

3

Laser a Fibra

Neste capítulo trataremos das propriedades gerais de um laser, bem como das características de um laser a fibra de cavidades acopladas.

3.1 Propriedades Gerais

A palavra LASER é um acrônimo para *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, ou Amplificação da Luz por Emissão Estimulada de Radiação. Um laser, em sua configuração mais simples [28-29], consiste em uma cavidade formada por dois espelhos, onde dentro existe um meio de ganho (que pode ser um gás ou um cristal, por exemplo). O meio de ganho é excitado por um bombeio. Existem diferentes formas de bombeio, como uma descarga elétrica ou mesmo um outro laser. Um dos dois espelhos que delimitam a cavidade deve ser parcialmente reflexivo, enquanto o segundo deve refletir totalmente a luz. A radiação é emitida através daquele espelho que não possui 100% de reflectividade. A figura 3.1 está mostrando essa configuração.

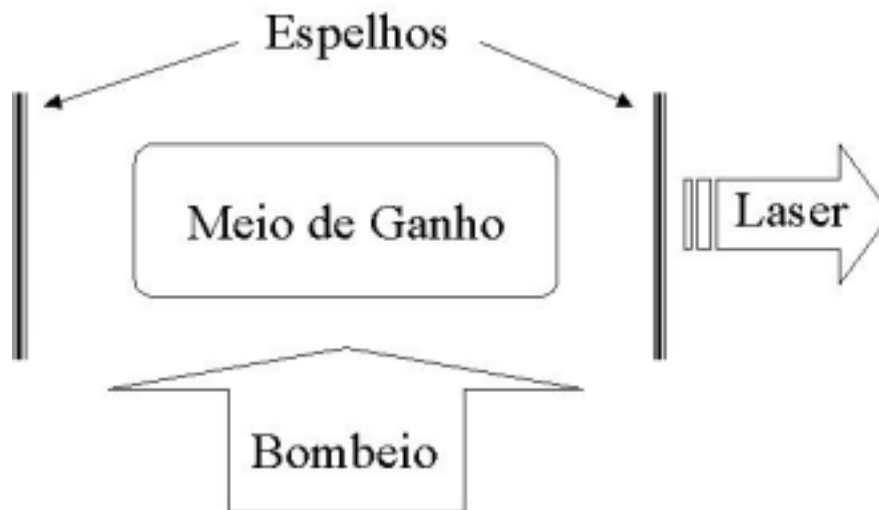


Figura 3.1: Configuração simples de um laser.

Considerando um laser cujo sistema de ganho seja um conjunto de átomos, cada átomo possui uma certa quantidade de energia interna e tende a manter-se numa configuração que minimize a energia total. Essa configuração é chamada de *estado fundamental* do átomo. Além deste, existem outros

estados de energias superiores à do estado fundamental, que são chamados de *estados excitados*.

Numa fonte de luz convencional, como uma lâmpada de tungstênio, a energia é transferida para os átomos e, conseqüentemente, esses átomos transitam para estados excitados. O retorno ao estado fundamental acontece espontaneamente e envolve a emissão de fótons, que se propagam segundo uma direção arbitrária. Os átomos emitem fótons independentemente uns dos outros e tais fótons não guardam entre si nenhuma relação de fase estável.

Consideremos agora que um feixe luminoso incide sobre o nosso conjunto de átomos. Um fóton incidente, com energia adequada, pode ser absorvido por um átomo fazendo-o passar para um estado excitado. No início do século passado, Albert Einstein mostrou que um átomo num estado excitado pode transitar para um estado de menor energia (não necessariamente o fundamental) através de dois mecanismos diferentes, ambos envolvendo a emissão de um fóton. Num, a transição é espontânea, como acontece no caso da lâmpada de tungstênio. No outro, a emissão do fóton é desencadeada pela presença de radiação eletromagnética (com uma frequência apropriada). Esse último mecanismo é conhecido como *emissão estimulada* [30] e é fundamental para o funcionamento do laser. Em ambas as situações, a energia do fóton emitido ($h\nu_{21}$) é igual a diferença entre a energia do estado inicial (mais elevada), $|2\rangle$, e a energia do estado final (mais reduzida), $|1\rangle$, ou seja,

$$\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1 = h\nu_{21}, \quad (3.1)$$

onde $\mathcal{E}_1$ e $\mathcal{E}_2$ representam as energias dos estados $|1\rangle$ e $|2\rangle$, respectivamente.

A frequência da onda eletromagnética necessária para induzir a desexcitação de um átomo por emissão estimulada deve ser exatamente igual a ν_{21} . Os fótons emitidos através do processo de emissão estimulada possuem a mesma fase, mesma polarização e mesma direção de propagação da radiação incidente.

Inicialmente, ao acionarmos o bombeio, a maioria dos átomos encontra-se no estado fundamental e a absorção dos fótons incidentes é bem mais provável do que a emissão estimulada. Com o passar do tempo, a absorção intensifica-se e o número de átomos no estado excitado torna-se maior que o número de átomos no estado fundamental, caracterizando a *inversão de população*. Um único fóton, de frequência apropriada, que interaja com o sistema, dá origem a uma avalanche de fótons emitidos por emissão estimulada, todos em fase. Se o ganho do laser for maior que as perdas na cavidade, o sinal torna-se cada vez maior, até o momento em que não há mais átomos excitados para continuar amplificando o sinal. Portanto, é

necessário fornecer energia ao meio de ganho (conjunto de átomos, no nosso caso) para manter a inversão de população, superar as perdas e obter um feixe laser.

Nos primeiros instantes do processo, os fótons são emitidos em todas as direções. Porém, aqueles fótons, emitidos através de emissão estimulada, que se propagam ao longo do eixo da cavidade, formam um feixe que é reforçado à medida que oscila através do meio de ganho. Este processo explica o alto grau de colimação do feixe laser emergente. Enquanto o meio ativo fornece a amplificação do sinal, a cavidade proporciona a *realimentação óptica*, transformando o sistema num oscilador.

3.2 Os Modos de um Laser

A onda eletromagnética que se propaga no interior da cavidade assume uma configuração de onda estacionária, onde a posição dos nós é uma função da distância L entre os espelhos. A cavidade será ressonante [31], ou seja, permitirá a manutenção de um padrão de ondas estacionárias em seu interior, quando a distância entre os espelhos for um múltiplo inteiro de meios comprimentos de onda da radiação:

$$L = m \frac{\lambda}{2}, \quad m \text{ inteiro.} \quad (3.2)$$

Lembrando que $v = \lambda \nu_m$, onde v é a velocidade da onda no meio ativo, a equação (3.2) pode ser reescrita como

$$\nu_m = \frac{mv}{2L}. \quad (3.3)$$

Existe, assim, um número infinito de *modos longitudinais de oscilação*, cada um com sua frequência própria ν_m . A diferença entre as frequências de modos consecutivos é constante e igual a

$$\nu_{m+1} - \nu_m = \Delta\nu = \frac{v}{2L}. \quad (3.4)$$

A grandeza $\Delta\nu$ define a largura espectral do laser e é numericamente igual ao inverso do tempo de um percurso completo de ida e volta dentro da cavidade. A largura dos modos de ressonância de uma cavidade é consideravelmente inferior à largura da curva de emissão espontânea dos átomos que compõem o meio de ganho. Estes são os únicos modos estáveis (e possíveis) no interior da cavidade. A frequência do laser é sempre muito próxima de uma das frequências de ressonância. Com isso, da grande quantidade de frequências disponíveis associadas à transição radiativa, a cavidade seleciona e amplifica apenas algumas, ou mesmo uma única. Daí o alto grau de monocromaticidade dos lasers.

É possível gerar um único modo ressonante na cavidade fazendo com que a separação entre modos, dada pela equação (3.4), seja superior à largura de banda da transição radiativa, de forma que apenas um modo oscile.

Além dos modos longitudinais (também chamados de modos axiais) de oscilação, que correspondem a ondas estacionárias ao longo da cavidade (ou eixo- z), existem também os *modos transversais*, que são configurações do campo perpendiculares ao eixo [32]. Os modos transversais são designados por TEM_{mn} , e correspondem a figuras distintas no padrão de luz a uma distância suficientemente grande. O modo fundamental (TEM_{00}) tem uma seção transversal gaussiana (com simetria cilíndrica) e apresenta divergência mínima. Além disso, a fase do campo elétrico não possui descontinuidades, como acontece com os outros modos, e o diâmetro do feixe é mínimo. Todas essas características fazem do modo fundamental o mais usado, inclusive neste trabalho, quando usamos um feixe laser de 980 nm para bombear o laser a fibra. A figura abaixo ilustra alguns dos modos transversais mais comuns.

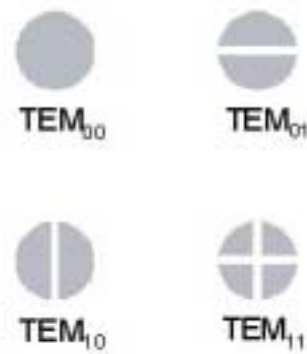


Figura 3.2: Modos transversais.

3.3 Lasers a Fibra

Quando o meio de ganho situa-se entre dois espelhos (ver fig. 3.1), dizemos que a cavidade é do tipo Fabry-Perot. Uma das configurações de laser a fibra consiste em uma cavidade Fabry-Perot, onde o meio de ganho é a própria fibra óptica, dopada e devidamente bombeada [33-39]. Os espelhos que delimitam a cavidade devem ser posicionados o mais perto possível das extremidades da fibra para evitar perdas.

Num experimento de 1988 [40], o espelho de entrada, através do qual passava o bombeio, tinha uma reflectividade de 99,5% para o comprimento de onda do laser, e 80% de transmissão para o bombeio. Já o espelho de saída, refletia em torno de 90% do laser. O meio de ganho era composto por átomos de érbio contidos no núcleo de sílica da fibra. Como bombeio, foi utilizado um laser de Argônio, cujo comprimento de onda era de $514,5\text{ nm}$. O comprimento de onda de emissão variava de acordo com o comprimento de fibra dopada usado. A figura 3.3 mostra o esquema experimental utilizado.



Figura 3.3: Laser a fibra com espelhos externos.

Numa configuração de laser a fibra que utiliza espelhos externos, o alinhamento torna-se crítico. As perdas na cavidade aumentam consideravelmente quando pequenas inclinações são aplicadas ao espelho ou à fibra. Uma alternativa ao uso dos espelhos externos é a fabricação de redes de Bragg diretamente na fibra [41], de tal forma que essas redes funcionem como espelhos (é possível controlar as reflectividades dessas redes) para o comprimento de onda de emissão do laser, e que também sejam transparentes à radiação de bombeio. Uma vantagem adicional das redes de Bragg é que o laser a fibra opera em um único modo longitudinal e com uma largura de linha estreita, devido à reflectividade seletiva da rede.

A figura 3.4 mostra uma configuração simples de um laser a fibra de cavidade única.

A fibra é dopada com um elemento de terra rara (que serve como meio de ganho) e tem redes de Bragg que funcionam como espelhos para um determinado comprimento de onda. Esse laser é bombeado em uma de suas extremidades, enquanto a emissão pode ser monitorada pela extremidade oposta, que corresponde à rede de Bragg de menor reflectividade.

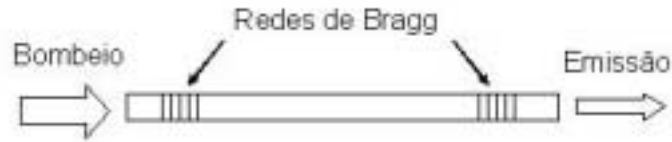


Figura 3.4: Laser a fibra dopada com íons de terra rara de cavidade única.

3.3.1 Lasers a Fibra com Cavidades Acopladas

Várias configurações de cavidades com múltiplos espelhos são descritas na literatura [28] e podem ser usadas para auxiliar a obtenção de lasers com propriedades tais como estreitamento da largura de banda, seleção de modo longitudinal ou operação em frequência única. O conceito básico do esquema de cavidades acopladas para a seleção de modos longitudinais foi empregado com êxito na tecnologia de lasers semicondutores [42].

A figura 3.5 mostra duas diferentes configurações de cavidades acopladas, onde são usados três espelhos R_1 , R_2 e R .



Figura 3.5: Duas configurações de laser a fibra com cavidades acopladas.

A configuração (a), com três espelhos e uma cavidade ativa, é geralmente usada na geração de pulsos ópticos ultra-curtos. Numa montagem de laser a fibra, onde os espelhos eram formados por redes de Bragg e o meio de ganho era composto por íons de érbio, pulsos de 60 ps com uma taxa de repetição de 213 MHz foram conseguidos [43].

A montagem do laser a fibra com cavidades acopladas usada neste trabalho foi baseada na configuração (b) da figura 3.5. O princípio básico de operação [44] está ilustrado na figura 3.6.

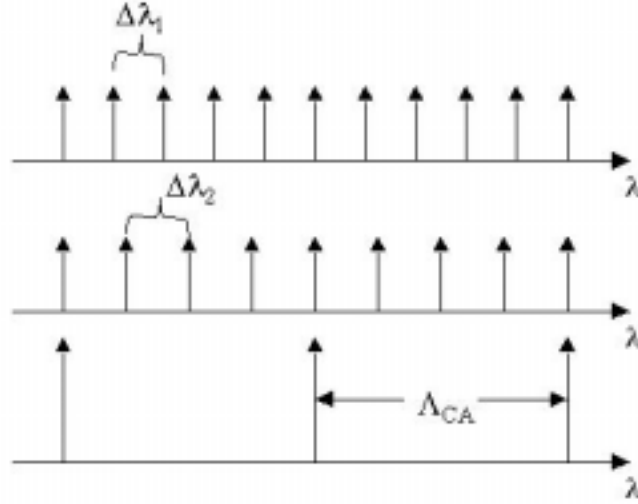


Figura 3.6: Modos das cavidades 1, 2 e acoplada.

As cavidades possuem comprimentos ligeiramente diferentes, por isso os espaçamentos modais, $\Delta\lambda_1$ e $\Delta\lambda_2$, para as duas cavidades serão também diferentes, como mostram os dois eixos superiores da figura 3.6. Como as redes foram gravadas na mesma fibra, consideramos que as cavidades têm o mesmo índice de refração. Já que as cavidades estão acopladas, os modos de cada cavidade que coincidirem espectralmente irão interferir construtivamente, tornando-se os modos forçados da cavidade acoplada, enquanto os outros modos deverão interferir destrutivamente e desaparecer[45].

O espaçamento espectral Λ_{CA} desses modos forçados será significativamente maior que o espaçamento modal dos outros modos originais, sendo aproximadamente igual a:

$$\begin{aligned}\Lambda_{CA} &= \frac{\Delta\lambda_1 \Delta\lambda_2}{|\Delta\lambda_1 - \Delta\lambda_2|} \\ &= \frac{\lambda_0^2}{2n|L_1 - L_2|},\end{aligned}\tag{3.5}$$

onde assumimos que $\Delta\lambda_1 \approx \Delta\lambda_2$. Como o ganho é máximo para a frequência

central da reflectividade da rede de Bragg, os modos forçados adjacentes são suprimidos, de forma que um único modo prevalece na cavidade.