

4.

Contagem de Fótons a 1.55 μm via SFG Intra-Cavidade

Nos últimos anos, um esforço considerável tem sido realizado na área de detecção de fótons únicos nos comprimentos de onda de telecomunicações, principalmente na janela de 1550 nm, que corresponde às menores absorções em fibras ópticas. Muito embora os detectores no estado sólido de arseneto de gálio e índio (InGaAs) possuam boa eficiência quântica, na faixa dos 10-20%, eles não são rápidos o suficiente para serem utilizados em configurações nas quais a taxa de detecção atinge alguns gigabits por segundo.

Muitos grupos de pesquisa no mundo optaram pela opção de utilizar um estágio intermediário de conversão de frequências antes de realizar a detecção com um APD de silício; no entanto, devido à baixa eficiência de conversão obtida usando cristais *bulk*, a forma mais eficiente e mais comum da qual se tem conhecimento é a utilização de *guias de onda*. Nessa configuração, os fótons isolados interagem com um laser de bombeio no interior de um meio altamente confinado, no qual, teoricamente, apenas um modo espacial de propagação é admitido. Segundo os resultados mais recentes, eficiências de conversão de 100% podem ser obtidas [41]!

Qual o motivo, então, de querer utilizar um método diferente, já que é possível obter o máximo possível de eficiência com guias de onda? A resposta é uma simples palavra: *ruído*. Detectores InGaAs possuem taxas de contagem de escuro da ordem de 10kHz, o que já se encontra duas ou três (ou até mesmo quatro!⁵⁹) ordens de grandeza acima das taxas usuais para detectores de silício. Para aplicações em informação quântica, que envolve o uso de pulsos de ~ 1 ns, isso corresponde a uma probabilidade de ruído de $\sim 10^{-5}$ por pulso, o que é aceitável (embora não seja ideal). Nos experimentos usando SFG e guias de onda, eficiências globais de 10% podem ser facilmente obtidas com uma potência de bombeio razoavelmente modesta, mas as taxas de ruído ultrapassam as dos

⁵⁹ Detectores supercondutores são capazes de exibir taxas de ruído inferiores a 1 Hz. Alguns detectores usando APDs de silício, como os da empresa irlandesa SensL, também são capazes de atingir níveis extremamente baixos, inferiores a 2 Hz.

detectores InGaAs e chegam a 10-20 kHz ou mais. Para aplicações de longa distância, nas quais a atenuação sofrida pelos qubits é muito grande, a probabilidade de ruído pode se aproximar da probabilidade de detecção de um fóton, o que inviabiliza o sistema.

Não se sabe, ao certo, a origem desse ruído adicional. Seria ele devido à geometria do guia de onda, que acopla fótons gerados por espalhamento Raman ao modo do sinal, ou que proporciona casamento de fase entre frequências indesejadas? A ausência de resposta definitiva nos instigou a experimentar algo diferente. A idéia de utilizar uma cavidade ressonante foi proposta por Hugo Zbinden no final de 2005, pois no lugar de um guia de onda seria utilizado um cristal *bulk*. Porém, um grupo de pesquisadores chineses teve a mesma idéia alguns meses antes e publicaram seus resultados em março de 2006 – resultados semelhantes aos obtidos com guias de onda, ou seja, com altas eficiências e alto nível de ruído [42]. Como todos os guias de onda até então utilizados e até mesmo o cristal do grupo chinês utilizam casamento de fase via polarização periódica, optamos pela utilização de casamento de fase birrefringente para verificar se os níveis de ruído são semelhantes.

As seções a seguir descrevem, portanto, uma tentativa de reduzir o ruído do processo de detecção via SFG. A idéia consiste, resumidamente, em (1) utilizar cristais no interior de cavidades ressonantes, nas quais uma potência de bombeio extremamente elevada pode ser obtida e (2) realizar o casamento de fase de forma birrefringente. Observe que não há nenhuma preocupação em maximizar a eficiência de conversão, embora altas eficiências sempre sejam desejáveis.

4.1.

Primeira tentativa: cavidade linear simétrica

A primeira realização experimental do processo de contagem de fótons a 1.55 μm utilizou uma cavidade linear, contendo dois espelhos esféricos de mesma distância focal. Embora mais simples que a configuração final, todos os elementos de análise podem ser obtidos a partir dessa configuração. De forma a dar um caráter genérico à discussão, vamos supor que deseja-se detectar fótons a uma frequência ω_1 utilizando um detector sensível à frequência ω_3 .

Conforme a figura 23, a cavidade linear é composta de 3 tipos básicos de componentes: um par de espelhos, um cristal laser e um cristal não-linear. Os *espelhos* são plano-côncavos, nos quais a superfície refletora se encontra na parte côncava. É evidente que esses espelhos devem ser altamente refletores para a frequência ω_2 do laser que desejamos criar, mas ao mesmo tempo altamente transparentes para todas as demais ondas envolvidas, principalmente para ω_1 , que é o comprimento de onda dos fótons que desejamos detectar⁶⁰. O *cristal não-linear* deve ser capaz de fornecer casamento de fase entre ω_1 e ω_2 , de forma a realizar o processo de SFG para obtermos $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$; além disso, ele deve ser o mais transparente possível à frequência ω_p , que provém de um laser de bombeio⁶¹ e deve ser focalizada no *cristal laser* para que seja realizada a inversão de população no meio de ganho.

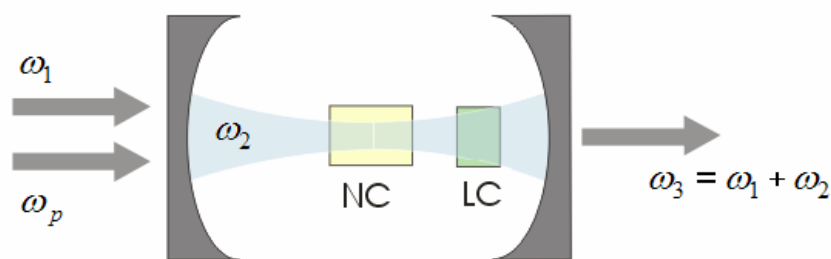


Figura 23. Cavidade ressonante utilizando dois espelhos esféricos. Próximo do espelho da direita é posicionado o cristal laser (LC), e próximo ao centro da cavidade encontra-se o cristal não-linear (NC).

Aparentemente, estamos complicando a situação sem motivo algum: por que não utilizar diretamente ω_p no processo não-linear e simplesmente não usar o cristal laser? É possível mostrar que, nesses casos, o processo de SFG depende sensivelmente da proximidade entre as frequências da onda estacionária no interior da cavidade e do laser de bombeio, assim como da pureza espectral do bombeio e do comprimento efetivo da cavidade, que pode variar com a

⁶⁰ É claro que os espelhos não precisam ser idênticos e possuir as mesmas características de reflectividade, mas vamos supor que isso é verdade ao longo da discussão.

⁶¹ O nome “laser de bombeio” é utilizado, ao mesmo tempo, para designar os feixes de frequências ω_p e ω_2 . Uma distinção será feita sempre que necessário.

temperatura. Portanto, a configuração da figura 23 é, na realidade, mais simples em termos práticos, pois dispensa técnicas de “*frequency locking*” que seriam necessárias se fizéssemos da forma aparentemente mais simples.

Antes de nos preocuparmos com a construção prática da cavidade (isto é, com sua realização física), observemos as condições nas quais é possível realizar o processo de SFG.

4.1.1.

Análise de estabilidade e eficiência de conversão

Sabe-se que a solução para o campo elétrico no interior de uma cavidade ressonante como a da figura 23 é justamente um feixe gaussiano, e essa solução existe se [19]:

$$0 < \left(1 + \frac{\ell_{eff}}{R_1}\right) \left(1 + \frac{\ell_{eff}}{R_2}\right) < 1 \quad (4.1)$$

Onde ℓ_{eff} é o comprimento óptico da cavidade, que será chamado daqui em diante de *comprimento efetivo* para ser distinguido do comprimento geométrico (ou “aparente”) ℓ da cavidade. Essas duas grandezas se relacionam da seguinte forma:

$$\ell_{eff} = \ell + (1 - n_{NL})L_{NL} + (1 - n_{LC})L_{LC} \quad (4.2)$$

onde os índices de refração e comprimentos são, respectivamente, os do cristal não-linear e do cristal laser. Nesse caso (cavidade *simétrica*), $R_1 = R_2 = -R$ (pois os espelhos são côncavos). Logo, temos:

$$0 < \left(1 - \frac{\ell_{eff}}{R}\right)^2 < 1 \quad (4.3)$$

Ignorando a desigualdade da direita, que é automaticamente satisfeita para quaisquer valores de ℓ_{eff} e R , obtemos pela desigualdade da esquerda:

$$\ell_{eff} < 2R \quad (4.4)$$

Esse é um resultado conhecido na teoria de cavidades ressonantes: a máxima distância que podemos ter entre os dois espelhos é dada pela condição *concêntrica*, ou seja, o centro da cavidade coincide com o centro dos espelhos. De acordo com (4.4), presumimos que, o quão mais distante estivermos da condição de *instabilidade*, melhor. Ou seja, podemos fazer uma cavidade suficientemente curta de forma que, mesmo com pequenas variações do comprimento efetivo, ela se mantenha em condição estável.

Infelizmente, no entanto, isso não é possível. A geometria do feixe gaussiano no interior da cavidade é, na realidade, uma função da distância entre os espelhos. Portanto, ℓ_{eff} não é um parâmetro independente. Para perceber isso, basta começarmos com a expressão para o raio de curvatura do feixe em função da distância à cintura:

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_0}{z} \right)^2 \right] \quad (4.5)$$

Dado que o raio de curvatura do feixe deve coincidir com o raio de curvatura dos espelhos nas posições $z = \pm \ell_{eff}/2$ (admitindo-se $z = 0$ no centro da cavidade), temos:

$$R = \frac{\ell_{eff}}{2} \left[1 + \left(\frac{2z_0}{\ell_{eff}} \right)^2 \right] \Rightarrow z_0 = \frac{\ell_{eff}}{2} \left(\frac{2R}{\ell_{eff}} - 1 \right)^{1/2} \quad (4.6)$$

Ou seja, o parâmetro z_0 (e, conseqüentemente, a largura de cintura ω_0) é função do comprimento da cavidade. Dado que, de acordo com a teoria de Boyd-Kleinman, a eficiência do processo de SFG depende do parâmetro confocal $b = 2z_0$, o tamanho da cavidade determina a probabilidade de conversão dos fótons! Supondo que o feixe contendo os fótons em ω_1 será focalizado com o

mesmo parâmetro confocal e com o mesmo fator de focalização $\xi = L/b$, temos de (4.6) que, supondo que o índice de refração não varia consideravelmente⁶²:

$$\xi = \frac{n_{NL}L}{\ell_{eff}} \left(\frac{2R}{\ell_{eff}} - 1 \right)^{-1/2} \quad (4.7)$$

Ou seja, (4.7) indica a forma na qual devemos focalizar o feixe ω_1 . Supondo que $R = 50$ mm, $L = 10$ mm e $n_{NL} = 2.5$, o fator de focalização torna-se função apenas do comprimento efetivo. Reciprocamente, para um dado fator de focalização necessário (obtido pela figura 20), podemos determinar, via equação (4.7), o comprimento necessário da cavidade.

O gráfico da figura 24 mostra como o comprimento efetivo da cavidade depende do fator de focalização para o valor de R acima e para dois valores de L , 10 e 25 mm.

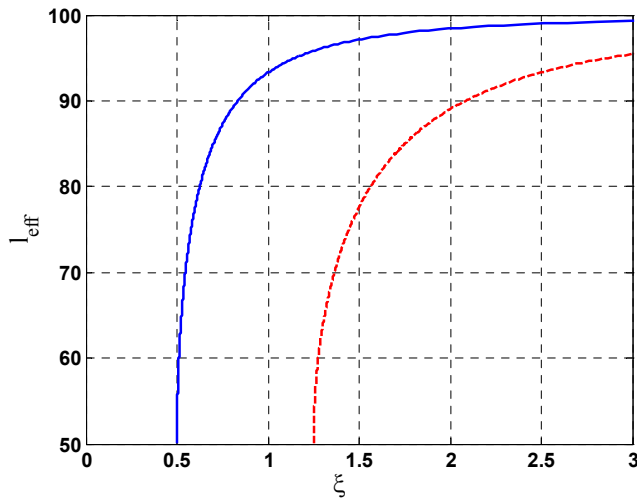


Figura 24. Dependência do tamanho efetivo ideal da cavidade com o fator de focalização. As linhas cheia (azul) e pontilhada (vermelho) correspondem, respectivamente, a $L = 10$ mm e $L = 25$ mm.

⁶² Note que, como $k = 1550/1064$ não é muito distante de 1, podemos aproximar que ambos os feixes podem ser focalizados da mesma forma, mesmo na presença de *walk-off*.

Na situação de máxima eficiência (isto é, quando o *walk-off* é desprezível), sabemos da teoria de Boyd-Kleinman que $\xi_m = 2.84$. Observe que, no caso $L = 10$ mm, obtemos $\ell_{eff} \cong 99.5$ mm, um valor muito próximo da região de instabilidade, enquanto para $L = 25$ mm obtemos $\ell_{eff} \cong 95$ mm. Portanto, a primeira conclusão que podemos tirar da figura 24 é que, para a obtenção de máxima eficiência de conversão, é recomendado o uso de cristais longos o suficiente para que a cavidade não necessite de um tamanho muito próximo do limite de instabilidade. Na presença de *walk-off*, o fator de focalização ótimo é menor e não há necessidade de se preocupar tanto com estar próximo da instabilidade.

Obviamente, todavia, não é possível aumentar indefinidamente o tamanho do cristal não-linear pelo simples fato de que o comprimento L deve, por definição, ser menor que o comprimento efetivo da cavidade, como indica a expressão (4.2). Na realidade, ℓ_{eff} deve ser dado por, no mínimo, a soma $n_{NL}L + n_{LC}L_{LC}$. Além disso, nem sempre é interessante aumentar L , pois se o casamento de fase exibir *walk-off*, o efeito de distorção do sinal de SFG aumenta com L , o que dificulta sua posterior focalização no APD de silício.

Tendo em vista as limitações descritas acima, podemos prosseguir para a discussão da realização experimental da cavidade. Antes da descrição do experimento, contudo, ainda há um problema a ser resolvido.

4.1.2.

O problema da focalização

Apesar da expressão (4.7) nos fornecer o fator de focalização do feixe a $1.55 \mu\text{m}$, não é trivial obtê-lo, pois os espelhos esféricos atuam como lentes divergentes para qualquer feixe incidente na cavidade. Surgem, portanto, duas perguntas que devem ser respondidas antes de podermos montar a cavidade na prática: (1) em qual *posição* devemos dispor a lente com relação ao espelho e (2) qual a *distância focal* da lente a ser utilizada.

A figura 25 mostra esquematicamente os feixes gaussianos envolvidos no processo, onde deseja-se que a cintura do feixe no interior da cavidade coincida

com seu centro efetivo, isto é, que a distância entre o espelho e a cintura seja igual à metade do comprimento efetivo ℓ_{eff} .

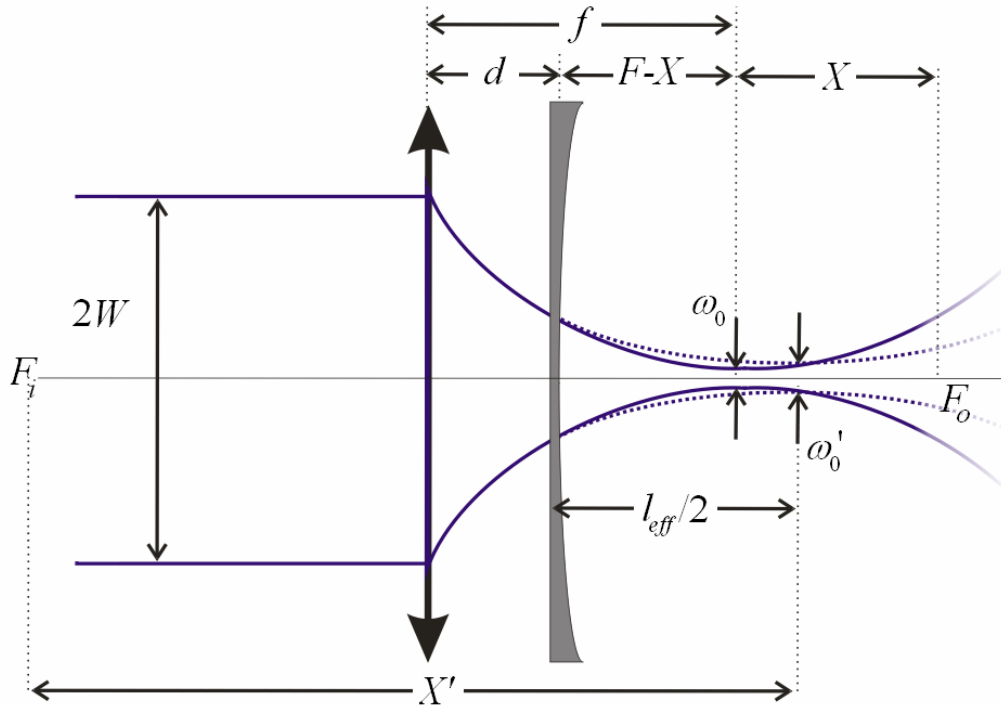


Figura 25. Desenho mostrando as distâncias envolvidas no cálculo da posição e distância focal da lente.

No esquema da figura 25, d é a distância entre a lente e o espelho, f é a distância focal da lente convergente, F_o e F_i são os pontos focais objeto e imagem do espelho, de mesma distância focal F que, por sua vez, se relaciona com o raio de curvatura R através da relação:

$$F = 2R \quad (4.8)$$

Observe que F é a distância focal *em módulo*. A idéia que será desenvolvida a seguir consiste na utilização do valor conhecido da distância de Rayleigh z_0' (calculada para $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$) como ponto de partida, já que ela é inteiramente determinada pela geometria da cavidade, como mostra a equação (4.6). Assim, temos que:

$$X' = \frac{\ell_{eff}}{2} + F \quad (4.9)$$

$$X = \frac{F^2 X'}{X'^2 + z_0^2} \quad (4.10)$$

Onde a equação (4.9) foi obtida diretamente da figura 25 e a equação (4.10) pode ser encontrada no Apêndice B, assim como o significado das distâncias X e X' . Substituindo (4.6), (4.8) e (4.9) em (4.10), obtemos, após algumas simplificações, o valor de X :

$$X = 2R \left(\frac{1 + \zeta/2}{1 + 5\zeta/4} \right) \quad (4.11)$$

Onde $\zeta \equiv \ell_{eff}/2R$ é um parâmetro que, fisicamente, representa o comprimento efetivo como uma fração do comprimento máximo permitido. Por esse motivo, chamamo-lo de *comprimento efetivo normalizado*. Da figura 25, ainda temos que:

$$f = d + (F - X) \quad (4.12)$$

Usando a expressão acima, podemos escrever X em função de nossas incógnitas d e f e substituir o resultado em (4.11) para obtermos a relação:

$$d = f - 2R \left(\frac{3\zeta/4}{1 + 5\zeta/4} \right) \quad (4.13)$$

A equação (4.13) indica de que forma os valores de f e d estão atrelados. Observe que, como d precisa ser positiva (caso contrário a lente se encontraria no interior da cavidade!), (4.13) nos fornece uma distância focal mínima:

$$f_{\min} = 2R \left(\frac{3\zeta/4}{1 + 5\zeta/4} \right) \quad (4.14)$$

A figura 26 mostra o comportamento de (4.14) para $0 < \zeta < 1$. Observe que, para os comprimentos efetivos de interesse (próximos a 1), a distância focal mínima é dada por aprox. 65% do valor do raio de curvatura R . Para os espelhos utilizados na realização experimental, de curvaturas 50 mm e 80 mm, esse limite representa focais mínimas de, respectivamente, 32.5 mm e 52 mm.

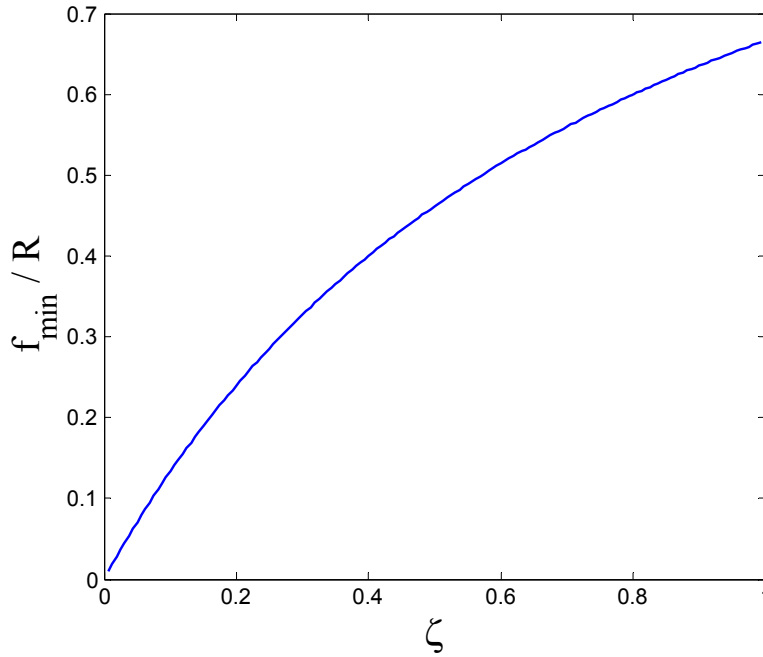


Figura 26. Distância focal mínima (normalizada pelo raio de curvatura do espelho) em função do comprimento efetivo normalizado.

Mas e quanto ao diâmetro $2W$ do feixe incidente? Do Apêndice B, sabemos que um feixe paralelo, quando focalizado, resulta em um feixe gaussiano de distância de Rayleigh dada por:

$$z_0 = \frac{\lambda f^2}{\pi W^2} \quad (4.15)$$

Onde, no nosso caso, $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$. Entretanto, z_0 não é um parâmetro livre, sendo completamente determinado pela transformação introduzida pelo espelho esférico, que é dada por:

$$\begin{aligned}
z_0 &= z'_0 \frac{X}{X'} \\
&= \frac{\ell_{eff}}{2} \left(\frac{1}{\zeta} - 1 \right)^{1/2} \left(\frac{1}{1 + 5\zeta/4} \right)
\end{aligned} \tag{4.16}$$

Igualando as expressões (4.16) e (4.15), obtemos para o raio do feixe:

$$W = f \left[\frac{2\lambda(1 + 5\zeta/4)}{\pi \ell_{eff}} \right]^{1/2} \left(\frac{1}{\zeta} - 1 \right)^{-1/4} \tag{4.17}$$

As equações (4.13) e (4.17) mostram que o problema não possui solução única. Na prática, seleciona-se um valor de f (correspondendo às lentes disponíveis no laboratório) e, utilizando (4.13) e (4.17), obtemos a forma correta de posicioná-la com relação à cavidade e o diâmetro que deve ser utilizado para o feixe incidente. Observe que, assim como f , W também possui um valor mínimo. Apenas para fornecer uma noção da ordem de grandeza de W , uma cavidade com $R = 80$ mm, $\ell_{eff} = 152$ mm e $f = 100$ mm resultam em $W \cong 790$ μ m. Ou seja, um diâmetro de pouco mais de 1.5 mm, um valor bem razoável.

Na montagem experimental, foram utilizados valores de f iguais a 75 mm, 100 mm e 150 mm, dependendo do raio de curvatura dos espelhos e do comprimento da cavidade. A seção a seguir fornece uma descrição da montagem assim como dos resultados obtidos.

4.1.3. Montagem experimental

Uma cavidade linear foi utilizada para uma primeira tentativa de se construir um contador de fótons isolados no comprimento de onda de 1.55 μ m, por meio do processo de SFG $1.55\mu\text{m} + 1064\text{nm} \rightarrow 631\text{nm}$. A figura 27 mostra esquematicamente a montagem experimental realizada.

Nessa montagem, a cavidade é constituída de dois espelhos esféricos idênticos de raio $R = 50$ mm com 99.8% de reflectividade a 1064 nm, 90.7% de transmissão a 633 nm e 92.5% de transmissão a 1.55 μ m. Em seu interior, encontra-se um cristal laser Nd: YVO₄ (*Niodymium : Yttrium-Orthovanadate*) de

5 mm de comprimento dopado a 1% e um cristal não-linear, que pode ser tanto um cristal LN (*lithium niobate*) quanto um cristal KTP (*potassium titanyl phosphate*) dependendo da medida realizada.

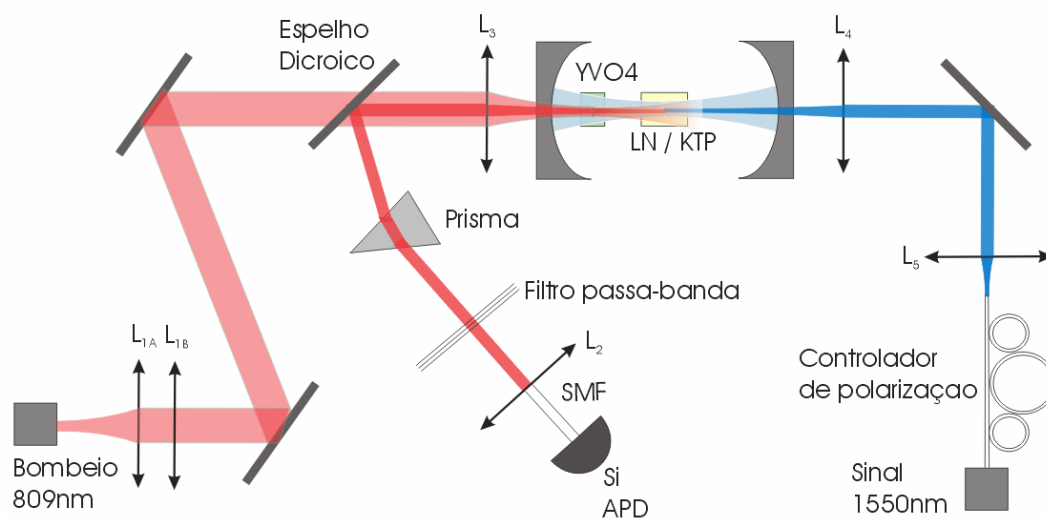


Figura 27. Montagem experimental usando cavidade linear.

Inicialmente, descrevemos o procedimento de montagem da cavidade, e em seguida relatamos os resultados do experimento⁶³.

4.1.3.1. Alinhamento da cavidade

A etapa preliminar da montagem consistiu na obtenção de potência a 1064 nm, isto é, na construção de um laser. Para que o processo de SFG seja eficiente, é necessário que a potência obtida seja alta e, tão importante quanto isso, o feixe em seu interior seja *monomodo* e *linearmente polarizado*. Esta seção explica como isso pode ser obtido.

Inicialmente, é necessário realizar um monótono processo de *alinhamento* da cavidade. Nosso melhor amigo nessa hora é um laser He-Ne, de 1 mW de potência, que fazemos passar por duas fendas de mesma altura para definirmos um *eixo óptico*. Em seguida, posicionamos o cristal YVO₄ ao longo do eixo, de forma que a incidência do feixe de alinhamento seja perpendicular às superfícies

⁶³ Em geral, qualquer experimento evolui em performance conforme o passar do tempo, e a cada etapa coletam-se diversos resultados. Por motivos de simplicidade, os resultados apresentados a seguir se referem à configuração final.

polidas, para depois inserirmos os espelhos. O alinhamento dos espelhos é realizado observando-se a reflexão do laser He-Ne em suas superfícies curvas (que, no caso do espelho mais próximo ao laser, corresponde à mancha mais fraca) com relação ao eixo.

Em seguida, é preciso realizar o alinhamento do laser de bombeio. Inicialmente, utilizamos um laser semiconductor a ~ 1 W de potência (~ 800 mW após o espelho dicróico) a um comprimento de onda de 808 nm. O grande problema desse laser é o enorme astigmatismo do feixe gerado; para corrigi-lo, utilizamos uma lente cilíndrica logo após uma lente de focal curta. O objetivo é poder focalizá-lo no centro geométrico do cristal YVO_4 com uma alta intensidade, ou seja, com uma pequena largura de feixe. O mesmo problema da seção 4.1.2 se aplica: o espelho esférico atua como uma lente divergente e é preciso escolher uma lente de distância focal apropriada. O melhor valor encontrado, determinado experimentalmente, foi de 40 mm; de qualquer forma, observamos que o feixe focalizado se assemelhava a um pequeno “traço” vertical, e não a um ponto. Por esta razão, optamos por trocar o bombeio por um laser conectorizado, isto é, cuja saída era acoplada a uma fibra óptica. Embora a potência fosse inferior, de 660 mW, sua qualidade era superior e a potência na cavidade mostrou-se equivalente⁶⁴. Além disso, observou-se que, em qualquer um dos casos, o sinal obtido era linearmente polarizado segundo a orientação do YVO_4 .

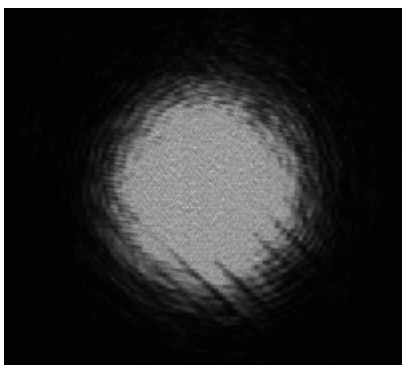


Figura 28. Imagem do feixe a 1064 nm na saída da cavidade.

⁶⁴ Algumas medidas detalhadas que foram realizadas com o 1º laser de bombeio não foram repetidas com o laser conectorizado. Entre elas, encontra-se o resultado da figura 27, página 112.

Uma vez que um sinal a 1064 nm é detectado do lado oposto da cavidade (com um cartão infravermelho), ajustes finos são realizados na posição dos espelhos. Foi constatado que, quanto mais próximos os espelhos se encontravam um do outro no processo de alinhamento, mais facilmente o laser funcionava. Apenas após o funcionamento da cavidade “vazia” que o cristal não-linear é inserido. A figura 28 mostra uma foto de uma seção reta do feixe obtido.

A figura mostra que o laser é capaz de funcionar em um modo TEM_{00} , requisito crucial para o processo de SFG. No entanto, nem sempre os modos mais “bonitos” correspondiam às maiores potências, o que significa que não basta, durante o alinhamento, nos guiarmos pela potência obtida.

Além disso, verificou-se que a potência máxima que podia ser obtida, com a restrição do modo ser TEM_{00} , diminuía com o aumento do comprimento efetivo da cavidade. Os resultados se encontram na figura 29.

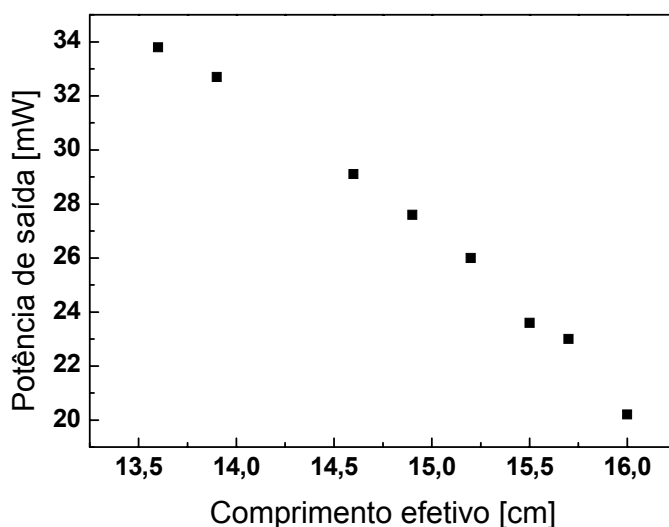


Figura 29. Diminuição da potência do laser YVO_4 com o aumento do comprimento da cavidade. O cristal não-linear estava ausente quando a medida foi realizada.

Observe, pela figura 29, que a potência máxima de saída obtida (sem o cristal não-linear) foi de 34 mW, correspondendo a 17W de potência intracavidade⁶⁵. Porém, no comprimento que, teoricamente, podemos obter máxima

⁶⁵ Considerando-se o valor medido de 99,8% para a reflectividade do espelho nesse comprimento de onda e a utilização do laser de bombeio a 800 mW líquidos. A máxima potência

eficiência de conversão (supondo ausência de *walk-off*), essa potência cai para $\sim 10\text{W}$. Isso é um mau sinal! Lembre-se que, de acordo com a figura 24, a diminuição do comprimento da cavidade implica em menores eficiências de conversão. Se, por outro lado, cavidades maiores apresentam menor potência intra-cavidade, significa que a maior eficiência de conversão não será obtida com a melhor focalização possível⁶⁶. É importante ressaltar que o comportamento mostrado na figura 29 foi obtido por diversas vezes, mesmo para outros lasers de bombeio e para diferentes espelhos e configurações da cavidade.

4.1.3.2.

Medidas de eficiência de conversão

Após o alinhamento e configuração da cavidade, prosseguimos para o experimento de conversão de frequências. O alinhamento do feixe a 1550 nm é realizado de forma similar ao laser de bombeio, utilizando um suporte móvel para a lente de colimação (à qual conectamos a fibra óptica que vem do laser) e um espelho, ambos com dois graus de liberdade. Observe na figura 22 que o lado pelo qual os fótons a 631 nm saem da cavidade é o mesmo lado pelo qual o feixe de bombeio a 809 nm é introduzido. Por esse motivo, um espelho dicróico foi utilizado próximo à cavidade, de forma a refletir os fótons convertidos na direção do detector. Em seguida, o sinal é filtrado, espacialmente (com um prisma) e espectralmente, para em seguida ser acoplado a uma fibra monomodo a 633 nm .

O experimento foi dividido em duas etapas: a caracterização da *eficiência de conversão* e a medida de *ruído*. Na primeira delas, todas as medidas utilizaram fontes de detectores “clássicos”, ou seja, com níveis de potência macroscópicos para o sinal. Apenas a segunda medida, de ruído, necessitou (por definição) que o experimento fosse realizado no regime de contagem de fótons.

atingida, no entanto, foi obtida com o laser de bombeio conectorizado, que com apenas 600 mW de potência, foi capaz de gerar aprox. 21W a um comprimento efetivo de 13 cm . A presença do cristal não-linear, em geral, diminuía a potência intra-cavidade por um fator 2.

⁶⁶ No entanto, a condição de máxima eficiência ainda se encontrará muito próxima da teórica, visto que esta decresce muito rapidamente com a diminuição da cavidade.

Para a medida de eficiência, o cristal não-linear utilizado foi o de niobato de lítio⁶⁷ (LN), de comprimento $L = 10$ mm. Ele requer um casamento de fase do tipo I, de modo que ambos os feixes foram polarizados na direção ordinária, selecionada como sendo vertical. A figura 30 mostra o resultado da medida de eficiência, realizada utilizando-se uma potência de sinal de 9 mW (a 1550 nm).

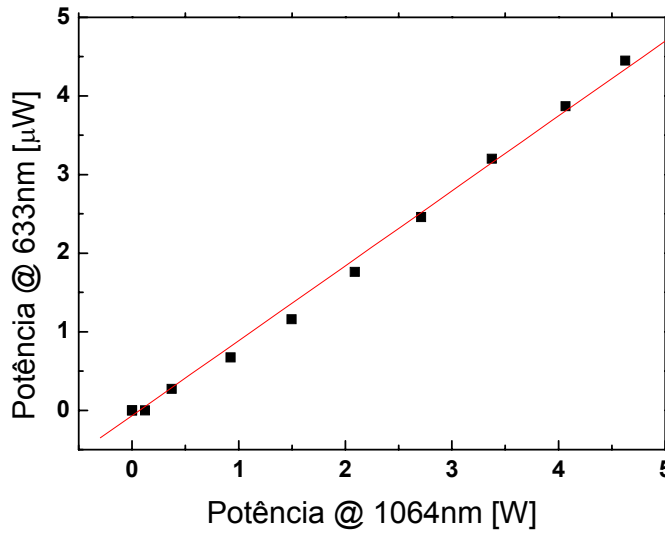


Figura 30. Potência do sinal convertido em função da potência de bombeio.

A eficiência de conversão, obtida experimentalmente, é dada por:

$$\eta_{SFG}^{\text{exp}} = \frac{P_{631}}{P_{1550}} \left(\frac{631}{1550} \right) \quad (4.18)$$

Nessa expressão, as potências são aquelas presentes na entrada e saída do *cristal*, e não do detector. Por isso, temos que levar em conta todas as perdas do processo: no comprimento de onda de 1550 nm, temos $\eta_{1550} = 0.93$ (devido ao 1º espelho esférico); a 631 nm, temos $\eta_{631} = 0.83 \times 0.91 \times 0.94 \times 0.55 \times 0.5 = 0.20$ (devido, respectivamente, à transmissão do cristal laser, ao 2º espelho esférico, ao espelho dicróico, ao acoplamento na fibra e ao filtro). Assim, temos:

⁶⁷ O cristal KTP também foi testado, mas a eficiência obtida de 0,018% nos desestimulou a prosseguir com esse cristal para essa cavidade. Na seção 4.2 retornaremos ao KTP.

$$\eta_{SFG}^{exp} = \frac{4.5 \mu W}{9.1 mW} \left(\frac{1}{0.93 \times 0.20} \right) \left(\frac{631}{1550} \right) = 0,11\% \quad (4.19)$$

Como esse valor se compara à previsão teórica? Usando o programa de simulação SNLO, vemos que o processo de SFG $1.064 \mu m + 1.55 \mu m \rightarrow 631 nm$, realizado em um cristal LN, tem um coeficiente não-linear $d_{eff} = -4.7 pm/V$ e um ângulo de *walk-off* de 32 mrad. Além disso, temos de (3.79) que $k = 1550/1064 = 1.46$ e $B = 3.57$ – um valor relativamente alto! Examinando a figura 21, esse valor corresponde a $h_{mm} \approx 0.3$. Usando agora (3.77) e substituindo os valores, obtemos $\eta_{SFG} \cong 0,27\%$ como valor máximo que poderia ser obtido. Observe que o resultado experimental encontrado foi 2.5 vezes inferior ao esperado, o que pode ser explicado por uma sobreposição imperfeita dos modos no cristal e pelo fato dos feixes não serem perfeitamente gaussianos.

Observe também o comportamento linear da figura 30, confirmando a aproximação de Boyd-Kleinman (3.77) para pequenas eficiências, que ignora o efeito de depleção do sinal de entrada.

4.1.3.3. Medidas de ruído

O passo seguinte, a caracterização do *ruído*, é o mais delicado de todos e o que envolve os maiores preparativos. De forma a minimizá-lo, foi utilizado um prisma⁶⁸ e um filtro interferencial centrado em 631 nm e de 2 nm de largura espectral, além de uma fibra monomodo a 633 nm, conectada diretamente a um módulo de contagem de fótons EG&G SPCM-AQ 15 FC, que possui taxa de contagem de escuro de 190 Hz (incluindo o ruído ambiente).

Durante a medida de ruído, o laser a 1550 nm é mantido desligado, e são registradas as contagens produzidas por fatores externos ao APD mas que tenham origem na cavidade ou em componentes do sistema de conversão de frequências como um todo. Existem três etapas principais em qualquer medida de ruído: (1)

⁶⁸ A função principal do prisma é separar o feixe a 631 nm de duas grandes fontes de ruído, que são reflexões do bombeio a 809 nm e luz verde a 532 nm, correspondendo a um processo de SHG no interior do cristal não-linear.

Medida preliminar: antes de qualquer coisa, mede-se o ruído total do sistema no ponto de operação cuja eficiência é a maior possível; (2) *Identificação:* se o resultado da medida preliminar indicar a existência de excesso de ruído, busca-se a origem desse ruído; e (3) *Correção:* após identificada a fonte, altera-se o experimento, seja pelo acréscimo de filtros, troca de componentes, etc.

O resultado preliminar da medida de ruído, utilizando exatamente o mesmo *setup* experimental da seção anterior⁶⁹, foi de:

$$n_{noise} = 2400 \text{ Hz} \quad (4.20)$$

Ou seja, foi medido um valor mais de 10 vezes superior ao da taxa de escuro. Seguindo a lógica apresentada, a pergunta que se segue é: de onde vem esse ruído? Não se trata de uma pergunta simples, pois o experimento possui diversas fontes de ruído em potencial, tais como: fótons espalhados, que atingiriam o detector por caminhos fora do eixo óptico; vestígios de sinal a 809 nm ou 1064 nm, que não seriam completamente atenuados pelo sistema de filtros; algum tipo de fluorescência em um dos cristais; etc.

Foi possível responder a essa pergunta fazendo-se um gráfico da taxa de ruído em função da potência intra-cavidade, que se encontra na figura 31, com e sem o cristal não-linear.

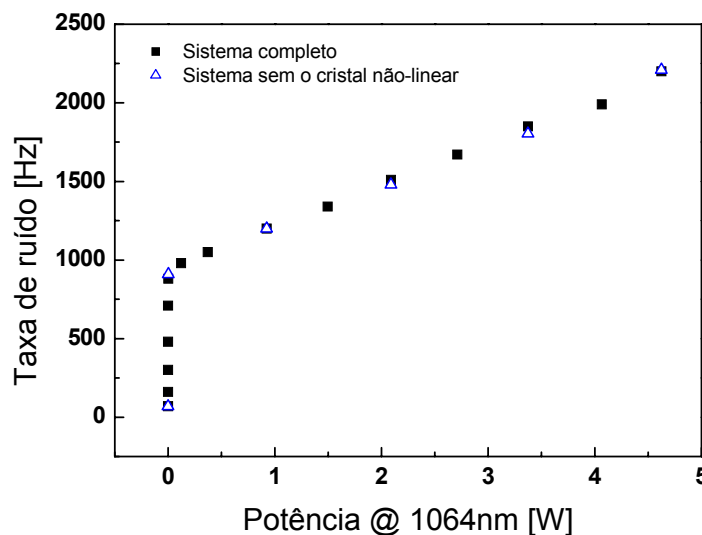


Figura 31. Taxa de ruído em função da potência intra-cavidade a 1064 nm.

⁶⁹ Apenas trocando o detector clássico pelo módulo de contagem de fótons.

O gráfico deixa claro que o ruído obtido não possui qualquer relação com o cristal não-linear, o que é claramente uma boa notícia: pelo menos por enquanto, não foi obtido nenhum tipo de ruído *intrínseco* ao processo não-linear de conversão de frequências. Além disso, o comportamento da curva para baixos valores de potência deixa claro que o ruído existe antes mesmo do sinal a 1064 nm existir! A princípio, poderíamos pensar que o ruído vem de fótons do laser de bombeio, a 809 nm, refletidos em algum ponto da cavidade na direção contrária. A hipótese foi descartada ao verificar-se que, inserindo uma pequena peça de metal entre a lente L_3 e a cavidade (ver fig. 27) ou entre o primeiro espelho e o cristal laser, o ruído praticamente desaparecia.

Essa e outras medidas sugeriram que a quase totalidade do ruído que chegava ao detector se tratava de fluorescência a 631 nm gerada pelo cristal YVO_4 ; de fato, era possível visualizar uma fraca luz branca sendo emitida, principalmente quando a cavidade era bloqueada. Nesse caso, a inserção de uma peça de metal entre os dois cristais gerava um ruído de 5.2 kHz!

Dado que a fonte de ruído foi identificada como sendo uma fluorescência no cristal laser, resta saber como podemos fazer para evitá-la. A resposta encontrada foi uma nova geometria de cavidade: a cavidade em “L”.

4.2. A cavidade em “L”

Na cavidade linear, os fótons gerados no cristal não-linear se propagavam na mesma direção que os fótons de fluorescência do cristal laser, e estes últimos atuavam como ruído de detecção. Uma forma encontrada de amenizar esse efeito foi “dobrar” a cavidade em duas “pernas” – uma contendo o cristal laser e a outra contendo o cristal não-linear. Para isso, foi necessário utilizar um terceiro espelho, que no caso foi escolhido como sendo um espelho dicróico plano com alta reflectividade ($> 99.9\%$) a 1064 nm e boa transmissão nos demais comprimentos de onda. Uma outra vantagem dessa configuração é que ela dispensa o uso do espelho dicróico externo, que causava uma ligeira atenuação no feixe de bombeio. A figura 32 ilustra a nova cavidade.

Outras modificações foram feitas além da geometria da cavidade. Um novo cristal de niobato de lítio de 25 mm de comprimento foi adquirido, assim como uma combinação de espelhos esféricos de diferentes raios de curvatura foi utilizada para que a cavidade fosse grande o suficiente para comportar os cristais e o espelho dicróico em seu interior. A figura 30 mostra as alterações na cavidade.

Em último lugar, mas não em menor importância, um novo laser de bombeio foi implantado, capaz de atingir potências de até 10W. Por motivos técnicos⁷⁰, contudo, ele não chegou a ser utilizado com uma potência acima de 6W.

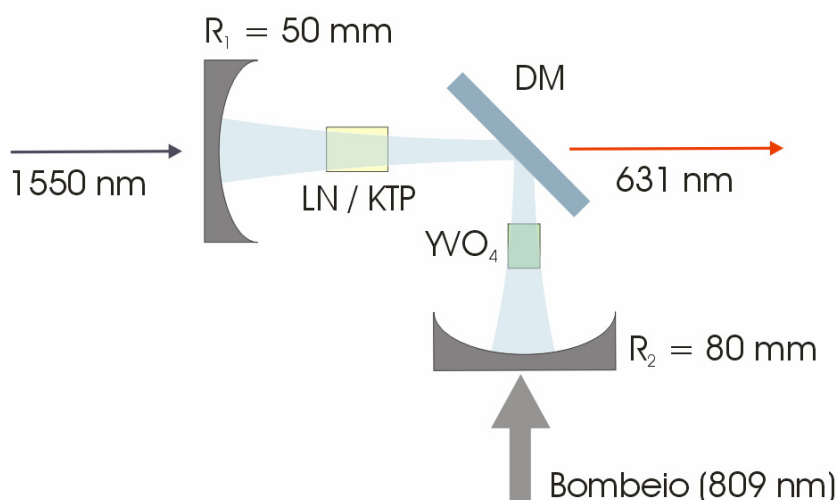


Figura 32. Cavidade em “L”. Observe que os fótons oriundos do cristal laser (YVO_4) não mais estão superpostos com o modo dos fótons convertidos no cristal não-linear (LN/KTP).

O restante da montagem experimental é praticamente idêntico ao ilustrado na figura 27. As sub-seções a seguir abordam rapidamente os aspectos que diferenciam esta cavidade da anterior.

4.2.1.

Considerações geométricas e critério de estabilidade

Para todos os efeitos de cálculo, a cavidade em “L” pode ser encarada como uma cavidade linear, já que a reflexão em um espelho plano não provoca nenhuma

⁷⁰ O motivo “oficial” para a decisão de não aumentar a potência de bombeio é que tornava-se cada vez mais difícil estabilizar a cavidade em um modo TEM_{00} para altas potências. Além disso, como só havia um cristal YVO_4 disponível, tínhamos medo de queimá-lo!!

alteração ao feixe intra-cavidade. Ainda assim, não podemos ignorar completamente o fato da cavidade estar dividida em duas partes.

A primeira razão para isso é a escolha da posição do espelho dicróico. Para quaisquer valores escolhidos para o raio dos dois espelhos esféricos, o 3º espelho não pode de forma alguma ser posicionado próximo à cintura do feixe! Além disso, é preciso que cada “perna” da cavidade seja grande o suficiente para acomodar seus respectivos cristais. Essa restrição é muito importante e impõe limites nos raios de curvatura que podem ser utilizados, já que, de acordo com (4.1), existe um comprimento efetivo máximo para qualquer cavidade estável.

Por este motivo, foi mantido um dos espelhos de raio $R_2 = 80$ mm na cavidade, e um novo espelho de $R_1 = 50$ mm foi inserido no local por onde passam os fótons a 1550 nm. Esse arranjo produz uma cavidade *assimétrica*; é possível mostrar a partir de (4.1) que a cavidade é estável se

$$0 < \ell_{eff}^2 - (|R_1| + |R_2|)\ell_{eff} + |R_1||R_2| < |R_1||R_2| \quad (4.21)$$

Cuja solução de interesse⁷¹ é dada por:

$$|R_2| < \ell_{eff} < |R_1| + |R_2| \quad (4.22)$$

Esse resultado é perfeitamente intuitivo: mais uma vez, o comprimento máximo da cavidade é dado pela soma dos raios de curvatura dos espelhos. Portanto, a nova cavidade em “L” não pode ter comprimento maior que 130 mm. Pode parecer muito, mas na prática esse valor já está próximo do limite necessário para realizar a montagem.

Outras perguntas muito importantes que devem ser feitas nesse momento: em uma cavidade assimétrica, aonde se encontra a cintura do feixe? E qual a distância de Rayleigh do feixe produzido? O cálculo envolve o uso de 3 equações: $R(z_1) = R_1$, $R(z_2) = -R_2$ e $z_2 = z_1 + \ell_{eff}$, onde $R(z)$ é o raio do feixe gaussiano no

⁷¹ A solução $\ell_{eff} < R_1$ não representa uma cavidade fisicamente realizável.

ponto z segundo a equação (4.5). Resolvendo o sistema, é possível mostrar [Saleh & Teich 90] que a posição do espelho R_1 e a distância de Rayleigh z_0 são:

$$z_1 = \frac{-\ell_{eff}(-|R_2| + \ell_{eff})}{2\ell_{eff} - (|R_1| + |R_2|)} \quad (4.23)$$

$$z_0 = \frac{1}{|2\ell_{eff} - (|R_1| + |R_2|)|} \left[-\ell_{eff}(\ell_{eff} - |R_1|)(\ell_{eff} - |R_2|)(\ell_{eff} - (|R_1| + |R_2|)) \right]^{1/2} \quad (4.24)$$

Para o caso $R_1 = 50$ mm, $R_2 = 80$ mm, o módulo de z_1 (que corresponde à distância entre a cintura do feixe e o espelho R_1) e o valor de z_0 são plotados em função do comprimento efetivo na figura 33.

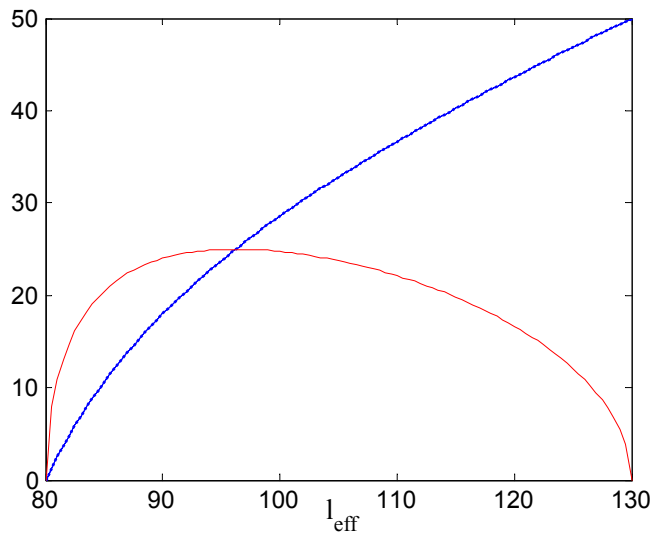


Figura 33. Comportamento da posição da cintura (linha pontilhada azul) e da distância de Rayleigh (linha cheia vermelha) em função do comprimento da cavidade em “L”.

Todos os valores são dados em milímetros.

É interessante observar que, nas cavidades assimétricas, existem dois comprimentos efetivos nos quais a distância de Rayleigh é pequena; entretanto, o caso $\ell_{eff} = 80$ mm não é prático pois a posição da cintura se encontra em cima do espelho de raio R_1 ! De qualquer forma, observe que a *menor* distância possível entre o espelho 1 e o centro efetivo do cristal de niobato de lítio é de $(25/2) \times 2.3 = 34.5$ mm, onde 25 mm é o comprimento do cristal e 2.3 é o índice

de refração do material. Portanto, pela figura 33, vemos que ℓ_{eff} não pode ser inferior a 110 mm, o que sugere, mais uma vez, que o comprimento ideal da cavidade deve ser próximo ao seu valor máximo.

Mas qual seria esse comprimento ideal? Para isso, precisamos saber qual seria o valor ideal de z_0 . Mais uma vez, vamos considerar que ambos os feixes devem ser focalizados aproximadamente da mesma forma. Inicialmente, calculamos o valor de B , que é dado por (3.79), reproduzida abaixo:

$$B = \frac{\rho}{2} \left[L \frac{(k_1 + k_2)}{2} \right]^{1/2} \quad (4.25)$$

Substituindo os valores, obtemos $B = 5.65$. De acordo com o gráfico da figura 20, $\xi_{1m} \approx \xi_{2m} \approx 1.5$. Logo, $z_0 = L/2\xi = 8.3$ mm e, pela figura 33, isso corresponderia a 127 mm de comprimento efetivo. Nesse comprimento, a distância do centro do cristal não-linear ao espelho 1 é muito próxima a 50 mm. Levando-se em consideração essas distâncias, prosseguimos para a construção da cavidade.

4.2.2. Resultados Experimentais

Assim como no caso da cavidade linear, é preciso obter a ação laser antes de iniciar o experimento de conversão de frequências. Apesar da maior dificuldade de alinhamento introduzida pelo espelho plano, a cavidade em “L” se comporta exatamente da mesma forma que uma linear. A figura 34 mostra a potência intracavidade obtida em função da potência de bombeio; para cada ponto, a posição dos espelhos foi ligeiramente ajustada de forma que o laser não apresentasse mais de um modo espacial⁷².

É importante ressaltar que as potências encontradas na figura 34 não correspondem aos valores máximos, e sim aos valores para o comprimento efetivo

⁷² Por esse motivo, não foi possível diminuir o grau de focalização do bombeio no cristal YVO₄, o que permitiria o uso de potências mais elevadas sem risco de danos ao cristal.

ideal calculado para a cavidade (127 mm)⁷³. Além disso, a medida foi realizada com a presença do cristal não-linear (no caso, LN). O comportamento aproximadamente linear sugere que é perfeitamente viável obter-se 5W de potência intra-cavidade para cada watt de bombeio.

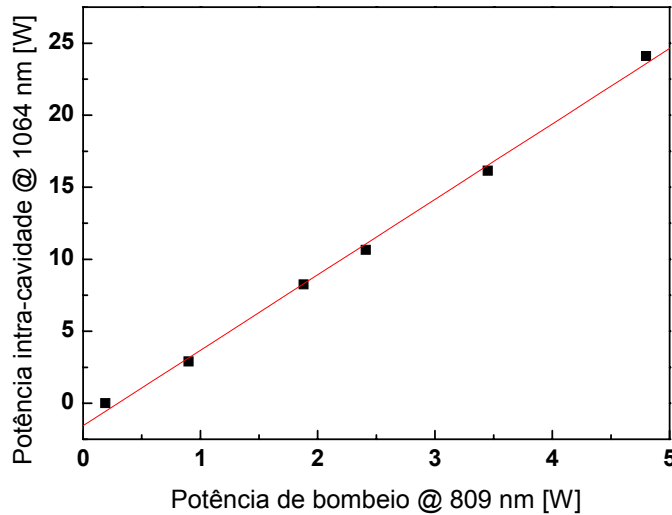


Figura 34. Comportamento linear da potência intra-cavidade em função do bombeio para a configuração em “L”.

Em seguida, prosseguimos para a obtenção do sinal de soma de frequências de forma idêntica à utilizada anteriormente, sem nenhum aumento de complexidade no processo de alinhamento. Devido à grande potência intra-cavidade, o sinal de soma de frequências podia ser facilmente visualizado a olho nu, mesmo no momento em que era encontrado pela primeira vez em condições distantes da que produz máxima eficiência. Para diferentes valores da potência de bombeio, foi medido o sinal de soma de frequências a 631 nm após o acoplamento a uma fibra; a diferença é que foi necessário utilizar uma fibra multi-modo.

O gráfico da figura 35 mostra a eficiência de conversão, já normalizada pela transmissão de todos os componentes ópticos $\eta_{opt} = 0.5 \times 0.925 \times 0.94 \times 0.77 = 33\%$, onde cada termo representa, respectivamente, a transmissão do filtro, espelho esférico (a 1550 nm), espelho plano (a 631 nm) e acoplamento na fibra.

⁷³ Curiosamente, por motivos desconhecidos ao autor, a cavidade ainda era capaz de produzir ação laser (multimodo) para comprimentos efetivos ligeiramente superiores a 130 mm.

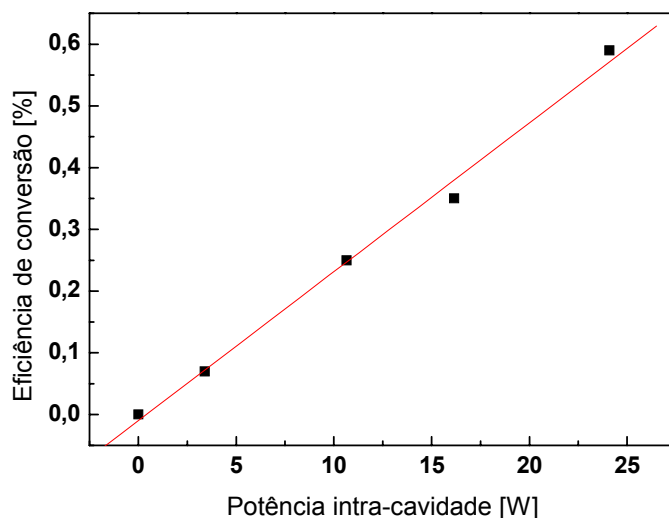


Figura 35. Eficiência de conversão em função da potência intra-cavidade para a configuração em “L”.

Conforme esperado, o comportamento é linear, indicando que não há efeito significativo de depleção do sinal de entrada (a 1550 nm). A interpolação linear nos fornece uma eficiência experimental de 0.024 % por Watt de bombeio. De acordo com as previsões teóricas, considerando $B = 5.65$, temos da figura 21 que $h_m \approx 0.16$; substituindo os valores relevantes em (3.77), obtemos 0,078% de eficiência por Watt – um valor 3.2 vezes superior. A tabela 1, abaixo, mostra todos os valores experimentais intermediários que levam a esse resultado.

Descrição	Valor	Unidade
Sinal de entrada @ 1550 nm	0,73	mW
Bombeio @ 1064 nm	25	W
Sinal convertido @ 631 nm (teoria, $h = 0,16$)	34,9	uW
Sinal convertido @ 631 nm (medida experimental)	10,6	uW
Eficiência de conversão	0,59	%
Eficiência global	0,20	%

Tabela 1. Resumo dos resultados experimentais para cálculo da eficiência de conversão

Surpreendentemente, o uso de um cristal 2.5 vezes maior resultou em um pequeno aumento de eficiência. Apenas para efeito de comparação, a previsão teórica de eficiência usando um cristal de 10 mm de comprimento é de 0,059% por Watt, isto é, o uso de um cristal mais longo seria a princípio vantajoso (compare com 0,078%), mas o fator de 3.2 obtido com a cavidade em “L” é superior ao fator 2.5 da cavidade linear, amenizando o aumento de eficiência. Dado que trata-se de um efeito puramente experimental, é possível que esse fator 3.2 possa ser reduzido e que potências mais elevadas sejam obtidas, exatamente com o mesmo experimento, porém realizando-se o alinhamento de forma mais cuidadosa.

Apesar do maior fator entre a eficiência teórica e a obtida experimentalmente, a configuração em “L” comprovou ser capaz de diminuir o ruído, como mostra a figura 36. Nessa figura, o eixo vertical da direita corresponde ao ruído efetivamente medido, após subtração das contagens de escuro, enquanto à esquerda está representada a taxa de fótons de ruído após o cristal não-linear.

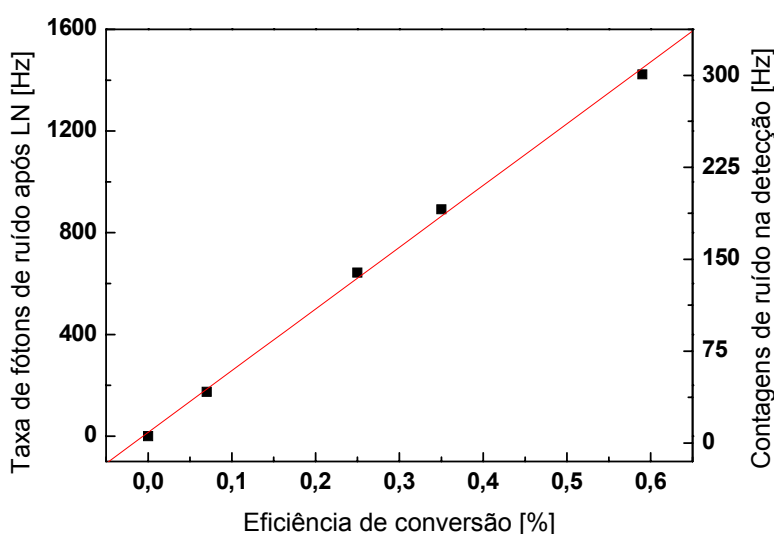


Figura 36. Ruído obtido na cavidade em “L”.

O primeiro resultado importante da figura 36 está na ordem de grandeza do ruído obtido pela configuração em “L”. Enquanto a cavidade linear apresentou 2400 Hz de ruído para uma eficiência de conversão de 0,1%, a cavidade em “L” proporcionou uma redução desse valor para aproximadamente 50 Hz, um valor

mais de 40 vezes inferior. Essa redução corresponde à quase total eliminação dos fótons oriundos da fluorescência presente no cristal Nd: YVO₄.

Um dado que não é visível na figura 36, mas que é essencial para a compreensão da origem do ruído que resta, é a *polarização* do ruído. Se o ruído fosse despolarizado, poderíamos ganhar um fator 2 na relação sinal/ruído simplesmente introduzindo um polarizador na direção do sinal de soma de frequências; entretanto, constatou-se que o ruído possuía exatamente a mesma polarização do sinal que desejamos detectar. Esse fato nos leva a crer que trata-se de algum tipo de fluorescência a 1550 nm que é convertida em frequência para 631 nm, assim como o sinal, e que, portanto, não podemos filtrar.

Além disso, observe o comportamento *linear* do gráfico, que foi confirmado pelo menos até uma eficiência de 0.6%, que difere completamente das configurações usando guias de onda, nas quais o ruído apresenta dependência quadrática com a eficiência. Se fosse possível afirmar que essa tendência se mantém para maiores eficiências, poderíamos fazer uma estimativa de ruído para potências intra-cavidade superiores simplesmente realizando uma *extrapolação linear*. A dúvida que resta é: isso pode ser feito? A seção 4.3 conclui esse capítulo fornecendo a resposta.

4.3.

Discussão dos resultados

Durante a fase de realização experimental, os dois tipos de cavidade utilizados – linear simétrica e “L” – produziram diferentes resultados. Embora a cavidade linear tenha algumas vantagens, como maior simplicidade, não há nenhuma dúvida que a configuração em “L” é superior, já que o ruído de detecção foi diminuído drasticamente.

A eficiência de detecção de 0.6% é claramente insuficiente para a maioria das aplicações em comunicações quânticas. Teoricamente, existem duas formas de aumentar essa eficiência: aumentar a potência de bombeio ou o comprimento do cristal não-linear. Entretanto, devido ao *walk-off* existente, a segunda opção não seria muito vantajosa, conforme foi observado na comparação entre os cristais de 10 e 25 mm: embora o uso do maior cristal possibilitasse uma eficiência de conversão 2.5 vezes maior que com o mais curto, na prática o aumento foi de

apenas 10%. Observe, no entanto, que se o cristal de 10 mm tivesse sido usado, o comprimento da cavidade correspondente à máxima eficiência seria maior. Dado que, para altas potências de bombeio, a cavidade torna-se muito instável nesses comprimentos, o uso do cristal mais longo é, de qualquer forma, mais adequado.

Resta saber, pois, de que forma o aumento de eficiência (obtido via aumento de potência de bombeio) vai afetar o ruído. Para responder a essa pergunta, vamos utilizar resultados do grupo de pesquisa chinês, ao qual nos referimos no início do capítulo, que realizou os experimentos intra-cavidade usando um PPLN [42]. Fortuitamente, os autores forneceram dados experimentais que mostram como o ruído e a eficiência de conversão se comportam em função da potência intra-cavidade, mostrados abaixo na figura 37.

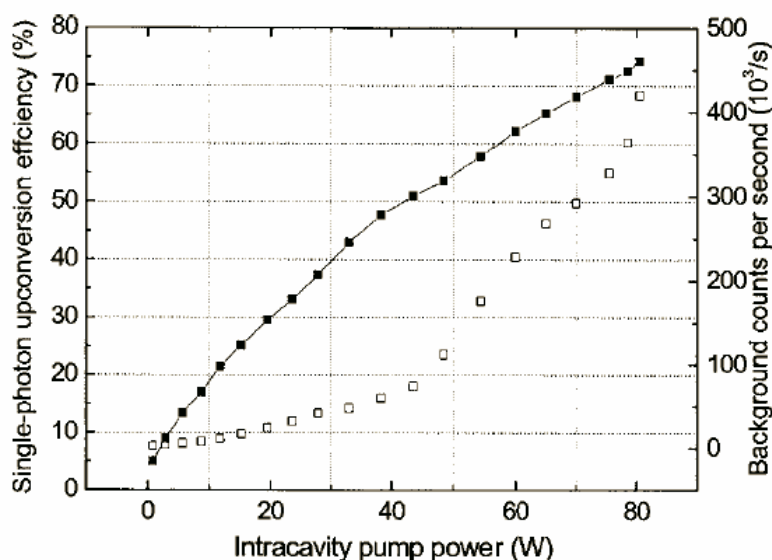


Figura 37. Primeiros resultados obtidos pelo grupo de pesquisadores Haifeng Pan *et al.* Os quadrados escuros representam a eficiência de conversão e os claros a taxa de ruído.

Vamos voltar a atenção aos dados referentes às menores potências intra-cavidade. Observe que, com relação ao ruído, os 5 primeiros pontos experimentais denunciam um crescimento muito próximo do linear. O mesmo pode ser dito com relação à eficiência, que também cresce de forma praticamente constante nesse intervalo. Esse comportamento foi confirmado em uma segunda realização

experimental muito recente⁷⁴ [43], cujos resultados estão reproduzidos na figura 38.

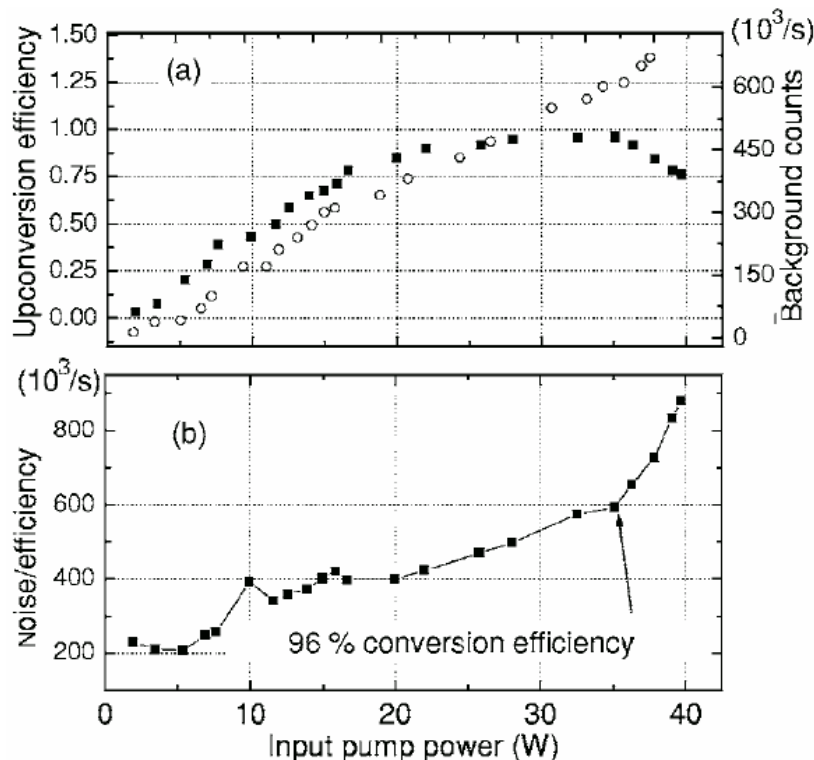


Figura 38. Resultados recentes do grupo de Haifeng Pan *et al.* (a) Eficiência de conversão (quadrados escuros) e ruído (círculos claros) em função da potência intra-cavidade; (b) Relação ruído/eficiência em função da potência intra-cavidade.

Note, mais uma vez, que para eficiências de até $\sim 20\%$ (correspondendo ao 3º ponto experimental), a relação entre ruído e eficiência é praticamente constante e em torno de 200 kHz. Esse comportamento confirma, mais uma vez, um crescimento linear do ruído.

Desta forma, faz sentido realizar uma extrapolação linear no ruído em nosso experimento, desde que a eficiência não ultrapasse o limite da aproximação utilizada. Por exemplo, para uma eficiência de 6%, poderíamos aproximar a taxa de fótons de ruído na saída do cristal como de, aproximadamente, 14 kHz.

Como comparar esse valor com os resultados usando PPLN? Para pequenos valores de eficiência, a relação entre ruído e eficiência de conversão, dada pela

⁷⁴ A diferença entre as duas configurações experimentais do grupo chinês é o tipo de cavidade: a primeira utiliza uma cavidade de onda estacionária (assim como neste trabalho), enquanto a segunda usa uma cavidade em anel.

figura 38(b), é de $\approx 2 \times 10^5$ Hz; dividindo-se esse valor pela transmissão dos componentes ópticos (65%), pela eficiência de detecção do APD (64%) e multiplicando pela eficiência de 0.6%, obtemos uma taxa de fótons por segundo de 29 kHz na saída do PPLN.

Portanto, podemos concluir que na configuração utilizada com casamento de fase birrefringente usando um cristal LN, o ruído obtido corresponde à metade do ruído medido quando um cristal PPLN é usado. Entretanto, a menor eficiência de conversão por Watt de bombeio, aliada à impossibilidade de se utilizar cristais muito longos, torna o uso do casamento de fase birrefringente pouco atrativo para aplicações que necessitam de grandes eficiências de conversão.