentais, que descrevam oscilações espontâneas de corrente de grau por excelência. Em se tratando de qualidade de informação, pudemos calcular a partir dessas séries, os parâmetros advindos da dinâmica não-linear e caos.

Referências do capítulo 4

- [1] R. M. Rubinger, A. G. de Oliveira, G. M. Ribeiro, J. C. Bezerra, M. V. Moreira, and

- H. Chacham, J. Appl. Phys. **88**, 6541 (2000)
- [2] H. A. Albuquerque, A. G. de Oliveira, R. L. da Silva, R. M. Rubinger, G. M. Ribeiro, W. N. Rodrigues, M. V. B. Moreira. J. Appl. Phys. **93**, 1647 (2003)
- [3] R. G. Praat and B. K. Ridley, J. Phys. Chem. Solids **26**, 11 (1965).
- [4] C. Paracchini and V. Dallacasa, Solid State Commun. **69**
- [5] E. Schöll, *Nonequilibrium Phase Transitions in Semiconductors*, Springer, Berlin (1987).
- [6] E. Schöll, *Nonlinear Spatio-Temporal Dynamics and Chaos in Semiconductors*, Cambridge, Nonlinear Science Series 10, Cambridge University Press, Cambridge, 2001
- [7] Wei-Ching Tsai e Fred J. Rosenbaum, IEEE Transactions on Electronics Devices, **16**, nº 2, 196 (1969).
- [8] E. Schöll, Phys. Rev. B **34**, 1395 (1986).
- [9] H. A. Albuquerque, R. L. da Silva, R. M. Rubinger, A. G. de Oliveira, G. M. Ribeiro, and W. N. Rodrigues, Physica D **208**, 123 (2005).
- [10] A. Neumann, B. Willing, A. G. M. Jansen, P. Winder and R. Deltour, J. Appl. Phys. **78**, 5186 (1995).
- [11] B. Willing and J. C. Mann, Phys. Rev. B **49**, 13995 (1994).
- [12] F. Piazza, P. C. M. Christianen and J. C. Maan, Physical Review B **55**, 15591 (1997).
- [13] A. Neumann, J. Appl. Phys. **90**, 1 (2001).
- [14] R. Hegger, H. Kantz, and T. Schreiber, CHAOS **9**, 413 (1999)
- [15] H. Kantz, T. Schreiber, *Nonlinear Time Series Analysis* (Cambridge University Press, Cambridge, 1997)
- [16] T. Schreiber, Phys. Rev. E **47**, 2401 (1993).
- [17] C. Grebogi, E. Ott e J. A. Yorke, Phys. Ver. Lett. **48**, nº22, 1507 (1982).
- [18] C. Grebogi *et al*, Physica D **7**, 181 (1983).

Conclusões

Nessa tese, realizamos estudos experimentais sistemáticos das oscilações espontâneas de corrente em amostras de GaAs semi-isolantes crescidas pela técnica de epitaxia por feixe molecular. As oscilações espontâneas de corrente são picos de corrente medidas num circuito contendo a amostra, um resistor para a medida e uma fonte de tensão contínua. As oscilações espontâneas são manifestações no circuito de domínios de campo elétrico que se formam no interior da amostra. Na condução desses estudos, utilizamos a linguagem inerente aos processos de dinâmica não-linear e de teoria de caos posto que os fenômenos de geração e recombinação de portadores responsáveis pela formação dos domínios são intrinsecamente não-lineares. Na fase inicial do trabalho, houve a necessidade de aprimorar os métodos experimentais relacionados aos processos de medidas de sinais elétricos, posto que sinais de baixa intensidade seriam medidos.

Na etapa seguinte, procuramos entender e descrever os processos de geração e recombinação (g-r) de cargas, que são os fenômenos responsáveis pelas não linearidades no sistema e pelo aparecimento dos picos de corrente. Os fenômenos de g-r são decorrentes de defeitos profundos presentes nas amostras de GaAs e que são responsáveis pelas propriedades semi-isolantes das amostras. Isso foi necessário para qualificar, de uma forma abrangente, a dinâmica das oscilações de baixa frequência. Nessa etapa, pudemos consolidar modelos do que viria a ser uma das relevantes contribuições na área de oscilações espontâneas. As oscilações espontâneas de corrente estão diretamente relacionadas com a presença de domínios de campos elétricos formados devido a instabilidades na região do catodo e que se propagam através da amostra, sendo destruídos no anodo. Oscilações típicas têm frequência

variando de sub-Hertz até kHz. Nessa tese, trabalhamos com frequências de 100 Hertz a 1000 Hertz e com velocidade de propagação dos domínios de aproximadamente 30 cm/s.

Do ponto de vista fenomenológico, quando as curvas $I(V)$ são cortadas pela *dc load line - dcll*, tem-se os três pontos quiescentes que explicariam as oscilações espontâneas. O que observamos em nossos resultados, entretanto, foi que a amplitude das oscilações espontâneas de corrente no circuito seguia uma pequena amplitude ao longo da curva $I(V)$ em cada ponto de operação. Deste modo, nossa conclusão foi que os processos de g-r são os principais fenômenos responsáveis pelas instabilidades e, conseqüentemente, pelo surgimento das oscilações espontâneas.

Investigar as oscilações espontâneas de corrente em GaAs SI, considerando a teoria de caos, foi muito enriquecedora como comprovado a partir de nossa produção de resultados inéditos. As primeiras idéias para a realização do trabalho surgiram quando, ao aplicarmos um campo elétrico intenso, observamos oscilações de baixa frequência que apresentava um regime caótico para determinadas condições de temperatura e de iluminação. A partir desse ponto, ampliamos os estudos para entender a principal contribuição em caracterização de caos em semicondutores e que surgiu com a aplicação de sofisticadas técnicas de redução de ruídos, tanto na instrumentação utilizada para obter os resultados como no tratamento de sinais. Em conseqüência, conseguimos caracterizar as oscilações em regime caótico em condições ainda não vistas em estudos experimentais de transporte de carga em semicondutores.

Além da caracterização do regime caótico, por exemplo descrita pela dinâmica do atrator através do expoente de Lyapunov e da topologia da dimensão de correlação, um estudo do diagrama de bifurcação foi feito para as oscilações espontâneas de corrente. Uma rota para o caos de tipo ainda não definida foi observada. Nessa condição, o sistema parece apresentar

rotas para o caos de forma mista. Foi possível observar bifurcações por duplicação de período, tipo Hopf, ocorrência de *crise* e cascata inversa. Achamos que estudos futuros deveriam ser feitos com vistas a apurar, com mais detalhes, tipos de bifurcações mais característicos para GaAs SI.

As medidas das oscilações espontâneas foram realizadas com uma placa DAQ de 16 bits e com multímetros digitais de 32 bits de resolução. Isso nos proporcionou resolução para obtermos atratores de ciclo-4, sendo este um fato inédito em oscilação de corrente em semicondutores. Um tratamento com transformadas de Fourier exibiu as frequências de cada ciclo numa seqüência 0-2-4-2- ∞ , onde o símbolo ∞ representa o regime caótico. Entendemos que nossa mais significativa contribuição científica esteja relacionada com a investigação destas oscilações experimentais de baixas frequências presentes em amostra de GaAs semi-isolantes, num contexto da dinâmica não linear. A visualização de atratores de ciclo-4 e de diagramas de bifurcação, com grande resolução, somente foram possível graças aos métodos de redução de ruído empregados, que julgamos ter sido outra contribuição relevante.

Glossário de termos técnicos

As_{Ga} - Consiste de um defeito de anti-sítio de arsênio e corresponde a um átomo de As na posição cristalográfica do átomo de Ga.

Atrator – É o conjunto de pontos no *espaço de estados* que é solução de uma equação de evolução. Um atrator regular tem uma dimensão inteira e um atrator estranho tem dimensão fracionária.

Bifurcação – É uma mudança no estado ou na topologia do atrator quando algum parâmetro é mudado na equação de evolução. A bifurcação é associada com mudanças na estabilidade da solução da equação de dinâmica não-linear.

Caos – É uma evolução determinística de um sistema não linear. A evolução é imprevisível, não periódica, e as *órbitas* do atrator correspondente se afastam exponencialmente. O sistema apresenta sensibilidade às condições de iniciais ou a perturbações.

DAQ - Placa de aquisição de dados (*data acquisition*) para computador.

Diagrama de bifurcação – Trata-se de um resumo visual e gráfico da evolução dos períodos das oscilações em função de algum parâmetro de controle.

Dimensão de imersão – Trata-se da dimensão euclidiana do espaço de fase, sendo zero ou um número inteiro positivo, necessária para desdobrar o atrator, ou seja, eliminar pontos de cruzamento na órbita de um sistema não linear.

Dimensão fractal – Trata-se da dimensão fracionária de um sistema constituído de um conjunto infinito de pontos contido no espaço de fase e que contém informação da sua densidade pontos.

Espaço de fase e espaço de estados – Trata-se de um espaço abstrato de dimensão inteira no qual estão imersos os vetores multidimensionais, descritos em tempo contínuo ou discreto, associados aos sistemas.

Expoentes de Lyapunov – São os expoentes que descrevem a forma com que ocorre o afastamento das órbitas de um atrator, para sistemas não-lineares ou perturbados.

Falsos vizinhos – São pontos da órbita de um atrator que se apresentam como vizinhos devido a uma projeção da órbita numa dimensão inferior a dimensão real do sistema e gerando, portanto, falsos cruzamentos de órbita.

Field enhanced trapping – Trata-se do fenômeno em que portadores de cargas nas bandas do semiconductor têm sua probabilidade de captura aumenta pela presença de um campo elétrico externo. Numa tradução livre tem-se: captura aumentada por campo.

Fluxos e mapas – Fluxos são as trajetórias de um sistema no espaço de fase, descritas pelas regras de evolução num tempo contínuo. Nos mapas, o tempo discreto. Dessa forma, fluxos podem ser transformados em mapas pelo processo de eliminar uma das dimensões euclidianas do sistema, por exemplo, pela metodologia utilizada para gerar mapas de Poincaré.

g-r – Trata-se de processos de geração e recombinação de portadores de cargas, envolvendo bandas e centros de captura de cargas.

Gap - Faixa de energia “proibida” pela solução da Equação de Schroedinger e localizada entre duas faixas de energia permitidas.

GPIB – Uma porta de comunicação da dados, vista como uma interface entre os instrumentos de medida e o computador.

Guard – Trata-se de um modo de operação do sistema de medida de alta impedância, utilizado como uma proteção ativa contra capacitâncias parasitas. Ele utiliza um amplificador operacional para equilibrar o potencial de dois condutores concêntricos.

Informação mútua – Trata-se de uma estatística introduzida em teoria de comunicações a partir do conceito de entropia de Shanon¹. Essa entropia descreve as fontes de informação de sistemas caóticos não lineares e permite trabalhar com uma estatística que encontra o *delay* (atraso) adequado na série temporal para ser usado na reconstrução do atrator.

¹ C.E. Shannon. A mathematical theory of communication. Bell System Tech. J.,27: 379-423 and 623-656.

LabView® – Trata-se de uma linguagem de programação de computadores destinada a automatizar experimentos e é baseada no desenvolvimento de fluxogramas.

LEC - *Liquid encapsulated Czochralski* é uma técnica de crescimento de cristais que utiliza um material de baixa pressão de vapor para encapsular um líquido de alta pressão de vapor.

LED - Diodo emissor de luz.

LFO – É a abreviatura para *low frequency oscillations* e traduzido por oscilações de baixa frequência.

LT – É a abreviatura para *low temperature* que associado com MBE se presta a designar os crescimento de GaAs em temperatura entre 200 °C e 500 °C, sabendo-se que a temperatura para se obter GaAs de boa cristalinidade é de cerca de 580 °C.

MBE – É a abreviatura de *Molecular Beam Epitaxy*, traduzido por epitaxia por feixe molecular, e consiste de uma técnica de crescimento de semicondutores em condições fora do equilíbrio termodinâmica e que utilizar fontes gasosas como fontes.

MPE - *Multi phonon emission* é um mecanismo de recombinação de portadores livres sem liberação de radiação.

NDC – É a abreviação de *negative differential conductivity* e traduzido por condutividade diferencial negativa e é auto-explicativo.

NNDC – Trata-se de NDC com a forma estilizada de um N.

SI – É abreviatura de *semi-insulating* e especifica o caráter semi-isolante de GaAs e é tipicamente $>10^7 \Omega\text{cm}$. Esse conceito se presta a informar que as bandas do semicondutor não foram alteradas, mas que a resistividade do material aumenta devido a captura dos portadores por defeitos.

SNDC - Trata-se de NDC com a forma estilizada de um S.