

Capítulo 4

Clonagem de Imagens

Nos capítulos anteriores apresentamos os conceitos físicos básicos para a compreensão deste trabalho, a teoria utilizada para modelar as interações entre átomos e campos, um modelo simples que descreve o fenômeno coerente da absorção induzida eletromagneticamente, e os elementos essenciais do aparato experimental necessário para a realização desta tese. Mas, de tudo o que foi apresentado até aqui, nada foi dito sobre a clonagem de imagens.

Conseqüentemente, iniciamos este capítulo com uma breve introdução junto com o modelo teórico usado para descrever a clonagem de imagens. A seguir, realizaremos a descrição do arranjo experimental para produzir as imagens a serem clonadas. Finalmente, mostramos nossos resultados experimentais da clonagem de imagens e sua respectiva análise.

4.1 Introdução

Toda imagem impressa num feixe de luz propagando-se no espaço livre, sofre de difração logo após propagar alguns comprimentos de onda (condição de Rayleigh [31]). Isto estabelece uma limitação fundamental na criação e detecção de imagens pequenas com o uso da óptica convencional. A razão é que qualquer imagem de tamanho finito pode ser considerado como sendo formada por um grupo de componentes de ondas planas diferentes. Cada componente adquire um deslocamento em fase diferente dos outros durante sua propagação no espaço livre ou em um meio. A superposição resultante de todas as componentes da onda leva à difração, o que resultará numa imagem transmitida distorcida, mesmo após se propagar por alguns poucos comprimentos de Rayleigh.

Embora existam feixes que não sofrem difração (i.e. modos ópticos que mantêm sua distribuição de intensidade nos planos transversais a direção de propagação), eles são uma classe restrita: Os feixes tipo Bessel [66, 67]. Esses tipos de feixes não são objetos de estudo desta tese.

Portanto, a redução ou manipulação da difração, levaria a um melhoramento da resolução de imagens com formatos arbitrários. Isto é muito importante em várias aplicações, tais como o imageamento biológico, o imageamento médico, a microlitografia e o processamento de dados ópticos.

Recentemente, tem sido reconhecido que a difração óptica pode ser reduzida enormemente ou até eliminada usando efeitos de coerência atômica, tais como a transparência induzida eletro-

magneticamente (EIT) [32, 33], o aprisionamento coerente de população (CPT) [34], a técnica de absorção saturada [37] em sistemas atômicos multiníveis e meios Raman [35].

O processo físico da maioria destes métodos pode ser entendida notando que o feixe de prova com dependência espacial e o feixe de controle coerente, acoplam-se à transição atômica de tal forma que o feixe de prova experimenta um índice de refração espacialmente dependente da intensidade do feixe de controle. Este índice de refração variável na direção transversal pode ser usado para focar, defocar, self-imaging e para opticamente gerar guias de ondas.

Especificamente, um feixe de controle espacialmente dependente pode induzir opticamente uma estrutura tipo guia de onda ou lente. Quando o feixe de prova se propaga no guia induzido no meio atômico, é quase confinado na guia de onda, resultando na eliminação da difração para o feixe de prova.

Nesta tese nós demonstraremos a eliminação da difração paraxial na formação de imagens usando outro efeito coerente ainda não explorado, o de “Absorção Induzida Eletromagneticamente” (EIA). Começaremos a discussão com o modelo teórico que descreve a técnica.

4.2 Modelo Teórico

Nós começaremos nosso modelo considerando dois campos eletromagnéticos-um feixe fraco (laser de prova) e um feixe forte (laser de acoplamento)- interagindo com uma nuvem de átomos de ^{87}Rb via a transição fechada $F=2 \rightarrow F'=3$ da linha D2 desses átomos.

Agora, considerando a estrutura dos subníveis magnéticos mostrados na figura 4.1 para esta transição, nós temos 5 e 7 subníveis respectivamente, a qual é teoricamente complexa de descrever. Mas, fazendo circular tanto a polarização do laser prova quanto o do acoplamento e também mutuamente ortogonais, sendo em nosso caso σ^- e σ^+ respectivamente, podemos reduzir, na prática, este sistema complexo para um mais simples: O sistema de quatro níveis em configuração “N” (descrito no capítulo 2).

Isto pode ser visualizado fisicamente da seguinte forma. O bombeamento óptico pelo feixe de acoplamento circularmente polarizado transfere toda a população para o estado fundamental $m_F=+2$, como é ilustrado na figura 4.1. Se, por conseguinte, ignoramos os outros subníveis, nós teremos um sistema tipo-V formado pelos subníveis $m_{F'}=+1 \leftrightarrow m_F=+2 \leftrightarrow m_{F'}=+3$. Adicionalmente, e principalmente devido a que o laser de prova interage com o subnível $m_{F'}=+1$, o laser de acoplamento também acoplará os subníveis $m_F=0$ e $m_{F'}=+1$, formando efetivamente

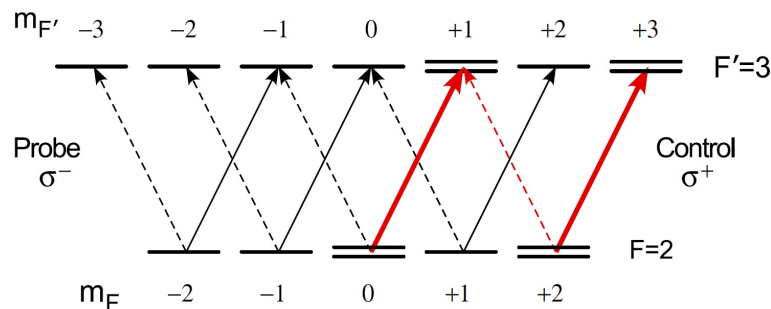


Figura 4.1: Estrutura dos subníveis para a transição $F=2 \rightarrow F'=3$. O bombeamento óptico transfere toda a população o subnível $m_F = +2$.

un sistema tipo “N”.

Então, levando em conta a notação dos estados do sistema tipo N usada no capítulo 2, teremos a seguinte correspondência com os subníveis magnéticos da transição $F=2 \rightarrow F'=3$.

- $|1\rangle = |F = 2, m_F = 0\rangle$;
- $|2\rangle = |F' = 3, m_{F'} = +1\rangle$;
- $|3\rangle = |F = 2, m_F = +2\rangle$;
- $|4\rangle = |F' = 3, m_{F'} = +3\rangle$.

No capítulo 2 as frequências de Rabi do laser de prova e de acoplamento foram consideradas constantes e independentes das variáveis espaciais, mas no presente modelo nós as substituiremos pelas seguintes expressões

$$g(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{d}_{23} \cdot \mathbf{E}_p(\mathbf{r}) e^{ik_p z}}{\hbar};$$

$$G(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}_c(\mathbf{r}) e^{ik_c z}}{\hbar}. \quad (4.1)$$

Nós usamos as equações de Maxwell para simular a evolução espacial do feixe de prova e do feixe de acoplamento através do meio, a fim de estudar os efeitos de difração e dispersão durante sua propagação. Nas aproximações do envelope lentamente variável e da onda paraxial, as eqs. (1), (2) e (4.1) leva à seguinte equação de propagação para o feixe de prova

$$\frac{\partial g(\mathbf{r})}{\partial z} = \frac{i}{2k_p} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) g(\mathbf{r}) + 2i\pi k_p \chi_{23} g(\mathbf{r}). \quad (4.2)$$

O primeiro termo nos parênteses do lado direito da equação é responsável pela difração do feixe. O segundo termo do lado direito à dispersão e absorção. Notamos que a equação acima depende da susceptibilidade χ_{23} , que caracteriza a resposta do meio aos laser de prova e acoplamento, e a qual nós calcularemos usando as equações para a matriz densidade (3) do sistema tipo N descrito no capítulo 2 juntamente com as considerações feitas no começo desta seção.

De modo a estudar a dinâmica completa da propagação, então resolveremos numericamente a equação de propagação para o feixe de prova usando o método de propagação “split-step” [68].

A seguir realizamos um exemplo simples com o fim de mostrar o controle no índice de refração ao longo do feixe de prova o qual leva à manipulação de sua difração. Para isto, usamos um perfil de intensidade tipo Super-Gaussiano para o feixe de acoplamento (figura 4.2a) e um gaussiano para o feixe de prova. Aqui, o feixe de prova é 2 vezes mais largo que o feixe de acoplamento. Os outros parâmetros usados são próximos aos experimentais, os quais serão apresentados mais a frente. Os resultados tanto para a parte real quanti para a parte imaginária da susceptibilidade para o perfil transversal do feixe de prova são mostrados nas figuras (4.2b) e (4.2c) para diferentes dessintonias do feixe de acoplamento (δ_c), respectivamente.

A parte imaginária da susceptibilidade está diretamente relacionada com a absorção no feixe prova e ela não muda com a dessintonia do feixe de acoplamento. Ademais, fora do perfil do

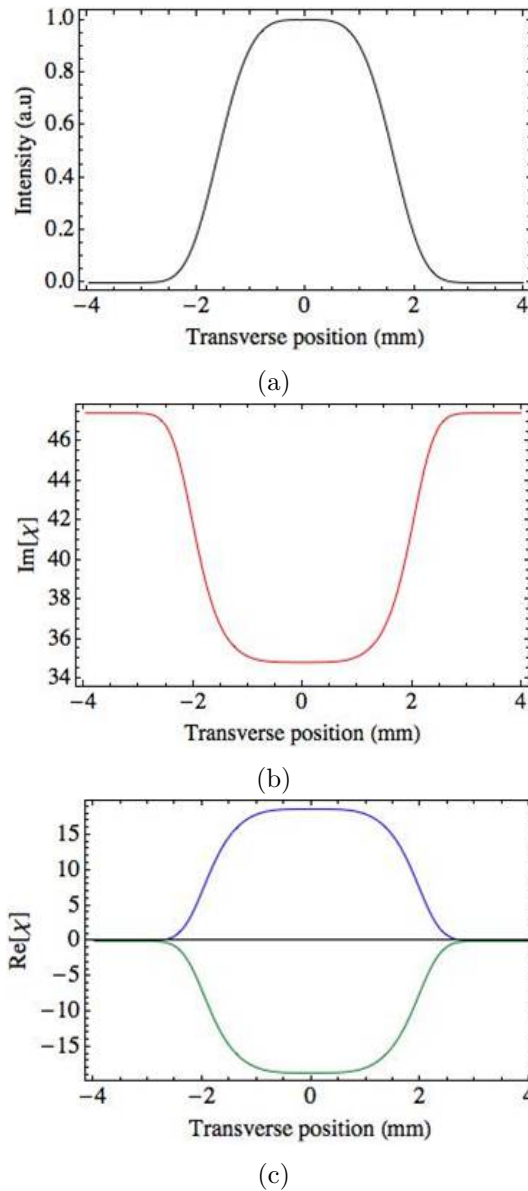


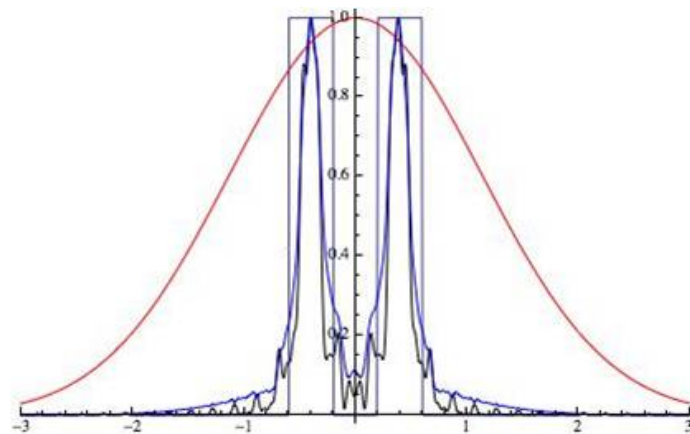
Figura 4.2: (a) Perfil transversal do feixe de acoplamento. (b) Parte imaginária e (c) Parte real da susceptibilidade do feixe de prova ao longo de seu perfil para diferentes dessintonias do feixe de acoplamento.

feixe de acoplamento, entre -2 e 2 mm (ver figura [4.2b]), ela aumenta, levando no nosso caso específico para um cancelamento de quase 100% da transmissão do feixe de prova para esta região. Eliminando, portanto toda contribuição do feixe de prova na imagem final.

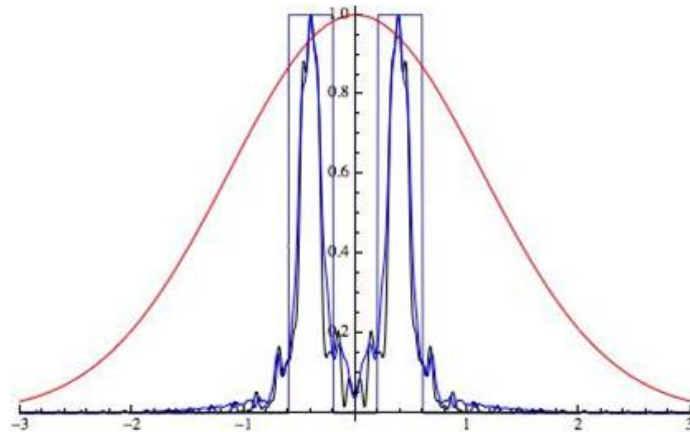
Por outro lado, a parte real da susceptibilidade está relacionada com o índice de refração do feixe de prova. Notamos que, para dessintonias não-nulas, o perfil transversal de intensidade do feixe de acoplamento produz uma grande variação espacial no índice de refração do vapor atômico (figura 4.2c). Essa dependência espacial do índice de refração faz com que o meio atômico se comporte como uma lente ou um guia de onda GRIN (“Graded Index”) dependendo do comprimento de interação. O meio atômico se comportará como uma lente quando o comprimento de Rayleigh ($z_0 = \pi w_0^2/\lambda$) do feixe de prova for muito menor do que o comprimento d do meio.

Para $w_0 = 3$ mm (valor nosso experimento), temos que $z_0 = 34$ m e portanto bem maior do que o comprimento de nossa célula ($d = 10$ cm). Nestas condições, o meio atômico exibirá comportamento do tipo guia de onda para dessintonias negativas e anti-guia de onda para dessintonias positivas.

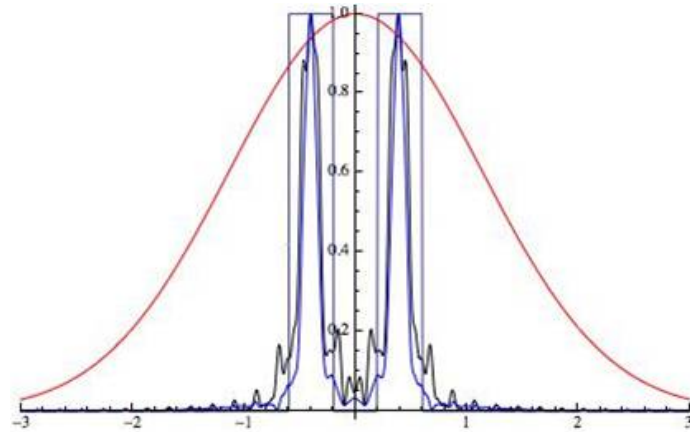
Finalizamos esta seção, apresentando a clonagem de uma imagem com um formato de duas linhas com uma largura e separação de 0,8 mm (linha cinza da figura [4.3]). Um feixe de prova



(a)



(b)



(c)

Figura 4.3: Clonagem de uma imagem com formato de duas linhas com dessintonia do feixe de acoplamento de (a) $\delta_c = 0$ MHz, (b) $\delta_c = +1,5$ MHz e (c) $\delta_c = -1,5$ MHz.

de aproximadamente 6 mm de diâmetro é usado (linha vermelha da figura [4.3]). A linha preta na figura 4.3 é o perfil do feixe de acoplamento após se propagar uma distância de 10 cm.

As linhas azuis nas figuras 4.3a, 4.3b e 4.3c são os perfis do feixe de prova logo de atravessar um meio atômico com um comprimento de 10 cm para uma dessintonia do feixe de acoplamento de $\delta_c = 0$ MHz, $\delta_c = -1,5$ MHz e $\delta_c = +1,5$ MHz, respectivamente.

Observa-se que para as três dessintonias, o perfil do feixe de acoplamento é clonado no feixe de prova, obtendo-se, para uma dessintonia negativa o melhor resultado. Nota-se na figura 4.3c que a imagem clonada tem características reduzidas em tamanho por um fator de aproximadamente 2 quando comparadas com a imagem de controle inicial. Isso ocorre porque quando o feixe de prova propaga no guia de onda induzido no vapor atômico, o confinamento a que é submetido resulta na eliminação da difração. O mesmo fenômeno é observada na clonagem via EIT ou CPT [32, 33, 34].

4.3 Máscara

A máscara usada no experimento é mostrada na figura 4.4a e foi adquirida da empresa Thorlabs Inc. Ela é uma placa de teste de resolução “NBS 1963A” de dimensões 50,8 mm×50,8 mm×1,5 mm e apresenta vários padrões de imagens. A máscara é positiva, consistindo de um padrão cromado depositado sobre um substrato transparente. Nós usaremos em nossos experimentos os três formatos de imagens do canto superior direito da figura 4.4a, as quais são: as linhas horizontais, as de linhas verticais e o ponto entre os números 2 e 5 da figura 4.4b. A separação entre as linhas e a largura delas é de 0,4 mm, tanto para as linhas verticais quanto para as linhas horizontais.

A imagem é formada ao atravessar a máscara e sua caracterização com a distância de propagação será realizada mais a frente.

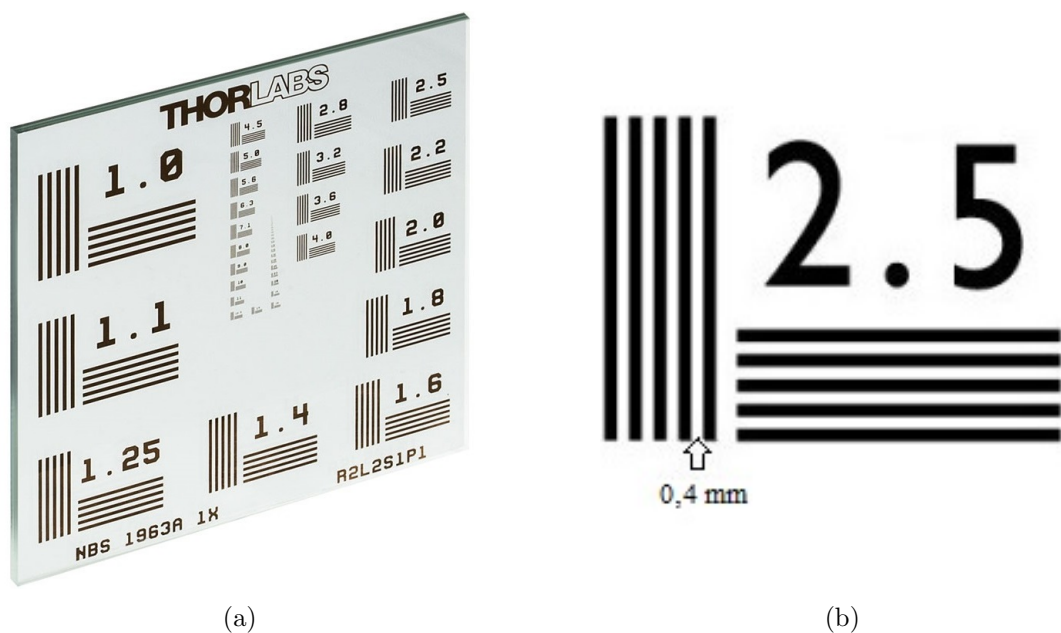


Figura 4.4: (a) Máscara e (b) Padrões usados nos experimentos de clonagem de imagens via EIA.

4.4 Geração de Imagens e sua Caracterização

Para a geração de imagens no perfil do feixe de acoplamento utilizamos a máscara descrita na seção anterior. O alinhamento é simples e é mostrado na figura 4.5a.

Antes de começar com os experimentos de clonagem, nós precisamos mostrar o comportamento das imagens impressas num feixe com a distância de propagação “ z ” e verificar que a difração distorce completamente a imagem original.

A figura 4.5b mostra o perfil do feixe de acoplamento usado para gerar as imagens. Aqui nós podemos observar imperfeições no lado direito do perfil, a qual mostra certas deformações nas imagens geradas usando este feixe.

Nós usamos três formatos, cada um deles com uma simetria particular: Linhas horizontais, linhas verticais e um ponto, as quais serão descritas individualmente a seguir.

4.4.1 Linhas horizontais

O primeiro formato a ser analisado é o de linha horizontais. Nós observamos que a distância mais perto da câmara é de 2,5 cm, isto devido ao fato que o chip CCD encontra-se 2,5 cm da parte externa da câmara.

- Para uma distância de 2,5 cm o formato da imagem de linhas impresso ainda é observável, embora franjas de difração podem ser percebidas (ver figura 4.6a);
- Para uma distância de 9,5 cm, valor de separação entre a máscara e a janela de entrada da célula no experimento de clonagem, a imagem ficou menos definida, mas ainda dá para distinguir as duas linhas principais do formato impresso (ver figura 4.6b);
- Para uma distância de 19,5 cm, valor de separação entre a máscara e a janela de saída da célula no experimento de clonagem, o fenômeno de difração é maior motivo pelo qual apareceu uma linha horizontal adicional entre as duas linhas horizontais do formato impresso (ver figura 4.6c);

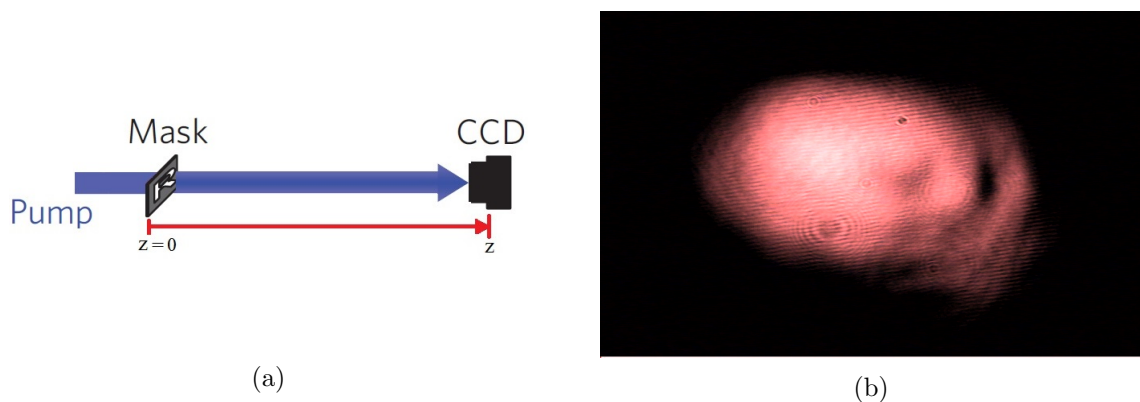


Figura 4.5: (a) Arranjo experimental para gerar e caracterizar as imagens produzidas pela máscara. (b) Perfil do feixe de acoplamento antes de passar pela máscara.

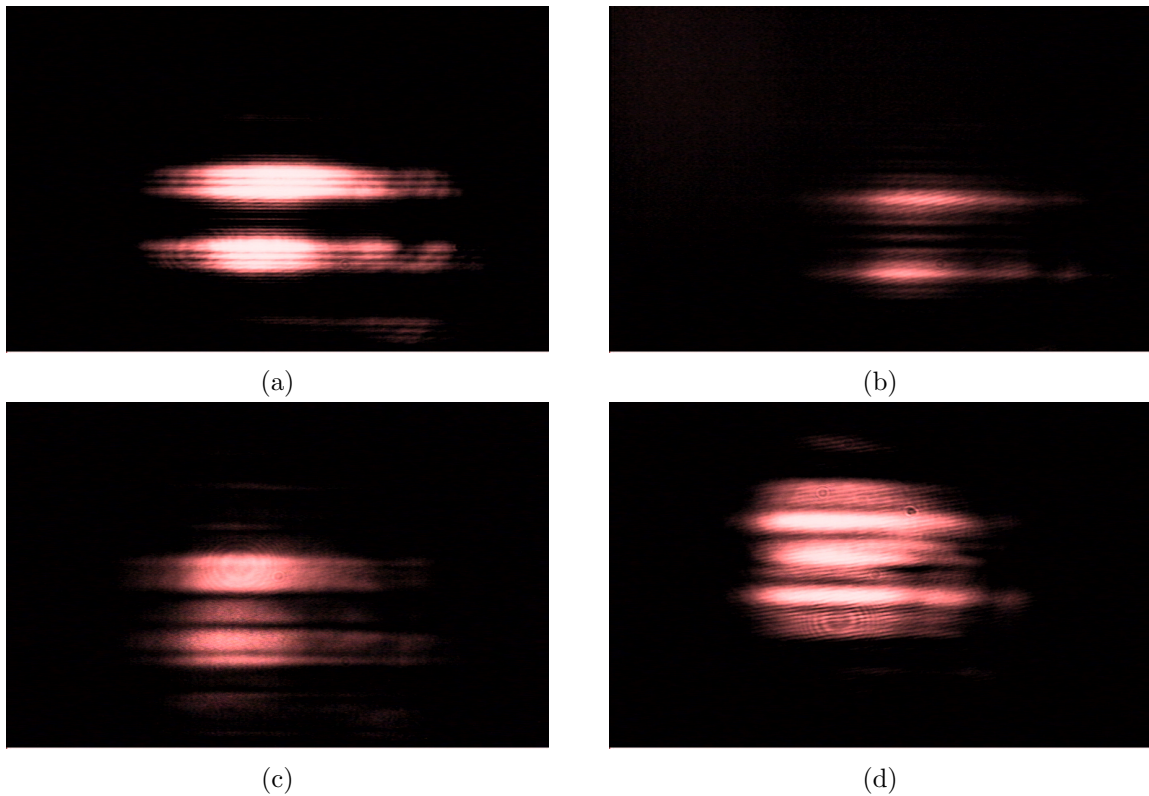


Figura 4.6: Propagação dos formatos de linhas horizontais impresso no feixe de acoplamento para uma distância da máscara de (a) $z=2,5$ cm. (b) $z=9,5$ cm. (c) $z=19,5$ cm e (d) $z=27,0$ cm.

- Para uma distância de $27,0$ cm¹, posição de detecção da câmera nosso experimento, a imagem já ficou embaçada completamente pela difração, sendo impossível deduzir o formato original (ver figura 4.6d).

4.4.2 Linhas verticais

Continuando com a caracterização dos formatos de imagens usados, seguimos com o de linhas verticais.

- Para uma distância de $2,5$ cm o formato é observável, embora franjas de difração possam ser percebidas (ver figura 4.7a);
- Para uma distância de $9,5$ cm, a imagem ficou menos definida, mas ainda dá para distinguir as duas linhas principais do formato impresso (ver figura 4.7b);
- Para uma distância de $19,5$ cm, a difração é maior motivo pelo qual o formato é bem menos definido (ver figura 4.7c);
- Para uma distância de $27,0$ cm, a imagem já ficou embaçada completamente pela difração, sendo impossível deduzir o formato original (ver figura 4.7d).

¹Para $z = 27$ cm, o número de Fresnel ($F = a^2/z\lambda$), onde $a = 0,4$ mm é a largura das linhas da máscara, é $F = 0,8$ correspondente a um regime de difração intermediário entre Fraunhofer ($F \ll 1$) e Fresnel ($F \geq 1$).

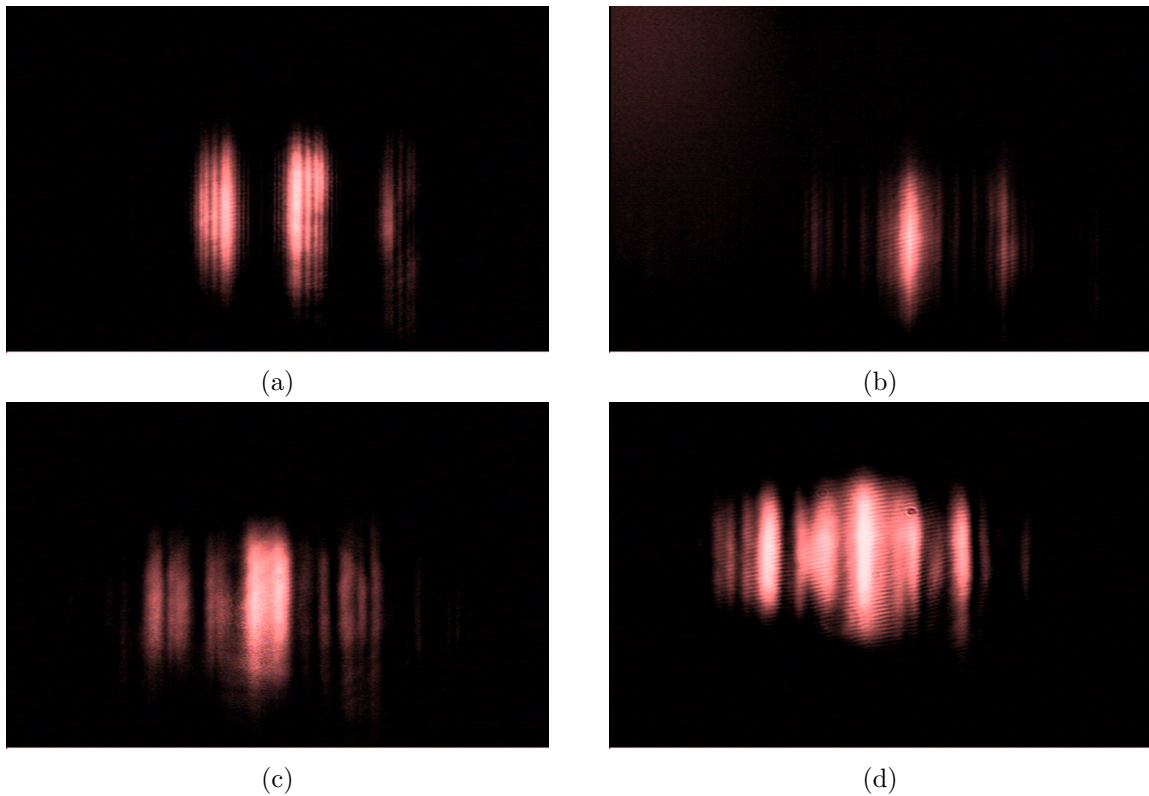


Figura 4.7: Propagação dos formatos de linhas verticais impresso no feixe de acoplamento para uma distância da máscara de (a) $z=2,5$ cm. (b) $z=9,5$ cm. (c) $z=19,5$ cm e (d) $z=27,0$ cm.

4.4.3 Ponto

Finalmente, concluímos com a caracterização de formato de um ponto. É bom dizer que não será transmitido um ponto, pelo contrário será transmitido um feixe com um furo no centro dele, porque a máscara é positiva.

- Para uma distância de 2,5 cm, nós observamos o formato de imagem esperada, mas com algumas estruturas nas bordas, isto devido que para este tipo de formato a difração é mais relevante (ver figura 4.8a);
- Para uma distância de 9,5 cm, um padrão de anéis é observado, resultado da difração (ver figura 4.8b);
- Para uma distância de 19,5 cm, um padrão de anéis diferente a distância anterior é observado (ver figura 4.8c), com um ponto de Arago no centro;
- Para uma distância de 27,0 cm, um padrão de dois anéis externos e um ponto de Arago no centro da imagem é observado, imagem totalmente diferente ao formato usado para a geração da imagem (ver figura 4.8d).

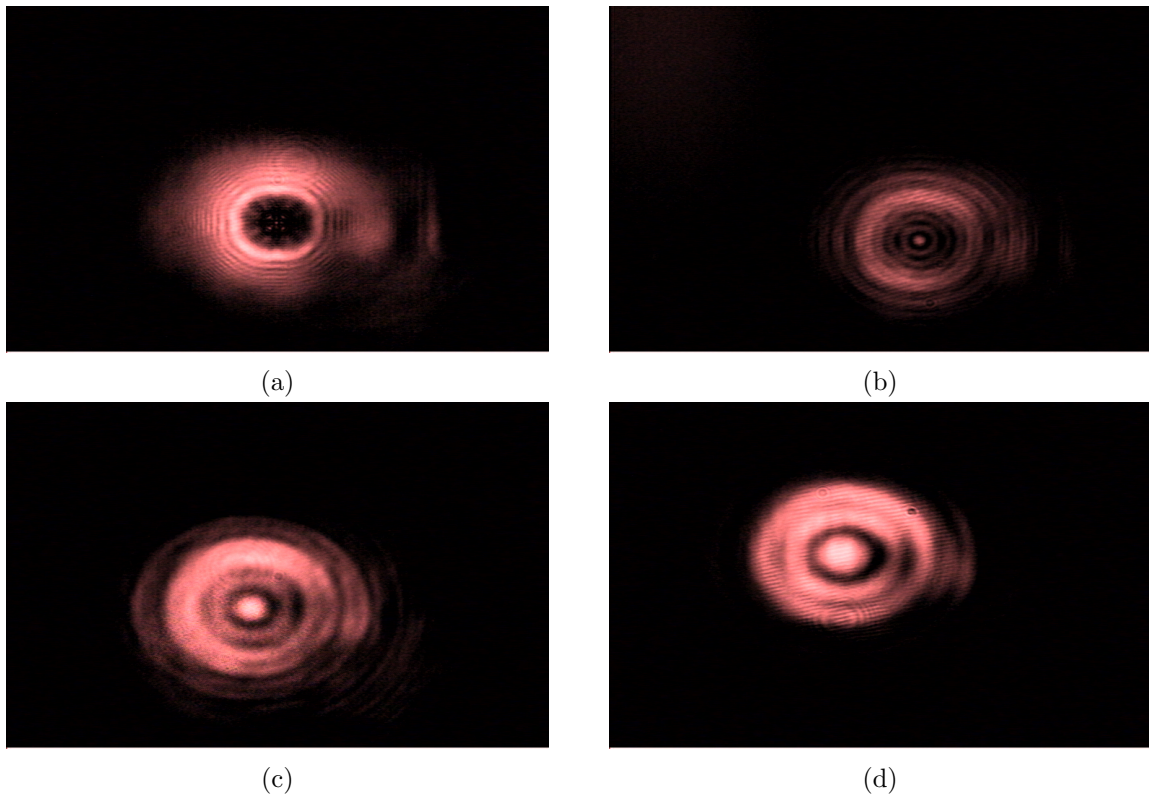


Figura 4.8: Propagação do formato de um ponto impresso no feixe de acoplamento para uma distância da máscara de (a) $z=2,5$ cm. (b) $z=9,5$ cm. (c) $z=19,5$ cm e (d) $z=27,0$ cm.

4.5 Resultados da Clonagem de Imagens: Bombeio vs. EIA

A partir desta seção, mostraremos todos os resultados experimentais relacionados com a clonagem de imagens. Começando com uma análise e comparação qualitativa entre o uso das transições $F=2 \rightarrow F'=2$ (Bombeio) e $F=2 \rightarrow F'=3$ (EIA) com o objetivo de controlar a difração experimentada pelas imagens impressas no feixe de acoplamento, onde uma eliminação desta conduz a sua clonagem para o feixe de prova.

Como foi mostrada na seção anterior, quando o laser de acoplamento é ressonante tanto com a transição $F=2 \rightarrow F'=2$ quanto com a transição $F=2 \rightarrow F'=3$, nós temos um incremento na transmissão do feixe de prova (a qual é ressonante com a transição $F=2 \rightarrow F'=2$), sendo bem maior para o primeiro. Mas, os dois processos físicos que levam a este resultado são distintos. Porém usar a primeira transição para a clonagem de imagens não é útil, já que o processo de interação que leva a dito aumento é a de bombeamento óptico, a qual não é um processo de interação coerente.

Os resultados são feitos usando o arranjo experimental da figura 3.11, onde simplesmente substituímos o fotodetector por uma câmara CCD. Aqui o laser de prova é travado na transição $F=2 \rightarrow F'=3$ e laser de acoplamento é sintonizado manualmente nas transições $F=2 \rightarrow F'=2,3$. A potência do feixe de acoplamento usado antes de atravessar a máscara é mantida em 2,0 mW para todos os experimento daqui em diante (com algumas exceções, para as quais indicaremos o valor usado).

4.5.1 Feixes Colineares

Os primeiros resultados obtidos para a clonagem de imagens com os formatos discutidos na seção 4.5 foram realizados superpondo os feixes de prova e acoplamento, tal que fossem colineares. A mudança para um ângulo entre eles será feita e explicada em seu devido tempo.

Ponto

Os resultados para formato do ponto são mostrados nas figuras 4.9. Aqui fazemos uma comparação entre a imagem transmitida do feixe de acoplamento quando se propaga no espaço livre (figura 4.9a) e a imagem transmitida no feixe de prova quando ela interage via EIA (figuras 4.9b e 4.9c) ou via bombeio (figura 4.9d).

Observamos primeiro que no caso do EIA a imagem reproduz a imagem original impressa no feixe de acoplamento, um feixe com formato tipo “doughnut” (figura 4.9b), aparecendo o furo dentro do feixe mesmo quando aumentamos a potência do feixe de acoplamento para 2,7 mW (figura 4.9c). Pelo contrário, para o caso do bombeio óptico (figura 4.9d) a imagem reproduz só a parte externa do formato impresso, não mostrando as estruturas internas dela (o furo).

Linhas verticais

Para o caso do formato de linhas verticais mostramos duas figuras: o perfil do feixe de prova transmitido usando o processo de EIA (figura 4.10a) e de Bombeio (figura 4.10a).

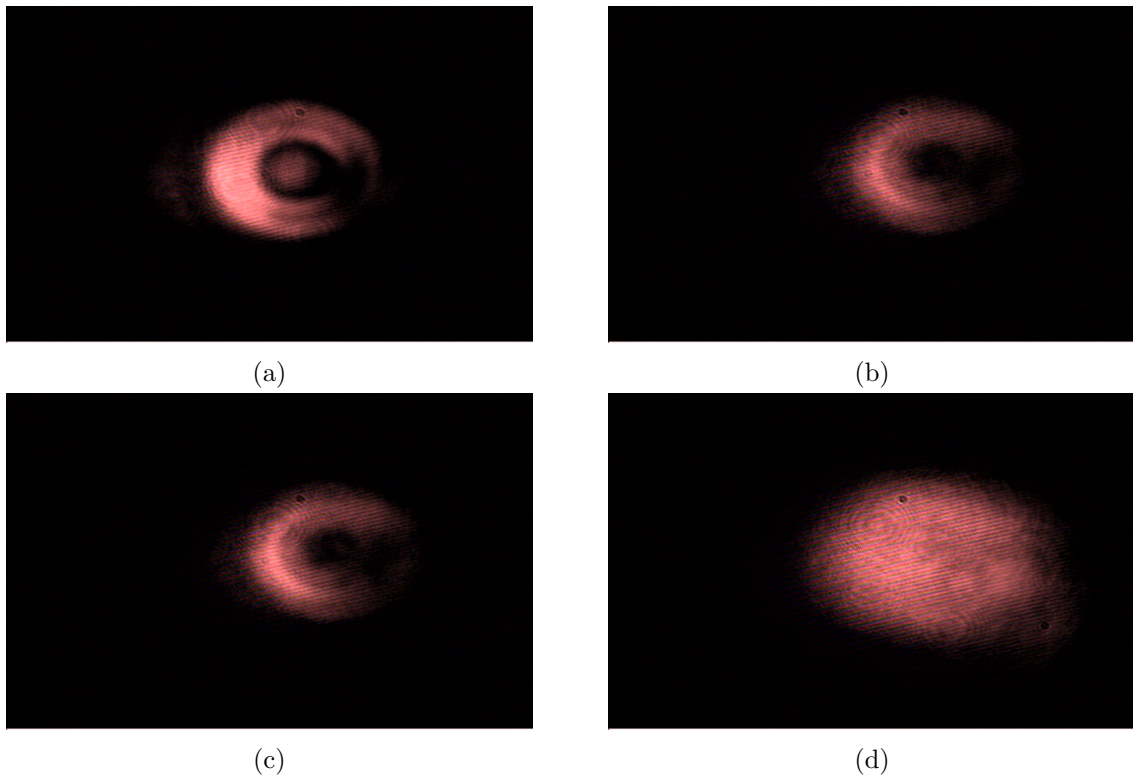


Figura 4.9: (a) Perfil do feixe de acoplamento transmitido na posição da câmara (b) Perfil do feixe de prova transmitido usando a transição de EIA, (c) Perfil do feixe de prova transmitido usando a transição de EIA com uma potência de acoplamento de 2,7 mW, (d) Perfil do feixe de prova transmitido usando a transição de bombeio óptico para o formato tipo ponto.

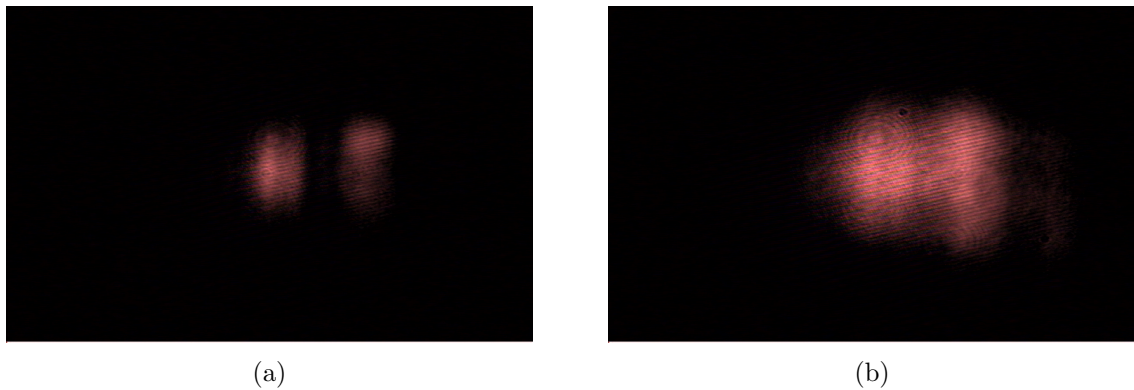


Figura 4.10: Perfil do feixe de prova transmitido usando a transição de (a) EIA e (b) Bombeio para o formato de linhas verticais

Aqui observamos que o resultado é similar ao prévio, levando a uma reprodução efetiva da imagem original impressa no feixe de acoplamento no caso do EIA e a uma imagem que reproduz a parte externa da imagem mas não as estruturas internas, no caso do bombeio.

Linhas horizontais

Finalizamos, com o caso do formato de linhas horizontais onde só temos o resultado para a clonagem via EIA (figura 4.11). E igual que nos casos prévios, obtemos uma reprodução efetiva da imagem original impressa no feixe de acoplamento.

4.5.2 Feixes não colineares

A limitação de ter só o travamento efetivo de um dos lasers e a necessidade de fazer um estudo completo (o que será apresentado mais adiante) da clonagem dentro do pico de EIA, nos levou a usar só um laser. Mas, efeitos de interferência, devido a grande correlação entre eles e a não ter uma eficiência perfeita em nossos polarizadores, surgiram no processo de clonagem. Uma solução para contornar este problema é introduzir um ângulo entre os feixes, a qual foi realizado nesta tese e cujo valor é de ~ 13 mrad no meio da célula, obtendo portanto uma separação espacial efetiva entre os feixes de acoplamento e de prova.

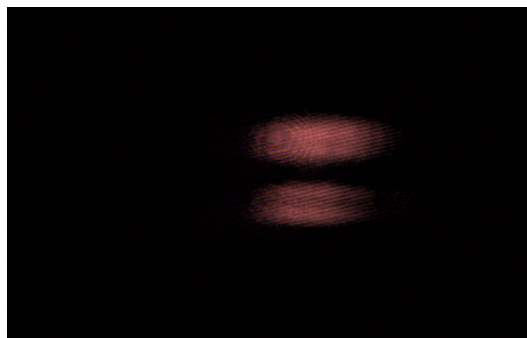


Figura 4.11: Perfil do feixe de prova transmitido usando a transição de EIA para o formato de linhas horizontais

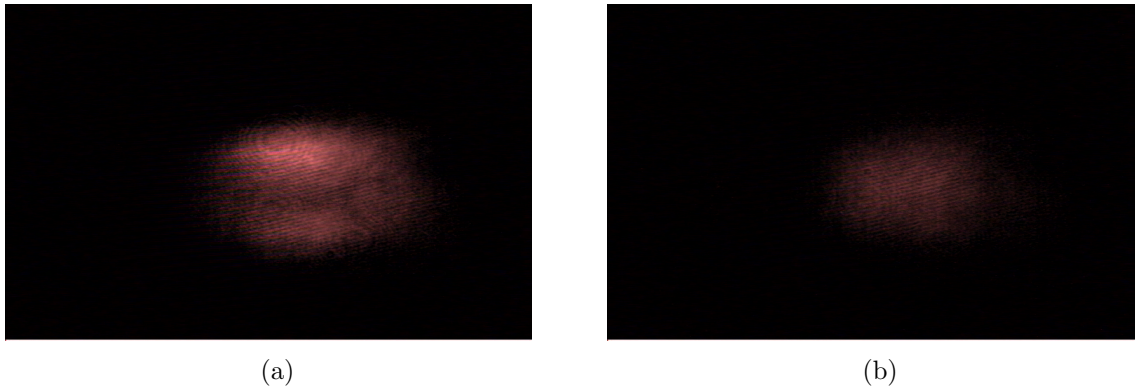


Figura 4.12: Perfil do feixe de prova transmitido usando a transição de EIA e colocando um ângulo entre os feixe de prova e acoplamento para (a) o formato tipo ponto e (b) o formato de linhas verticais.

Ponto e linhas verticais

Os resultados, para formatos que não têm simetria no eixo horizontal, como as linhas verticais e o ponto são mostrados na figura 4.12, nas quais observamos que perdemos a clonagem na direção na qual foi feito o ângulo (direção horizontal). Tal qual em EIT [69], a introdução de um ângulo entre os feixes reduz; ou até mesmo cancela, a EIA.

Linhas horizontais

Para este formato, a clonagem ainda é mantida mesmo com a inserção do ângulo (figura 4.13a). Acontecendo o mesmo para o caso do bombeio (figura 4.13b), onde nenhuma clonagem foi obtida.

Devido a este resultado para este tipo de formato e como nos próximos experimentos manteremos o ângulo entre os feixes, será o único formato usado para estudar a clonagem com a dessintonia do feixe de acoplamento.

Concluindo portanto, que o ângulo introduzido destrói o controle da difração na direção que foi aplicada. A necessidade de se introduzir este ângulo entre os feixes, não surge de uma limitação da técnica, mas sim de nossos componentes ópticos.



Figura 4.13: Perfil do feixe de prova transmitido usando a transição de (a) EIA e (b) Bombeio colocando um ângulo entre os feixe de prova e acoplamento para o formato de linhas horizontais.

4.6 Resultados e Análise da clonagem via EIA

Nesta seção nos concentraremos em estudar e caracterizar experimentalmente a clonagem para diferentes posições dentro do pico de EIA (ver figura 4.14). Para isto, precisamos ter um controle bastante preciso das frequências tanto do laser de prova quanto a do acoplamento, com uma resolução da ordens dos MHz.

As modificações no aparelho experimental usado e os parâmetros usados na obtenção da clonagem serão descritos a seguir.

4.6.1 Arranjo experimental

O requerimento descrito acima, e lembrando que só um dos lasers possui um sistema de travamento em frequência, nós levou a modificar ligeiramente nosso arranjo experimental original. O novo arranjo é mostrado na figura 4.14. Aqui, nós começamos só com um laser, o qual é travado aproximadamente a -40 MHz da transição $F=2 \rightarrow F'=3$. Este feixe é dividido em dois, onde a direção de um dois feixes é ajustada por vários espelhos com o objetivo de estar alinhado com o feixe de acoplamento do arranjo experimental anterior. Portanto, definimos daqui em diante, este feixe como o feixe de acoplamento e o outro feixe como o feixe de prova.

O alinhamento restante dos feixes é igual ao descrito para os experimentos usados no começo. Só tendo uma diferença, a introdução de moduladores acusto-ópticos (AOM) no trajeto de cada um deles, para sintonizar sua frequência continuamente em torno da transição do EIA.

Um modulador acusto-óptico é baseado no fato de que ondas estacionárias acústicas podem ser geradas em um cristal através de um campo de rádio-frequência (RF). Luz transmitida através desse cristal sofrerá efeitos de difração pois a onda estacionária acústica é um potencial

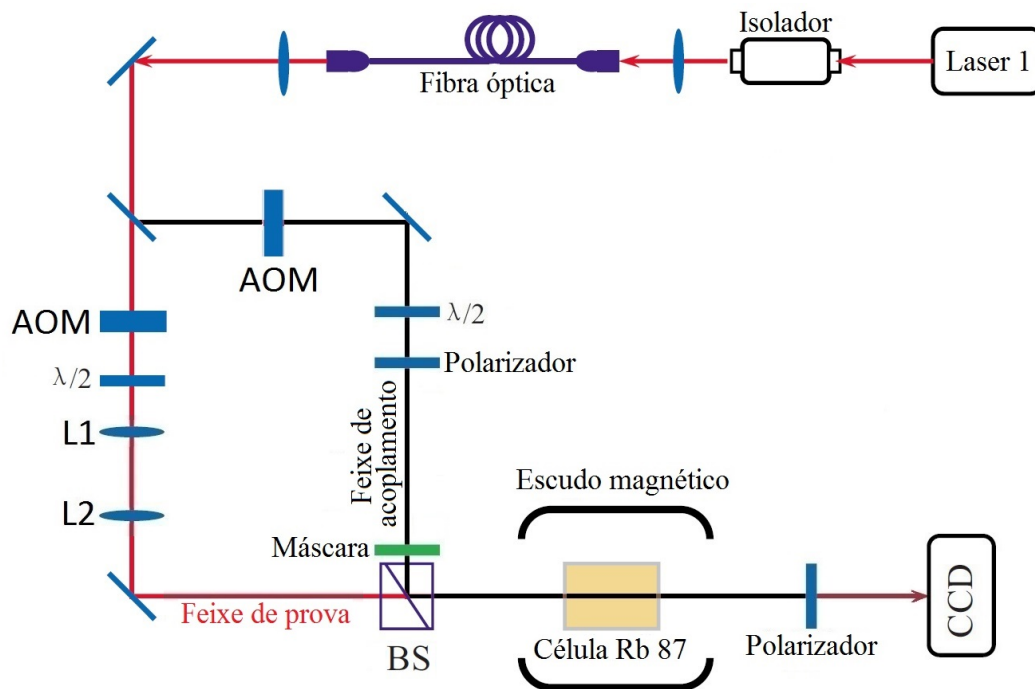


Figura 4.14: Diagrama do arranjo experimental para clonagem de imagens via EIA em células de vapor.

periódico para essa luz e efetivamente ele se comporta como uma rede de difração. O feixe difratado, além do desvio espacial, tem sua frequência deslocada pela frequência de modulação da onda acústica.

Os AOMs usados no experimento são os modelos “AOM-402AF1” e são fornecidos pela empresa IntraAction Corp. Nossos AOMs têm um ajuste fino em frequência de 0.01 MHz na faixa dos 30 à 50 MHz. No experimento, nós mantivemos fixo o deslocamento em frequência para o feixe de prova em + 40 MHz e ajustamos o do feixe de acoplamento em torno da faixa 34-46 MHz.

Para cada valor de dessintonia do feixe de acoplamento ele desloca lateralmente, mas este é reajustado usando dois espelhos para sua direção original.

A maioria dos parâmetros foram mantidos iguais ao dos experimentos anteriores. Lembrando, a potência do feixe de prova é de $100 \mu\text{W}$, a potência do feixe de acoplamento é de 2,0 mW. Os diâmetros dos feixes são de 2 mm e 6 mm para o feixe de acoplamento e prova, respectivamente. E, a temperatura da célula é de $37 \text{ }^\circ\text{C}$. Ademais, um ângulo entre os feixes de 13 mrad é mantido durante todo o experimento. Qualquer alteração ou mudança nos parâmetros será mencionada explicitamente.

4.6.2 Caracterização da propagação das imagens

Similar à seção 4.4, antes de começar com os experimentos de clonagem, nós precisamos mostrar o comportamento das imagens impressas num feixe com a distância de propagação “ z ”. Isto é novamente feito principalmente porque o perfil do feixe de acoplamento agora é bastante limpo devido a sua passagem por uma fibra óptica, levando a padrões mais uniformes.

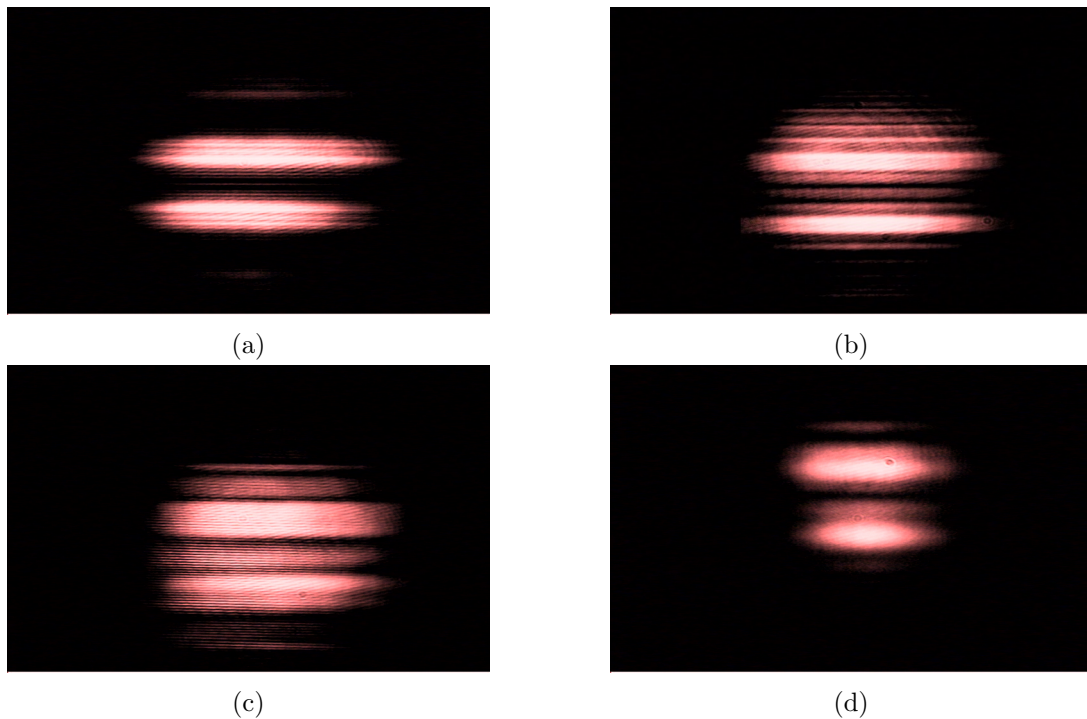


Figura 4.15: Propagação dos formatos de linhas horizontais impresso no feixe de acoplamento para uma distância da máscara de (a) $z=2,5 \text{ cm}$. (b) $z=9,5 \text{ cm}$. (c) $z=19,5 \text{ cm}$ e (d) $z=27,0 \text{ cm}$.

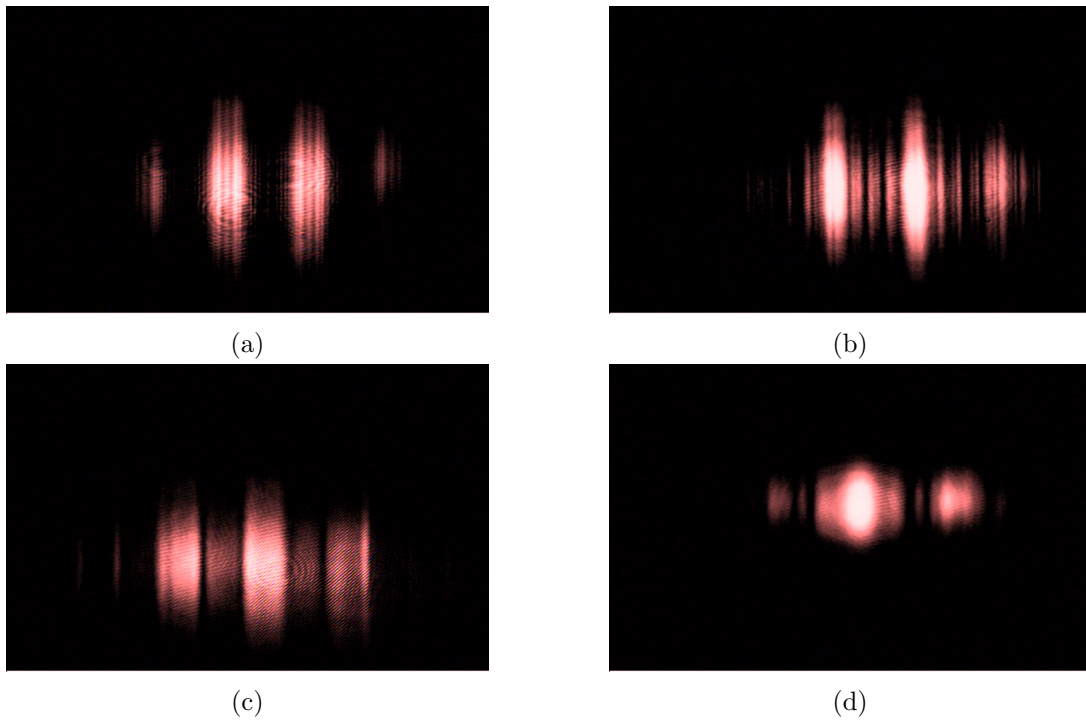


Figura 4.16: Propagação dos formatos de linhas verticais impresso no feixe de acoplamento para uma distância da máscara de (a) $z=2,5$ cm. (b) $z=9,5$ cm. (c) $z=19,5$ cm e (d) $z=27,0$ cm.

Os formatos usados foram os de linhas horizontais e linhas verticais. E, os resultados obtidos, mostrados nas figuras 4.15 e 4.16, são iguais aos apresentados na seção 4.5. A única diferença é ter padrões de imagens sem estruturas e bem limpas, resultado da filtragem espacial do feixe de acoplamento.

Resultado de clonagem com linhas verticais

Antes de começar a mostrar os resultados de clonagem de imagens, mostraremos primeiro a tentativa de clonar as imagens geradas usando o formato de linhas verticais com as considerações experimentais mencionadas acima. A figura 4.17 mostra o resultado mencionado acima e é coerente com os resultados obtidos usando dois lasers, verificando portanto, a impossibilidade da técnica de clonagem via EIA com este tipo de simetria (i.e formatos de imagens com variação em sua estrutura no eixo horizontal), quando há um ângulo horizontal entre os feixes.

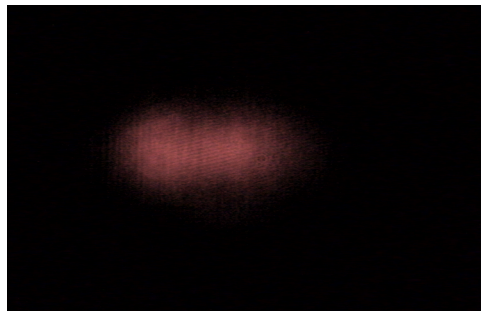


Figura 4.17: Perfil do feixe de prova transmitido usando a transição do EIA com um ângulo entre os feixes de prova e acoplamento para o formato de linhas verticais.

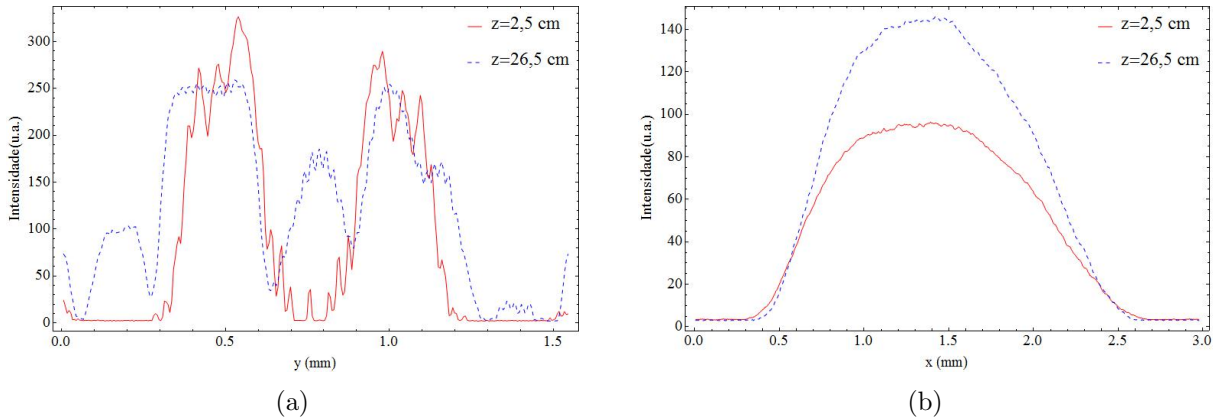


Figura 4.18: Perfil de intensidade das linhas impressas no feixe de acoplamento após propagar 2,5 cm e 26,5 cm para (a) O eixo “y” e para (b) O eixo “x”.

4.6.3 Perfil de intensidade do feixe de acoplamento para as linhas horizontais

Nas figuras 4.18 mostramos o perfil de intensidade quando o feixe de acoplamento se propaga uma distância de 2,5 cm e de 26,5 cm (ver figuras 4.15a e 4.15c), para o eixo “x” (figura 4.18a) e “y” (figura 4.18b). A distância de 2,5 cm é a mínima na qual pode estar separado da câmara. Os perfis de intensidade são obtidos somando os valores de intensidade numa fatia na direção horizontal ou na direção vertical. Similarmente, será realizado uma análise usando este mesmo procedimento dos perfis de intensidades obtidos na clonagem de imagens. Então, é importante dizer que qualquer diferença inicial será amplificada devido a soma, isto para diferentes parâmetros experimentais nos resultados da clonagem.

Usaremos as figuras 4.18 como referencia para comparar os resultados obtidos com a técnica de clonagem via EIA. Isto porque a figura 4.18a mostra o aparecimento de estruturas dentro do perfil do feixe ainda quando ele se propaga uma curta distância ($z=2,5$ cm). Portanto, ao realizar a comparação, mostraremos que usando o fenômeno de EIA a difração pode ser diminuída e até eliminada.

4.6.4 Clonagem mudando a dessintonia do feixe de acoplamento (δ_c)

Aqui mostraremos os resultados e a análise da clonagem de imagens mudando a dessintonia do feixe de acoplamento. Os resultados são mostrados nas figuras 4.19 e elas mostram o perfil do feixe de prova transmitida. Nestas figuras são observados dois comportamentos relacionados com a difração, as quais serão descritos a seguir.

Para dessintonias positivas (lado direito das figuras 4.19), uma franja obscura dentro de cada fatia de luz transmitida é observada. A intensidade relativa desta franja é aproximadamente igual para todas as dessintonias. Isto é mostrado fazendo a análise de seu perfil de intensidade no eixo “y” (figura 4.20a), ademais não observamos mudanças significativas no eixo “x” de seu perfil de intensidade (ver figura 4.20b).

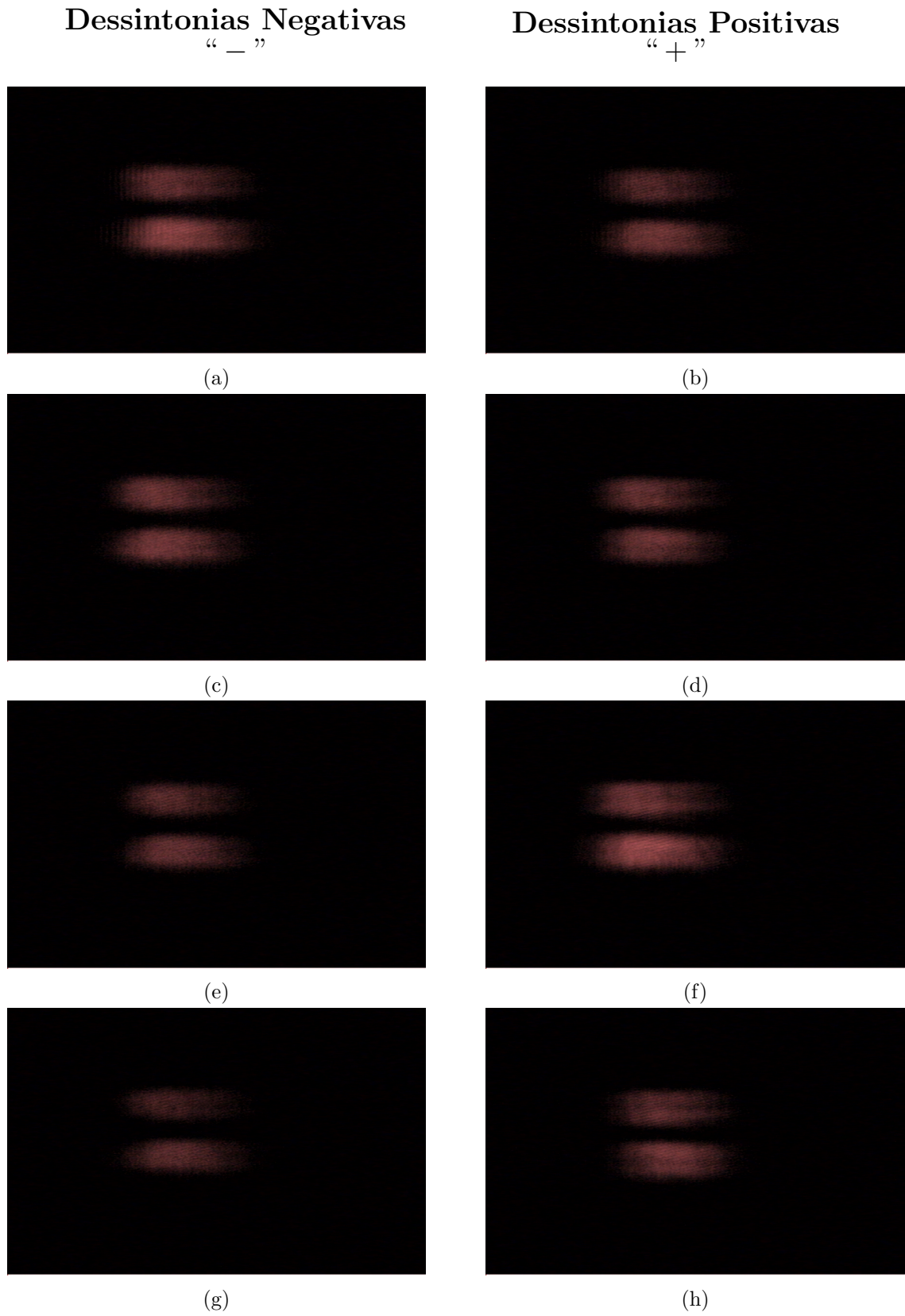


Figura 4.19: Imagens clonadas no feixe de prova via EIA para uma dessintonia do feixe de acoplamento de (a) e (b) 0 MHz, (c) -1MHz, (d) 1MHz, (e) -2MHz, (f) 2MHz, (g) -4MHz e (h) 4MHz.

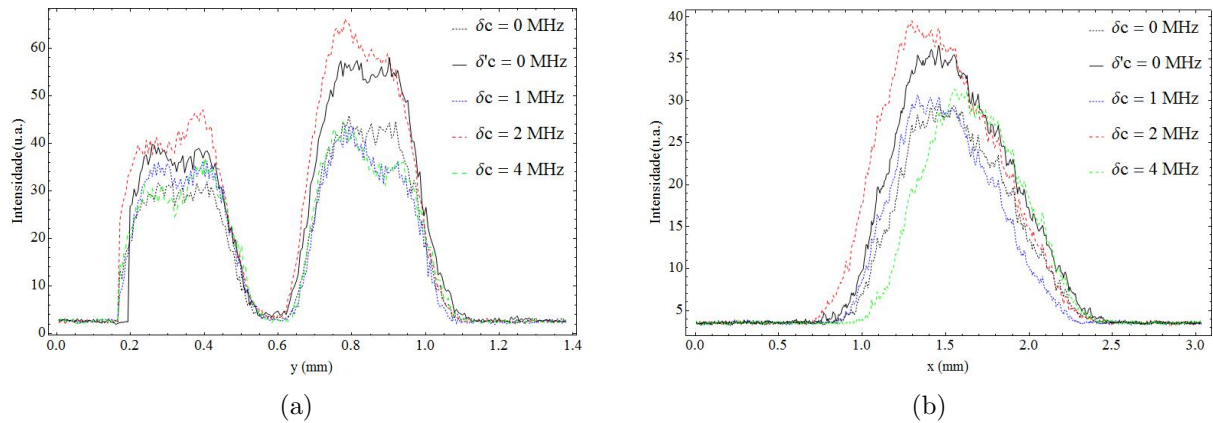


Figura 4.20: Perfil de intensidade transmitida do feixe de prova para diferentes dessintonias positivas para (a) O eixo “y” e para (b) O eixo “x”

Comparar os máximos de intensidades entre diferentes valores de dessintonias não é factível devido a diferenças no ângulo entre os feixes, tanto na direção horizontal quanto na vertical, como pode ser observado dos deslocamentos dos picos nas figuras 4.20, o que também acontecerá para as dessintonias negativas (figura 4.21).

Mas, embora haja uma franja no meio das fatias, observamos uma diminuição enorme da difração comparada com o perfil de intensidade da imagem do feixe de acoplamento após se propagar uma distância curta ($z=2,5$ cm) no espaço livre (ver figura 4.18a).

Quando a dessintonia é 0 MHz, os resultados do controle na difração é igual aos das dessintonias negativas. As figuras 4.19a e 4.19b mostram dois resultados para esta mesma dessintonia e seus perfis de intensidade são inclusas nas duas figuras 4.20 e 4.21 em linhas pretas. Aqui observamos que os dois resultados são diferentes em intensidade, mais isto surgem devido ao motivo já mencionado na seção 4.7.3.

Para dessintonias negativas (lado esquerdo das figuras 4.19), não é observado a presença de alguma estrutura interna dentro das fatias. Embora uma franja obscura dentro da fatia inferior parece ser observado, mas esta para uma dessintonia de -4 MHz, onde nós achamos que estamos quase fora do pico de EIA. Análogo ao caso para dessintonias positivas, fazemos a análise de

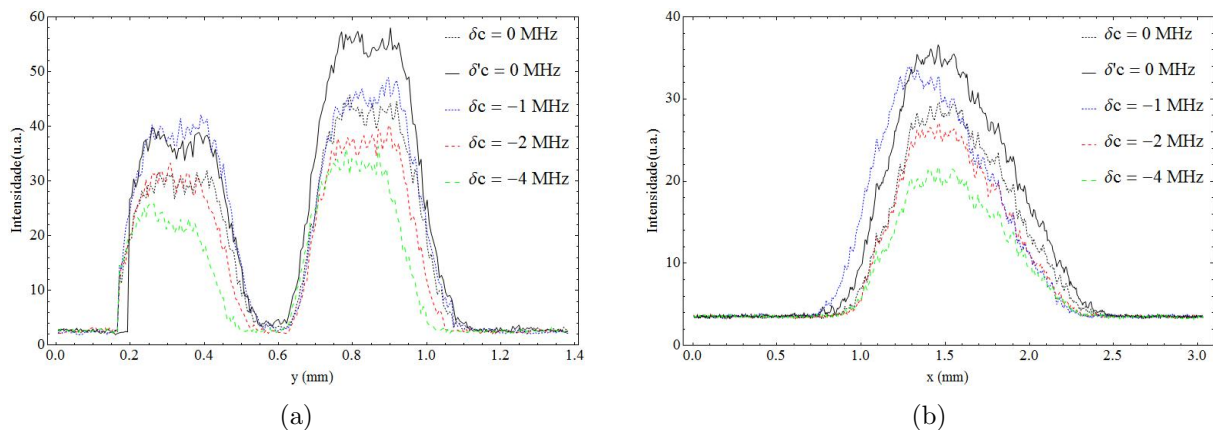


Figura 4.21: Perfil de intensidade transmitida do feixe de prova para diferentes dessintonias negativas para (a) O eixo “y” e para (b) O eixo “x”.

seu perfil de intensidade no eixo “y” (figura 4.20a), onde não observamos diferenças notáveis relacionadas à difração, e no eixo “x” também não foi observado mudança alguma (ver figura 4.20b).

Finalmente, ao comparar estes resultados com o perfil de intensidade da imagem do feixe de acoplamento para as distâncias de 2,5 cm e 26,5 cm (ver figura 4.18a), observamos uma diminuição da difração comparado com o perfil do feixe antes de entrar na célula e sua eliminação comparado com o feixe logo de atravessar a célula, concluindo o potencial uso do EIA na clonagem de imagens sem difração. Deve-se notar que a imagem clonada não tem tamanho característico reduzido em relação à imagem de controle como previsto no modelo teórico. Isso pode ser explicado pelo fato de que ao entrar na célula, o feixe de controle já percorreu 10 cm e sofreu difração, diferenciando-se da imagem inicial imposta pela máscara.

4.6.5 Clonagem mudando a potência do feixe de acoplamento (P_c)

Os resultados da clonagem de imagens mudando a potência do feixe de acoplamento com uma dessintonia de $\delta = 0$ MHz, são mostrados nas figuras 4.22, onde um aumento da intensidade das fatias é o primeiro a ser observado.

Fazendo a análise de seu perfil de intensidade no eixo “y” (figura 4.23a), não foi observado efeitos de difração para cada potência, só o aumento dos valores de seus picos, as quais são medidas e apresentadas adiante. Por outro lado, a análise do eixo “x”, mostra um aumento pequeno no comprimento das fatias com a potência, também como no valor máximo de seus

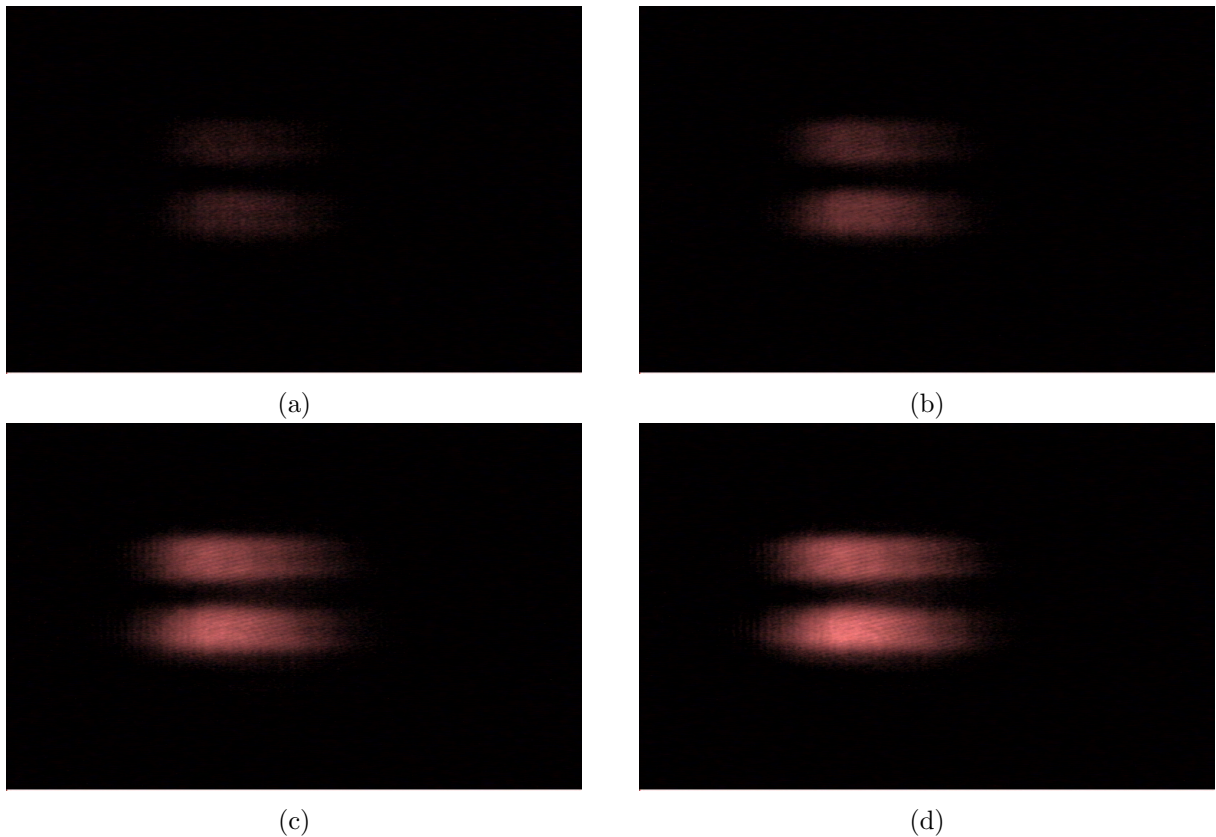


Figura 4.22: Imagens clonadas no feixe de prova via EIA para uma potência do feixe de acoplamento de (a) 1,5 mW (b) 2,0 mW, (c) 3,0 mW e (d) 3,5 mW.

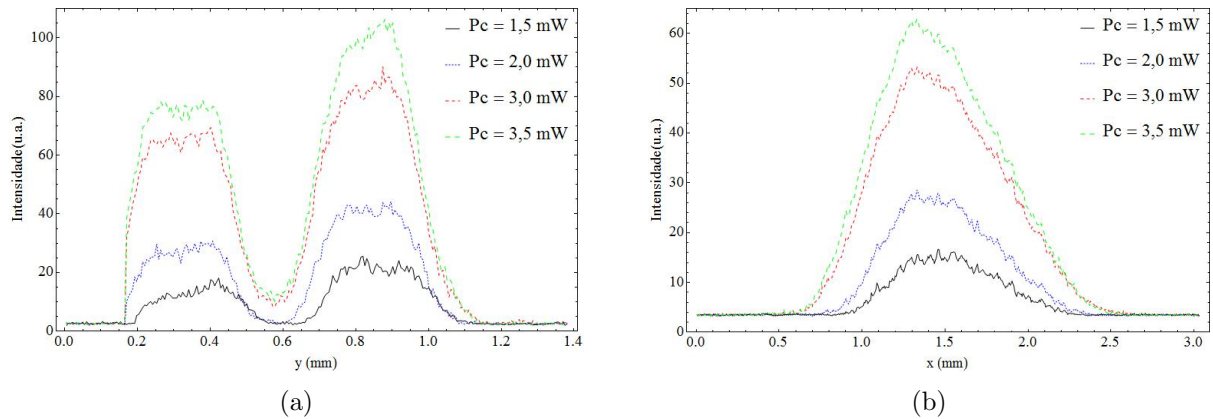


Figura 4.23: Perfil de intensidade transmitida do feixe de prova para diferentes potências do feixe de acoplamento no (a) Eixo “ y ” e (b) E eixo “ x ”

picos (ver figura 4.23b).

Devido a que o ângulo entre os feixes é constante tanto na direção horizontal quanto na vertical como mostram as figuras 4.23, foi possível fazer as medidas dos picos das curvas que aparecem nas figuras acima mencionadas (o valor máximo para cada curva). Elas são normalizadas ao valor obtido para uma potência de acoplamento de 3,5 mW (que é a potência máxima obtida para nosso feixe de acoplamento). O comportamento e os valores normalizados são iguais para as duas direções (x e y) o qual é esperado (ver figura 4.24), porque alguma diferença entre eles levaria a supor que elas depende de outros parâmetros.

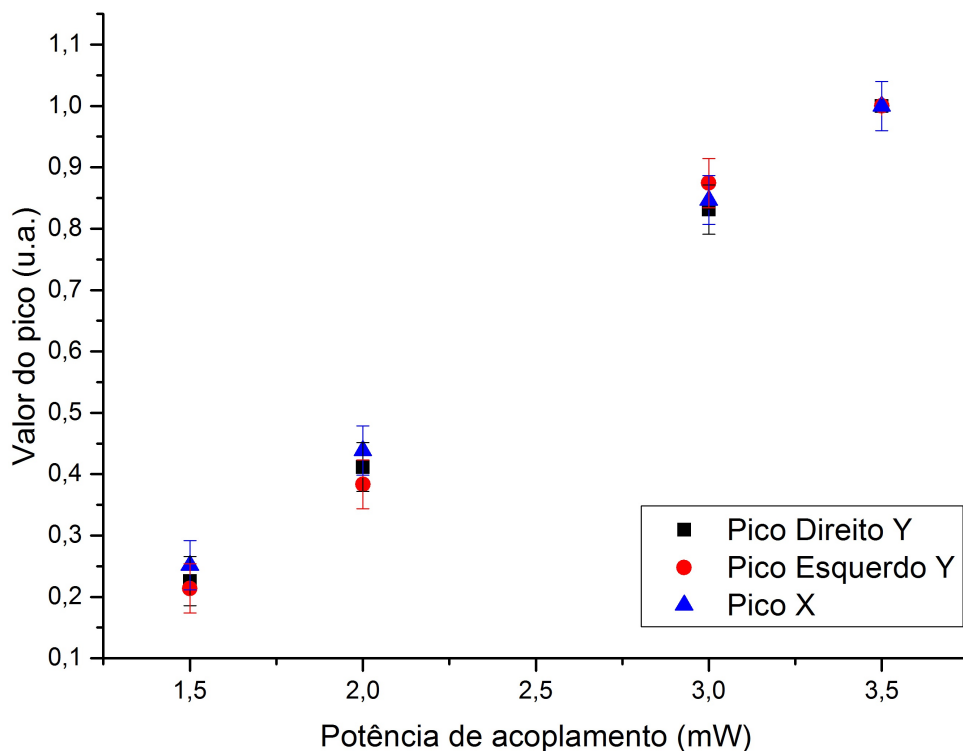


Figura 4.24: Valores dos picos obtidos com diferentes potências de clonagem para os dois eixos: x e y .

Portanto, concluímos que com uma potência baixa e uma dessintonia nula, é possível usar o efeito de EIA para introduzir um controle na difração, ao modo de eliminá-la e obter uma clonagem efetiva de uma imagem impressa num feixe de luz.

Capítulo 5

Luz Parcialmente Coerente

Nós começaremos este capítulo com uma breve introdução, para logo em seguida discutirmos de forma qualitativa os conceitos de coerência temporal e de coerência espacial. Em seguida faremos uma descrição, matematicamente pouco rigorosa, da teoria de coerência óptica a qual é uma ferramenta importante no estudo dos fenômenos de coerência, e onde analisaremos detalhadamente o experimento de Young, o qual tem uma grande importância na caracterização da coerência espacial de um feixe de luz. Finalmente, concluímos descrevendo o processo de geração, a caracterização e os resultados, da luz parcialmente coerente a ser utilizada nos experimentos de clonagem de imagens via absorção induzida eletromagneticamente.

5.1 Introdução

Nos capítulos 2, 3 e 4 foi usada uma luz¹ que tem como qualidade principal ser determinista ou “coerente”. Um exemplo de luz coerente é a onda monocromática $u(\mathbf{r}, t) = \text{Re}\{U(\mathbf{r}) \exp(i\omega t)\}$ para a qual a amplitude complexa $U(\mathbf{r})$ é uma função complexa determinista, por exemplo, $U(\mathbf{r}) = A \exp(-ikr)/r$ no caso de uma onda esférica [ver figura 5.1(a)]. A dependência da função de onda com o tempo e a posição é perfeitamente periódica e previsível. Porém, para uma luz aleatória, esta dependência [ver figura 5.1(b)] não é totalmente previsível e não pode geralmente ser descrita sem usar alguns métodos estatísticos.

Aleatoriedade na luz surge das flutuações da fonte de luz ou do meio através do qual esta propaga. Luz natural, por exemplo luz radiada por um objeto quente, é aleatória porque resulta da superposição da emissão de um grande número de átomos radiando independentemente e a diferentes frequências e fases. Aleatoriedade na luz poderia também ser resultado do espalhamento em superfícies irregulares, vidros difusos e fluidos turbulentos, etc, as quais transferem variações aleatórias à frente de onda. Mas mesmo luz de uma fonte bem estabilizada, tal como um laser, exibirá algum tipo de flutuação aleatória, uma vez que o efeito da emissão espontânea estará sempre presente. Embora estas flutuações sejam como regra, muito rápidas para serem observadas diretamente, nós podemos deduzir sua existência mediante alguns experimentos apropriados que providenciam informação sobre as correlações entre as flutuações em dois pontos no espaço e no tempo ou mais².

¹Por luz nos referimos à região óptica do espectro electromagnético.

²A manifestação mais simples de correlação na luz é o efeito bem conhecido de interferência que surge quando

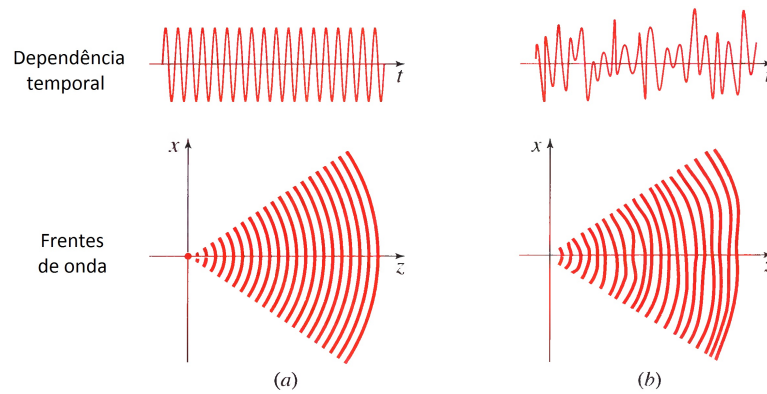


Figura 5.1: Dependência temporal e frentes de onda de (a) uma onda esférica monocromática, a qual é um exemplo de luz coerente; e de (b) uma luz aleatória ou incoerente.

Para estudar estas correlações, usamos o conceito de média estatística para definir um número de quantidades não aleatórias que caracterizam a luz. A área da Óptica concernente com tais quantidades é geralmente conhecida como a **Teoria de Coerência Óptica**, a qual será brevemente introduzida neste capítulo.

5.2 Descrição Qualitativa de Coerência

Começaremos este capítulo com uma breve descrição qualitativa do conceito de coerência através do uso de alguns experimentos simples de interferência, onde serão introduzidas algumas definições amplamente usadas na discussão da correlação óptica.

5.2.1 Coerência temporal e tempo de coêrencia

Consideremos um feixe de luz de uma fonte pequena “ σ ”. Assumimos que a luz é quase-monocromática, i.e. que sua largura de linha $\Delta\nu$ é pequena comparada a sua frequência média $\bar{\nu}$ e que é macroscopicamente estacionária³. Suponhamos que o feixe é dividido em dois feixes em um interferômetro de Michelson no ponto P_1 e que os dois feixes são recombinados depois de uma diferença de caminho $\Delta l = c\Delta t$ introduzidos entre eles (olhar a figura 5.2). Se a diferença de caminho Δl é suficientemente pequena, franjas de interferência são formadas no plano de observação B. A formação de franjas é uma manifestação da **coerência temporal** entre os dois feixes, porque a viabilidade para formar as franjas pode ser explicada como o resultado das correlações que existem entre eles sob condições onde um tempo de atraso Δt foi introduzido entre os feixes. É um fato experimental bem conhecido que as franjas de interferência se formam só se o tempo de atraso Δt é tal que [70]

$$\Delta t \Delta \nu \leq 1, \quad (5.1)$$

onde $\Delta\nu$ é a largura de linha da luz. O tempo de atraso

dois feixes de luz, originados na mesma fonte, são superpostos.

³Por “macroscopicamente estacionária” nos referimos a que não exibem flutuações sobre uma escala de tempo macroscópica. Em uma linguagem mais precisa da teoria de processos aleatórios, as flutuações podem-se representar como um processo aleatório estacionário, do qual o período médio e tempo de correlação são bem menores que o intervalo da média estatística necessária para realizar uma observação [71].

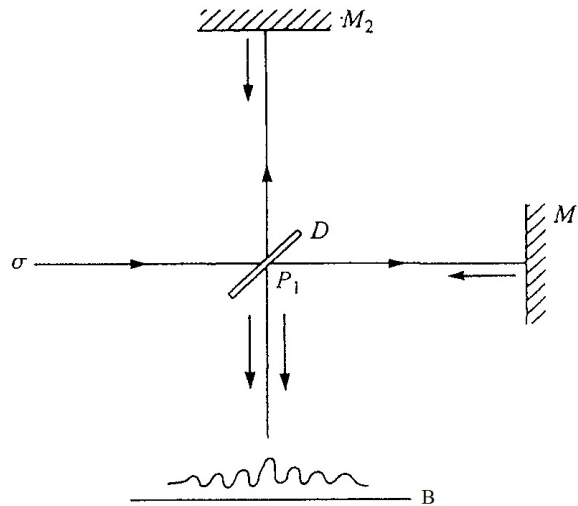


Figura 5.2: Coerência temporal ilustrada por meio de um experimento de interferência usando o interferômetro de Michelson. σ : fonte, D : divisor de feixe, M_1 e M_2 : espelhos, B : plano de observação.

$$\tau_c \sim \frac{1}{\Delta\nu}, \quad (5.2)$$

é conhecido como **tempo de coerência** da luz e a correspondente diferença de caminho é chamado de **comprimento de coerência**, ou mais precisamente, o **comprimento longitudinal de coerência** da luz.

$$l_c \sim \frac{c}{\Delta\nu}. \quad (5.3)$$

Uma compreensão aproximada deste fenômeno poderia ser visualizada como segue. As franjas no plano de observação B podem ser consideradas como resultado da soma das distribuições espacialmente periódicas, cada uma delas formada por uma componente de frequência presente no espectro da luz. Agora as distribuições periódicas formadas pela luz de componentes de frequência diferentes terão diferentes periodicidades espaciais. Conseqüentemente, com o incremento no tempo de atraso entre os dois feixes, sua soma resultará em um padrão de franjas menos e menos definidas, porque as máximas das varias contribuições monocromáticas vão ficar cada vez mais e mais deslocadas uma em respeito à outra. Para um tempo de atraso suficientemente longo, as distribuições de intensidade periódicas estarão muito deslocadas tal que o padrão superposto não exibirá mais um padrão pronunciado de intensidades máximas e mínimas, i.e. nenhum padrão de franjas será formado. Contas simples mostram que o incremento no tempo de atraso farão as franjas sumirem quando Δt atingir um valor τ_c que é da ordem de grandeza indicada pela relação (5.2).

5.2.2 Coerência espacial e área de coerência

Agora consideremos brevemente outro tipo de experimento de interferência, o experimento de interferência de Young com luz quase-monocromática de uma fonte extensa σ (ver figura 5.3). Nós assumimos que σ é uma fonte térmica. Consideramos um arranjo simétrico por

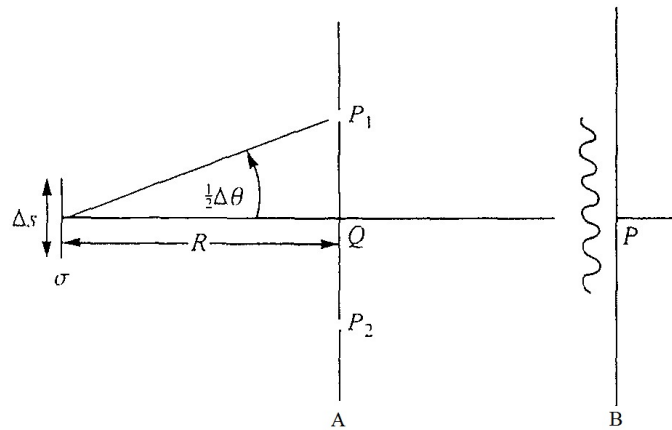


Figura 5.3: Coerência espacial ilustrada por meio do experimento de interferência de Young com luz de uma fonte térmica σ .

simplicidade, e que a fonte tem forma de um quadrado com lados Δs . Se os “pinholes” P_1 e P_2 estão suficientemente perto do eixo de simetria, franjas de interferência serão observadas na vizinhança do ponto axial P no plano de observação B . A aparição das franjas é manifestação da **coerência espacial** entre os dois feixes de luz no ponto P chegando desde os dois “pinholes” P_1 e P_2 , porque a habilidade dos feixes para formar as franjas poderia ser explicada como resultado da correlação que existe entre eles sob condições onde uma separação espacial (a distância P_1P_2) é introduzida. Na realização do experimento de interferência deste tipo é encontrado que se a separação entre as fontes e o plano A que contém os pinholes é suficientemente grande, as franjas de interferência serão formadas perto de P só se

$$\Delta\theta\Delta s \leq \bar{\lambda}, \quad (5.4)$$

onde $\Delta\theta$ é o ângulo que a distância de separação P_1P_2 entre os pinholes subtende na fonte e $\bar{\lambda} = c/\bar{\nu}$ é o comprimento de onda médio da luz. Se R denota a distância entre o plano da fonte e o plano que contém os pinholes, o último resultado implica que, para observar franjas na vizinhança de P , os dois pinholes devem estar situados na região por volta do ponto axial Q no plano A , do qual a área A_c é dada pela ordem de grandeza da relação

$$A_c \sim (R\Delta\theta)^2 \sim \frac{R^2\bar{\lambda}^2}{S}, \quad (5.5)$$

onde $S = (\Delta s)^2$ é a área da fonte. Esta região é conhecida como a **área de coerência** da luz no plano A por volta de Q e a raiz quadrada da área de coerência é algumas vezes chamada como **comprimento transversal de coerência**.

Uma dedução elementar aproximada da eq.(5.4) poderia ser obtida como segue. Cada fonte puntual dá origem a um padrão de interferência no plano de observação. Visto que as flutuações na luz de pontos diferentes de uma fonte térmica podem ser assumidas ser mutuamente independentes e devido a que não têm uma relação de fase fixa uma em respeito ao outro, a distribuição de intensidade no plano B é obtida somando, em cada ponto, as intensidades dos padrões individuais gerados pelas diferentes fontes pontuais. Agora os máximos destes padrões estarão deslocados uns em respeito aos outros. Se a fonte e posição dos planos A e B são mantidos

fixos mas a separação entre os dois pinholes é gradualmente aumentada desde quase coincidir até valores cada vez maiores, i.e. se o ângulo $\Delta\theta$ na figura 5.3 é gradualmente aumentado, os padrões individuais darão essencialmente origem a um deslocamento cada vez maior e eventualmente dará origem a uma distribuição uniforme perto do ponto axial no plano de observação. Uma conta simples mostra que isto acontecerá quando $\Delta\theta \sim \bar{\lambda}/\Delta s$, de acordo com a eq.(5.4).

Nós ilustraremos nossa análise elementar relacionando à coerência espacial mediante alguns poucos exemplos. Suponha que a dimensão linear da fonte térmica σ (figura 5.3) seja $\Delta s = 1$ mm e que a fonte emita uma luz quase-monocromática com um comprimento de onda médio $\bar{\lambda} = 5000$ Å. Seja o plano A dos pinholes localizados à uma distância $R = 2$ m do plano contendo a fonte. Então, de acordo com a eq.(5.5), a área de coerência no plano A dos pinholes é

$$A_c = \left(\frac{2 \times 10^2}{10^{-1}} \right)^2 (5 \times 10^{-5})^2 \text{ cm}^2 = 1 \text{ mm}^2, \quad (5.6)$$

i.e. sua dimensão linear é da ordem de 1 mm.

Como segundo exemplo, estimemos a área de coerência num feixe de luz solar, iluminando a superfície da terra. Para satisfazer nossa suposição de quase-monocromaticidade, primeiro passaremos a luz solar através de um filtro com uma banda passante estreita, digamos entorno do comprimento de onda $\bar{\lambda} \sim 5000$ Å. Agora o ângulo radial do disco subtendido pelo sol na superfície da terra é aproximadamente $\alpha = 0^\circ 16' \sim 0,00465$ radianos. Conseqüentemente, desprezando a região de penumbra, o ângulo sólido $\Delta\Omega = S/R^2$ que o ângulo radial substende pelo sol é $\Delta\Omega \approx \pi\alpha^2 \sim 6,81 \times 10^{-5}$ sr. e assim, de acordo à equação (5.5) a área de coerência é

$$A_c \sim \frac{(5 \times 10^{-5})^2}{6,81 \times 10^{-5}} \text{ cm}^2 \approx 3,67 \times 10^{-3} \text{ mm}^2. \quad (5.7)$$

Portanto, a dimensão linear da área de coerência sobre a superfície da terra da luz solar filtrada é da ordem de $\sim 0,061$ mm.

5.3 Teoria de Coerência Óptica

Na seção anterior introduzimos qualitativamente critérios aproximados os quais indicavam as condições sob as quais os efeitos simples de interferência podem ser previstos para ocorrer. Nós também brevemente mostramos que tal fenômeno depende das **correlações** que existem entre as flutuações da luz nos feixes interferindo. Estas correlações podem ser analisadas usando um tratamento matematicamente rigoroso por meio da teoria de processos estocásticos [71, 72]. Entretanto, quando se está preocupado com a intensidade média, como é frequentemente o caso, só se precisa tomar em conta as correlações de segunda ordem (correlações entre as vibrações da luz em dois pontos do espaço e do tempo). Portanto, introduziremos varias definições úteis na descrição geral de uma luz aleatória, as quais serão usadas na seção seguinte para caracterizar as correlações da luz mediante uma análise detalhada de um experimento simples de interferência.

5.3.1 Intensidade média

Denotemos por $U^{(r)}(\mathbf{r}, t)$ o campo real da luz num ponto representado pela vetor posição \mathbf{r} , no tempo t . Para qualquer feixe de luz real, $U^{(r)}$ será uma função flutuante com o tempo, a

qual pode ser considerado como um membro típico de um “ensemble” consistindo de todas as possíveis realizações do campo. É conveniente realizar a análise não em termos da função real do campo $U^{(r)}(\mathbf{r}, t)$, mas em vez, em termos da função complexa associada $U(\mathbf{r}, t)$, onde

$$U^{(r)}(\mathbf{r}, t) = \text{Re}\{U(\mathbf{r}, t)\}. \quad (5.8)$$

Consideremos agora que a luz é quase-monocromática, i.e., que a largura de linha efetiva $\Delta\nu$ do espectro de potência em cada ponto \mathbf{r} , é pequeno comparado com sua frequência média $\bar{\nu}$

$$\frac{\Delta\nu}{\bar{\nu}} \ll 1. \quad (5.9)$$

Finalmente, a fim de mostrar aspectos essenciais da teoria, ignoraremos o fenômeno de polarização ao longo desta discussão.

Agora, por causa da alta frequência das vibrações ópticas e da luz ser aleatória, a intensidade instantânea ($|U(\mathbf{r}, t)|^2$) da luz não pode ser medida em função do tempo com detectores ópticos atualmente disponíveis. Os períodos ópticos são da ordem de 10^{-15} s, enquanto que os detectores fotoelétricos tem um tempo de resposta tipicamente da ordem de 10^{-9} s, embora que existem técnicas especiais pela qual tempos de resolução menores podem ser atingidos. Porém, pode-se definir a intensidade média como

$$\langle I(\mathbf{r}, t) \rangle_e = \langle |U(\mathbf{r}, t)|^2 \rangle_e, \quad (5.10)$$

onde o símbolo $\langle \dots \rangle_e$ denota uma média num ensemble ao longo de muitas realizações da função aleatória. Isso significa que a onda é produzida repetidamente sob as mesmas condições, com cada teste produzindo uma função de onda diferente, sendo assim determinada a intensidade média em cada tempo e posição.

Geralmente se trabalha com *campos estacionários*, em cujo caso todas as médias do ensemble são independentes da origem do tempo. Sob estas circunstâncias as médias do ensemble tornam-se independentes do tempo e podem ser substituídos pelas correspondentes médias temporais.

Vamos denotar a média temporal do processo estacionário aleatório $f(t)$ por $\langle f(t) \rangle_t$, i.e.

$$\langle f(t) \rangle_t = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T f(t) dt, \quad (5.11)$$

Um exemplo de luz aleatória estacionária é aquela emitida por uma lâmpada incandescente submetida a uma corrente elétrica constante. A intensidade média é uma função da distância à lâmpada, mas não muda com o tempo. Não obstante a intensidade instantânea flutua tanto com a posição quanto com o tempo, como é ilustrada na figura 5.4(a).

5.3.2 Função de coerência mútua e grau de coerência complexo

Uma importante função das flutuações espaciais e temporais da função aleatória $U(\mathbf{r}, t)$ é a **função transversal de correlação** de $U(\mathbf{r}_1, t_1)$ e $U(\mathbf{r}_2, t_2)$, no par de posições \mathbf{r}_1 e \mathbf{r}_2 e nos tempos de t_1 e t_2 , respectivamente. Definida como

$$\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; t_1, t_2) = \langle U^*(\mathbf{r}_1, t_1)U(\mathbf{r}_2, t_2) \rangle_e. \quad (5.12)$$

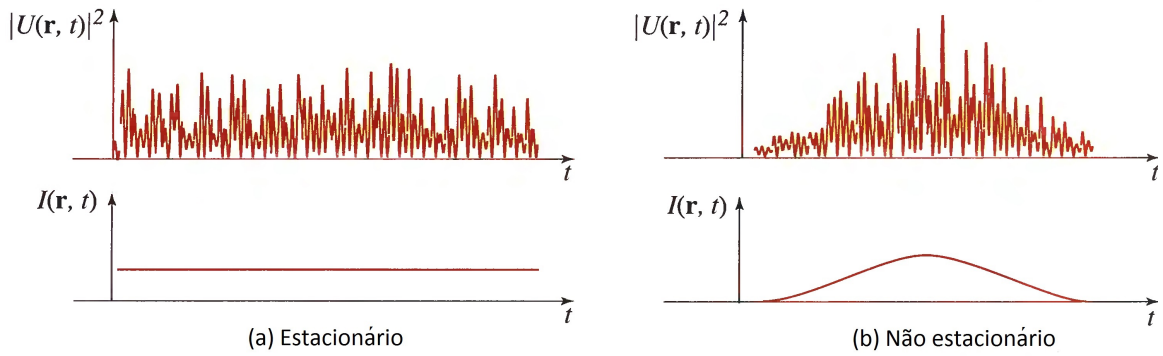


Figura 5.4: (a) Luz estatisticamente estacionária que tem uma intensidade média que não muda com o tempo. (b) Luz estatisticamente não estacionária que tem um intensidade média que muda com o tempo.

Usando a suposição de estacionariedade do campo eletromagnético, a função transversal de correlação do ensemble “ $\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; t_1, t_2)$ ” pode-se substituir pela correspondente função transversal de correlação temporal e esta função depende dos dois argumentos temporais só através de sua diferença $\tau = t_1 - t_2$. Portanto, definiremos

$$\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau) = \langle U^*(\mathbf{r}_1, t)U(\mathbf{r}_2, t + \tau) \rangle_t = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T U^*(\mathbf{r}_1, t)U(\mathbf{r}_2, t + \tau) dt, \quad (5.13)$$

onde, daqui em diante, omitiremos os subscritos t ou e para os dois tipos de média, uma vez que agora não é necessário distinguir entre eles.

A função transversal de correlação $\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau)$ é conhecida como a **função de coerência mútua** e é a quantidade central da teoria elementar da coerência óptica [71]. Da definição (5.10) da intensidade média $I(\mathbf{r}, t)$ e da definição (5.13) da função de coerência mútua $\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau)$, segue-se imediatamente que $\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, 0)$ representa a intensidade média no ponto \mathbf{r} :

$$\langle I(\mathbf{r}, t) \rangle = \langle U^*(\mathbf{r}, t)U(\mathbf{r}, t) \rangle = \Gamma(\mathbf{r}, \mathbf{r}, 0). \quad (5.14)$$

É conveniente normalizar a função de coerência mútua fixando

$$\begin{aligned} \gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau) &= \frac{\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau)}{[\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1, 0)]^{1/2}[\Gamma(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_2, 0)]^{1/2}} \\ &= \frac{\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau)}{[\langle I(\mathbf{r}_1, t) \rangle]^{1/2}[\langle I(\mathbf{r}_2, t) \rangle]^{1/2}}. \end{aligned} \quad (5.15)$$

Por razões que se tornarão aparentes logo, $\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau)$ é chamado de o **grau de coerência complexo** das vibrações da luz nos pontos \mathbf{r}_1 e \mathbf{r}_2 . Também é possível mostrar que

$$0 \leq |\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau)| \leq 1, \quad (5.16)$$

para todos os valores de \mathbf{r}_1 , \mathbf{r}_2 e τ .

Embora a função de coerência mútua caracteriza completamente as correlações existentes na luz aleatória, sua principal dificuldade é possuir uma dependência tanto com o tempo quanto

com a posição. Nós introduziremos nas seguintes secções duas quantidades, as quais, uma só depende das variáveis temporais e a outra só das variáveis espaciais.

5.3.3 Função de coerência temporal e tempo de coerência

Em nossa discussão elementar da coerência temporal mostrada na secção (5.2.1) introduzimos o conceito de tempo de coerência. Esta quantidade é uma medida do intervalo temporal na qual correlações de amplitude apreciáveis e correlações da fase das vibrações da luz em um ponto particular \mathbf{r} persistirão. Nós introduzimos o tempo de coerência τ_c a partir de considerações simples de um experimento de interferência e obtivemos uma estimativa para ele, a saber

$$\tau_c = 1/\Delta\nu, \quad (5.17)$$

onde $\Delta\nu$ é a largura de linha efetiva da luz em \mathbf{r} . Agora definiremos o tempo de coerência de maneira mais precisa e também introduziremos a correspondente definição da largura de banda.

Fazendo na eq.(5.13) $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_2$, obtemos

$$\Gamma(\tau) = \Gamma(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \tau) = \langle U^*(\mathbf{r}, t)U(\mathbf{r}, t + \tau) \rangle, \quad (5.18)$$

que é a função de autocorrelação no ponto \mathbf{r} separados pelo intervalo de tempo τ ; esta função é geralmente conhecida como a **função de coerência temporal** da luz.

Analogamente ao feito para a função mútua, nos podemos definir o **grau de coerência temporal complexo** como

$$g(\tau) = \frac{\Gamma(\tau)}{\Gamma(0)} = \frac{\langle U^*(\mathbf{r}, t)U(\mathbf{r}, t + \tau) \rangle}{\langle U^*(\mathbf{r}, t)U(\mathbf{r}, t) \rangle}, \quad (5.19)$$

onde seu valor não pode exceder a unidade:

$$0 \leq |g(\tau)| \leq 1. \quad (5.20)$$

Agora, definimos o tempo de coerência τ_c em \mathbf{r} pela fórmula

$$\tau_c = \int_{-\infty}^{\infty} |g(\tau)|^2 d\tau. \quad (5.21)$$

Como exemplo, para uma luz determinística e monocromática, pode se mostrar que $g(\tau) = \exp(i\omega_0\tau)$, de modo que $|g(\tau)| = 1$ o que leva a um tempo de coerência infinito, o que é totalmente esperado.

Similarmente, podemos definir a largura de banda efetiva $\Delta\nu$ da luz no ponto \mathbf{r} como

$$(\Delta\nu)^2 = \frac{\int_0^{\infty} (\nu - \bar{\nu})^2 S^2(\nu) d\nu}{\int_0^{\infty} S^2(\nu) d\nu}, \quad (5.22)$$

onde definimos

$$\bar{\nu} = \frac{\int_0^{\infty} \nu S^2(\nu) d\nu}{\int_0^{\infty} S^2(\nu) d\nu}, \quad \text{e} \quad S(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma(\tau) e^{2\pi i\nu\tau} d\tau. \quad (5.23)$$

Tabela 5.1: Largura espectral de várias fontes de luz juntamente com seus tempos de coerência e comprimentos de coerência no espaço livre.

Fonte	$\Delta\nu(\text{Hz})$	$\tau_c = 1/\Delta\nu$	$l_c = c\tau_c$
Luz solar filtrada ($\bar{\lambda} = 0.4 - 0.8 \mu\text{m}$)	$3,14 \times 10^{14}$	2,67 fs	800 nm
“LED” ($\bar{\lambda} = 1 \mu\text{m}$, $\Delta\lambda = 50 \text{ nm}$)	$1,5 \times 10^{13}$	67 fs	20 μm
Lâmpada de sódio de baixa pressão	5×10^{11}	2 ps	600 μm
Laser multimodo de He ($\bar{\lambda} = 633 \text{ nm}$)	$1,5 \times 10^9$	0.67 ns	20 cm
Laser de modo único de He ($\bar{\lambda} = 633 \text{ nm}$)	1×10^6	1 μs	300 m

Pode-se identificar $\bar{\nu}$ como a frequência média da luz; além disso, pode se mostrar a partir destas relações, a eq.(5.17).

As definições do tempo de coerência e da faixa espectral efetiva que acabamos de discutir são úteis quando a luz é quase-monocromática e quando seu espectro tem um único pico razoavelmente bem definido. É mais difícil fornecer uma definição útil destas quantidades quando o espectro tem varios picos (como é o caso com a luz de um laser multimodo) ou quando o valor absoluto da função de coerência mútua tem múltiplos picos. Se o espectro consiste de duas linhas, do qual suas larguras são bem menores que sua separação, o conceito de uma largura espectral efetiva obviamente não tem mais um significado claro. A tabela 5.1 ilustra alguns poucos exemplos do tempo de coerência, a largura de linha espectral e o comprimento de coerência, para fontes luz geralmente disponíveis.

5.3.4 Intensidade mútua e área de coerência

A correlação espacial da luz pode ser avaliada examinando a dependência da função da coerência mútua na posição para um tempo de atraso fixo τ . Em muitas situações, o ponto $\tau = 0$ é o mais apropriado. Não obstante, este não é geralmente o caso. A função de coerência mútua em $\tau = 0$

$$\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, 0) = \langle U^*(\mathbf{r}_1, t)U(\mathbf{r}_2, t) \rangle, \quad (5.24)$$

é conhecida como a **intensidade mútua** e é denotada por $\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$.

Quando a diferença de caminho encontrado em um sistema óptico é bem menor que o comprimento de coerência $l_c = c\tau_c$, a luz pode efetivamente ser considerada ter uma coerência temporal completa, do modo que a função de coerência mútua é uma função harmônica do tempo, i.e.

$$\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau) = \Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, 0) \exp(2\pi i \bar{\nu} \tau). \quad (5.25)$$

Similarmente, o grau de coerência complexo $\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, 0)$ é denotado por $g(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$. Portanto,

$$g(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)}{\sqrt{I(\mathbf{r}_1)I(\mathbf{r}_2)}}, \quad (5.26)$$

é definida como a intensidade mútua normalizada. A magnitude $|g(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)|$ é limitada entre zero e a unidade, a qual, mostraremos na seguinte seção, ser uma medição da coerência espacial (quando o tempo de atraso τ é zero). Se a luz é determinística, $|g(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)| = 1$ para todo \mathbf{r}_1 e \mathbf{r}_2 ,

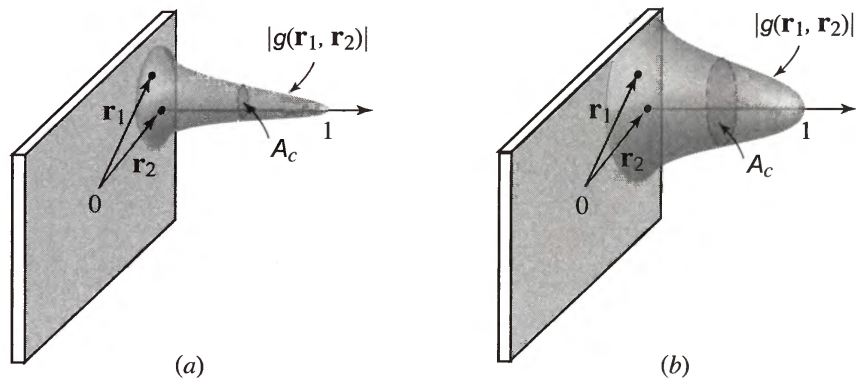


Figura 5.5: Dois exemplos ilustrativos da magnitude de intensidade mútua normalizada como função de \mathbf{r}_1 na vizinhança do ponto fixo \mathbf{r}_2 . A área de coerência em (a) é menor que em (b).

de modo que ela está completamente correlacionado em todo o espaço.

A coerência espacial de uma luz quase-monocromática em um dado plano na vizinhança de uma particular posição \mathbf{r}_2 é descrita por $|g(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)|$ como função da distância $|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$. Esta função é igual a um quando $\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_2$ e diminui quando $|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$ aumenta. A área varrida pelo ponto \mathbf{r}_1 na qual a função $|g(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)|$ é maior que algum valor prescrito ($\frac{1}{2}$ ou $\frac{1}{e}$, por exemplo) é chamado da **área de coerência** “ A_c ”. Representa a extensão espacial de $|g(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)|$ como função de \mathbf{r}_1 para um \mathbf{r}_2 fixo, como é ilustrado na figura 5.5.

5.4 Caracterização experimental da coerência espacial da luz

Uma forma de caracterizar as correlações de uma luz aleatória, é mediante o uso do interferômetro de Young, o qual providencia uma medida direta e simples da coerência espacial.

Consideremos agora que o feixe de luz é quase-monocromático e bem colimado, além de ter uma polarização linear. Suponha que as vibrações da luz nos pontos $P_1(\mathbf{r}_1)$ e $P_2(\mathbf{r}_2)$ no feixe são isoladas colocando uma tela opaca A na frente do feixe, com dois “pinholes” nos dois pontos, e que observamos a distribuição de intensidade resultante da superposição da luz emergindo dos dois pinholes, sobre a tela B a uma distância d de A (ver figura 5.6). Asumindo que d é muito maior que o comprimento de onda ($d \gg \lambda$), o campo instantâneo no ponto P sobre a tela B é aproximadamente dado por

$$U(\mathbf{r}, t) = K_1 U(\mathbf{r}_1, t - t_1) + K_2 U(\mathbf{r}_2, t - t_2), \quad (5.27)$$

onde

$$t_1 = R_1/c, t_2 = R_2/c, \quad (5.28)$$

são os tempos necessários para que a luz viaje desde P_1 a P e desde P_2 a P respectivamente, e K_1 e K_2 são constantes que dependem do tamanho dos dois pinholes e de sua geometria. Segue-se, a partir da teoria elementar de difração, que K_1 e K_2 são números puramente imaginários⁴.

⁴Quando o feixe é incidente sobre o plano A dos pinholes ao longo ou perto à direção normal à A e os ângulos das direções de difração P_1P e P_2P feitos com a normal de A são também pequenos, então $K_1 \approx K_2 \approx -i(dA)/(\lambda R)$,

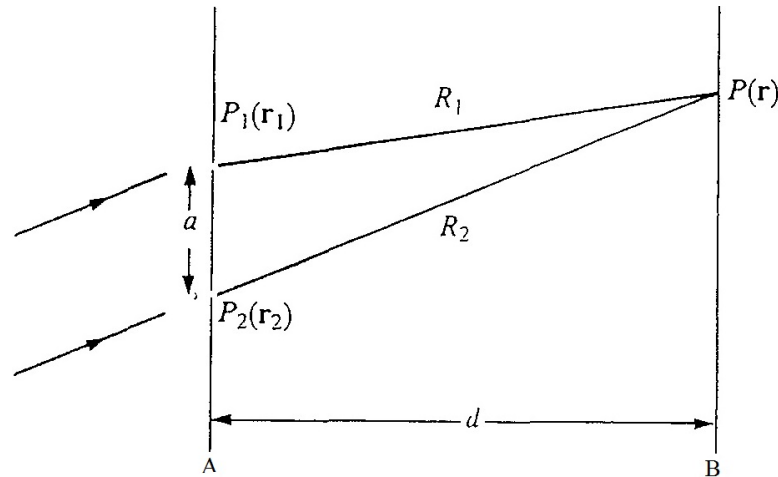


Figura 5.6: Notação relacionada com o experimento de interferência de Young da qual as funções de correlação de segunda ordem do feixe de luz podem ser determinadas.

A intensidade instântanea no ponto $P(\mathbf{r})$ no tempo t é dada por

$$I(\mathbf{r}, t) = |K_1|^2 I_1(\mathbf{r}_1, t - t_1) + |K_2|^2 I_2(\mathbf{r}_2, t - t_2) + 2\text{Re}\{K_1^* K_2 U^*(\mathbf{r}_1, t - t_1) U(\mathbf{r}_2, t - t_2)\}, \quad (5.29)$$

onde $\text{Re}\{\}$ denota a parte real. Se tomarmos a média de $I(\mathbf{r}, t)$, e usarmos a eq.(5.13) da função de coerência mútua $\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t_1 - t_2) = \langle U^*(\mathbf{r}_1, t - t_1) U(\mathbf{r}_2, t - t_2) \rangle$, obtemos

$$\langle I(\mathbf{r}, t) \rangle = |K_1|^2 \langle I_1(\mathbf{r}_1, t - t_1) \rangle + |K_2|^2 \langle I_2(\mathbf{r}_2, t - t_2) \rangle + 2\text{Re}\{K_1^* K_2 \Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t_1 - t_2)\}. \quad (5.30)$$

No contexto presente, $\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t_1 - t_2)$ representa a correlação que existe entre as vibrações da luz nos pinholes P_1 e P_2 , nos tempos t_1 e t_2 respectivamente. A quantidade $\langle I(\mathbf{r}_j, t_j) \rangle$ representa a intensidade média da luz no pinhole P_j no tempo t_j ($j = 1, 2$).

Notemos que, se o último termo do lado direito da eq.(5.30) não se anula, a média da intensidade $\langle I(\mathbf{r}, t) \rangle$ não é igual a soma das intensidades (médias) dos dois feixes as quais chegam ao ponto P de observação desde os dois pinholes. Ele difere da soma pelo termo $2\text{Re}\{K_1 K_2^* \Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t_1 - t_2)\}$. Visto que $K_1 \neq 0$ e $K_2 \neq 0$ segue-se que se $\Gamma \neq 0$, a superposição dos dois feixes dará origem a interferência.

Os dois primeiros termos do lado direito da eq.(5.30) tem um significado simples. Para ver isto vamos supor que o pinhole P_2 é fechado, de modo que só a luz do pinhole P_1 chega ao plano B de observação. Neste caso $K_2 = 0$ e é claro, da eq.(5.30), que

$$|K_1|^2 \langle I(\mathbf{r}_1, t) \rangle \equiv \langle I^{(1)}(\mathbf{r}, t) \rangle, \quad (5.31)$$

representa a intensidade média da luz no ponto $P(\mathbf{r})$, a qual chega à este ponto apenas desde o pinhole P_1 . Similarmente obtemos

onde R é a distância $\overline{(P_1 P)} \approx \overline{(P_2 P)}$ e dA é a área de cada abertura [70].

$$|K_2|^2 \langle I(\mathbf{r}_2, t) \rangle \equiv \langle I^{(2)}(\mathbf{r}, t) \rangle, \quad (5.32)$$

representa a intensidade média da luz no ponto $P(\mathbf{r})$ a qual chega a este ponto apenas desde o pinhole P_2 . O último termo do lado direito da eq.(5.30) pode facilmente se expressar em termos de $\langle I^{(1)} \rangle$, $\langle I^{(2)} \rangle$ e γ . Nós temos das eqs.(5.15), (5.31) e (5.32), e lembrando que os fatores K_1 e K_2 são puramente imaginários, a expressão seguinte para a intensidade média da luz em P quando a luz chega ao plano de observação B pelos dois pinholes

$$\begin{aligned} \langle I(\mathbf{r}, t) \rangle &= \langle I^{(1)}(\mathbf{r}, t) \rangle \\ &+ \langle I^{(2)}(\mathbf{r}, t) \rangle + 2[\langle I^{(1)}(\mathbf{r}, t) \rangle]^{1/2}[\langle I^{(2)}(\mathbf{r}, t) \rangle]^{1/2} \text{Re}\{\gamma[\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, (R_1 - R_2)/c]\}, \end{aligned} \quad (5.33)$$

Vemos imediatamente da eq. (5.33) que das medições das intensidades médias $\langle I(\mathbf{r}, t) \rangle$, $\langle I^{(1)}(\mathbf{r}, t) \rangle$ e $\langle I^{(2)}(\mathbf{r}, t) \rangle$ torna-se possível determinar a parte real do grau de coerência complexo $\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau)$. Aliás, é obvio da eq.(5.15) que se, adicionalmente, as medições das intensidades médias $\langle I(\mathbf{r}_1, t) \rangle$ e $\langle I(\mathbf{r}_2, t) \rangle$ da luz nos dois pinholes são feitas, a parte real da função de coerência mútua $\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau)$ pode ser determinada.

Porém, é o valor absoluto do grau de coerência complexo γ , no lugar de sua parte real, a qual é a medida verdadeira do “*contrast*” no efeito da interferência resultante da superposição dos dois feixes. Para mostrar isto examinemos mais a expressão (5.33) da intensidade média $\langle I(\mathbf{r}, t) \rangle$ da luz no plano B de observação. Definamos

$$\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau) = |\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau)| e^{i[\alpha(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau) - 2\pi\bar{\nu}\tau]}, \quad (5.34)$$

onde

$$\alpha(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau) = \text{arg} [\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau)] - 2\pi\bar{\nu}\tau. \quad (5.35)$$

Substituindo a eq.(5.34) na eq. (5.33), obtemos a seguinte expressão para $\langle I(\mathbf{r}, t) \rangle$

$$\begin{aligned} \langle I(\mathbf{r}, t) \rangle &= \langle I^{(1)}(\mathbf{r}, t) \rangle + \langle I^{(2)}(\mathbf{r}, t) \rangle \\ &+ 2[\langle I^{(1)}(\mathbf{r}, t) \rangle]^{1/2}[\langle I^{(2)}(\mathbf{r}, t) \rangle]^{1/2} |\gamma[\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, (R_1 - R_2)/c]| \\ &\times \cos\{\alpha[\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, (R_1 - R_2)/c] - \delta\}, \end{aligned} \quad (5.36)$$

onde

$$\delta = \frac{2\pi\bar{\nu}}{c}(R_1 - R_2) = \bar{k}(R_1 - R_2), \quad (5.37)$$

com

$$\bar{k} = \frac{2\pi\bar{\nu}}{c} = \frac{2\pi}{\bar{\lambda}}, \quad (5.38)$$

onde $\bar{\lambda}$ denota o comprimento de onda médio da luz. Agora como assumimos que o plano de observação da luz B está muitos comprimento de onda afastado do plano A dos pinholes, as

intensidades médias $\langle I^{(1)} \rangle$ e $\langle I^{(2)} \rangle$ dos dois feixes mudam lentamente com a posição $P(\mathbf{r})$, sobre o plano B . Além disso, desde que também supomos que a luz é quase-monocromática, segue-se das propriedades da aproximação do envelope lentamente variável (ver capítulo 2) que $|\gamma|$ e α também mudaram lentamente sobre todo o plano de observação B para a qual a mudança na distância $R_1 - R_2$ (o atraso no caminho $[PP_1] - [PP_2]$ introduzido entre a luz emitida pelos dois pinholes) seja menor comparado ao comprimento de coerência da luz. Conseqüentemente, as mudanças em $|\gamma|$ e α devido às mudanças no argumento $(R_1 - R_2)/c$ no lado direito da eq.(5.36) podem ser desprezados, desde que

$$||R_1 - R_2|_{P'} - |R_1 - R_2|_P| \ll \frac{c}{\Delta\nu} = l_c, \quad (5.39)$$

onde $|R_1 - R_2|_P$ representa a diferença nas distâncias dos pontos P dos dois pinholes, $|R_1 - R_2|_{P'}$ representa esta diferença para um ponto P' vizinho no plano B e $\Delta\nu$ denota a largura de linha efetiva da luz. Entretanto, o termo cosseno do lado direito da eq.(5.36) mudará rapidamente com a posição \mathbf{r} no ponto P sobre o plano B por a presença do termo δ . Segundo a eq.(5.37) este termo é inversamente proporcional ao comprimento de onda médio $\bar{\lambda}$ da luz. Portanto, para uma região suficientemente pequena do plano de observação B , a intensidade média $\langle I(\mathbf{r}, t) \rangle$ mudará aproximadamente sinusoidalmente com a posição, desde que $|\gamma| \neq 0$;

A medida habitual do contraste das franjas de interferência é chamada **Visibilidade**, um conceito introduzido por Michelson [73]. A visibilidade $V(\mathbf{r})$ no ponto $P(\mathbf{r})$ no padrão de interferência é definida pela expressão

$$V(r) = \frac{\langle I \rangle_{max} - \langle I \rangle_{min}}{\langle I \rangle_{max} + \langle I \rangle_{min}}, \quad (5.40)$$

onde $\langle I \rangle_{max}$ e $\langle I \rangle_{min}$ representam a máxima e mínimo valor que a intensidade média tem na vizinhança imediata de P . Agora da eq. (5.36) temos, para uma boa aproximação,

$$\begin{aligned} \langle I \rangle_{max} &= \langle I^{(1)}(\mathbf{r}, t) \rangle + \langle I^{(2)}(\mathbf{r}, t) \rangle \\ &+ 2 \left[\langle I^{(1)}(\mathbf{r}, t) \rangle \right]^{1/2} \left[\langle I^{(2)}(\mathbf{r}, t) \rangle \right]^{1/2} |\gamma[\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, (R_1 - R_2)/c]|, \end{aligned} \quad (5.41)$$

$$\begin{aligned} \langle I \rangle_{min} &= \langle I^{(1)}(\mathbf{r}, t) \rangle + \langle I^{(2)}(\mathbf{r}, t) \rangle \\ &- 2 \left[\langle I^{(1)}(\mathbf{r}, t) \rangle \right]^{1/2} \left[\langle I^{(2)}(\mathbf{r}, t) \rangle \right]^{1/2} |\gamma[\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, (R_1 - R_2)/c]|, \end{aligned} \quad (5.42)$$

portanto a eq.(5.40) torna-se

$$V(r) = 2 \left[\eta(\mathbf{r}) + \frac{1}{\eta(\mathbf{r})} \right]^{-1} |\gamma[\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, (R_1 - R_2)/c]|, \quad (5.43)$$

onde

$$\eta(\mathbf{r}) = \left[\frac{\langle I^{(1)}(\mathbf{r}, t) \rangle}{\langle I^{(2)}(\mathbf{r}, t) \rangle} \right]^{1/2}. \quad (5.44)$$

Em particular, quando as intensidades médias dos dois feixes em P são iguais, como é o caso

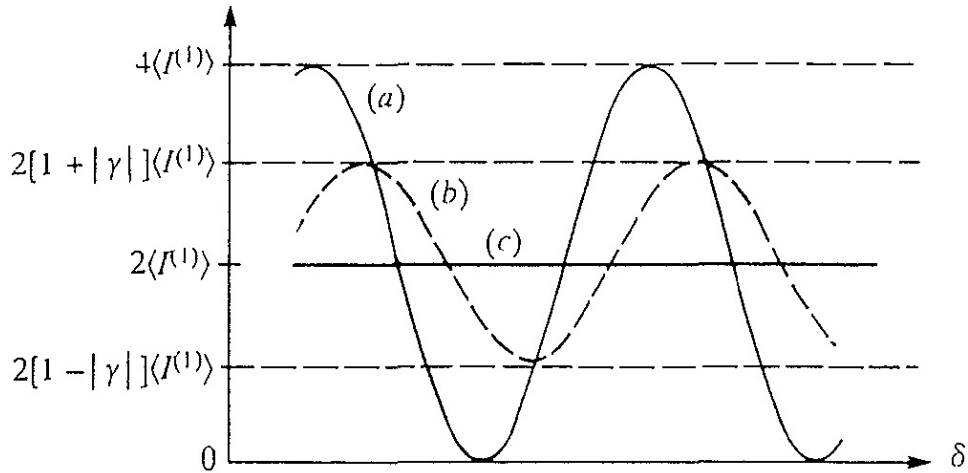


Figura 5.7: Comportamento da intensidade média $\langle I \rangle$ em volta do ponto $P(\mathbf{r})$ no plano de observação B , produzido pela superposição de dois feixes quase-monocromáticos de igual intensidade média $\langle I^{(1)} \rangle$ no experimento de interferência de Young ilustrado na figura 5.6. As curvas ilustram os seguintes três casos: (a) $|\gamma|=1$: Coerência completa, (b) $0 < |\gamma| < 1$: Coerência parcial, (c) $\gamma=0$: Incoerência completa.

mais freqüente, então $\eta = 1$ e a eq.(5.43) reduz a

$$V(r) = |\gamma[\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, (R_1 - R_2)/c]|; \quad (5.45)$$

i.e. $|\gamma|$ é simplesmente igual à visibilidade das franjas. O comportamento da intensidade média no plano de observação é mostrado na figura 5.7, sob a suposição que as intensidades médias dos dois feixes interferindo são iguais. Segundo a eq.(5.3-13), $0 \leq |\gamma| \leq 1$. Vemos da figura 5.7 que, no caso extremo $|\gamma| = 1$, a intensidade média em torno do ponto P no padrão de franjas comporta-se a maior variação periódica possível, entre os valores $4\langle I^{(1)} \rangle$ e zero. No caso extremo oposto, $\gamma = 0$, as franjas de interferência não são formadas absolutamente; a distribuição de intensidade média na vizinhança de P é essencialmente uniforme. Estes são os casos tradicionais que são ditos representam uma **coerência completa** ou da **luz coerente** [linha (a) da figura (5.7)], e **incoerência completa** ou da **luz incoerente** [linha (c) da figura (5.7)], respectivamente. Os valores intermediários ($0 < |\gamma| < 1$) caracterizam o caso de **coerência parcial** ou da **luz parcialmente coerente** [linha (b) da figura (5.7)]; a distribuição de intensidades medias no padrão de interferência em torno de P então exibem uma variação periódica entre os valores $2(1 + |\gamma|)\langle I^{(1)} \rangle$ e $2(1 - |\gamma|)\langle I^{(1)} \rangle$.

Em geral, $\tau = (R_1 - R_2)/c$ é da ordem de 10^{-12} s para a região onde encontra-se o padrão de interferência, a qual é varias ordens de grandeza menor que o tempo de coerência τ_c de fontes luz típicas (ver Tabela 5.1), portanto podemos considerar que $\tau \sim 0$, obtendo

$$V(r) = |\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, 0)| = |g(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)|, \quad (5.46)$$

que é a intensidade mútua normalizada, a qual caracteriza só a coerência espacial da luz.

5.5 Geração Experimental de Luz Parcialmente Coerente

Um laser tem como característica principal possuir uma coerência perfeita ou total, tanto espacialmente quanto temporalmente⁵, fazendo assim possível e prático seu uso em diversos experimentos de Física Óptica e Atômica. Mas, devido à possuir uma coerência fixa, investigações relacionadas com as propriedades coerentes da luz não podem se realizar. Luz produzida por um laser ao atravessar uma disco fosco girante pode superar esta limitação.

Introduzido pela primeira vez por Martienssen e Spiller [74] com o objetivo de gerar luz térmica com um tempo de coerência ajustável, luz gerada desta forma tem ultimamente produzido varias investigações no estudo do procesamento de imagens [38, 39]. As razões principais para seu uso são, porque providencia uma fonte luminosa controlável da coerência temporal e da coerência espacial, e porque mudando estas coerências, controlamos os efeitos de interferência e difração presentes na luz altamente coerente.

A seguir descreveremos o arranjo experimental, as principais propriedades e a caracterização da luz gerada usando a técnica do disco fosco girante.

5.5.1 Arranjo Experimental

Nosso arranjo experimental para gerar luz com uma coerência espacial controlável (a qual foi usada na referência [75]) é mostrado na figura 5.8 e será usado no experimento de clonagem de imagens usando EIA, o qual é assunto do próximo capítulo⁶.

O feixe colimado que sai de nossa fonte laser **La** atravessa uma lente esférica **Mc** e é focalizado na face granulada de um disco girando de vidro fosco **G**. Este disco foi adquirido da empresa “Thorlabs Inc.” e basicamente é um disco com uma face bem polida e a outra face granulada; as granulações têm tamanho e são localizadas na superfície do disco, aleatoriamente. Antes de usar este disco como gerador de incorência dentro do perfil do feixe laser nós tentamos diversos

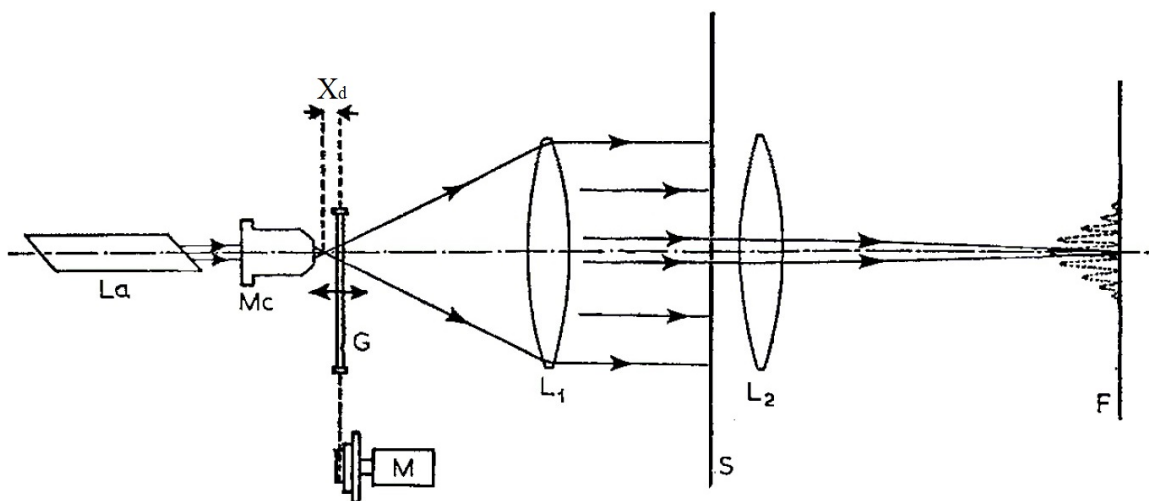


Figura 5.8: Arranjo experimental para produzir luz parcialmente coerente e para medir sua coerência espacial. Figura adaptada da referência [75].

⁵Luz de sistemas lasers típicos têm uma largura de linha espectral de algumas centenas de KHz, a qual é bem menor que a maioria de fontes de luz disponíveis.

⁶É bom também adicionar que através deste arranjo nós conseguimos controlar sua coerência temporal.

materias, ficando finalmente com este. O feixe de luz laser focalizado incide sobre o disco fosco à aproximadamente $r = 25$ mm de seu eixo de revolução. Este disco é girado através de um motor **M** da qual a velocidade é controlada mediante uma fonte de voltagem, e é precisamente transladado ao longo do eixo óptico com um parafuso micrométrico o qual muda a distância X_d de separação entre o ponto focal da lente **Mc** e a posição do disco de vidro fosco.

Logo, a luz emitida do disco é colimada mediante a lente **L₁** e tem uma estrutura granular sobre o campo de luz (ver figuras 5.10-5.12). O tamanho dos grânulos pode ser variado mudando a área da fonte da luz térmica e o número F da lente **L₁**, esta última sendo mantido fixo para esta tese.

5.5.2 Propriedades

As propriedades da coerência temporal foram estudadas teorica e experimentalmente por Estes et.al [76], o qual mostrou que o tempo de coerência para esta fonte de luz térmica é dada pela expressão

$$\tau_c^{-1} = (2v/\lambda f_{Mc})\sigma_S(2\ln 2)^{1/2}, \quad (5.47)$$

onde λ é o comprimento de onda, σ_S é o raio do feixe de luz laser colimado, f_{Mc} é a distância focal da lente **Mc** e v é a velocidade linear do disco de vidro fosco. A relação (5.47) nos permite, que mantendo fixa a lente **Mc** e o diâmetro do feixe laser, mudar o tempo de coerência da fonte mudando a frequência de rotação do disco ($f' = v/2\pi r$), que no nosso caso manteremos fixa em um valor de $f' = 4$ Hz (ou equivalentemente $v \sim 25$ m/s).

Por outro lado, suas propriedades espaciais foram estudadas de forma teórica, amplamente por Mandel e Wolf [71], e de forma experimental por Asakura [75], os quais mostraram que seu grau de coerência complexo [eq. (5.26)] é dado pela seguinte expressão

$$g(\Delta\rho) = \exp[-\Delta\rho^2/2\sigma_g^2], \quad (5.48)$$

onde $\Delta\rho$ representa a separação entre os pontos **r₁** e **r₂** no plano z do feixe, e σ_g é o comprimento transversal de coerência. A luz com este tipo de dependência é conhecida como fonte Gaussiana do tipo Schell [77] e é quase-uniforme⁷. Além disso, como esta função é monotônica, só precisamos determinar o grau de coerência em um ponto, para o caracterizar completamente.

Outra propriedade relacionada com a coerência espacial e a propagação do feixe ao longo de seu eixo óptico z é [78]

$$\sigma_g^{(z)}/\sigma_S^{(z)} = \sigma_g^{(0)}/\sigma_S^{(0)}, \quad (5.49)$$

portanto, se mativermos fixo o tamanho do feixe, o comprimento transversal de coerência é independente da posição z do feixe ao longo de seu eixo de propagação, sempre que z seja muito maior que o comprimento de onda (i.e. estando sempre na condição da aproximação de campo distante).

⁷Uma luz quase-uniforme é a qual é invariante sob a posição pela qual é observada sem considerar suas bordas.

5.5.3 Caracterização e resultados experimentais

O controle da coerência espacial é obtido mudando a separação X_d entre o disco fosco e o ponto de focalização da lente **Mc** [75], a qual muda especificamente o comprimento transversal de coerência. Sua caracterização foi realizada usando o interferômetro de dupla fenda de Young (ver lado direito da figura 5.8), onde os padrões de interferência gerados pelas fendas em **S** são observadas na tela **F** que está a uma distância igual ao valor do foco da lente **L₂**.

Usando as fendas duplas

Usando uma lente **Mc** de 100 mm de distância focal e uma objetiva como lente **L₁**, nós obtivemos um feixe com coerência espacial parcial, com intensidade constante, linearmente polarizado, e com um diâmetro aproximado de 7 mm. A fenda dupla usada para a caracterização do grau de coerência espacial tem uma separação de 100 μm e os padrões de interferência são capturados usando uma camera CCD “COHU 4812”.

O resultado obtido para $X_d=0,00$ mm é mostrado na figura 5.9, onde um grau de coerência de 0,84 é obtido usando uma versão modificada da equação (5.36) que leva em conta a difração nas fendas. Esta versão modificada da intensidade ao longo da direção horizontal (“x”) do padrão de interferência é dada pela seguinte expressão

$$I(x) = I_0 + I_1 \text{Sinc}^2 [A(x - x_1)] \{1 + |\gamma| \cos [B(x - x_2)]\}, \quad (5.50)$$

onde I_0, I_1, A e B são variáveis de intensidade e frequência ajustáveis, e (x_1, x_2) são fatores de fase. A análise é feita no centro do padrão de interferência na direção vertical. Similarmente, são mostrados nas figuras 5.10 e 5.11 os padrões de interferências para as posições $X_d=2,05$ mm e $X_d=3,25$ mm, respectivamente.

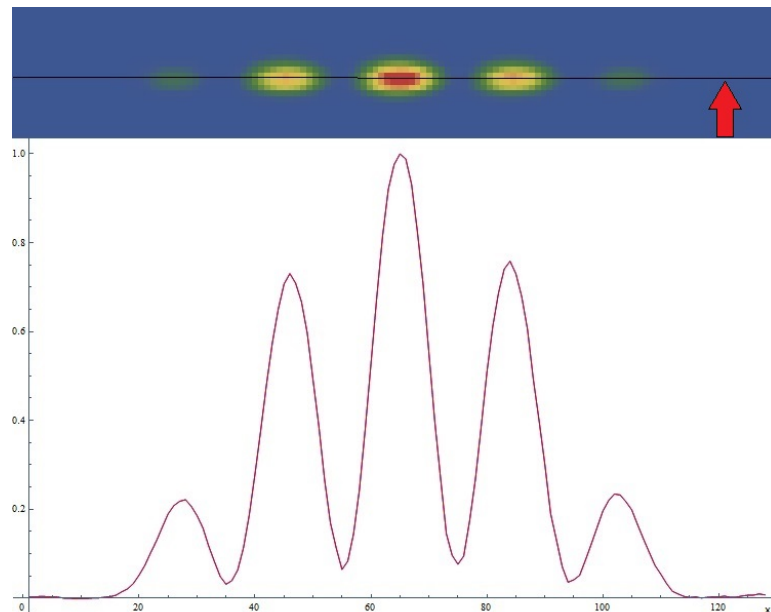


Figura 5.9: Padrões de interferência para luz laser atravessando um disco fosco para $X_d=0,00$ mm. Luz parcialmente coerente com um grau de coerência de 0,84. A linha preta mostra onde é feito a análise.

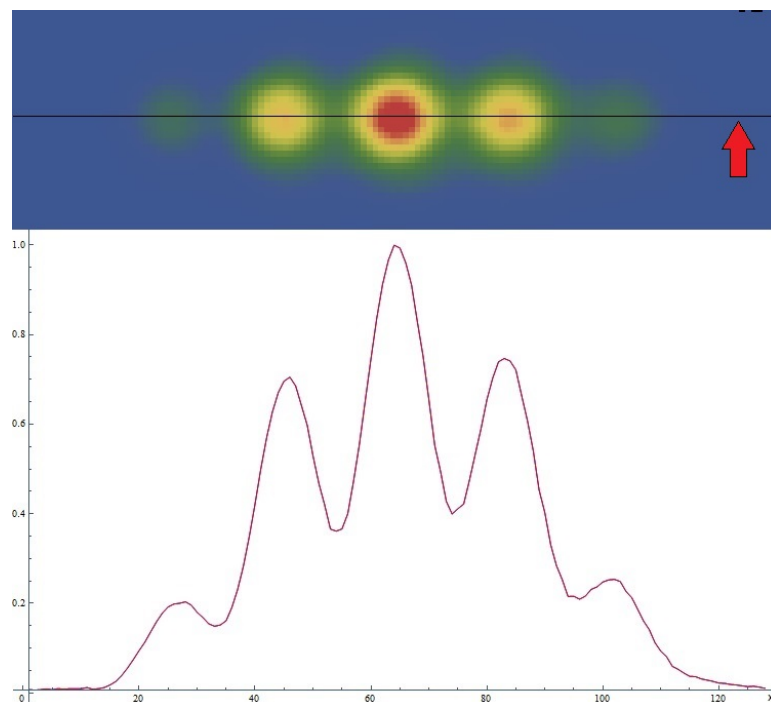


Figura 5.10: Padrões de interferência para luz laser atravessando um disco fosco para $X_d=1,50$ mm. Luz parcialmente coerente com um grau de coerência de 0,42. A linha preta mostra onde é feito a análise.

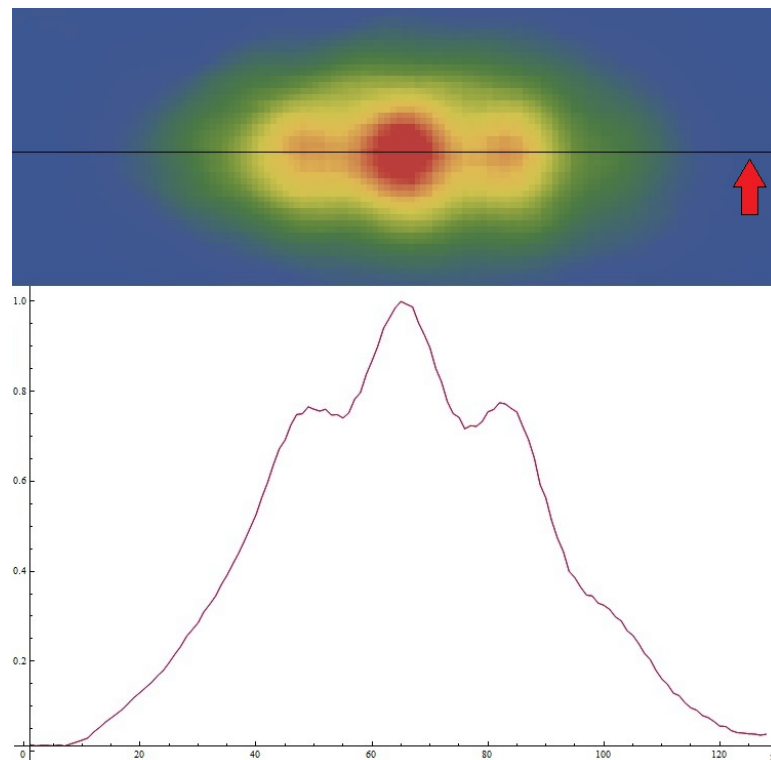


Figura 5.11: Padrões de interferência para luz laser atravessando um disco fosco para $X_d=3,25$ mm. Luz parcialmente coerente com um grau de coerência de 0,11. A linha preta mostra onde é feito a análise.

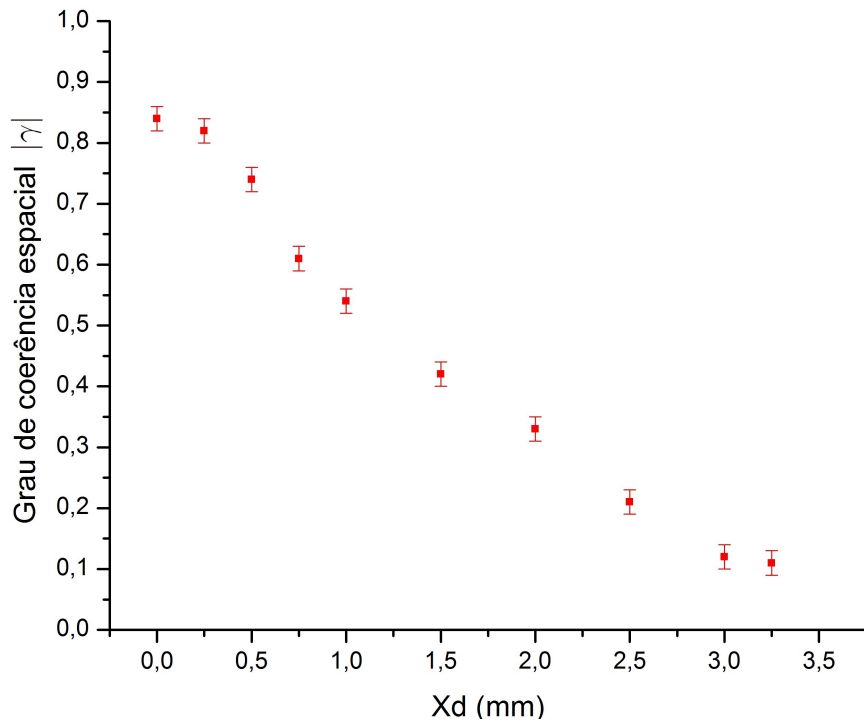


Figura 5.12: Grau de coerência espacial $|\gamma|$, para a luz térmica gerada usando uma fonte de luz de um laser de diodo em 780 nm e um disco fosco, em função da distância de separação X_d entre a posição do disco e o ponto de focalização da lente **Mc** (olhar figura 5.8).

Como pode ser observado, com a mudança de X_d , muda a visibilidade das franjas, correspondendo a uma mudança no grau de coerência espacial da luz gerada. A figura 5.12 mostra a caracterização desta coerência para vários valores de separação X_d , onde notamos que um controle desde um valor de 0,84 até 0,11, é obtido. Um valor de coerência igual a 1,0 só é atingido quando a separação das fendas é próximo de zero ou quando o tamanho do feixe focalizado no disco seja menor que o tamanho dos espalhadores no disco fosco.

Usando os “speckles”

Outro tipo de caracterização da coerência espacial pode ser feita usando os “speckles” observados quando o disco é mantido estacionário, onde a razão σ_g/σ_S pode ser encontrada usando o modelo descrito na referência [79]. Este modelo basicamente consiste em obter a função de autocorrelação de intensidade do feixe usando o padrão de speckles obtido ao manter parado o disco fosco. A seguir, é ajustada a função por duas gaussianas, obtendo finalmente suas larguras as quais estão relacionadas diretamente com a razão σ_g/σ_S (ver figura 5.13).

Os padrões de speckles são mostrados nas figuras 5.13a, 5.13c e 5.13e, para diferentes posições do disco fosco (X_d), onde um maior número de speckles são observados quando nós vamos afastando do ponto de focalização da lente **Mc**. Este comportamento é esperado e é compatível com o resultado prévio, já que cada “speckle” é gerado pelo espalhamento do feixe laser incidindo no disco em um espalhador. Então, se temos um maior número de speckles, significa que o feixe laser interagiu com um maior número de espalhadores, cada um gerando luz com uma fase própria e diferente à dos outros, gerando portanto uma menor correlação entre eles, resultando em um feixe global menos coerente.

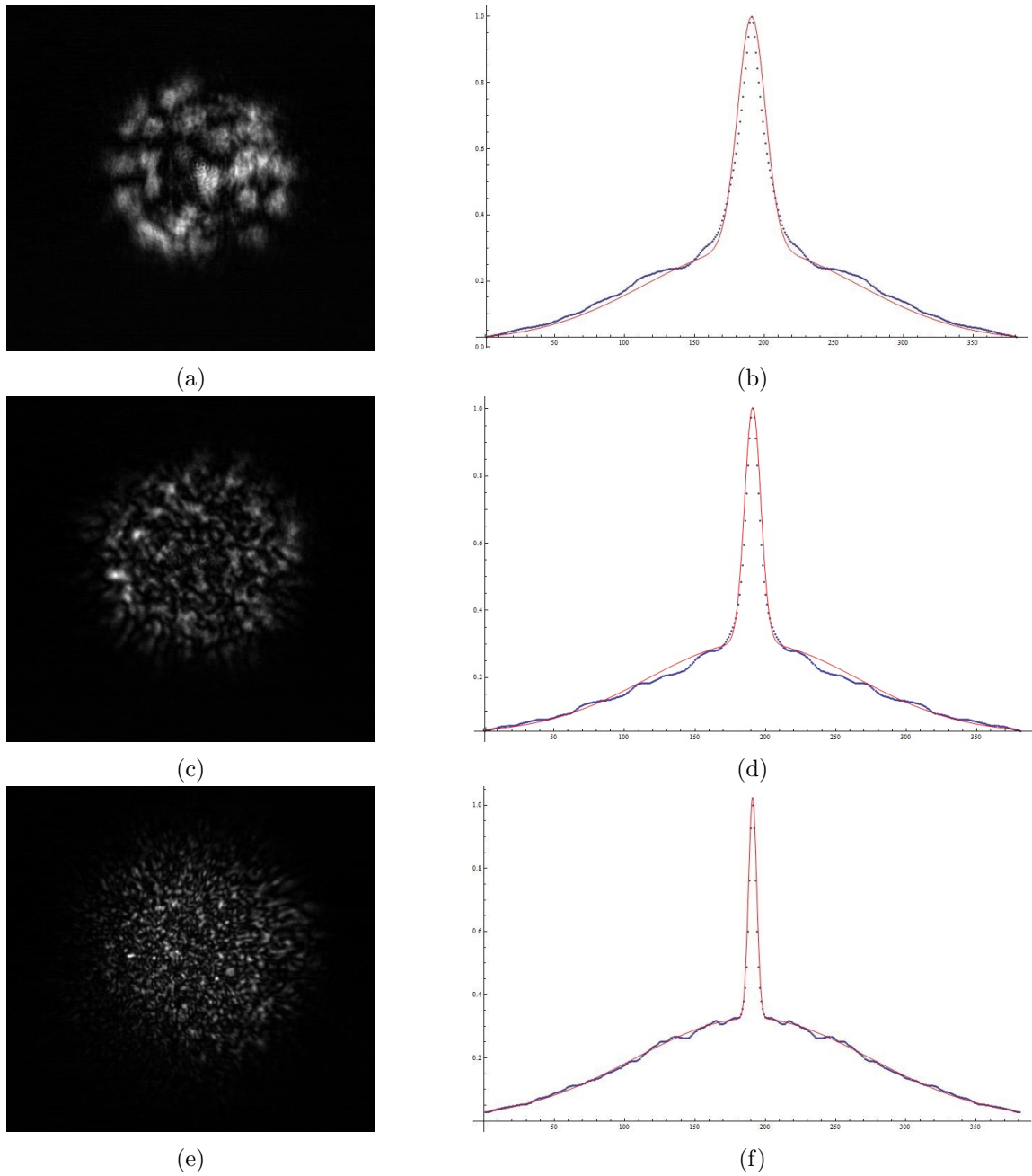


Figura 5.13: Speckles obtidos para uma separação (a) $X_d=0,00$ mm, (c) $X_d=1,00$ mm e (e) $X_d=3,00$ mm, quando o disco esta parado. As figuras (b), (d) e (f) corresponde ao ajuste das figuras (a), (c) e (e), respectivamente, usando o modelo da referência [79] da qual é obtido a razão σ_g/σ_S .

Por outro lado, as figuras 5.13b, 5.13d e 5.13f mostram a função de autocorrelação para diferentes graus de coerência espacial ajustada por duas gaussianas. Nestas figuras notamos que a largura do pico superior diminui ao afastar o disco fosco do foco da lente **Mc** ou, equivalentemente, quando aumenta o número de speckles no feixe. O limite inferior desta largura, e portanto da razão σ_g/σ_S , é de 0, a qual corresponde a uma fonte de luz incoerente. Por outro lado, o valor máximo que pode tomar esta largura é a do próprio feixe, o qual leva a um valor de 1,0 para razão σ_g/σ_S , que é o caso de uma luz totalmente coerente. Isto parece contraditório com o dito nas seções anteriores de que o comprimento de coerência espacial para um laser é

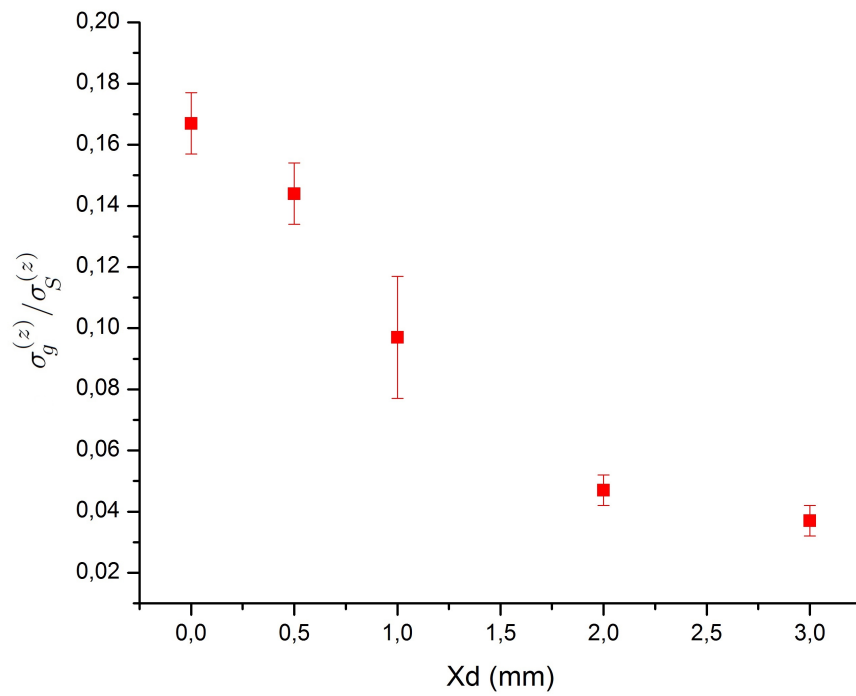


Figura 5.14: Dependência de σ_g/σ_S com a separação X_d entre o disco fosco e o ponto de focalização da lente **Mc**.

infinito, mas fisicamente toda quantidade possui um valor finito, e neste caso é a largura do próprio feixe.

Os resultados da razão σ_g/σ_S para diferentes valores de X_d são mostrados na figura 5.14, onde cada ponto da curva foi obtido fazendo uma média de quatro padrões de speckles. E finalmente lembrando da propriedade de invariância do comprimento de coerência espacial com à propagação do feixe (descrito na seção anterior), nós temos completamente caracterizado nosso feixe gerado pelo disco fosco usando os speckles.

Capítulo 6

Clonagem de Imagens com Luz Parcialmente Coerente

No capítulo anterior nós introduzimos uma outra fonte de luz, a luz parcialmente coerente “LPC” ou luz térmica, e fizemos a caracterização experimental de suas propriedades de coerência óptica, dada por seu tempo de coerência temporal (“ τ_c ”) e seu grau de coerência espacial (“ $|\gamma|$ ”). Portanto, nós começaremos este capítulo com uma breve introdução da importância da exploração desta fonte de luz no armazenamento e clonagem de imagens. Logo, faremos a descrição do arranjo experimental usados no experimento de clonagem imagens. Também apresentamos a caracterização experimental das propriedades espectrais do EIA usando como feixe de acoplamento a luz parcialmente coerente. Finalmente, mostramos nossos resultados experimentais da clonagem de imagens (geradas usando luz térmica) em um meio atômico sob EIA, junto com sua respectiva análise e discussão.

6.1 Introdução

O processamento de informação mediante o uso de efeitos de coerência quântica tem sido recentemente muito explorado. A maioria destes trabalhos é baseada no fenômeno de transparência induzida eletromagneticamente (EIT) em vapores atômicos. Entre as muitas aplicações, por exemplo, all-optical buffer and routers [80], o armazenamento de luz num meio atômico tem obtido grande atenção devido a que o controle coerente, usando as interações entre campos ópticos e um meio preparado coerentemente, pode simular uma memória quântica, útil para a manipulação de estados quânticos fotônicos em comunicação quântica e redes quânticas [81].

Em particular, nós estamos interessados no armazenamento e clonagem de imagens num vapor atômico. O armazenamento de imagens já foi demonstrado [40], mas a difusão atômica impõe certas limitações na qualidade das imagens recuperadas. Existem diferentes métodos de reduzir este efeito de difusão atômica, usando a técnica litográfica de deslocamento de fase óptico [41, 40], ou salvando a transformada de Fourier da imagem (i.e., o padrão de difração) em vez de salvar diretamente a imagem [42, 43]. Mas, estas abordagens, tem várias limitações técnicas. Por exemplo, para o primeiro caso, precisamos preparar uma placa de fase específica para cada imagem a ser armazenada, tornando assim seu uso pouco prático. Para os segundo caso, é necessário que o comprimento do meio seja menor que a distância focal da lente da transformada

de Fourier, limitando assim o tempo de armazenamento devido a pequena profundidade óptica do meio. Uma solução alternativa ao problema de difusão atômica, e que contorna os problemas das outras duas técnicas descritas acima, é a abordagem recentemente proposta e mostrada por Cho et. al. [44], onde explorando o uso da luz parcialmente coerente, conseguiram armazenar imagens por quase $12 \mu\text{s}$ sem difusão dentro de um meio atômico usando o fenômeno de EIT.

Mas, segundo nosso conhecimento, experimentos relacionados com a clonagem de imagens geradas usando luz térmica, não existem atualmente na literatura. Portanto, nós proporemos e mostramos nesta tese, o estudo da clonagem de imagens em um meio atômico usando o fenômeno de absorção induzida eletromagneticamente (EIA).

6.2 Arranjo Experimental

Nós começaremos a demonstração experimental da clonagem de imagens com luz parcialmente coerente via EIA, descrevendo primeiro o arranjo experimental utilizado ao longo deste experimento.

O diagrama do arranjo experimental utilizado nas medidas apresentadas neste capítulo é mostrado na figura 6.1. O arranjo é igual ao usado no capítulo 4, tendo uma única diferença, a inserção do sistema de geração de luz parcialmente coerente, i.e. do disco fosco mais duas lentes, no trajeto do laser 2 antes do polarizador usado para definir a polarização deste laser.

Nós não repetiremos aqui o processo de alinhamento dois feixes porque elas foram amplamente descritas no capítulo 4. Simplesmente lembraremos que foram usados dos lasers, o laser 1 e o laser 2, os quais definiremos ao longo deste capítulo como o laser de prova e o laser de

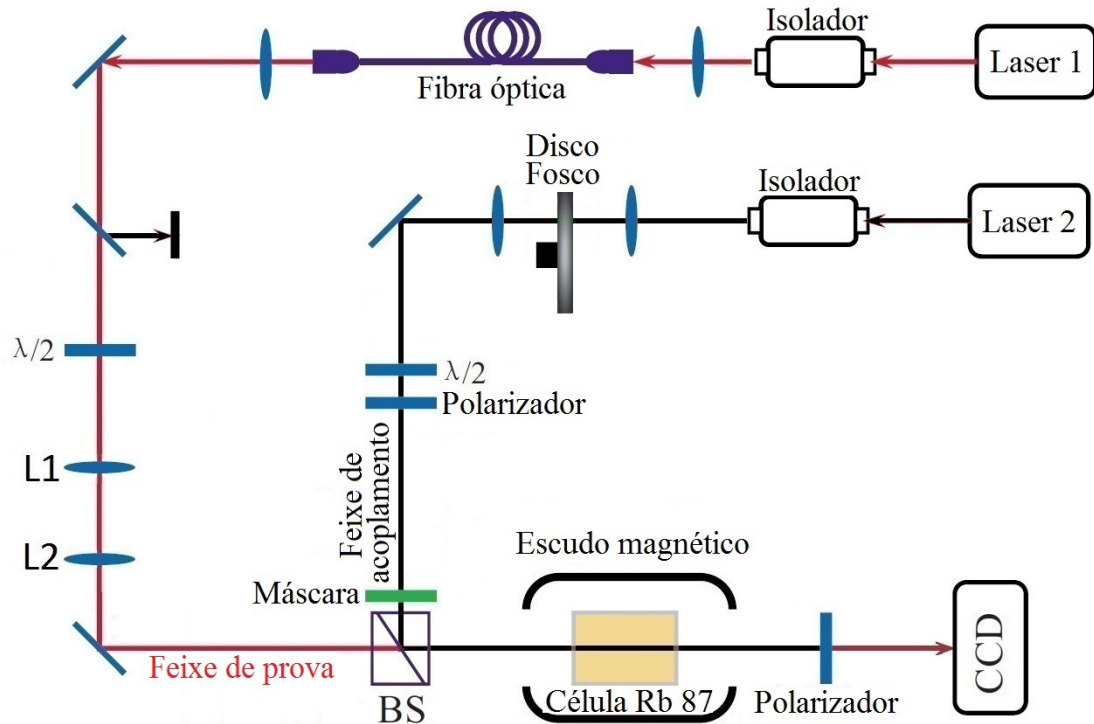


Figura 6.1: Diagrama do arranjo experimental para clonagem de imagens com luz térmica via EIA em uma célula de vapor atômico.

acoplamento, respectivamente. E, também foi usado uma máscara para imprimir o formato de uma imagem arbitrária no perfil do feixe de acoplamento.

Igual ao caso dos experimentos com luz coerente, a transição a ser explorada é $F=2 \rightarrow F'=3$ da linha D2 dos átomos de rubídio 87, portanto, as frequências de operação de nossos lasers estarão bem próximos desta transição. O tamanho dos diâmetros dos feixes de prova e de acoplamento são de 6 mm e de 7 mm, respectivamente, ambos estando bem colimados. Estes feixes foram alinhados ao modo de estar sempre colineares fato mantido até o final do experimento.

Como foi dito no capítulo 5, a luz parcialmente coerente é caracterizada pelo valor do grau de coerência espacial ($|\gamma|$), a qual usaremos para caracterizar e distinguir nossos resultados da clonagem de imagens.

6.3 Caracterização Espectral do EIA com LPC

Nós começaremos mostrando as nossas medidas das características espectrais do EIA, quando o sistema atômico interage com uma fonte de luz parcialmente coerente, a qual foi gerada, nesta tese, usando um disco fosco.

Para realizar estas medidas nós simplesmente mudamos a câmara CCD do arranjo experimental da figura 6.1 por um fotodetector, sem usar a máscara, por enquanto. E usaremos um valor de potência para o feixe de prova de $100 \mu\text{W}$ e uma temperatura para a célula de 38°C , ao longo de todo o experimento.

A caracterização espectral do EIA, foi feita travando ativamente o laser de prova na transição $F=2 \rightarrow F'=3$ e varrendo a frequência do laser de acoplamento em torno desta mesma transição em aproximadamente 500 MHz. Ademais, usamos a frequência dessa mesma transição como frequência de referência e definimos a dessintonia da frequência do laser de acoplamento (" δ_c ") em relação a esta frequência.

Na ausência do feixe de acoplamento, a transmissão do laser de prova é de $\sim 3\%$ como foi obtido no capítulo 3 (ver Fig. 3.13), isto porque o feixe de prova foi mantido igual, portanto suas propriedades ópticas também ficaram iguais.

A linha preta nas figuras da 6.2a à 6.5d, é o espectro de absorção saturada (EAS) do laser de acoplamento usado para calibrar sua frequência, onde os picos mostram as frequências de ressonância dos átomos de rubídio, junto com alguns picos tipo "crossover".

Ao aplicar o feixe de acoplamento parcialmente coerente, a curva obtida para a transmissão do feixe de prova é mostrada pela figura 6.2a (linha vermelha). Notamos que esta curva têm muito ruído, fato característico ao se trabalhar com uma fonte de luz térmica e que se surge devido às flutuações em sua amplitude. Portanto, foi necessário fazer um tratamento aos dados obtidos durante o experimento para obter curvas mais limpas. Isto foi realizado fazendo uma média de um conjunto de 50 espectros e os resultados são mostrados nas figuras da 6.2b à 6.3 para diferentes valores do grau de coerência espacial, onde a linha vermelha é a transmissão do feixe de prova logo ao atravessar a célula.

A potência de laser de acoplamento é de 2,0 mW e os graus de coerência espacial usados foram $|\gamma|=0,84, 0,74, 0,33$ e $0,21$. Como é esperado nestas figuras, observamos os dois picos de transparência, nas posições correspondentes as transições $F=2 \rightarrow F'=2,3$, onde, para uma

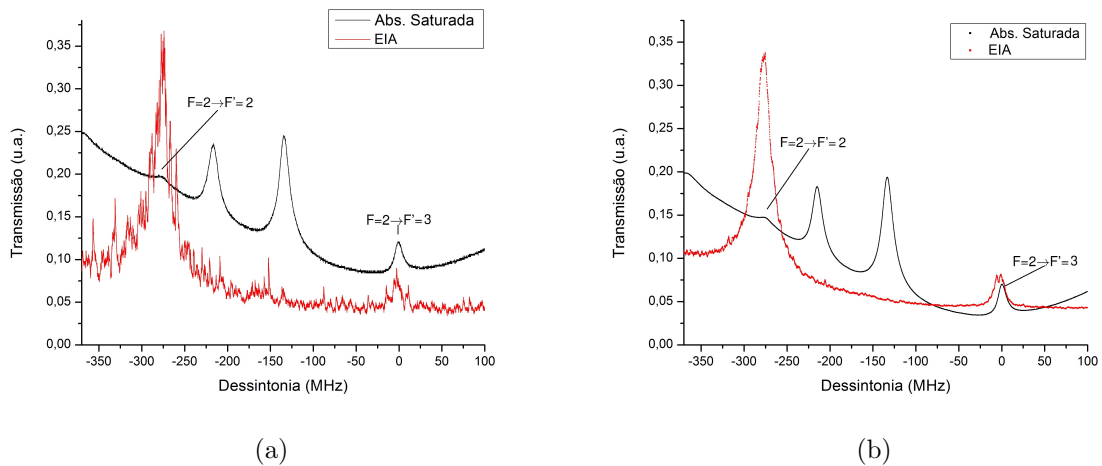


Figura 6.2: (Linha Vermelha) Espectro de transmissão do feixe de prova ao aplicar e varrer o feixe de acoplamento para um $|\gamma|=0,84$ e (Linha preta) Espectro de absorção saturada do laser de acoplamento, (a) sem fazer e (b) fazendo média aos dados.

freqüência igual a da transição $F=2 \rightarrow F'=3$ observamos ainda um pico adicional dentro da janela de transparência. Nós analisaremos estes picos nas seguintes seções, um por um.

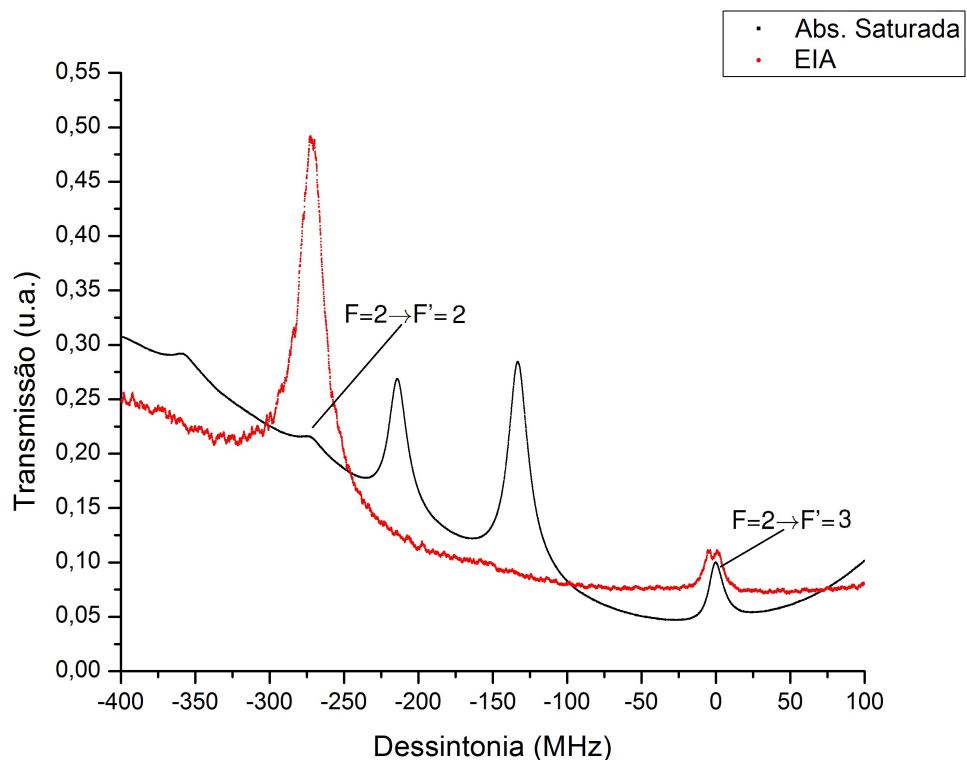


Figura 6.3: (Linha Vermelha) Espectro de transmissão do feixe de prova ao aplicar e varrer o feixe de acoplamento para um $|\gamma|=0,74$. (Linha preta) Espectro de absorção saturada do laser de acoplamento.

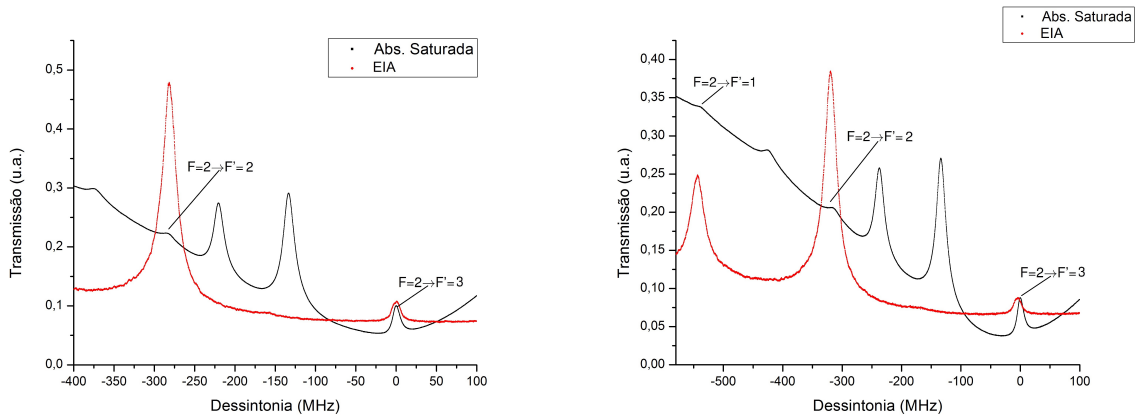


Figura 6.4: (Linha Vermelha) Espectro de transmissão do feixe de prova ao aplicar e varrer o feixe de acoplamento para um (a) $|\gamma|=0,33$ e (b) $|\gamma|=0,21$. (Linha preta) Espectro de absorção saturada do laser de acoplamento.

6.3.1 Transição $F=2 \rightarrow F'=2$: Bombeio

O pico de transparência, para uma dessintonia de $\delta_c \sim 267$ MHz (correspondente à transição $F=2 \rightarrow F'=3$), que aparecem nas figuras da 6.2b à 6.3, correspondem ao efeito de bombeamento óptico. O tamanho deste pico é sempre bem maior ao do pico da direita (relacionado ao EIA), obtendo um fator de aproximadamente 4 entre eles. Este fator é sempre igual para todos os valores do grau de coerência espacial.

Como foi demonstrado no capítulo 4, o uso desta transição não leva a uma clonagem eficiente da imagem impressa no feixe de acoplamento para o feixe de prova, mas devido à utilização da luz térmica é interessante conferir se este comportamento se mantém para este tipo de luz.

Por outro lado, uma caracterização do valor máximo destes picos com o grau de coerência não é possível, porque nossos resultados não mostram correlação alguma entre estes valores, outro motivo é não termos um modelo teórico que descreva o processo de interação entre este tipo de luz e os átomos, não sabendo portanto o comportamento a ser esperado.

6.3.2 Transição $F=2 \rightarrow F'=3$: EIA

Para analisar a estrutura que aparece em torno da transição $F=2 \rightarrow F'=3$, nós diminuimos a faixa de varredura do laser de acoplamento para 100 MHz em torno da transição referida.

As curvas de transmissão obtidas para o feixe de prova, para os valores de $\gamma=0,84$ e $\gamma=0,74$ (ver linha vermelha das figuras 6.5a e 6.5b), mostram um pico estreito em torno da ressonância correspondente ao sinal de EIA. A largura de linha deste é de $(1,2 \pm 0,2)$ MHz e de $(1,4 \pm 0,2)$ MHz, respectivamente.

Mas, para um valor de $\gamma=0,33$ (ver figura 6.5c), este sinal de EIA aparentemente some, embora possamos perceber uma pequena estrutura perto do topo do pico de transparência. Nós suspeitamos que a média feita para obter as curvas é insuficiente, precisando de uma média de um conjunto maior de dados para poder visualizar alguma estrutura interna relacionada ao EIA para este valor de incoerência.

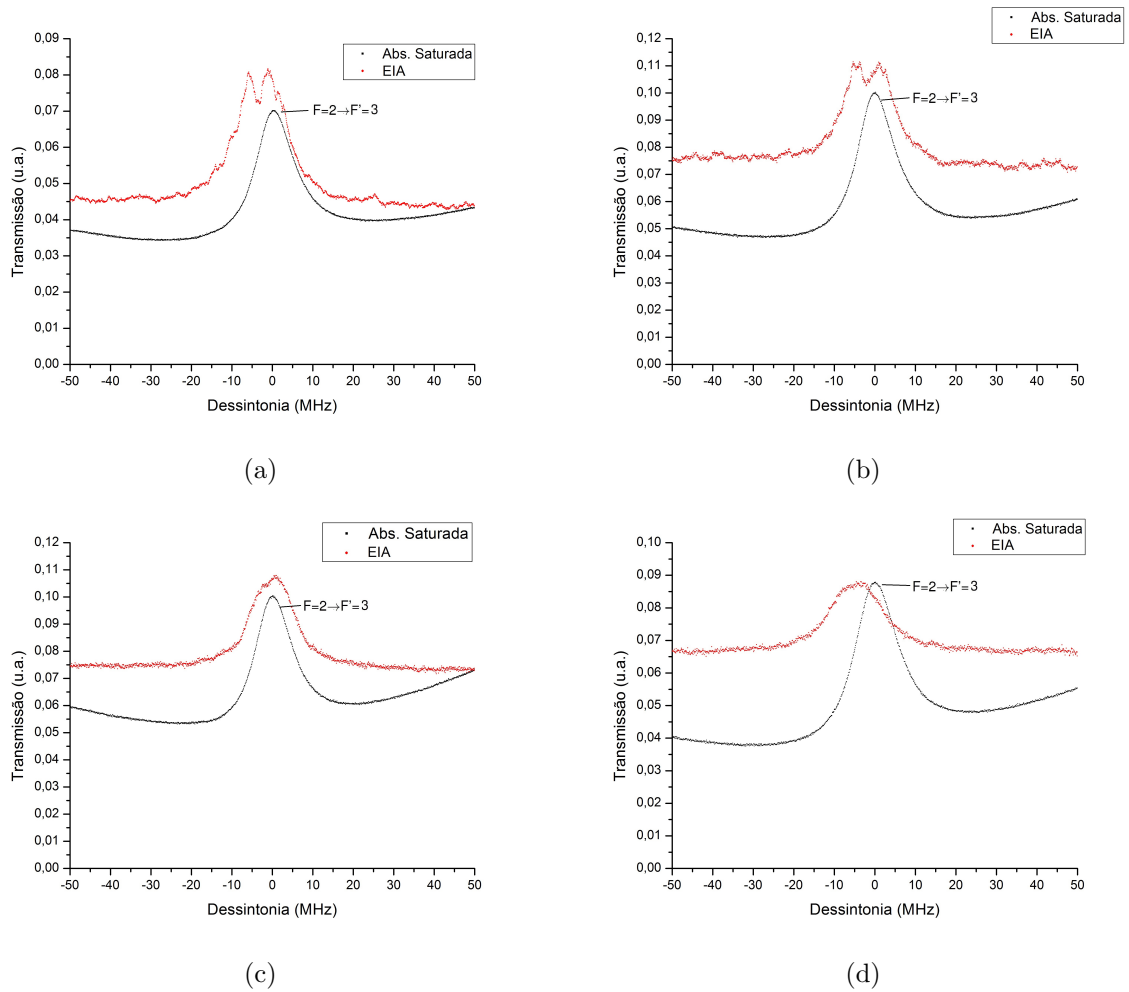


Figura 6.5: (Linha Vermelha) Espectro de transmissão do feixe de prova ao aplicar e varrer o feixe de acoplamento 100 MHz para um (a) $\gamma=0,84$, (b) $\gamma=0,74$, (c) $\gamma=0,33$ e (d) $\gamma=0,21$. (Linha preta) Espectro de absorção saturada do laser de acoplamento.

Pelo contrário, para um valor de $\gamma=0,21$ (figura 6.5d), nós observamos um sinal similar ao de bombeio óptico, mas devido ao mencionado acima não podemos concluir definitivamente que ela não esta presente.

Portanto, nós esperamos obter algum tipo de clonagem, usando luz parcialmente coerente com graus de coerência espacial de 0,84, 0,74 e 0,33, esperando também ser possível fazer o mesmo para um $\gamma=0,21$.

6.4 Geração de Imagens e sua Caracterização

Similar ao feito na clonagem com luz coerente, a geração de imagens é realizada quando um feixe de luz atravessa uma máscara com um formato arbitrário de uma imagem. Porém agora usaremos como fonte de luz, a descrita no capítulo 5 e conhecida como luz parcialmente coerente (LPC).



Figura 6.6: Formato de imagens usados nos experimentos de clonagem de imagens via EIA com LPC.

6.4.1 Máscara

Igual que no capítulo 4, aqui utilizaremos a mesma placa de máscaras que geram os formatos de imagens a ser clonadas. E, usaremos nestes experimentos o formato de linhas horizontais, mas neste caso, ao do canto inferior da figura 4.4a. As quais são mostradas na figura 6.6. A separação entre as linhas e a largura delas é de 0,8 mm.

Antes de começar com os experimentos de clonagem, nós precisamos estudar o efeito da difração no perfil da imagem impressa num feixe parcialmente coerente ao se propagar uma certa distância “ z ” para diferentes valores do grau de coerência espacial, os resultados são mostrados na seção seguinte.

6.4.2 Imagem: Linhas horizontais

Nós caracterizaremos o formato de imagem tipo linhas horizontais para duas distâncias específicas: uma mais próxima à câmara CCD ($z=2,5$ cm) e a outra na posição onde nós monitoramos a clonagem da imagem ($z=26,5$ cm), correspondente à saída da célula de vapor.

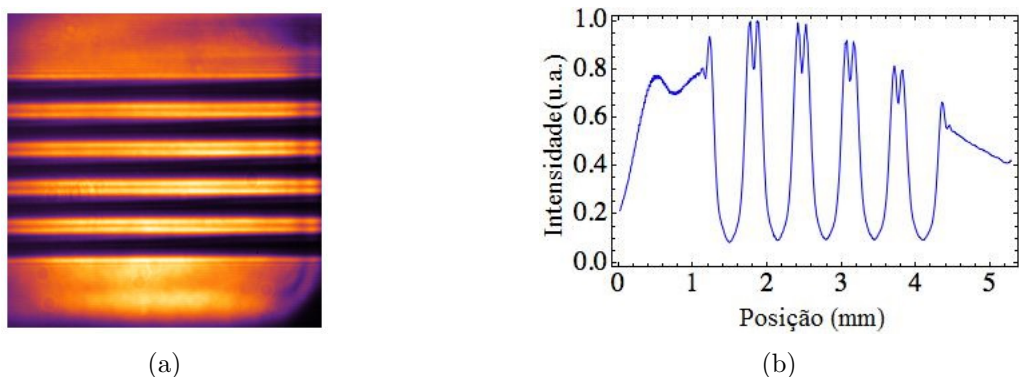
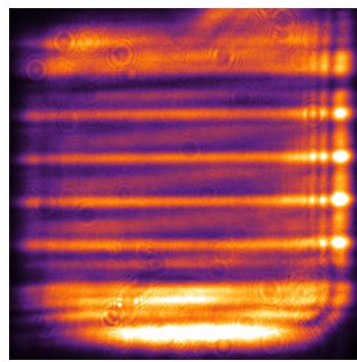
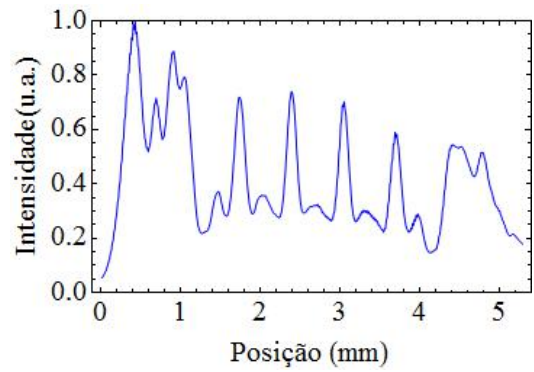


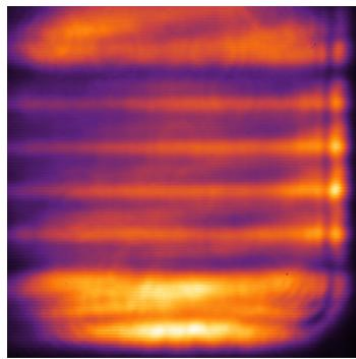
Figura 6.7: (a) Imagem do perfil transversal e (b) Perfil de intensidade do feixe de acoplamento ao se propagar uma distância da máscara de $z=2,5$ cm, para um grau de coerência espacial de $|\gamma|=0,84; 0,74; 0,33$ e $0,21$.



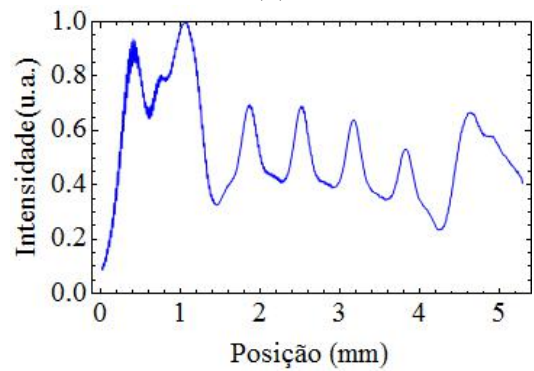
(a)



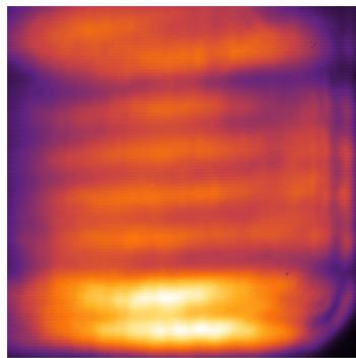
(b)



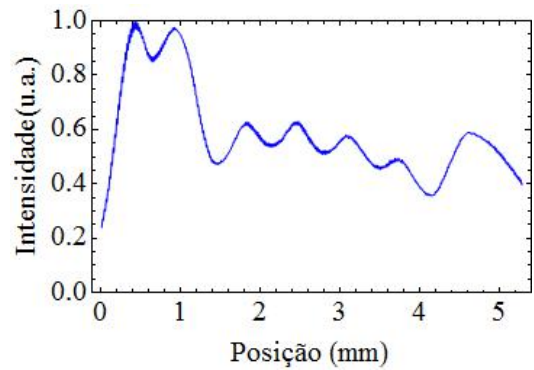
(c)



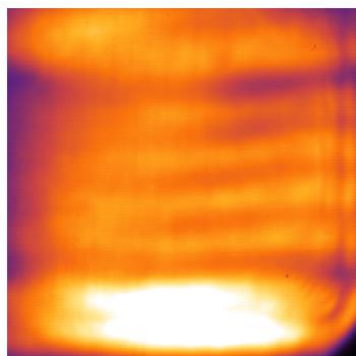
(d)



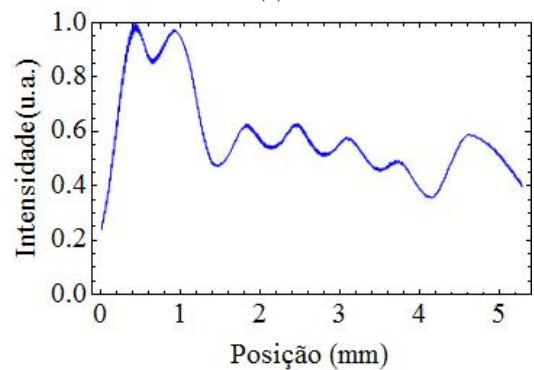
(e)



(f)



(g)



(h)

Figura 6.8: (a), (c), (e) e (g) Imagem do perfil transversal e (b), (d), (f) e (h) Perfil de intensidade do feixe de acoplamento ao se propagar uma distância da máscara de $z=26,5$ cm, para um grau de coerência espacial de $|\gamma|=0,84$; $0,74$; $0,33$ e $0,21$; respectivamente.

Para os quatro valores do grau de coerência espacial $|\gamma|=0,84, 0,74, 0,33$ e $0,21$. O perfil do feixe de acoplamento no ponto $z=2,5$ cm é igual para todos, onde nós só mostramos o perfil de um deles (Figura 6.7a). Por outro lado, a figura 6.7b mostra o perfil de intensidade vertical da figura 6.7a.

Como é observado, uma franja de interferência no meio de cada faixa brilhante é obtida. Isto devido à difração ao se propagar no espaço livre, mesmo para um curto percurso. Portanto, notamos que para esta distância, o formato impresso no feixe de luz é bastante similar à imagem original.

Para uma distância de $z=26,5$ cm, o perfil da imagem e o perfil de intensidade são mostrados, para cada valor de $|\gamma|$, na figura 6.8. Na qual pode-se distinguir as quatro faixas de luz transmitida pela máscara, afetados pouco pela difração. Mas, quando o valor de coerência diminui, é mais difícil obter uma imagem com uma boa qualidade, ficando a imagem cada vez mais embaçada. Este comportamento é esperado para este tipo de luz, já que os efeitos de difração, embora sejam fracos, afetam e distorcem a imagem.

Portanto, nosso objetivo é reduzir ou até eliminar este efeito através do fenômeno coerente de EIA, resultados que serão mostrados na seguinte seção.

6.5 Resultados

Nesta seção mostraremos nossos resultados experimentais da clonagem de imagens usando como feixe de acoplamento a luz parcialmente coerente, na qual a imagem será impressa. Ademais, compararemos e analisaremos nossos resultados com o grau de coerência espacial da luz utilizada, já que esta grandeza física caracteriza este tipo de luz.

6.5.1 Mudando o grau de coerência espacial ($|\gamma|$)

Os resultados obtidos para diferentes graus de coerência espacial são mostrados nas figuras 6.9, 6.10, 6.11 e 6.12, onde para cada de valor de $|\gamma|$ nós usamos vários valores de potências para o feixe de acoplamento. Cada figura é obtida fazendo a média de um conjunto de 5 imagens. A potência de 2,4 mW para $|\gamma|=0,21$ é a máxima disponível, limitando porém a quantidade de dados adquiridos com diferentes potências.

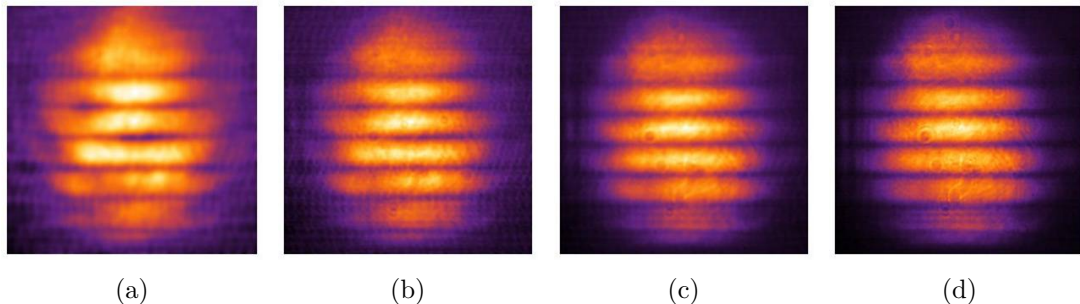


Figura 6.9: Perfil do feixe de prova logo ao atravessar a célula para um grau de coerência espacial de $|\gamma|=0,84$ e uma potência do feixe de acoplamento de (a) $P_C=0,9$ mW, (b) 1,5 mW, (c) 2,5 mW e (d) 3,5 mW.

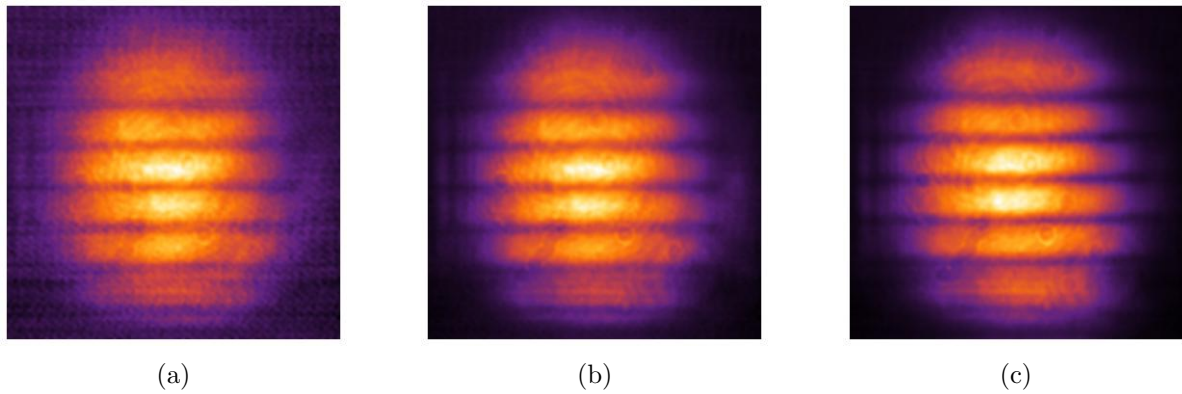


Figura 6.10: Perfil do feixe de prova logo ao atravessar a célula para um grau de coerência espacial de $|\gamma|=0,74$ e uma potência do feixe de acoplamento de (a) $P_C=0,9$ mW, (b) 2,5 mW e (c) 3,5 mW.

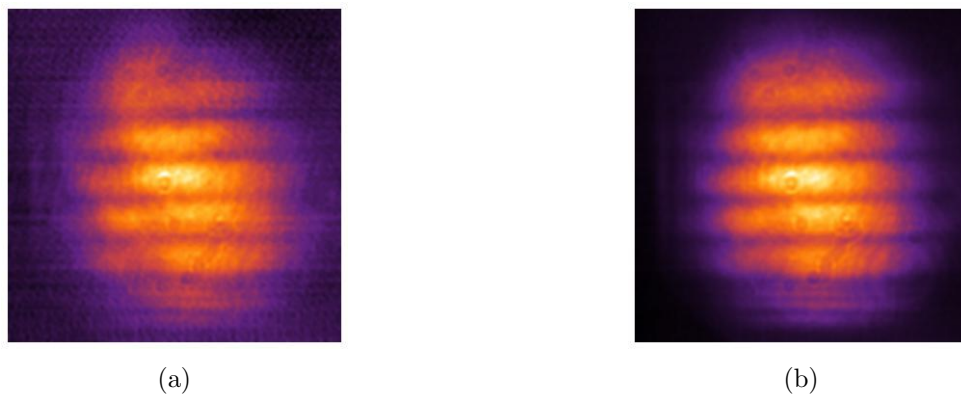


Figura 6.11: Perfil do feixe de prova logo ao atravessar a célula para um grau de coerência espacial de $|\gamma|=0,33$ e uma potência do feixe de acoplamento de (a) $P_C=0,9$ mW e (b) 3,5 mW.

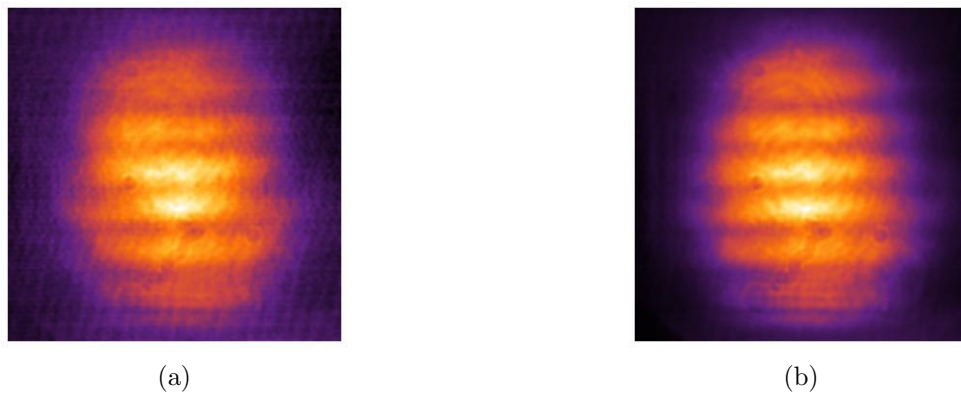
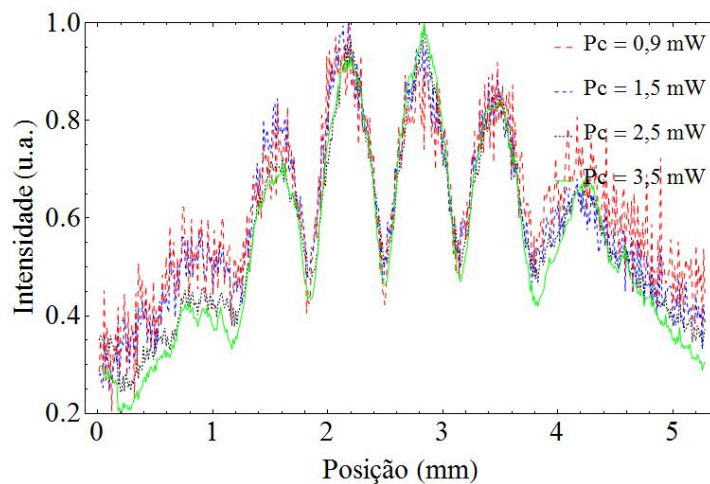
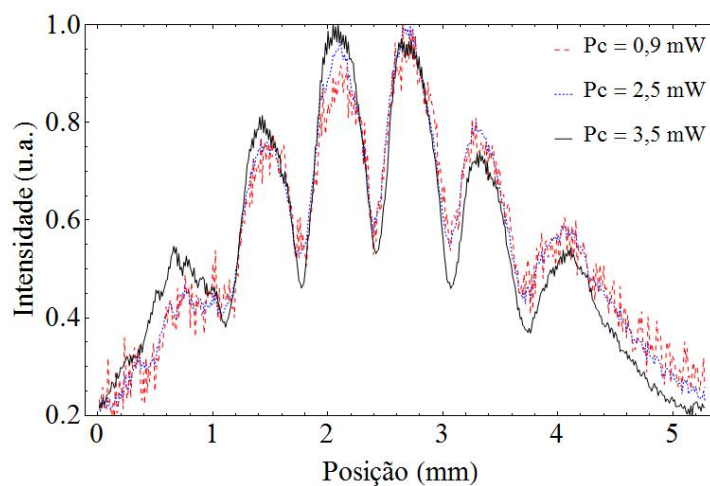
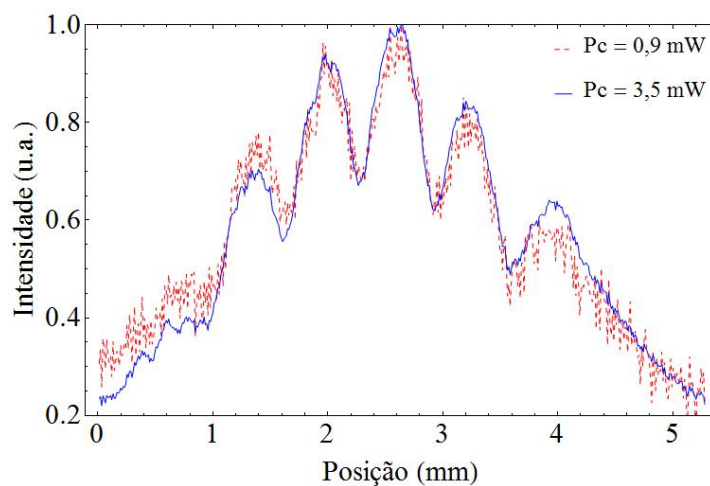


Figura 6.12: Perfil do feixe de prova logo ao atravessar a célula para um grau de coerência espacial de $|\gamma|=0,21$ e uma potência do feixe de acoplamento de (a) $P_C=0,9$ mW e (b) 2,4 mW.

O perfil do feixe de prova, nas figuras referidas acima, mostram um certo grau de semelhança com o padrão de linhas horizontais impresso no feixe de acoplamento, onde facilmente podemos distinguir 4 faixas ou linhas brilhantes correspondetes a máscara usada. Mas, estas faixas apresentam um constraste, ou visibilidade, reduzido para todas as figuras apresentadas.

Figura 6.13: Perfis de intensidade das figuras 6.9 ($|\gamma|=0,84$).Figura 6.14: Perfis de intensidade das figuras 6.10 ($|\gamma|=0,74$).Figura 6.15: Perfis de intensidade das figuras 6.11 ($|\gamma|=0,33$).

Embora da limitação referida acima, observamos uma clonagem efetiva do perfil do feixe de acoplamento no perfil do feixe de prova, e a qual analizaremos melhor a seguir.

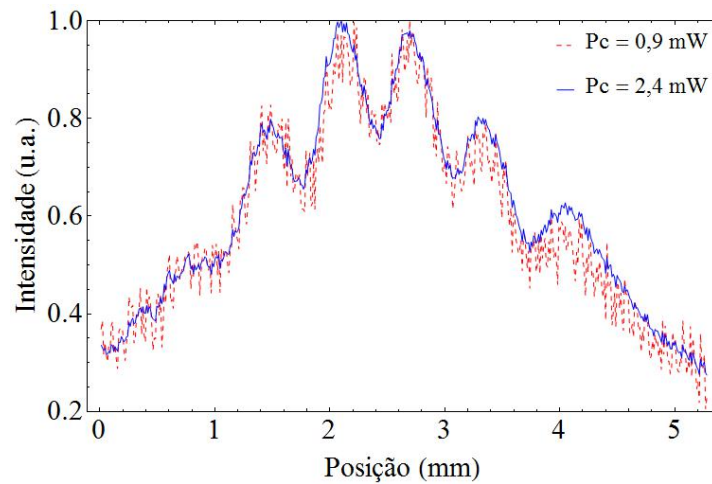


Figura 6.16: Perfis de intensidade das figuras 6.12 ($|\gamma|=0,21$).

6.5.2 Contraste para diferentes $|\gamma|$

Ao analisar o perfil de intensidade para cada imagen clonada (ver figuras 6.13, 6.14, 6.15 e 6.16), observamos que o contraste da imagem clonada no feixe de prova não muda com a potência aplicada para um $|\gamma|$ fixo, mas a razão sinal-ruído melhorará bastante, isto devido a que existe um aumento efetivo da transmissão do feixe de prova com a potência de acoplamento, mas problemas de saturação das imagens, para um valor de $|\gamma|=0,74$ e uma potência de 3,5 mW mostra uma leve discrepância ao dito recentemente.

O último dito sob a razão sinal-ruído, é demonstrado quantitativamente através da figura 6.17, onde são mostradas estas razões para cada valor de $|\gamma|$ em função da potência do feixe de acoplamento.

Por outro lado, e levando em conta o resultado anterior, observamos qualitativamente uma diminuição do contraste quando diminui o valor de $|\gamma|$, como mostram os perfis de intensidade

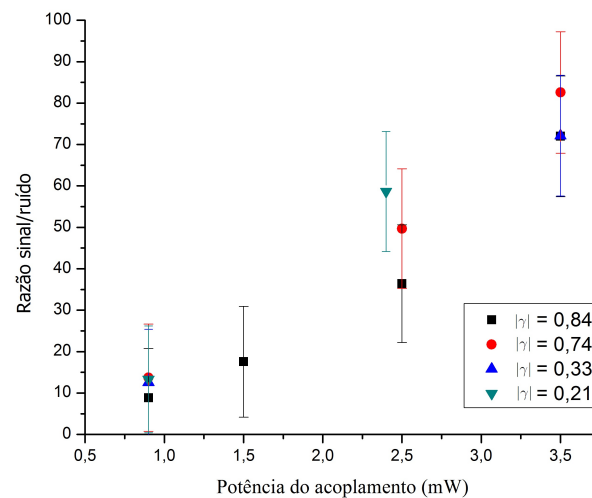


Figura 6.17: Razão sinal-ruído para todos os valores de $|\gamma|$ em função da potência de acoplamento.

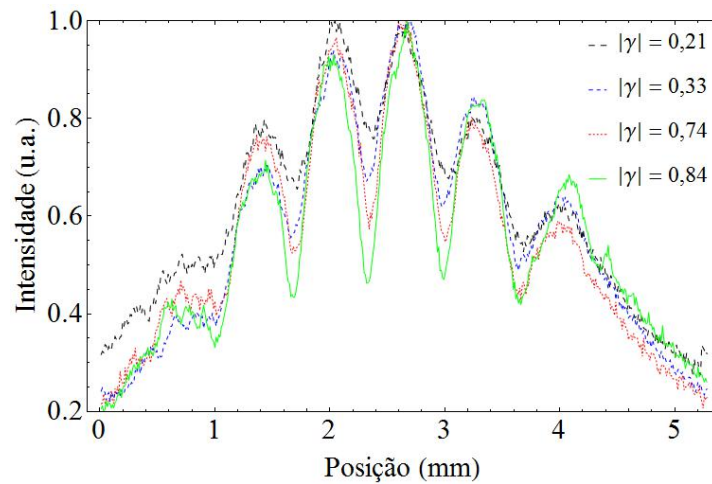


Figura 6.18: Perfis de intensidade para diferentes valores de $|\gamma|$.

na figura 6.18, para diferentes valores de $|\gamma|$ e para os valores máximos de potência previamente considerados.

A figura 6.19 mostra os valores do contraste, calculados usando a expressão: $(I_{max} - I_{min}) / I_{max} - I_{min}$, para cada uma das curvas mostradas na figura 6.18 (i.e. os valores máximo e mínimo do pico central). Aqui é usado os valores correspondentes para o pico central. Estes resultados conferem o dito acima sobre o comportamento do contraste com o valor de $|\gamma|$.

Portanto, demonstramos e concluímos que o contraste, e portanto a qualidade das imagens clonadas, melhoram com o incremento do valor do grau de coerência espacial da luz utilizada. Além, estas imagens clonadas comparadas como o feixe de acoplamento propagado no espaço livre por uma distância de 26,5 cm (ver figuras 6.9), também mostram uma melhora em sua qualidade.

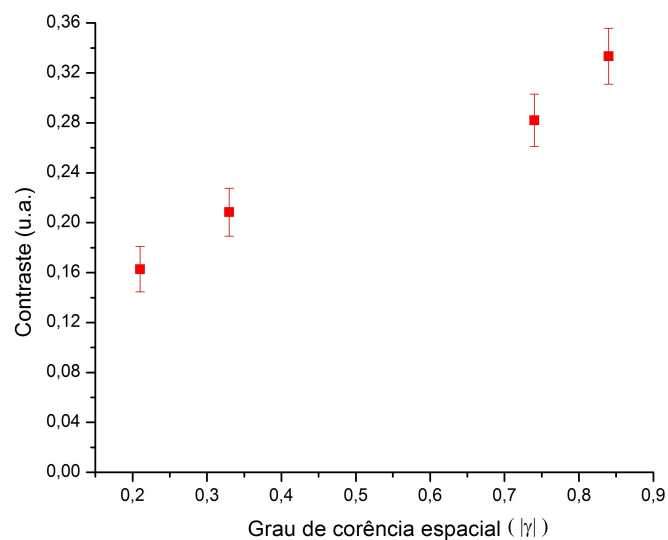


Figura 6.19: Contraste das linhas da imagem clonada em função de $|\gamma|$.

6.5.3 Comparação: EIA vs. Bombeio

Como foi discutido na sec. 6.3, existem duas transições ($F=2 \rightarrow F'=2,3$) que produzem um aumento na transmissão do feixe de prova. Das quais, um deles corresponde ao efeito de bombeamento óptico, a qual nós previamente demosramos no capítulo 4, não conduz a uma clonagem eficiente da imagem impressa em um feixe de luz coerente. Mas agora, ao estar trabalhando com um feixe de luz parcialmente coerente, o exposto acima não é necessariamente válido, tendo portanto que demonstrar, pelo menos experimentalmente, este fato, para o caso da luz térmica.

Então, com a finalidade de conferir o resultado obtido para o caso de bombeamento óptico com luz coerente, compararemos nossos resultados da clonagem de imagens usando a transição do EIA (resultados mostrados na sec. 6.4) com as imagens obtidas para a transição de bombeio.

As figuras 6.20a e 6.20b mostram a comparação descrita anteriormente para um grau de coerência espacial $|\gamma|=0,84$, onde notamos que o contraste para o caso do EIA é maior que do bombeio, como mostra qualitativamente a figura 6.20c, onde são comparados os perfis de intensidade para ditos efeitos. A potência de acoplamento para estes resultados é de 2,5 mW.

Uma comparação adicional e complementar, para um $|\gamma|=0,21$ e uma potência de acoplamento de 2,4 mW, é mostrada nas figuras 6.21, aqui o contraste dos dois efeitos é menor

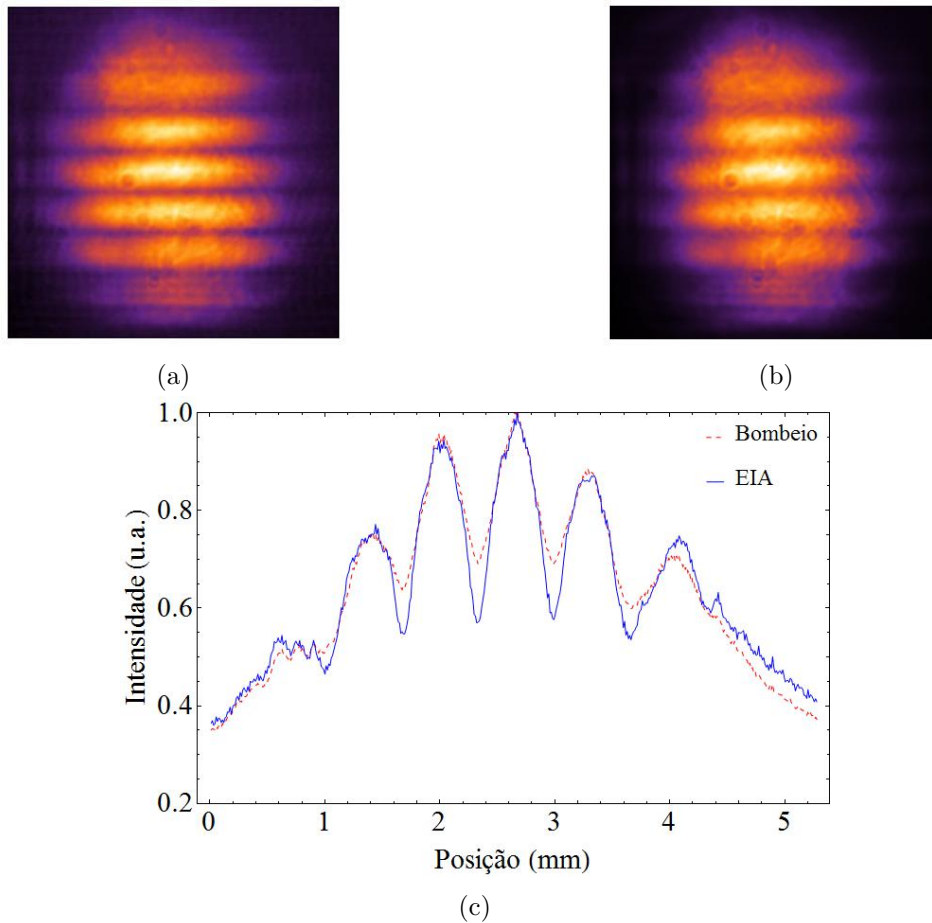


Figura 6.20: Perfil do feixe de prova obtido via (a) EIA e (b) Bombeio, logo de atravessar a célula para uma grau de coerência espacial de $|\gamma|=0,84$. (c) Perfil de intensidade do feixe de prova para as figuras (a) e (b).

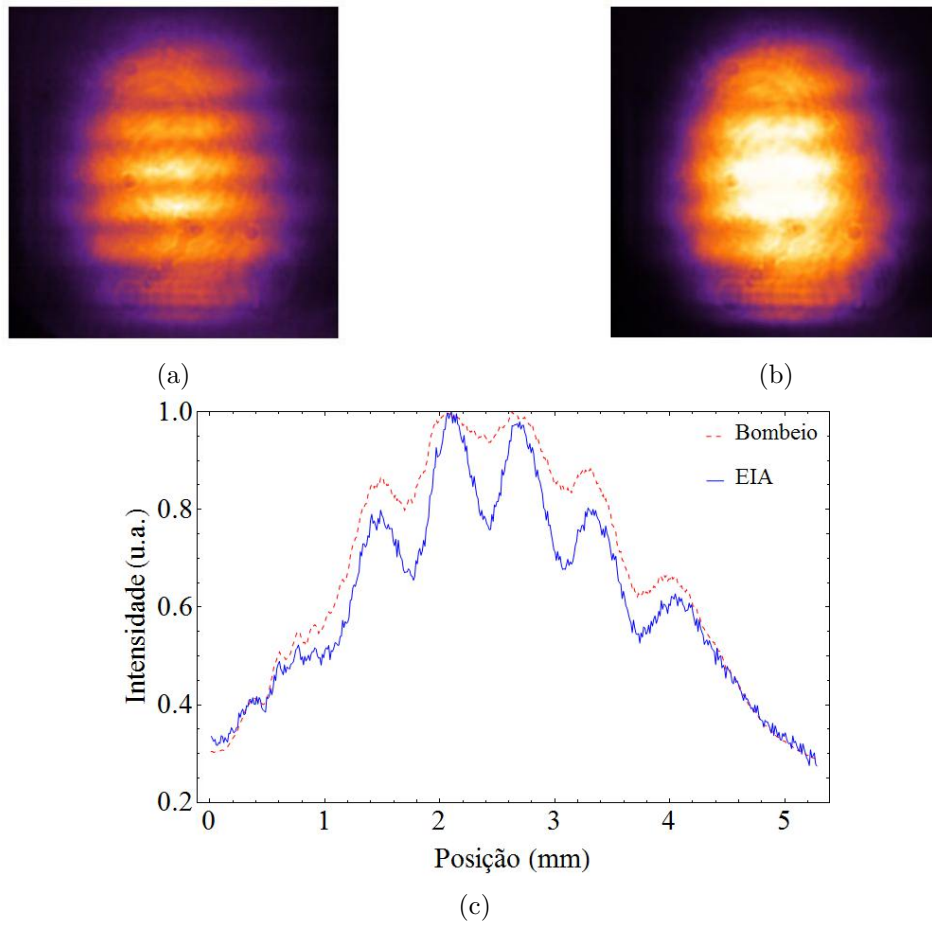


Figura 6.21: Perfil do feixe de prova obtido via (a) EIA e (b) Bombeio, após atravessar a célula para uma grau de coerência espacial de $|\gamma|=0,21$. (c) Perfil de intensidade do feixe de prova para as figuras (a) e (b).

comparados com o obtido para $|\gamma|=0,84$. Isto foi demonstrado quantitativamente calculando a razão entre o contraste para o Bombeio e o contraste para o EIA para os dois valores do grau de coerência espacial.

Para $|\gamma| = 0,84$ o valor encontrado foi de 0,64 e para $|\gamma| = 0,21$ foi de 0,21, obtendo assim um fator de aproximadamente 3 entre os dois valores do grau de coerência. Concluindo, portanto, que esta razão diminui com o grau de coerência espacial utilizado.

Igual ao caso de clonagem via EIA, o contraste das imagens clonadas via bombeamento óptico é independente da potência do feixe de acoplamento. As figuras 6.22a e 6.22b mostram esta independência, as quais foram tomadas para diferentes valores da potência para os graus de coerência espacial $|\gamma|=0,84$ e $|\gamma|=0,21$, respectivamente. Estes graus de coerência são os mesmos usados na comparação anterior.

Portanto, demonstramos, nesta tese, que o efeito de EIA, embora não elimine totalmente a difração das imagens clonadas a reduz significativamente, resultando em imagens com uma maior qualidade. Sendo esta melhoria maior para o caso do EIA que o caso do bombeamento óptico.

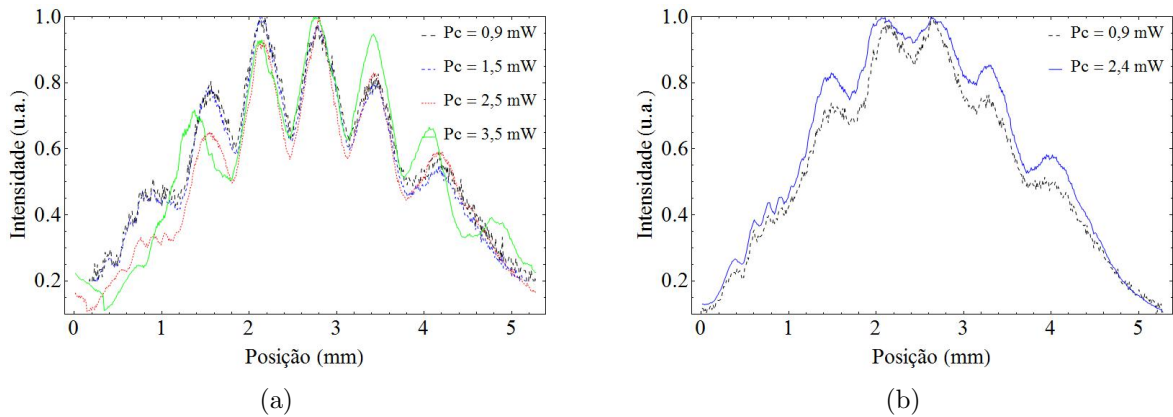


Figura 6.22: Perfil de intensidade do feixe de prova clonado via bombiamento óptico para diferentes valores de potência de acoplamento, e grau de coerência espacial de (a) $|\gamma|=0,84$ e (b) $|\gamma|=0,21$.

6.5.4 Clonagem de imagens arbitrárias

Mostraremos que qualquer imagem arbitrária impressa num feixe de luz parcialmente coerente pode ser clonada usando a técnica descrita neste capítulo, a qual explora o fenômeno coerente do EIA (embora de ter suas próprias limitações). Para isto, usaremos o formato do número “25” do canto superior direito da máscara apresentada na figura 6.6.

A figura 6.23 mostra a imagem impressa no feixe de acoplamento parcialmente coerente ao se propagar uma distância de 2,5 cm para os graus de coerência espacial de $|\gamma|=0,84, 0,74, 0,33$ e $0,21$. Aqui só é mostrada uma figura, porque o resultado é igual para estes 4 graus de coerência. Como observamos o formato do número “25” apresenta uma alta resolução e não é observado efeitos de difração, embora algumas linhas de interferência são observadas devido a retroreflexão de luz na câmara.

Os resultados são mostrados na figura 6.24, onde comparamos o perfil do feixe de acoplamento ao se propagar no espaço livre por uma distância de 26,5 cm (parte esquerda da figura 6.24), o perfil do feixe de prova clonado via EIA (parte central da figura 6.24) e via bombeamento óptico (parte direita da figura 6.24). Aqui o número “2” da máscara usada não é clonado totalmente devido a que o tamanho do feixe de prova é pequeno comparado com o tamanho da máscara, mas percebemos que, nas imagens clonadas, uma pequena porção do número “2” é efetivamente clonada.



Figura 6.23: (a) Perfil do feixe de acoplamento ao se propagar uma distância da máscara de $z=2,5$ cm, para um grau de coerência espacial de $|\gamma|=0,84; 0,74; 0,33$ e $0,21$.

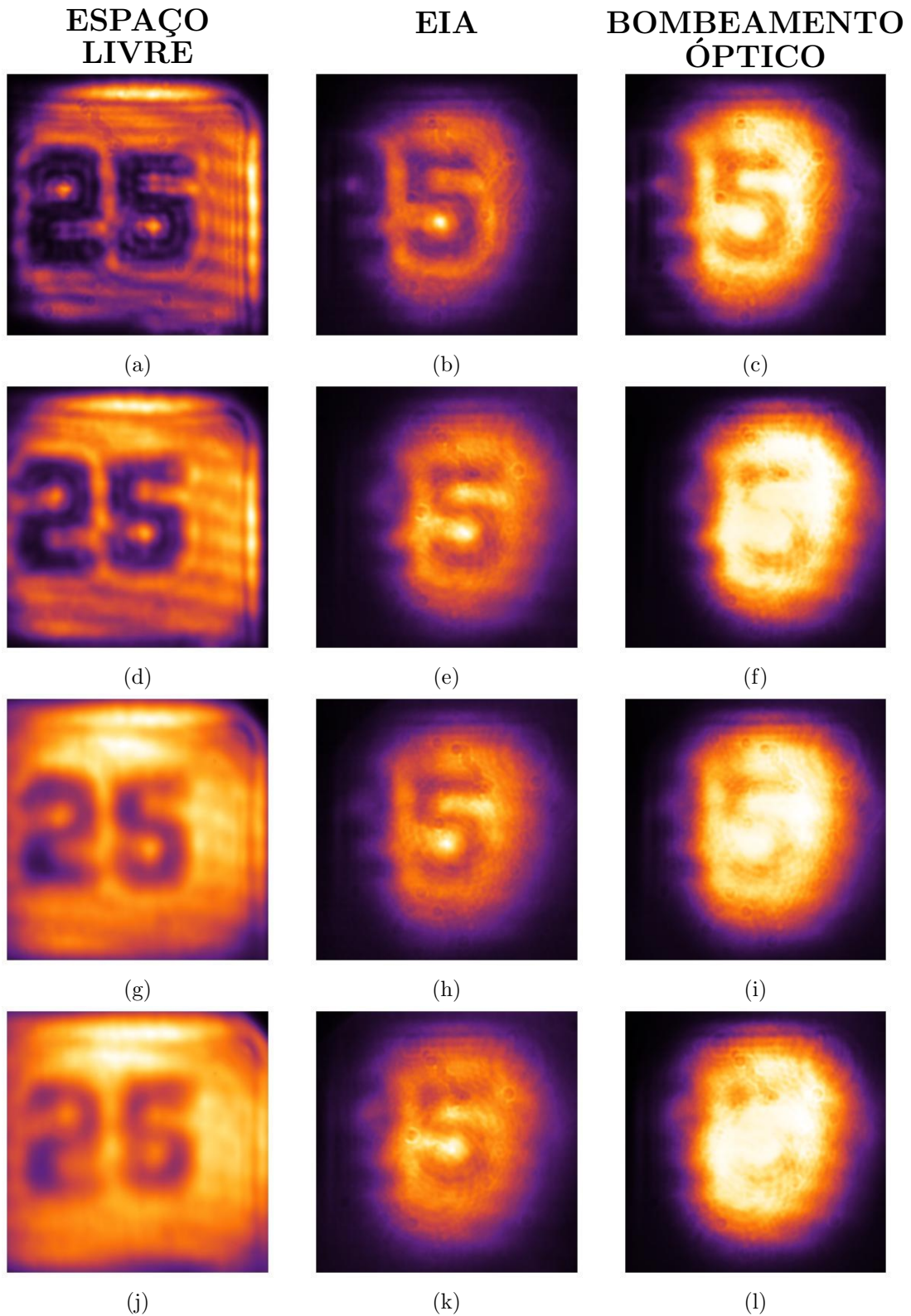


Figura 6.24: (a), (d), (g) e (j) Perfil do feixe de acoplamento ao se propagar no espaço livre uma distância $z=25,5$ cm; (b), (e), (h) e (k) Perfil do feixe de prova clonado via EIA, e (c), (f), (i) e (l) Perfil do feixe de prova clonado via bombeamento óptico, para um grau de coerência espacial de $|\gamma|=0,84; 0,74; 0,33$ e $0,21$; respectivamente.

As conclusões são similares que para o formato de linhas horizontais, e é demonstrado uma clonagem limitada de uma imagem no perfil do feixe de prova via EIA, cuja qualidade diminui com o valor do grau de coerência espacial $|\gamma|$.

Portanto, concluímos que foi demonstrado experimentalmente a clonagem de imagens via EIA usando luz parcialmente coerente, a qual conduziria diretamente à possível manipulação de imagens mediante o uso deste fenômeno.

Capítulo 7

Conclusões

Nesta tese foi apresentado e desenvolvido a clonagem de imagens usando tanto luz coerente quanto luz parcialmente coerente através do efeito atômico coerente de absorção induzida eletromagneticamente (“EIA”) numa célula de vapor com átomos de rubídio 87. O primeiro experimento, feito com luz coerente, mostra o potencial uso do efeito de EIA na clonagem de imagens com formatos arbitrários. O resultado obtido usando este efeito é comparável e até maior que os obtidos usando os efeitos de EIT e CPT. O valor máximo da transmissão da imagem clonada obtido é de 10%, sendo este valor limitado pela potência de nosso laser, a qual poderia ser maior. Uma outra vantagem prática (e a qual nos levou a estudar seu potencial uso na clonagem de imagens), é que usando o esquema EIA, o experimento pode ser realizado com um único laser, do qual, pode-se obter tanto o feixe de prova quanto o feixe de acoplamento dividindo o feixe original. Isto é devido principalmente ao fato de se trabalhar com um sistema de quatro níveis degenerados. Portanto, requerimentos especiais, como o travamento ativo dos lasers necessários para realizar os experimentos, é feito só uma vez.

Já na segunda parte desta tese, na qual é utilizada uma fonte de luz parcialmente coerente para o feixe de acoplamento no esquema de EIA, mostramos experimentalmente e de forma sistemática o estudo da clonagem de imagens com esta fonte, onde observamos uma dependência da imagem clonada com o grau de coerência espacial da luz. Além disso, mostramos que um efeito coerente (como o EIA) leva a um melhor resultado em comparação com um efeito óptico não-coerente (como o bombeio óptico). O estudo apresentado nesta tese, usando luz parcialmente coerente, indica o potencial do uso deste tipo de luz no armazenamento de imagens num vapor atômico usando o esquema de EIA e a qual seria o passo lógico seguinte a ser feito.

Demostramos nesta tese pela primeira vez a clonagem de imagens sem difração usando o efeito coerente de EIA. Nossos resultados mostram que quanto menor o grau de coerência espacial do feixe de acoplamento, melhor a imagem clonada em comparação com a imagem de acoplamento a uma mesma distância de propagação. Estes resultados apontam para uma possível extensão futura no controle total de uma imagem arbitrária através deste efeito.

Referências Bibliográficas

- [1] L. V. Hau, S. E. Hariss, Z. Dutton and C. H. Behroozi, *Nature (London)* 397, 594 (1999).
- [2] D. F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair and R. L. Walsworth, *Phys. Rev. Lett.* 86, 783 (2001).
- [3] A. B. Matsko, Y. V. Rostovtsev, O. Kocharovskaya, A. S. Zibrov and M. O. Scully, *Phys. Rev. A* 64, 043809 (2001).
- [4] C. Liu, Z. Dutton, C. H. Behroozi and L. V. Hau, *Nature (London)* 409, 490 (2001).
- [5] L. J. Wang, A. Kuzmich and A. Dogariu, *Nature (London)* 406, 277 (2000).
- [6] P. Mittelstaedt, *Eur. Phys. J. B* 13, 353 (2000).
- [7] R. Y. Chiao, J. M. Hickmann and D. Solli, *Proc. SPIE* 4283, 16 (2001).
- [8] A. M. Akulshin, S. Barreiro and A. Lezama, *Phys. Rev. Lett.* 83, 4277 (1999).
- [9] K. Kim, M. Kwon, H. S. Moon, H. D. Park and J. B. Kim, *J. Korean Phys. Soc.* 38, 6 (2001).
- [10] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkist and C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* 61, 826 (1988).
- [11] J. Lawall, F. Bardou, B. Saubamea, K. Shimizu, M. Leduc, A. Aspect and C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* 73, 1915 (1994).
- [12] M. O. Scully, *Phys. Rev. Lett.* 67, 1855 (1991).
- [13] A. S. Zibrov, M. D. Lukin, L. Hollberg, D. E. Nikonov, M. O. Scully, H. G. Robinson and V. L. Velichansky, *Phys. Rev. Lett.* 76, 3935 (1996).
- [14] E. V. Colla, L. K. Chao, M. B. Weissman and D. D. Viehland, *Phys. Rev. Lett.* 85, 3033 (2000).
- [15] M. O. Scully, S.-Y. Zhu, and A. Gavrielides, *Phys. Rev. Lett.* 62.
- [16] H. Lee, M. Fleischhauer and M. O. Scully, *Phys. Rev. A* 58, 2587 (1998).
- [17] A. Peters, K. Y. Chung and S. Chu, *Nature* 400, 849 (1999).

-
- [18] David A. Kokorowski, Alexander D. Cronin, Tony D. Roberts and David E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* 86, 2191 (2001).
- [19] J. M. McGuirk, M. J. Snadden and M. A. Kasevich, *Phys. Rev. Lett.* 85, 4498 (2000).
- [20] J. A. Sauer, M. D. Barrett and M. S. Chapman, *Phys. Rev. Lett.* 87, 270401 (2001).
- [21] E. Arimondo. Coherent population trapping in laser spectroscopy. *Progress in Optics*, XXXV:257, (1996).
- [22] S.E.Harris. *Phys. Rev. Lett.*, 62:1033, (1989).
- [23] S.E.Harris, J.E.Field, e A. Imamoglu. *Phys. Rev. Lett.*, 64:1107, (1990).
- [24] G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi, e G. Orriols. *Il Nuovo Cimento*, 36B:5, (1976).
- [25] A. Lezama, S. Barreiro, and A. M. Akulshin, *Phys. Rev. A* 59, 4732 (1999).
- [26] A. Lipsich, S. Barreiro, A. M. Akulshin, and A. Lezama, *Phys. Rev. A* 61, 053803 (2000).
- [27] Y. Dancheva, G. Alzetta, S. Cartaleva, M. Taslakov, and C. Andreeva, *Opt. Commun.* 178, 103 (2000).
- [28] F. Renzoni, S. Cartavela, G. Alzetta, e E. Arimondo. *Phys. Rev. A*, 63:065401, (2001).
- [29] A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, and V. I. Yudin, *Phys. Rev. A* 61, 011802(R) (1999).
- [30] A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, and V. Yudin, *JETP Lett.* 69, 819 (1999).
- [31] Lord Rayleigh, *Philos. Mag.* 8, 261 (1879).
- [32] Mingtao Cao, Liyun Zhang, Ya Yu, Fengjuan Ye, Dong Wei, Wenge Guo, Shougang Zhang, Hong Gao, and Fuli Li. Transfer and conversion of images based on EIT in atom vapor. *Optics Letters*, 39, pp. 2723-2726 (2014).
- [33] Onkar N. Verma, Lida Zhang, Jrg Evers, and Tarak N. Dey. Optical cloning of arbitrary images beyond the diffraction limits. *Phys. Rev. A* 88, 013810 (2013)
- [34] Dong-Sheng Ding, Zhi-Yuan Zhou, and Bao-Sen Shi. Image cloning beyond diffraction based on coherent population trapping in a hot rubidium vapor. *Optics Letters*, 39, pp. 240-242 (2014)
- [35] Onkar N. Verma and Tarak N. Dey. Steering, splitting, and cloning of an optical beam in a coherently driven Raman gain system. *Phys. Rev. A* 91, 013820 (2015).
- [36] Dong-Sheng Ding, Zhi-Yuan Zhou, Bao-Sen Shi, Xu-Bo Zou, and Guang-Can Guo. Image transfer through two sequential four-wave-mixing processes in hot atomic vapor. *Phys. Rev. A* 85, 053815 (2012).
- [37] T. N. Dey and G. S. Agarwal Subdiffraction propagation of images using saturated absorption of optical transition, *opt.letters.* 33, 3199 (2009).

-
- [38] K. Akiba, K. Kashiwagi, T. Yonehara, and M. Kozuma, *Phys. Rev. A* 76, 023812 (2007).
- [39] K. Akiba, K. Kashiwagi, M. Arikawa, and M. Kozuma, *New J. Phys.* 11, 013049 (2009).
- [40] M. Shuker, O. Firstenberg, R. Pugatch, A. Ron, and N. Davidson, *Phys. Rev. Lett.* 100, 223601 (2008).
- [41] R. Pugatch, M. Shuker, O. Firstenberg, A. Ron, and N. Davidson, *Phys. Rev. Lett.* 98, 203601 (2007).
- [42] P. K. Vudyasetu, R. M. Camacho, and J. C. Howell, *Phys. Rev. Lett.* 100, 123903 (2008).
- [43] L. Zhao, T. Wang, Y. Xiao, and S. F. Yelin, *Phys. Rev. A* 77, 041802(R) (2008).
- [44] Young-Wook Cho, Joo-Eon Oh, and Yoon-Ho Kim. Diffusion-free image storage in hot atomic vapor. *Phys. Rev. A* 86, 013844 (2012)
- [45] Joo-Eon Oh, Young-Wook Cho, Giuliano Scarcelli, and Yoon-Ho Kim. Sub-Rayleigh imaging via speckle illumination. *Optics Letters*, 38, pp. 682-684 (2013).
- [46] Bernard Diu Claude Cohen-Tannoudji e Franck Laloe. *Quantum Mechanics - vol. I e II*. John Wiley & Sons, 1977.
- [47] Sakurai J. J. *Modern Quantum Mechanics*. Adison-Wesley Publishing Company, 1994.
- [48] Balian R. *From microphysics to macrophysics - vol.I*. Springer, 2006.
- [49] Asher Peres. *Quantum Theory: Concepsts and Methods*. Kluwer Academic Publishers, 1993.
- [50] Jacques Dupont-Roc Claude Cohen-Tannoudji e Gilbert Grynberg. *Atom-Photon Interactions - Basic Processes and Applications*. John Wiley & Sons, 1992.
- [51] R. Loudon. *The quantum Theory of Light*. Oxford University Press, 2000.
- [52] M. O. Scully and M. S. Zubairy. *Quantum Optics*. Cambridge University Press, 1997.
- [53] W. P. Schleich. *Quantum Optics in Phase Space*. Wiley-vch, 2001.
- [54] J. D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. John Wiley & Sons, Inc, 1998.
- [55] Soo Kyoung Kim, Chung Hee Lee, Kyoungdae Kim and Jung Bog Kim, Han Seb Moon, Observation of Electromagnetically Induced Absorption in Open Atomic Systems. *J. of the Korean Physical Society*, 42, pp. 488 (2003).
- [56] C. Goren, A. D. Wilson-Gordon, M. Rosenbluh, and H. Friedmann. Electromagnetically induced absorption due to transfer of coherence and to transfer of population. *P. R. A* 67, 033807 (2003).
- [57] C. Goren, A. D. Wilson-Gordon, M. Rosenbluh, e H. Friedmann. *Atomic four-level N systems*. *P. R. A* 69, 053818 (2004)

-
- [58] A. R. Edmonds, *Angular Momentum in Quantum Mechanics*. Princeton University Press, Princeton, (1960).
- [59] Zhang He, Helio. *Construção de uma armadilha magneto-óptica para aplicações em informação quântica e física atômica*. Tese de Mestrado. IF-USP Brasil (2009).
- [60] L. Ricci, M. Weidemuller, T. Esslinger, A. Hemmmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König, and T. W. Hansch, *A compact gratingstabilized diode laser system for atomic physics*. Opt. Commun. 117, 541 (1995).
- [61] M. de Labachellerie, G. Passadat, *Mode-hop suppression of Littrow grating-tuned lasers*. Applied Optics. 32, 269 (1993).
- [62] J. Sigg, *Effects of optical feedback on the light-current characteristics of semiconductor lasers*. IEEE J. Quantum Electron. QE-29, 5, 1262 (1993).
- [63] K. B. MacAdam, A. Steinbach, and C. Wieman, *A narrow-band tunable diode laser system with grating feedback, and a saturated absorption spectrometer for Cs and Rb* Am. J. Phys. 60, 1098 (1992).
- [64] B. Cheron, H. Gilles, J. Havel, O. Moreau, and H. Sorel, *Laser frequency stabilization using Zeeman effect* J. Phys. III 4, 401406 (1994).
- [65] Kristan L. Corwin, Zheng-Tian Lu, Carter F. Hand, Ryan J. Epstein, and Carl E. Wieman. *Frequency-stabilized diode laser with the Zeeman shift in an atomic vapor*. Applied optics, 37, 3295 (1998)
- [66] J. Durnin, J. J. Miceli Jr., and J. H. Eberly, Phys. Rev. Lett. 58, 1499 (1987).
- [67] D. McGloina and K. Dholakia, Contemp. Phys. 46, 15 (2005).
- [68] Bandrauk A. D. e Shen H. *High-order split-step exponential methods for solving coupled nonlinear Schrödinger equations*. J. Phys. A: Math. Ge. 27, 7147 (1994).
- [69] P. R. S. Carvalho, Lus E. E. de Araujo, and J. W. R. Tabosa. *Angular dependence of an electromagnetically induced transparency resonance in a Doppler-broadened atomic vapor*. P.L R. A 70, 063818 (2004).
- [70] Born M., Wolf E. *Principles of optics*, CUP, 7ed. (2005)
- [71] Mandel L. e Wolf E. *Optical Coherence and Quantum Optics*, CUP (1995).
- [72] Saleh B. E. A. e Teich M. C. *Fundamentals of Photonics*, Wiley, 2nd Ed. (2007)
- [73] Michelson A. A. Phil. Mag. 30, 1 (1890).
- [74] W. Martienssen and E. Spiller, Am. J. Phys. 32, 919 (1964).
- [75] Asakura T. *Spatial coherence of laser light passed through rotating ground glass*, Opto-Electronics 2, 115-123 (1970).

- [76] Estes L. E., Narducci L. M. e Tuft R. A. *Scattering of light from a rotating ground glass*, J. Opt. Soc. Am., 61, 1301 (1971).
- [77] Schell A. C. *The multiple antenna*. Tese de doutorado. MIT-USA (1961)
- [78] Marchand E. W. e Wolf E. *Angular correlation and the far-zone behavior of partially coherent fields*, J. Opt. Soc. Am. 62, 379 (1972).
- [79] Asakura T., Fujii H. e Murata K. *Measurement of Spatial Coherence Using Speckle Patterns*, Optica acta, 9, pp. 273-290 (1972).
- [80] R. S. Tucker, J. Lightwave Technol. 23, 4046 (2005).
- [81] A. I. Lvovsky, B. C. Sanders, and W. Tittel, Nat. Photonics 3, 706 (2009).

Apêndice A

Linhas D2 do Rubídio 87

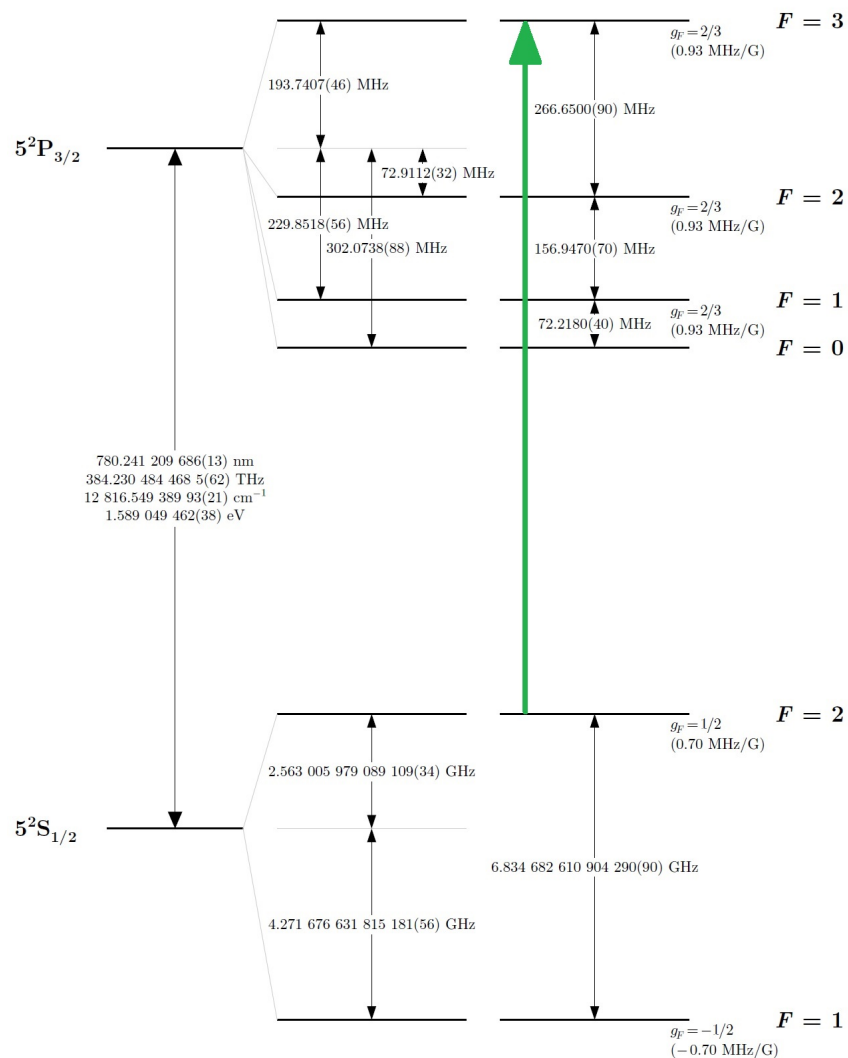


Figura A.1: Representação esquemática da estrutura de níveis da linha D2 para o íotopos 87 do Rubídio. Também representamos a transição fechada $F=2 \rightarrow F'=3$ (linha verde) explorada nesta tese.