

COMITATO NAZIONALE PER L'ENERGIA NUCLEARE  
Laboratori Nazionali di Frascati

LNF-74/68(R)  
16 Dicembre 1974

R. Bartiromo, E. Borsella e S. Mobilio: MISURA DI ALTI  
CAMPI MAGNETICI CON TECNICHE MAGNETO OTTICHE

R. Bartiromo<sup>(x)</sup>, E. Borsella<sup>(x)</sup> e S. Mobilio<sup>(x)</sup>: MISURA DI ALTI CAMPI MAGNETICI CON TECNICHE MAGNETO OTTICHE.

#### 1. - INTRODUZIONE. -

Presso il Laboratorio di Spettroscopia Molecolare è in fase di realizzazione una esperienza di magneto-ottica per lo studio di transizioni tra i livelli atomici di "core" ed i livelli di Landau di banda in semiconduttori. Nella fase finale di tale realizzazione si sono presentati i due seguenti problemi: a) taratura del campo magnetico superconduttore; b) collaudo dell'intera apparecchiatura sperimentale (dewar, ottica, elettronica di rivelazione sincrona), in condizioni di esperienza. Si è pensato di unificare la risoluzione di questi due problemi tarando il campo magnetico con una misura di effetto Zeeman da un cristallo di rubino. Infatti lo splitting dei livelli di fluorescenza del rubino in campi magnetici è stato studiato molto accuratamente sia teoricamente sia sperimentalmente<sup>(1-5)</sup>, ed è quindi possibile risalire dallo spettro di fluorescenza al valore del campo magnetico con un errore dovuto solo allo apparato di rivelazione; inoltre, una tale misura permette di collaudare praticamente l'intero apparato sperimentale.

---

(x) - Istituto di Fisica Sperimentale di Napoli.

2.

2. - CONSIDERAZIONI GENERALI. -

2.1. - Livelli di energia del rubino.

Lo spettro di fluorescenza del rubino, eccitabile con luce verde di lunghezza d'onda  $\approx 5200 \text{ \AA}$ , mostra due righe comunemente dette  $R_1$  ed  $R_2$  dovute alle impurezze di  $\text{Cr}^{3+}$  nel campo cristallino. Dallo schema dei livelli (fig. 1) risulta che ciascuna riga è in realtà un doppietto di Kramer centrato rispettivamente a  $\lambda = 6934.0 \text{ \AA}$  e  $\lambda = 6919.9 \text{ \AA}$ .

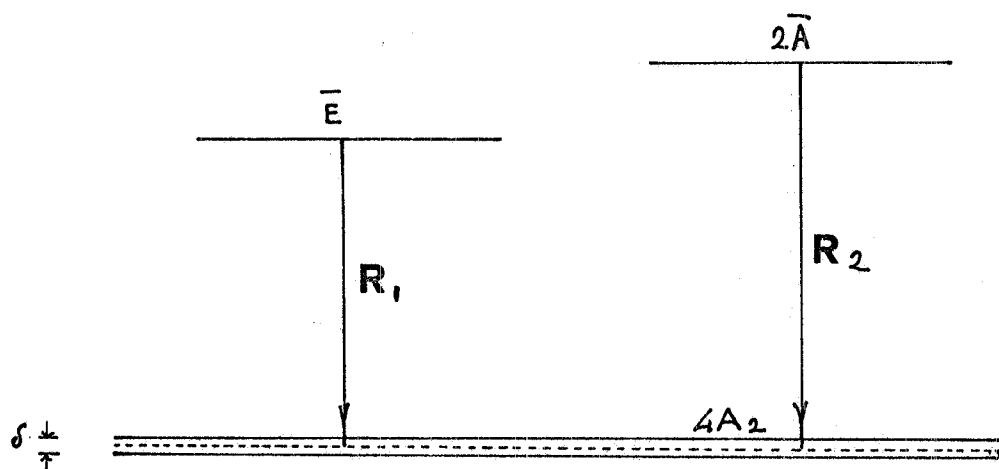


FIG. 1 - Schema dei livelli del rubino.

Tale doppietto, che viene risolto solo a bassa temperatura in cristalli poco drogati, ha una separazione di  $0.2 \text{ \AA}$ . Nella figura 2 viene riportato lo schema dei livelli in campo magnetico sia nel caso  $H$  paral

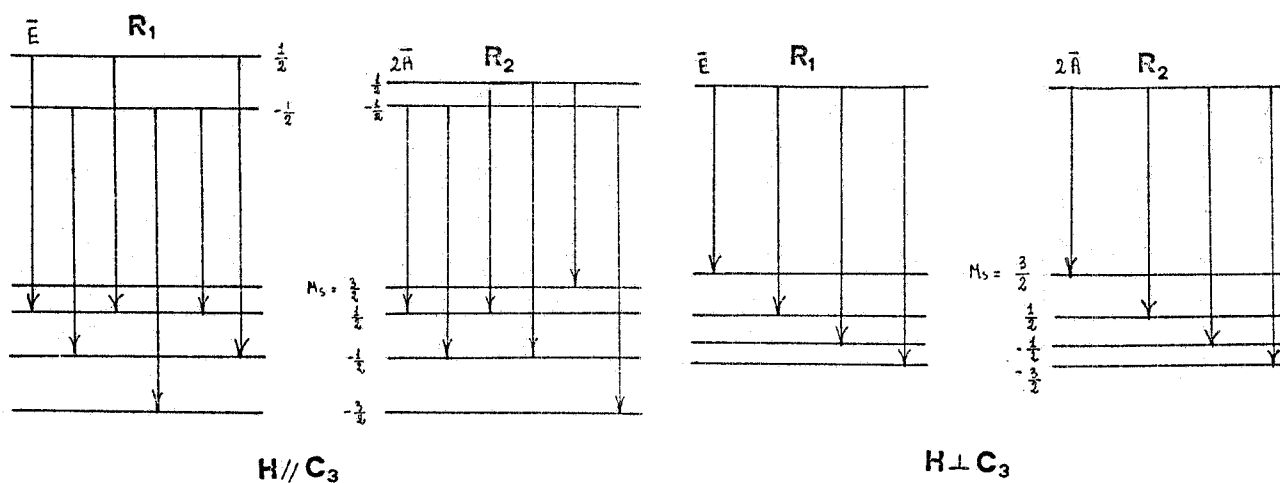


FIG. 2 - Schema dei livelli del rubino in campo magnetico.

lelo a  $C_3$  sia nel caso  $H$  ortogonale a  $C_3$  ( $C_3$  è l'asse di simmetria trigonale del cristallo). Tale schema di livelli insieme con le regole di selezione determina lo spettro di fluorescenza del rubino riportato nella stessa figura. I livelli di energia allo stato fondamentale sono dati dalle relazioni:

$$H \parallel C_3 \quad \begin{cases} W(M_S^Z = \pm 3/2) = \pm 3/2 \cdot g_{0\parallel} \mu_B H \\ W(M_S^Z = \pm 1/2) = \pm 1/2 \cdot g_{0\parallel} \mu_B H + \delta \end{cases} \quad (1)$$

$$H \perp C_3 \quad \begin{cases} W(M_S^X = \pm 3/2) = \pm 3/2 \cdot g_{0\perp} \mu_B H + \delta/4 \\ W(M_S^X = \pm 1/2) = \pm 1/2 \cdot g_{0\perp} \mu_B H + 3\delta/4 \end{cases} \quad (2)$$

con  $g_{0\parallel} = 1.984 \pm 0.006$  e  $g_{0\perp} = 1.9867 \pm 0.006$ ;  $\mu_B$  = magnetone di Bohr. Per gli stati eccitati lo "splitting" è molto minore e dipende dall'angolo  $\theta$  tra l'asse  $C_3$  ed il campo magnetico secondo la relazione:

$$E = g \mu_B H \quad \text{dove} \quad g = (g_{\parallel}^2 \cos^2 \theta + g_{\perp}^2 \sin^2 \theta)^{1/2} \quad (3)$$

con (figura 3):

$$g_{\parallel R_1} = 2.38;$$

$$g_{\perp R_1} = 0.004;$$

$$g_{\parallel R_2} = 1.50;$$

$$g_{\perp R_2} = 0.04.$$

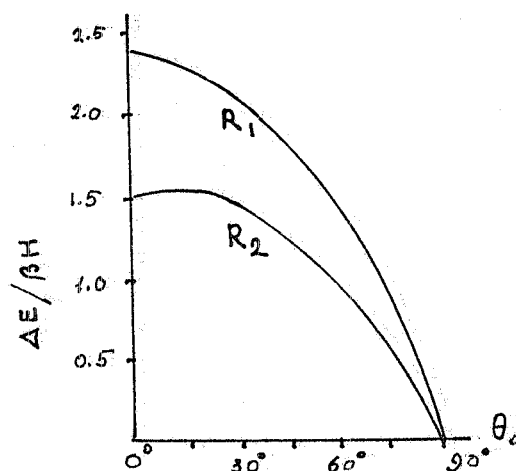


FIG. 3 - Andamento dello splitting di  $\bar{E}$  e di  $2\bar{A}$  in campo magnetico.

4.

## 2.2. - Modulazione di polarizzazione.

Un sistema di rivelazione sincrona si rende necessario nella misura per avere un alto rapporto segnale rumore in quanto le righe  $R_1$  ed  $R_2$  non sono molto intense. Come modulatore di intensità è stato usato uno "stress plate modulator" (spm)<sup>(x)</sup>. Le caratteristiche tecniche ed il principio di funzionamento dello "spm" possono trovarsi nella referenza (6); per i nostri scopi è sufficiente conoscere la funzione di risposta dello strumento nella configurazione usata, costituita dallo "spm" seguito da un polaroid lineare. Se  $I^+$  ed  $I^-$  sono le intensità delle componenti  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$  della luce incidente, l'intensità in uscita sarà:

$$I_{\text{out}} = (I^+ + I^-)/2 + (I^+ - I^-)/2 \sin \varphi(t)$$

dove l'angolo  $\varphi$  è l'angolo di sfasamento che lo "spm" introduce tra le componenti X ed Y del campo elettrico della luce. Poichè tale sfasamento può essere fatto oscillare<sup>(6)</sup> risulta (considerando solo la prima armonica del segnale che è quella analizzata dal lock-in):

$$I_{\text{out}} = A_1 (I^+ - I^-)/2 \sin \omega_0 t ;$$

l'intensità in uscita ha quindi una componente modulata in fase con la eccitazione, solo se la luce è almeno parzialmente polarizzata circolarmente.

## 3. - PARTE SPERIMENTALE. -

In figura 4 riportiamo uno schema a blocchi della misura, che passiamo a descrivere. La luce proveniente da una lampada (HBO 107/1 della Osram) viene focalizzata sul campione di rubino, posto al centro del solenoide superconduttore (prototipo della Oxford Instrument); questo è a bagno in elio liquido. Il cristallo, che viene raffreddato per conduzione alla temperatura di circa 20°K, ha l'asse  $C_3$  ortogonale al campo magnetico. L'insieme magnete+zona campione è in un dewar da bassa temperatura dotato di due finestre ottiche poste sull'asse del solenoide: è così possibile sia far incidere la luce sia osservare la fluorescenza nella direzione del campo magnetico. L'ottica d'ingresso è costituita da una lente ( $f = 8$  cm), da un filtro anticalore che evita riscaldamenti nella zona dove batte il fascio e da un filtro interferenziale ( $\lambda_0 \cong 5200 \text{ \AA}$ ,  $\Delta \lambda \cong 100 \text{ \AA}$ ) che trasmette solo la riga verde del mercurio necessaria per eccitare la fluorescenza del

---

(x) - Siamo grati al Dr. G. Baldacchini per aver messo a nostra disposizione questo apparecchio.

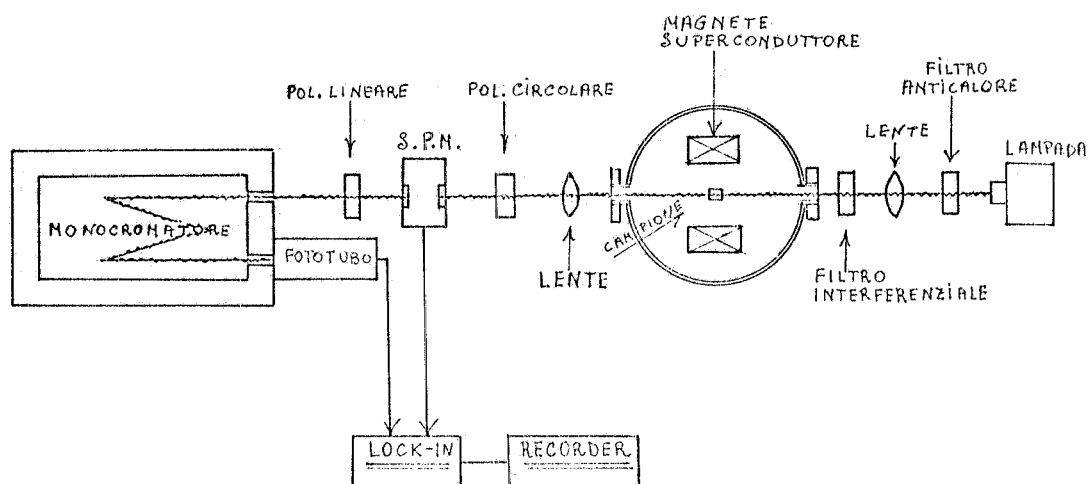


FIG. 4 - Schema a blocchi dell'apparato sperimentale.

rubino. La luce trasmessa viene utilizzata per allineare l'ottica di uscita costituita da una lente ( $f = 25$  cm), da un polarizzatore circolare destro, dallo "spm", da un polaroid lineare e dal monocromatore. Il polarizzatore circolare è stato inserito per eliminare la componente  $I^-$  della fluorescenza ed aumentare così l'intensità della componente modulata. Il monocromatore è un Jarrel-Ash da 1 metro di focale con un reticolo di 1180 tratti/mm, usato con una risoluzione spettrale di circa  $0.4 \text{ \AA}$ . L'uscita dello spettrometro va direttamente su di un fotomoltiplicatore XP1002 (fotocatodo S20); il segnale di questo va su un amplificatore lock-in (PAR mod. 124) il cui riferimento viene fornito dallo "spm". Il segnale in fase, amplificato ed integrato, va su un registratore a carta. Il magnete superconduttore viene alimentato con un D.C. Power Supply della BRUKER; la corrente nel magnete viene misurata "shuntando" una resistenza da  $0.001 \text{ Ohm}$ , posta in serie al solenoide, con un milliamperometro classe 02.

Gli spettri sono stati eseguiti a vari valori della corrente nel magnete nel "range" di lunghezza d'onda 6910-6940 Å, con una velocità del monocromatore di  $2.5 \text{ Å/min}$ , una velocità di scorrimento della carta di  $10 \text{ cm/min}$  ed un tempo di integrazione del lock-in di 10 secondi. La stabilità ed il valore effettivo delle due velocità su menzionate e la taratura assoluta dell'asse delle lunghezze d'onda è stata misurata eseguendo un gran numero di spettri a campo zero, dove la posizione delle righe  $R_1$  ed  $R_2$  è nota con una precisione di  $1/10^5$ . Un tipico spettro registrato è mostrato in figura 5.

#### 4. - ANALISI DEI DATI, -

Preliminarmente sono state eseguite alcune verifiche sugli spettri registrati; innanzi tutto ci si è accertati di essere in condi-

6.

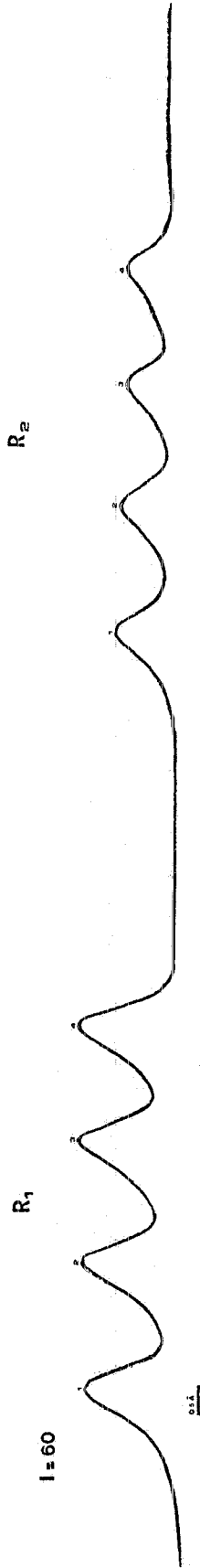


FIG. 5 - Spettro registrato con  $I = 55$ .

zioni di effetto Zeeman verificando che lo "splitting" è una funzione lineare della corrente del magnete (fig. 6). Il secondo problema af-

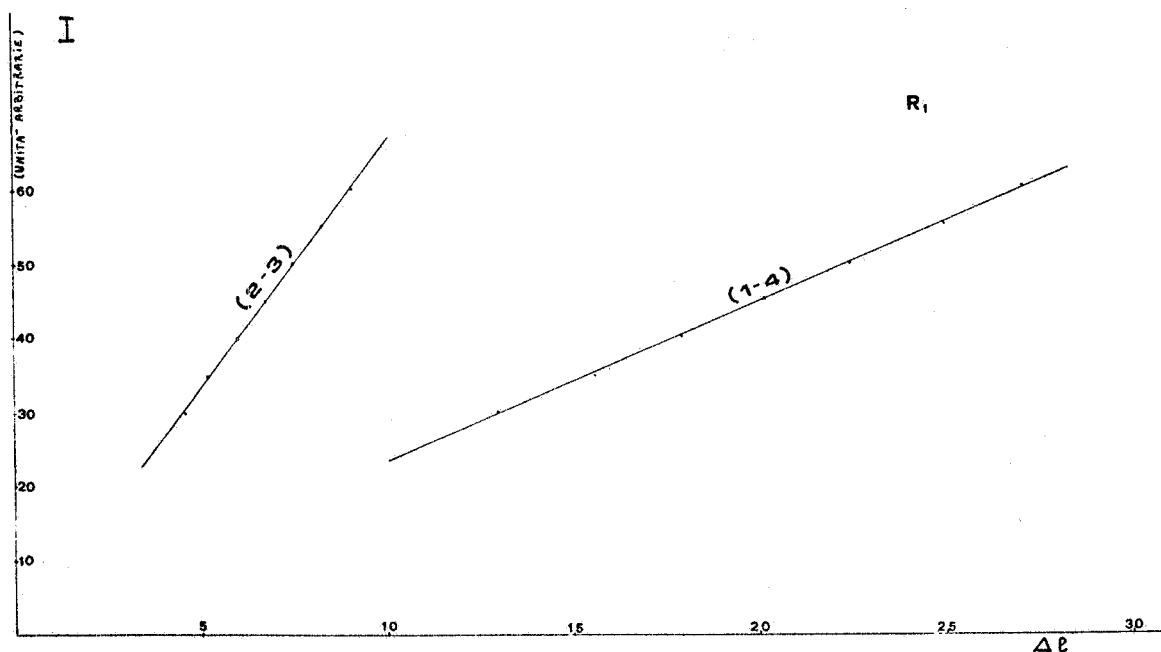


FIG. 6 - Linearità dello splitting  $\Delta\lambda$  in funzione del campo magnetico.

frontato è stato la valutazione sperimentale dell'angolo formato dal campo magnetico con l'asse di simmetria del cristallo; difatti da tale angolo dipende lo "splitting" energetico degli stati eccitati (fig. 3). Dallo schema dei livelli su riportato risulta che la differenza in "splitting" tra una coppia di righe Zeeman di  $R_1$  e l'analogica di  $R_2$  può essere dovuta soltanto ad una diversa separazione dei doppietti eccitati. Dallo spettro eseguito a circa 50 KG si è ricavato  $(g_{R_2} - g_{R_1}) \leq 0.07$ ; ed usando la relazione (3) risulta  $\theta \cong 88^\circ$ .

Da ogni spettro sono ricavabili sei valori sperimentali indipendenti di  $H$ ; usando le notazioni riportate in figura, le relazioni tra il campo magnetico e la separazione spettrale  $\Delta\lambda$  sono:

$$H(1-4) = \frac{hc}{3g\mu_B} \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} ;$$

$$H(2-3) = \frac{hc}{g\mu_B} \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} ;$$

$$H(3-4) = \left( hc \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} - \frac{\delta}{2} \right) \frac{1}{g\mu_B} ;$$



8.

In figura 7 sono riportati i valori medi del campo H con i relativi scarti quadratici medi nonchè la retta che interpola i punti sperimentali ricavata col metodo dei minimi quadrati. L'errore ottenuto sul coefficiente di proporzionalità tra H ed I è del 1,2%.

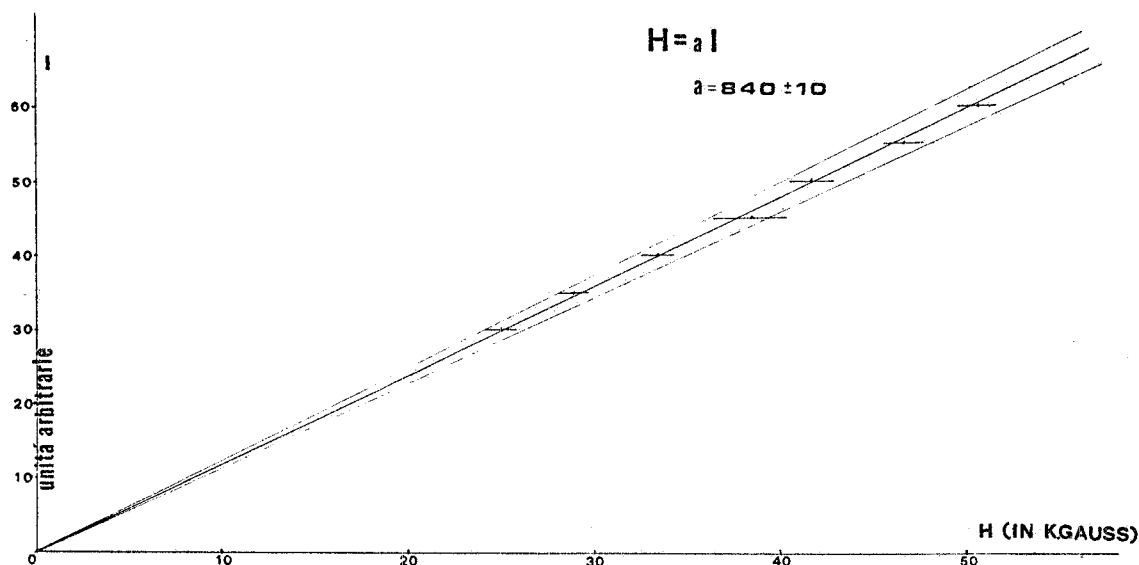


FIG. 7 - Retta di taratura del campo magnetico.

#### 6. - POSSIBILE ESTENSIONE DEL METODO PER MISURE DI BASSI CAMPI. -

L'uso dell'effetto Zeeman per misure di campo magnetico con tecniche simili a quella qui descritta, risulta essere un buon metodo solo per "splitting" maggiori della larghezza di riga. In caso contrario la parziale sovrapposizione delle righe di fluorescenza introduce errori sistematici nella valutazione dei massimi degli spettri. Con il cristallo usato, in pratica, una misura di campi inferiori a 20 KG è irrealizzabile. E' noto però in letteratura che l'effetto del drogaggio è l'allargamento delle righe: usando un cristallo meno drogato sarebbe possibile misurare campi minori. Questa possibilità è resa ancora più realizzabile dalla seguente osservazione sperimentale: supponiamo di eliminare il polarizzatore circolare dall'apparato sperimentale; la risposta per la prima armonica risulta, come già detto

$$I_{out} = A_1 (I^+ - I^-) / 2 \sin \omega_0 t;$$

essa presenta, quindi, una componente modulata se  $I^+ \neq I^-$ .

In figura 8 riportiamo uno spettro eseguito a 50 KG senza il polarizzatore circolare. Come si può osservare mentre il quartetto della

$R_1$  compare tutto, le righe centrali del quartetto della  $R_2$  scompaiono, per cui è possibile separare le righe esterne anche a campi poco intensi.

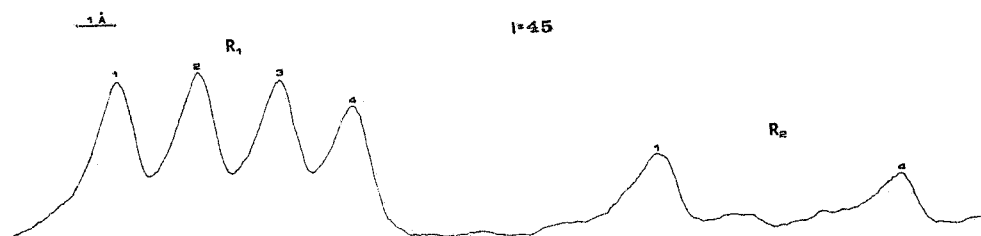


FIG. 8 - Spettro registrato con  $I = 45$  senza polarizzazione circolare.

#### BIBLIOGRAFIA. -

- (1) - S. Sugano and Y. Tanabe, J. Phys. Soc. Japan 13, 880 (1958).
- (2) - S. Sugano and I. Tsujikawa, J. Phys. Soc. Japan 13, 899 (1958).
- (3) - K. Aoyagi, A. Misu and S. Sugano, J. Phys. Soc. Japan 18, 1448 (1963).
- (4) - A. A. Manenkov and A. M. Prokhorov, JETP 28, 762 (1955).
- (5) - V. K. Klinkov, Optic and Spectroscopy 30, 156 (1971).
- (6) - G. Baldacchini and L. F. Mollenawer, Applied Optics 11, 2676 (1972).