

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00048252

Comitato Nazionale per l'Energia Nucleare
ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE

Sezione di Pisa
65/1

INFN/FM - 65/1
4 Gennaio 1965

C Faloci, M Mancini, G Sacerdoti, G Toraldo di Francia e F Uccelli:
MISURA DEL TEMPO DI RILASSAMENTO SPIN-RETICOLO IN SOSTAN
ZE PARAMAGNETICHE A MEZZO EFFETTO FARADAY IN CAMPI MA
GNETICI PULSATI NOTE PRELIMINARI

Reperto Tipografico
dei Laboratori Nazionali di Frascati
Cas Postale 70 Frascati (Roma)

C. Faloci^(x), M. Mancini^(o), G. Sacerdoti⁽⁺⁾, G. Toraldo di Francia^(o) e
F. Uccelli: MISURA DEL TEMPO DI RILASSAMENTO SPIN-RETICOLO IN
SOSTANZE PARAMAGNETICHE A MEZZO EFFETTO FARADAY IN CAM-
PI MAGNETICI PULSATI. NOTE PRELIMINARI. -

1. - INTRODUZIONE

Prima di esporre a grandi linee in cosa consista la esperienza proposta è beneficare alcune considerazioni di carattere generale. Limiteremo le nostre considerazioni ai corpi solidi, quei corpi cioè in cui le mutue posizioni dei singoli costituenti, ioni, atomi o molecole che siano, sono praticamente immutabili nel tempo, prescindendo dalle vibrazioni attorno alle posizioni medie, vibrazioni le cui ampiezze sono piccole, confrontate con le mutue distanze.

Infatti l'ampiezza di tali vibrazioni, pur aumentando con la temperatura, verso il punto di fusione è circa il 10% delle distanze interatomiche. Limiteremo inoltre le nostre considerazioni a quei solidi in cui le posizioni medie dei costituenti sono distribuite nello spazio con grande regolarità, vale a dire ai cristalli. Lo studio delle vibrazioni dei costituenti atomici nei cristalli è estremamente complesso, si tratta in sostanza di un problema di molti corpi, che tuttavia può essere grandemente semplificato se si fa la ipotesi che le forze di richiamo verso le posizioni di equilibrio siano di natura puramente elastica. Una opportuna scelta delle coordinate canoniche (le cosiddette "coordinate normali") permette di esprimere l'Hamiltoniana del reticolo come somma di Hamiltoniane di oscillatori armonici indipendenti. L'introduzione della quantizzazione si riduce perciò

(x) - Ospite dei Laboratori Nazionali di Frascati del CNEN.

(o) - Centro Nazionale per la Fisica delle microonde, Firenze.

(+) - Laboratori Nazionali di Frascati del CNEN.

2.

al problema di quantizzare degli oscillatori armonici. Si avrà così che l'energia associata ad un modo normale generico (descritto cioè da una coordinata normale) è $(n + 1/2) h \nu$, ove ν è la frequenza di oscillazione. Il problema è formalmente molto simile a quello del campo elettromagnetico in una cavità isoterma.

Ed anche in questo caso può essere data una interpretazione corpuscolare alla quantizzazione del moto termico. I numeri quantici degli oscillatori armonici, ciascuno dei quali corrisponde ad una coordinata normale, vengono interpretati come numeri di occupazione degli stati di un gas di particelle (i fononi, cioè i quanti associati alle onde elastiche).

Finora abbiamo considerato i vari elementi atomici come privi di libertà. Questa rappresentazione non è però sufficiente, in quanto sussistono per i costituenti reticolari gradi di libertà "interni", e cioè relativi ai modi di vibrazione, di rotazione e di spin. Lo studio di questi modi "interni" può essere evidenziato, introducendo una perturbazione e seguendo il processo evolutivo dell'interazione con il campo reticolare. Limitando ora a considerare il caso in cui i costituenti abbiano un momento magnetico derivante da uno spin descritto da un numero quantico $s = 1/2$, avverrà che in presenza di un campo magnetico H , oltre che dell'energia di vibrazione del reticolo, dovremo tener conto anche dell'energia di interazione dei momenti magnetici con H . Un incremento di H , ad esempio, determinerà una evoluzione verso una nuova configurazione di equilibrio termodinamico in cui un numero maggiore di spin è orientato parallelamente al campo magnetico. Il ristabilirsi dell'equilibrio termodinamico avviene con una costante di tempo caratteristico, τ , tempo di rilassamento spin-reticolo, che misura la velocità con cui l'energia viene scambiata tra il sistema degli spin ed il termostato in cui sono immersi, vale a dire il reticolo cristallino, o, se vogliamo, la velocità con cui l'energia magnetica si trasforma in energia di vibrazione del reticolo, vale a dire in fononi.

2 - LE TEORIE DI WALLER, KRONIG E VAN VLECK.

Si deve a Waller⁽¹⁾ una prima teoria sul rilassamento spin-reticolo.

In essa si considera il meccanismo di rilassamento come derivante dalla modulazione, provocata dalle vibrazioni reticolari, dell'interazione dipolo-dipolo.

In altri termini, possiamo pensare al meccanismo di Waller nella maniera che segue: mentre il reticolo oscilla, le distanze interatomiche risultano modulate, come conseguenza, su ciascuno spin, agisce un campo magnetico variabile la cui legge di variazione è legata alla vibrazione del reticolo. Se si fa l'analisi armonica di tale campo, le componenti in grado di dare luogo alla transizione dello spin sono quelle con frequenza pari alla frequenza di precessione di Larmor dello spin nel campo esterno. E'

quanto dire che saranno efficienti solo i modi di vibrazione reticolare con frequenza pari a quella di Larmor

Da un punto di vista quantistico il processo viene descritto come l'inversione dello spin da una posizione di parallelismo ad una di antiparallelismo rispetto al campo, essendo il processo accompagnato dalla creazione di un fonone di energia pari alla differenza fra le energie dei due stati di spin anzidetti. Questo processo, in cui entra in gioco un solo fonone, è chiamato processo diretto.

Ora, il tempo di rilassamento in questione è l'inverso della probabilità (per unità di tempo) che uno spin compia una transizione sotto l'influenza del meccanismo di rilassamento.

Se si calcola detta probabilità secondo l'usuale algoritmo della meccanica quantistica, con una approssimazione al primo ordine nell'ampiezza delle vibrazioni reticolari, si ottengono però tempi di rilassamento molto più lunghi (di un fattore di 10^8 come caso tipico) di quelli ottenuti sperimentalmente.

L'insuccesso di tale teoria risiede essenzialmente nel fatto che, essendo efficienti solo le onde reticolari di frequenze pari alla frequenza di Larmor degli spin, le lunghezze d'onda sono tanto grandi che lo spostamento relativo di due dipoli circostanti (che è pari a $(2\pi r_0/\lambda) \cdot q$, ove r_0 è l'interdistanza tra gli spin all'equilibrio, q l'ampiezza dell'onda supposta longitudinale, e λ la lunghezza d'onda reticolare), essendo $\lambda \gg r_0$, il che dà luogo ad una modulazione molto piccola dei campi magnetici locali.

Inoltre l'intensità di tali onde (e la probabilità di transizione è legata direttamente a questa) è piccolissima.

Waller considerò un secondo processo, chiamato indiretto, in cui un fonone subisce uno scattering anelastico da parte dello spin che inverte la sua orientazione nel campo. Tale processo interviene considerando anche i termini di secondo ordine nell'ampiezza delle vibrazioni reticolari nella perturbazione.

In altre parole si ha l'assorbimento di un fonone, di frequenza ν' , e l'emissione di un altro di frequenza ν'' . La conservazione dell'energia

$$\nu'' - \nu' = \nu_0$$

essendo ν_0 la frequenza di risonanza relativa alla transizione tra i due livelli di spin in questione.

In tale maniera si utilizza l'intero spettro termico ed in particolare la parte (molto più intensa) delle alte frequenze, ma, poiché queste risultano interessate solo a temperature sufficientemente alte, il "processo indiretto" è efficiente solo in tale ambito.

Sebbene così ci si avvicini ai risultati sperimentali molto più che

non considerando unicamente il processo diretto, si resta sempre lontano da essi di almeno un fattore 10^2

Altre teorie (Kronig⁽²⁾, Van Vleck⁽³⁾) sono state formulate. In queste si pensa che le vibrazioni reticolari modulino i campi elettrici dovuti agli elettroni ed ai nuclei (i cosiddetti campi elettrici cristallini) e questi agiscano sugli spin mediante l'accoppiamento spin-orbita. Come nella teoria di Waller, sono considerati il processo diretto, che è un processo ad un solo fonone, e il processo indiretto, che è un processo a due fononi.

Van Vleck, in particolare, ha ottenuto risultati che in alcuni casi si accordano con i valori trovati sperimentalmente. Pur tuttavia una teoria completa sul meccanismo del rilassamento non esiste.

Si capisce allora l'importanza di avere (nuovi) dati sperimentali allo scopo di vedere, in base ad essi, le modifiche da apportare alla teoria onde avere una descrizione del fenomeno più vicina alla realtà.

3. - L'EFFETTO FARADAY NELLA MISURA DEL TEMPO DI RILASSAMENTO SPIN-RETICOLO IN SOSTANZE PARAMAGNETICHE.

Come è ben noto un'onda piana polarizzata rettilineamente che si propaghi in una sostanza sottoposta all'azione di un campo magnetico, su bisce una rotazione del piano di polarizzazione che risulta espresso da:

$$\theta = V \vec{H} \times \vec{l} \quad (1)$$

ove \vec{l} è il percorso compiuto dall'onda entro la sostanza

\vec{H} il campo magnetico applicato

θ l'angolo di cui è ruotato il piano di polarizzazione

V (costante di Verdet), funzione della frequenza dell'onda, è una costante caratteristica del materiale.

In sostanze paramagnetiche si ha un contributo all'angolo di rotazione legato alla componente della magnetizzazione nella direzione del campo da un legame di semplice proporzionalità sia che la magnetizzazione sia costante (come per esempio nel caso in cui il campione si trovi in condizioni di equilibrio termodinamico) sia che la magnetizzazione vari nel tempo^(4, 5, 7, 8). Nel caso in cui la magnetizzazione è determinata dalle diverse distribuzioni delle popolazioni tra i due livelli energetici più bassi (come per esempio nel caso in cui si ha un numero quantico di spin pari ad $1/2$), la rotazione di Faraday che si ha ad un dato istante è proporzionale alla differenza tra le popolazioni dei due livelli all'istante stesso. Oltre al contributo ora menzionato, per le sostanze paramagnetiche ne esiste ovviamente un altro che ha la medesima origine di quello che si ha nel caso di sostanze diamagnetiche.

Tali contributi vengono comunemente chiamati "contributo paramagnetico" e "diamagnetico" all'angolo di rotazione. La differenza sostanta

ziale sta nel fatto che il primo dipende dalla temperatura, mentre il secondo ne è pressoché indipendente

L'entità dei due contributi all'effetto complessivo dipenderà perciò dal valore della temperatura a cui è mantenuto il campione. Al diminuire della temperatura acquista sempre più importanza il contributo paramagnetico, che, alla temperatura dell'elio liquido, contribuisce praticamente da solo alla rotazione.

Siccome a noi interessa considerare il caso di bassissime temperature, l'effetto Faraday sarà allora determinato dal contributo paramagnetico, cioè in sostanza dalla magnetizzazione.

Supponiamo di applicare al campione un campo magnetico H che abbia il seguente andamento temporale:

$$H = 0 \quad , \quad t \leq 0$$

$$H = H_0 \quad , \quad t > 0$$

Per la magnetizzazione M ad un istante generico t si può scrivere la seguente equazione:

$$\frac{dM}{dt} = \frac{M_0 - M}{\tau} \quad (2)$$

essendo τ il tempo di rilassamento spin-reticolo ed M_0 la magnetizzazione all'equilibrio termodinamico nel campo H_0 .

Secondo la precedente, l'equazione di evoluzione di M è la seguente:

$$M(t) = M_0 (1 - e^{-\frac{t}{\tau}})$$

Se allora nella direzione in cui è applicato il campo magnetico si fa passare una radiazione polarizzata rettilineamente questa subisce una rotazione di Faraday $\theta(t)$ il cui andamento temporale è quello di $M(t)$.

Inversamente, dalle misure parallele dell'andamento di $\theta(t)$ in funzione del tempo è possibile ricavare l'andamento di $M(t)$ e quindi il valore del tempo di rilassamento τ , essendo nota la costante che lega $\theta(t)$ ad $M(t)$. In maniera analoga si ragiona se si ha un campo con un andamento temporale del tipo:

$$H = H_0 \quad , \quad t \leq 0$$

$$H = 0 \quad , \quad t \geq 0$$

solo che in questo caso l'andamento della magnetizzazione nel tempo è data da:

$$M = M_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad t \geq 0$$

A noi interessa considerare il caso in cui il campo magnetico ha un anda-

mento assegnato e precisamente

$$H(t) = H_0 \sin \frac{2\pi}{T} \cdot t, \quad 0 \leq t \leq \frac{T}{2} \quad (5)$$

Si può pensare di generalizzare la (1) sostituendo in essa in luogo di M_0 il valore che si avrebbe all'equilibrio termodinamico in seno ad un campo pari al valore istantaneo $H(t)$

Un tale procedimento viene, ad esempio, usato per descrivere i processi di rilassamento di molecole dipolari sotto l'azione di un campo elettrico variabile con legge sinusoidale⁽⁶⁾

Allora, dalla (1) modificata nella maniera accennata e dalla conoscenza di $M(t)$, $M_0(t)$, dM/dt si ricava τ in funzione di t e quindi di H . Comunque sarà l'esperienza a posteriori a verificare la validità dell'ipotesi fatta e, in caso di insuccesso di questa, ad orientare verso altre ipotesi

4. - LE MISURE IN ETISOLFATO DI NEODIMIO

In un primo momento si pensa di misurare il tempo di rilassamento dell'etisolfato di Neodimio usando campi pulsati di forma sinusoidale di ampiezza $\sim 10^5$ gauss. In un secondo tempo si pensa di estendere il procedimento ad altri cristalli, ad esempio il rubino

Nel caso dell'etisolfato di Neodimio il tempo di rilassamento spin-reticolo era già stato misurato⁽⁷⁾ ma per campi non superiori a 5000 gauss. Il procedimento usato è il seguente:

Al campione viene applicato un campo magnetico costante (ad es. 1000 gauss). Lo stato fondamentale dello ione Neodimio, che è due volte degenere, si scinde in due stati la cui separazione in energia dipende da H . La magnetizzazione è determinata dalla diversa distribuzione delle popolazioni nei due stati in questione. Nel campione viene immessa potenza (nella banda delle microonde) alla frequenza corrispondente alla transizione tra i due livelli ora menzionati. Tale potenza varia la distribuzione delle popolazioni dei due livelli determinando un evolvere della magnetizzazione verso un valore di regime. Dalla misura della conseguente rotazione del piano di polarizzazione di una radiazione che traversa il campione si risale al tempo di rilassamento.

L'inconveniente di questo metodo è che non si possono superare i 5000 gauss per l'indisponibilità di sorgenti di microonde abbastanza potenti per disturbare apprezzabilmente le popolazioni.

Nel metodo proposto, invece, tale inconveniente non si verifica perché non vengono impiegate microonde, la magnetizzazione varia semplicemente perché è variabile il campo magnetico applicato.

Nell'esperienza la sorgente di luce sarà in un primo tempo una lampada convenzionale. In un secondo tempo si pensa di usare come sor-

gente un Laser L'uso di un laser a gas (continuo) si presenta più agevole per la maggiore direttività della radiazione

Nel caso di un laser a rubino (pulsato) si ha l'inconveniente di dover effettuare la misura di $\theta(t)$ ad istanti di tempo discreti, pur tuttavia, per la potenza della radiazione incidente, si spera di poter mettere in evidenza eventuali effetti non lineari.

5 - GENERALITA' SUL DISPOSITIVO SPERIMENTALE

Come abbiamo detto nel paragrafo 3, si prevede che l'andamento nel tempo della magnetizzazione di un materiale paramagnetico sia descritto dalla equazione seguente:

$$\frac{dM}{dt} = \frac{M_0(t) - M(t)}{\tau} \quad (6)$$

ove $M_0(t)$ è il valore di magnetizzazione che si avrebbe all'equilibrio termodinamico con un campo magnetico di valore istantaneo pari ad $H(t)$.

Allora, sottoponendo un monocristallo di materiale paramagnetico (per es.) etisolfato di neodimio) ad un campo magnetico variabile, facendo uso della equazione (6) sarà possibile risalire dalle misure dell'angolo di rotazione del piano di polarizzazione della luce $\theta(t)$ in funzione del tempo, alla costante di tempo τ che è il fine delle nostre misure, supponendo com'è ovvio che la rotazione magneto-ottica della luce sia proporzionale alla magnetizzazione $M(t)$.

Dovrà quindi potersi disporre dei seguenti apparati sperimentali:

- a) - apparato per la misura della rotazione di Faraday con campi statici, $\theta(H)$,
- b) - apparato per la misura dei campi magnetici statici e dinamici,
- c) - apparato per la misura della rotazione $\theta(t)$ di Faraday in campi dinamici.

Con queste misure sarà possibile stabilire la rotazione di Faraday in funzione del campo magnetico:

- 1) in condizioni di equilibrio termodinamico,
- 2) in processi in cui si ha variazione della magnetizzazione.

Sarà cioè possibile confrontare l'andamento della rotazione di Faraday nel caso limite di tempo di rilassamento nullo (condizione statica), con la curva ottenuta applicando un campo magnetico variabile nel tempo.

Le misure di rotazione in campo magnetico statico sono già iniziate, verranno proseguite per stabilire anche la dipendenza della rotazione dalla frequenza della radiazione incidente, che già relativamente al contributo diamagnetico della rotazione è una funzione piuttosto complicata.

Tale dipendenza è infatti in relazione all'andamento delle curve

degli indici di rifrazione (totale e relativo al solo contributo elettronico) in funzione della frequenza

Le misure di campo magnetico non presentano particolari problemi

Esse si riducono a misure di corrente, sia nel caso dei campi statici (magnete e superconduttore), sia nel caso dei campi pulsati.

Particolari cure richiederà invece la misura dell'angolo della rotazione di Faraday in campi dinamici, come vedremo, sarà necessario risalire ad essa attraverso misure di intensità luminosa, che danno funzioni trigonometriche dell'angolo cercato. Verrà analizzato brevemente il criterio che ci permetterà di ottenere la massima sensibilità.

L'apparato per misure statiche. - Le misure statiche della $\theta(H)$ verranno eseguite con il complesso riportato in Fig. 1, che è già funzionante. Esso comprende un dewar metallico, contenente un magnete a superconduttore, l'apparato ottico di modulazione e di trasmissione della luce, e il sistema di rivelazione e di registrazione.

Con detto apparato⁽⁺⁾ sono previste alcune prove di messa a punto eseguite con vetro flint SF₄ (fornito dalla Ditta Jena^{er} Glaswerk Schott Gen, Mainz e lavorato dalla Optariston, Roma) impiegando luce gialla e verde emessa rispettivamente da una lampada al sodio e da una al mercurio. Queste misure forniranno una definitiva messa a punto del complesso sperimentale, mentre le misure definitive saranno fatte naturalmente con il monocristallo di etisolfato di neodimio.

Il magnete superconduttore attualmente impiegato ha le seguenti caratteristiche:

$$H_{\max} = 30 \text{ KO}_e, \quad \phi_i = 10 \text{ mm}, \quad \text{omogeneità} = 5\%_o/\text{cm}$$

Esso verrà presto sostituito da un altro di maggior sezione interna, con le seguenti caratteristiche:

$$H_{\max} = 25 \text{ KO}_e, \quad \phi_i = 14 \text{ mm}, \quad \text{omogeneità} = 7\%_o/\text{cm}$$

Le misure di campo vengono ricondotte a misure di corrente con un errore previsto non superiore all'1%. Una causa di incertezza sul valore del campo è introdotta dal magnetismo residuo, tale campo si mantiene comunque a valori inferiori ai 200 gauss

La precisione con cui si misura l'azzeramento dei polaroid, con l'accorgimento di modulare in ampiezza il segnale emesso dalla sorgente

(+) - Il campo magnetico di detta apparecchiatura non è sempre ripetibile sopra gli 8 KG, e, analogamente, talvolta sopra i 32 KG.

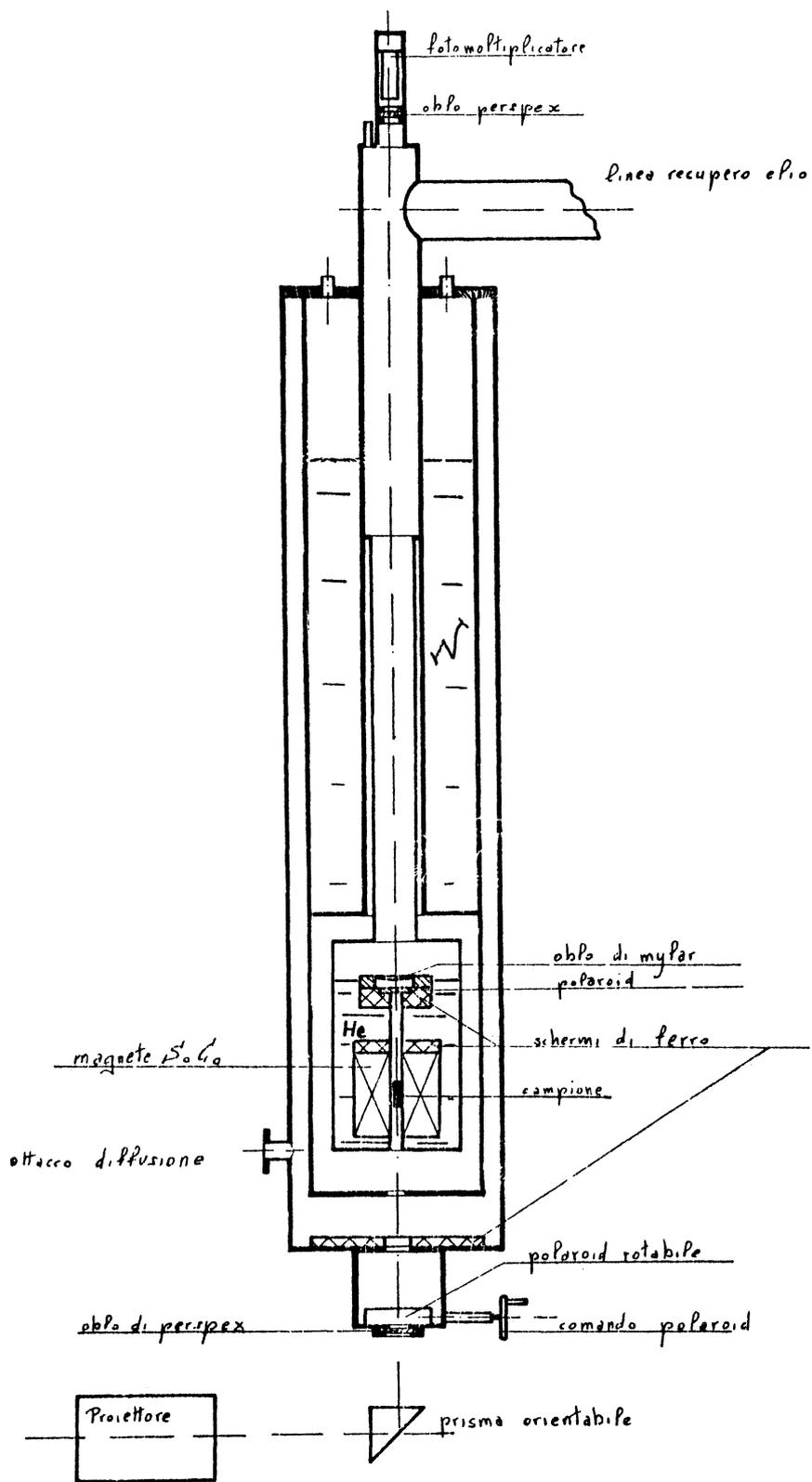


FIG 1

luminosa, è presumibilmente di $\pm 0,2^\circ$. E questa è una precisione notevole, se si pensa alla complessità del montaggio ottico, in parte sotto vuoto, dovuta alla necessità di mantenere la sostanza in esame in equilibrio termico con l'elio liquido.

L'errore di azzeramento e l'errore sulla misura del campo magnetico non sono gli unici errori che influenzano la misura dell'angolo di rotazione. Il fatto che i materiali attraversati dalla luce siano magneto-otticamente attivi interverrà sulla misura della costante di Verdet.

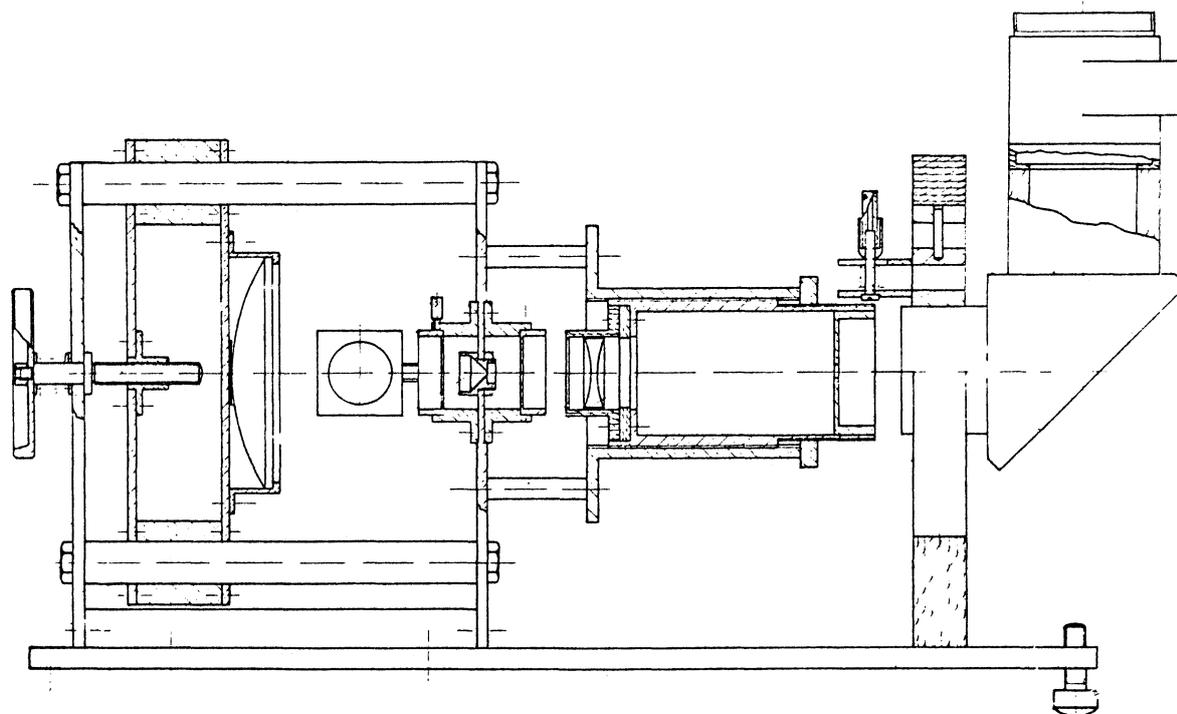


FIG. 2

La sorgente luminosa è data dal proiettore in Fig. 2 sul quale è possibile montare lampade spettrali, al sodio, e al mercurio, per queste ultime, che presentano altre righe nel visibile oltre al verde (5460 Å), è previsto il montaggio di filtri WRATTEN della KODAK, ad alta selettività. Le frequenze al di fuori della banda visibile non destano preoccupazione, in quanto bloccate dalle finestre di vetro o di mylar lungo il cammino ottico, e in ogni caso fuori dei limiti di sensibilità del fotomoltiplicatore di rivelazione.

Il proiettore ha una potenza di luce emessa dell'ordine dei 10 mW, concentrata in un fascio ad alta rettilineità (2‰ su un percorso di ~ 2 m), con una sezione circolare di 8 mm di diametro. È alimentato con un apposito alimentatore stabilizzato, ed è stato già collaudato in altre esperienze. È previsto un miglioramento della potenza emessa, pur tenendo conto che un aumento troppo elevato (per es. di un fattore 10) comporterebbe sgradevoli effetti di ebollizione dell'elio liquido, nel montaggio dinamico, con conseguente impossibilità di effettuare misure. In ogni caso già nelle

condizioni attuali è sufficiente per una corretta sperimentazione

La luce emessa dal proiettore viene modulata a 620 Hz , per le misure statiche, con un disco rotante. Sperimentalmente tale frequenza rimane stabile entro l'1%. (L'accorgimento del disco rotante è servito a migliorare il rapporto segnale-fondo del fotomoltiplicatore).

La luce viene quindi polarizzata con un nicol, subisce la rotazione di Faraday attraverso la sostanza, e viene poi analizzata con un polaroid e inviata sul fotomoltiplicatore.

Il sistema di polarizzazione e analisi è tutt'ora in esame per stabilire la massima sensibilità in relazione agli inconvenienti introdotti dai polaroid (lamine non perfettamente parallele, aventi punti di azzeramento diversi con segnali di diversa intensità a seconda della posizione, rotazione della luce nei polaroid stessi per la presenza del campo magnetico disperso) e dai nicol (impossibilità di collocazione del nicol a basse temperature per l'opacizzazione del balsamo del Canada, con conseguente aumento del percorso tra polarizzatore e analizzatore).

In ogni caso sono già stati raggiunti buoni risultati, essendo stata effettuata una esperienza con azzeramento avente incertezza non superiore ai $0,2^\circ$.

Il percorso tra polarizzatore e analizzatore è sotto vuoto, per evitare rotazioni spurie^(x) e condensazioni sulle finestre ottiche.

Mediante il montaggio definitivo riportato in figura è stato anche possibile evitare il passaggio della luce in elio liquido⁽⁺⁾.

La luce, dopo l'analizzatore, è inviata sul fotomoltiplicatore per la rivelazione. La rotazione provocata dalla variazione di campo magnetico è misurata con successivi azzeramenti. Lo zero viene individuato rivelando rotazioni simmetriche rispetto allo zero medesimo.

L'uscita del fotomoltiplicatore è inviata contemporaneamente ad un oscillografo e ad un amplificatore ad alta selettività, con banda passante dell'ordine dei $10 + 15 \text{ Hz}$ e accordati per 620 Hz .

Il segnale di uscita, con lampada al sodio, è stato misurato, e risulta pari a 3 Volt, mentre con lampada al mercurio risulta pari a 1,5 Volt picco-picco.

Le misure sono state effettuate con un provino di vetro flint di 1,5 cm di lunghezza. Si è misurato un rumore di fondo complessivo di 0,050 Volt.

(x) - Si definiscono rotazioni spurie le rotazioni nei materiali che il fascio attraversa durante il percorso tra analizzatore e polarizzatore, naturalmente escludendo il monocristallo

(+) - Sopra il punto λ l'evaporazione dell'elio può produrre effetti di depolarizzazione della luce, come rivelato da prove preliminari.

Per migliorare il rapporto segnale-fondo si è pensato di raffreddare il fotomoltiplicatore alla temperatura dell'azoto liquido. Questo permetterà senz'altro una precisione migliore anche nel caso di mancata modulazione del segnale

Le misure di $\theta(H)$ così effettuate dovrebbero avere un errore dell'ordine dell'1% in condizioni di linearità per angoli di 30° - 40° . Difatti nella misura della rotazione, operandosi con metodo di zero, non influiscono eventuali variazioni della intensità della lampada dovute all'alimentazione. Per altro le lampade sono alimentate con alimentatori stabilizzati.

Le rotazioni "spurie" sono trascurabili; si ha infatti il solo attraversamento in mylar di 7/10 mm, con una rotazione massima (a 50 KO_e) di $0,30^{(+)}$, che è senz'altro superiore a quella non conosciuta del mylar. Con i campi che useremo, non superiori a $20 \pm 25 \text{ KO}_e$, si avranno quindi rotazioni che rientrano nella sensibilità dell'azzeramento.

Per eliminare l'errore nella misura del campo magnetico, che è forse l'errore preponderante, si sta pensando di usare sonde di Hall da sistemare in posizione opportuna.

L'apparato per misure dinamiche. - Questo apparato è in corso di approntamento. Lo schema di insieme è riportato in Fig. 3. Esso è composto delle seguenti parti:

- 1) - Apparato ottico
- 2) - Sistema di raffreddamento del magnete e del campione.
- 3) - Magnete pulsato e banco condensatori.
- 4) - Sistema di rivelazione e di registrazione.

Mediante detti apparati si pensa di ottenere le condizioni richieste dall'esperienza, e cioè:

- a) - basse temperature (anche sotto i 2°K),
- b) - alti campi magnetici (dell'ordine dei $9 \cdot 10^4$ Oersted, per un tempo di 80 msec)
- c) - radiazione monocromatica linearmente polarizzata e con fascio rettilineo (riga gialla del sodio e verde del mercurio),
- d) - misura istantanea dei valori del campo magnetico e della rotazione magneto-ottica, in funzione del tempo.

L'apparato ottico è praticamente analogo a quello già preso in considerazione per le misure statiche. La sorgente, fornita da un proiettore (v. Fig. 2), non è in questo caso modulata. Il segnale in arrivo sul

(+) - Questo valore è stato ottenuto usando come costante di Verdet quella del vetro cowar, ed è da considerarsi sicuramente pessimistico dato che per sostanze diamagnetiche esso è in relazione con la densità, mentre la rotazione specifica di saturazione per l'etiosolfato di Neodimio è, a 1°K , pari a $1440^\circ/\text{cm}$, e si raggiunge con $\sim 10^4$ Oe.

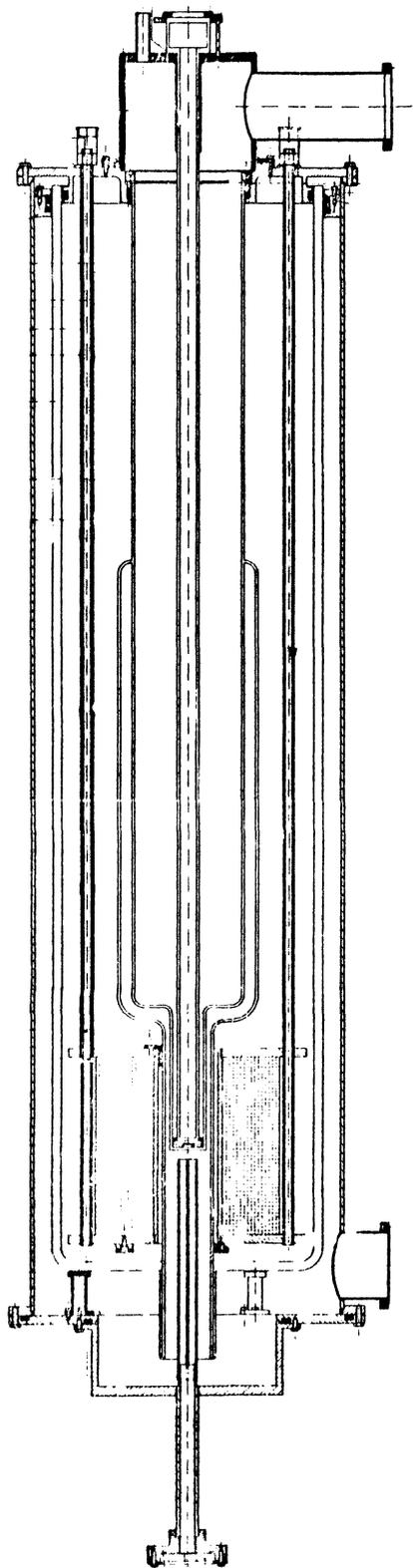


FIG 3

F. M. risulta modulato solo dalla variazione di campo magnetico, che implica una variazione di intensità luminosa conseguente alla rotazione magnetico-ottica

Il sistema di polarizzazione sarà predisposto mediante nicol, preferibili ai polaroid per la precisione nell'estinzione, per il minore assorbimento, e per la minore sensibilità ai campi magnetici. Il loro uso richiederà qualche precauzione (schermaggio del campo magnetico per evitare eventuali rotazioni della luce nel nicol, collocamento in zone a temperatura ambiente, per evitare la cristallizzazione e l'appannamento del Balsamo del Canada).

Durante la messa a punto potrà rendersi necessaria qualche modifica per evitare fenomeni di depolarizzazione della luce nell'attraversamento delle finestre ottiche sui fondi dei dewars per l'elio liquido, lungo il percorso tra polarizzatore e analizzatore. Detto inconveniente non dovrebbe però essere determinante, avendo previsto l'attraversamento di due soli - sottili - superfici di vetro (lavorato otticamente). D'altra parte, abbiamo dovuto ricorrere a questa soluzione per garantire l'esatta conoscenza della temperatura di lavoro del campione da analizzare (quest'ultimo deve essere in contatto termico coll'elio liquido).

In un secondo tempo potrà essere studiato e realizzato un sistema che eviti completamente il passaggio della luce in elio liquido e che renda possibile l'esperienza entro una gamma di temperature più ampia dell'attuale.

Il sistema di raffreddamento, in costruzione, è costituito da un

grosso dewar metallico (visibile in Fig. 3) nel cui interno sono alloggiati due dewar di vetro, quello esterno assolve la funzione di raffreddare il magnete pulsato alla temperatura dell'azoto liquido, per migliorarne il rapporto L/R , tra energia impiegata per il campo magnetico ed energia dissipata per effetto Joule durante la scarica. Inoltre fa da schermo termico al dewar interno, che contiene l'elio liquido per il raffreddamento della sostanza in esame. Come abbiamo detto, la luce dovrà attraversare le superfici di vetro (lavorato otticamente) del dewar interno, e sarà opportuno, perciò, tener conto della rotazione magneto-ottica delle medesime, che si prevede dell'ordine 20° per 90 KO_e e con spessore complessivo di 8 mm. Sarà possibile in ogni caso tenerne conto sperimentando in prove successive con e senza il cristallo in esame.

Il magnete pulsato è stato curato in sede di progetto per ciò che concerne la omogeneità del campo. La resistenza complessiva dell'avvolgimento è diminuita di un fattore 7 a causa dell'immersione del magnete nell'azoto liquido del dewar esterno, rispetto alla resistenza che presenta a temperatura ambiente.

Le dimensioni del magnete sono visibili in Fig. 4. Esso risulta costituito da 20 focaccine di 80 spire ciascuna, realizzate con piattina da $4 \times 1 \text{ mm}$, ognuna con uscite indipendenti e collegate in serie. E' prevista la possibilità di montare un partitore di tensione per dividere uniformemente la tensione per la lunghezza della bobina all'inizio degli impulsi.

Le caratteristiche del magnete sono:

I_{\max}	=	10^3 Ampère
V_{\max}	=	$9 \cdot 10^3$ Volt
Induttanza	:	0,2 Henry
$R_{293^\circ\text{K}}$	=	2,77 Ohm
$R_{77^\circ\text{K}}$	=	0,39 Ohm
H_{\max}	=	$9 \cdot 10^4$ Oersted
τ_s	=	80 msec
$E_{\text{magn.}}$	=	10^5 Joule.

La temperatura di lavoro prevista è di circa 100°K con $R_{100^\circ\text{K}} = 0,82 \text{ Ohm}$

Per ogni impulso di campo si avrà una dissipazione di energia per effetto Joule di circa $16 \cdot 10^3$ Joule, con un consumo di azoto liquido di 0,15 litri, pari a 100 litri di azoto gassoso.

L'energia impiegata in ogni scarica è di circa $116 \cdot 10^3$ Joule. Essendo il banco di condensatori in grado di erogare fino a 135 KJoule, non dovrebbero praticamente riscontrarsi difficoltà ad ottenere il massimo campo previsto.

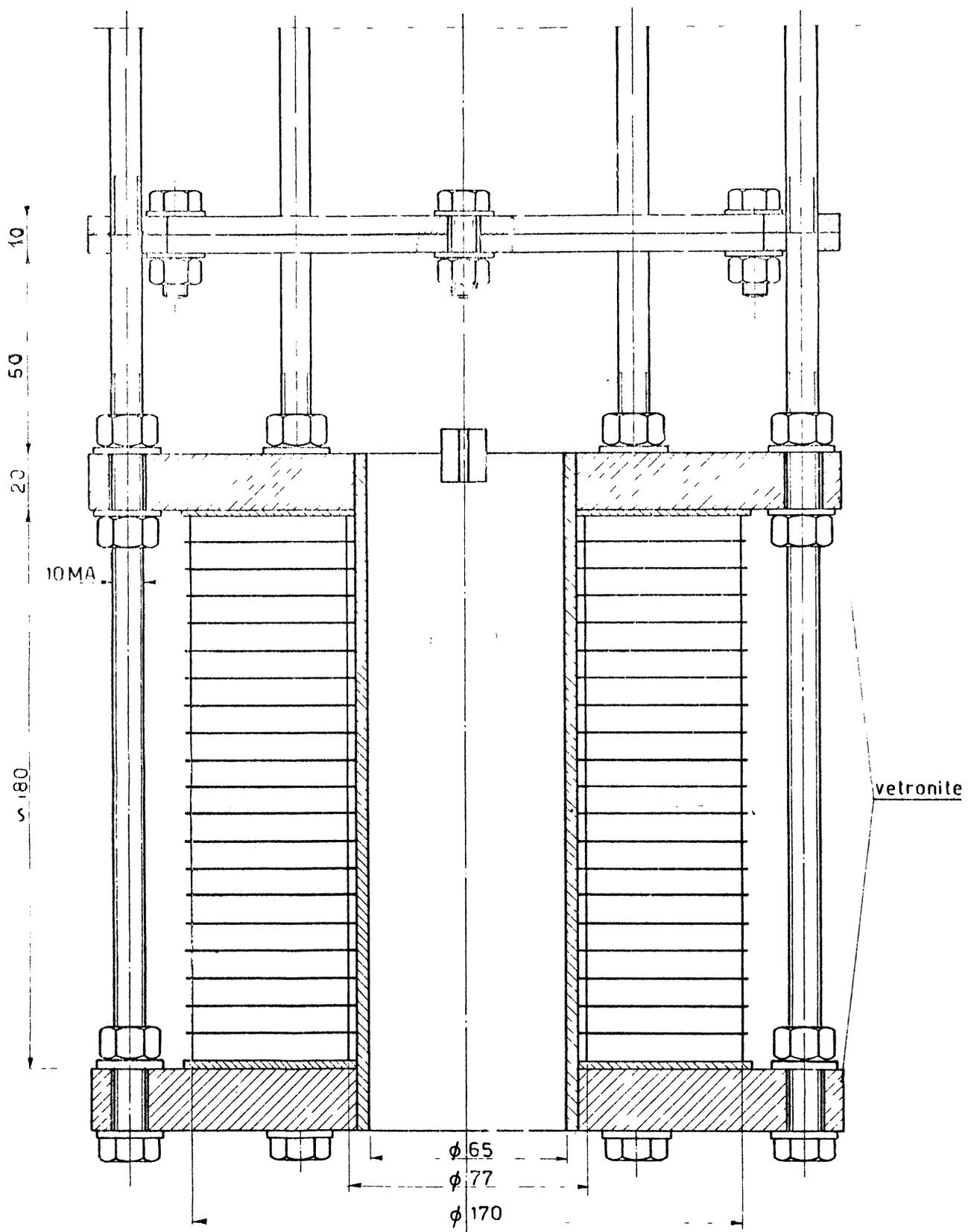


FIG 4

L'uniformità del campo risulterebbe, da un calcolo di prima approssimazione migliore dello 0,5% su un cm di lunghezza in senso assiale, e ancora migliore sulla stessa lunghezza in senso radiale. Da questo punto di vista sussistono quindi le condizioni per una corretta sperimentazione, mentre alcune incertezze permangono circa le vibrazioni indotte dal magnete sul sistema ottico durante la scarica. Noi riteniamo comunque che esse siano tali da influenzare fortemente le misure.

Il sistema di rivelazione e di registrazione fornirà i dati necessari alla determinazione dei tempi di rilassamento, e precisamente

- 1) - conoscenza della curva $H(t)$,
- 2) - conoscenza della curva $\theta \left[\overline{H(t)} \right]$.

La misura del campo magnetico $H(t)$ verrà effettuata mediante misure di corrente su una resistenza addizionale, in serie al magnete, conosciuta con buona precisione e dell'ordine di 10^{-4} Ohm.

Il segnale prelevato verrà inviato ad un oscillografo e fotografato. La precisione della misura dovrebbe essere migliore dell'1%.

Al valore di $\theta \left[\overline{H(t)} \right]$ si giunge attraverso le misure di intensità della luce ricevuta dal fotomoltiplicatore (prevedibilmente 1 (RCA 6810-A). Esso sarà montato secondo lo schema di Fig 5, in cui C_a è una capacità di accoppiamento, R_f e R_a sono rispettivamente la resistenza di carico del fotomoltiplicatore e la resistenza d'entrata dell'oscillografo.

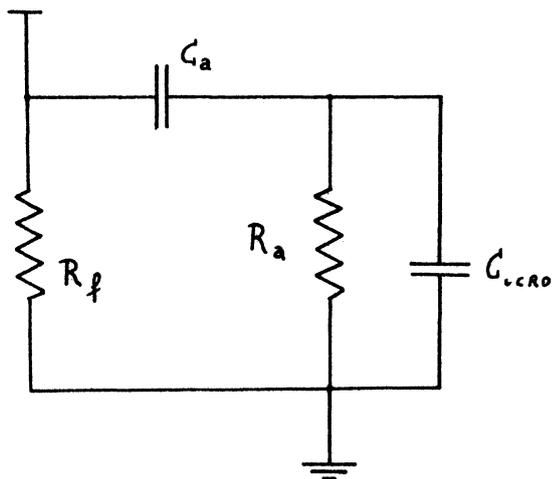


FIG 5

Se $R_a \cdot C_a = 1$ sec, si può pensare che per segnali aventi tempi di 80 msec, la C_a sia praticamente un cortocircuito, e quindi la tensione di uscita vari proporzionalmente a:

$$V_u(t) = \cos^2 \left[\overline{\theta(t) + \psi_i} \right] - \cos^2 \psi_i$$

ove ψ_i è l'angolo tra i piani di polarizzazione dei due nicol e $\theta(t)$, è l'angolo della rotazione Faraday.

Questa relazione è vera nei limiti in cui l'intensità luminosa della sorgente non varia per la durata (assai breve) dell'impulso.

Si presenta il problema di vedere come varia la sensibilità nella misura di $\theta(t)$ al variare di ψ_i .

A questo scopo abbiamo graficato la $V_u(t)$ al variare di $\theta(t)$ (per $\Delta \theta = 2^\circ$) e per diversi angoli ψ_i (v Fig 6)

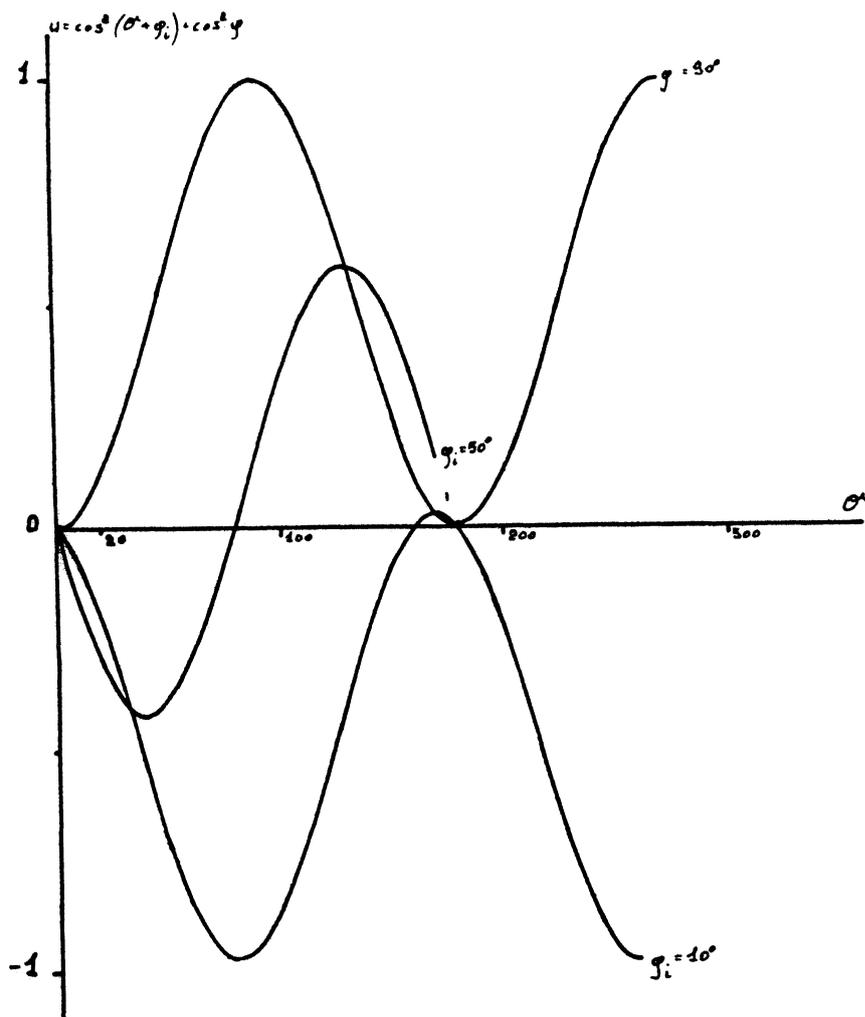


FIG. 6

RINGRAZIAMENTI

Ci è grato ringraziare il Prof. L. Mezzetti, Direttore dei Laboratori Nazionali di Frascati del CNEN, per avere autorizzato la sperimentazione presso i Laboratori, il Prof. N. P. Cacciapuoti, Direttore della Sezione di Pisa dell'I. N. F. N. per aver ospitato la costruzione di parte delle apparecchiature e per l'incoraggiamento dato a questa iniziativa; il Sig. R. Bruzzese per l'utile collaborazione in fase di progetto e di esperienza.

BIBLIOGRAFIA

- (1) - E. Walder, Z Physik 79, 370 (1932).
- (2) - R. Kronig, Physica 6, 33 (1939)
- (3) - J. H. Van Vleck, Phys Rev. 57, 426 (1940)
- (4) - N. Bloembergen, "Microwave modulation of light", Advances in Quantum electronics II
- (5) - N. Bloembergen, P. S. Pershan and L. R. Wilcox, "Microwave modulation of light in paramagnetic crystals" Phys. Rev. 120, 2014 (1960)
- (6) - A. J. Dekker, "Solid State Physics" (Prentice Hall, Englewood Cliffs, 1957).
- (7) - J. M. Daniels and K. E. Rieckoff, "Spin-lattice relation", Can. J. Phys 38, 604 (1960)
- (8) - J. H. Van Vleck, "The theory of electric and magnetic susceptibilities", (Oxford University Press, 1959)

^^^^^^^^^^^^^^