UNIVERSIDADE FEDERAL DE ALAGOAS CAMPUS ARAPIRACA CURSO DE GRADUAÇÃO EM FÍSICA LICENCIATURA

Bruno José dos Santos

AMPLIFICAÇÃO PARAMÉTRICA EM LASERS ALEATÓRIOS

ARAPIRACA - AL 2019

Bruno José dos Santos

AMPLIFICAÇÃO PARAMÉTRICA EM LASERS ALEATÓRIOS

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado ao corpo docente do Curso de Licenciatura em Física da Universidade Federal de Alagoas (UFAL), como requisito parcial para obtenção do título de Licenciada em Física.

Orientador: Prof. Dr. André de Lima Moura

ARAPIRACA - AL 2019

Bruno José dos Santos

AMPLIFICAÇÃO PARAMÉTRICA EM LASERS ALEATÓRIOS

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado ao corpo docente do Curso de Licenciatura em Física da Universidade Federal de Alagoas (UEAL), como requisito parcial para obtenção do título de Licenciada em Física,

Aventado em 21 de ferereiro de 2019.

BANCA EXAMINADORA

Č Sho

Prof. Dr. André de Lima Moura Universidade Federal de Alagoas – Campus Arapiraca Orientador

Prof. Dr. Willamys Cristiano Soares Silva Universidade Federal de Alagoas - Campus Arapiraca

Availador

Prof. Dr. Samuel Silva de Albuquerque Universidade Federal de Alagoas – Campus Arapiraca Avaliador

AGRADECIMENTOS

Agradeço a Deus por todos os momentos em que esteve presente em minha vida e ter me possibilitado concluir minha graduação.

Agradeço a minha mãe e meu pai, por todos os esforços, motivação, compreensão, cuidado e amor.

Agradeço a minha namorada, Bruna, pela paciência, carinho e apoio durante esse tempo.

Agradeço a minha família, pelo apoio.

Agradeço aos meus amigos de curso, Débora, Cassia, Rafael, Mayara, e a todos da turma de física 2014.1. Em especial Amanda, Ayslan e Erick, pela caminhada ao decorrer do curso, e pelos momentos de descontração.

Agradeço aos docentes do curso de Física, pelo conhecimento passado.

Agradeço também ao Dr. Prof. André, pelos meus primeiros passos na ciência.

Agradeço aos companheiros de laboratório.

E a UFAL pelo espaço e apoio prestado.

"Não se pode aprender algo de uma lição sem dor, já que não pode se ganhar nada sem sacrifício. Mas quando essa dor é superada e a lição incorporada, o resultado é um coração forte, como o aço" . Hiromu Arakawa

RESUMO

A emissão laser aleatório (LA) em 1063nm foi gerada por excitação do pó de $NdAl_3(BO_3)_4$, em nanopartículas, à 580nm em ressonância com a transição Nd^{3+} de ${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4G_{7/2}$. Em seguida, vemos a amplificação paramétrica óptica da LA, devido a interação não-linear entre o feixe de excitação e o LA com as nanopartículas $NdAl_3(BO_3)_4$, foi inferido um desvio do comportamento esperado da intensidade linear entrada-saída. Os resultados experimentais são corroborados por simulações numéricas. Esta é a primeira vez que amplificação paramétrica da emissão de LA, que pode desencadear estudos fundamentais e aplicações.

Palavras-chave: Não-linear. Laser aleatório. Amplificação paramétrica óptica.

ABSTRACT

The random laser (RL) emission at 1063 nm was generated by exciting powder $NdAl_3(BO_3)_4$ nanoparticles at 580 nm in resonance with the Nd^{3+} transition ${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4G_{7/2}$. Thereupon, optical parametric amplification of the RL, due to the nonlinear interaction between the excitation beam and the RL ones with the $NdAl_3(BO_3)_4$ nanoparticles, was inferred by a deviation of the expected linear input–output intensity behavior. The experimental results are corroborated by numerical simulations. This is the first time that parametric amplification of RL emission, which can trigger fundamental and applied studies, has been demonstrated.

Keywords: Nonlinear. Random laser. Optical parametric amplification.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	8
2	LASER	9
2.1	CARACTERISTICAS DA LUZ LASER	9
2.2	ABSORÇÃO E EMISSÃO ESPONTANEA	9
2.3	EMISSÃO ESTIMULADA	10
2.4	INVERSÃO DE POPULAÇÃO	11
2.5	LASER CONVENCIONAL	12
2.6	AÇÃO LASER	12
2.7	LASER ALEATÓRIO	13
3	FENÔMENOS ÓPTICOS NÃO-LINEARES	15
3.1	SEGUNDO HARMÔNICO	15
3.2	SOMA DE FREQUENCIA	16
3.3	DIFERENÇA DE FREQUENCIA E AMPLIFICAÇÃO PARAMÊTRICA	17
4	METODOLOGIA	19
4.1	EXPERIMENTAÇÃO	19
4.2	SIMULAÇÃO NÚMERICA	21
5	RESULTADOS E DISCUSSÕES	23
6	CONCLUSÃO	26
	REFERÊNCIAS	27

1 INTRODUÇÃO

A amplificação paramétrica óptica (APO) é um fenômeno óptico não-linear que ocorrem em matérias de segunda ordem não-linear não-nula. Podemos escrever a resposta do material como como o vetor polarização $P_i = \varepsilon_0 \left(\chi_{ij}^{(1)} E_j + \chi_{ijkl}^{(2)} E_j E_k + \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l + \cdots \right)$. O primeiro termo refere-se à primeira ordem linear, o segundo e o terceiro termos estão relacionados com a segunda e terceira ordem não-linear do material, respectivamente. A amplificação paramétrica óptica (APO) é um processo de segunda não-linear que pode ser observado em materiais nãocentrossimétricos. Dado dois feixes de frequências $\omega_1 e \omega_2$, onde $\omega_1 > \omega_2$, quando temos APO o feixe de menor frequência é amplificado, porque a interação com o material irá aniquilar o feixe de maior frequência para a criação de um feixe com frequência igual a $\omega_1 - \omega_2$ e outro feixe com valor de ω_2 (Boyd, 1992). Graças a isso o feixe de menor frequência é amplificado. Esse é um fenômeno bem conhecido para lasers convencionais, que são lasers que necessitam de uma cavidade óptica para gerar radiação laser.

Outro tipo de laser conhecido são os random lasers (lasers aleatórios), que é um laser gerado pelo ganho do material, e que não necessita de uma cavidade óptica. Um dos sistemas mais estudados para esse tipo de laser é o sistema com pó de cristal ou materiais dopados com Nd^{3+} , graças a sua configuração que possui quatro níveis de energia, que facilita o processo de inversão de população. Nota-se a ação laser aleatório (LA), quando excitamos um material com ganho, e ao aumentar a energia de excitação, temos uma mudança abrupta na relação entre a energia de excitação e a energia do feixe de saída, no ponto no limiar ou *threshold*.

Este trabalho mostra que a amplificação paramétrica óptica não é um fenômeno exclusivo para lasers convencionais, e que foi demonstrado tanto teoricamente como experimentalmente para lasers aleatórios.

2 LASERS

2.1 CARACTERISTICAS DA LUZ LASER

Algumas das características da luz laser é que ela é praticamente monocromática, seu espectro é bastante estreito. Também é coerente, os fótons gerados são idênticos e estão em fases. Sua intensidade é relativamente alta, e em lasers pulsados essa intensidade é maior que a de lasers contínuos, porque tem um acumulo de energia entre os pulsos. E outra característica importante é que o feixe é direcional. Pois, o feixe é gerado por átomos interagindo com o material na mesma direção (laser convencional), sendo que os fótons em que não estão nessa direção não contribuem para o feixe resultante.

2.2 ABSORÇÃO E EMISSÃO ESPONTÂNEA

Laser é um acrônimo para Light *amplification by stimulate emission of radiation*, em tradução significa *amplificação da luz por emissão radiação estimulada*, que faz referência ao processo para a criação do laser. Para entendermos o funcionamento do laser, vemos que a radiação interage com a matéria de três formas: absorção, emissão espontânea e emissão estimulada.

Adotando um sistema de níveis de energia, quando a radiação interage com a matéria e um elétron ascende níveis de energia, como simplificado na figura abaixo:



Considerando um fóton com frequência *f* interagindo com o átomo, podemos associar a energia $hf = E_2 - E_1$ para esse fóton. Dessa forma, o elétron absorveu a

energia do fóton para ascende do nível E_1 para o nível E_2 . Esse processo tem o nome de absorção.

Se acontecer o inverso disso, ou seja, o elétron descende do nível E_2 para E_1 , liberando um fóton de energia $hf = E_2 - E_1$ de forma espontânea, esse fenômeno leva o nome de emissão espontânea.



Fonte: Autor, 2019.

2.3 EMISSÃO ESTIMULADA

Se a emissão espontânea o átomo decai de sem influência externa, nesse processo força-se esse decaimento. Considerando um sistema semelhante ao da figura anterior, só que agora temos um outro fóton de mesma $hf = E_2 - E_1$ energia interagindo com o elétron excitado. Essa interação faz com que o elétron libere um fóton de mesma energia ao fóton que estava em interação com o mesmo, e agora temos 2 fótons de mesma energia.



O fóton emitido pelo elétron que decaiu é basicamente um fóton "gêmeo" ao fóton que estava interagindo, ele terá a mesma energia, mesma direção e mesma fase. Considerando um sistema com vários átomos, e podendo repetir esse processo, temos o laser.

2.4 INVERSÃO DE POPULAÇÃO

Este é um fundamento importante para a existência do laser. Com dito antes, para termos emissão estimulada é necessário que o elétron já esteja em um estado acima do nível fundamental e que um fóton interaja de tal forma com o material que force o elétron a decair. Se considerarmos um átomo, podemos ter vários elétrons no nível de energia E_1 e no estado excitado E_2 .

Se um átomo tiver mais elétrons no estado fundamental do que no estado excitado, o efeito predominante é a absorção. Caso tenha mais elétrons no estado excitado do que no estado fundamental de energia, então teremos o efeito de emissão estimulada mais proeminente. O mecanismo pelo qual a emissão estimulada pode se tornar dominante é ter mais átomos no estado excitado que no estado fundamental, de forma que os fótons emitidos têm maior probabilidade de estimular a emissão do que serem absorvidos. Como esta condição é o inverso do que ocorre na situação de equilíbrio normal, ela é denominada de inversão de população. Com mais átomos no estado excitado do que no fundamental, teremos muitos relaxamentos no sistema, resultando em uma cascata de fótons. O primeiro fóton emitido estimulará a emissão de mais fótons, que estimularão a emissão de ainda mais fótons, e assim por diante. Nessa dinâmica a quantidade de fótons cresce, produzindo a amplificação da luz emitida. Quando o número de átomos no estado fundamental é maior, a inversão de população cessa e a emissão espontânea tornará se novamente 0 processo proeminente.

O método mais comum para ter inversão de população em um meio laser é fornecer energia para que os átomos fiquem excitados e saiam do estado fundamental de energia. Em um equilíbrio termodinâmico não tem como existir inversão de população. Porque, a energia térmica o calor só aumenta a energia média da população, mas não aumenta o número de espécies no estado excitado com relação ao estado fundamental (Zílio, 2009). Podemos escrever a relação entre

dois níveis de energia, 1 e 2, em equilíbrio termodinâmico pela seguinte distribuição de Boltzmann:

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\{-(E_2 - E_1)/KT\}$$
(1)

Onde N_1 e N_2 , são os número de átomos nos estados1 e 2, respectivamente. E_1 e E_2 são as energias dos níveis 1 e 2, K é a constante de Boltzmann e T é a temperatura dada em Kelvin. Se analisarmos a equação, quanto maior for a temperatura, mais átomos serão excitados pela agitação térmica, indo para o nível de energia E_2 .

Se um sistema semelhante a esse for exposto a radiação, o processo dominante será a absorção. Mas se as populações forem invertidas, o processo dominante será a emissão estimulada, e com o efeito cascata, teremos ação laser.

2.5 CAVIDADE ÓPTICA DE UM LASER

Os lasers convencionais são laser que necessitam de uma cavidade para que ocorra a ação laser. Uma cavidade pode ser constituída de dois espelhos, um totalmente refletor e outro parcialmente refletor, o meio de ganho e uma fonte de excitação. De forma simplificada, uma cavidade óptica para um laser convencional é semelhante ao esquema mostrado na figura abaixo:





2.6 AÇÃO LASER

Podemos através do processo de emissão estimulada e inversão de população amplificar a luz em um meio. Podemos exemplificar o funcionamento de um laser pela figura abaixo:







Os elétrons, quando excitados ficam no nível E_3 de energia, onde o tempo de decaimento é curto e logo decaem para o nível E_2 de forma não-radiativa, ou seja, gerando fônons no sistema. Então, quando os elétrons decaem do nível E_2 para o nível E_1 ocorre a liberação de um fótons de energia, onde essa energia é igual a $E_2 - E_1$. Se esse efeito acontecer no meio de ganho de uma cavidade óptica, esse fenômeno será repetido até que a luz seja intensa o suficiente para ser transmitida pelo espelho parcialmente refletor.

2.7 LASER ALEATÓRIO

Laser aleatório ou Random Laser é um laser que não depende de cavidade óptica para gerar luz laser. Ao invés do processo de realimentação do sistema ser realizados pela reflexão da radiação pelos espelhos, a retroalimentação acontece no próprio meio de ganho. Se um fóton entrar em um meio de ganho altamente refletor, onde ele será refletido entre as partículas que constituem o sistema, de forma aleatória. Como na esquematizado na figura abaixo:



Fonte: Autor, 2019.

Um sistema de fácil geração de laser aleatório é YAG dopado com nanopartículas de Nd^{3+} . Pois, sua absorção de luz é na faixa do espectro visível.

3 FENOMENOS ÓPTICOS NÃO-LINEARES

Óptica não-linear é o estudo de fenômenos que ocorrem como consequência de a modificação das propriedades ópticas de um sistema material pela radiação. Normalmente, apenas a luz do laser é suficientemente intensa para modificar propriedades ópticas de um sistema material. Fenômenos ópticos não-lineares são "não-lineares" em relação a resposta de um sistema material quando submetido a um campo óptico, onde sua dependência varia de forma não-linear. Um exemplo disto, é a geração do segundo harmônico, onde a resposta da interação da luz com o sistema material acontece de tal forma, que o feixe incidido sofre uma variação e temos um feixe novo, com o dobro da frequência e metade do comprimento de onda do feixe inicial.

Considerando o vetor polarização $P_i = \varepsilon_0 \left(\chi_{ij}^{(1)} E_j + \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l + \cdots \right)$ dependendo apenas da força do campo óptico E(t) aplicado no material. Na óptica linear, a polarização varia de forma linear com a variação da radiação aplicada. Então podemos dizer que o primeiro termo do vetor polarização $P_1 = \varepsilon_0 \chi_{ij}^{(1)} E_j$ se refere as respostas lineares do sistema material. Enquanto as outras partes da equação $P_2 = \varepsilon_0 \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k$ e $P_3 = \varepsilon_0 \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l$ são as respostas de segunda e terceira ordem não-lineares, respectivamente. E assim, as ordens não-lineares seguem sucessivamente. Neste trabalho apenas veremos os efeitos advindos das respostas de segunda ondem não-linear.

3.1 SEGUNDO-HARMÔNICO

Este é um exemplo de resposta do tipo não-linear de um material. A interação da radiação com o material ocorre de tal maneira que o resultado da resposta dessa interação é um feixe com o dobro da frequência e com metade do comprimento de onda do feixe inicial. Isso fica exemplificado na figura abaixo



Figura 7 – Esquematização do segundo harmônico.



Podemos descrever o campo elétrico da radiação incidida como:

$$E (t) = e^{-i\omega t} + cte$$
(2)

Se um feixe com esse campo atingir um cristal de resposta de segunda ordem não-linear, o vetor polarização de resposta será

$$P_{2} = 2\varepsilon_{0}\chi_{ijk}^{(2)}E_{j}E_{k} + (E^{2}e^{-i2\omega t} + cte)$$
(3)

Nota-se que a polarização de segunda ordem tem um termo que não depende da frequência e o seu segundo termo que possui uma dependência com o dobro da frequência (2ω). Se o processo de geração do segundo-harmônico for totalmente eficiente, então todo o feixe incidente é convertido em seu segundo-harmônico. Em uma experimentação real, o laser Nd:YAG gera um laser com comprimento de onda de 1064nm, e com um modulo gerador de segundo-harmônico temos um feixe de 532nm, mas ainda existe uma parte do feixe original sendo transmitido pelo cristal.

3.2 SOMA DE FREQUÊNCIA

Podemos esquematizar o processo soma de frequência da seguinte forma:

Figura 8 – Geração soma de frequência.



Fonte: Autor, 2019

A polarização para este tipo de processo pode ser escrita da forma

$$P_2 = 2\varepsilon_0 \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + (E^2 e^{-i(\omega_1 + \omega_2)t} + cte)$$
(4)

A soma de frequência e o segundo-harmônico são semelhantes, sendo o segundo-harmônico um caso especial da soma. A diferença é que a soma de frequência acontece quando temos dois tipos de radiação com diferentes frequências.

3.3 DIFERENÇA DE FREQUÊNCIA E AMPLIFICAÇÃO PARAMÊTRICA



Fonte: Autor, 2019.

Assim como os fenômenos anteriores, a diferença de frequência segue o mesmo caminho, tendo como polarização

$$P_{2} = 2\varepsilon_{0}\chi_{ijk}^{(2)}E_{j}E_{k} + (E^{2}e^{-i(\omega_{1}-\omega_{2})t} + cte)$$
(5)

A conservação de energia neste caso, diferente da soma, requer que para cada fóton que é criado na diferença de frequência $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$, um fóton na frequência de entrada mais alta (ω_1) deve ser destruído e um fóton na frequência de entrada inferior (ω_2) deve ser criada, como visualizado na figura. Assim, a radiação de menor frequência é ampliada por esse processo. Por este motivo, o processo de geração de diferença de frequência também é conhecido como amplificação paramétrica óptica. De acordo com o fóton descrição do nível de energia da geração de diferença-frequência, o átomo primeiro absorve um fóton de frequência ω_1 e pula para o nível de energia mais alto. Este nível decai pelo processo de emissão estimulada de dois fótons pela presença de ω_2 , que já está presente. Emissão de dois fótons pode ocorrer mesmo se ω_2 não for aplicado.

4 METODOLOGIA

4.1 EXPERIMENTAÇÃO

A amostra utilizada para a geração de laser aleatória foram nanopartículas $NdAl_3(BO_3)_4$. Porque os resultados para soma de frequência e segundo-harmônico já são conhecidos para esse material, faltando apenas a diferença de frequência.

A amostra utilizada quando excitada com uma radiação com comprimento de onda em 580nm, pode gerar um laser aleatório em 1063nm. Em 580nm a amostra entra em ressonância com a transição de estado ${}^{4}I_{9/2}$ para ${}^{2}G_{7/2}$, como visualizado na figura abaixo:





O laboratório dispõe de um laser Nd:YAG que opera no regime Q-switch em 1064nm. Esse laser possui módulos acopladores que permitem mudar o comprimento de onda de excitação para 532nm e 255nm. Como a amostra é efetiva ao ser excitada em 580nm, foi necessário criar segundo laser para excitar a amostra. Para excitar a amostra, foi criado um laser de corante sintonizável, onde o corante utilizado foi a rodamina 6G. Esse corante possui um espectro de absorção em uma faixa de 560nm a 610nm. Com essa larga banda de absorção, o laser sintonizável poderia atuar nesse espectro de emissão.

Fonte: Autor, 2019.





Fonte: Autor, 2019.

Para a criação do laser sintonizável, foi utilizado uma grade de difração, para que pudéssemos controlar o feixe difratado na direção da rodamina 6G e um espelho semi-refletor. Dessa forma, o corante seria o meio de ganho, a grade de difração e o espelho seriam responsáveis para a dinâmica de emissão estimulada acontecer, e a luz vinda do laser Q-switch seria a fonte de excitação, dando energia ao sistema.





Fonte: Autor, 2019.

Controlando o ângulo da grade de difração, podemos mudar qual comprimento de onda entrará em ressonância com o sistema. Como a amostra era efetiva em 580nm, então ajustamos o sistema para esse fim.

A energia de excitação vinda do laser de corante era analisada por um osciloscópio. A luz era direcionada para um fotodetector que estava conectado ao

osciloscópio que fazia a análise da energia do feixe. O laser gerado pela amostra $NdAl_3(BO_3)_4$ era analisado por um espectrômetro. Através de um programa de computador que traduzia a informação da luz que chegava no espectrômetro em um espectro, era possível ver o espectro de emissão em uma faixa de 300nm até 1199nm. Utilizando os dados obtidos de ambos, utilizando o um programa de criação de gráficos, era possível fazer uma relação com a energia de entrada com a energia de saída.

4.2 SIMULAÇÃO TEORICA

Para fazer a simulação do sistema é necessário conhecer a dinâmica que ocorre no meio em questão. Nesse caso, possuímos 3 equações que descreverão o sistema:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{K(t)k_{abs}}{hv_{abs}} - \frac{n}{\tau_1} - \frac{E_{1.06}}{hv_{1.06}}c\sigma_{1.06}n$$
(6)

$$\frac{dE_{1.06}}{dt} = -\frac{E_{1.06}}{\tau_2} + \frac{n}{\tau_1}h\nu_{1.06} + E_{1.06}c\sigma_{1.06}n + \beta\chi^{(2)}K(t)E_{1.06}$$
(7)

$$\frac{dE_{df}}{dt} = -\frac{E_{df}}{\tau_2} + \beta \chi^{(2)} E_{1.06}$$
(8)

A primeira equação está relacionada com o número de íons no estado excitado. O termo $\frac{K(t)}{hv_{0.58}}k_{abs}$ se refere a energia do laser de excitação em 580nm absorvida pelo sistema. Onde para cada fóton de energia $hv_{0.58}$ temos um íon excitado. O termo $-\frac{n}{\tau_1}$ está relacionado com o decaimento espontâneo do sistema., por isso o sinal negativo, onde n é o número de íons no estado excitado e τ_1 é o tempo que leva para esses íons relaxarem. E $-\frac{E_{1.06}}{hv_{1.06}}c\sigma_{1.06}n$ mostra o laser aleatório gerado pelo sistema no comprimento de onda de 1064nm. Como dito anteriormente, os íons são excitado do estado ${}^4I_{9/2}$ energético para o estado ${}^2G_{7/2}$. A figura [numerar figura] mostra que desse nível para o nível ${}^4F_{3/2}$, ocorre uma decaimento não-radiativo, liberando fônons na rede do sistema. Tendo apenas decaimento radiativo na transição ${}^{4}F_{3/2}$ para ${}^{4}I_{11/2}$, gerando um fóton de comprimento de onda em 1064nm.

Na segunda equação, temos o termo de energia da radiação do laser aleatório criado no sistema. O termo $\frac{n}{\tau_1}hv_{1.06}$ é o termo que representa a intensidade do laser aleatório. Pois como dito acima, o termo $\frac{n}{\tau_1}$ nos dá o número de átomos que estão decaindo, se esses átomos estão sendo estimulados a decair de ${}^2G_{7/2}$ para ${}^4F_{3/2}$, para cada relaxamento temos um fóton de energia $hv_{1.06}$. Quando os fótons em 1064nm são criados, eles tendem a sair do meio desordenado, por isso o termo $-\frac{E_{1.06}}{\tau_2}$ tem esse sinal negativo, quanto mais tempo demorar para sair do sistema, maior será τ_2 . E no termo $\beta \chi^{(2)} K(t) E_{1.06}$ é a resposta de segunda ordem não-linear que o meio possui. Com esse termo podemos prever trabalhar com as possíveis respostas do material quando interagindo com o laser em 1064nm.

Na última, temos a energia da radiação da diferença de frequência. Se o material possuir resposta de segunda ondem não-linear, então podemos descrever a variação temporal do feixe na diferença de frequência como está na equação. Assim, como na segunda equação, o termo $-\frac{E_{df}}{\tau_2}$ é responsável para mostrar a energia da radiação criada que sai do meio. Quando maior o tempo para sair do meio difuso, maior será τ_2 .

Com essas 3 equações acopladas podemos fazer uma simulação numérica e comparar resultados experimentais e teóricos.

5 RESULTADOS E DISCUSSÕES

O laser aleatório (LA) gerado a partir da $NdAl_3(BO_3)_4$ já apresentou efeitos de segundo harmônico e soma de frequência, por isso a importância de se mostrar um possível feixe na diferença de frequência. E todos os processos feitos foram na intenção de otimizar essa emissão, por isso o uso do laser de excitação em 580nm sendo a fonte de energia para o sistema usado em questão. A transição do estado ${}^4I_{9/2}$ para ${}^2G_{7/2}$ com ressonância com essa energia, temos um feixe mais intenso para o laser aleatório em 1064nm criado pelo sistema. E também com essa configuração as amostras utilizadas não sofreram danos, o que implica em um resultado mais coeso. A caracterização do LA em 1064nm foi feita estudando o comportamento da emissão ao aumentar a energia de excitação. E vemos que com o aumento da energia, o espectro de emissão do LA ficava mais estreito. A figura abaixo mostra o espectro antes do limiar (azul) e depois do limiar (vermelho) para o LA.





Fonte: Autor, 2018.

Com a excitação no comprimento de onda 580nm e com o LA em 1064, a interação destes dois feixes com o material deve produzir um feixe no comprimento de onda 1280nm. Como não possuímos equipamento adequado, a aplicação o feixe 1064nm, fruto da amplificação paramétrica óptica (APO), seria uma possível evidência da emissão em 1280nm. Como dito anteriormente, a APO é um efeito que acontece quando temos diferença de frequência. Dada a interação com o material

com os feixes 580nm e 1064nm, o feixe de menor frequência, no caso 1064nm terá um aumento na sua intensidade de saída. Isso acontece porque o feixe em 580nm é convertido para outros dois feixes, 1280nm (diferença de frequência) e para 1064nm (laser aleatório).

Fazendo a caracterização da amostra ao ser excitada com 580nm, aumentando energia a cada medida feita, conseguimos um gráfico que mostra a relação da taxa de intensidade de entrada (energia de excitação) por intensidade de saída (laser aleatório).



Figura 13 – Amplificação paramétrica óptica.

Fonte: Autor, 2018.

Conseguimos notar 3 estágios da emissão do material. A primeira parte temos a emissão espontânea, onde não temos ação laser. Depois temos uma mudança abrupta no coeficiente linear na curva de emissão, marcando o limiar para a ação LA. E por último vemos que essa curva tem um aumento de intensidade para energias relativamente altas. Esse aumento na emissão do LA é a amplificação paramétrica óptica. E isso evidencia a emissão da diferença de frequência.

A simulação também constata os mesmos efeitos vistos na experimentação. Usando a linguagem de programação Python, com as equações de acoplamento mostradas. E o gráfico da simulação, mostrando em azul a emissão do LA e em laranja o feixe da diferença de frequência.



Figura 14 – Simulação numérica.



Na simulação acontece algo semelhante a experimentação. Na primeira parte, para o laser aleatório, temos a emissão espontânea, e na segunda parte após o limiar, temos uma mudança abrupta do coeficiente angula, que nos mostra a ação laser. E para energia de excitação relativamente alta, temos a amplificação do laser aleatório criado no sistema. Evidenciando assim, a geração do feixe diferença de frequência. O que dá mais credibilidade ao trabalho.

6 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Com isso conseguimos provar a emissão da radiação em 1280nm, resultado da diferença de frequência, fruto da interação do laser de excitação em 580nm com o LA em 1064nm, com o material de segunda não-linear.

Os resultados experimentais foram apoiados por dados numéricos simulações, e o acordo é muito satisfatório. A eficiência do sistema óptico desordenado para a amplificação paramétrica pode ser melhorado ajustando o tamanho das partículas. Os presentes resultados enfatizar as nanopartículas $NdAl_3(BO_3)_4$ como multifuncionais no âmbito dos LAs, uma vez que, além dos processos paramétricos ópticos não-lineares de segunda ordem não-linear podemos aplicar os LAs para a geração de imagens.

REFERÊNCIAS

BOYD, R. W. Nonlinear Optics. California: Academic Press, 1992.

LAWANDY, N. M. et al. Laser Action in Strongly Scattering Media, **Nature** n. 368, p. 436-438, 1994.

LETOKHOV, V. S. Generation of light by a scattering medium with negative resonance absorption. **Sov. J. Exp. Theor. Phys** n. 26, 1968.

LETOKHOV, V. S. Light generation by a scattering medium with a negative resonant absorption. **Zh. Eskp. Teor**, 1442, 1967.

MOURA, A.L. et al. Multi-wavelength emission through self-induced second-order wave-mixing processes from a Nd³⁺ doped crystalline powder random laser, **Scientific Reports 5**, 13816, 2015.

MOURA, A. L. Medida do coeficiente eletro-óptico efetivo e determinação do coeficiente de blindagem do campo elétrico aplicado em cristal fotorrefrativo Bi₁₂TiO₂₀ nominalmente puro utilizando uma configuração de incidência oblíqua: modelo e experimento. 2013. Tese (Doutorado em Física) - Universidade Federal de Alagoas, Instituto de física, Maceió, 2013.

NOGINOV, M. A. Solid-State Random Lasers. Berlin: Springer, 2005.

ZÍLIO, S.C. **Óptica Moderna**: fundamentos e aplicações. São Carlos – SP:IFSP; USP, 2009.