

Laboratori Nazionali di Frascati

LNF-64/56 (1964)

E. Mazzucato, F. Pandarese: PARTICOLARI EFFETTI NON LINEARI
IN ALCUNI DIELETTICI (RAMAN-LASERS).

Estratto da: Rendiconti della LXV Riunione Annuale dell'AEI,
Palermo 1964.

93/1964 - Particolari effetti non lineari in alcuni dielettrici (Raman-Lasers)

E. MAZZUCATO - F. PANDARESE (*)

Alcune conseguenze di una teoria recentemente proposta [1], per spiegare il processo dominante nella diffusione coerente in alcuni liquidi, sono: una variazione della costante dielettrica dell'ordine di 10^{-5} ed un guadagno per unità di lunghezza dell'ordine di $0,5 \text{ cm}^{-1}$.

Si riportano misure effettuate su nitrobenzene che confermano quantitativamente tali previsioni.

INTRODUZIONE.

Si accenna brevemente alla teoria della polarizzabilità di un dielettrico per effetto Raman, allo scopo di definire i simboli.

Se un'onda luminosa di frequenza ν , $E = E_0 \sin 2\pi\nu t$ incide su una molecola, induce in essa un momento di dipolo variabile, che a sua volta originerà una riemissione di luce alla stessa frequenza di quella incidente.

Il momento di dipolo indotto è:

$$P = \alpha E \quad (1)$$

ove α è la polarizzabilità molecolare.

Se l'onda elettromagnetica incidente è nel campo della luce visibile, dei costituenti la molecola solo gli elettroni saranno interessati all'interazione luce-molecola, a causa delle alte frequenze in gioco.

Se però durante tale interazione c'è una variazione delle distanze fra i nuclei, ne risulta una variazione della polarizzabilità alla frequenza della vibrazione molecolare.

Si ha cioè:

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_1 \sin 2\pi\nu_1 t$$

ove ν_1 ($\sim 10^{13}$ Hz) è la frequenza della vibrazione molecolare.

La equazione (1) diventa:

$$P = \alpha_0 E_0 \sin 2\pi\nu t + \frac{1}{2} \alpha_1 E_0 [\cos 2\pi(\nu - \nu_1)t - \cos 2\pi(\nu + \nu_1)t]$$

Il primo termine a secondo membro è la radiazione diffusa alla stessa frequenza di quella incidente (diffusione Rayleigh); il secondo termine è lo scattering Raman a frequenza $\nu - \nu_1$ (riga Stokes) e $\nu + \nu_1$ (riga anti-Stokes). Di solito è $\alpha_1 \ll \alpha_0$. Lo spostamento dielettrico diviene:

$$D = \epsilon_0 E + P = \epsilon_0 E + (\alpha_0 + \alpha_1 \sin 2\pi\nu_1 t) E \quad (2)$$

Ovviamente α_1 dipende dalla intensità del campo incidente.

Si comprende facilmente che la radiazione emergente da un mezzo la cui polarizzabilità abbia le proprietà

sudette, conterrà in generale varie frequenze combinazioni del tipo $\nu \pm n\nu_1$ ($n = 1, 2, \dots$). L'intensità e la direzione a cui fuoriescono dipenderanno dalla dispersione del mezzo e dalla geometria del problema.

Condizioni di index matching.

Affinchè sia possibile il trasferimento di potenza dalla radiazione a frequenza ν a quelle a frequenza $\nu \pm n\nu_1$ su una lunghezza maggiore della lunghezza d'onda della radiazione incidente, è necessario che siano soddisfatte, nel mezzo (dispersivo) particolari condizioni fra i vettori d'onda relativi alle varie frequenze.

Detto \bar{k}_0 il vettore d'onda della radiazione incidente, deve essere soddisfatta, nel mezzo, la relazione vettoriale

$$\bar{k}_0 - \bar{k}_{-1} = \bar{k}_n - \bar{k}_{n-1}$$

Tale relazione, di recente confermata quantitativamente da Chiao e Stoicheff [2] nella calcite, impone che per n positivo la radiazione emerga ad angoli di alcuni gradi rispetto a quella incidente.

In una cavità a specchi piani e paralleli ciò non è possibile, per cui si debbono osservare solo le frequenze per cui $\nu - n\nu_1$ ($n = 1, 2, \dots$) (righe Stokes), v. fig. 1.

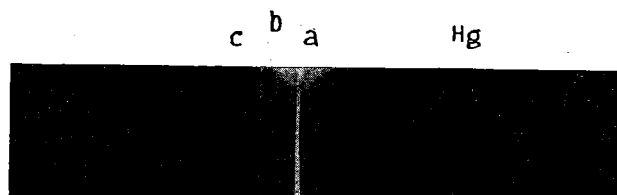


Fig. 1.

- a) riga 6943 Å del rubino
- b) riga per $n=1$ 7650 Å
- c) riga per $n=2$ 8530 Å

Relazione tra le intensità delle righe.

L'espressione dello spostamento dielettrico D fa prevedere, almeno per valori di $\alpha_0 \ll \alpha_1$, che le intensità dei vari ordini siano proporzionali ai quadrati delle funzioni di Bessel dell'ordine corrispondente ad n ; d'altronde, poichè per indici di modulazione molto bassi tali funzioni sono approssimabili con la serie $1, x^2, x^4$ ecc., si ha fra le intensità una relazione del tipo:

$$\frac{P_i}{P_{i-2}} = \left(\frac{P_{i-1}}{P_{i-2}} \right)^2$$

che per i primi due ordini diventa:

$$\frac{P_0}{P_{-2}} = \left(\frac{P_{-1}}{P_{-2}} \right)^2 \quad (3)$$

(*) Ing. F. PANDARESE - Laboratori Nazionali di Frascati del C.N.E.N.; Dott. E. MAZZUCATO - Laboratorio Gas Ionizzanti, C.N.E.N.-EURATOM.

Espressione del guadagno per unità di lunghezza.

Supponendo che la potenza finale di una determinata riga sia raggiunta per amplificazione, attraverso successive riflessioni nella cavità, di un rumore la cui densità spettrale di potenze è $\langle F(\omega) \rangle = 2 \hbar \omega$, si può scrivere per una riga, ad es. la $\nu - \nu_v$, la relazione:

$$P_{-1} = h(\nu - \nu_v) \Delta \nu e l_{a1} (\Delta t c/L) \quad (4)$$

ove P_{-1} = potenza di picco a $\nu - \nu_v$

h = cost. Plank

$\Delta \nu_v$ = larghezza riga $\nu - \nu_v$

l = lunghezza cella NB

L = distanza fra le superfici riflettenti

a_{-1} = guadagno per unità di «lunghezza»

Δt = durata a metà altezza dell'impulso a ν .

Risulta da queste foto che tra le potenze di picco P_0, P_{-1} e P_{-2}

$$\frac{P_0}{P_{-1}} \approx \frac{1}{45}; \quad \frac{P_0}{P_{-2}} \approx \frac{1}{2000}$$

pertanto entro l'errore sperimentale si ha

$$\left(\frac{1}{45}\right)^2 \approx \frac{1}{2000}$$

Tali risultati confermano qualitativamente e quantitativamente quanto previsto in (1).

La intensità della prima riga stokes risulta:

$$P_{-1} \approx 0,2 \text{ MW/cm}^2$$

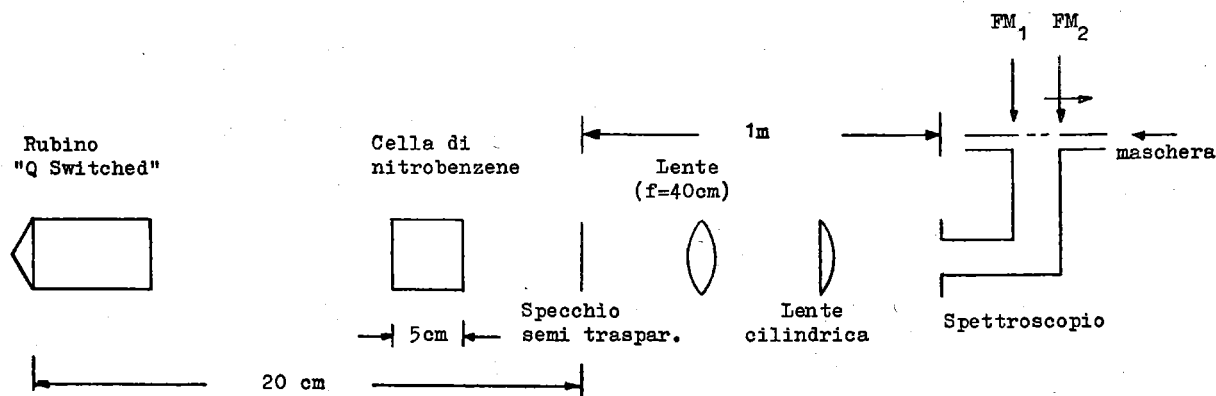


Fig. 2. - Dispositivo di misura.

Dalla (4) si ha:

$$\ln \frac{P_{-1}}{h(\nu - \nu_v) \Delta \nu_v} = a_{-1} l \frac{\Delta t c}{L} \quad (5)$$

Analogamente per la riga a frequenza $\nu - 2 \nu_v$.

Per (3) inoltre deve essere verificata la relazione:

$$\frac{a_{-1}}{a_{-2}} = 2$$

Risultati sperimentali.

Le intensità delle righe sono state misurate col dispositivo di fig. 2.

Il fotomoltiplicatore FM_1 osserva costantemente la linea del rubino, mentre il FM_2 osserva alternativamente le linee $\nu - \nu_v$ ed $\nu - 2 \nu_v$.

La misura è stata effettuata eguagliando la risposta dei FM (150 CVP) per la riga 6943 Å. Poichè interessavano solo i rapporti fra le intensità è stata effettuata una taratura grossolana con calorimetro per accertare l'ordine di grandezza della potenza a 6943 Å. Il rapporto tra le sensibilità dei FM è stato variato ponendo dinanzi a FM_1 dei filtri neutri (Wratten) di nota attenuazione. L'errore totale sulle ampiezze è 50%, principalmente dovuto alla variazione della sensibilità spettrale dei FM.

In fig. 3 è riportata la tensione ai fotomoltiplicatori. La traccia superiore corrisponde all'andamento della intensità P_0 (2 cm circa 10 MW/cm²) a ν , la traccia inferiore quella P_{-1} a $\nu - \nu_v$. Il rapporto fra le scale è 70/1.

In fig. 4 è riportata per la stessa intensità di picco di fig. 3 l'intensità della linea $\nu - 2 \nu_v$. Il rapporto tra le sensibilità verticali è di 2000/1.

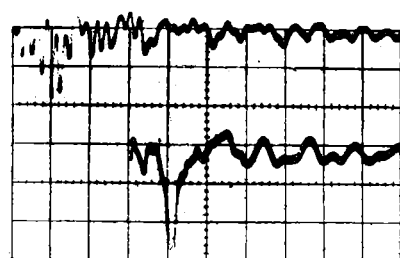


Fig. 3. - La traccia superiore è l'andamento della intensità P_0 (2 cm circa 10 MW/cm²).

La traccia inferiore è l'andamento di P_{-1} .

Il rapporto tra le scale verticali è di 70/1.

Orizz. 2 μs/cm.

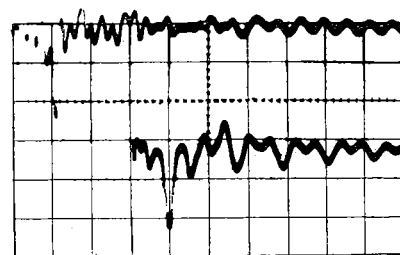


Fig. 4. - Orizz. 2 μs/cm.

L'intensità della riga $\nu - 2 \nu_v$ per la stessa intensità di picco di fig. 3.

Il rapporto tra le scale verticali è di 2000/1.

Sostituendo tale valore nella (5), essendo: $\Delta v_0 = 10^9$, da cui si ottiene:
 $l = 5$ cm, $L = 20$ cm, $\Delta t = 20$ ns, si ottiene:

$$a = 0,25 \text{ cm}^{-1}$$

che è in sufficiente accordo con il valore $\approx 0,5 \text{ cm}^{-1}$ previsto.

Modulazione della costante dielettrica.

L'argomento x delle funzioni di Bessel è legato alla variazione percentuale della costante dielettrica dalla relazione:

$$x = \frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} 2\pi \frac{l}{\lambda} = \sqrt{\frac{P_0}{P_{-1}}}$$

$$\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} = 1,1 \cdot 10^{-5}$$

in accordo con le previsioni fatte.

RINGRAZIAMENTI.

Gli autori desiderano ringraziare il Dott. U. Ascoli per i consigli durante l'esecuzione del presente lavoro.

BIBLIOGRAFIA

- [1] E. GARMIRE, F. PANDARESE, C. H. TOWNES: « Phys. Rev. Letters », 11, 15 (1963).
- [2] R. CHIAO, B. STOICHEFF: « Phys. Rev. Letters », 12, 290 (1964).