



UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

LASERS DE DIODO CAÓTICOS POR REALIMENTAÇÃO ÓTICA

JHON FREDY MARTINEZ AVILA

RECIFE - PERNAMBUCO

AGOSTO - 2002

**LASERS DE DIODO CAÓTICOS
POR REALIMENTAÇÃO ÓTICA**

Por

JHON FREDY MARTINEZ AVILA

Físico - Universidad Industrial de Santander - Colômbia - 2000

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

Submetida Ao Departamento de Física como parte dos pré-requisitos para a
obtenção do título de

MESTRE EM FÍSICA

pela

UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO

Comissão Examinadora

_____ Prof. J. R. Rios Leite (UFPE)-Orientador

_____ Prof. Daniel Bloch (França)

_____ Profa. Sandra. S. Vianna (UFPE)

Data da aprovação: Agosto 19 de 2002

A Deus.

A minha familia.

Aos meus amigos.

AGRADECIMENTOS

Ao prof. J. R. Rios Leite, pela orientação durante todo o mestrado, e pela constante colaboração durante a elaboração deste trabalho, também por ser um excelente amigo.

Aos alunos de iniciação científica do nosso laboratório: Daniel A. T. Bandeira, Lincoln P. Ferro de Souza e Daniel Alcoforado Pérez, que montaram parte da instrumentação utilizada nos experimentos e pela amizade. Ao senhor Jonas Campelo Gomes, por ser um colega do laboratório e pela amizade.

Aos colegas da pós-graduação da UFPE, pelo companheirismo e amizade, em especial a Hugo L. D. de S. Cavalcante, que contribuiu com discussões teóricas e pela ajuda na parte experimental deste trabalho.

À professora Sandra S. Vianna, física da UFPE, e ao professor Daniel Bloch da França, por serem os membros da banca desta dissertação.

Aos demais professores da pós-graduação pela convivência, formação e amizade.

Aos colombianos Fabio Rueda e Luz Patricia, por ser grandes amigos e estar sempre do meu lado, ao meu primo Vladimir pela amizade, apoio e ajuda na parte acadêmica como também na parte humana, aos cubanos Roberto, Pedro, Ernesto, Alexei e Eduardo pela amizade nestes dois últimos anos, à

chata da Lucélia "Baiana" por ter sido como minha irmã e ao insuportável do Sergio pela ajuda na eletrônica e por ser um grande amigo.

Ao senhor Nilton, sua esposa Helena e sua filha Amanda, pelo apoio, amizade e carinho que recebi, e também por ter sido como minha família brasileira.

Aos funcionários do Departamento de Física, pela manutenção da infraestrutura necessária ao nosso trabalho, especialmente às secretárias da pós-graduação, Ana e Linet, e ao pessoal da oficina da mecânica.

Ao Brasil e à agência de financiamento à pesquisa CNPq.

Resumo

Estudamos as instabilidades dos lasers semicondutores por meio de realimentação ótica. Usamos lasers de diodo "SDL-5401-G1", operando no comprimento de onda de 850nm. Um espelho localizado a uma distância de 50cm a 5m do laser produziu a realimentação. Foram tomadas séries temporais dos pulsos do laser de diodo operando em regime caótico, identificando-se dois regimes encontrados na literatura: um deles é a flutuação de baixa frequência e o outro é o chamado colapso de coerência. A partir destas séries temporais foram extraídos mapas de retorno do próximo máximo dos pulsos, com as características de caos determinístico. Os resultados experimentais são comparados com as soluções numéricas das equações de Lang-Kobayashi.

Abstract

The instabilities in semiconductor lasers produced by optical feedback are studied experimental and numerically. The diode laser used was an *SDL-5401-G1* operating at near $850nm$ wavelenght. An external mirror at distances $0.5m$ and $5m$ gave the feedback. Time series of the laser output pulses have been identified with chaotic dynamics reported in previous work in the recent literature. One regime observed was the low frequency fluctuations (*LFF*) and the other the coherence collapse. From the time series maps of next maximum peak of the pulses were constructed and verified to be associated to deterministic chaos. The results are compared with the numerical solutions of the Lang-Kobayashi equations.

Sumário

Introdução	1
1 Lasers de Diodo	4
1.1 Introdução	4
1.2 Os Semicondutores	5
1.2.1 Níveis energéticos	5
1.2.2 As Impurezas	6
1.3 O Processo Laser num Semicondutor	8
1.3.1 Propriedades da junção $p - n$	8
1.3.2 Aplicando uma voltagem na junção $p - n$	8
1.3.3 Construção de um diodo laser	11
1.3.4 Confinamento da luz dentro da zona ativa	11
1.3.5 Montagens dos lasers de diodo	12
1.4 Características da emissão	13
1.4.1 Curva Luz-Corrente	13
1.4.2 Dependência dos parâmetros do laser diodo com a temperatura	15
1.4.3 Características espectrais	15
2 Instabilidades na Intensidade dos Lasers Semicondutores	19
2.1 Introdução	19
2.2 Equações de Taxa	21

2.3	O Laser Semicondutor com Modulação da Corrente	22
2.4	Lasers Semicondutores com Injeção de Luz	25
2.5	Lasers Semicondutores com Realimentação Ótica	29
3	Laser Diodo com Realimentação Ótica	40
3.1	Considerações preliminares	41
3.1.1	Montagem experimental	41
3.1.2	Laser solitário	41
3.1.3	Definição e medidas dos parâmetros	42
3.2	Séries Temporais e Mapas de Retorno Experimentais	45
3.3	A Integral de Correlação	52
3.3.1	Determinação das dimensões do atrator	57
3.4	Modelos teóricos	62
4	Conclusões	66

Lista de Figuras

1.1	Níveis energéticos de um semicondutor dopado com impurezas	7
1.2	Níveis de energia de uma junção $p - n$ sem voltagem aplicada	9
1.3	Bandas de energia de uma junção $p - n$ quando se aplica uma voltagem positiva	9
1.4	Estrutura básica de um laser de diodo	11
1.5	Montagem de um laser de diodo comercial	13
1.6	Curva Luz-Corrente mostrado esquematicamente para um laser InGaAsP guiado pelo índice [2].	14
1.7	Variação do comprimento de onda emitida em função da tem- peratura no laser de diodo.	15
1.8	Dependência da Luz-Corrente com a temperatura para um laser semicondutor InGaAsP [2].	16
1.9	Espectro do modo longitudinal do laser semicondutor InGaAsP mostrado na figura 1.8 para diferentes temperaturas [2].	16
1.10	Espectro de potência óptico para três diferentes níveis da saída do laser semicondutor de hetero-estrutura <i>InGaAsP</i> [10].	17
2.1	Formas de onda da densidade fotônica para diferentes valores do índice de modulação num laser de diodo. (Segundo a referência [19]).	23

2.2	(a) Travamento da frequência de um laser com modulação externa, (b) Saída quasiperiódica do laser modulado externamente. (segundo [17]).	24
2.3	Diagrama para um laser semiconductor com injeção de luz.	25
2.4	Espectros simulados para diferentes frequências de sintonização do laser diodo. (Segundo [17]).	27
2.5	Diagrama de bifurcações dinâmicas no laser diodo. (Segundo [17]).	28
2.6	Espectro de frequência de um laser de diodo sujeito a injeção ótica. (Segundo [17]).	29
2.7	Diagrama do laser diodo com realimentação ótica (LDRO).	30
2.8	Intensidade dos pulsos e espectro de potência do laser de diodo LDRO com baixa corrente de bombeio.	32
2.9	Intensidade dos pulsos e espectro de potência do laser de diodo LDRO e com a corrente de bombeio pouco acima do limiar do laser solitário. Regime de flutuações de baixa frequência.	33
2.10	Intensidade dos pulsos e espectro de potência do laser de diodo LDRO e com a corrente de bombeio muito maior que o limiar. Regime do colapso de coerência.	34
2.11	Mapas de retorno dos intervalos temporais T entre pulsos sucessivos no regime II (a), e no regime III (b), segundo [7].	36
2.12	Comportamento dinâmico de um laser semiconductor com realimentação ótica no espaço realimentação (γ)-corrente (I). Segundo [27].	37
2.13	séries temporais de um laser semiconductor sujeito a realimentação ótica constante. Segundo [27].	38
2.14	Série temporal mostrando a transição entre as flutuações de baixa frequência e a emissão estável. Segundo [27].	39

3.1	Arranjo experimental do laser semiconductor com realimentação ótica.	42
3.2	Curva Intensidade da Luz/Corrente de Bombeio para o laser solitário e o laser com realimentação ótica.	43
3.3	Série temporal para um pulso cardíaco (esquerda), junto com com seu mapa de retorno (direita).	45
3.4	Série temporal para um sinal aleatório (esquerda), junto com com seu mapa de retorno (direita).	46
3.5	Série temporal do laser diodo com realimentação ótica para $I=15.6\text{mA}$ e $\xi = 8.75\%$	48
3.6	Série temporal para uma corrente de 18mA (a) e seu mapa de retorno temporal (b), $\xi = 8.75\%$	49
3.7	Série temporal para uma corrente de 23mA (a) e seu mapa de retorno temporal (b), $\xi = 8.75\%$	50
3.8	Séries temporais experimentais para diferentes correntes de bombeio, $\xi = 8.75\%$	51
3.9	Série temporal para uma corrente de 16.4mA (a) e seu mapa de retorno temporal (b), $\xi = 9.375\%$	53
3.10	Série temporal para uma corrente de 23mA (a) e seu mapa de retorno temporal (b), $\xi = 9.375\%$	54
3.11	Séries temporais experimentais para diferentes correntes de bombeio, $\xi = 9.375\%$	55
3.12	Mapa Hénon calculado usando o programa TISEAN2.1	57
3.13	Integral de correlação $C^n(r)$ para série numérica do mapa de Henon.	58
3.14	Dimensão de correlação $D_2(n, r)$ para o mapa Henon.	59
3.15	Integral de correlação $C^n(r)$ para o sinal de ruído da figura (3.4).	59
3.16	Dimensão de correlação $D_2(n, r)$ para o sinal de ruído.	60

3.17 Integral de correlação $C^n(r)$ para série experimental do laser de diodo representado na figura (3.6).	61
3.18 Dimensão de correlação $D_2(n, r)$, para série experimental do laser de diodo.	61
3.19 Intensidade do laser calculada a partir das equações de Lang-Kobayashi (segundo a referência [36]).	63
3.20 Mapa temporal do laser calculada a partir série numérica. . . .	64
3.21 Integral de correlação $C^n(r)$ para série numérica do laser de diodo.	64
3.22 Dimensão de correlação $D_2(n, r)$, para série numérica do laser de diodo.	65

Introdução

Os primeiros lasers semicondutores foram fabricados em 1962 independentemente por três grupos diferentes nos Estados Unidos. Os pesquisadores conseguiram radiação electromagnética coerente de um diodo de junção $p - n$ feito com o material semiconductor $GaAs$. Desde sua invenção a variedade de materiais e configurações das junções tem sido muito grande. Os comprimentos de onda disponíveis comercialmente cobrem uma faixa do espectro da luz visível até o infravermelho médio ($400nm - 1600nm$). Desde sua invenção a variedade de materiais e configurações das junções tem sido muito grande [1, 2]. A família atual dos lasers de diodo é utilizada em produtos de alto consumo como: CD-Compacr Discs, impressoras laser, scanners e sistemas de comunicação ótica.

Nesta dissertação estudamos a dinâmica do laser semiconductor quando parte da luz emitida é reinjetada dentro da cavidade do laser. Esta configuração é de grande importância desde o ponto de vista tecnológico como também desde o ponto de vista da pesquisa da dinâmica do laser. Em algumas aplicações, como por exemplo, nos sistemas de comunicação por meio de fibras óticas, os lasers semicondutores funcionam na presença de realimentação ótica externa, tal realimentação pode afectar o comportamento do laser [3, 4]. Para níveis baixos de realimentação a largura de linha do laser é reduzida. Quando o nível de realimentação passa de um valor crítico então, o sistema entra no regime do colapso de coerência [5], no qual a largura de linha do laser aumenta exageradamente (desde $< 100MHz$ até $> 10GHz$). Outro fenómeno interes-

sante são as flutuações de baixa frequência [4, 6, 7], a taxa característica de tais flutuações ($10 - 100 MHz$) é muito menor que as outras frequências típicas do sistema (por exemplo, as oscilações de relaxação), por este motivo levam esse nome de baixas frequências.

O tema central deste trabalho é estudar o comportamento caótico das instabilidades na intensidade do laser semiconductor com realimentação ótica, existe uma grande literatura de trabalhos experimentais e teóricos neste tema, portanto conseguimos reproduzir resultados já achados na literatura, tratando de interpretar e analisar a origem determinística do comportamento caótico, mostrado no sinal do laser. Estamos interessados em continuar estudando este fenômeno e fazer a montagem experimental do sincronismo de dois lasers semicondutores operando em regime caótico [8, 9], tema que possivelmente tenha algumas aplicações nos sistemas de comunicação ótica, permitindo uma major segurança nas comunicações.

Esta dissertação está organizada como segue: no primeiro capítulo introduzimos alguns conceitos básicos sobre o laser semiconductor, começando pela explicação do seu funcionamento até a montagem de um laser de diodo comercial. Estudamos algumas características do sinal do laser como o espectro ótico, curvas da potência em função da corrente e dependência de alguns parâmetros com a temperatura.

No segundo capítulo há uma revisão bibliográfica das instabilidades na intensidade dos lasers semicondutores, mostramos as equações de taxa destes lasers e a forma como pode se produzir ditas instabilidades a partir destas equações. Mostramos alguns resultados experimentais e teóricos dos lasers semicondutores operando em regime caótico por meio da modulação na corrente de bombeio, injeção de luz desde outro laser e realimentação ótica, este último

é o que mais nos interessa.

No terceiro capítulo mostramos os dados experimentais para o laser de diodo com realimentação ótica, explicando primeiro o arranjo experimental que nós usamos e a forma de capturação do sinal. A partir desses dados experimentais foram feitos alguns cálculos que poderiam indicar a origem determinística de nosso sistema. Por último se fez uma simulação das equações de Lang-Kobayashi e comparamos com os resultados experimentais.

Capítulo 1

Lasers de Diodo

1.1 Introdução

Os lasers de junção entre semicondutores ou lasers de diodo, assim como os outros lasers, têm inversão de população para produzir a emissão estimulada dos fótons. Entretanto eles são diferentes dos outros lasers principalmente porque os níveis de energia nos semicondutores devem ser tratados como distribuições contínuas de níveis, em vez de níveis discretos.

Todos os lasers de diodo são construídos com materiais semicondutores e têm as propriedades características dos diodos elétricos, por esta razão recebem nomes como: lasers de semicondutor (pelos materiais que os compõem), lasers de diodo (já que se compõem de junções $p - n$ como um diodo) e lasers de injeção (já que os elétrons são injetados na junção pela voltagem aplicada).

Neste capítulo daremos alguns conceitos básicos dos lasers semicondutores, começando com a física do seu funcionamento como também suas principais características.

1.2 Os Semicondutores

Geralmente os sólidos podem dividir-se em três grandes grupos: isolantes (materiais que não são condutores da eletricidade, como quartzo, diamante, ou plástico), condutores (materiais que são condutores da eletricidade como ouro, prata, cobre) e semicondutores (materiais com uma condutividade elétrica intermediária entre materiais condutores e não condutores, como por exemplo *Ge*, *Si*, *GaAs*, *InP*, *GaAlAs*).

1.2.1 Níveis energéticos

Os elétrons num semicondutor estão em bandas energéticas, que se compõem de agrupações de um número grande de níveis energéticos por efeitos quânticos. Estas bandas de energia podem ser de duas classes: *banda de valência* (os elétrons nesta banda estão ligados aos átomos do semicondutor) e *banda de condução* (os elétrons nesta banda podem mover-se pelo semicondutor). A separação entre a banda de valência e a de condução se denomina o *gap* de energia, não existindo nenhum nível energético dentro desta zona. Se um elétron da banda de valência consegue suficiente energia então pode pular o gap de energia para introduzir-se na banda condutora.

Sendo Férmions os elétrons só podem agrupar-se com um por estado quântico disponível. Num *isolante* a banda de valência está cheia de elétrons, e por isto os elétrons não conseguem mudar de estado quântico para outro estado vizinho em energia. Para que exista uma condução de eletricidade, os elétrons da banda de valência devem passar para a banda de condução. Em consequência, deve fornecer-se aos elétrons da banda de valência, uma energia superior ao gap de energia, com a finalidade de conseguir transferência à banda de condução. Como o gap de energia é grande, este evita a passagem

de elétrons, portanto, os isolantes são pouco condutores. Num *condutor* as bandas de valência e de condução se sobrepõem, pelo que na prática o gap de energia é nula, portanto os elétrons precisam de pouca energia para passar à banda de condução e conduzir eletricidade.

Num *semicondutor* o gap de energia é muito pequeno ($0.1 - 2eV$), portanto se requer pouca energia para transferir os elétrons da banda de valência à de condução. Só a temperatura ambiente proporciona a energia suficiente para transferir estes elétrons, aumentando a temperatura mais elétrons serão transferidos à banda de condução, deste modo aumenta a condutividade com a temperatura. Quando se transfere um elétron da banda de valência à de condução, se cria um buraco na banda de valência. Estes buracos se comportam como cargas positivas que podem mover-se pela banda de valência como consequência de aplicar uma voltagem. No processo da condução elétrica participam os elétrons que estão na banda de condução como também os buracos positivos que permanecem na banda de valência, originados pelo pulo dos elétrons à banda de condução. A distribuição de Fermi-Dirac descreve a distribuição de elétrons (e buracos) através do estado de energia E :

$$f(E) = \frac{1}{e^{(E-E_f)/kT} + 1} \quad (1.1)$$

onde E_f é o *nível de energia de Fermi*, o qual identifica a fronteira entre estados vazios e estados cheios para $T \rightarrow 0$, k é a constante de Boltzman, e T é a temperatura absoluta.

1.2.2 As Impurezas

Para controlar o tipo e densidade de portadores de carga num semicondutor, colocam-se impurezas com um número extra de portadores de carga no semicondutor. Os átomos destas impurezas são eletricamente neutros. Num

material puro, a estrutura das bandas e o gap de energia estão determinadas pelo próprio material. Colocando outro material com portadores de carga, aparecem níveis de energia adicionais dentro do gap (ver figura 1.1).

Se a impureza tende a perder elétrons para o semicondutor puro, formando um íon positivo, os portadores de carga colocados são negativos (elétrons) e o material se denomina *semicondutor de tipo n*. Nesta classe de materiais aparecem níveis energéticos adicionais muito próximos à banda de condução, portanto se precisa de pouca energia para fazer que os elétrons pulem à banda de condução, de modo que temos mais portadores de cargas livres para conduzir a eletricidade.

Se a impureza tende a receber elétrons do semicondutor puro, os níveis energéticos extras aparecem próximos à banda de valência. Os elétrons da banda de valência podem pular para estes níveis facilmente, deixando atrás buracos positivos. Esta classe de material se denomina *semicondutor de tipo p*. Na figura 1.1 descreve-se a influência da adição de impurezas e a largura das bandas de energia.



Figura 1.1: Níveis energéticos de um semicondutor dopado com impurezas

1.3 O Processo Laser num Semicondutor

Nos lasers semicondutores existem três ingredientes básicos para o funcionamento do laser: (i) o mecanismo de ganho, sendo provido pela recombinação elétron-buraco na região ativa de uma junção $p-n$. (ii) O mecanismo de bombeio que mantém a inversão de população na junção, é provido pela injeção de corrente elétrica na junção $p-n$. (iii) O mecanismo de realimentação é provido pelas faces espelhadas nos extremos do material semicondutor, formando uma cavidade Fabry-Pérot.

1.3.1 Propriedades da junção $p-n$

Quando unimos um semicondutor tipo p a outro tipo n , obtemos uma junção $p-n$. Esta junção $p-n$ conduz a eletricidade numa direção de preferência. Este aumento da condutividade é um mecanismo comum em todos os diodos e transistores usados na eletrônica, sendo a base do processo laser que aparece entre as bandas de energia da junção. A figura 1.2 mostra as bandas de energia ideais de uma junção $p-n$ sem aplicar uma voltagem externa. O nível máximo de energia ocupado por elétrons se denomina *nível de Fermi*.

1.3.2 Aplicando uma voltagem na junção $p-n$

Quando se conecta o pólo positivo de uma voltagem na face p da junção $p-n$, e o negativo à face n , se estabelece um fluxo de corrente através da junção $p-n$, esta conexão se denomina voltagem positiva (ver figura 1.3). Quando se conecta com a polaridade inversa se denomina voltagem negativa, causando um aumento na barreira de potencial que existe entre as partes p e n , portanto evita a passagem da corrente através da junção.

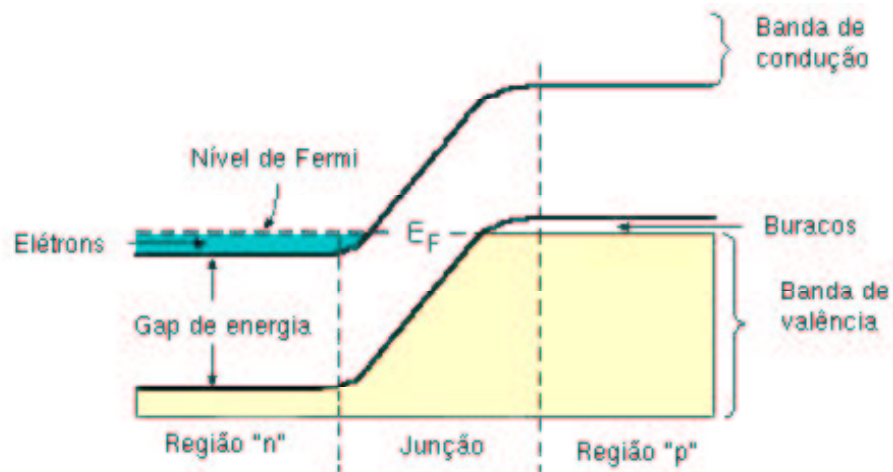


Figura 1.2: Níveis de energia de uma junção $p - n$ sem tensão aplicada

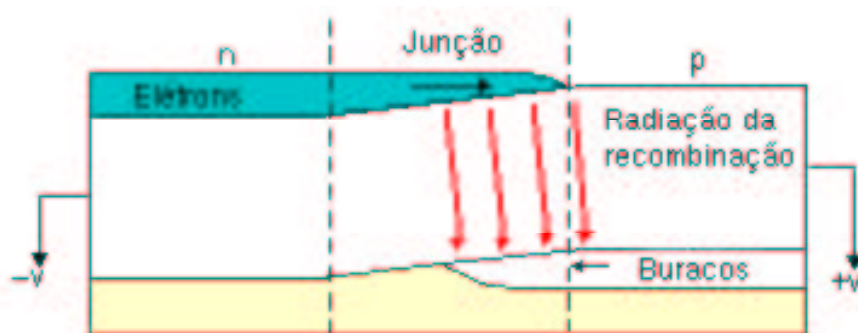


Figura 1.3: Bandas de energia de uma junção $p - n$ quando se aplica uma tensão positiva

A voltagem positiva cria portadores de carga extra na junção (elétrons e buracos), diminuindo a barreira de potencial, onde eles se recombinam mediante mecanismos radiativos ou não-radiativos. As recombinações não-radiativas não são úteis para a ação laser, e sempre é procurado minimizar sua ocorrência. Um mecanismo de recombinação não radiativa, conhecido como o *processo Auger*, é intrínscio e chega ser particularmente importante para lasers semicondutores de comprimento de onda longos, funcionando a temperatura ambiente e acima desta. Fisicamente falando, durante um processo Auger a energia liberada pela recombinação elétron-buraco é tomada por um terceiro portador de carga e é eventualmente absorvida pelos fónons da rede.

Durante uma recombinação radiativa, a energia E_g liberada pelo par elétron-buraco aparece na forma de um fóton cuja frequência ν ou comprimento de onda λ satisfaz a relação de conservação de energia $E_g = h\nu = hc/\lambda$. Isto pode ocorrer mediante dois processos conhecidos como emissão espontânea e emissão estimulada. Durante a emissão espontânea, os fótons são emitidos em direções aleatórias sem nenhuma relação de fase entre eles. A emissão estimulada, contrariamente, é iniciada por um fóton já existente. A característica notável é que o fóton emitido é igual não só no seu comprimento de onda senão também na direção de propagação. A relação entre o fóton incidente e o refletido é a base para que a radiação seja coerente. Nos diodos laser, nosso interesse se concentra nos casos específicos em que a energia é liberada em forma de radiação laser. Produz-se um forte aumento da condutividade quando a voltagem positiva é aproximadamente igual ao gap de energia do semicondutor.

1.3.3 Construção de um diodo laser

A figura (1.4) mostra a estrutura básica em camadas de um laser de diodo. As camadas dos materiais semicondutores estão dispostas de modo que se cria uma região ativa da junção $p-n$, na qual aparecem fótons como consequência do processo de recombinação. Uma camada metálica colocada nas faces superior e inferior permite aplicar uma voltagem externa no laser. As faces do semicondutor cristalino estão cortadas de forma que se comportam como espelhos da cavidade óptica ressonante, geralmente essas faces têm uma refletividade típica do ordem de 30% – 40%.

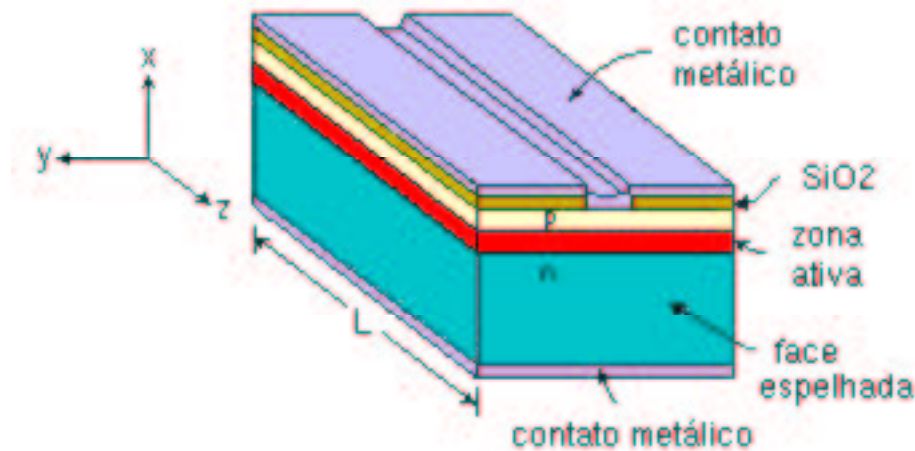


Figura 1.4: Estrutura básica de um laser de diodo

1.3.4 Confinamento da luz dentro da zona ativa

Um fator importante na construção de um diodo laser é o confinamento da luz dentro da área ativa, esse confinamento está acompanhado pela deposição de distintos materiais próximos à zona ativa. Como consequência, a primeira classificação dos lasers de diodo considera os tipos de estrutura pertos à zona ativa.

O laser de *estrutura homogênea*, é todo constituído por um mesmo material, normalmente *GaAs* (Arseneto de Gálio). Neste tipo de estrutura simples, os fótons emitidos não estão confinados em direções perpendiculares ao eixo do laser, portanto sua eficiência é muito baixa.

Nos lasers de *estrutura heterogênea simples*, existe do lado da camada ativa outro material com um gap de energia diferente. Esta diversidade de gaps de energia muda o índice de refração dos materiais, de modo que se possam construir estruturas em guia de ondas que confinam os fótons numa área determinada. Normalmente, a segunda camada é de um material similar à primeira, só que com um índice de refração menor. Alguns exemplos destes materiais são *AsGa* (Arseneto de Gálio) e *GaAlAs* (Arseneto de Gálio Alumínio).

Para a *estrutura heterogênea dupla*, um material distinto se coloca nos dois lados da camada ativa, com um índice de refração menor (maior gap de energia). Este tipo de estruturas confinam luz dentro da camada ativa, e por isso são mais eficientes. Como exemplo temos uma camada ativa de *GaAs* confinada entre duas camadas de *GaAlAs*.

Atualmente, uma estrutura típica é uma fita estreita da camada ativa (*stripe geometry*), confinada por todos os lados com outro material. Esta família de lasers se denomina lasers orientados pelo índice (*index guided lasers*).

1.3.5 Montagens dos lasers de diodo

Requerem-se montagens especiais para os lasers de diodo, devido ao seu tamanho pequeno, para poder ser operativos e cómodos. Existem muitos tipos de montagens, porém o mais padrão é similar a um transistor, e inclui na montagem as ópticas necessárias para colimar o feixe (ver figura 1.5), já que a

radiação eletromagnética emitida por um laser de diodo tem forma elíptica e se difunde a diferentes ângulos em duas direções.

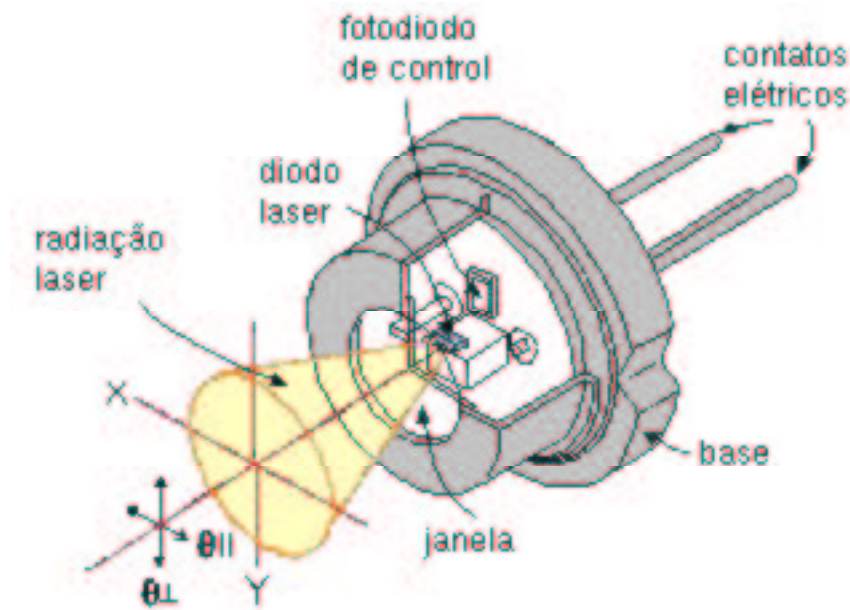


Figura 1.5: Montagem de um laser de diodo comercial

1.4 Características da emissão

1.4.1 Curva Luz-Corrente

A luz emitida por um laser semiconductor é medida como uma função da corrente. A curva resultante é classificada como a curva luz-corrente (L-I) dependendo fortemente da temperatura. A figura 1.6 mostra o comportamento esquemático para um laser guiado pelo índice para uma certa temperatura.

Se a condição requerida para a ação laser de inversão de população não existe, os fótons serão emitidos por emissão espontânea, portanto eles serão emitidos aleatoriamente em todas as direções, sendo assim a base de um di-

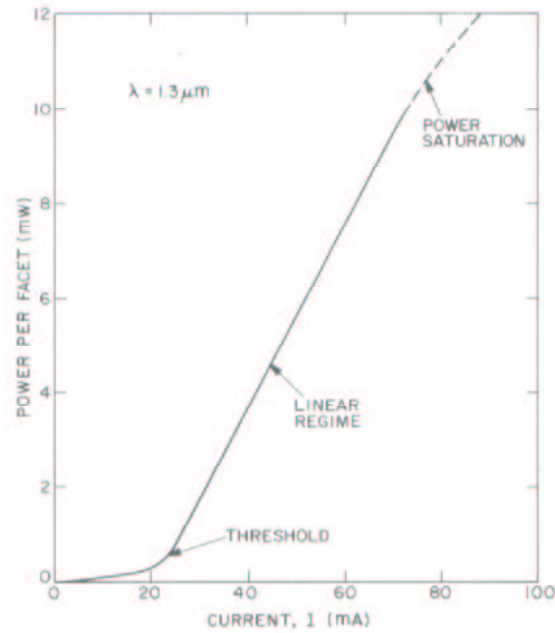


Figura 1.6: Curva Luz-Corrente mostrado esquematicamente para um laser InGaAsP guiado pelo índice [2].

odo emissor de luz (*LED*). A inversão de população só consegue-se com um bombeio externo. Aumentando a intensidade da corrente aplicada na junção $p - n$, alcança-se o limiar de corrente necessário para conseguir a inversão de população.

A forma da curva L-I mostrada na figura (1.6) é típica para qualquer laser, esta curva pode ser obtida em termos da potência na saída do laser e a corrente. O ponto decisivo, em que a potência aumenta abruptamente, corresponde ao limiar do laser. A corrente limiar (ou equivalentemente a densidade de corrente limiar) é um parâmetro importante e sua minimização é sempre procurada, porque para correntes limiares baixas se dissipa menos energia em forma de calor, deste modo a eficiência do laser aumenta.

1.4.2 Dependência dos parâmetros do laser diodo com a temperatura

Um dos problemas básicos dos diodos laser é o aumento do limiar de corrente com a temperatura. À medida que a corrente flui pelo diodo se gera calor, se a dissipação não é adequada, a temperatura aumenta, aumentando também o limiar de corrente como pode ver-se na figura (1.8). Além disso, a variação na temperatura afeta o comprimento de onda emitido pelo diodo laser. Esta variação se ilustra nas figuras (1.7) e (1.9), que consiste de um aumento gradual do comprimento de onda emitido proporcional ao aumento de temperatura, até que se produz um pulso para outro modo longitudinal de emissão.

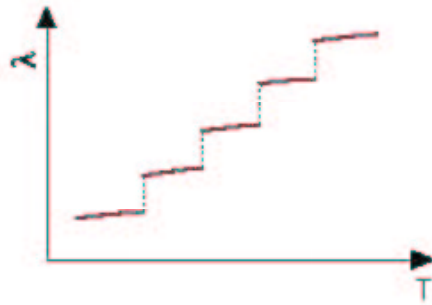


Figura 1.7: Variação do comprimento de onda emitida em função da temperatura no laser de diodo.

1.4.3 Características espectrais

O espectro de potência de um laser semiconductor é uma característica importante porque o controle espectral é requerido em algumas aplicações. Por debaixo do limiar a saída do laser tem a forma de emissão espontânea com uma largura espectral grande aproximadamente de $300 \text{ \AA}$. Quando aproxima-se ao limiar, o espectro se estreita consideravelmente e aparecem vários picos cujas frequências coincidem com as frequências do modo longitudinal. Aci-

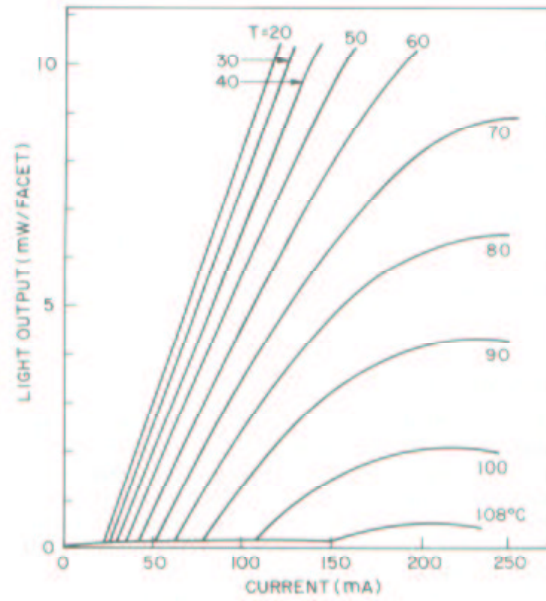


Figura 1.8: Dependência da Luz-Corrente com a temperatura para um laser semiconductor InGaAsP [2].

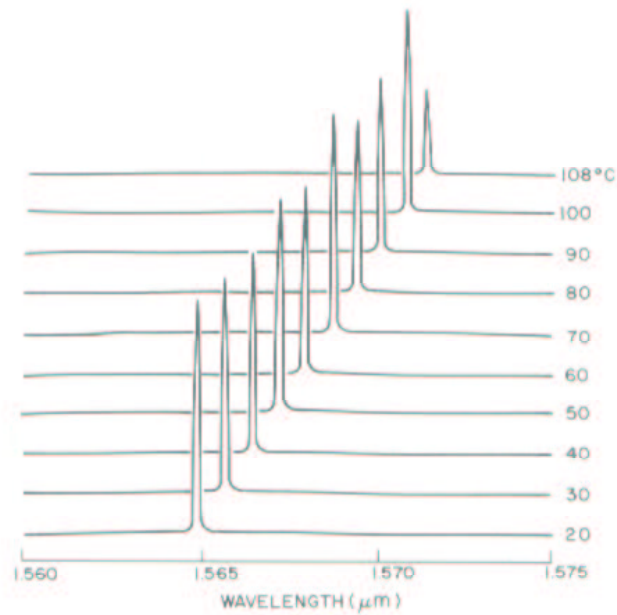


Figura 1.9: Espectro do modo longitudinal do laser semiconductor InGaAsP mostrado na figura 1.8 para diferentes temperaturas [2].

ma do limiar, o modo longitudinal mais próximo ao pico do ganho cresce em potência, enquanto se satura a potência dos picos secundários. Este comportamento é mostrado na figura 1.10 para um laser semiconductor de heteroestrutura $InGaAsP$ com $\lambda = 1.3\mu m$ [10].

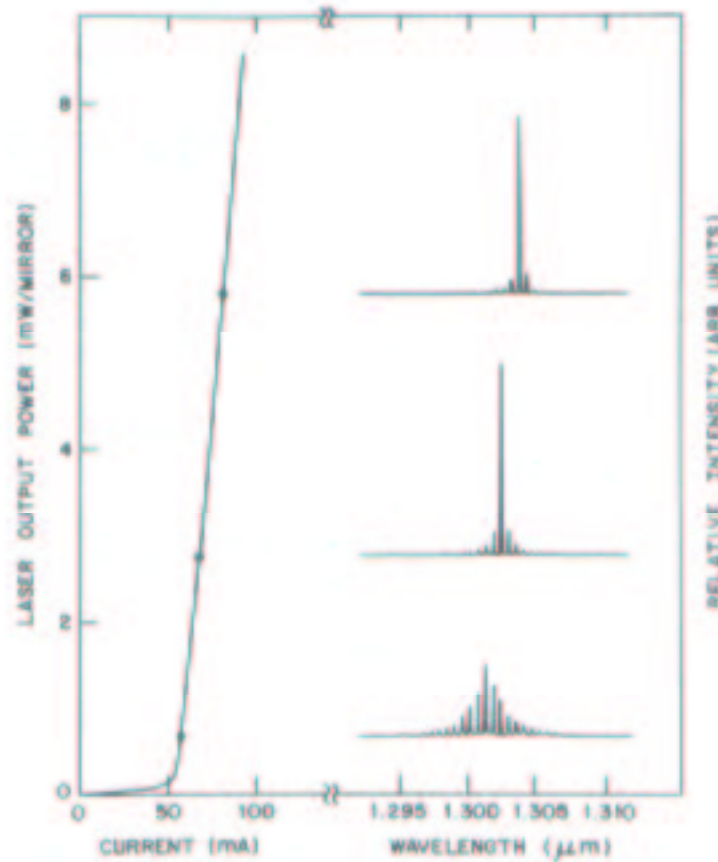


Figura 1.10: Espectro de potência óptico para três diferentes níveis da saída do laser semiconductor de hetero-estrutura $InGaAsP$ [10].

Uma coisa surpreendente dos lasers semicondutores é que, mesmo com o contorno do ganho alargado grandemente e homogeneamente, muitos modos longitudinais oscilam simultaneamente e uma quantidade significativa da potência do laser é contribuição dos modos secundários ainda no regime acima do limiar. Vários mecanismos como uma alta taxa de emissão espontânea no

modo laser podem contribuir às características espectrais observadas.

Para a aplicação de um laser semicondutor, por exemplo em sistemas de comunicação por meio de fibra ótica, os modos secundários longitudinais são indesejáveis porque eles causam alargamento do pulso na presença da dispersão da fibra. Um parâmetro importante usado para descrever a pureza espectral de um laser semicondutor é a razão de supressão do modo (*mode suppression ratio* - *MSR*). Este parâmetro é definido como a razão entre a potência do modo principal com a potência do modo secundário mais intenso.

Outra quantidade de interesse prático é a largura espectral de um só modo longitudinal. Ainda quando um laser semicondutor opera predominantemente num só modo longitudinal, as flutuações quânticas associadas com os processos de emissão espontânea conduzem ao alargamento da linha laser. A largura de linha espectral está tipicamente no intervalo de 10-100 *MHz* e diminui com a potência do laser.

Capítulo 2

Instabilidades na Intensidade dos Lasers Semicondutores

2.1 Introdução

A dinâmica não-linear e o comportamento caótico têm sido estudado em muitos sistemas relacionados a diferentes áreas, como biologia, química e física. O aspecto interessante daqueles estudos é a procura da universalidade no comportamento de sistemas não lineares e suas transições caóticas. Três transições universais desde o movimento regular ao caótico têm sido observadas em muitos diferentes sistemas: o dobramento de período (Feigenbaum), intermitência (Pomeau-Manneville) e quasiperiodicidade (Ruelle-Takens-Newhouse) [11, 12].

O dobramento de período refere-se a umas séries sucessivas de bifurcações de dobramentos de período que ocorrem enquanto se muda um parâmetro de controle. A transição caótica tem lugar depois que um número infinito de dobramentos acontece, cada vez com menor espaçamento entre eles. A intermitência é caracterizada pelo aumento do número de rupturas irregulares curtas que interrompem o movimento quase regular. Enquanto se varia um

parâmetro de controle, a distância média entre ruturas muda. Existem três tipos de intermitência que podem ser distinguidos pela estatística dos intervalos temporais entre as ruturas. A intermitência *Tipo I* está associada com uma bifurcação tangente inversa, a *Tipo II* com uma bifurcação de Hopf e a *Tipo III* com uma bifurcação de dobramento de período. A quasiperiodicidade corresponde a uma série de bifurcações Hopf gerando uma nova autofreqüência a cada vez que se muda um parâmetro de controle. A primeira bifurcação Hopf gera um ciclo limite (movimento periódico) no espaço de fase que aparece a partir de uma solução de ponto fixo. Na segunda bifurcação Hopf, o movimento do sistema no espaço de fase tem lugar sobre um toro bi-dimensional, permitindo o comportamento periódico como também o quasiperiódico. Finalmente a terceira bifurcação Hopf dá origem ao caos determinístico [11].

A dinâmica não linear e o comportamento caótico em sistemas lasers têm sido investigado desde 1970 [13]. Todas as três transições universais para o caos têm sido achadas em alguns sistemas de lasers de gás, sendo o parâmetro de controle a pressão, a sintonização do comprimento de onda e a corrente de descarga [14, 15, 16].

Diferente daqueles lasers de gás, um laser semiconductor mono-modo solitário não pode mostrar comportamento caótico porque este sistema está descrito só por duas quantidades independentes: o campo elétrico e a densidade de portadores de carga. Portanto, os lasers semicondutores só podem mostrar oscilações acopladas da densidade de portadores com a luz (oscilações de relaxação). De qualquer maneira, somando um grau de liberdade adicional permite-se a ocorrência de instabilidades caóticas. Existem várias possibilidades para gerar tais graus de liberdade adicionais [17], alguns deles serão mencionados neste capítulo.

Este capítulo está esquematizado da seguinte forma, a segunda seção apresentará as equações de taxa para um laser semiconductor, nas seguintes seções se fará uma revisão bibliográfica de três formas possíveis de produzir instabilidades na intensidade dos lasers diodo, não se entrará em muito detalhe para cada caso, só se apresentarão alguns resultados experimentais e teóricos achados na literatura. Nosso interesse é o estudo experimental dos lasers de diodo com realimentação ótica, este caso se explicará fenomenologicamente neste capítulo, e no capítulo três se mostrarão os resultados experimentais obtidos neste trabalho.

2.2 Equações de Taxa

As equações de taxa para um laser semiconductor mono-modo, são obtidas numa descrição semiclássica combinando a equação de Schrödinger com as equações de Maxwell, tais equações ficam da forma [18]:

$$\frac{dE(t)}{dt} = \left\{ i\omega_n(N) + \frac{1}{2} [G(N) - \Gamma_o] \right\} E(t) \quad (2.1)$$

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{J}{ed} - \gamma N - G(N) |E(t)|^2 \quad (2.2)$$

onde $E(t)$ é o campo elétrico complexo, $N(t)$ é a densidade de portadores de carga, $\omega_n(N)$ é a frequência ressonante do modo longitudinal da cavidade do diodo, esta frequência está relacionada com o índice de refração da região ativa η , o comprimento da cavidade diodo l_D e com um inteiro n como

$$\omega_n = \frac{n\pi c}{\eta l_D} \quad (2.3)$$

$G(N)$ é o ganho, Γ_o é a perda dentro da cavidade diodo, J é a densidade de corrente, e a carga eletrônica, d a espessura da camada ativa do diodo e γ é o inverso do tempo de vida espontâneo dos portadores excitados.

As equações de taxa (2.1) e (2.2) predizem um comportamento estável, temos que somar pelo menos um grau de liberdade adicional para que a saída do laser fique instável, existem várias possibilidades para fazer isto, entre elas estão a modulação da corrente de injeção, injeção de uma luz externa e realimentação ótica, cada uma delas será apresentada nas seguintes seções mostrando os resultados, tanto teóricos como também experimentais, encontrados na literatura.

2.3 O Laser Semicondutor com Modulação da Corrente

Nesta seção se apresentará a forma como a modulação da corrente de injeção num laser semicondutor permite a ocorrência de instabilidades na saída do laser. O termo de bombeio J na equação (2.2) tem que ser substituído por $J_{dc} + J_{ac}\cos\varphi(t)$, onde $\varphi(t)$ é definido por

$$\frac{d\varphi}{dt} = \omega_{mod} \quad (2.4)$$

portanto, as equações de taxa (2.1) e (2.2) ficam:

$$\frac{dE(t)}{dt} = \left\{ i\omega(N) + \frac{1}{2} [G(N) - \Gamma_o] \right\} E(t) \quad (2.5)$$

$$\frac{dN(t)}{dt} = J_{dc} + J_{ac} \cos \varphi - \gamma N - G(N) |E(t)|^2 \quad (2.6)$$

Uma análise daquelas equações mostra que para frequências de modulação ω_{mod} comparáveis com a frequência de oscilação de relaxação de um

laser de diodo solitário, aparece um dobramento de período. Com o aumento do índice de modulação da corrente uma rota de dobramento de período ao caos é prevista [19, 20].

Na referência [19] consideram as equações de taxa, para a densidade de fótons S e a densidade de elétrons N , e modulam a corrente por meio de uma corrente sinusoidal superposta à corrente de polarização dc, da forma:

$$I = I_b + I_m \sin(\omega t) \quad (2.7)$$

onde ω é a frequência angular da modulação da corrente, também definem o índice de modulação m como

$$m = \frac{I_m}{I_b} \quad (2.8)$$

Aumentando o valor de m aparece o primeiro dobramento de período para $m = 0.35$. As formas de onda típicas da densidade fotônica são mostradas na figura (2.1): (a) período 1 para $m = 0.30$, (b) período 2 para $m = 0.40$, (c) período 4 para $m = 0.47$, (d) caos para $m = 0.59$.

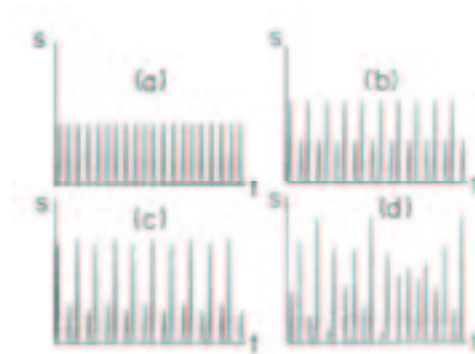


Figura 2.1: Formas de onda da densidade fotônica para diferentes valores do índice de modulação num laser de diodo. (Segundo a referência [19]).

Na referência [22] fazem um trabalho experimental de lasers semicondutores com modulação na corrente, neste caso sintonizam a frequência de modulação com o inverso do tempo de ida e volta dos fótons do laser dentro do ressonador, a sintonização de uma frequência com respeito à outra corresponde a trajetórias no espaço de fase, limitadas a um toro bi-dimensional. Sobre este toro bi-dimensional existem duas possibilidades para o ajustamento das frequências, elas podem ser mantidas a uma razão racional p/q dando uma curva fechada sobre o toro, ou esta razão pode ser um valor irracional resultando numa trajetória que nunca se fecha (nunca se repete). Estas duas possibilidades foram observadas experimentalmente [17], e são mostradas na figura (2.2). No primeiro caso ($f_{mod}/f_{res} = \frac{2}{5}$) a série se repete depois de cinco pulsos [figura 2.2(a)], enquanto para $f_{mod}/f_{res} = 0.61803...$, nenhuma periodicidade na saída de luz pode ser achada [figura 2.2(b)].

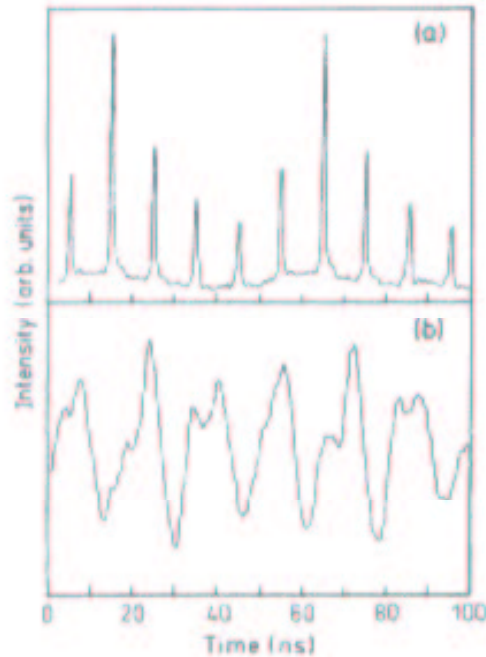


Figura 2.2: (a) Travamento da frequência de um laser com modulação externa, (b) Saída quasiperiódica do laser modulado externamente. (segundo [17]).

2.4 Lasers Semicondutores com Injeção de Luz

Outra possibilidade de somar um grau de liberdade adicional é injetar luz coerente de frequência $\omega_o + \Delta\omega$, com $\Delta\omega$ tipicamente de alguns GHz . A figura (2.3) mostra o diagrama para este caso.

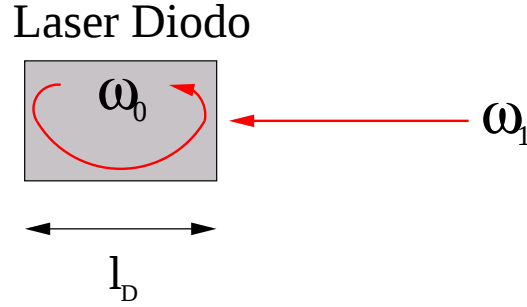


Figura 2.3: Diagrama para um laser semiconductor com injeção de luz.

Um termo do campo elétrico adicional $E_1(t)$ tem que ser somado do lado direito da equação (2.1) para descrever esta configuração.

$$E_1(t) = \kappa E_{inj} e^{i(\omega_o + \Delta\omega)t} \quad (2.9)$$

portanto, as equações de taxa modificadas (2.1) e (2.2) ficam:

$$\frac{dE(t)}{dt} = \left\{ i\omega_n(N) + \frac{1}{2} [G(N) - \Gamma_o] \right\} E(t) + E_1(t) \quad (2.10)$$

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{J}{ed} - \gamma N - G(N) |E(t)|^2 \quad (2.11)$$

Estas equações foram analisadas na referência [17] assim como também se obtiveram alguns resultados experimentais, mostrando transições de dobramento de periodo para caos, estes resultados, tanto teóricos como experimentais, são mostrados nas figuras (2.4) - (2.6).

A figura (2.4) mostra o espectro de intensidade simulado para diferentes $\Delta\omega$ entre o campo do laser original e o campo injetado: (a) $\Delta\omega = -2.0GHz$, (b) $\Delta\omega = -1.5GHz$, (c) $\Delta\omega = -1.0GHz$, (d) $\Delta\omega = -0.5GHz$, (e) $\Delta\omega = 0.0GHz$. A frequência a $\pm 2.3GHz$ em (a) corresponde à oscilação de relaxação do laser, supondo $E_{inj} = \frac{1}{60}E_o$ para a razão das amplitudes do campo. Na figura [2.4(a)] se mostra um espectro típico com as oscilações de relaxação e seus múltiplos. As oscilações de relaxação aumentam devido ao sinal injetado. Diminuindo $\Delta\omega$ aparecem frequências adicionais [figuras 2.4(b) e (c)], e o espectro se alarga consediravelmente, até aparecer um espectro de ruído alargado [figuras 2.4(d) e (e)] correspondentes a um comportamento caótico.

A figura (2.5) mostra um diagrama de bifurcação simulado, usando $\Delta\omega$ e E_{inj} como parâmetros de controle. E_{max} significa os valores máximos da amplitude do campo elétrico E que ocorrem na série temporal respectiva. Esta figura mostra várias cascatas de dobramentos de periodo separadas por regimes caóticos.

Na figura (2.6) se mostram séries experimentais de um espectro Fabry-Pérot para quatro valores diferentes da frequência de sintonização entre o laser de bombeio LD_1 e o laser de prova LD_2 : (a) travamento de injeção entre LD_1 e LD_2 (b) oscilações de relaxação alargadas pela injeção, (c) dobramento de período, (d) mistura de quatro ondas. Aquelas observações podem dar algumas indicações preliminares da ocorrência de instabilidades via dobramentos de período para caos.

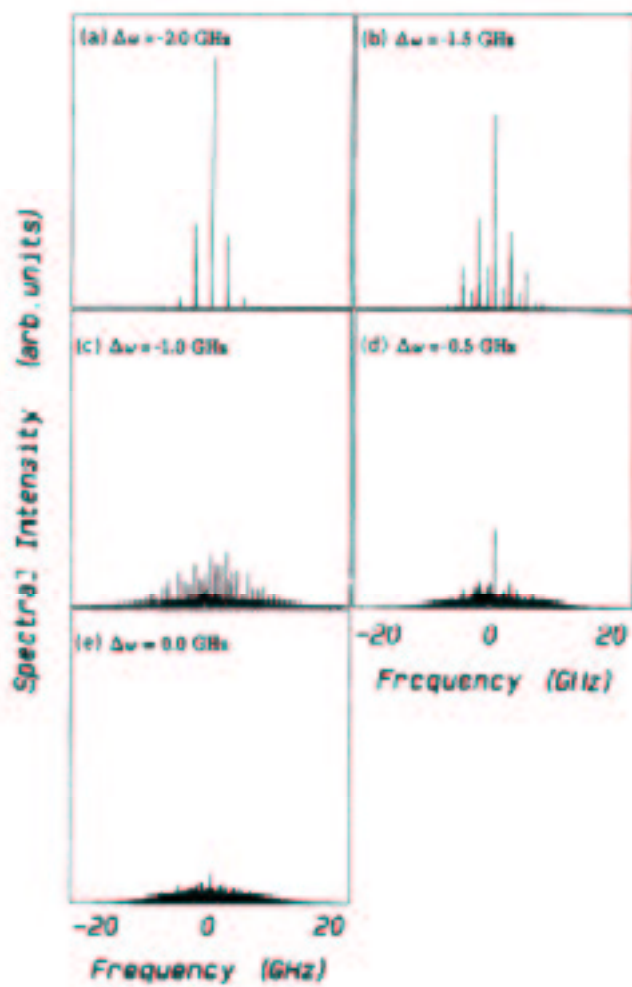


Figura 2.4: Espectros simulados para diferentes frequências de sintonização do laser diodo. (Segundo [17]).

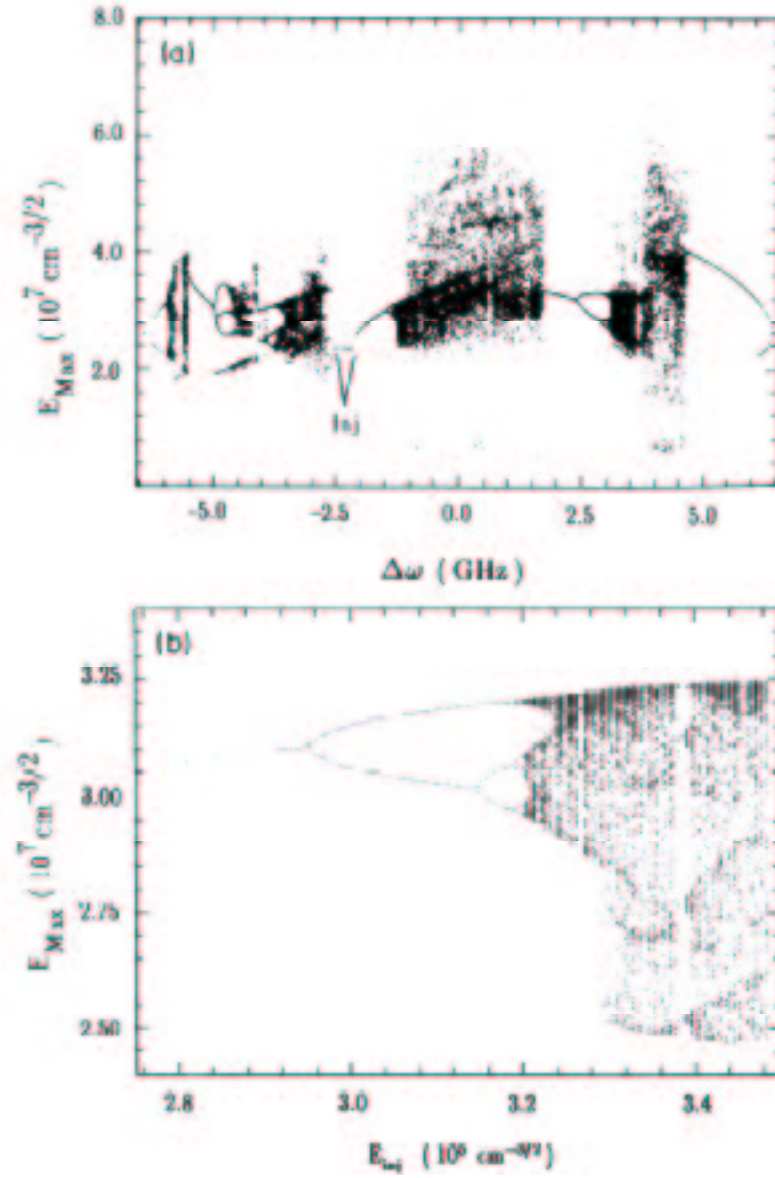


Figura 2.5: Diagrama de bifurcações dinâmicas no laser diodo. (Segundo [17]).

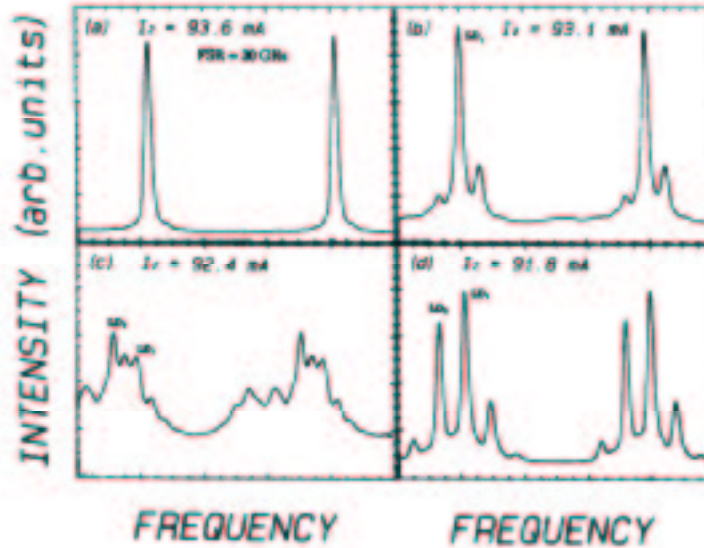


Figura 2.6: Espectro de frequência de um laser de diodo sujeito a injeção ótica. (Segundo [17]).

2.5 Lasers Semicondutores com Realimentação Ótica

Finalmente, discutiremos a configuração da cavidade acoplada, a qual mostra regimes instáveis intrinsicamente. Esta configuração é de grande importância prática, porque a realimentação externa aumenta a seleção do modo longitudinal, o qual pode ser usado para reduzir a largura do espectro de emissão. Além disso, realimentação não desejada, que ocorre quando acoplamos um laser de diodo numa fibra ótica ou num sistema de áudio, também corresponde a esta mesma situação, esta realimentação degrada a resposta de modulação de uma fibra ótica e aumenta a intensidade de ruído [21]. A figura (2.7) mostra o diagrama para um laser diodo com realimentação ótica, esta realimentação é feita por meio de um espelho externo que permite que uma fração da saída do laser volte à cavidade do laser semiconductor.

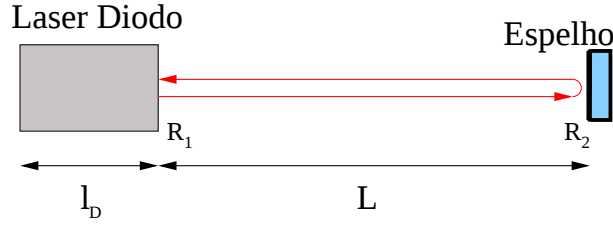


Figura 2.7: Diagrama do laser diodo com realimentação ótica (LDRO).

A configuração de cavidade acoplada pode ser considerada como uma realimentação atrasada da emissão do laser voltando à região ativa do laser. Deste modo temos que somar à equação (2.1) um termo adicional $E_1(t)$, que descreva o acoplamento da luz voltando dentro do laser. Neste caso, $E_1(t)$ é uma função da luz laser $E(t)$ atrasada um tempo τ correspondente ao tempo de ida e volta no ressonador externo [21],

$$E_1(t) = \kappa E(t - \tau) \quad (2.12)$$

onde κ está relacionado com os parâmetros da cavidade por meio de

$$\kappa = \frac{ca}{2\eta l_D} \quad (2.13)$$

sendo a um parâmetro definido com as refletividades de uma face do laser de diodo R_1 e do espelho externo R_2 , este parâmetro representa uma medida da intensidade de acoplamento entre as duas cavidades.

$$a = (1 - R_1) \sqrt{\frac{R_2}{R_1}} \quad (2.14)$$

Desde um ponto de vista matemático o sistema fica com dimensão infinita devido ao atraso temporal τ no ressonador externo. Em princípio, existem duas possibilidades para observar instabilidades caóticas e caos determinístico. A primeira possibilidade é aumentar a intensidade da realimentação da luz do ressonador externo (acoplamento do ressonador externo com o laser de diodo),

neste caso acontece uma transição quasiperiódica para o caos [22]. A segunda possibilidade é manter a taxa de realimentação num nível alto e aumentar a corrente de injeção, deste modo ocorre uma transição de intermitência para caos [23].

Um laser diodo com realimentação ótica sofre uma redução do seu limiar, devido a qual diminuem as perdas dentro da cavidade, tal redução vai depender da quantidade de realimentação que volta à região ativa do laser. A quantidade de realimentação dependerá da inclinação do espelho externo, desta forma o melhor alinhamento ótico corresponderá à maior redução da corrente limiar [24].

Analisando a intensidade do laser como uma função do tempo identificam-se três regimes de operação: (i) intensidade constante no tempo, (ii) flutuações de baixa frequência (*Low Frequency Fluctuations - LFF*) e (iii) colapso de coerência (*CC*) [24, 6, 7], esses regimes são mostrados nas figuras (2.8)-(2.10) obtidas experimentalmente na referência [7].

Para correntes de injeção menores que a corrente limiar do laser solitário ($J < J_{lim,sol}$), regime I, a intensidade do laser é quase constante no tempo [figura 2.8(a)], uma pequena oscilação pode ser encontrada no espectro de potência [figura 2.8(b)], mostrando um pico correspondente à separação do modo da cavidade externa.

Para correntes que excedam a corrente limiar do laser solitário ($J > J_{lim,sol}$), a intensidade do laser como função do tempo mostra séries de pulsos [figura 2.9(a)]. O espectro de potência cresce na região de baixa frequência [figura 2.9(b)], este comportamento é chamado de flutuações de baixa frequência.

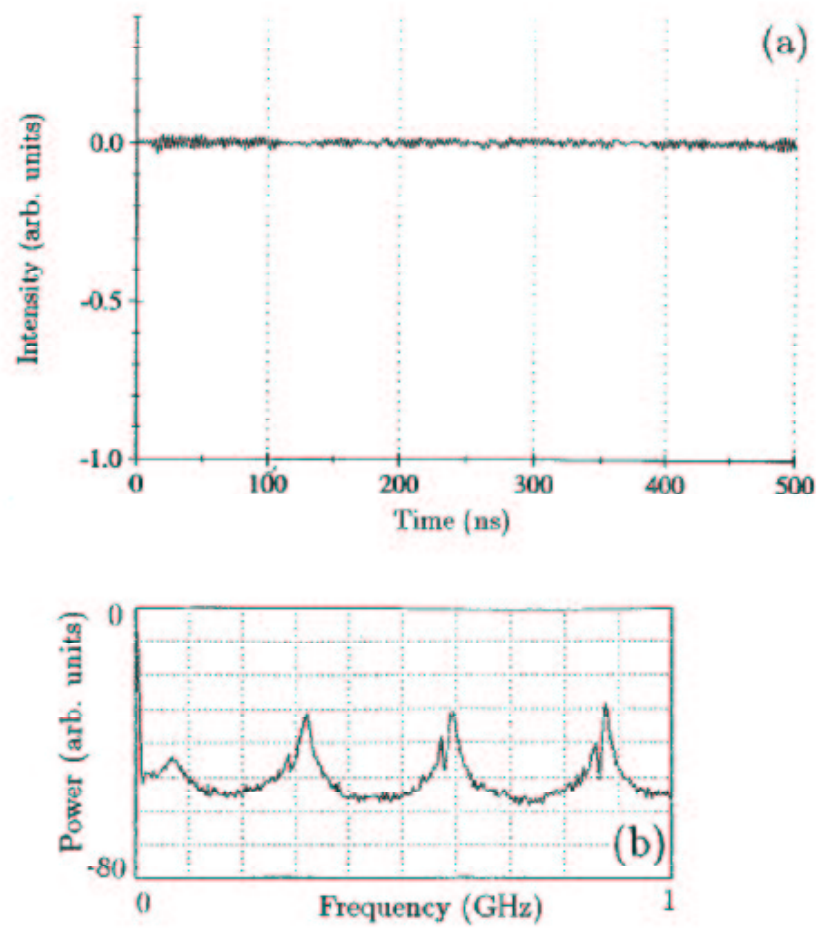


Figura 2.8: Intensidade dos pulsos e espectro de potência do laser de diodo LDRO com baixa corrente de bombeio.

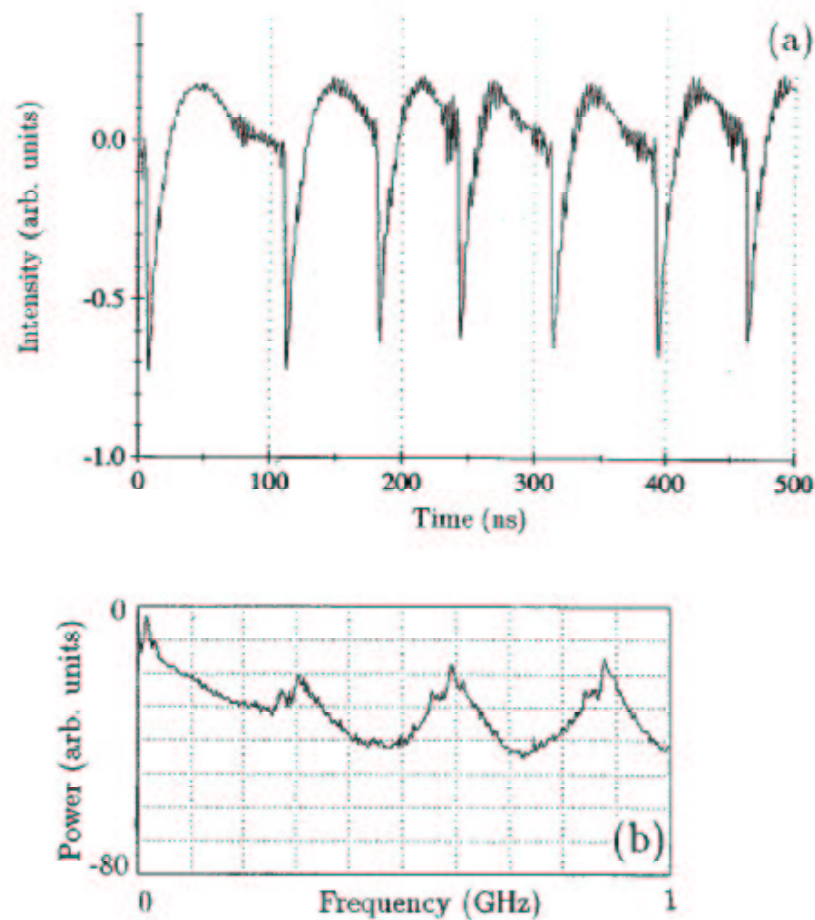


Figura 2.9: Intensidade dos pulsos e espectro de potência do laser de diodo LDRO e com a corrente de bombeio pouco acima do limiar do laser solitário. Regime de flutuações de baixa frequência.

Aumentando a corrente (regime III), a frequência das pulsações da intensidade do laser aumenta [figura 2.10(a)]. O espectro de potência mostra a aparência de um pico sobre um sinal alargado [figura 2.10(b)]. O sistema entrou na região do chamado colapso de coerência (*CC*), que consiste no aumento da largura de linha desde alguns *MHz* ($< 100MHz$) até vários *GHz* ($> 10GHz$), isto acontece para realimentações altas [6].

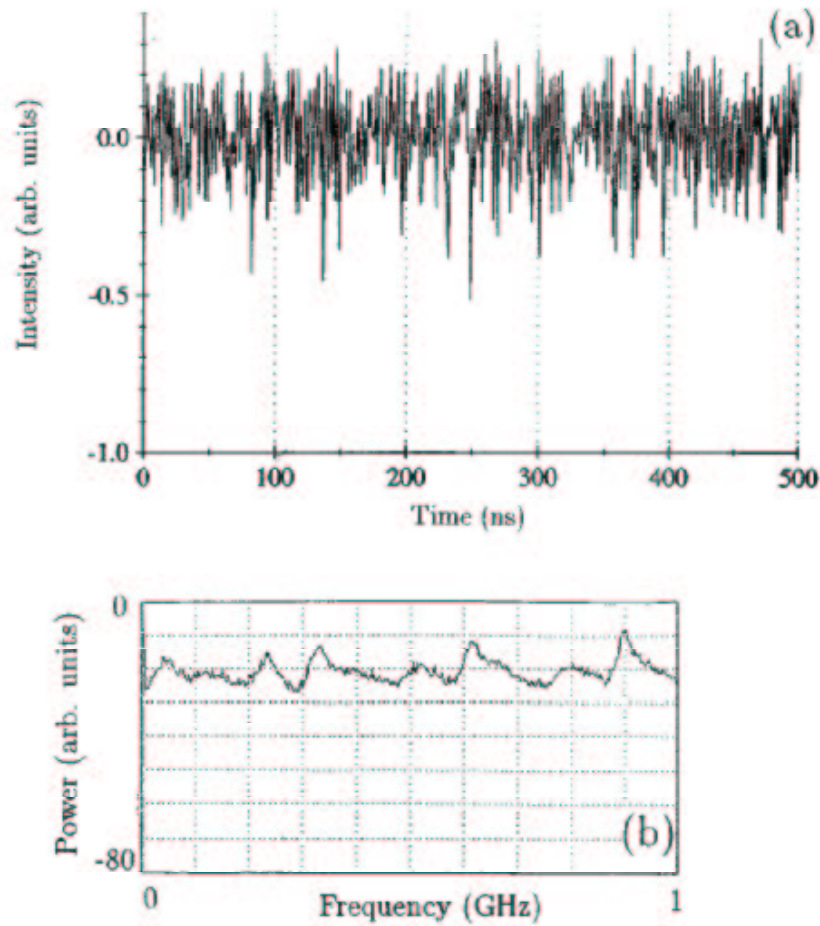


Figura 2.10: Intensidade dos pulsos e espectro de potência do laser de diodo LDRO e com a corrente de bombeio muito maior que o limiar. Regime do colapso de coerência.

A partir dessas séries temporais podem se construir mapas de retor-

no, que podem indicar a origem determinística da dinâmica. Este diagrama é feito digitalizando a série temporal e guardando os tempos θ_n para os quais a intensidade do n -ésimo pulso alcança um valor dado prefixo I_o , e avalia-se $T_n = \theta_n - \theta_{n-1}$. Para sinais periódicos o mapa de retorno será só um ponto, ou um conjunto finito de pontos discretos. Para séries não-periódicas, os diferentes pontos estarão distribuídos sobre uma região estendida, se estes mapas têm uma estrutura bem definida então poderia-se pensar em uma origem determinística para a dinâmica deste sistema. A figura (2.11) mostra os mapas obtidos na referência [7] a partir das séries temporais mostradas nas figuras (2.9) e (2.8).

A figura [2.11(a)] mostra o mapa de retorno para a região de transição entre os regimes I e II, este mapa mostra uma nuvem de pontos sem nenhuma estrutura, como se esperaria de um sistema cuja dinâmica é controlada pelo ruído ou o número de graus de liberdade para este sistema é muito grande, portanto, a partir deste mapa, não pode se dizer que esta região é determinística. Para a região III, quando alcança-se o colapso de coerência (CC), o mapa de retorno é uma coleção de pontos ordenados em linhas retas horizontais e verticais [figura 2.11(b)]. A partir deste mapa pode concluir-se que no CC os termos determinísticos têm um papel importante na descrição do comportamento dinâmico do sistema.

Todos os resultados anteriores foram obtidos sem variar a intensidade de realimentação, só se mudou a corrente de bombeio. Existem trabalhos onde estuda-se a dinâmica dos lasers semicondutores variando esses dois parâmetros (corrente de bombeio e realimentação ótica), tais resultados podem se resumir na figura (2.12), obtida a partir da referência [27].

Na figura (2.12) se observa o comportamento dinâmico dos lasers semi-

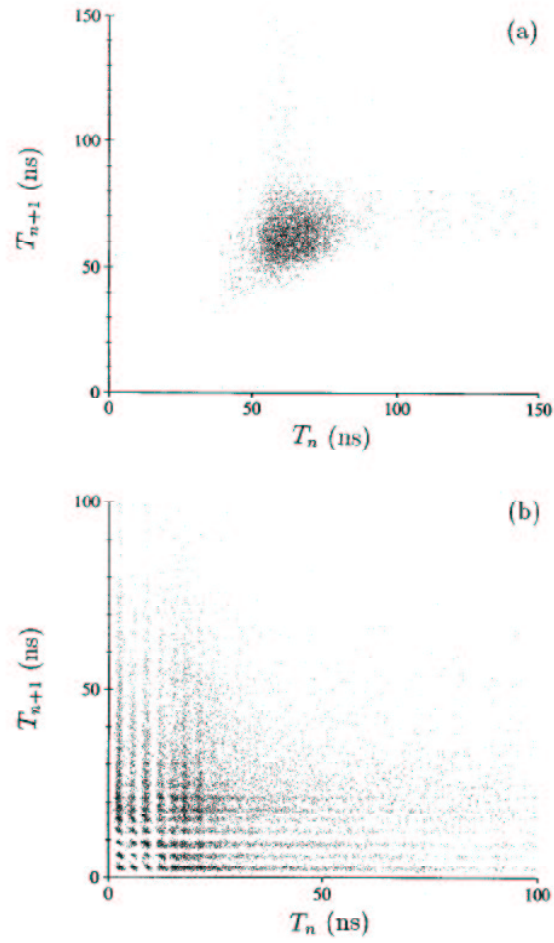


Figura 2.11: Mapas de retorno dos intervalos temporais T entre pulsos sucessivos no regime II (a), e no regime III (b), segundo [7].

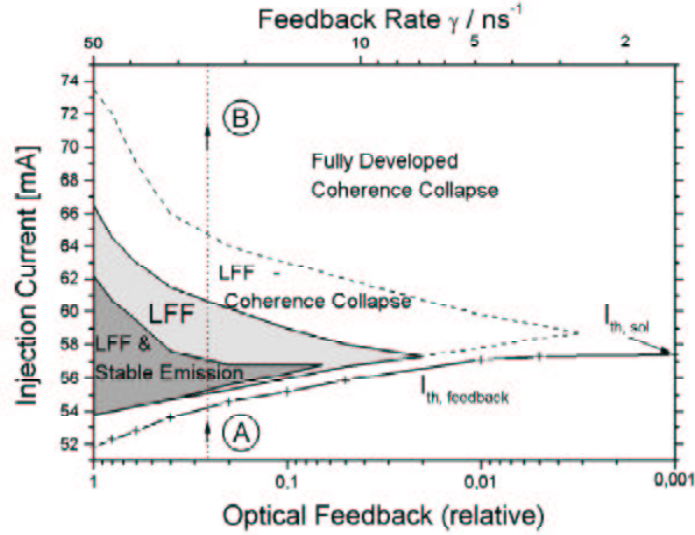


Figura 2.12: Comportamento dinâmico de um laser semiconductor com realimentação ótica no espaço realimentação (γ)-corrente (I). Segundo [27].

condutores com realimentação ótica, dependendo da corrente de injeção e a intensidade de realimentação ótica. O regime das flutuações de baixa frequência é representado pela região cinza claro. A região cinza escuro corresponde à coexistência do regime da emissão estável e o regime das flutuações de baixa frequência. A região sem sombra limitada pela linha tracejada corresponde à transição contínua entre o regime das flutuações de baixa frequência e o regime do colapso de coerência completa.

A figura (2.13) mostra as séries temporais do laser semiconductor com realimentação ótica constante e três correntes de injeção diferentes. A quantidade de realimentação ótica foi $\gamma \approx 25 \text{ ns}^{-1}$ e corresponde à linha vertical desde A até B representado na figura (2.12). As correntes de injeção aplicadas foram: (a) 58mA, (b) 62mA e (c) 68mA.

A transição entre as flutuações de baixa frequência e a emissão estável

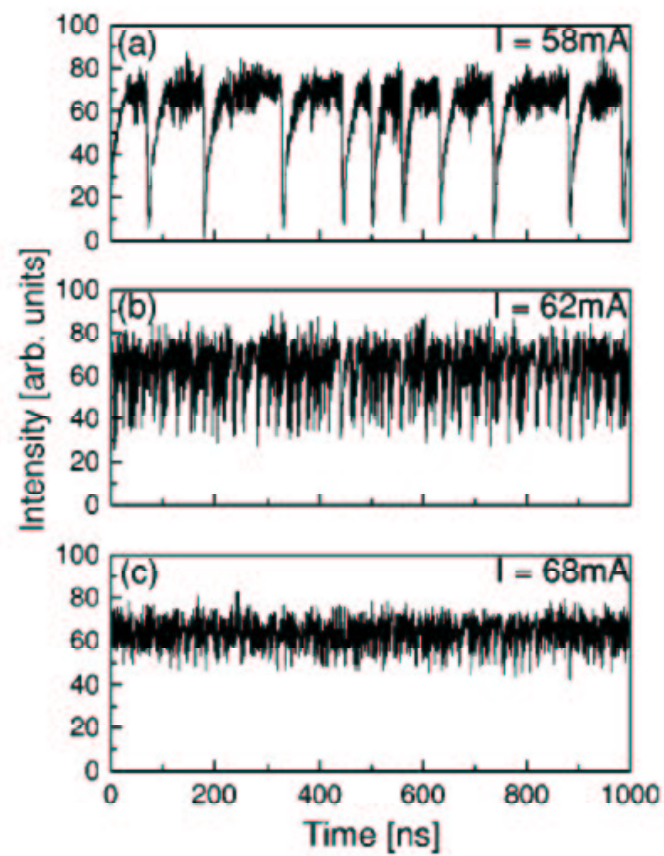


Figura 2.13: séries temporais de um laser semiconductor sujeito a realimentação ótica constante. Segundo [27].

da intensidade do laser semiconductor é mostrada na série temporal da figura (2.14). Também se mostra o espectro ótico do regime de emissão estável gravado com a ajuda de um interferômetro Fabry-Pérot.

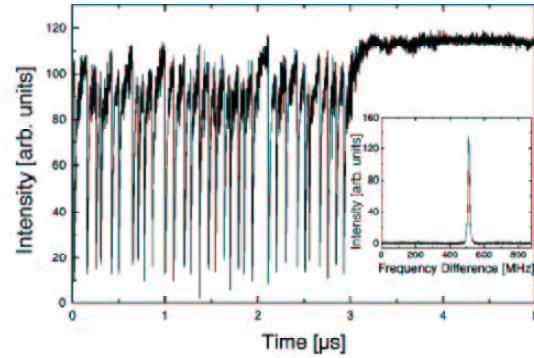


Figura 2.14: Série temporal mostrando a transição entre as flutuações de baixa frequência e a emissão estável. Segundo [27].

Capítulo 3

Laser Diodo com Realimentação Ótica

Neste capítulo apresentaremos a caracterização experimental de um laser de semicondutor com realimentação ótica. O tema principal deste trabalho é o estudo do fenômeno das instabilidades na intensidade do laser para determinados valores de corrente de bombeio.

Na primeira seção descreveremos o arranjo experimental e as principais características do laser solitário. Também se definirão os parâmetros de controle usados no experimento. Na segunda seção serão mostrados os dados experimentais obtidos neste trabalho, como séries temporais a partir das quais foram calculados os mapas de retorno. Também se fez uma análise da origem determinística das flutuações de baixa frequência. Na seção três tentou-se calcular a dimensão de correlação do atrator. Por último se fez uma introdução e análise teórica dos lasers semicondutores com realimentação ótica e se fez um pequeno cálculo com suas equações de taxa, posteriormente estes resultados foram comparados com os dados obtidos experimentalmente neste trabalho.

3.1 Considerações preliminares

Os experimentos descritos nas seguintes seções foram feitos num tempo de aproximadamente sete meses, que inclui desde a montagem de dois lasers de diodo, teste e melhoria da parte ótica e eletrônica que acompanham estes lasers para seu funcionamento como também para a detecção do sinal. Não serão detalhadas as características eletrônicas nem óticas de cada dispositivo usado no experimento.

3.1.1 Montagem experimental

O arranjo experimental básico usado neste trabalho é mostrado na figura (3.1.1). A estabilidade da temperatura do suporte do laser é melhor que $0.01^{\circ}C$, sendo mantido a uma temperatura próxima a $19^{\circ}C$. Uma lente colimadora anti-reflexão é colocada na saída do laser para reduzir a divergência do feixe. Um espelho externo é colocado na frente do laser para reinjetar dentro da cavidade do laser parte da luz emitida. Foram feitas experiências com duas distâncias do espelho externo, 0,5 e 5m. A intensidade do laser é detectada por meio de fotodiodos Si-PIN-S5973 da *Hamamatsu*, cuja frequência de corte é de 1,5GHz, posteriormente esse sinal é amplificado usando amplificadores ZFL-1000LN da *Mini – Circuits*, cuja frequência de operação é de 100KHz-1GHz. O sinal é analisado por um osciloscópio digital de 300MHz, uma placa de aquisição de dados *GaGe* cuja largura de banda é de 100MHz.

3.1.2 Laser solitário

No experimento o laser semiconductor usado foi o *SDL – 5401 – G1*, cuja região ativa é feita de *GaAlAs*. O comprimento de onda da emissão é próximo a 854nm. Este laser, sem realimentação ótica, mostrou intensidade constante no tempo. A figura (3.1.2) mostra a curva Intensidade da Luz versus Corrente

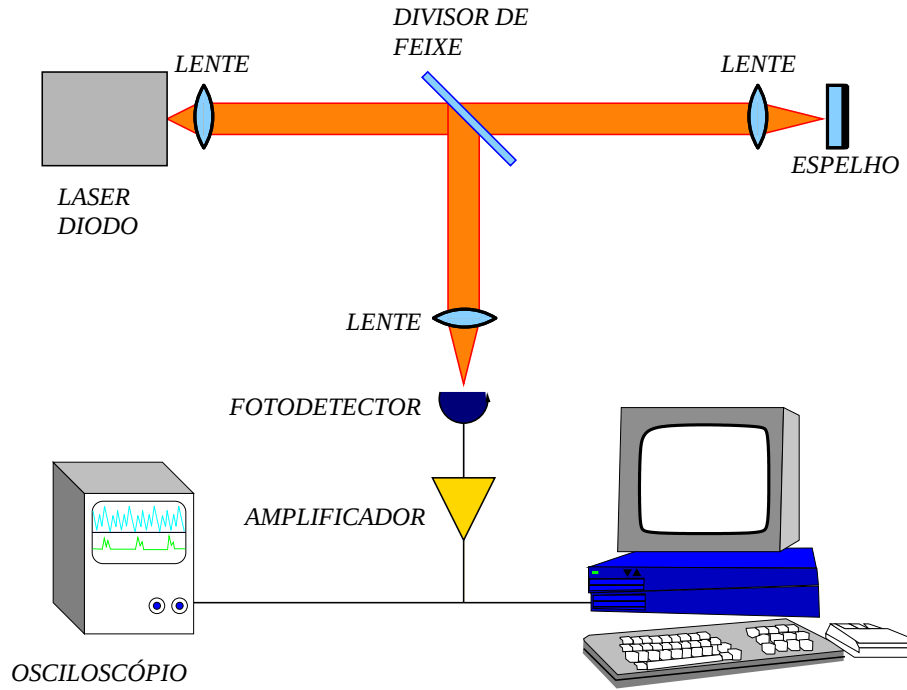


Figura 3.1: Arranjo experimental do laser semicondutor com realimentação ótica.

de Bombeio do laser diodo com e sem realimentação ótica. Pode-se notar que, no caso mostrado, o limiar do laser solitário $I_{li,sol}$ é próximo a 16mA. A curva mostrada com realimentação foi para o caso da cavidade externa $L=50\text{cm}$ cuja corrente limiar foi de $I=14.6\text{mA}$, obtindo-se uma redução do limiar aproximadamente de 8.75%.

3.1.3 Definição e medidas dos parâmetros

Na configuração da realimentação existem três parâmetros que podem ser mudados: a corrente de bombeio, o nível de realimentação e o comprimento da cavidade externa. A corrente de bombeio é mudada pela fonte de alimentação. O comprimento da cavidade é mudada de forma grossa colocando o espelho externo a diferentes distâncias do laser.

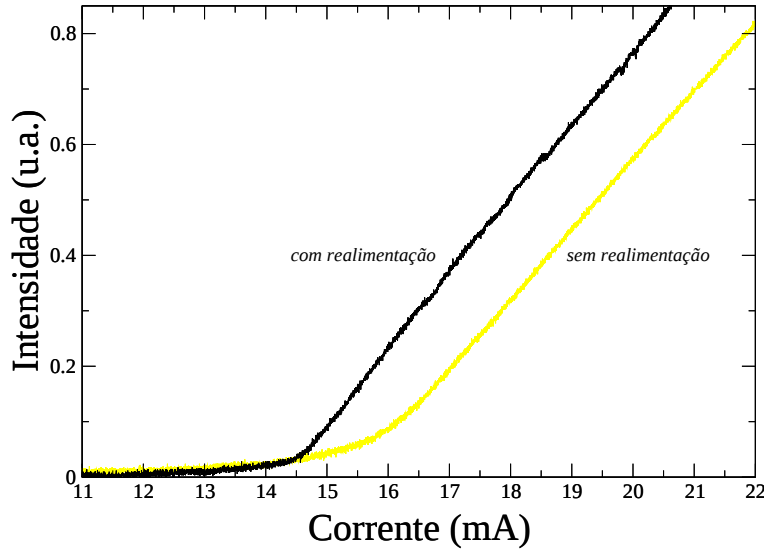


Figura 3.2: Curva Intensidade da Luz/Corrente de Bombeio para o laser solitário e o laser com realimentação ótica.

A quantidade de realimentação depende dos componentes óticos dentro da cavidade externa (refletividade do espelho externo, separadores de feixe, lentes dentro da cavidade externa, etc.) e também de um fator de acoplamento que tem em conta a qualidade do alinhamento e o casamento do modo entre o feixe emitido e o retornado. O casamento do modo é controlado pela ação de lentes colimadoras muito perto da cavidade do laser, o alinhamento é controlado pelos parafusos micrométricos que inclinam o espelho externo.

Experimentalmente é difícil estimar a fração real da luz que é reinjetada dentro do laser. Poderia-se medir facilmente a razão entre a potência de luz emitida pelo laser solitário e logo, a luz retornada justamente antes do colimador, como na referência [25], mas as perdas pelo acoplamento entre o laser e o campo externo (colimador) não são tomadas em conta. Uma forma possível de quantificar a razão de acoplamento entre o laser e o colimador é proposto nas referências [26, 3], onde a potência da luz do laser solitário é medida antes e depois do colimador. Desta forma a razão de acoplamento laser/colimador

R_{acopl} é medida e se assume que seja a mesma ainda para o caminho de propagação inverso do campo. Definindo R_{cav} como a razão de potência entre a luz retornada ao colimador pela cavidade externa e a luz transmitida pelo colimador, a fração de luz que retorna dentro do laser é estimada para ser $R_{ext} = R_{acopl} \cdot R_{cav} \cdot R_{acopl}$. Esta medida dá uma estimativa grosseira do coeficiente de acoplamento colimador/laser, mas o problema do casamento do modo entre o feixe retornado e a cavidade laser não é tomada em conta pelo detector.

Para calcular o nível de realimentação de uma forma mais exata, usamos o método usado na referência [28], onde em vez de medir a luz que retorna, medem-se os efeitos da realimentação nas características do laser. Quando um laser está sujeito a realimentação ótica, o limiar diminui linearmente com a taxa de realimentação κ , presente na equação (2.12) e definido pelas equações (2.13) e (2.14). Usando as equações de taxa (2.1), o termo do campo reinjetado (2.12) muda o nível das perdas totais Γ_o , portanto temos a nova condição limiar: $G = \Gamma_o - 2\kappa$. Definindo $I_{lim,real}$ como a corrente limiar do sistema com realimentação, temos:

$$\frac{I_{lim,sol} - I_{lim,real}}{I_{lim,sol}} = 2 \frac{\kappa}{\Gamma_o} \quad (3.1)$$

A equação (3.1) relaciona a redução do limiar com os outros parâmetros usados para quantificar a intensidade da realimentação. Portanto, pode expressar-se o nível de realimentação com a redução do limiar induzida (em porcentagem) ξ :

$$\xi = \left[100 \times \frac{(I_{lim,sol} - I_{lim,real})}{I_{lim,sol}} \right] \% \quad (3.2)$$

Devido a que na equação (3.2) inclui-se o efeito da realimentação sobre o laser, esta medida toma em conta todas as perdas sofridas pela luz na viagem dentro da cavidade externa.

3.2 Séries Temporais e Mapas de Retorno Experimentais

Para calcular os mapas de retorno a partir das séries temporais do laser, precisamos um algoritmo que guarde a intensidade (I_n) e o tempo (θ_n) de cada pulso, depois avaliamos $T_n = \theta_n - \theta_{n-1}$, tal algoritmo foi feito em C, e para testar o programa vamos calcular os mapas de retorno para dois sinais diferentes.

O primeiro sinal é uma série de pulsos cardíacos (ver figura 3.3), tal sinal tem período três aproximadamente, esperando-se de um sinal como estes, que seu mapa de retorno seja um conjunto discreto de três pontos com alguma largura causada pelo ruído, como pode se notar na figura 3.3(direita), onde se observam que os pontos estão localizados só em três regiões diferentes do mapa, confirmando assim o comportamento periódico deste sinal.

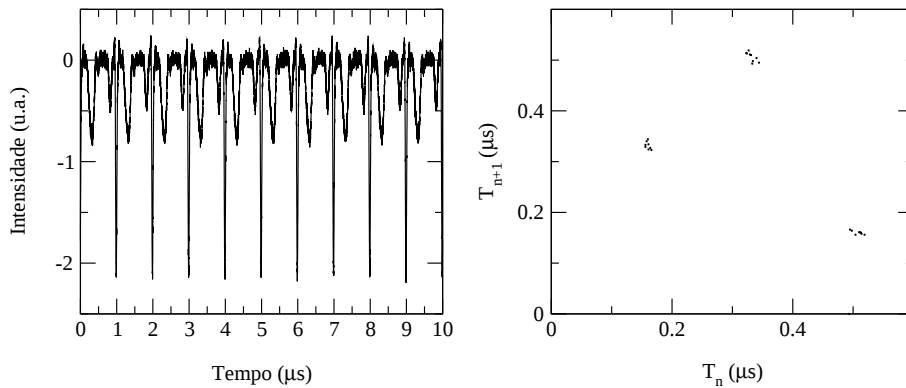


Figura 3.3: Série temporal para um pulso cardíaco (esquerda), junto com com seu mapa de retorno (direita).

O segundo sinal usado para testar o nosso programa foi um sinal de ruído, neste caso se esperaria que seu mapa de retorno seja um conjunto de pontos distribuídos aleatoriamente, isto pode se notar na figura 3.4(direita),

onde todos os pontos não apresentam nenhuma ordem, confirmando o comportamento aleatório deste sinal.

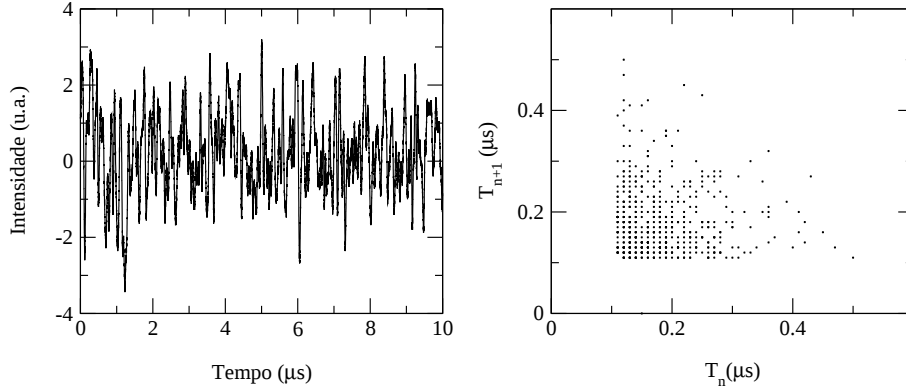


Figura 3.4: Série temporal para um sinal aleatório (esquerda), junto com seu mapa de retorno (direita).

Com os dois testes anteriores podemos confiar no nosso programa e usar-lo para caracterizar os resultados experimentais achados no laboratório para o laser de diodo. Para descrever as características da intensidade do laser semiconductor com realimentação ótica, representamos nas figuras (3.5)-(3.11) as séries temporais com alguns mapas de retorno. Usamos como parâmetros de controle a distância da cavidade externa e a corrente de bombeio. Não mudamos o nível de realimentação, porque não temos no laboratório filtros de densidade neutra variável, que são colocados entre a lente colimadora do laser e o espelho externo, e é o mais usado para este tipo de sistemas [6, 25, 27]. Existem alguns trabalhos onde variam o nível de realimentação usando um modulador acústico ótico [28], esperamos fazer esta montagem com este sistema nos futuros experimentos e poder mudar a quantidade de realimentação. O nível de realimentação nos nossos experimentos ficou num valor fixo e foi ao do melhor alinhamento ótico (menor corrente limiar na figura 3.1.2).

A aquisição de dados foi feita usando um osciloscópio digital *Tektronix*

de 300MHz e uma placa de aquisição de dados *GaGe* com uma taxa de amostragem máxima de 100MHz, a qual grava séries temporais com 10^6 pontos, todas as séries ficaram restringidas à largura de banda da frequência máxima da placa *GaGe*. Algumas séries têm frequências de pulsações altas, portanto a aquisição por meio da placa *GaGe* não foi muito boa, por esta razão ao submeter estas séries para o cálculo das intensidades mínimas de cada pulsação, o programa achava pontos falsos que não correspondiam à intensidade mínima de cada pulso, devido a isto seus mapas de retorno temporais também serão falsos, por isto não se fez o cálculo de alguns mapas de retorno e só foram mostradas as séries temporais.

As figuras (3.5)-(3.8) mostram a variação na intensidade do laser com o tempo, estas figuras foram feitas para uma distância da cavidade externa $L=50\text{cm}$ ($\tau \approx 3.33\text{ns}$), observou-se para este caso uma corrente limiar $I_{lim,real}=14.6\text{mA}$, com base nestes dados e a equação (3.2) foi calculado o nível de realimentação mostrando um valor de $\xi = 8.75\%$. Mudando a corrente de bombeio do laser, se observaram diferentes regimes na intensidade do laser já encontrados na literatura.

Para correntes de bombeio cujo valor esteja entre a corrente limiar do laser com realimentação $I_{lim,real}$ e ao do laser solitário $I_{lim,sol}$ se tem um comportamento de intensidade constante no tempo, como se mostra na figura (3.5), cuja corrente foi de $I=15.6\text{mA}$, portanto o sistema está no regime I definido na referência [7] e explicado na seção (2.5).

Para correntes de bombeio um pouco acima da corrente limiar do laser solitário $I_{lim,sol}$, $I \geq I_{lim,sol}$, o sistema se encontra no regime das flutuações de baixa frequência, como se mostra nas figuras (3.6)-(3.8(c)). Os mapas de retorno temporais mostrados nas figuras (3.6) e (3.7) não apresentam nenhuma

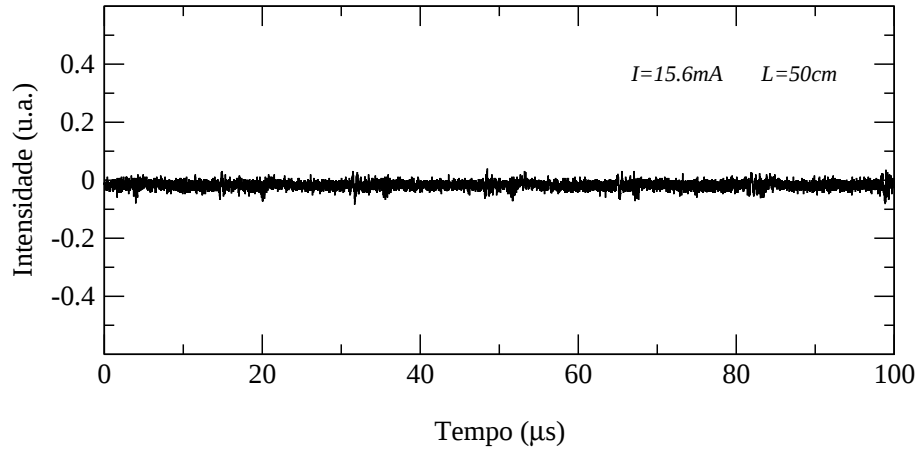


Figura 3.5: Série temporal do laser diodo com realimentação ótica para $I=15.6mA$ e $\xi = 8.75\%$.

ordem, ao igual que o mapa de retorno para o sinal de ruído (ver figura 3.4), com esta comparação, não podemos dizer que estas flutuações tenham uma origem determinística, sendo induzidas possivelmente pelo ruído, ou talvez a dimensão deste sistema é muito grande.

Na figura (3.8) pode se notar a variação das pulsações enquanto mudamos a corrente de bombeio. Pode se observar na figura 3.8(a) que as pulsações da intensidade do laser mostram um comportamento quase regular, aumentando a corrente vai desaparecendo aquela regularidade e aumentando a frequência de tais oscilações. No laboratório não temos um analisador de espectro para analisar o espectro ótico do sinal, enquanto se varia a corrente de bombeio, portanto não podemos dizer para quais valores da corrente de bombeio o laser opera em regime multi-modo ou mono-modo.

Nas figuras (3.9)-(3.11), são mostradas as intensidades do laser para diferentes correntes de bombeio e usando uma distância de cavidade externa $L = 5m$ ($\tau \approx 33.33ns$). Para este caso obteve-se uma corrente limiar $I_{lim,real} = 14.5mA$ e se calculou um nível de realimentação de $\xi = 9.375\%$.

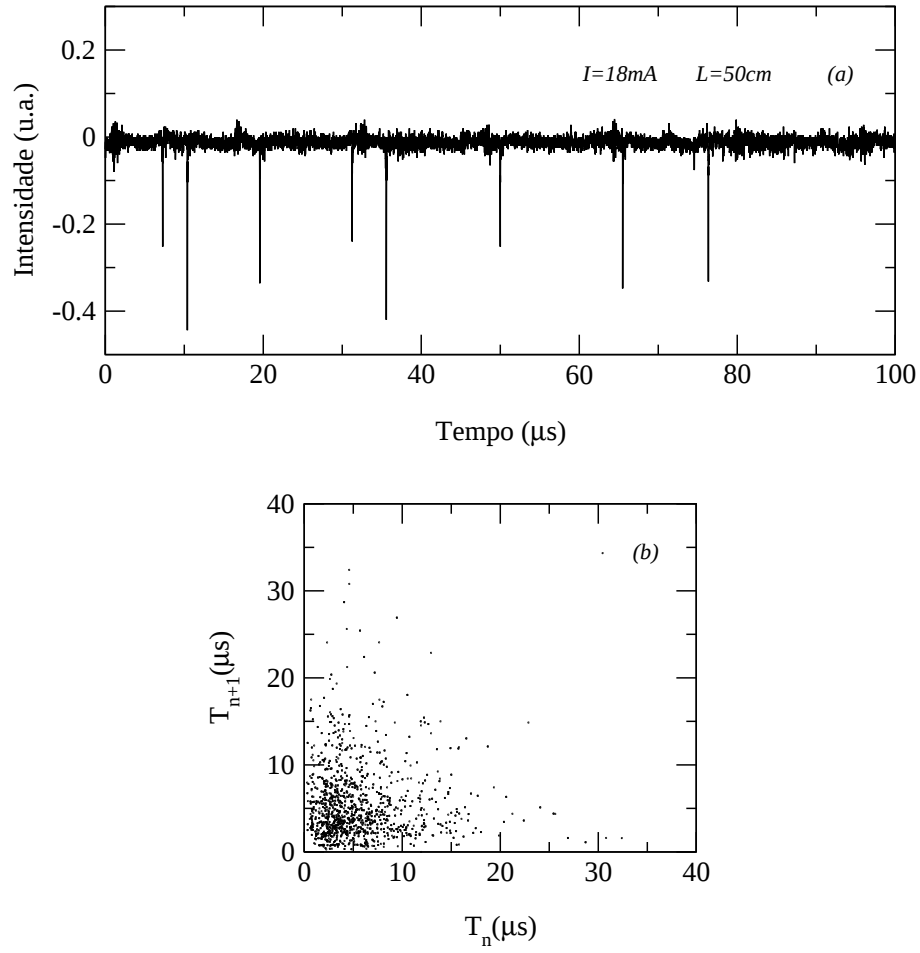


Figura 3.6: Série temporal para uma corrente de 18mA (a) e seu mapa de retorno temporal (b), $\xi = 8.75\%$

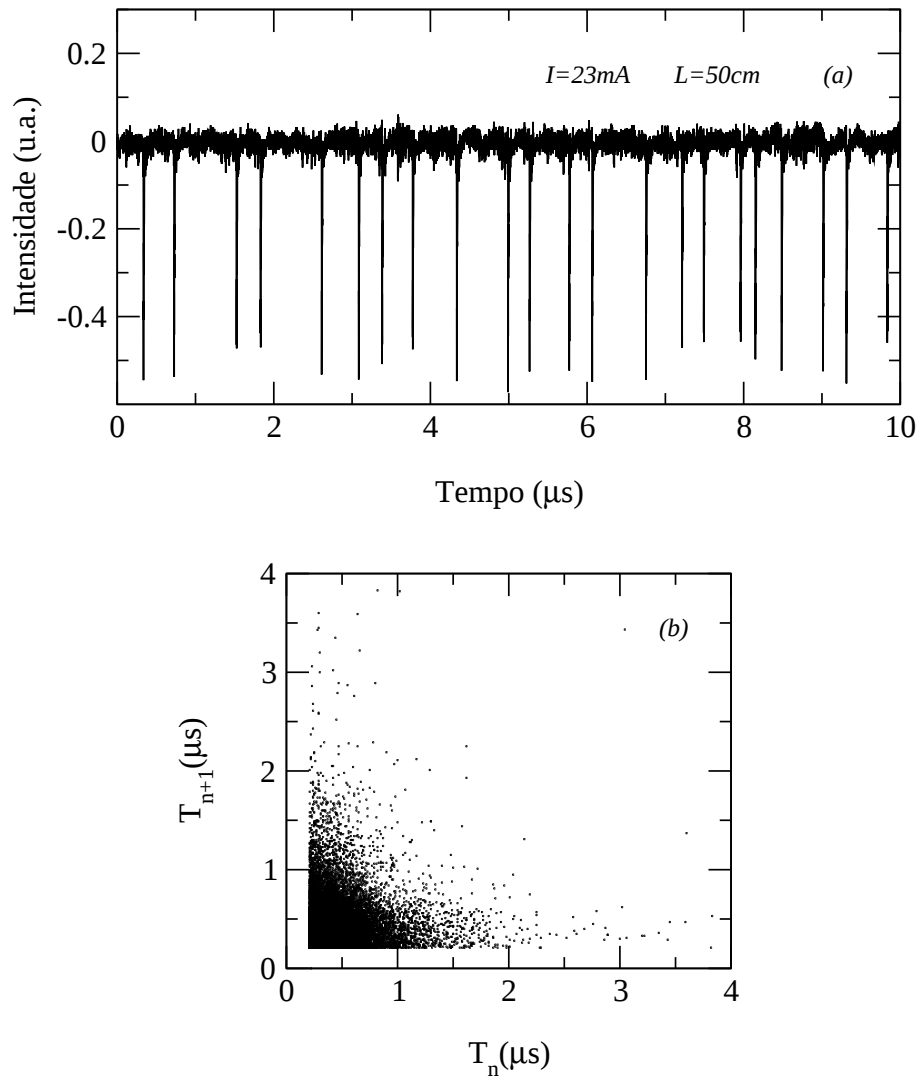


Figura 3.7: Série temporal para uma corrente de 23mA (a) e seu mapa de retorno temporal (b), $\xi = 8.75\%$

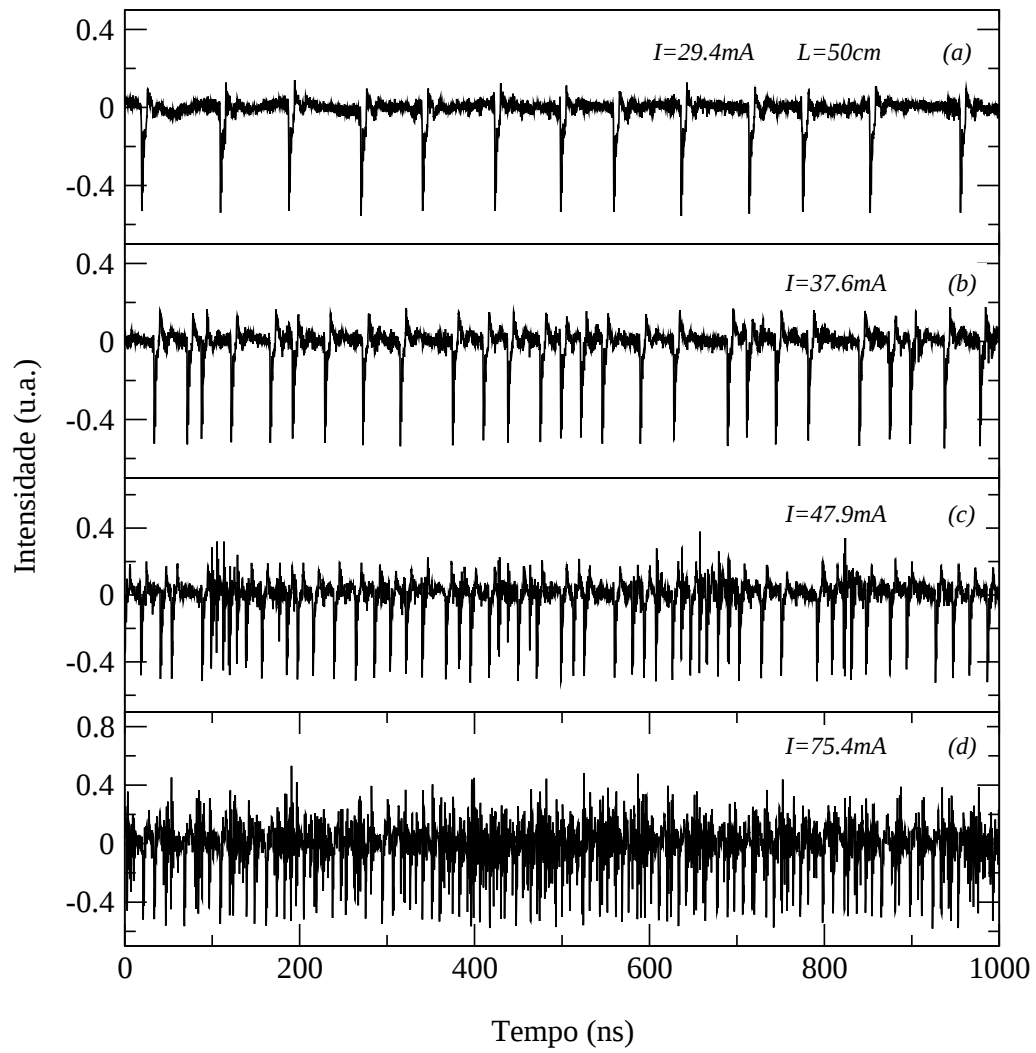


Figura 3.8: Séries temporais experimentais para diferentes correntes de bombeio, $\xi = 8.75\%$.

Para este caso se obteve um nível de realimentação um pouco maior que para o caso da cavidade de $L = 50cm$, isto pode ser devido ao fato de que o alinhamento ótico foi melhor para a cavidade $L = 5m$. Observaram-se mais ou menos as mesmas características que para a cavidade externa $L = 50cm$. Pode-se notar que o mapa de retorno da figura (3.10) é um pouco diferente dos outros mapas, sendo parecido com o mapa mostrado na figura (2.11) correspondente à região das flutuações de baixa frequência, este mapa também não apresenta nenhuma estrutura ordenada, portanto não podemos dizer que estas flutuações tenham uma origem determinística. Na figura 3.11(a) se observam duas flutuações, uma delas é a correspondente às flutuações de baixa frequência, a outra cuja frequência é maior corresponde ao tempo ida e volta do feixe do laser na cavidade externa ($\tau \approx 33,33ns$).

3.3 A Integral de Correlação

Os sistemas dinâmicos que exibem um comportamento caótico têm um atrator no espaço de fase o qual é *estranho*. Os atratores estranhos são tipicamente caracterizados pela dimensão fractal D_2 , a qual tem que ser menor que o número de graus de liberdade F ($D_2 < F$). O movimento caótico determinístico sobre um atrator está confinado a uma região limitada no espaço de fase apropriado, por este motivo o valor de D_2 deve ser um número finito, caso contrário ao movimento aleatório que é espalhado sobre o espaço de fase total. Deste modo o cálculo da dimensão de correlação nos permite distinguir o caos determinístico do ruído aleatório.

Uma forma de avaliar a dimensão de correlação do atrator, a partir das séries temporais experimentais, é por meio do algoritmo proposto por Grassberger e Procaccia [30], no qual se faz um cálculo da integral de correlação

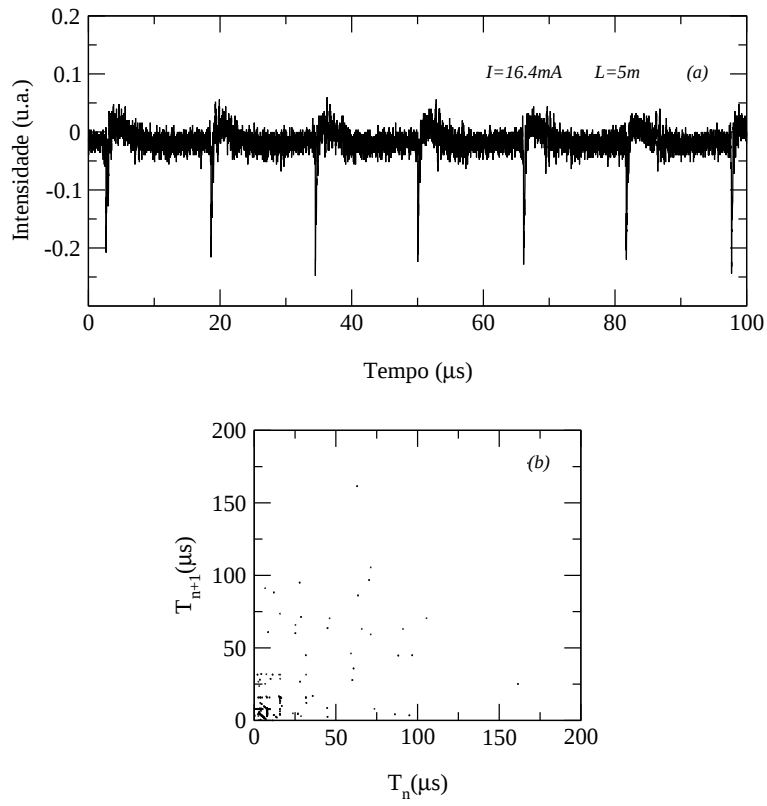


Figura 3.9: Série temporal para uma corrente de 16.4mA (a) e seu mapa de retorno temporal (b), $\xi = 9.375\%$.

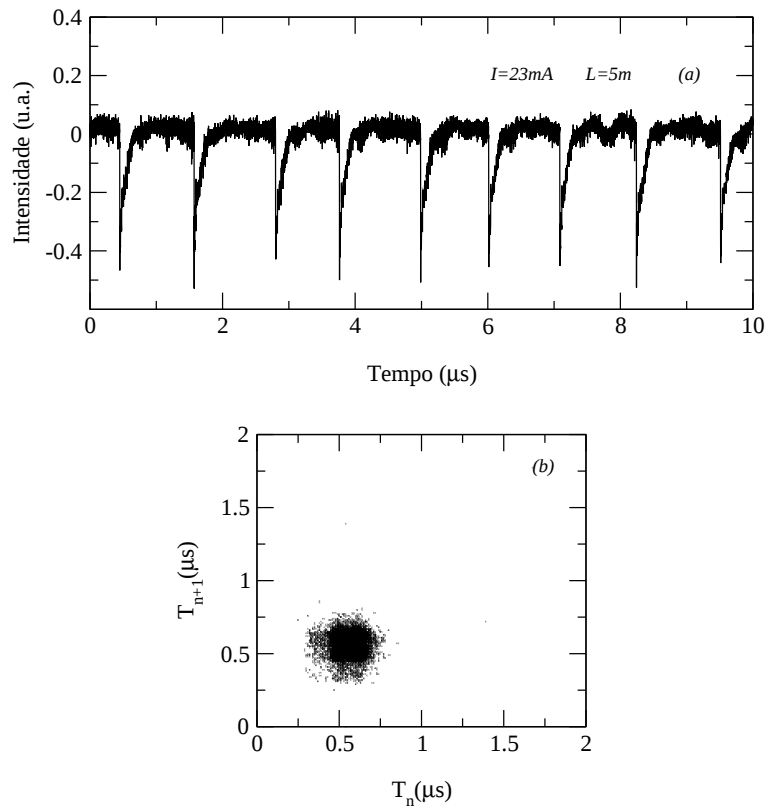


Figura 3.10: Série temporal para uma corrente de 23mA (a) e seu mapa de retorno temporal (b), $\xi = 9.375\%$.

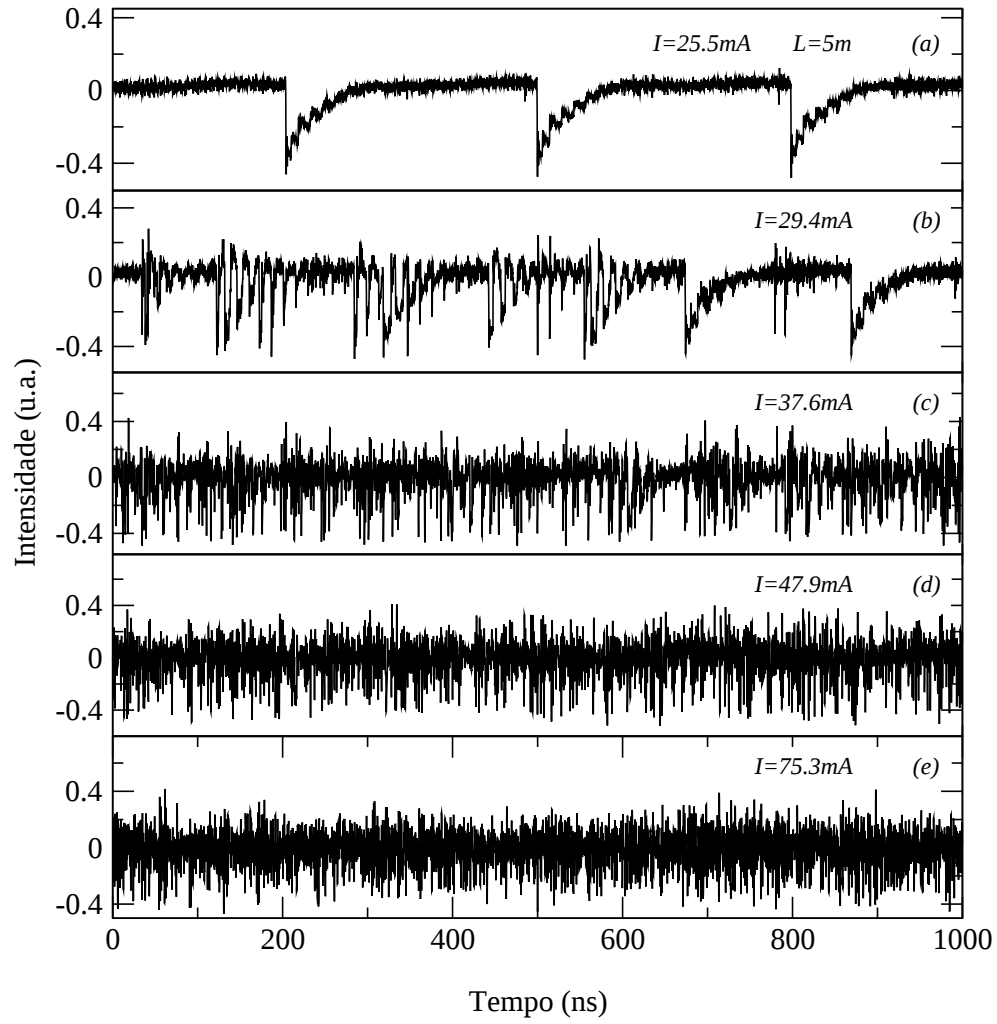


Figura 3.11: Séries temporais experimentais para diferentes correntes de bombeio, $\xi = 9.375\%$.

definida como:

$$C(r) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N^2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \Theta(r - |\mathbf{X}_i - \mathbf{X}_j|) \quad (3.3)$$

Onde, N é o número de vectores $\mathbf{X}_i = (x_i, x_{i+\tau}, x_{i+2\tau}, \dots, x_{i+n\tau})$ no espaço n -dimensional e Θ é a função degrau dada por:

$$\Theta(x) = \begin{cases} 0 & \text{se } x < 0, \\ 1 & \text{se } x \geq 0. \end{cases} \quad (3.4)$$

O algoritmo consiste em contar a fração de pontos do atrator contida em uma hiper-esfera do espaço n -dimensional de raio r , numa média tomada sobre o atrator. Para pequenos valores da variável distância r a integral aproxima-se a $C(r) \approx r^{D_2}$ com o expoente de correlação D_2 (dimensão de correlação) sendo uma medida da estrutura fractal do atrator estranho. Foi mostrado que certas propriedades do atrator no espaço de fase podem ser reconstruídas a partir de séries temporais [29]. Isto foi confirmado, por exemplo, para cálculos numéricos no caso do modelo de Lorentz e do mapa Hénon. [30].

A integral de correlação para qualquer dimensão finita de embebimento n , é chamada de $C^n(r)$ ($n = 1, 2, \dots$). Para cada $C^n(r)$ pode ser encontrada uma dimensão de correlação $D_2(n)$. Seu valor limite $D_2(\infty)$ é igual à quantidade D_2 para $C(r)$. Geralmente, no caso de caos determinístico existe uma dimensão de embebimento $n = n_0$ acima do qual $D_2(n)$ se aproxima a um valor constante, ou seja $D_2(n_0) = D_2(\infty)$. A quantidade n_0 é a dimensão de embebimento mínima correspondente ao espaço de fase com a dimensão do menor inteiro que contém o atrator.

3.3.1 Determinação das dimensões do atrator

Para calcular a dimensão do atrator (D_2), usamos o programa TISEAN2.1 [31], o qual contém o algoritmo de Grassberger e Procaccia para o cálculo da integral de correlação, e como um exemplo para testar este programa, vamos calcular a dimensão de correlação D_2 do mapa Hénon, cuja dinâmica já foi estudado muito na literatura e portanto podemos comparar esses resultados com os obtidos nos nossos cálculos. Este mapa é dado pelas equações (3.5) e (3.6) e cujo mapa de retorno é mostrado na figura (3.12).

$$x_{n+1} = 1 - ax_n^2 + by_n \quad (3.5)$$

$$y_{n+1} = x_n \quad (3.6)$$

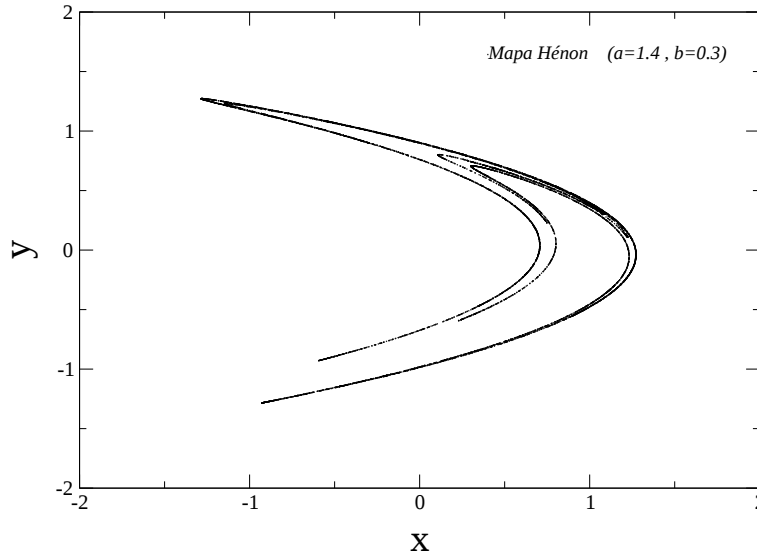


Figura 3.12: Mapa Hénon calculado usando o programa TISEAN2.1

Usando o programa *d2* do pacote TISEAN2.1, calculamos um gráfico para a integral de correlação como também para a dimensão $D_2(n, r)$, estes resultados são mostrados nas figuras (3.13) e (3.14). Pode-se notar que para

pequenos valores do raio r a inclinação da figura (3.13) permanece constante enquanto aumentamos a dimensão de embebimento n , resultado já esperado de um sistema cujo caos é determinístico. Na figura (3.14) se observa que para certos valores de r o valor de $D_2(n, r)$ permanece constante enquanto aumentamos n , portanto chegamos ao valor limite $D_2(n_o) \approx D_2(n = \infty)$, desta forma calculamos a dimensão de correlação cujo valor foi de $D_2 \approx 1.25$, que é bastante próximo do valor encontrado na literatura ($D_2 = 1.26$) [30].

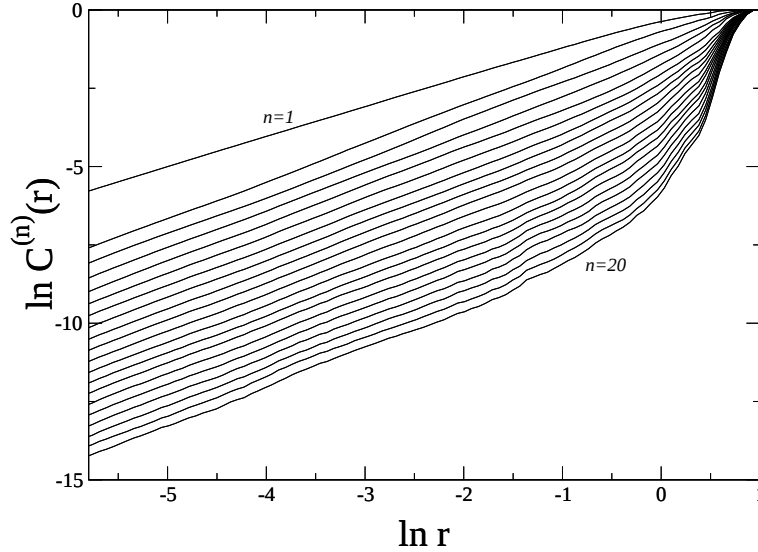


Figura 3.13: Integral de correlação $C^n(r)$ para série numérica do mapa de Henon.

Também se testou o programa *TISEAN2.1* usando o sinal de ruído mostrado na figura (3.4), tais resultados são mostrados nas figuras (3.15) e (3.16). Pode-se notar nesta figura que a inclinação da curva $\ln C^{(n)}(r) - \ln r$, aumenta enquanto aumentamos a dimensão de embebimento n , o gráfico mostra as curvas para $n = 1, \dots, 20$, para maiores valores de n ($n > 20$) se observou o mesmo comportamento. Para completar o cálculo, a figura (3.16) mostra o valor de $D_2(n, r)$ versus o raio r , a partir dessa figura se observa que as curvas para diferentes valores de n não colapsam numa curva comum, portanto não

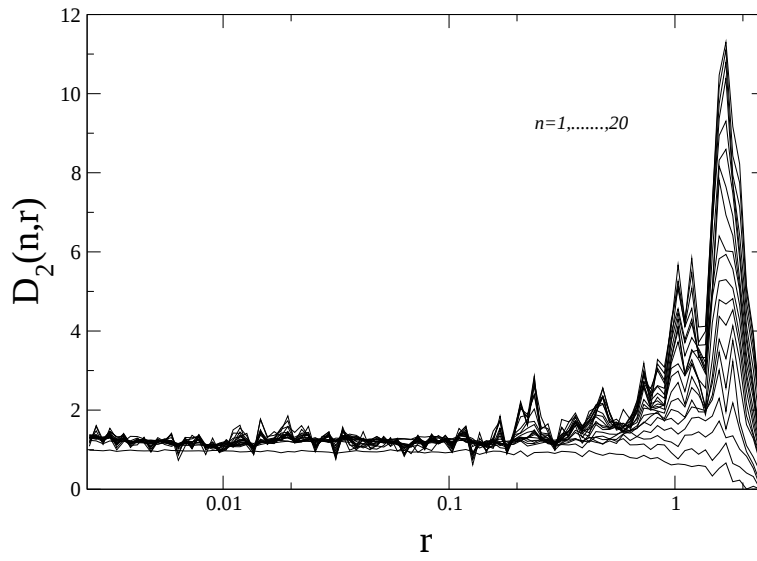


Figura 3.14: Dimensão de correlação $D_2(n, r)$ para o mapa Henon.

pode se estimar o valor da dimensão de correlação, todos estes resultados são típicos para um sinal de ruído.

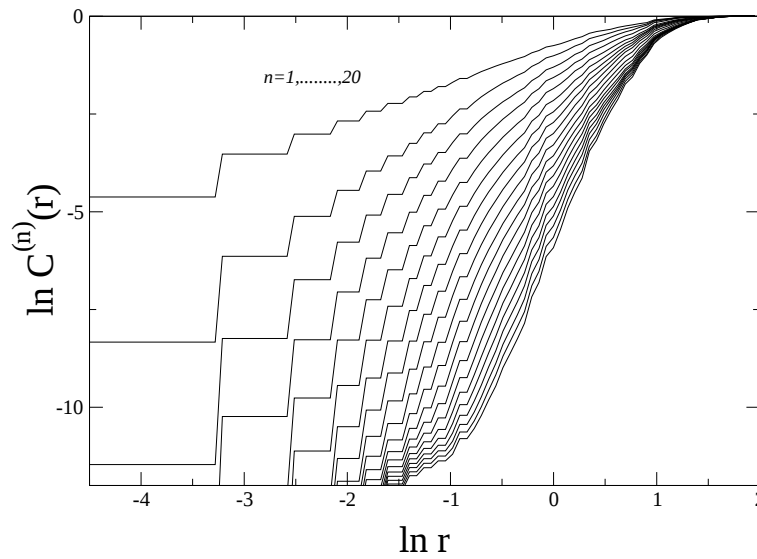


Figura 3.15: Integral de correlação $C^n(r)$ para o sinal de ruído da figura (3.4).

Fazendo os mesmos cálculos a partir das nossas séries experimentais do

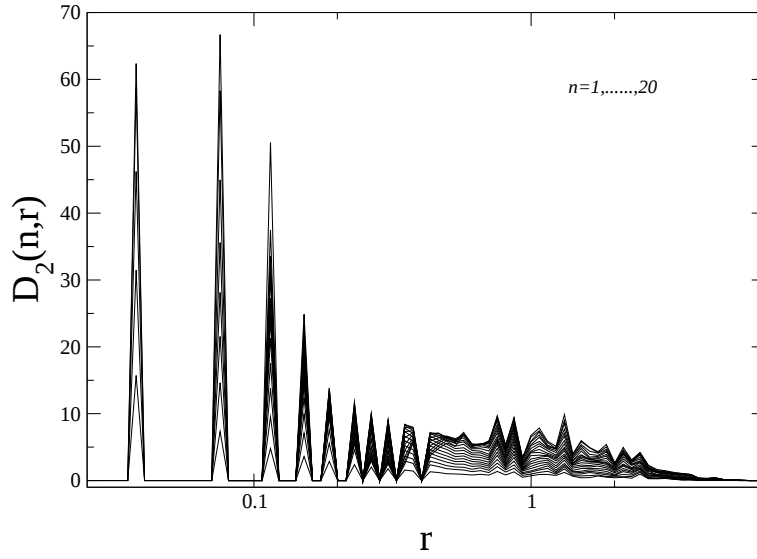


Figura 3.16: Dimensão de correlação $D_2(n, r)$ para o sinal de ruído.

laser semiconductor, obtivemos resultados parecidos com os resultados obtidos para o sinal de ruído, portanto não conseguimos calcular a dimensão de correlação do nosso sistema. As figuras (3.17) e (3.18) mostram estes cálculos a partir da série temporal da figura (3.6). Este mesmo comportamento se observou para todas as outras séries, portanto podemos dizer, com estes resultados, que a dinâmica das pulsações na intensidade do laser semiconductor poderia ser dominada pelo ruído, ou a dimensão fractal do nosso atrator é muito alta (> 6), e para dimensões altas o programa falha, já que foi mostrado que o cálculo da dimensão de correlação, usando o algoritmo de Grassberger-Procaccia, não pode exceder o valor $2\log_{10}N$, sendo N o número de pontos na série temporal [32, 33]. No nosso caso o número de pontos usados em todas as séries foi $\approx 10^6$, portanto a dimensão do atrator teria que ser menor que 6, esse poderia ser outro motivo pelo qual não conseguimos fazer um bom cálculo da dimensão de correlação, já que este sistema poderia ter uma dimensão muito alta.

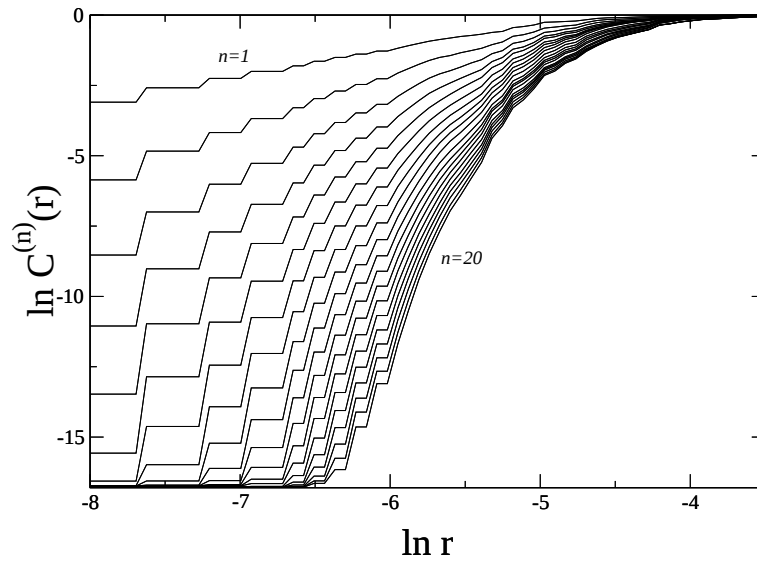


Figura 3.17: Integral de correlação $C^n(r)$ para série experimental do laser de diodo representado na figura (3.6).

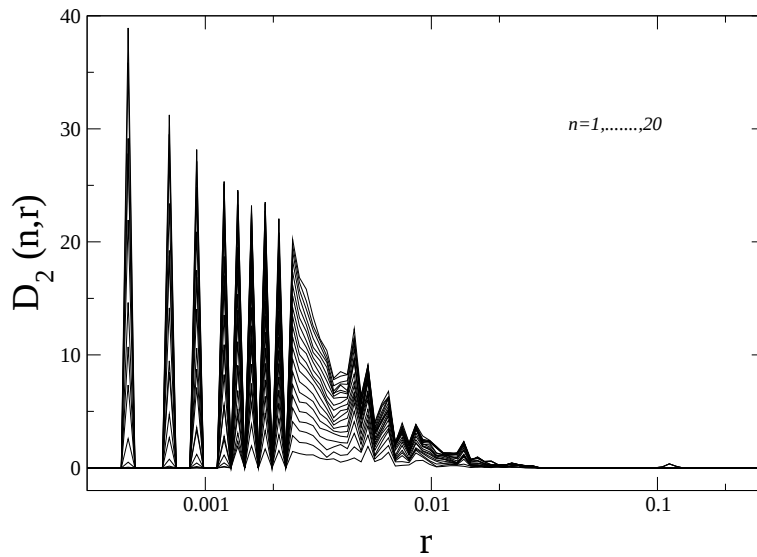


Figura 3.18: Dimensão de correlação $D_2(n, r)$, para série experimental do laser de diodo.

3.4 Modelos teóricos

Na literatura acerca das instabilidades na intensidade dos lasers semicondutores com realimentação ótica, o modelo mais usado é o modelo de Lang-Kobayashi [21]. Este modelo foi originalmente aproximado para um laser semicondutor mono-modo e com níveis de realimentação débeis. A evolução temporal da amplitude complexa do campo elétrico acoplado à densidade de portadores de carga é descrito pelas equações (2.1) e (2.2). O efeito da realimentação ótica é incluída na sua primeira aproximação por meio do campo reinjetado com um atraso temporal (equação 2.12). As equações de Lang-Kobayashi ficam:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{(1 + i\alpha)}{2} [G - \Gamma_o] E + \kappa E(t - \tau) e^{-i\omega_o \tau} \quad (3.7)$$

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{J}{ed} - \gamma N - G(N) |E(t)|^2 \quad (3.8)$$

Onde, ω_o é a frequência do laser solitário, o ganho ótico por unidade de tempo é $G = G_N(N - N_o)/(1 + \epsilon|E|^2)$, sendo G_N o ganho modal, N_o é a densidade de portadores na transparência, ϵ é o coeficiente de saturação do ganho. O parâmetro α é o fator de ampliação da largura de linha (*linewidth enhancement factor*) [34], os outros parâmetros já foram explicados no capítulo 2. O nível de realimentação débil quer dizer $\kappa \ll 1$, desta forma são desprezíveis todos os termos de atrasos múltiplos do campo reinjetado. Este modelo descreve de modo semiquantitativo os resultados experimentais para taxas de realimentação débeis [21, 35]. Independente das restrições, as equações de Lang-Kobayashi são aplicadas quase universalmente na literatura, para todos os regimes de realimentação, mas particularmente para o regime das flutuações de baixa frequência [35].

A figura (3.19) mostra uma simulação das equações de Lang-Kobayashi, tal simulação foi feita, na referência [36], pelo estudante de doutorado do nosso laboratório Hugo Cavalcante. Esta figura é bastante parecida com a série temporal experimental mostrada na figura 3.11(a), correspondente às flutuações de baixa frequência, portanto uma vez mais confirmamos que as equações de taxa do laser estão em boa concordância com o experimento.

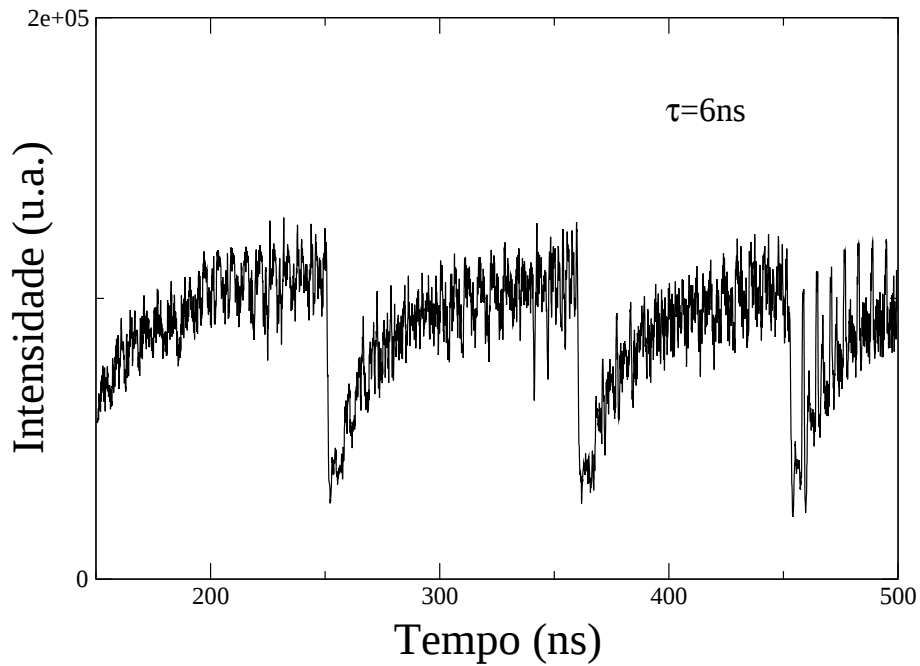


Figura 3.19: Intensidade do laser calculada a partir das equações de Lang-Kobayashi (segundo a referência [36]).

As figuras (3.21) e (3.22) mostram os cálculos da integral de correlação e a dimensão de correlação respectivamente, a partir da série numérica. Na primeira figura se observa que a inclinação da curva aumenta enquanto aumentamos o valor de n , portanto não se conseguiu calcular a dimensão de correlação, já que a figura não colapsou em nenhuma curva enquanto aumentamos o valor da dimensão de embebimento. Estes resultados, obtidos a partir da teoria, são semiquantitativamente aproximados com a dinâmica observada

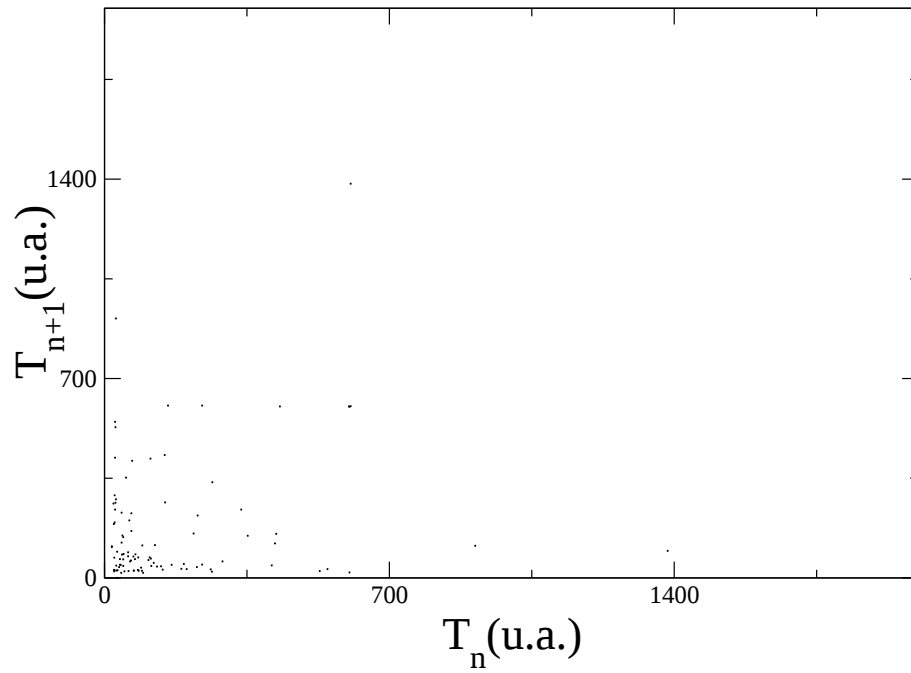


Figura 3.20: Mapa temporal do laser calculada a partir série numérica.

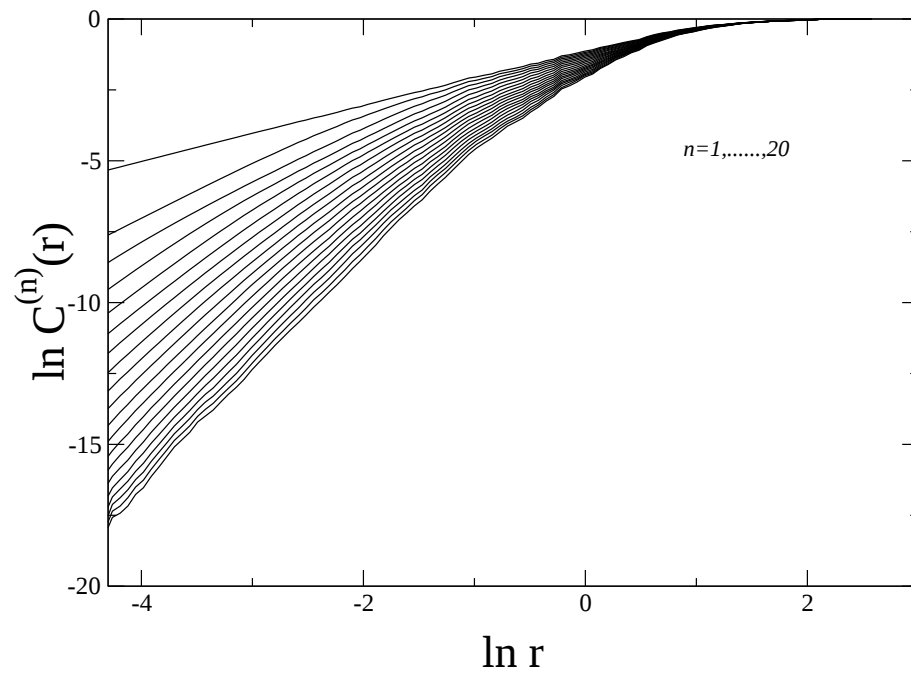


Figura 3.21: Integral de correlação $C^n(r)$ para série numérica do laser de diodo.

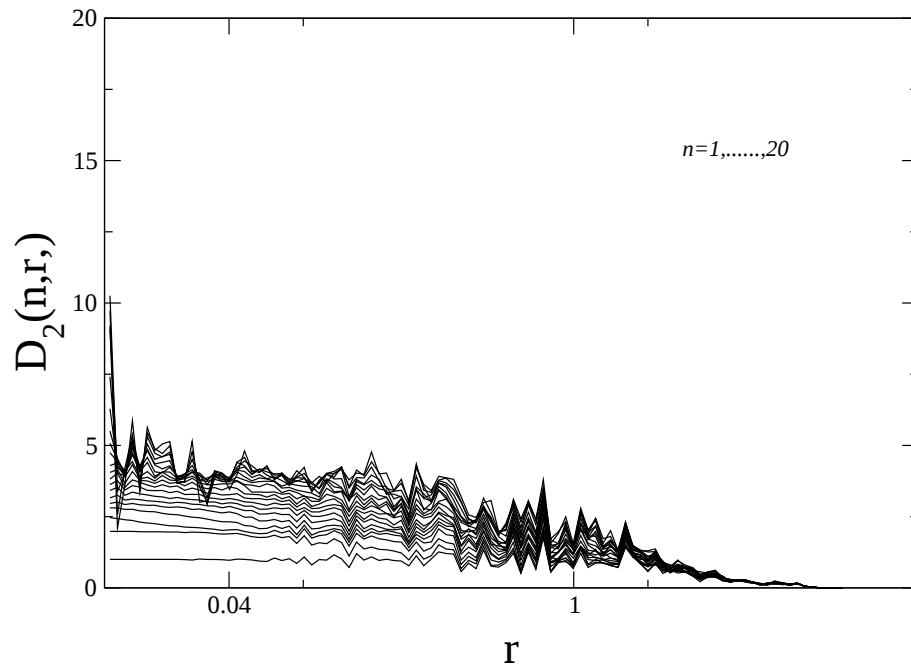


Figura 3.22: Dimensão de correlação $D_2(n, r)$, para série numérica do laser de diodo.

no experimento.

Capítulo 4

Conclusões

Nesta dissertação estudamos a dinâmica caótica do laser semiconductor, quando parte da luz emitida é reinjeta da dentro da cavidade laser por meio de um espelho externo. A primeira parte deste trabalho consistiu na revisão bibliográfica das instabilidades na intensidade dos lasers semicondutores, produzidas não só com realimentação ótica, mas também quando se modula a corrente de bombeio e quando se injeta luz de um outro laser. Nosso interesse se concentrou na parte experimental dos lasers de diodo com realimentação ótica e o tratamento de suas propriedades caóticas.

Fizemos a montagem de dois lasers semicondutores, com toda a eletrônica e ótica necessária para o estudo das instabilidades na intensidade. Observamos experimentalmente as variações no sinal do laser, usando como parâmetro de controle a corrente de bombeio. Nos resultados identificamos os três regimes de operação do laser diodo: *(i)* intensidade estável, *(ii)* pulsação caótica de flutuações de baixa frequência e *(iii)* pulsação caótica com colapso de coerência. Usamos duas distâncias diferentes para o espelho externo, correspondendo a uma ordem de grandeza na variação do tempo de retorno, e os sinais mostraram comportamentos muito parecidos.

Tentamos calcular algumas propriedades do atrator caótico deste sistema usando as séries temporais do sinal do laser, como por exemplo mapas de retorno temporais, integrais de correlação e a dimensão de correlação; medidas que poderiam indicar a origem determinística das instabilidades na intensidade. Tais cálculos mostraram que todas essas séries poderiam ser dominadas pelo ruído, ou correspondem a um atrator com alta dimensão fractal (≥ 6) e portanto não conseguimos achar a origem determinística de tais flutuações.

Por último se fez uma simulação das equações de Lang-Kobayashi e comparamos esse resultado com os resultados achados experimentalmente. Neste caso encontramos uma boa concordância entre o experimento e a teoria.

Esta dissertação é o primeiro trabalho experimental do estudo das instabilidades do laser semiconductor feito no laboratório de *Dinâmica de Lasers* do departamento de física da Universidade Federal de Pernambuco (UFPE). Conseguimos aqui reproduzir os resultados experimentais achados na literatura recente. Não se fez nada original, para fazer um melhor estudo precisamos de alguma instrumentação ótica e eletrônica, como por exemplo atenuadores óticos, analisadores de espectro, placas de aquisição de dados mais rápidas.

Esperamos que este trabalho seja uma motivação para continuar estudando este fenômeno. Ainda falta por estudar muitas coisas, sobretudo na parte da interpretação física deste sistema, Estamos interessados, num futuro, no estudo experimental do sincronismo de dois lasers de diodo operando em regime caótico [8, 9], pois nosso grupo do laboratório já tem alguns resultados teóricos para este sistema [36].

Referências Bibliográficas

- [1] Amnon Yariv, "*Quantum Electronics*", John Wiley, 1975.
- [2] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, "*Long-Wavelength Semiconductor Lasers*", Van Nostrand Reinhold, 1986.
- [3] L. Goldberg, H. F. Taylor, A. Dandridge, J. F. Weller and R. O. Miles, "*Spectral Characteristics of Semiconductor Lasers with Optical Feedback*", IEEE Quantum Electron. **QE18**, 555 (1982).
- [4] B. Meziane, P. Besnard and G. M. Stephan, "*Low-Frequency Resonances in Asymetric External Cavity Semiconductor Lasers: Theory and Experiment*", IEEE J. Quantum Electron. **31**, 617 (1995).
- [5] D. Lenstra, B. H. Verbeek and A. J. den Boef, "*Coherence Collapse in Single-Mode Semiconductor Lasers due to Optical Feedback*", IEEE J. Quantum Electron. **QE-21**, 674 (1985).
- [6] Jesper Mørk, Bjarne Tromborg, and Jannik Mark, "*Chaos in Semiconductor Lasers with Optical Feedback: Theory and Experiment*", IEEE Quantum Electron. **28**, 93 (1992).
- [7] M. Giudici, C. Green, G. Giacomelli, U. Nespolo, and J. R. Tredicce, "*Andronov Bifurcations and Excitability in Semiconductor Lasers with Optical Feedback*", Phys. Rev. E **55**, 6414 (1997).

-
- [8] S. Tang and J. M. Liu, "*Message encoding-decoding at 2.5 Gbits/s through synchronization of chaotic pulsing semiconductor lasers*", Optics Lett. **26**, 1843 (2001).
- [9] S. Sivaprakasam, E. M. Shahverdiev, P. S. Spencer and K. A. Shore, "*Experimental Demonstration of Anticipating Synchronization in Chaotic Semiconductor Lasers with Optical Feedback*", Phys. Rev. Lett. **87**, 154101-1 (2001).
- [10] Ronald J. Nelson, Randall B. Wilson, Philip D. Wright, Peter A. Barnes and Niloy K. Dutta; "*CW Electrooptical Properties of InGaAsP ($\lambda = 1.3\mu\text{m}$) Buried-Heterostructure Lasers*", IEEE J. Quantum Electron., **QE-17**, 202 (1981).
- [11] Edward Ott, "*Chaos in Dynamical Systems*", Cambridge University Press, 1997.
- [12] Steven H. Strogatz, "*Nonlinear Dynamics and Chaos*", Perseus Books, Cambridge-Massachusetts, 1994.
- [13] Lorenzo M. Narducci and Neal B. Abraham, *Laser Physics and Laser Instabilities* Singapore National Printers Ltd., Singapore (1988).
- [14] F. T. Arecchi, R. Meucci, G. Puccioni and J. Tredicce, "*Experimental Evidence of Subharmonic Bifurcations, Multistability, and Turbulence in a Q-Switched Gas Laser*", Phys. Rev. Lett. **49**, 1217 (1982).
- [15] C. O. Weiss, A. Godone and A. Olafson, "*Routes to chaotic emission in a cw He-Ne laser*", Phys. Rev. A **28**, 892 (1983).
- [16] R. S. Gioggia and N. B. Abraham, "*Routes to Chaotic Output from a Single-Mode, dc-Excited Laser*", Phys. Rev. Lett. **51**, 650 (1983).

-
- [17] Joachim Sacher, Dieter Baums, Peter Panknin, Wolfgang Elsässer and Ernst O. Göbel, "*Intensity instabilities of semiconductor lasers under current modulation, external light injection and delayed feedback*", Phys. Rev. A **45**, 1893 (1992).
 - [18] N. B. Abraham, F. T. Arecchi and L. A. Lugiato, "*Instabilities and Chaos in Quantum Optics II*", NATO ASI Series, Ciocco-Italy (1987).
 - [19] Chang-Hee Lee, Tae-Hoon Yoon and Sang-Yung Shin, "*Period doubling and chaos in a directly modulated laser diode*", App. Phys. Lett. **46**, 95 (1985).
 - [20] Govind P. Agrawal, "*Effect of Gain Nonlinearities on Period Doubling and Chaos in Directly Modulated Semiconductor Lasers*", Appl. Phys. Lett. **49**, 1013 (1986).
 - [21] Roy Lang and Kohroh Kobayashi, "*External Optical Feedback Effects on Semiconductor Injection Laser Properties*", IEEE J. Quantum Electron., **QE-16**, 347 (1980).
 - [22] J. Mørk and B. Tromborg, "*Route to Chaos and Competition between Relaxation Oscillations for a Semiconductor Laser with Optical Feedback*", Phys. Rev. Lett. **65**, 1999 (1990).
 - [23] Joachim Sacher, Wolfgang Elsässer and Ernst O. Göbel, "*Intermittency in the Coherence Collapse of a Semiconductor Laser with External Feedback*", Phys. Rev. Lett. **63**, 2224 (1989).
 - [24] Pascal Besnard, B. Meziane, and Guy Michel Stéphan, "*Feedback Phenomena in a Semiconductor Laser Induced by Distant Reflectors*", IEEE J. Quantum Electron. **29**, 1271 (1993).
 - [25] H. Kakiuchida and J. Ohtsubo, "*Characteristics of a Semiconductor Laser with External Feedback*". IEEE J. Quantum Electron. **QE 30**, 2087 (1994).

-
- [26] J. Sigg, "*Effects of Optical Feedback on the Light-Current Characteristics of Semiconductor Lasers*", IEEE J. Quantum Electron. **29**, 1262 (1993).
- [27] T. Heil, I. Fischer and W. Elsäber, "*Coexistence of low-frequency fluctuations and stable emission on a single high-gain mode in semiconductor lasers with external optical feedback*", Phys. Rev. A **58**, 2672 (1998).
- [28] M. Giudici, "*Non Linear Dynamics of a Semiconductor Laser with Optical Feedback*", *Ph.D Thesis*, Nice-France (2000).
- [29] P. Glas, R. Müller and G. Wallis, "*Determination of Power Spectra and Attractor Dimensions for a GaAlAs Laser with External Feedback*", Optics Commun. **68**, 133 (1988).
- [30] P. Grassberger and I. Procaccia, "*Characterization of Strange Attractors*", Phys. Rev. Lett **50**, 346 (1983).
- [31] R. Hegger, H. Kantz and T. Schreiber, "*Practical Implementation of Non-linear Time Series Methods: TISEAN Package*", Chaos **9**, 413 (1999).
- [32] M. Möller, W. Lange, F. Mitschke, N. B. Abraham and U. Hübner, "*Error from digitizing and noise in estimating attractor dimensions*", Phys. Lett. A **138**, 176 (1989).
- [33] J. P. Eckmann and D. Ruelle, "*Fundamental limitations for estimating dimensions and Lyapunov exponents in dynamical systems*", Phys. D **56**, 185 (1992).
- [34] B. Tromborg, J. H. Osmundsen and H. Olesen, "*Stability Analysis for a Semiconductor Laser in an External Cavity*", IEEE J. Quantum Electron. **QE-20**, 1023 (1984).

-
- [35] J. Mørk, B. Tromborg and P. L. Christiansen, "*Bistability and Low-Frequency Fluctuations in Semiconductor Lasers with Optical Feedback: A Theoretical Analysis*", IEEE J. Quantum Electron. **QE-24**, 123 (1988).
- [36] Hugo L. D. S. Cavalcanti, "*Tesis de Doutorado em Andamento*".