

### TAREFAS

- Geração de radiação de frequência duplicada através da inserção de um cristal de KTP na cavidade.
- Medição da potência de saída da radiação de frequência duplicada em dependência da potência da onda fundamental.
- Análise da dependência da orientação e da temperatura do cristal.

### OBJETIVO

Duplicação da frequência intracavidade em Laser Nd:YAG

### RESUMO

Em campos eletromagnéticos fortes, os materiais frequentemente alteram suas características óticas. Assim, em um destes materiais, pode-se, por exemplo, dobrar a frequência de luz laser de alta intensidade. Na experiência, emprega-se um cristal de KTP para gerar, a partir da radiação infravermelha de 1064 nm de um laser Nd:YAG, uma radiação verde com comprimento de onda de 532 nm. O cristal é adequado em múltiplos aspectos, pois ele se comporta fortemente de forma óticamente não linear e absorve radiação com a frequência de saída e com a frequência duplicada somente em pequena escala.

### APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Excitador do diodo do laser e controlador de temperatura duplo Dsc01-2,5	U14021
1	Banco ótico KL	U14040
1	Diodo laser 1000 mW	U14022
1	Cristal Nd:YAG	U14025
1	Módulo de duplicação de frequência	U14026
1	Espelho laser II	U14029
1	Fotodiodo PIN	U14038
1	Filtro BG40	U140471
1	Laser diodo de ajuste	U14024
1	Mala para transporte KL	U14049
1	Óculos de proteção laser para Nd:YAG	U14085
1	Multímetro digital P3340	U118091
1	Cabo HF, BNC / conector de 4 mm	U11257
1	Cartão detector de infravermelho	U10530

# 3

### ADVERTÊNCIA

Na experiência, uma instalação de classe 4, que emite no âmbito espectral infravermelho (não visível) é operada. Portanto, deve-se sempre usar óculos de proteção contra laser. O raio laser não pode ser observado diretamente, mesmo com óculos de proteção.

### FUNDAMENTOS GERAIS

Em campos eletromagnéticos fortes, os materiais frequentemente alteram suas características óticas. Assim, em um destes materiais, pode-se, por exemplo, dobrar a frequência de luz laser de alta intensidade. Para a descrição de tais fenômenos, observa-se a polarização do material, que se altera de forma não linear com a intensidade do campo elétrico:

Se o material não for magnético, a equação da onda para a intensidade de campo elétrico  $E$  tem a forma

$$(1) \quad \Delta \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 \cdot c^2} \cdot \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{P}}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2}$$

$\tilde{\mathbf{P}}$  : polarização do material  
 $\epsilon_0$ : constante do campo elétrico  
 $c$ : velocidade da luz

Entre a polarização e a intensidade de campo, existe a relação não linear

$$(2) \quad \tilde{\mathbf{P}}(t) = \epsilon_0 \cdot (\chi_1 \cdot E(t) + \chi_2 \cdot E(t)^2)$$

$\chi_1, \chi_2$ : suscetibilidades de primeira e segunda ordem

Assim, um campo elétrico oscilando a uma frequência  $f$  gera

$$(3) \quad E(t) = E_0 \cdot \exp(i \cdot 2\pi \cdot f \cdot t)$$

uma polarização que se constitui de duas partes. A parte

$$(4) \quad \tilde{\mathbf{P}}_1(t) = \epsilon_0 \cdot \chi_1 \cdot E_0 \cdot \exp(i \cdot 2\pi \cdot f \cdot t)$$

oscila com a frequência simples  $f$  e descreve a alteração da velocidade da luz no material. A parte

$$(5) \quad \tilde{\mathbf{P}}_2(t) = \epsilon_0 \cdot \chi_2 \cdot E_0^2 \cdot \exp(i \cdot 2\pi \cdot 2f \cdot t)$$

oscila com a frequência duplicada  $2f$  e age, conforme (1), como fonte para um novo componente do campo eletromagnético.

Observando na imagem de fótons, dois fótons com a frequência  $f$  são convertidos para um fóton com a frequência  $2f$  (vide Fig. 1). Por motivo de conservação do impulso, o rendimento para isto é especialmente grande, quando a incompatibilidade de fases

$$(6) \quad \Delta k \cdot \frac{L}{2} = \left| 2 \cdot \frac{2\pi}{\lambda_1} - \frac{2\pi}{\lambda_{2f}} \right| \cdot \frac{L}{2} = \frac{2\pi}{c} \cdot f \cdot L \cdot |n_1 - n_{2f}|$$

$L$ : comprimento da cavidade

$\lambda_1, \lambda_{2f}$ : comprimentos de onda no material com frequência simples e dupla

assume preferencialmente o valor zero. Os índices de refração  $n_1$  e  $n_{2f}$  do material devem, portanto, preferencialmente ser correspondentes, o que é possível em materiais de refração dupla com anisotropia espacial forte com orientação adequada (vide Fig. 2). Isto tem como consequência que o rendimento depende da orientação espacial do material duplicador de frequência.

A densidade de potência  $P_{2f}$  da nova radiação depende de forma quadrática da densidade de potência  $P_1$  da radiação fundamental. Vale:

$$(7) \quad P_{2f} = P_1^2 \cdot \frac{L^2}{A} \cdot C \cdot F\left(\Delta k \cdot \frac{L}{2}\right) \text{ mit } F(x) = \left(\frac{\sin x}{x}\right)^2$$

$A$ : diâmetro da cavidade

$C$ : constante do material com comprimento de onda dado

Na experiência, emprega-se um cristal de  $\text{KTiOPO}_4$  (KTP) para gerar, a partir da radiação infravermelha de 1064 nm de um laser Nd:YAG, uma radiação verde com comprimento de onda de 532 nm através de duplicação de frequência. O cristal é adequado em múltiplos aspectos, pois ele se comporta fortemente de forma óticamente não linear e absorve radiação com a frequência de saída e com a frequência duplicada somente em pequena escala.

### ANÁLISE

Para a confirmação da dependência do quadrado da potência primária  $P_1$ , é utilizada a dependência da potência primária da corrente de injeção  $I$  do diodo laser conhecida de experiências anteriores.

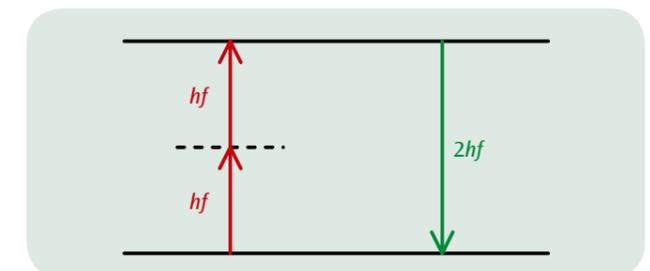


Fig. 1: Representação esquemática da duplicação da frequência

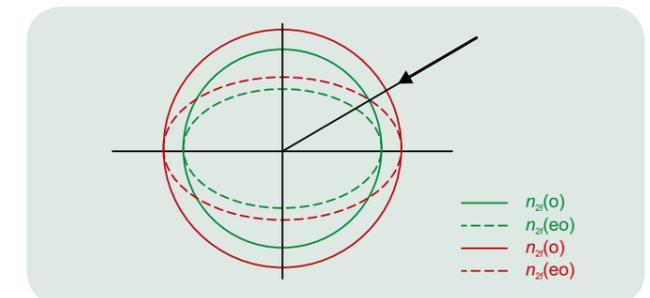


Fig. 2: Representação esquemática da adaptação de fases através da utilização da refração dupla no material  
 $n(o)$ : índice de refração do feixe ordinário  
 $n(eo)$ : índice de refração do feixe extraordinário

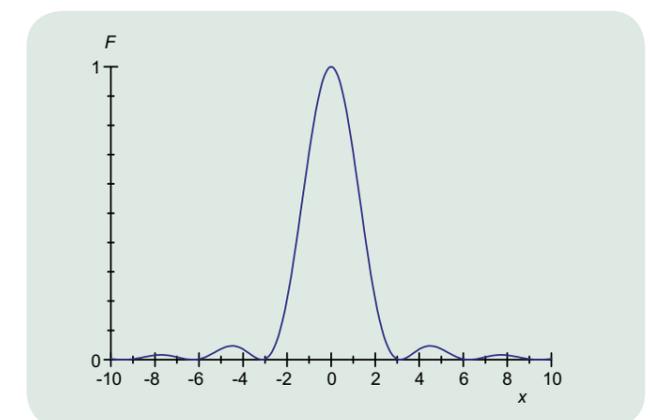


Fig. 3: Representação da função  $F(x)$