

FUNZIONI

- Generazione di radiazione a frequenza raddoppiata inserendo un cristallo KTP nel risonatore.
- Misurazione della potenza di uscita della radiazione a frequenza raddoppiata in funzione della potenza dell'onda fondamentale.
- Analisi della dipendenza dall'orientamento del cristallo e dalla temperatura del cristallo.

SCOPO

Duplicazione della frequenza internamente al risonatore in un laser Nd:YAG

RIASSUNTO

In un forte campo elettromagnetico molti materiali variano le proprie caratteristiche ottiche. In un materiale di questo tipo è possibile ad es. raddoppiare la frequenza della luce laser ad alta intensità. Nell'esperimento viene impiegato un cristallo KTP, per generare, partendo dalla radiazione infrarossa da 1064 nm di un laser Nd:YAG una radiazione verde con lunghezza d'onda 532 nm tramite raddoppio della frequenza. Questo tipo di cristallo è indicato per vari motivi in quanto si comporta da un punto di vista ottico in modo altamente non lineare e assorbe la radiazione con la frequenza di uscita e la frequenza raddoppiata solo in misura minima.

APPARECCHI NECESSARI

Numero	Apparecchio	Cat. n°
1	Driver per diodi laser e doppio controllore di temperatura Dsc01-2,5	1008632
1	Banco ottico KL	1008642
1	Laser a diodo 1000 mW	1009497
1	Cristallo Nd:YAG	1008635
1	Modulo di duplicazione della frequenza	1008636
1	Specchio laser II	1008639
1	Fotodiodo PIN	1008640
1	Filtro BG40	1017874
1	Diodo laser di regolazione	1008634
1	Valigetta di trasporto KL	1008651
1	Occhiali protettivi laser per Nd:YAG	1002866
1	Multimetro digitale P3340	1002785
1	Cavo ad alta frequenza, connettore 4 mm / BNC	1002748
1	Carta rivelatore a infrarossi	1017879

3

ATTENZIONE

Nell'esperimento si utilizza un dispositivo laser di classe 4 che emette nel campo spettrale a infrarossi (non visibile). Pertanto indossare sempre occhiali di protezione laser. Anche con gli occhiali non osservare mai direttamente il fascio laser.

BASI GENERALI

In un forte campo elettromagnetico molti materiali variano le proprie caratteristiche ottiche. In un materiale di questo tipo è possibile ad es. raddoppiare la frequenza della luce laser ad alta intensità. Per la descrizione di tale fenomeno si parte dalla polarizzazione del materiale che varia non linearmente con l'intensità elettrica del campo.

Se il materiale non è magnetico, l'equazione d'onda per l'intensità del campo elettrico E ha la forma

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

\vec{P} : polarizzazione del materiale
 ϵ_0 : costante di dielettrica del vuoto
 c : velocità della luce

Tra la polarizzazione e l'intensità del campo sussiste la relazione non lineare

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

χ_1, χ_2 : suscettibilità di primo e secondo grado
 Pertanto, un campo elettrico oscillante con una frequenza f

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

genera una polarizzazione composta da due termini. Il termine

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

oscilla con la frequenza semplice f e descrive la variazione della velocità della luce nel materiale. Il termine

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

oscilla con la frequenza doppia $2f$ e agisce secondo (1) come sorgente di una nuova un nuovo componente del campo elettromagnetico. Nel modello a fotoni si osservano due fotoni di frequenza f convertiti in un fotone di frequenza $2f$ (vedere Fig. 1). Per motivi di conservazione della quantità di moto, il rendimento è particolarmente grande, se lo spostamento di 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 : lunghezza risonatore
 λ_1, λ_{2f} : lunghezze d'onda nel materiale con frequenza semplice e doppia

è il più possibile vicino allo zero. Gli indici di rifrazione n_1 e n_{2f} del materiale devono pertanto essere più vicini possibile, cosa ottenibile nei materiali bifrangenti con forte anisotropia spaziale ed orientamento idoneo (vedere Fig. 2). La conseguenza è che il rendimento dipende dall'orientamento spaziale del materiale che raddoppia la frequenza.

La densità di potenza P_{2f} della nuova radiazione dipende in modo quadratico dalla densità di potenza P_f della radiazione fondamentale. Vale

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

A : sezione risonatore
 C : costante materiale ad una data lunghezza d'onda

Nell'esperimento viene impiegato un cristallo KTiOPO₄ (KTP), per generare, partendo dalla radiazione infrarossa da 1064 nm di un laser Nd:YAG una radiazione verde con lunghezza d'onda 532 nm tramite raddoppio della frequenza. Questo tipo di cristallo è indicato per vari motivi in quanto si comporta da un punto di vista ottico in modo altamente non lineare e assorbe la radiazione con la frequenza di uscita e la frequenza raddoppiata solo in misura minima.

ANALISI

Per la conferma della dipendenza dal quadrato della potenza primaria P_f si utilizza la dipendenza nota dagli esperimenti precedenti della potenza primaria dalla corrente d'iniezione I del diodo laser.

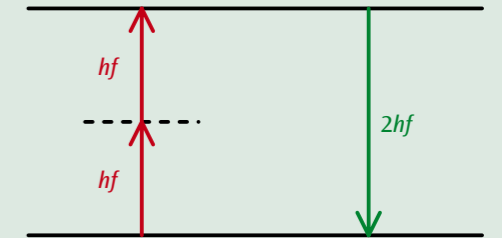


Fig. 1: Rappresentazione schematica del raddoppiamento della frequenza

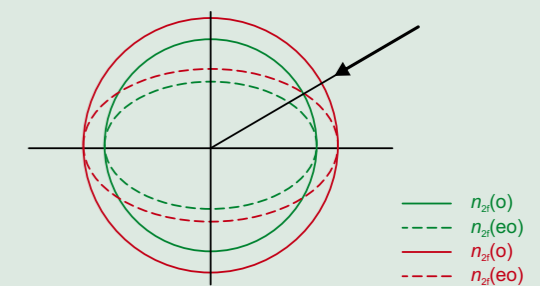


Fig. 2: Rappresentazione schematica per l'adattamento di fase utilizzando la doppia rifrazione nel materiale
 $n(o)$: indice di rifrazione del raggio ordinario
 $n(eo)$: indice di rifrazione del raggio straordinario

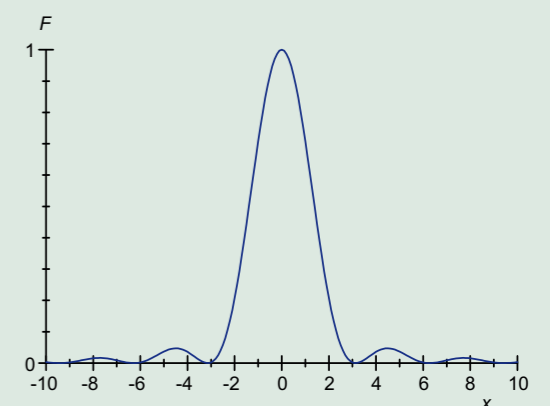


Fig. 3: Rappresentazione della funzione $F(x)$