

Scuola di Dottorato Leonardo da Vinci – a.a. 2007/08

# **LASER: CARATTERISTICHE, PRINCIPI FISICI, APPLICAZIONI**

Versione 1 – Luglio 08 – <http://www.df.unipi.it/~fuso/dida>

## **Parte 1**

### **Introduzione: cosa, quando, come**

## SOMMARIO

- Cosa è il laser:  
percezione comune e caratteristiche fondamentali
- Quando:  
un po' di storia e lo sviluppo di alcune applicazioni
- Come:  
gli strumenti fondamentali per trattare il laser

Il laser richiede approcci di meccanica quantistica



Qualche richiamo un po' più generale sulla MQ

## PERCEZIONE DEL LASER



1962

Oh, e gli occhiali  
di sicurezza???



Raggio laser come sistema unico ed eccezionale per realizzare scopi meravigliosi...

## NO COMMENT



Laser famoso per raggi della morte scenici e, ahinoi, progetti di raggi della morte veri...  
(negli anni 80 e, sembra, anche attualmente)



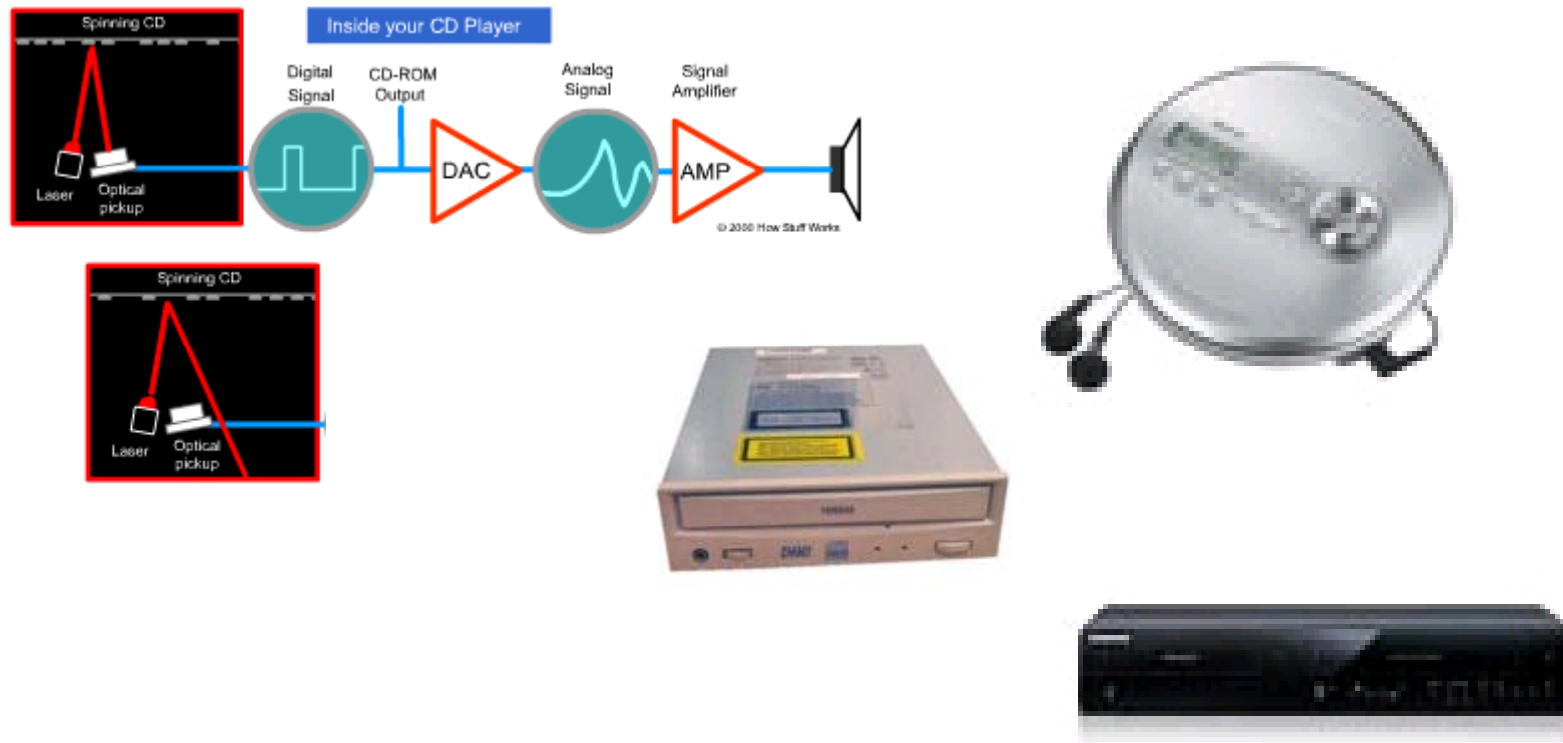
## Star Wars: quelle vere di Bush

*I satelliti Usa saranno armati e in grado di colpire qualunque luogo terrestre  
Questo progetto metterebbe nuovamente in pericolo gli equilibri internazionali*



Il raggio della morte continua a trovare estimatori potenziali a partire dagli anni 60 fino ad oggi...

## FORTUNATAMENTE...



Enorme sviluppo e diffusione del laser (a diodo) dagli anni '80 in poi

Tutti abbiamo diversi laser in casa, in ufficio, in auto, etc.!

(Anche: grande diffusione laser (a diodo e a stato solido) per TLC in fibra)

## NOMINA SUNT IN REBUS

L. : light

A.: amplifier

S.: stimulated

E.: emission

R.: radiation

Un sistema che emette radiazione luminosa  
(va bene, si spiega anche classicamente, alla Maxwell)

Coinvolge amplificazione basata su emissione stimolata



Interazione radiazione materia trattata con un po' di MQ;  
ci vuole almeno Einstein (approccio semiclassico)

LASER figlio del MASER (ma oggi poco rilevante fare sorgente coerente di MW)

- $10^9$  yr. B.C. First lasers were OH molecules, 1.6 GHz, in the cosmos, invented by mother nature. They were “masers”: *Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation.*
- 1954: First manmade maser, Townes Gordon Zeiger, 24 GHz ammonia ( $\text{NH}_3$ )

## UN PO' DI STORIA

- 17: EINSTEIN formula la teoria dell'emissione stimolata per spiegare la legge di corpo nero di Planck
- 39: V.Fabrikant (URSS) prevede l'uso dell'emissione stimolata per amplificare onde "corte"
- 50: messa a punto del pomappgio ottico (inversione di popolazione grazie all'energia luminosa) da parte di A.KASTLER e J.BROSSEL
- 51: C.TOWNES (USA) N.BASOV, A.PROKHROV (URSS) teoria dell'emissione stimolata per l'amplificazione
- 54: GORDON mette a punto il MASER (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation)
- 58: TOWNES e A.SCHAWLOW, e BASOV, indicano che il principio del MASER può essere applicato alla luce
- 60: BASOV, O.KROKHIN e Yu.POPOV sviluppano la teoria del laser
- 60: primo laser a rubino realizzato da T.MAIMAN negli USA
- 61: primo laser a gas sviluppato da A.JAVAN, W.BENNET e D.HERRIOT (He-Ne). E' il laser più usato nel mondo
- 63: messa a punto del laser ad anidride carbonica da parte di C.PATEL
- 63: Premio Nobel in Fisica per l'invenzione del laser a BASOV, TOWNES e PROKHROV
- 69: funzionamento a temperatura ambiente dei laser a semiconduttori (diodi laser)

Diversi altri premi Nobel legati o dovuti al laser. Tra gli ultimi (10 anni):

2007 - Albert Fert, Peter Grünberg

2006 - John C. Mather, George F. Smoot

2005 - Roy J. Glauber, John L. Hall, Theodor W. Hänsch ←

2004 - David J. Gross, H. David Politzer, Frank Wilczek

2003 - Alexei A. Abrikosov, Vitaly L. Ginzburg, Anthony J. Leggett

2002 - Raymond Davis Jr., Masatoshi Koshihira, Riccardo Giacconi

2001 - Eric A. Cornell, Wolfgang Ketterle, Carl E. Wieman ←

2000 - Zhores I. Alferov, Herbert Kroemer, Jack S. Kilby ←

1999 - Gerardus 't Hooft, Martinus J.G. Veltman

1998 - Robert B. Laughlin, Horst L. Störmer, Daniel C. Tsui

Laser 1997 - Steven Chu, Claude Cohen-Tannoudji, William D. Phillips ←

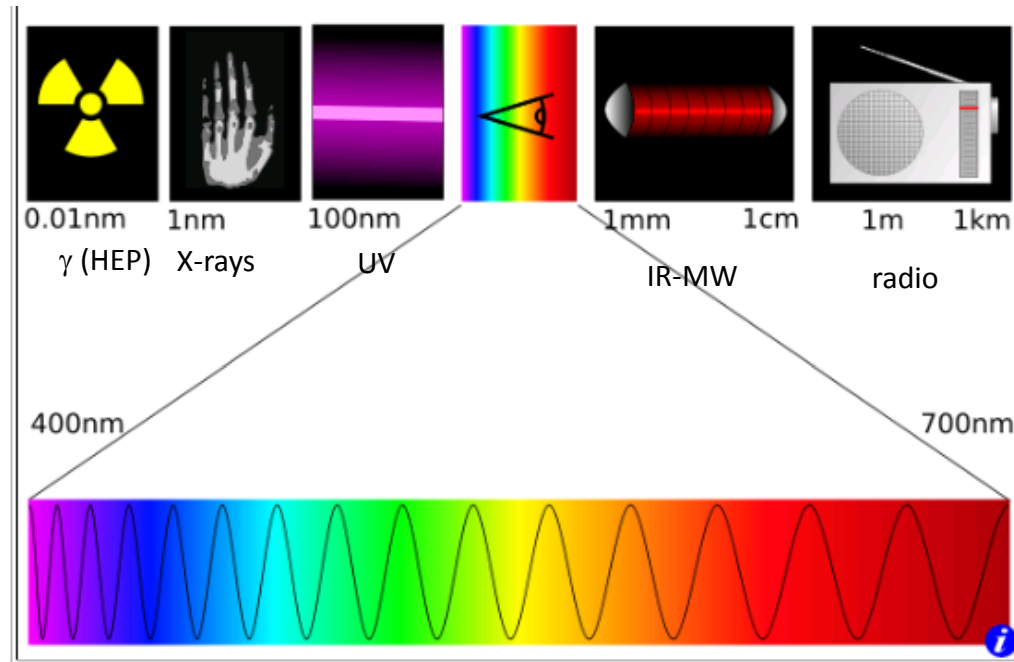
.....

## COSA È IL LASER?

Sorgente di luce (radiazione e.m.) non convenzionale:

- Intensa, utile per “sciogliere” lastre di acciaio;
- altamente direzionale, può essere mandata sulla Luna;
- ben colorata (rossa, blu, verde, e anche infrarosso o ultravioletta)

Il laser produce fasci di luce coerente (continua o impulsata che sia)



Per noi il laser ha:

Minima  $\lambda = 157 \text{ nm}$  (laser eccimeri  $F_2$  usato in litografia)

Massima  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$  (laser  $CO_2$  usato per trattamento materiali)

Nota: esistono sorgenti coerenti anche in altre regioni, ad esempio raggi X e onde millimetriche



## OLTRE DATA STORAGE, ENTERTAINMENT, TLC

Moltissimi tipi di laser: a stato solido, a gas, a liquido; in continua o in impulsata; ad alta e bassa potenza; duplicati o in fondamentale;....

Sorgenti laser miniaturizzate (un laser a diodo di bassa potenza...) e gigantesche (un sistema per impulsi ultrapotenti)

Moltissime altre applicazioni (tradizionali e innovative) dei laser:

- Trattamento materiali: saldatura, taglio, annealing, ablazione e deposizione film,...
- Litografia ottica: laser ad eccimeri per definizione su resist di strutture < 100 nm
- Incisione, marcatura, olografia di materiali: e.g, sigle su bottoni o su componenti
- Giochi di luce e altre sciocchezze
- Applicazioni biomedicali: ablazione, dermoestetica, cauterizzazione, ....
- Applicazioni analitiche e sensoristica ambientale: spettroscopie, microscopie,...
- Metrologia: dalle analisi dimensionali agli standard di tempo e frequenza
- Ricerche fondamentali ed innovative: e.g., manipolazione materia
- (forse) innesco plasmi per fusione nucleare: confinamento inerziale
- chi più ne ha, più ne metta!

# PERCHÉ IL LASER È UNICO (LO VEDREMO MEGLIO POI)

Luce normale



BASSA DIREZIONALITA'  
BASSA MONOCROMATICITA'  
BASSA COERENZA  
BASSA POTENZA

Luce laser



ALTA DIREZIONALITA'  
ALTA MONOCROMATICITA'  
ALTA COERENZA  
ALTA POTENZA

## 1.4.1. Monochromaticity

This property is due to the following two circumstances: (1) Only an em wave of frequency  $\nu$  given by Eq. (1.1.1) can be amplified. (2) Since a two-mirror arrangement forms a resonant cavity, oscillation can occur only at the resonance frequencies of this cavity. The latter circumstance leads to an often much narrower laser linewidth (by as much as 10 orders of magnitude) than the usual linewidth of the transition  $2 \rightarrow 1$ , as observed in spontaneous emission.

### Temporal and spatial coherence

To first order, for any em wave, we can introduce two concepts of coherence, namely, *spatial* and *temporal coherence*. To define spatial coherence, let us consider two points  $P_1$  and  $P_2$  that, at time  $t=0$ , lie on the same wave front of some given em wave and let  $E_1(t)$  and  $E_2(t)$  be the corresponding electric fields at these two points. By definition the difference between phases of the two fields at time  $t=0$  is zero. If this difference remains zero at any time  $t > 0$ , we say that there is a perfect coherence between the two points. If such coherence occurs for any two points of the em wave front, we then say that the wave has *perfect spatial coherence*. In practice, for any point  $P_1$ , point  $P_2$  must lie within some finite area around  $P_1$  to have a good phase correlation. In this case we say that the wave has *partial spatial coherence*, and, for any point  $P$ , we can introduce a suitably defined coherence area  $S_c(P)$ .

To define temporal coherence, we now consider the electric field of the em wave, at a given point  $P$ , at times  $t$  and  $t + \tau$ . If, for a given time delay  $\tau$ , the phase difference between the two field remains the same for any time  $t$ , we say that there is a temporal coherence over

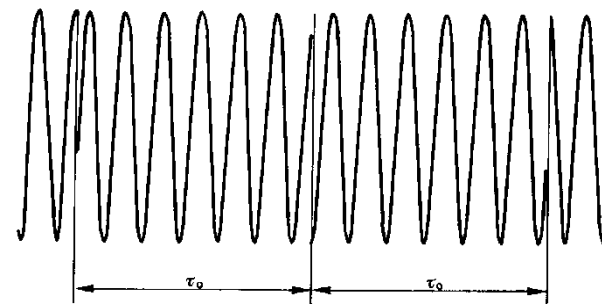


FIG. 1.5. Example of an em wave with a coherence time of approximately  $\tau_0$ .

a time  $\tau$ . If this occurs for any value of  $\tau$ , the em wave is said to have perfect temporal coherence. If this occurs for a time delay  $\tau$  such that  $0 < \tau < \tau_0$ , the wave is said to have partial temporal coherence, with a coherence time equal to  $\tau_0$ . An example of an em wave with a coherence time equal to  $\tau_0$  is shown in Fig. 1.5. The figure shows a sinusoidal electric field undergoing phase jumps at time intervals equal to  $\tau_0$ . We see that the concept of temporal coherence is, at least in this case, directly connected with that of monochromaticity. In fact, we will show in Chap. 11 that any stationary em wave with coherence time  $\tau_0$  has a bandwidth  $\Delta\nu \cong 1/\tau_0$ . In the same chapter we also show that, for a nonstationary but repetitively reproducing beam (e.g., a repetitively  $Q$ -switched or a mode-locked laser beam), coherence time is not determined by the inverse of the oscillation bandwidth  $\Delta\nu$  and may actually be much greater than  $1/\Delta\nu$ .

It is important to note that the coherence time  $\tau_0$  is not the same as the lifetime  $\tau_{spont}$  of the upper level.

# DIREZIONALITÀ E BRILLANZA

## 1.4.3. Directionality

This property is a direct consequence of the fact that the active medium is placed in a resonant cavity. For example, in the case of the plane parallel cavity shown in Fig. 1.3, only a wave propagating in a direction orthogonal to the mirrors (or in a direction very near to it) can be sustained in the cavity. To gain a deeper understanding of the directional properties of a laser beam (or in general of any em wave), it is convenient to consider separately the case of a beam with perfect spatial coherence and the case of partial spatial coherence.

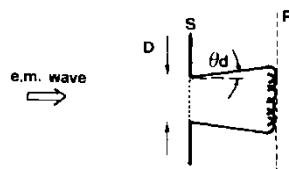


FIG. 1.6. Divergence of a plane em wave due to diffraction.

We first consider the case of perfect spatial coherence. Even for this case a beam of finite aperture has unavoidable divergence due to diffraction. This can be understood with the help of Fig. 1.6, where a beam of uniform intensity and plane wave front is assumed to be incident on a screen  $S$  containing an aperture  $D$ . According to Huygens's principle the wave front at some plane  $P$  behind the screen can be obtained by the superposition of the elementary waves emitted by each point of the aperture. We thus see that, on account of the finite size  $D$  of the aperture, the beam has a finite divergence  $\theta_d$ . Its value can be obtained from diffraction theory. For an arbitrary amplitude distribution, we obtain

$$\theta_d = \frac{\beta\lambda}{D} \quad (1.4.1)$$

where  $\lambda$  and  $D$  are the wavelength and the diameter of the beam, respectively. The factor  $\beta$  is a numerical coefficient of the order of unity whose value depends on the shape of the amplitude distribution and how both the divergence and the beam diameter are defined. A beam whose divergence can be expressed as in Eq. (1.4.1) is referred to as being *diffraction-limited*.

If the wave has only partial spatial coherence, its divergence is greater than the minimum value set by diffraction. Indeed, for any point  $P'$  of the wave front, the Huygens argument in Fig. 1.6 can be applied only for points lying within the coherence area  $S_c$  around point  $P'$ . The coherence area thus acts as a limiting aperture for the coherent superposition of elementary wavelets. Thus, the beam divergence can now be written as:

$$\theta = \frac{\beta\lambda}{(S_c)^{1/2}} \quad (1.4.2)$$

where  $\beta$  is a numerical coefficient of the order of unity whose exact value depends on how both the divergence  $\theta$  and coherence area  $S_c$  are defined.

We conclude this general discussion of the directional properties of em waves by pointing out that given suitable operating conditions, the output beam of a laser can be made diffraction limited.

## 1.4.4. Brightness

We define the brightness of a given source of em waves as the power emitted per unit surface area per unit solid angle. To be more precise let  $dS$  be the elemental surface area at

point  $O$  of the source (Fig. 1.7a). The power  $dP$  emitted by  $dS$  into a solid angle  $d\Omega$  around direction  $OO'$  can be written as:

$$dP = B \cos \theta \, dS \, d\Omega \quad (1.4.3)$$

where  $\theta$  is the angle between  $OO'$  and the normal  $\mathbf{n}$  to the surface. Note that the factor  $\cos \theta$  occurs because the physically important quantity for emission along the  $OO'$  direction is the projection of  $dS$  on a plane orthogonal to the  $OO'$  direction, i.e.,  $\cos \theta \, dS$ . The quantity  $B$  defined through Eq. (1.4.3) is called the *source brightness* at point  $O$  in the direction  $OO'$ . This quantity generally depends on polar coordinates  $\theta$  and  $\phi$  of the direction  $OO'$  and on point  $O$ . When  $B$  is a constant, the source is said to be isotropic (or a Lambertian source).

Let us now consider a laser beam of power  $P$ , with a circular cross section of diameter  $D$  and with a divergence  $\theta$  (Fig. 1.7b). Since  $\theta$  is usually very small, we have  $\cos \theta \cong 1$ . Since the area of the beam is equal to  $\pi D^2/4$  and the emission solid angle is  $\pi\theta^2$ , then, according to Eq. (1.4.3), we obtain the beam brightness as:

$$B = \frac{4P}{(\pi D\theta)^2} \quad (1.4.4)$$

Note that, if the beam is diffraction limited, we have  $\theta = \theta_d$ , and, with the help of Eq. (1.4.1), we obtain from Eq. (1.4.4):

$$B = \left(\frac{2}{\beta\pi\lambda}\right)^2 P \quad (1.4.5)$$

which is the maximum brightness for a beam of power  $P$ .

Brightness is the most important parameter of a laser beam and, in general, of any light source. To illustrate this point we first recall that, if we form an image of any light source through a given optical system and if we assume that the object and image are in the same medium (e.g., air), then the following property holds: The brightness of the image is always less than or equal to that of the source, the equality holding when the optical system provides lossless imaging of the light emitted by the source. To illustrate further the importance of

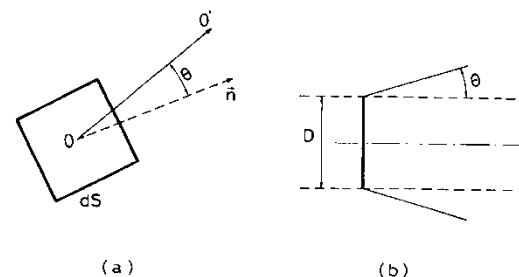


FIG. 1.7. (a) Surface brightness at the point  $O$  for a general source of em waves. (b) Brightness of a laser beam of diameter  $D$  and divergence  $\theta$ .

## POSSIBILITÀ DI FOCALIZZARE

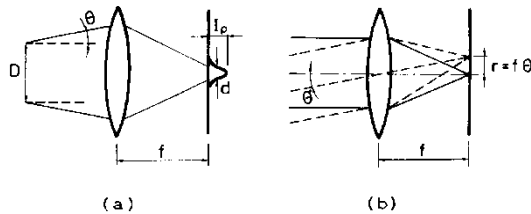


FIG. 1.8. (a) Intensity distribution in the focal plane of a lens for a beam of divergence  $\theta$ . (b) Plane wave decomposition of the beam in (a).

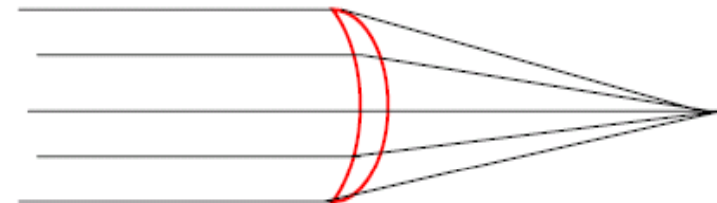
brightness, let us consider the beam in Fig. 1.7b, with divergence equal to  $\theta$ , to be focused by a lens of focal length  $f$ . We are interested in calculating the peak intensity of the beam in the focal plane of the lens (Fig. 1.8a). To make this calculation we recall that the beam can be decomposed into a continuous set of plane waves with an angular spread of approximately  $\theta$  around the propagation direction. Two such waves, making an angle  $\theta'$ , are indicated by solid and dashed lines, respectively, in Fig. 1.8b. The two beams are each focused on a distinct spot in the focal plane, and, for a small angle  $\theta'$ , the two spots are transversely separated by a distance  $r = f\theta'$ . Since the angular spread of the plane waves that make up the beam in Fig. 1.8a equals the beam divergence  $\theta$ , we conclude that the diameter  $d$  of the focal spot in Fig. 1.8a is approximately equal to  $d = 2f\theta$ . For an ideal lossless lens, the overall power in the focal plane equals the power  $P$  of the incoming wave. The peak intensity in the focal plane is thus  $I_p = 4P/\pi d^2 = P/\pi(f\theta)^2$ . In terms of beam brightness, according to Eq. (1.4.4), we then have  $I_p = (\pi/4)B(D/f)^2$ . Thus  $I_p$  increases with increasing beam diameter  $D$ . The maximum value of  $I_p$  is then attained when  $D$  is made equal to the lens diameter  $D_L$ . In this case we obtain

$$I_p = \left(\frac{\pi}{4}\right)(N.A.)^2 B \quad (1.4.6)$$

where  $N.A. = \sin[\tan^{-1}(D_L/f)] \cong (D_L/f)$  is the lens numerical aperture. Equation (1.4.6) then shows that, for a given numerical aperture, the peak intensity in the focal plane of a lens depends only on beam brightness.

A laser beam of even moderate power (e.g., a few milliwatts) has a brightness several orders of magnitude greater than that of the brightest conventional sources (see, e.g., Problem 1.7). This is mainly due to the highly directional properties of the laser beam. According to Eq. (1.4.6) this means that the peak intensity produced in the focal plane of a lens can be several orders of magnitude greater for a laser beam compared to that of a conventional source. Thus the intensity of a focused laser beam can reach very large values, a feature exploited in many applications of lasers.

Grazie alle proprietà di coerenza spaziale (e direzionalità e brillantezza) il fascio laser può essere focalizzato “al limite di diffrazione”



Fasci di straordinaria intensità (fino a decine di GW/cm<sup>2</sup>) possono essere facilmente prodotti

Forti effetti di interazione con materia

# ONDE ELETTROMAGNETICHE

Approccio ondulatorio (classico, Maxwell):

onda e.m. è perturbazione dipendente da  $r$  e  $t$  di campo elettrico e magnetico “accoppiati”

Le equazioni di Maxwell sono, riferite al vuoto:

$$I) \vec{\nabla} \cdot \vec{E}_0 = \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

$$II) \vec{\nabla} \cdot \vec{B}_0 = 0$$

$$III) \vec{\nabla} \times \vec{E}_0 = -\frac{\partial \vec{B}_0}{\partial t}$$

$$IV) \vec{\nabla} \times \vec{B}_0 = \mu_0 \cdot \vec{J} + \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}_0}{\partial t}$$

In dielettrico omogeneo e isotropo

$$I) \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0$$

$$II) \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$$

$$III) \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$IV) \vec{\nabla} \times \vec{B} = \epsilon\mu \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

e applicando il rotore di ambo i membri:

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{\nabla} \times \vec{B}}{\partial t}$$

sostituiamo a secondo membro la quarta equazione in luogo di  $\vec{\nabla} \times \vec{B}$ :

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \epsilon\mu \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

otteniamo:

$$-\vec{\nabla}^2 \cdot \vec{E} = \vec{\nabla} \times \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\epsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$$

cioè

$$\nabla^2 \vec{E} = \epsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$$

Analogamente applicando lo stesso procedimento alla quarta equazione otteniamo:

$$\nabla^2 \vec{B} = \epsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2}$$

Equazione delle onde

$$\nabla^2 \vec{E} - \epsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0$$

$$\nabla^2 \vec{B} - \epsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = 0$$

## ONDE PIANE

Una soluzione dell'eq. delle onde è rappresentata da onde piane:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi)} \hat{e}$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = B_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi)} \hat{b}$$

$$\hat{k} = \hat{e} \times \hat{b}$$

$\mathbf{k}$  : vettore d'onda

$\omega$  : pulsazione

$E_0, B_0$  : ampiezze dei campi (con  $E_0 = B_0 \omega/k$ )

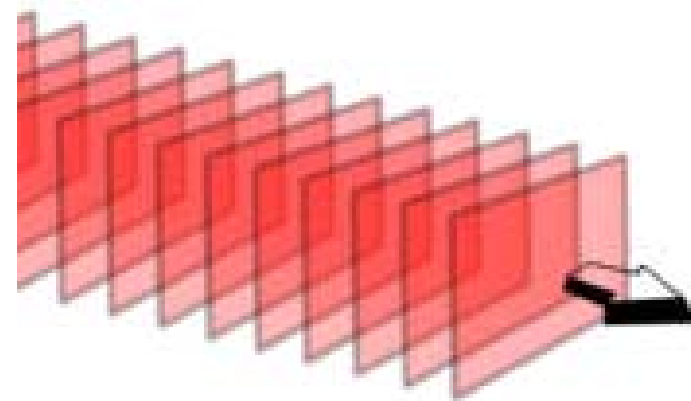
$\mathbf{e}, \mathbf{b}$  : direzioni dei campi

Nota: la rappresentazione è complessa, ma per gli "effetti fisici" conta la parte reale!

Onda piana che si propaga lungo  $X$  (positivo) essendo polarizzata linearmente lungo  $Y$

$$\vec{E}(x, t) = E_0 e^{i(kx - \omega t + \phi)} \hat{y}$$

$$\vec{B}(x, t) = B_0 e^{i(kx - \omega t + \phi)} \hat{z}$$



Fronti d'onda: luogo dei punti in cui  $E(t)$  è uniforme: sono piani trasversali a  $\mathbf{k}$

Propagazione: fronti d'onda "si muovono" con  $v_{fase} = \omega/k$

Propagazione: vettore di Poynting ha direzione e verso di  $\mathbf{k}$

## PROPAGAZIONE E NOMENCLATURA

La soluzione di queste equazioni è un'onda che si propaga con velocità costante:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}}$$

**Per Maxwell!!**

Nel vuoto questa velocità diventa la velocità della luce:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}}$$

Si chiama **fronte d'onda** il luogo dei punti tali che, ad un certo istante, la soluzione delle equazioni delle onde assume valore costante. A seconda della possibilità di modellizzare l'onda a seconda della forma del suo fronte d'onda possiamo chiamare onda rettilinea se i suoi fronti d'onda sono rettilinei, circolare se i suoi fronti d'onda sono circolari e **onda piana** se i suoi fronti d'onda sono piani, infine, onda sferica se i suoi fronti d'onda sono superfici sferiche.

$$v_{fase} = c/n$$

$n$  : indice di rifrazione "ordinario" (reale)  
 $n = \sqrt{\epsilon_R}$  (con  $\epsilon_R$  reale)  
(per le situazioni di interesse ottico  $\mu_R=1$ )

$\lambda$  : lunghezza d'onda: distanza tra due fronti d'onda consecutivi  
 $T$  : periodo: tempo necessario perché un fronte d'onda si muova di  $\lambda$

$v = \frac{\lambda}{T}$  dove si ritrova la **velocità di fase** cioè la nostra velocità di propagazione dell'onda.

Altre proprietà dell'onda sinusoidale sono:

$$\nu = \frac{1}{T} \text{ la } \text{frequenza};$$

$$\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi}{T} \text{ la } \text{pulsazione};$$

$\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda}$  il **numero d'onda** o **vettore d'onda** che rappresenta la direzione di propagazione dell'onda.

**Nel visibile (e nel vuoto):**

$$\lambda \sim 350-750 \text{ nm}$$



$$\nu \sim 10^{14}-10^{15} \text{ Hz}$$

## ONDE PIANE E LASER

$$\vec{E}(x,t) = E_0 e^{i(kx - \omega t + \phi)} \hat{y}$$

Onda

piana: fronte d'onda

armonica: oscillazione periodica

progressiva: moto fronti d'onda

monocromatica: una sola frequenza

Caratteristiche generali della luce laser:

- ✓ Monocromaticità: un solo colore (o quasi, ma sempre possibile usare Fourier...)
- ✓ Direzionalità: c'è un solo  $k$
- ✓ Intensità: dipende da  $E_0$
- ✓ Coerenza temporale: in un punto a due istanti diversi trovo differenza di fase costante
- ✓ Coerenza spaziale: in due punti allo stesso istante trovo differenza di fase costante

Onda piana armonica progressiva monocromatica è “adeguata” a descrivere luce laser, almeno nel caso di fasci collimati (non focalizzati)

Nota: vero solo per situazioni ideali, ad esempio non esistono fronti d'onda piani indefiniti!



## (ONDE SFERICHE)

### Altre soluzioni possibili per equazione d'onda, ad esempio onde sferiche

Un'onda è sferica se il suo [fronte d'onda](#) è una sfera. Ciò vuol dire che un'onda sferica è tale quando la sorgente dell'onda è puntiforme in modo che il fronte d'onda si propaghi in proporzione alla distanza  $r$  dalla sorgente. Naturalmente poiché per quanto piccola, una sorgente non è mai puntiforme al finito, anche questo modello è soggetto ad approssimazione fisica. In generale un'onda sferica è rappresentabile allo stesso modo di un'onda piana.

sono quelle in cui i suoi fronti d'onda sono sfere. In questo caso le derivate delle equazioni delle onde del [campo elettrico](#) e del [magnetico](#) possono essere espresse in termini di [coordinate sferiche](#) ponendo uguali a zero le derivate rispetto a  $\theta$  e a  $\varphi$ . Dunque, tenendo conto della simmetria sferica nello spazio, la nostra equazione delle onde è del tipo:

$$\nabla^2 \psi = \frac{1}{r} \frac{\partial^2 (r\psi)}{\partial r^2}$$

la cui soluzione generale è della forma:

$$\psi(r, t) = \frac{f(t - r/c)}{r}$$

Conservazione intensità:

$$S \sim E^2 r^2 = 1/r^2 r^2 = \text{cost}$$

Onda sferica adatta per sorgenti puntiformi (e isotrope)

Tipico per sorgenti non-laser (un laser ha bisogno di “una direzione privilegiata”)

# FOTONI

Un fascio di luce laser può anche essere visto come fascio di particelle (fotoni)

“Particle of light”

Photon

$$E=h\nu$$



1 eV  
2.4 10<sup>14</sup> Hz  
1.25 μm  
502 cm<sup>-1</sup>

Planck's constant:  
 $h=6.6 \cdot 10^{-16}$  eV-s

$\lambda\nu=c$   
 $\lambda$ =wavelength  
 $\nu$ =frequency

Speed of light:  
 $c=3 \cdot 10^8$  m/s

Wavevector  
 $k=2\pi/\lambda$

Energia:  $h\nu$   
Quantità di moto:  $h\nu/c$   
Momento angolare:  $\pm \hbar$

Il dualismo onda corpuscolo è uno dei pilastri della M.Q. (cfr ipotesi di de Broglie, effetto fotoelettrico, Young, etc.)

I fotoni nascono da quantizzazione di energia e.m. (quanti di oscillazione armonica)

La luce di una sorgente laser “ideale” può essere convenientemente descritta con un flusso di fotoni “tutti identici” tra loro (Indistinguibili)

## CONCLUSIONI

Il laser è dispositivo unico per creare fasci di luce dotati di caratteristiche nettamente diverse rispetto a sorgenti ordinarie

La percezione comune del laser è ampia e, fortunatamente, basata non solo su raggi della morte e simili

Ognuno di noi ha ed usa quotidianamente diversi laser

Le caratteristiche della luce laser dipendono da amplificazione tramite emissione stimolata

Strumenti classici sono utili per la descrizione del laser

L'interazione laser materia alla base del funzionamento del laser richiede un po' di MQ

## FONTI

O. Svelto and P. Hanna, Principles of Lasers (Plenum Press, 1998)

<http://www.wikipedia.org>

D.Batani, Seminario Sicurezza Laser (UniBicocca)

P.Burke, Lasers and Photonics, winter 2002 (uci.edu)