

TAREAS

- Generación de radiación de frecuencia duplicada insertando un cristal de KTP en el resonador.
- Medición de la potencia de salida de la radiación de frecuencia duplicada en dependencia de la potencia de la onda fundamental.
- Estudio de la dependencia de la orientación y de la temperatura del cristal.

OBJETIVO

Duplicación de frecuencia con resonador interno en un láser de Nd:YAG

RESUMEN

En campos electromagnéticos fuertes los materiales cambian con frecuencia sus propiedades ópticas. Así que, en un material como tal se puede, por ejemplo, duplicar la frecuencia de la luz de láser de fuerte intensidad. En el experimento se utiliza un cristal de KTP, para generar, por duplicación de frecuencia, la radiación verde con la longitud de onda de 532 nm a partir de la radiación infrarroja de 1064 nm de un láser de Nd:YAG. El cristal es en muchos aspectos apropiado, porque se comporta desde un punto de vista óptico fuertemente no lineal y absorbe muy poco, tanto la radiación con la frecuencia de salida así como la radiación con frecuencia duplicada.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Driver de diodo láser y controlador doble de temperatura Dsc01-2,5	1008632
1	Banco óptico KL	1008642
1	Diodo láser 1000 mW	1009497
1	Cristal Nd:YAG	1008635
1	Módulo de duplicación de frecuencia	1008636
1	Espejo láser II	1008639
1	Fotodiodo PIN	1008640
1	Filtro BG40	1017874
1	Diodo láser de ajuste	1008634
1	Maleta de transporte TL	1008651
1	Gafas de protección láser para Nd:YAG	1002866
1	Multímetro digital P3340	1002785
1	Cable HF, conector macho BNC / 4 mm	1002748
1	Tarjeta de detector infrarrojo	1017879



ADVERTENCIA

En el experimento se trabaja con una instalación de láser de clase 4, la cual emite en la gama espectral infrarroja (no visible). Por lo tanto siempre se deben llevar puestas gafas de protección para láseres. Además, inclusive con las gafas de protección puestas, nunca de debe observar directamente el rayo láser.

FUNDAMENTOS GENERALES

En campos electromagnéticos fuertes los materiales cambian con frecuencia sus propiedades ópticas. Así que en un material como tal se puede, por ejemplo, duplicar la frecuencia de la luz de láser de fuerte intensidad. Para la descripción de estos fenómenos se observa la polarización del material que cambia en forma no lineal con la intensidad del campo eléctrico:

Si el material no es magnético, la ecuación de onda para la intensidad del campo eléctrico E tiene la forma:

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

\tilde{P} : Polarización del material
 ϵ_0 : Constante eléctrica de campo
 c : Velocidad de la luz

Entre la polarización y la intensidad del campo existe la relación no lineal

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

χ_1, χ_2 : Susceptibilidades de primer y segundo orden

Es decir, que un campo eléctrico oscilante con la frecuencia f

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

produce una polarización que se compone de dos partes. La parte

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

oscila con la frecuencia simple f y describe la variación de la velocidad de la luz en el material. La parte

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

oscila con la frecuencia duplicada $2f$ y actúa, según (1), como fuente para una nueva componente del campo electromagnético.

Desde el punto de vista de la representación de fotones, dos fotones con la frecuencia f se convierten en un fotón con la frecuencia $2f$ (ver la Fig. 1). Por razones de la conservación del impulso, la ganancia aquí es especialmente grande, cuando la desadaptación de la fase

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

L : Longitud del resonador

λ_1, λ_{2f} : Longitudes de onda en el material con frecuencias sencilla y doble

en lo mejor posible, asume el valor cero. Los índices de refracción n_1 y n_{2f} del material deben coincidir lo más posible, lo cual se puede lograr en materiales birrefringentes con fuerte anisotropía espacial y orientación apropiada (ver la Fig. 2). Esto tiene como consecuencia que la ganancia depende de la orientación espacial del material que duplica la frecuencia. La densidad de potencia P_{2f} de la nueva radiación depende del cuadrado de la densidad de potencia P_1 de la radiación fundamental. Se establece

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

A : Sección transversal del resonador

C : Constante del material con longitud de onda indicada

En el experimento se utiliza un cristal de KTiOPO_4 (KTP), para generar luz verde con la longitud de onda de 532 nm a partir de la radiación infrarroja de 1064 nm de un láser de Nd:YAG por medio de duplicación de frecuencia. El cristal es en muchos aspectos apropiado, porque se comporta desde un punto de vista fuertemente no lineal y absorbe muy poco, tanto la radiación con la frecuencia de salida así como la radiación con frecuencia duplicada.

EVALUACIÓN

Para la comprobación de la dependencia del cuadrado de la potencia primaria P_1 , se aprovecha la dependencia conocida en experimentos previos de la potencia primaria de la corriente de inyección I del diodo láser.

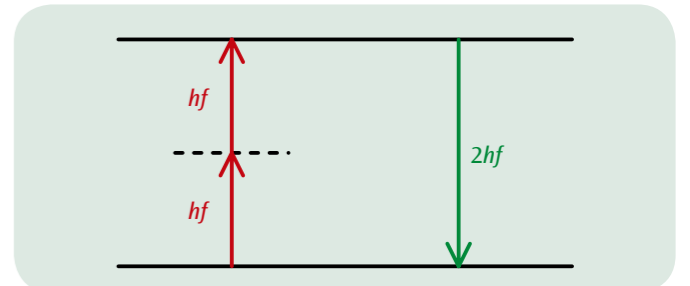


Fig. 1: Representación esquemática de la duplicación de frecuencia

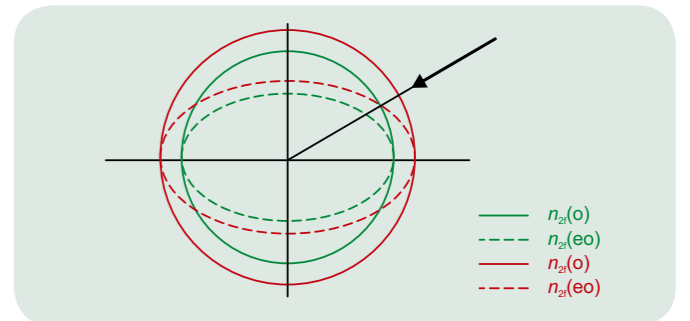


Fig. 2: Representación esquemática para la adaptación de fase por la utilización de la birrefringencia en el material
 $n(o)$: Índice de refracción del rayo ordinario
 $n(eo)$: Índice de refracción del rayo extraordinario

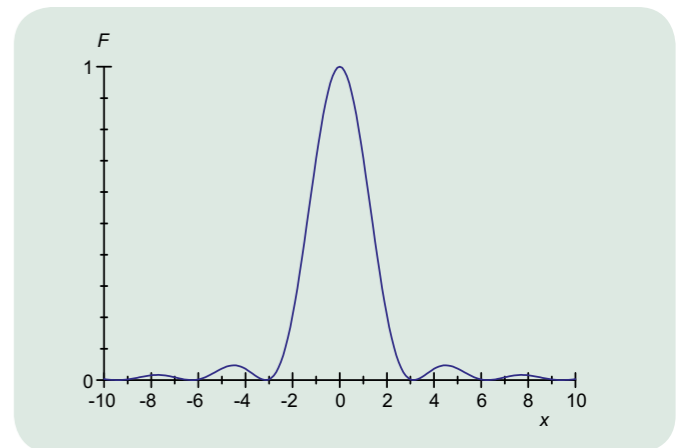


Fig. 3 Representación de la función $F(x)$