

Capitolo 3

Apparato sperimentale e misure preliminari

In questo capitolo descriveremo gli apparati sperimentali realizzati per effettuare le misure dell'angolo azimutale del direttore. I metodi utilizzati sono quello in riflessione con i due polarizzatori incrociati (descritto in §2.2.2) e quello in trasmissione (descritto in §2.3.2).

Ricordiamo che il cristallo liquido adoperato è 5CB. Esso presenta alcuni vantaggi, quali: è ben caratterizzato, i suoi parametri hanno un valore stabile a temperatura fissata, è in fase nematica a temperatura ambiente. I parametri caratteristici sono riassunti nella tabella 3.1.

Cristallo Liquido 5CB a 25°C	
Temperatura di chiarificazione (cfr §1.1) (ovvero la temperatura di transizione nematico-isotropo)	$T_c = 35.3^\circ\text{C}$
Indice di rifrazione straordinario (cfr §2.1)	$n_{ } = 1.708$
Indice di rifrazione ordinario (cfr §2.1)	$n_{\perp} = 1.530$
Anisotropia magnetica (cfr §1.3.1) (in SI)	$\chi_a = 1.34 \cdot 10^{-6}$
Anisotropia dielettrica (cfr §1.3.2)	$\epsilon_a = 11$

Tabella 3.1: Caratteristiche principali del cristallo liquido 5CB [1].

In realtà, la temperatura di chiarificazione T_c del cristallo liquido può risultare leggermente inferiore al valore teorico ($T_c = 35.3^\circ\text{C}$) a causa delle eventuali impurità presenti nel campione. Infatti, le particelle estranee, aumentando la distanza media fra le molecole di CLN, ne indeboliscono le interazioni anisotrope e, quindi, favoriscono la formazione di una fase disordinata (*fase isotropa*). Poiché la temperatura T_c può variare da un campione all'altro, è necessario, come prima misura, determinarne il valore. Nel seguito utilizzeremo sempre la temperatura ridotta $\Delta T = T - T_c$: campioni che hanno temperature di chiarificazione

diverse tra loro presentano, infatti, le stesse proprietà fisiche a parità di $T-T_c$.

Per determinare la temperatura T_c abbiamo inserito la cella, contenente il cristallo liquido 5CB (vedere §3.1), in un termostato e l'abbiamo osservata al microscopio polarizzatore tra polarizzatori incrociati [2]. Inizialmente il cristallo liquido si trova a temperatura ambiente ed è, quindi, in fase nematica. L'immagine, vista al microscopio, appare luminosa a causa della birifrangenza del CLN. La temperatura del termostato viene, poi, aumentata lentamente ($0.1^\circ\text{C}/\text{min}$) e, all'avvicinarsi della temperatura al valore T_c , una parte del campione comincia a fare la transizione nematico-isotropo (nell'immagine al microscopio polarizzatore le regioni isotrope appaiono completamente scure). La parte isotropa si estende, poi, al resto del campione (Figura 3.1). L'intervallo di temperatura in cui abbiamo la coesistenza delle due fasi (nematica e isotropa) ha come valore centrale proprio T_c . Come vedremo, durante questo lavoro di tesi, abbiamo operato con due campioni diversi che mostravano, rispettivamente, le temperature di chiarificazione $T_c = 34.3^\circ\text{C}$ e $T_c = 35^\circ\text{C}$.

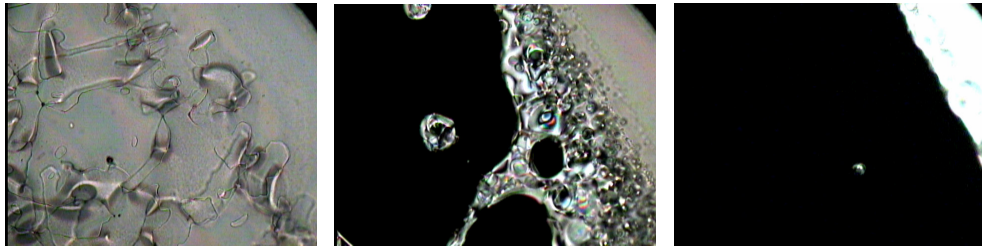


Figura 3.1: *Transizione dalla fase nematica alla fase isotropa. Questa transizione inizia dalle zone del campione che si trovano nella parte più spessa della cella. Le regioni scure corrispondono alla fase isotropa, mentre quelle luminose corrispondono alla fase nematica. Da sinistra verso destra la temperatura è cresciuta di 0.1°C .*

Nel prossimo paragrafo descriveremo le celle usate in questo lavoro di tesi.

3.1 Descrizione e preparazione delle celle

Per orientare il cristallo liquido, abbiamo utilizzato sia un campo magnetico, sia un campo elettrico. Le celle sono diverse a seconda del campo da applicare. Una rappresentazione schematica delle celle utilizzate per i nostri esperimenti è mostrata nelle Figure 3.2 *a* e *b*.

Le celle sono costituite da due vetrini piani, con forma quadrata di lato di circa 2 cm e spessore 1.1 mm, mantenuti a distanza da due piccole lamine rettangolari di diverso spessore.

- Per la cella utilizzata nelle misure con il *campo magnetico* (Figura 3.2*a*), le due lamine sono di *mylar* e sono, rispettivamente, spesse $100\ \mu\text{m}$ e $360\ \mu\text{m}$. Esse sono poste parallelamente tra loro ad una

distanza $D \approx (7 \pm 1)$ mm. Grazie al loro diverso spessore, la cella destinata a contenere il CLN è a cuneo e presenta un angolo acuto pari a $\theta_w \approx 2^\circ$.

I vetriani sono stati preparati e forniti, gentilmente, da Stéphane Joly della industria NEMOPTIC. Le superfici interne dei vetriani, che nella Figura 3.2 sono indicate con una linea più marcata, sono ricoperte da un sottile strato di ITO (ossido di stagno) conduttore e trasparente, su cui è stato depositato un film di *polyimide* (Nissan corporation SE-3510) sottile circa 10 nm. Il film è stato strusciato lungo l'asse x mostrato in figura, in modo da indurre un ancoraggio azimutale molto forte lungo tale asse (stima della NEMOPTIC: lunghezza di estrapolazione $d_e < 100$ nm per il 5CB a temperatura ambiente), con un piccolo angolo di *pretilt* (angolo dell'asse facile rispetto al piano del vetrino) di circa 6° .

Come vedremo più avanti, questa cella sarà inserita tra le espansioni di un elettromagnete e, ruotando opportunamente la cella, sarà possibile formare un angolo qualsiasi tra l'asse facile del nematico e la direzione del campo magnetico.

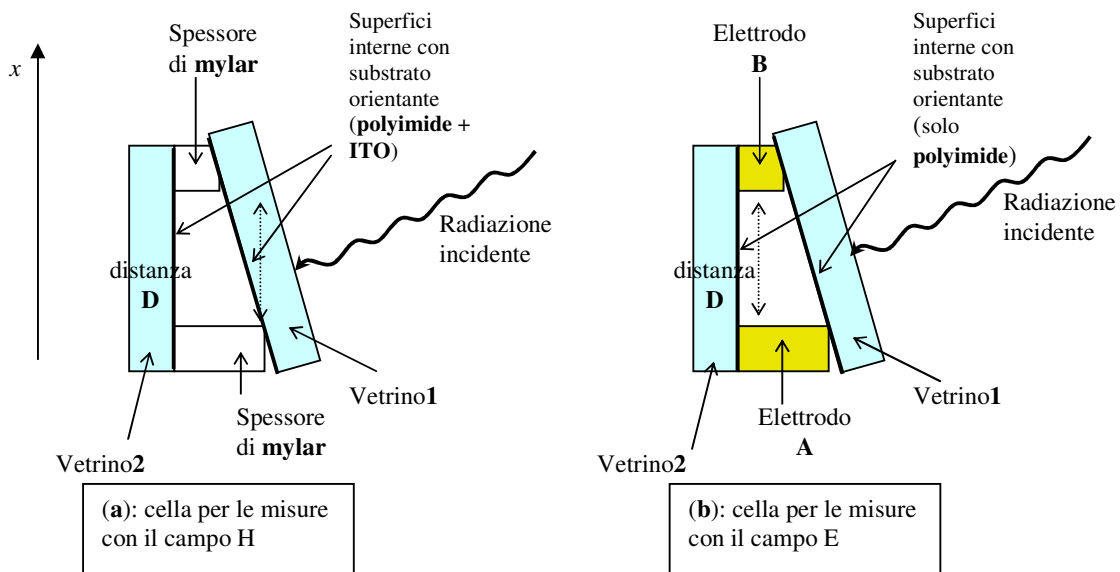


Figura 3.2: Rappresentazione delle due tipologie di celle, utilizzate rispettivamente nelle misure con il campo magnetico (a) e nelle misure con il campo elettrico (b).

- Per la cella utilizzata nelle misure con il campo elettrico (Figura 3.2b), gli spessori consistono in due elettrodi di *ottone* e sono spessi rispettivamente $50 \mu\text{m}$ e $100 \mu\text{m}$, posti parallelamente tra loro ad una distanza $D = (1.78 \pm 0.01)$ mm. Questi elettrodi hanno la duplice funzione di formare, grazie al loro diverso spessore, una cella a cuneo (angolo del cuneo $\theta_w \approx 1.6^\circ$) e di creare un campo elettrico una volta che è applicata loro una tensione.

Anche i vetriani di questa cella sono stati preparati e forniti da Stéphane Joly. Tuttavia, a differenza di quelli usati per la cella con

il campo magnetico, questi non hanno lo strato di ITO conduttore, che, altrimenti, corto-circuiterebbe gli elettrodi. È, invece, presente lo strato di polyimide strusciata (Nissan corporation SE-3510; spessore 10 nm) sulle superfici interne dei vetri e garantisce, in via di principio, un ancoraggio con caratteristiche identiche a quelle dell'altra cella: ancoraggio azimutale molto forte, con un angolo di *pretilt* di circa 6°.

Osserviamo un'altra piccola differenza rispetto alla cella per le misure con il campo magnetico. Gli elettrodi di ottone sono fissati sui vetri e formano un angolo di circa 5° rispetto alla direzione di struscio della polyimide. Ciò implica che il campo elettrico formerà, rispetto alla direzione dell'asse facile, un angolo di 85° che non sarà possibile cambiare.

Vale la pena ribadire l'importanza di adoperare una cella cuneiforme per entrambi i metodi (in riflessione e in trasmissione). Nel metodo in riflessione con due polarizzatori incrociati, i raggi riflessi dalla interfaccia aria-vetrino1 e vetrino1-CLN (rispettivamente, fasci n. 1 e n. 2 in Figura 2.4) si sovrappongono dopo la riflessione. L'analizzatore, incrociato con il polarizzatore che ha polarizzato il fascio incidente, blocca il primo di questi due fasci, in modo che sia misurata solamente l'intensità del raggio riflesso sull'interfaccia vetrino1-CLN, contenente l'informazione dell'angolo azimutale ϕ_s del direttore su tale superficie (cfr (2.17)). La forma a cuneo della cella fa sì che i raggi, straordinario e ordinario, trasmessi all'interno del campione, che si riflettono sull'interfaccia CLN-vetrino2 (rispettivamente, fasci n. 3 e n. 4 in Figura 2.4) e le rispettive riflessioni multiple non si sovrappongono con i raggi n. 1 e n. 2 [3].

In trasmissione, la forma a cuneo fa in modo che, all'interno del campione, il fascio straordinario e quello ordinario siano rifratti a due angoli diversi [4] e siano, quindi, trasmessi spazialmente separati (vedere Figura 2.6).

Il riempimento della cella con il cristallo liquido viene normalmente effettuato inserendo il fluido, per mezzo di una siringa, attraverso il lato aperto della cella, nello spazio compreso fra i due spessori. In condizioni ordinarie, le forze capillari sono sufficienti a risucchiare il liquido fino a riempire tutti gli spazi vuoti della cella. Purtroppo, nel caso della cella con il campo elettrico (Figura 3.2b), non è stato possibile utilizzare questa semplice procedura. Ciò è dovuto al fatto che, in tale cella, la distanza fra gli spessori di ottone è piuttosto piccola ($D = 1.78$ mm) e questo favorisce la formazione di bolle d'aria all'interno del cristallo liquido. D'altra parte, la scelta di una distanza molto piccola fra gli elettrodi di ottone è motivata dalla necessità di applicare campi elettrici sufficientemente elevati. Infatti, più i campi elettrici sono alti, più i momenti di forza in superficie sono elevati e, di conseguenza, più grande è la rotazione $\delta\phi_s$ del direttore in superficie (cfr (1.39)). Nel nostro caso possiamo aumentare il valore massimo del campo applicabile mettendo gli elettrodi di ottone molto vicini ($D = (1.78 \pm 0.01)$ mm) ma ancora a distanza sufficientemente grande da

permettere il passaggio del fascio laser. Se vogliamo che lo spazio tra gli elettrodi della cella sia riempito di CLN in modo omogeneo, non possiamo riempirlo per capillarità ma occorre utilizzare un procedimento molto più complesso descritto di seguito.

Sigilliamo, con una colla epossidica a due componenti, ogni apertura laterale della cella, lasciando una sola, piccola apertura sul bordo (≈ 2 mm). Mettiamo la cella, ancora vuota, sotto una campana di vetro che viene opportunamente sigillata. Mediante un'apposita pompa aspiratrice la pressione, dentro la campana, viene fatta scendere ad un valore compreso tra 10^{-3} e 10^{-2} mbar. A questo punto, lasciando la campana chiusa, azioniamo un dispositivo elettrico che sposta la cella in modo che la sua apertura sia completamente immersa in una piccola quantità di cristallo liquido nematico depositato sul fondo della campana. Ora, aprendo leggermente un rubinetto, facciamo in modo che l'aria rientri lentamente nella campana: il nematico, spinto dalla pressione dell'aria proveniente dall'esterno, riempie completamente la cella, che, successivamente, può essere sigillata del tutto. In via di principio, questo procedimento garantisce un riempimento perfetto, senza alcuna bolla d'aria¹.

Per effettuare le misure di ancoraggio ad una temperatura fissata, sia con il campo elettrico, sia con il campo magnetico, la cella è posta all'interno di un termostato che garantisce una stabilità di circa 0.1°C . Il termostato è stato costruito con materiale diamagnetico (alluminio) per ridurre al minimo le eventuali interazioni meccaniche con il campo magnetico.

Il campo magnetico è prodotto da un elettro-magnete Bruker (Magnet B-M4) in grado di arrivare fino a $6.18 \cdot 10^5$ As/m (corrispondente ad un campo di induzione magnetica $B = 0.78$ T).

Il campo elettrico, invece, è prodotto applicando una differenza di potenziale sinusoidale a frequenza $\nu = 500$ Hz tra gli elettrodi A e B di Figura 3.2b. Come già accennato nel §1.3.2, è necessario che il campo sia ad una frequenza molto più alta della frequenza di rilassamento delle cariche nel cristallo liquido (≈ 100 Hz) e superiore all'inverso del tempo caratteristico di riorientazione delle molecole del nematico (≈ 100 Hz. Cfr (1.9)). La differenza di potenziale è ottenuta inviando il segnale di un oscillatore ad un amplificatore ad alta tensione in grado di fornire un voltaggio con RMS massimo di circa 700 V. Quindi, il massimo campo applicabile è pari a $E_{\max} = 0.393$ V/ μm , che corrisponde ad un campo di induzione magnetica B di circa 3.76 T (cfr (1.13)). Il campo elettrico presenta un'altra differenza rispetto al campo magnetico: oltre a non essere costante nel tempo, esso non è uniforme nella cella. La procedura per determinare l'andamento del campo tra gli elettrodi sarà descritta nel paragrafo §3.2.2.

¹ Il riempimento è compromesso quando l'apertura della cella non è completamente immersa nel cristallo liquido, oppure quando la cella presenta altre aperture dovute ad una non perfetta sigillatura.

3.2 Apparato per le misure in luce riflessa

Descriveremo di seguito l'apparato sperimentale per le misure in luce riflessa con il campo magnetico. L'apparato è identico a quello usato con il campo elettrico, con la sola differenza che la cella utilizzata è quella di Figura 3.2a invece di quella di Figura 3.2b e, ovviamente, viene applicato un campo magnetico invece di un campo elettrico.

In Figura 3.3 è rappresentato schematicamente l'apparato ottico usato per il metodo riflessometrico con i due polarizzatori rotanti. Questi ultimi sono due polarizzatori (*Polaroid*) lineari concentrici, incollati insieme, con gli assi ottici perpendicolari tra loro (Figura 3.4).

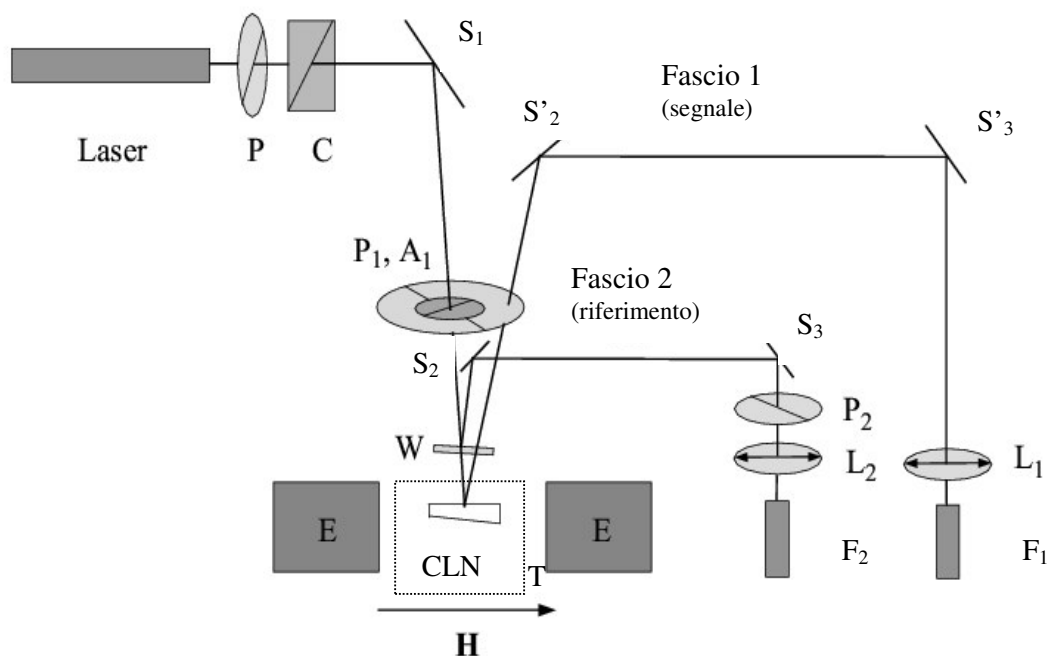


Figura 3.3: *Visione dell'apparato ottico riflessometrico. P, P₁ e P₂ sono polarizzatori lineari. A₁ è l'analizzatore solidale con P₁ ed è incrociato con quest'ultimo (vedere Figura 3.4). L₁ e L₂ sono lenti ottiche. F₁ e F₂ sono due fotodiodi preamplificati. S₁, S₂, S₂' e S₃' sono specchi. C è un compensatore a lamina tiltante. W è un vetrino prismatico. CLN è la cella contenente il cristallo liquido. E indica le espansioni polari dell'elettromagnete. T è il termostato, rappresentato con una linea chiusa tratteggiata.*

Un fascio laser He-Ne ($\lambda = 632.8$ nm, diametro ≈ 1 mm) è polarizzato da un polarizzatore P e attraversa un compensatore a lamina tiltante C. Il fascio è, poi, riflesso da uno specchio S₁ e, dopo aver attraversato il polarizzatore rotante P₁ e il vetrino prismatico W, incide, quasi normalmente, sul campione di CLN. Il polarizzatore P₁ ruota con frequenza costante $\nu_p = 0.91$ Hz ($\Delta\nu_p/\nu_p = 3 \cdot 10^{-4}$). Il sistema costituito da P e C ha lo scopo di polarizzare circolarmente il raggio incidente su P₁, in modo che il raggio uscente da P₁ abbia intensità costante durante la rotazione del

polarizzatore^{II}. Ruotando opportunamente il polarizzatore P ed il compensatore C, è possibile raggiungere tale situazione (le armoniche 2ω e 4ω hanno un'ampiezza ridotta a 1/100).

Il fascio che si riflette sull'interfaccia vetrino1-CLN contiene l'informazione sull'angolo azimutale del direttore su tale superficie. Il raggio è fatto passare attraverso l'analizzatore A_1 ed è poi focalizzato sul fotodiodo F_1 (Figura 3.3, Fascio 1). La sua intensità è un segnale oscillante con frequenza angolare 4ω (cfr §2.2.2 e [3]):

$$I^r(t) = I_0 c_0 [1 - \cos 4(\omega t + \phi_{iniz} - \phi_s)] \quad (3.1)$$

con $c_0 = |r_{\perp} - r_{\parallel}|^2 / 8$, dove r_{\perp} e r_{\parallel} sono rispettivamente i coefficienti di riflessione per la radiazione ordinaria e straordinaria nel caso di incidenza normale sulla cella. ϕ_{iniz} è l'angolo del polarizzatore P_1 all'istante $t = 0$ e ϕ_s è l'angolo azimutale del direttore. Anche se i fasci non incidono in modo perfettamente perpendicolare sulle varie superfici della cella, gli angoli di incidenza sono mantenuti inferiori a 2° e i loro effetti sulla polarizzazione dei raggi riflessi o trasmessi sono completamente trascurabili^{III}.

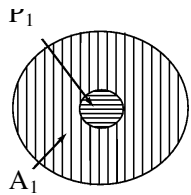


Figura 3.4: Rappresentazione schematica del sistema costituito dal polarizzatore P_1 incrociato con l'analizzatore A_1 . Il polarizzatore P_1 è nella parte centrale ed è a forma circolare con diametro di 1 cm. L'analizzatore A_1 è la parte circostante. P_1 ed A_1 sono incollati insieme in modo che rimangano incrociati quando il sistema è messo in rotazione.

Una parte del fascio che incide sul vetrino W si riflette sulla prima superficie di W. Il vetrino W è stato scelto prismatico per separare le riflessioni dalla prima e dalla seconda superficie. Il raggio riflesso sulla prima superficie di W, che ha la stessa polarizzazione di quello incidente, è fatto passare attraverso un polarizzatore P_2 ed è poi focalizzato sul fotodiodo F_2 . Tale fascio è detto di *riferimento*, poiché il suo vettore polarizzazione ruota in fase con il polarizzatore P_1 (Figura 3.3, Fascio 2). L'intensità misurata da F_2 è un segnale oscillante con frequenza angolare 2ω :

$$I_2(t) = I_2 [1 + \cos 2(\omega t + \phi_2)] \quad (3.2)$$

dove ϕ_2 è la fase costante che dipende dall'orientazione del polarizzatore P_2 . Osservando la (3.1) e la (3.2), la costante di fase del segnale misurato da F_1 è $4(\phi_{iniz} - \phi_s) + \pi$, mentre la costante di fase del segnale misurato da F_2 è $2\phi_2$. Ruotando il polarizzatore P_2 , possiamo far sì che, tra i due

^{II} Poiché la riflessione sullo specchio S_1 introduce leggeri effetti di polarizzazione, il fascio in uscita dal compensatore C non avrà una polarizzazione perfettamente circolare ma in modo da compensare tale effetto.

^{III} Il coefficiente c_0^* , calcolato analiticamente nel caso di incidenza non perpendicolare ad un angolo di 2° , differisce da quello calcolato nel caso di incidenza normale dello 0.01%.

segnali, la differenza di fase $\Delta\phi = 4(\phi_{\text{miz}} - \phi_s) + \pi - 2 \cdot 2\phi_2$ sia nulla in assenza di campo (in tal caso $\phi_s = \phi_0 =$ angolo azimutale dell'asse facile). I segnali in uscita dai fotodiodi F_1 e F_2 sono amplificati, filtrati e mandati ai canali in ingresso di una scheda analogico-digitale di un PC, la cui frequenza di acquisizione è sincronizzata con la frequenza del polarizzatore rotante P_1 . Per ogni acquisizione sono presi due o più periodi dei segnali oscillanti, con più di trecento punti a periodo (Figura 3.5).

Le ampiezze e le fasi dei due segnali sono ottenute effettuando la Trasformata di Fourier alle frequenze 4ω e 2ω , rispettivamente per il segnale dal nematico e per quello di riferimento. Un programma numerico^{IV}, al termine della sua esecuzione, visualizza sullo schermo del PC le ampiezze dei due segnali, le fasi e la differenza di fase $\Delta\phi$.

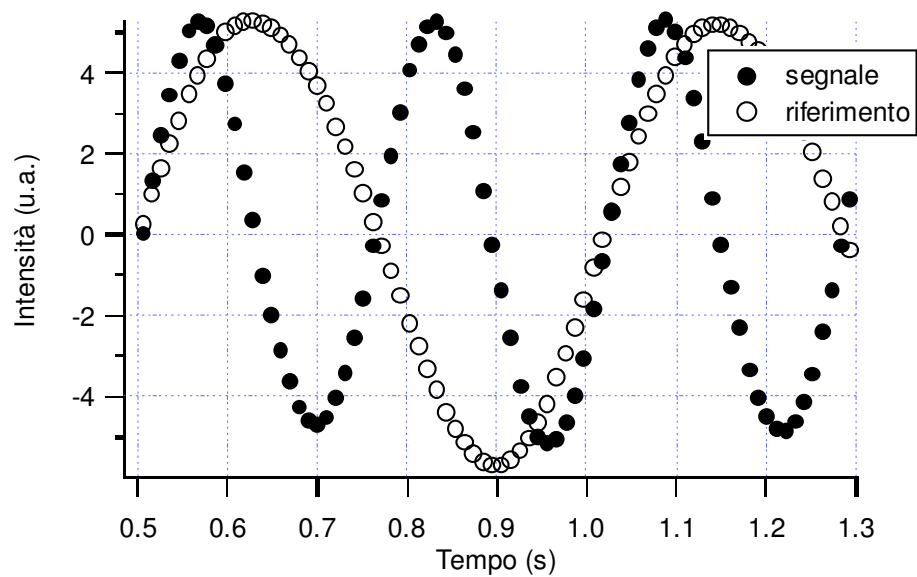


Figura 3.5: Esempio dei due segnali raccolti, nel metodo in riflessione, dai fotodiodi F_1 e F_2 e inviati alla scheda analogico-digitale del PC. Come previsto teoricamente, il riferimento ha frequenza angolare 2ω , mentre il segnale è a frequenza angolare 4ω .

Come si deduce dalle equazioni (3.1) e (3.2), possiamo ottenere la rotazione azimutale $\delta\phi_s$ del direttore in superficie, indotta dall'accensione del campo, con questo procedimento:

1. In assenza di campo, ruotiamo il polarizzatore P_2 in modo che la differenza di fase $\Delta\phi'$ tra segnale e riferimento sia il più possibile vicino a 0° .
2. Accendiamo il campo e aspettiamo qualche secondo finché il direttore del nematico non raggiunga la sua configurazione di equilibrio^V.

^{IV} Il programma utilizzato per calcolare le componenti 4ω e 2ω del segnale e la componente 2ω del segnale di riferimento è *four6.bas*.

^V Il tempo di risposta del nematico a cui è applicato un campo H è $\tau_{\text{risp}} \propto 1/(H^2 - H_c^2)$, dove H_c è il valore della soglia di Freedericksz (cfr §1.5.2) [5].

3. Misuriamo la nuova differenza di fase $\Delta\phi''$. Facendo la differenza $\Delta\phi'' - \Delta\phi'$ otteniamo la rotazione $\delta\phi_s$ del direttore in superficie indotta dal campo (cfr (1.35)), tramite la relazione:

$$\delta\phi_s = \frac{\Delta\phi'' - \Delta\phi'}{4} \quad (3.3)$$

3.2.1 Principali fattori di rumore nella misura con il metodo riflessometrico

Le principali sorgenti di incertezza nella misura dell'angolo azimutale del direttore all'interfaccia vetrino-CLN possono derivare da questi fattori:

- I. Imperfezione dei polarizzatori
- II. Diffusione di luce
- III. Anisotropia dei vetri
- IV. Effetti spuri introdotti dal campo magnetico.

Vediamo nel dettaglio.

1. Imperfezione dei polarizzatori

Il metodo in riflessione con i due polarizzatori incrociati si basa sull'ipotesi che il fascio riflesso dall'interfaccia isotropa aria-vetro1 sia totalmente estinto dall'analizzatore A_1 incrociato. Questo sarebbe vero se l'asse del polarizzatore P_1 e quello dell'analizzatore A_1 fossero esattamente a 90° e se il coefficiente di estinzione fosse nullo. In realtà, i migliori polarizzatori *polaroid* raggiungono un coefficiente di estinzione minimo di circa 10^{-4} , che dipende anche dalla temperatura. Inoltre, l'operazione di incollaggio dei due polarizzatori P_1 e A_1 a 90° comporta un'incertezza sulla perpendicolarità stimabile di circa 0.5° . In queste condizioni, una piccola percentuale del fascio riflesso dall'interfaccia aria-vetro1 riesce a passare attraverso l'analizzatore. Se i polarizzatori fossero omogenei, entrambi gli effetti non influenzerebbero apprezzabilmente la misura. Infatti, l'intensità del fascio riflesso dall'interfaccia aria-vetro1 e trasmesso dall'analizzatore sarebbe costante durante la rotazione del polarizzatore. Tale segnale costante non darebbe, perciò, nessun contributo al segnale oscillante a frequenza 4ω . Purtroppo, tutti i polaroid commerciali hanno un coefficiente di estinzione che varia da punto a punto e questo fatto dà origine ad un segnale spurio variabile nel tempo, che può influenzare l'ampiezza e la fase del segnale a frequenza 4ω . Infatti, i fasci riflessi dalla cella incidono in punti diversi dell'analizzatore durante la sua rotazione (vedere Figura 3.3). Se in tali punti il coefficiente di estinzione assume valori diversi, allora l'intensità del fascio riflesso dalla superficie aria-vetro1 e trasmesso da A_1 risulta modulata alla frequenza angolare di rotazione del sistema P_1-A_1 . L'eventuale componente 4ω di tale segnale modulato può influenzare apprezzabilmente il risultato della nostra misura sperimentale. Nella Figura 3.6 è mostrato l'andamento tipico del coefficiente di estinzione del sistema P_1-A_1 , in funzione dell'angolo di rotazione. Questi risultati sono stati ottenuti facendo incidere un fascio laser di intensità nota I_0 sul polarizzatore P_1 (Figura 3.4). Il fascio

trasmesso da P_1 viene fatto riflettere da uno specchio metallico posto a grande distanza (~ 3 m) e tornare indietro attraversando l'analizzatore A_1 . Misurando il rapporto fra l'intensità I_1 del fascio trasmesso da A_1 e l'intensità I_0 del fascio incidente, in funzione dell'angolo del sistema P_1-A_1 , si ottengono i risultati in Figura 3.6. Facendo una selezione accurata dei polaroid è stato possibile ridurre l'ampiezza di modulazione del coefficiente di estinzione I_1/I_0 di un fattore tre-quattro rispetto ai valori riportati in Figura 3.6.

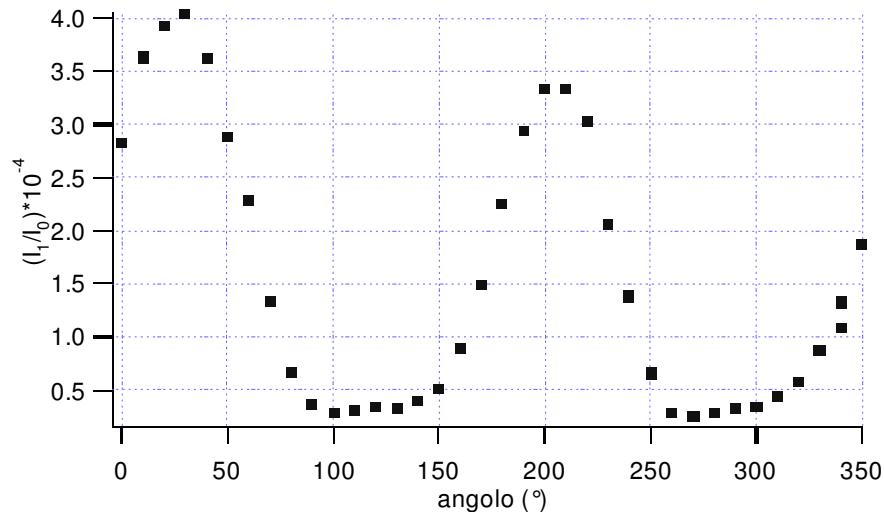


Figura 3.6: Esempio tipico del rapporto di estinzione I_1/I_0 in funzione dell'angolo del sistema di polarizzatori incrociati P_1-A_1 . I_0 è l'intensità del fascio che incide sul polarizzatore P_1 e I_1 è l'intensità del fascio che, dopo esser passato da P_1 , viene fatto tornare indietro attraverso A_1 .

II. Diffusione di luce

La luce diffusa dal CLN può disturbare il segnale. Infatti, com'è noto [6], le fluttuazioni termiche del direttore producono variazioni locali dell'indice di rifrazione, che portano ad una diffusione di luce molto superiore alla diffusione da un liquido isotropo convenzionale. L'intensità della luce diffusa dipende dall'orientazione del vettore polarizzazione della radiazione incidente rispetto al direttore. Data la debole intensità della radiazione riflessa dall'interfaccia vetrino1-nematico, anche piccole percentuali di luce diffusa che incidono sul fotodiodo F_1 danno origine a segnali oscillanti nel tempo, che possono portare un contributo di rumore sulla misura. Per tale motivo, una grande attenzione deve essere posta nell'evitare che i fasci diffusi dalla cella possano tornare sul fotodiodo F_1 dopo essere stati riflessi dalle varie superfici che incontrano nel loro percorso. Questo si ottiene disponendo opportuni diaframmi lungo il percorso dei fasci.

III. Anisotropia dei vetriini

I vetriini (quello prismatico W e quelli della cella) non sono perfettamente isotropi. Inoltre, anche lo strato di polyimide diventa leggermente

anisotropo quando viene strusciato per indurre un'orientazione privilegiata del direttore. In accordo con quanto riportato in letteratura, l'anisotropia della polyimide introduce uno sfasamento massimo di circa 1° tra il fascio straordinario ed il fascio ordinario [7]. L'anisotropia dei vetri, invece, dipende notevolmente dal vetrino utilizzato. Nei nostri esperimenti abbiamo adoperato vetri che inducessero sfasamenti inferiori a 0.3° . Le anisotropie dei vetri e della polyimide introducono errori sistematici nella misura dell'angolo superficiale del direttore. Questi errori sono stati analizzati in dettaglio nella ref. [3], in cui è stata anche proposta una semplice procedura indiretta per valutare il contributo di tali anisotropie alla misura dell'angolo superficiale del direttore e a quella di ancoraggio. Tale procedura è descritta alla fine di questo paragrafo.

IV. Effetti spuri introdotti dal campo magnetico.

L'accensione del campo può dar luogo a momenti di forza che muovono la cella o altre parti meccaniche. Ciò porta a deviazioni dei fasci riflessi. Nel caso estremo di grosse rotazioni, il fascio incidente sul fotodiode F_1 potrebbe uscire dalla zona sensibile (1 mm^2), dando luogo a grosse variazioni dell'intensità misurata. Per evitare tali effetti, tutti i materiali all'interno o vicino al magnete sono stati scelti diamagnetici (alluminio, teflon, ...). Inoltre, abbiamo controllato che le deviazioni dei fasci dovute a movimenti meccanici residui fossero del tutto trascurabili.

Vi sono, inoltre, altri due effetti del campo magnetico che potrebbero indurre segnali spuri simili a quelli dovuti ad una rotazione del direttore. Il primo è l'*effetto Faraday* [8] sui vari vetri presenti lungo il percorso dei fasci. Questo effetto porta ad una rotazione della polarizzazione della radiazione proporzionale all'intensità del campo magnetico. Per tale motivo, cioè per la linearità della risposta con il campo, tale effetto è difficilmente distinguibile dagli effetti legati all'ancoraggio, che, come abbiamo visto, sono anch'essi lineari nel campo. L'effetto Faraday si verifica quando una componente del campo magnetico è *parallela* al vettore d'onda della radiazione. Per ridurre tale effetto il più possibile, è stata posta da noi una grande attenzione per fare in modo che gli angoli fra i vari fasci che attraversano la cella e la normale al campo magnetico fossero inferiori a 2° . Inoltre, tutti i vetri utilizzati per l'esperimento sono stati scelti di spessore inferiore a 1.5 mm. Possiamo fare una stima del massimo contributo possibile dell'effetto Faraday nel nostro esperimento. L'angolo di rotazione della polarizzazione a causa dell'effetto Faraday è pari a $\Delta\alpha = 2 \cdot \rho \cdot l \cdot B_{\parallel}$, dove l è lo spessore totale dei vetri attraversati avanti e indietro dal fascio laser, B_{\parallel} è la componente del campo di induzione magnetica parallela al vettore d'onda e ρ è la costante di Verdet, che per il vetro BK7 vale $\rho = 2.6 \cdot 10^{-4} \text{ (}^\circ\text{)/(Gauss} \cdot \text{cm)}$. Se ϑ è l'angolo fra il vettore d'onda e la normale del campo di induzione magnetica, la componente B_{\parallel} è $B_{\parallel} = B \cdot \sin\vartheta$, che si riduce a $B_{\parallel} = B \cdot \vartheta$ per piccoli angoli. Nel nostro caso $|\vartheta| < 2^\circ$, mentre lo spessore dei vetri è $l < 0.15 \text{ cm}$. Dunque, la rotazione prevista è $\Delta\alpha = 2 \cdot \rho \cdot l \cdot B_{\parallel} \approx 0.02^\circ$, che è un valore molto piccolo e confrontabile con i tipici rumori casuali.

Un controllo indiretto per valutare l'eventuale influenza dell'effetto Faraday si ottiene misurando il segnale $\delta\phi_s$ indotto dal campo magnetico (3.3), quando il cristallo liquido si trova nella sua fase isotropa. In tali condizioni, infatti, le uniche variazioni di fase del segnale riflesso possono provenire solamente da effetti spuri quali l'effetto Faraday o altri. Un ulteriore metodo di controllo sarà descritto nel §4.1.1.

Un altro possibile contributo spurio indotto dal campo magnetico è l'*effetto Cotton-Mouton* sui vari vetri [8]. Tale effetto produce un'anisotropia ottica dei vetri proporzionale al quadrato della componente del campo magnetico *perpendicolare* al vettore d'onda della radiazione. Anche questo effetto può essere tenuto sotto controllo misurando il segnale $\delta\phi_s$ quando il campo magnetico viene acceso ed il cristallo liquido si trova in fase isotropa. Inoltre, in fase nematica, il segnale "vero" può essere facilmente distinto da un eventuale segnale dovuto all'effetto Cotton-Mouton studiando la dipendenza di $\delta\phi_s$ dall'intensità del campo magnetico. Infatti, come discusso in precedenza, il segnale dovuto all'ancoraggio del direttore è proporzionale al campo magnetico, mentre quello Cotton-Mouton è quadratico nel campo. Lo sfasamento ottico indotto dall'effetto Cotton-Mouton è dato da $\Delta\phi_{CM} = 2\pi \cdot \delta / \lambda = C \cdot I \cdot B^2$, dove C è la costante di proporzionalità. Purtroppo non ci è stato possibile trovare in letteratura il valore di C per il nostro tipo di vetro. Quindi, facciamo una stima dell'effetto previsto utilizzando il valore di C per il nitrobenzene, per il quale la costante C è molto alta: $C = 2.53 \cdot 10^{-12}$ u.e.m. Sostituendo tale valore nell'espressione di $\Delta\phi_{CM}$ si ottiene $\Delta\phi_{CM} \approx 0.0083^\circ$. Dunque, si può prevedere che anche questa sorgente di errore sistematico non influenzerà apprezzabilmente i nostri risultati sperimentali.

Nel caso delle misure con il campo elettrico, le fonti di errore sono essenzialmente le stesse, eccetto che non è presente l'analogo dell'effetto Faraday, mentre al posto dell'effetto Cotton-Mouton si parla di *effetto Kerr*.

I contributi anisotropi (provenienti dai vetrini, dal substrato di polyimide e da quello di ITO presente nelle celle per il campo magnetico) e le varie polarizzazioni spurie possono essere stimati misurando l'ampiezza del segnale $A(f.isotropa)$ quando il cristallo liquido è in fase isotropa e quando è in fase nematica $A(f.nematica)$. Con A si indica l'ampiezza del segnale oscillante alla frequenza angolare 4ω misurato dal fotodiiodo F_1 . Nella referenza [3] è stato dimostrato che il rapporto:

$$\rho = \frac{A(f.isotropa)}{A(f.nematica)} \quad (3.4)$$

fornisce una stima accurata dell'errore relativo nella misura dell'angolo di rotazione del direttore, dovuto all'anisotropia residua. Nel nostro caso la quantità ρ dipende dalla temperatura e resta sempre inferiore al 3%.

L'effetto principale dei contributi spuri (birifrangenza residua ed imperfezioni dei polarizzatori) è un segnale con pulsazione 2ω che si

sovrappone al segnale reale^{VI}. In Figura 3.7 riportiamo l'esempio di una acquisizione affetta da rumori di tale tipo.

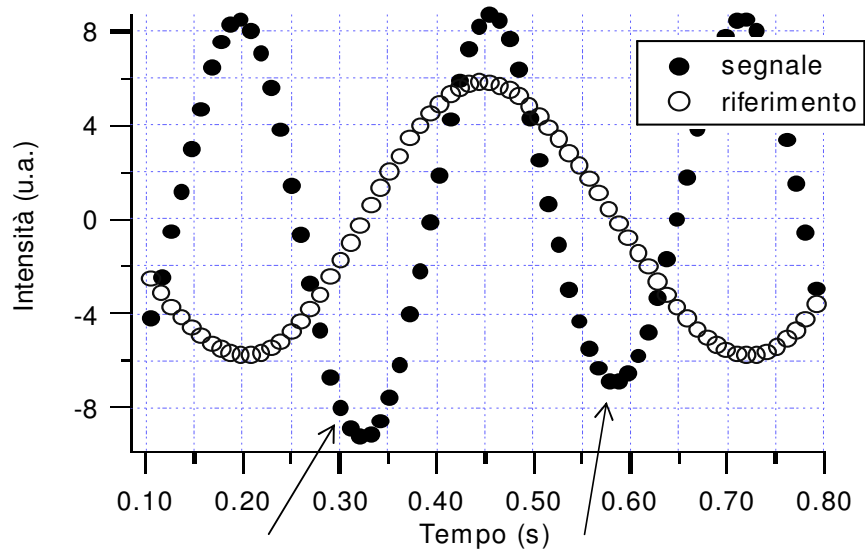


Figura 3.7: Esempio di una acquisizione in cui le condizioni sperimentali non sono ottimali nel metodo in riflessione. Da notare la diversità tra le ampiezze dei due picchi indicati con la freccia. Tale diversità è dovuta alla presenza di contributi spuri che introducono un segnale di pulsazione 2ω che si sovrappone al segnale a frequenza 4ω , dovuto al cristallo liquido.

3.2.2 Taratura del campo elettrico all'interno della cella

Molti effetti spuri di cui abbiamo parlato nel paragrafo precedente valgono sia quando applichiamo il campo magnetico, sia quando applichiamo il campo elettrico. Tuttavia, il campo elettrico comporta una complicazione in più: esso non è spazialmente uniforme all'interno della cella. Purtroppo, la geometria della cella è complessa e non è possibile determinare l'andamento spaziale del campo con calcoli analitici. Per tale motivo, nei lavori riportati in letteratura che fanno uso di campi elettrici, l'eventuale non uniformità del campo viene sempre trascurata ed è assunto che il campo elettrico sia legato al voltaggio applicato V dalla semplice relazione $E = V/D$.

Nell'ambito di questa tesi, invece, noi abbiamo sviluppato una procedura sperimentale che permette di determinare l'esatta dipendenza spaziale del campo nella cella.

Nel seguito, descriviamo il principio del metodo da noi utilizzato e mostriamo i risultati sperimentali da noi ottenuti.

I. Considerazioni iniziali

Come abbiamo visto (cfr §1.5.2), un campo elettrico che oscilla ad una frequenza angolare ω_c sufficientemente elevata (rispetto alla frequenza

^{VI} Per diminuire il rumore, centriamo meglio possibile P_1 , puliamo gli specchi, controlliamo che il fascio laser incida su zone della cella esenti da difetti.

angolare di risposta ri-orientazionale del direttore) introduce una distorsione di *twist* con una lunghezza caratteristica di deformazione ξ_E (*lunghezza di coerenza elettrica*. Cfr (1.38)) che è inversamente proporzionale al valore RMS del campo applicato. Dunque, ξ_E è costante nel tempo se l'ampiezza del segnale oscillante è costante. Adesso, supponiamo di modulare l'ampiezza del campo elettrico oscillante (ampiezza relativa di modulazione <10%) con una frequenza angolare ω_m molto più bassa e confrontabile con la frequenza di risposta ri-orientazionale. In queste condizioni, il direttore segue, con un certo ritardo, la modulazione del campo e la lunghezza caratteristica ξ_E oscilla sinusoidalmente alla frequenza angolare ω_m attorno al suo valor medio con uno sfasamento $\varphi = \arctg(\omega_m \tau)$, dove τ è il tempo caratteristico di risposta del cristallo liquido che, per differenze di potenziali molto superiori alla soglia di Freedericksz, risulta (cfr (1.9)):

$$\tau \approx \frac{\gamma_1}{\epsilon_0 \epsilon_a \langle E_{rms}^2 \rangle} \quad (3.5)$$

dove γ_1 è il coefficiente di viscosità di volume e $\langle E_{rms}^2 \rangle$ è il valor medio del quadrato del campo efficace locale [9]. Perciò, misurando in punti diversi della cella lo sfasamento φ tra la risposta del nematico e la tensione applicata, si può ricavare τ e, infine, l'andamento del campo elettrico E tra gli elettrodi.

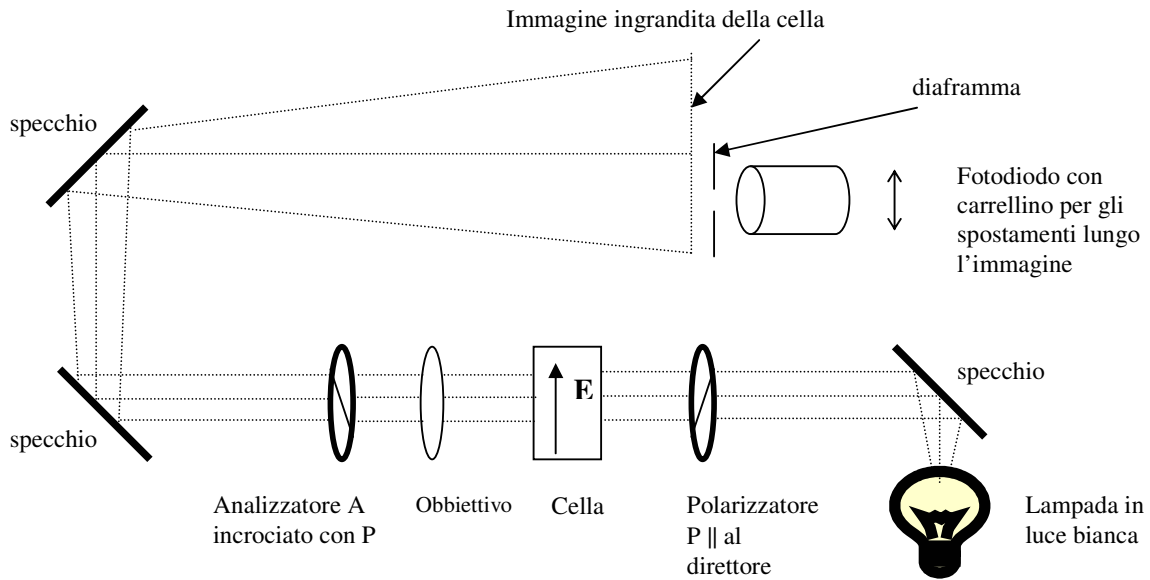


Figura 3.8: Rappresentazione schematica dell'apparato sperimentale per la misura del campo elettrico all'interno della cella.

II. Descrizione dell'apparato sperimentale e risultati sperimentali

Il metodo da noi usato consiste nel creare un'immagine ingrandita del campione in luce bianca (Figura 3.8) con un ingrandimento di un fattore 12. Il campione è posto tra polarizzatori incrociati. Il primo polarizzatore

ha l'asse ottico parallelo all'orientazione del direttore in assenza di campo (asse facile). Il diaframma, solidale con il fotodiodo, ha un diametro di circa $d \approx 0.67$ mm e, di conseguenza, la luce che raggiunge il fotodiodo proviene da un'area del campione di diametro $d/12 \approx 56$ μm . Il sistema fotodiodo+ diaframma è posto su un carrellino micrometrico. In tal modo, ruotando la vite micrometrica, è possibile raccogliere la radiazione proveniente da aree diverse nello spazio compreso tra gli elettrodi. In assenza di campo, l'intensità della luce trasmessa è nulla poiché il direttore è orientato dovunque lungo la direzione del polarizzatore P.

Utilizzando la teoria di Oldano descritta nel capitolo precedente, è possibile dimostrare che un campo oscillante produce un'intensità, trasmessa fra polarizzatori incrociati, proporzionale al quadrato del valore RMS del campo [9]. Dunque, se si introduce una piccola modulazione in ampiezza (<10%) del campo alla frequenza angolare ω_m , si osserva una modulazione del segnale di uscita del fotodiodo alla stessa frequenza con uno sfasamento φ , dovuto al tempo di risposta del direttore dato da (3.5). Prima di iniziare le misure abbiamo verificato la validità della relazione (3.5), variando il valor medio RMS del voltaggio oscillante $\langle V_{\text{rms}} \rangle$ e verificando che il tempo di risposta del cristallo liquido τ fosse effettivamente proporzionale all'inverso del quadrato di $\langle V_{\text{rms}} \rangle$.

A questo punto, abbiamo applicato agli elettrodi della cella una tensione RMS media $\langle V_{\text{rms}} \rangle = 218.4$ V, con una modulazione in ampiezza del 10%. Il segnale di uscita del fotodiodo è inviato ad un *lock-in* ed è analizzato con un programma adeguato^{VII}, che fornisce in uscita la fase e l'ampiezza del segnale in funzione del tempo. Il segnale di riferimento per il lock-in è quello di modulazione del campo oscillante. Abbiamo impostato la pulsazione ω_m in modo che la quantità $\varphi = \text{arctg}(\omega_m \tau)$ non fosse né troppo vicina a 0° né troppo vicina a 90° , per avere la massima sensibilità nella misura: la frequenza angolare ottimale è risultata $\omega_m = 18.8$ rad/s. Traslando il fotodiodo in modo da misurare la risposta del cristallo liquido in punti diversi dello spazio compreso fra gli elettrodi, abbiamo misurato lo sfasamento φ , ricavando, in tal modo, il tempo caratteristico di risposta τ . L'inverso di tale tempo è proporzionale a $\langle E_{\text{rms}} \rangle^2$ locale e, dunque, $\langle E_{\text{rms}} \rangle$ è proporzionale a $1/\sqrt{\tau}$. Le posizioni in cui abbiamo traslato il fotodiodo sono riportate alla scala della cella, utilizzando il fattore di ingrandimento 12 del sistema ottico.

In Figura 3.9 sono riportati i valori sperimentali di $1/\sqrt{\tau} (\propto \langle E_{\text{rms}} \rangle)$ in diversi punti della cella; $d = 0$ mm e $d = 1.78$ mm corrispondono alle posizioni degli elettrodi. La curva continua in Figura 3.9 rappresenta il fit dei risultati sperimentali con un polinomio di quinto grado $f(x)$, mentre il segmento orizzontale tratteggiato rappresenta il valor medio di $f(x)$. Il valor medio di $f(x)$ (che coincide con il valor medio dei dati) è ottenuto calcolando l'integrale:

^{VII} Il programma è un eseguibile di LabVIEW 7.0 della National Instruments. Si chiama "Acq e Analisi Segnale oscillante_25gen.vi".

$$\bar{f} = \frac{1}{D} \int_0^D f(x) dx \quad (3.6)$$

Ricordiamo che D è la distanza tra gli elettrodi. Nel nostro caso, il valor medio vale circa $6.482 \text{ s}^{-1/2}$. Facendo il rapporto tra il valore di $f(x)$ al centro della cella e il valor medio \bar{f} , otteniamo il fattore 0.90, che indica di quanto si “abbassa” il campo elettrico al centro della cella a causa della geometria particolare della cella, rispetto al valor medio $\langle E_{\text{rms}} \rangle = \langle V_{\text{rms}} \rangle / D$ che si otterrebbe con un campo uniforme.

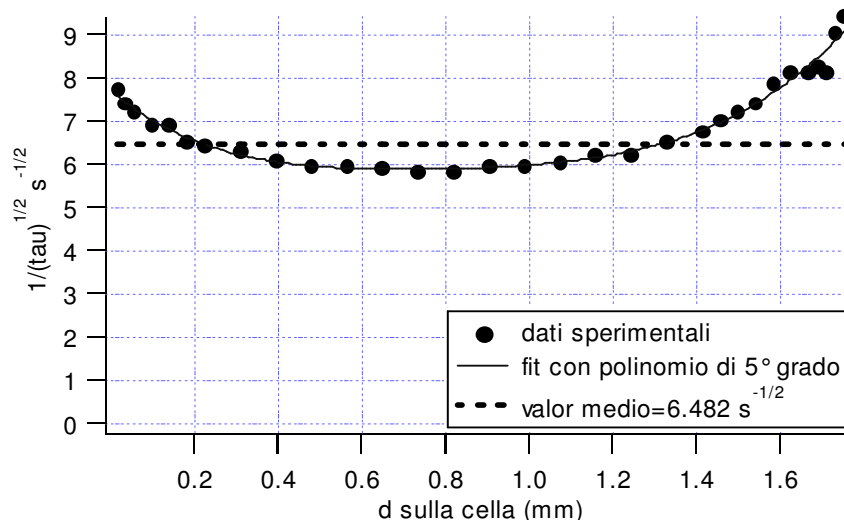


Figura 3.9: Andamento della radice quadrata dell'inverso del tempo di riorientazione τ , in funzione della posizione nello spazio compreso tra gli elettrodi. All'estremità $d \approx 0 \text{ mm}$ è posizionato l'elettrodo più spesso che dà luogo ad un campo minore rispetto al campo all'altra estremità ($d \approx 1.78 \text{ mm}$), dove è posizionato l'elettrodo meno spesso. Come discusso nel testo, $1/\sqrt{\tau}$ è proporzionale all'intensità locale del campo elettrico. La linea tratteggiata orizzontale corrisponde al valore medio di $1/\sqrt{\tau}$.

Osserviamo che c'è una zona centrale tra gli elettrodi ($0.4 \text{ mm} \div 1.0 \text{ mm}$) dove il campo è abbastanza uniforme. Nelle misure di ancoraggio con il campo elettrico abbiamo fatto attenzione a far incidere il fascio laser proprio all'interno di questa zona. Inoltre, il fascio laser incidente sul campione è stato fatto passare preventivamente attraverso una lente, in modo da ridurre le dimensioni del fascio sul campione ad un diametro inferiore a 0.3 mm .

In conclusione, la procedura sperimentale, da noi realizzata, ci permette di conoscere l'andamento spaziale del campo elettrico in ogni punto fra i due elettrodi e di localizzare le regioni dove il campo è approssimativamente uniforme, in modo da evitare effetti non voluti, dovuti ai gradienti di campo elettrico. Il valore del campo nella regione centrale si ottiene misurando il valore efficace della tensione applicata V_{rms} e utilizzando la semplice relazione $E_{\text{centrale}} = (V_{\text{rms}}/D) \cdot 0.90$.

3.3 Apparato per le misure in luce trasmessa

In questo paragrafo illustreremo l'apparato sperimentale utilizzato per le misure con il metodo in trasmissione, descritto in §2.3. Le misure sono state effettuate sia applicando un campo magnetico, sia un campo elettrico. Di seguito considereremo il caso in cui è applicato un campo magnetico. L'apparato con il campo elettrico è del tutto analogo. Il tipo di cella utilizzata è quella rappresentata in Figura 3.2a.

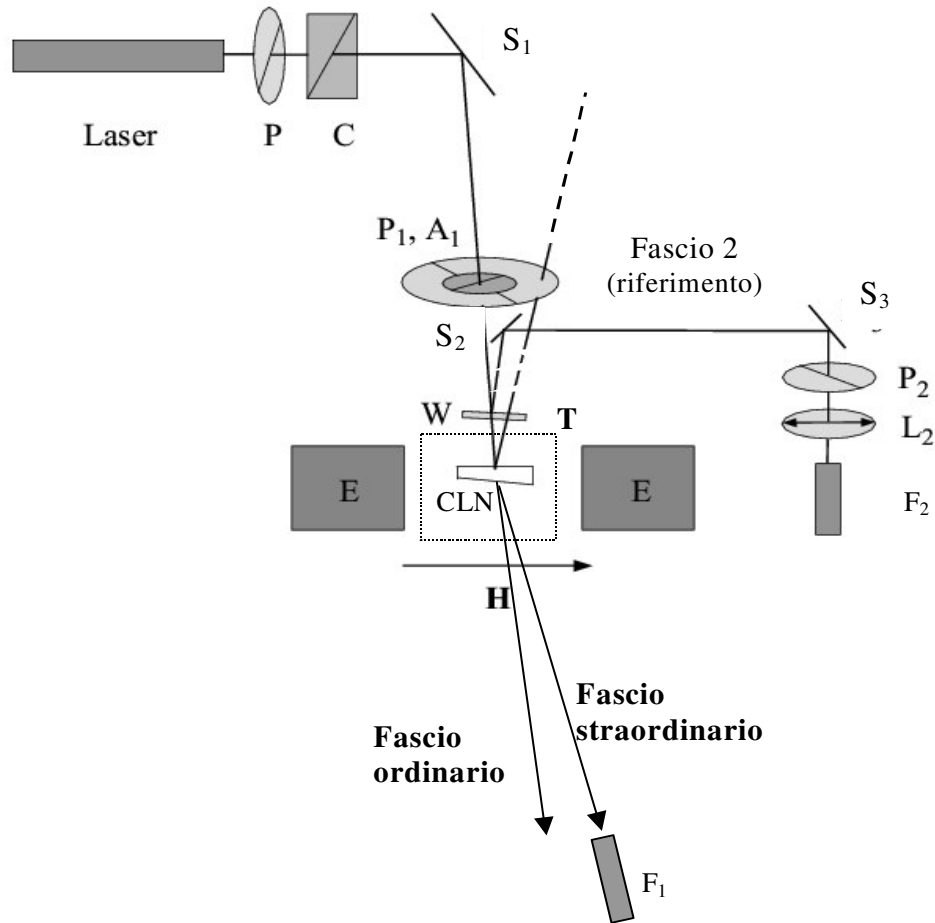


Figura 3.10: *Visione dell'apparato ottico per il metodo in trasmissione. P, P₁ e P₂ sono polarizzatori lineari. L₂ è una lente ottica. F₁ e F₂ sono due fotodiodi preamplificati. S₁, S₂ e S₃ sono specchi. C è un compensatore a lamina tiltante. W è un vetrino prismatico. CLN è la cella contenente il cristallo liquido. E indica le espansioni polari dell'elettromagnete. T indica il termostato, rappresentato con una linea chiusa tratteggiata. Il fascio tratteggiato è quello riflesso dalla interfaccia vetrino1-CLN che, in questo metodo, non ha nessun interesse.*

Una parte dell'apparato è identica a quello in luce riflessa (cfr §3.2). Un fascio laser He-Ne ($\lambda = 632.8$ nm, diametro ≈ 1 mm) è polarizzato da un polarizzatore P e attraversa un compensatore C a lamina tiltante (Figura 3.10). Il fascio, poi, è riflesso da uno specchio S₁ e, dopo aver attraversato

il polarizzatore rotante P_1 e il vetrino prismatico W , incide, quasi normalmente, sul campione di CLN. Il polarizzatore P_1 ruota con frequenza costante $\nu_p = 0.91$ Hz ($\Delta\nu_p/\nu_p = 3 \cdot 10^{-4}$). Il sistema costituito da P e C ha lo scopo di polarizzare circolarmente il raggio incidente su P_1 ^{VIII}. Il fascio, proveniente dal polarizzatore P_1 , incide sulla cella contenente il cristallo liquido. Una parte del raggio attraversa la cella e, grazie alla sua forma a cuneo, la componente straordinaria e la componente ordinaria escono dal campione separate spazialmente (cfr §2.3.2). Misuriamo, ad esempio, l'intensità del fascio straordinario con il fotodiodo preamplificato F_1 . In presenza di un campo di induzione magnetica B , l'intensità è una funzione periodica di frequenza angolare 2ω ([10]):

$$I_{11}^{out}(t) = \frac{I_0}{2} [a + b \cos 2(\omega t + \phi_{iniz} - \phi_0 - \Delta\phi)] \quad (3.7)$$

dove: ϕ_{iniz} è l'angolo che il polarizzatore P_1 forma con il campo magnetico all'istante iniziale $t = 0$ (Figura 2.6), ϕ_0 è l'angolo formato dall'asse facile con il campo e $\Delta\phi$ è l'angolo di rotazione apparente del direttore, dato da (cfr (2.38) e ref. [10]):

$$\Delta\phi = \delta\phi_s + \Delta\phi_{app}^{tr} \quad (3.7')$$

dove $\delta\phi_s$ è la rotazione effettiva del direttore in superficie e $\Delta\phi_{app}^{tr}$ è la rotazione spuria dovuta alla presenza della deformazione di twist. Sulla base dell'analisi teorica sviluppata in §2.3.2, per ancoraggi forti $\delta\phi_s$ è proporzionale al campo di induzione magnetica B ($\delta\phi_s = w_0 \cdot B$, dove w_0 è una costante), mentre $\Delta\phi_{app}^{tr}$ è quadratico nel campo ($\Delta\phi_{app}^{tr} = w_1 \cdot B^2$, dove w_1 è una costante). Dunque, $\delta\phi_s$ può essere ottenuto analizzando la dipendenza di $\Delta\phi$ da B ed effettuando il fit dei dati sperimentali con l'espressione teorica:

$$\Delta\phi = w_0 \cdot B + w_1 \cdot B^2 \quad (3.7'')$$

Come nel metodo in riflessione (cfr §3.2.1), è posto un vetrino W tra il polarizzatore P_1 e la cella. Il fascio, prima di incidere sul campione, incide su W e una parte del fascio si riflette sulla prima superficie di W . Quest'ultimo è stato scelto prismatico per separare le riflessioni dalla prima e dalla seconda superficie. Anche per questo apparato possiamo trascurare gli effetti di polarizzazione dovuti al piccolo angolo con il quale il fascio incide sul vetrino e assumere che l'incidenza sia normale.

Il raggio riflesso sulla prima superficie di W ha, quindi, la stessa polarizzazione di quello incidente e, dopo aver attraversato un polarizzatore P_2 , è focalizzato sul fotodiodo F_2 . Tale fascio è chiamato di *referimento* (Figura 3.10, Fascio 2). Gli specchi S_2 e S_3 introducono variazioni della polarizzazione ma non portano a nessun errore nella misura, perché questo fascio ha solamente lo scopo di dare origine ad un

^{VIII} Poiché le riflessioni sugli specchi S introducono leggeri effetti di polarizzazione, il fascio in uscita dal compensatore C non avrà una polarizzazione perfettamente circolare per compensare tali effetti.

segnale oscillante di riferimento di fase definita. L'intensità misurata da F_2 è, anch'essa, un segnale oscillante con frequenza angolare 2ω :

$$I_2(t) = I_2 [1 + \cos 2(\omega t + \phi_2)] \quad (3.8)$$

dove $2\phi_2$ è la fase che dipende dall'orientazione del polarizzatore P_2 . In assenza di campo, $\Delta\phi$ in (3.7) è uguale a zero e la costante di fase del segnale $I_{11}^{out}(t)$ si riduce a $2(\phi_{iniz} - \phi_0)$, mentre quella del segnale di riferimento $I_2(t)$ è $2\phi_2$. Ruotando il polarizzatore P_2 , possiamo far sì che, tra i due segnali, la differenza di fase $\Delta\phi_{tra} (= 2(\phi_{iniz} - \phi_0) - 2\phi_2)$ sia nulla o, comunque, più piccola possibile in assenza di campo.

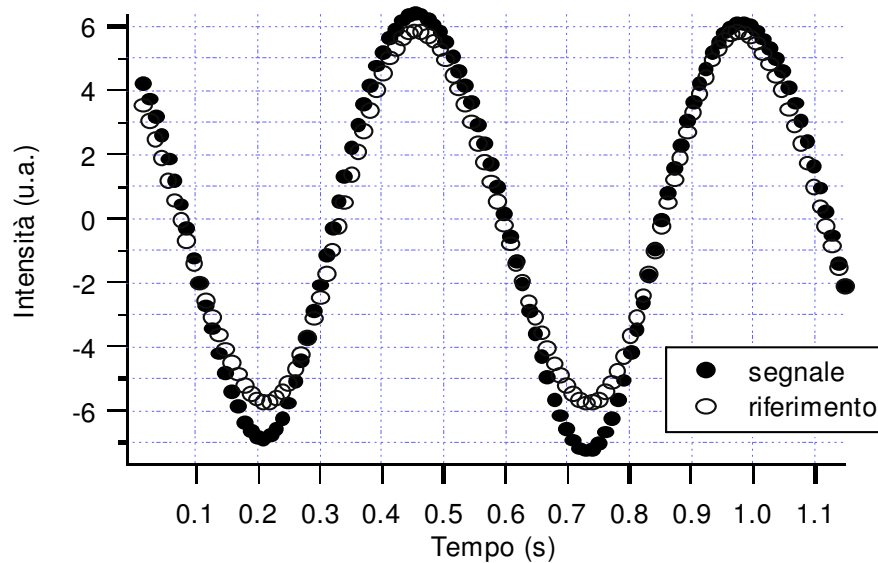


Figura 3.11: Esempio dei due segnali raccolti dai fotodiodi F_1 e F_2 con il metodo in trasmissione ed inviati alla scheda analogico-digitale. Entrambi i segnali sono alla frequenza angolare 2ω .

I segnali in uscita dai fotodiodi F_1 e F_2 sono amplificati, filtrati e mandati ai canali in ingresso di una scheda analogico-digitale di un PC, la cui frequenza di acquisizione è sincronizzata con la frequenza del polarizzatore rotante P_1 . Per ogni acquisizione sono presi due o più periodi dei segnali oscillanti, con più di trecento punti a periodo (Figura 3.11). Le ampiezze e le fasi dei due segnali sono ottenute effettuando la Trasformata di Fourier alla frequenza 2ω tramite un programma numerico^{IX}. Al termine della sua esecuzione, sullo schermo del PC sono visualizzate le ampiezze dei due segnali, le fasi e la differenza di fase $\Delta\phi_{tra}$.

^{IX} Il programma utilizzato per calcolare le ampiezze e le fasi del segnale trasmesso dalla cella e del segnale di riferimento è *fournuo.bas*.

Come si deduce dalle equazioni (3.7) e (3.8), possiamo ottenere la rotazione azimutale $\delta\phi_s$ del direttore in superficie, indotta dall'accensione del campo, con questo procedimento:

1. In assenza di campo, ruotiamo il polarizzatore P_2 in modo che la differenza di fase $\Delta\phi_{tra}'$ tra segnale e riferimento sia il più possibile vicina a 0° .
2. Accendiamo il campo e aspettiamo che il direttore del nematico raggiunga la sua configurazione di equilibrio.
3. Misuriamo la nuova differenza di fase $\Delta\phi_{tra}''$. Facendo la differenza $\Delta\phi_{tra}'' - \Delta\phi_{tra}'$ otteniamo la rotazione apparente $\Delta\phi$ del direttore in superficie indotta dal campo, tramite la relazione:

$$\Delta\phi = -\frac{\Delta\phi_{tra}'' - \Delta\phi_{tra}'}{2} \quad (3.9)$$

4. Misuriamo il valore di $\Delta\phi$ per diversi valori del campo ed effettuiamo un fit quadratico dei risultati sperimentali con la funzione teorica (3.7''). Il valore della rotazione reale del direttore $\delta\phi_s$ è dato dal contributo lineare nel fit ($w_0 \cdot B$) in (3.7'').

Le sorgenti di rumore per il metodo in trasmissione sono essenzialmente le stesse di quelle del metodo in riflessione e quindi rimandiamo a §3.2.1. Per una descrizione degli effetti dovuti alla birifrangenza residua dei vetri e dello strato orientante di polyimide, rimandiamo alla ref. [11]. Una possibile sorgente di errore è connessa con una non perfetta centratura del fascio laser incidente sul polarizzatore rotante P_1 . Se, infatti, il fascio non è esattamente centrato sul centro di rotazione del polarizzatore, esso incide in punti diversi del polarizzatore durante la sua rotazione. Questo porta, inevitabilmente, ad una modulazione dell'intensità trasmessa dal polarizzatore P_1 con frequenza angolare ω (comprese le eventuali armoniche superiori). Dunque, si deve porre grande attenzione a "centrare" esattamente il fascio. Piccoli disallineamenti (>0.2 mm) possono portare a distorsioni del segnale non trascurabili. Un esempio di una situazione di allineamento non perfetto è mostrata in Figura 3.12.

Il metodo in trasmissione presenta, in via di principio, alcuni vantaggi rispetto al metodo riflessometrico con due polarizzatori rotanti:

- Il fascio trasmesso dal CLN (ordinario o straordinario) è circa cento volte più intenso del fascio riflesso dall'interfaccia vetrino1-CLN. Quindi, il metodo in trasmissione assicura un rapporto segnale/rumore molto maggiore ed è meno sensibile a sorgenti luminose spurie come quelle dovute alla diffusione di luce dal cristallo liquido.
- Con il metodo in trasmissione non è richiesta la presenza di un analizzatore A_1 , mentre, nel metodo in riflessione, A_1 è necessario per bloccare il fascio riflesso dall'interfaccia aria-vetrino (Figura 2.4, fascio n.1).

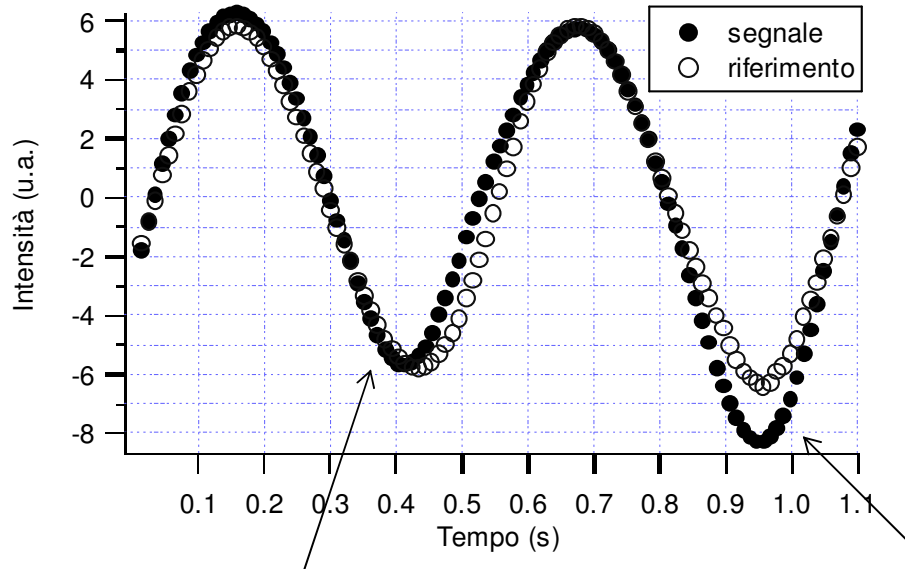


Figura 3.12: Esempio di una acquisizione in cui le condizioni sperimentali non sono buone. Da notare la diversità tra le ampiezze dei due picchi indicati con le frecce. Tale diversità è dovuta alla presenza di contributi spuri.

Il metodo in trasmissione presenta, però, anche alcuni svantaggi:

- La rotazione apparente $\Delta\phi_{app}^{tr}$ (2.38), dovuta alle deviazioni dal teorema adiabatico, può essere molto ridotta ma non completamente annullata. Osserviamo che $\Delta\phi_{app}^{tr}$ è zero solamente in due casi: quando l'asse facile è parallelo al campo applicato (in questo caso il direttore non ruoterebbe affatto) e quando è perfettamente ortogonale al campo. Dunque, si potrebbe pensare di ridurre a zero $\Delta\phi_{app}^{tr}$ orientando l'asse facile a 90° rispetto al campo magnetico. In realtà, questo non è possibile perché in qualunque cristallo liquido sono sempre presenti delle fluttuazioni termiche del direttore. Ciò significa che, in ogni punto del campione, il direttore oscilla nel tempo attorno all'orientazione individuata dall'asse facile. Se, perciò, si facesse un'istantanea delle orientazioni del direttore nel cristallo liquido, si troverebbe che tali orientazioni variano da punto a punto entro un certo intervallo angolare (tipicamente $\pm 2^\circ$) attorno alla direzione dell'asse facile.

Supponiamo, ora, di disporre l'asse facile medio esattamente a 90° con la direzione del campo magnetico e di accendere il campo ad un dato istante $t = 0$. A causa delle fluttuazioni termiche, l'orientazione del direttore al tempo $t = 0$ sarà diversa da punto a punto. In alcune regioni il direttore formerà con il campo un angolo maggiore di 90° , mentre in altre formerà un angolo minore di 90° . Ricordando la teoria sviluppata nel §1.5, il verso della distorsione orientazionale di *twist* che si viene a creare nelle due regioni sarà opposto. Di conseguenza, le rotazioni superficiali del direttore nelle diverse regioni saranno opposte e il segnale misurato con il nostro metodo in trasmissione non sarà attendibile. Per questo motivo è necessario mettere il campo in modo che formi, rispetto all'asse facile in superficie, un angolo inferiore a

90°. Questo comporta l'inevitabile presenza di un piccolo, ma non nullo, effetto dovuto alle deviazioni dal teorema adiabatico (cfr §2.3.2).

- La rotazione apparente $\Delta\phi_{app}^{tr}$ è quadratica nel campo ed è sovrapposta alla rotazione effettiva del direttore che è lineare. È necessario fare un'operazione di fit sui dati sperimentali per estrapolare solo i contributi lineari. Il metodo in riflessione, invece, fornisce direttamente dati lineari con il campo e le correzioni dovute alla distorsione del direttore all'interno del campione sono minori di 0.002° e sono trascurabili rispetto al rumore sperimentale che è sempre superiore a 0.01° .