

Capitolo 4

Misure in campo magnetico

In questo capitolo presenteremo i risultati ottenuti applicando al cristallo liquido un campo magnetico. Abbiamo utilizzato sia il metodo riflessometrico tra due polarizzatori incrociati che il metodo in trasmissione. Le misure con il campo magnetico sono state effettuate in un arco di tempo di circa due mesi nella fase iniziale della tesi. Le misure sono servite essenzialmente a mettere a punto l'apparato sperimentale ed a individuare e tenere sotto controllo le principali sorgenti di rumore casuale e sistematico. Come vedremo, nelle nostre condizioni sperimentali, l'ancoraggio è molto forte e le rotazioni del direttore in superficie prodotte dal massimo campo di induzione magnetica $B = 0.78$ T sono dell'ordine di qualche decimo di grado. Questo valore è confrontabile con il rumore casuale di fase dei segnali oscillanti che vengono misurati con i nostri metodi sperimentali. Per tale motivo, è stato necessario operare medie temporali in modo da ridurre i rumori casuali a meno di 1/10 rispetto ai segnali misurati all'accensione del campo magnetico. In particolare, la misura di fase dei segnali oscillanti (a 4ω o 2ω a seconda del metodo) è stata effettuata eseguendo la trasformata di Fourier del segnale su un intervallo di tempo di oltre dieci periodi. Questo ci ha obbligato a modificare il programma di acquisizione in Q-Basic che effettuava la misura su due soli periodi. Come vedremo nel capitolo successivo, si può ottenere un notevole miglioramento del rapporto segnale/rumore e della ripetibilità delle misure utilizzando un campo elettrico al posto del campo magnetico, in modo da applicare momenti torcenti sul direttore più grandi. I risultati delle misure in campo elettrico sono riportati nel capitolo 5.

Le misure in campo magnetico hanno mostrato la presenza di un fenomeno di lenta diminuzione dell'ancoraggio nel tempo. Infatti, le rotazioni del direttore indotte dall'accensione di un campo di induzione magnetica di 0.78 T, misurate in riflessione, sono passate da un valore minimo di circa 0.07° nei giorni immediatamente successivi al riempimento della cella, ad valore massimo dell'ordine di 0.3° dopo un mese. L'origine di tale fenomeno non è ancora chiara ma è probabilmente legata a effetti di contaminazione del campione, dovuti al metodo di seccaggio della colla utilizzata per sigillare la cella. Infatti, per sigillare le celle usate in campo magnetico, abbiamo adoperato un colla (EPOTCNY UVS91) che polimerizza se irraggiata con radiazione ultravioletta. Questo ci ha obbligati a irraggiare il bordo della cella con radiazione UV che potrebbe aver danneggiato il cristallo liquido. In effetti, la temperatura di

chiarificazione del cristallo liquido era, al momento del riempimento della cella, $T_c=34.3^\circ\text{C}$, valore apprezzabilmente più basso di quello caratteristico del 5CB puro ($T_c=35.3^\circ\text{C}$). Per tale motivo, le celle da usare con il campo elettrico (capitoli 5 e 6) sono state sigillate con una colla epossidica a due componenti. Come vedremo, queste celle non hanno mostrato alcuna variazione apprezzabile dell'ancoraggio durante un intervallo di tempo di circa due mesi. Inoltre, la temperatura di chiarificazione del cristallo liquido in queste celle è risultata $T_c=35^\circ\text{C}$, che è molto vicina al valore di T_c del cristallo liquido puro.

4.1 Misure in luce riflessa

Riportiamo i risultati ottenuti utilizzando il metodo riflessometrico con i due polarizzatori incrociati, i cui principi sono stati descritti in §2.2.2 e il cui apparato sperimentale è stato illustrato in §3.2.

4.1.1 Misure preliminari per stimare gli effetti spuri

I nostri campioni presentano un ancoraggio molto forte: applicando il massimo campo di induzione magnetica a nostra disposizione, pari a $B = 0.78 \text{ T}$, la rotazione azimutale $\delta\phi_s$ del direttore in superficie è sempre inferiore a 0.3° .

Come abbiamo visto in §3.2.1, la misura di $\delta\phi_s$ può essere alterata da numerosi segnali spuri, dovuti alla diffusione di luce, ai fasci residui, alla birifrangenza residua dei vetrini. Il campo magnetico può dar luogo all'effetto Faraday e all'effetto Cotton-Mouton (cfr §3.2.1 e [1]). Data la piccolezza delle rotazioni misurate, è stato necessario dedicare una speciale attenzione nella messa a punto dell'apparato sperimentale, in modo da ridurre al minimo ogni possibile segnale spurio che possa simulare una rotazione superficiale del direttore. A tale scopo, i polarizzatori utilizzati sono stati selezionati scegliendo quelli che mostravano un piccolo coefficiente di estinzione sull'intera area investita dal fascio laser. Inoltre, sono stati selezionati i vetri che mostravano una piccola birifrangenza residua e abbiamo fatto attenzione ad evitare qualunque tipo di stress sui vetri. Infine, una grande attenzione è stata dedicata a dirigere il fascio incidente perpendicolarmente al campo magnetico e a schermare qualunque fascio diffuso dalla cella che potesse incidere sul fotodiode di misura. Nonostante tutte queste precauzioni, non si può escludere che gli effetti spuri residui possano influenzare apprezzabilmente il risultato della misura. Per tale motivo, abbiamo eseguito una serie di misure preliminari volte a dare una stima dell'entità degli eventuali effetti spuri residui.

Un modo molto potente per evidenziare la presenza di eventuali effetti spuri viene suggerito dalla teoria delle interazioni con il campo magnetico descritta in §1.3.1. Supponiamo che il campo H sia lungo l'asse x del sistema di assi cartesiani da noi scelto. Si può dimostrare che il momento

di forza che agisce sul direttore in superficie è di segno opposto a seconda che l'asse facile formi un angolo $\phi_0 = \eta$ o $\phi_0 = -\eta$ rispetto alla direzione del campo. Ne consegue che il direttore effettuerà una rotazione di segno opposto a seconda del caso (Figura 4.1). Infatti, nel caso di ancoraggio forte, la rotazione azimutale $\delta\phi_s$ del direttore è (cfr (1.35)):

$$\delta\phi_s = \frac{\sqrt{K_{22}\mu_0\chi_a} H \sin\phi_0}{W_a} \quad (4.1)$$

che è una funzione dispari di $\sin\phi_0$.

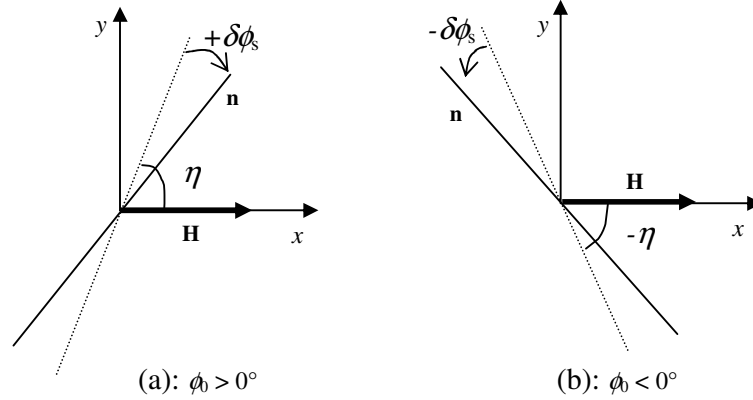


Figura 4.1: Rappresentazione schematica del comportamento del direttore nei due casi in cui forma angoli opposti rispetto al campo. Nella Figura a, il direttore forma un angolo $\phi_0 = \eta$ rispetto al campo magnetico. Il momento di forza, ostacolato dall'ancoraggio, fa ruotare il direttore di un angolo $\delta\phi_s$. La situazione in Figura b è simmetrica: il direttore forma un angolo $\phi_0 = -\eta$ rispetto al campo magnetico e il momento di forza, ostacolato dall'ancoraggio, fa ruotare il direttore di un angolo $-\delta\phi_s$.

Utilizziamo il metodo in riflessione con i due polarizzatori incrociati. Facciamo in modo che l'asse facile formi un angolo $\phi_0 = \eta$ rispetto ad H (Figura 4.1 a). Accendiamo il campo. Sia $\Delta\Phi_a$ la rotazione del direttore misurata con il nostro metodo in questo caso. In generale, $\Delta\Phi_a = \delta\phi_a + \Delta\phi_{\text{spurio}}$, dove $\delta\phi_a$ rappresenta la reale rotazione del direttore sulla superficie e $\Delta\phi_{\text{spurio}}$ rappresenta un eventuale contributo spurio alla misura. Successivamente, ruotando la cella, facciamo in modo che l'asse facile del cristallo liquido formi un angolo $\phi_0 = -\eta$ rispetto ad H (Figura 4.1 b). Analogamente a prima, accendiamo il campo e sia $\Delta\Phi_b$ la rotazione misurata. Nel caso ideale in cui siano assenti gli effetti spuri e gli angoli formati dall'asse facile ed il campo siano esattamente uguali ed opposti (η e $-\eta$), le rotazioni $\Delta\Phi_a$ e $\Delta\Phi_b$ coincidono con le rotazioni vere del direttore ($\delta\phi_a$ e $\delta\phi_b$) e, perciò, soddisfano la relazione:

$$\Delta\Phi_a = -\Delta\Phi_b \quad (4.2)$$

Di conseguenza, in tal caso, la somma delle rotazioni $\Delta\Phi_a$ e $\Delta\Phi_b$ misurate sperimentalmente deve essere nulla. Eventuali effetti spuri, come ad

esempio l'effetto Faraday, possono, perciò, essere evidenziati misurando la somma $\Delta\Phi_a + \Delta\Phi_b$.

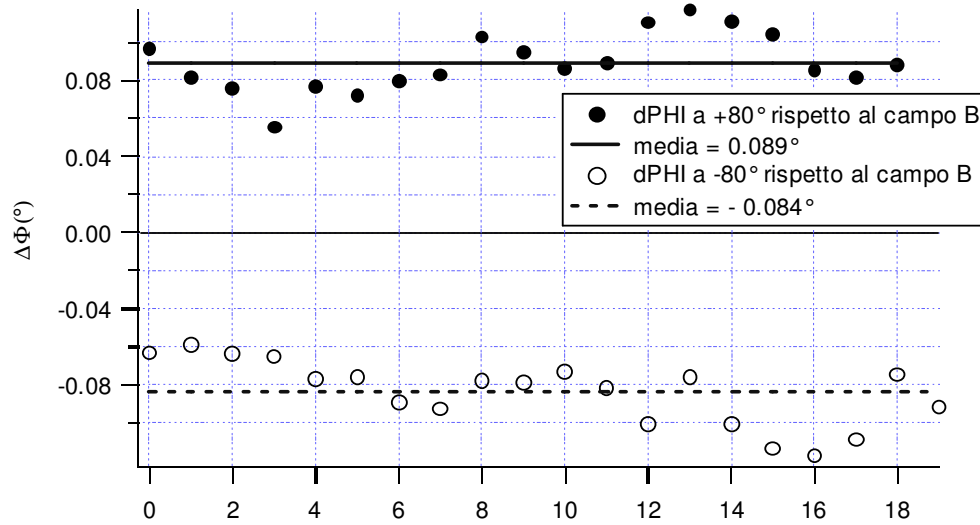


Figura 4.2: Rotazione del direttore in superficie all'accensione di un campo di induzione magnetica $B = 0.78$ T. I cerchi pieni rappresentano le misure ripetute nel caso in cui il direttore forma un angolo di 80° rispetto la direzione del campo magnetico (caso a di Figura 4.1). I cerchi vuoti rappresentano le misure nel caso in cui il direttore forma un angolo di -80° rispetto alla direzione del campo (caso b di Figura 4.1). La temperatura del campione è $T=22^\circ\text{C}$.

Per effettuare questa verifica, abbiamo misurato le rotazioni $\Delta\Phi_a$ e $\Delta\Phi_b$ indotte dall'accensione di un campo magnetico. Data la presenza di un rumore nella misura di fase dell'ordine di alcuni centesimi di grado, per ogni angolo (η e $-\eta$) abbiamo ripetuto le misure 20 volte, in modo da ridurre l'errore di un fattore quattro-cinque (\sqrt{N} , con $N = 20$). In Figura 4.2, riportiamo le misure ripetute di $\Delta\Phi_a$ e di $\Delta\Phi_b$ rispettivamente nei casi in cui l'asse facile forma un angolo di 80° rispetto al campo (cerchi pieni) ed un angolo di -80° (cerchi vuoti). Abbiamo applicato il massimo campo di induzione magnetica a nostra disposizione, pari a $B = 0.78$ T. Dai dati rappresentati in Figura 4.2, ricaviamo le rotazioni medie:

$$\begin{aligned}\Delta\Phi_a &= (0.089 \pm 0.010)^\circ \\ \Delta\Phi_b &= (-0.084 \pm 0.011)^\circ\end{aligned}\tag{4.3}$$

Gli errori sperimentali della (4.3) corrispondono a tre volte la deviazione standard σ divisa per $\sqrt{N} = \sqrt{20}$. Come risulta evidente, la relazione (4.2) è ben verificata entro gli errori sperimentali e questo indica che alcune possibili sorgenti di errore sistematico, come l'effetto Faraday, sono trascurabili nelle nostre condizioni sperimentali. Infatti, poiché l'effetto Faraday non dipende dall'orientazione dell'asse facile, esso dà un contributo uguale sia quando l'asse facile forma un angolo $\phi_0 = \eta$ con il campo (Figura 4.1 a), sia quando esso forma un angolo $\phi_0 = -\eta$ (Figura 4.1

b). Quindi, la media aritmetica di $\Delta\Phi_a$ e $\Delta\Phi_b$ dà una stima dell'effetto Faraday e di altre eventuali sorgenti di errore sistematico che non dipendono –o dipendono poco– dall'orientazione della cella. Nel nostro caso si trova:

$$\frac{\Delta\Phi_a + \Delta\Phi_b}{2} \approx (-0.003 \pm 0.011)^\circ \quad (4.4)$$

Poiché il risultato della (4.4) è inferiore alla nostra precisione sperimentale, possiamo dire che l'effetto Faraday è trascurabile.

Calcoliamo la semidifferenza dei valori $\Delta\Phi_a$ e $\Delta\Phi_b$ misurati quando l'asse facile è nelle due posizioni simmetriche rispetto al campo. In questo modo ricaviamo la rotazione reale $\delta\phi_s$ del direttore ed eliminiamo gli eventuali effetti spuri che non dipendono dall'orientazione della cella. La semidifferenza di $\Delta\Phi_a$ e $\Delta\Phi_b$ è pari a:

$$\left| \frac{\Delta\Phi_a - \Delta\Phi_b}{2} \right| \approx (0.087 \pm 0.011)^\circ \quad (4.5)$$

Un altro modo indipendente per assicurarsi che i segnali sistematici indotti dall'accensione del campo magnetico non influenzino apprezzabilmente i nostri risultati sperimentali consiste nell'analisi della dipendenza della rotazione $\Delta\Phi$, misurata sperimentalmente, dall'intensità del campo magnetico. Infatti, secondo la teoria (cfr (4.1)), la rotazione reale del direttore in superficie deve essere lineare nel campo magnetico H . Al contrario, molti effetti spuri, come quelli dovuti alla diffusione di luce, all'effetto Cotton-Mouton sui vetri della cella e alle forze meccaniche esercitate dal campo magnetico sulla cella e sul termostato, non sono lineari nel campo magnetico. In particolare, nel nostro caso, l'effetto Cotton-Mouton potrebbe essere rilevante dato che il piano di polarizzazione della radiazione incidente è quasi totalmente parallelo al campo (cfr §3.2.1). La birifrangenza indotta dall'effetto Cotton-Mouton dipende quadraticamente dal campo H . Misuriamo la rotazione del direttore al variare dell'intensità del campo applicato. I valori sperimentali sono riportati in Figura 4.3.

Dalla Figura 4.3 possiamo osservare che i dati sperimentali hanno un andamento lineare. Ne deduciamo che l'effetto Cotton-Mouton è certamente trascurabile. Si noti che la rotazione massima misurata è $\Delta\Phi \approx 0.14^\circ$ ed è maggiore del valore riportato in Figura 4.3. Questo è dovuto al fatto che la misura in Figura 4.3 è stata effettuata diversi giorni dopo la misura in Figura 4.2. Come detto all'inizio del capitolo, nel corso delle misure abbiamo osservato che l'ancoraggio tende a diminuire nel tempo, probabilmente a causa di fenomeni di contaminazione del cristallo liquido.

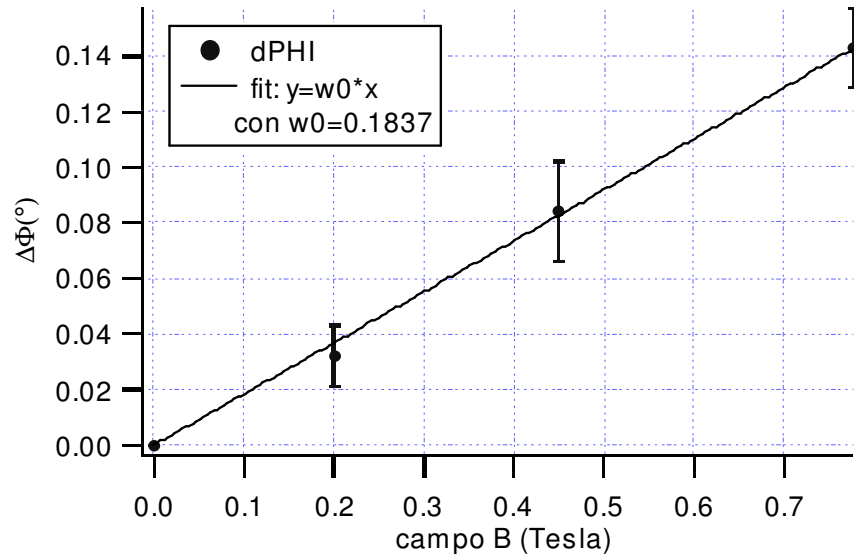


Figura 4.3: Rotazione azimutale del direttore al variare del campo B . La temperatura del campione è $T=25.3^\circ\text{C}$. I campi applicati sono tutti molto maggiori del campo critico di Freedericksz, che nel nostro caso, vale circa $B_c \approx 0.017 T$.

Le misure precedenti indicano un buon accordo fra i risultati sperimentali e le previsioni teoriche di (4.1) e permettono di escludere la presenza di numerose sorgenti di errore sistematico. Queste misure, però, non permettono di dire nulla circa l'eventuale presenza di effetti spuri dovuti alla birifrangenza residua dei vetri o dello strato di polyimide strusciata. Infatti, come dimostrato nella ref. [2], l'effetto dell'anisotropia non produce una fase aggiuntiva al segnale dovuto alla rotazione $\delta\phi_s$ del direttore in superficie, ma solamente un effetto moltiplicativo (almeno in prima approssimazione). Cioè, se è presente un'anisotropia, il segnale misurato risulta pari a $\Delta\Phi \approx \gamma \cdot \delta\phi_s$, dove γ è un numero compreso fra 0 (limite di anisotropia infinita) e 1 (anisotropia nulla). Come dimostrato in [2], una misura utile per capire l'entità delle birifrangenze residue dovute alla anisotropia dei vetrini e del substrato orientante (polyimide) è la misura dell'ampiezza di oscillazione dell'intensità di luce riflessa (cfr (3.1)) in fase nematica ed in fase isotropa. Indichiamo con $A(\text{f.nematica})$ l'ampiezza del segnale quando il cristallo liquido si trova in fase nematica e con $A(\text{f.isotropa})$ l'ampiezza del segnale quando il campione è scaldato ad una temperatura superiore di 6-7 gradi alla temperatura di transizione T_c . Se il cristallo liquido è in fase isotropa, la sua birifrangenza è nulla ed esso si comporta come un comune fluido isotropo. In realtà, è stato dimostrato sperimentalmente [3] che, sugli strati superficiali, il cristallo liquido può mantenere un qualche ordine residuo anche se la temperatura è di poco superiore a T_c . Questo ordine, però, scompare se $T - T_c \gg 1^\circ\text{C}$. In queste condizioni, se anche il vetro della cella è completamente isotropo, la differenza dei coefficienti di riflessione $r_{\parallel} - r_{\perp}$ si annulla e, quindi, si annulla anche l'intensità della radiazione trasmessa attraverso l'analizzatore A_1 (cfr (3.1)). Se, invece, il vetro presenta un'anisotropia, i

coefficienti di riflessione sono anisotropi e $A(\text{f.isotropia})$ è diversa da zero. Dunque, l'ampiezza $A(\text{f.isotropia})$ dà una misura diretta della birifrangenza del vetro. Come mostrato in [2], il rapporto $A(\text{f.isotropia})/A(\text{f.nematica})$ fornisce una misura accurata dell'errore relativo dell'angolo di rotazione del direttore, dovuto all'anisotropia residua. Nel nostro caso, questo rapporto dipende dalla temperatura T del cristallo liquido e raggiunge il valore massimo in prossimità della transizione:

$$\frac{A(\text{f.isotropia})}{A(\text{f.nematica})} \approx 3\% \quad (4.6)$$

In conclusione, il massimo errore relativo nelle nostre misure dovuto all'anisotropia residua dei vetri e della polyimide è inferiore al 3%.

4.2 Risultati sperimentali in luce riflessa

Nel seguito, per semplicità, indicheremo sempre con $\delta\phi_s$, invece che con $\Delta\Phi$, la rotazione misurata del direttore in superficie. In Figura 4.4 riportiamo le misure della rotazione azimutale $\delta\phi_s$ del direttore in funzione della temperatura ridotta $T - T_c$. I risultati sono stati ottenuti misurando la rotazione $\delta\phi_s$ prodotta dall'accensione di un campo di induzione magnetica $B = 0.78$ T. Ogni punto sperimentale corrisponde al valor medio di quattro misure successive. Queste misure sono state effettuate dopo circa un mese dall'inserimento del cristallo liquido nella cella. Per tale motivo, gli angoli di rotazione misurati sono apprezzabilmente più grandi di quelli riportati nelle figure precedenti.

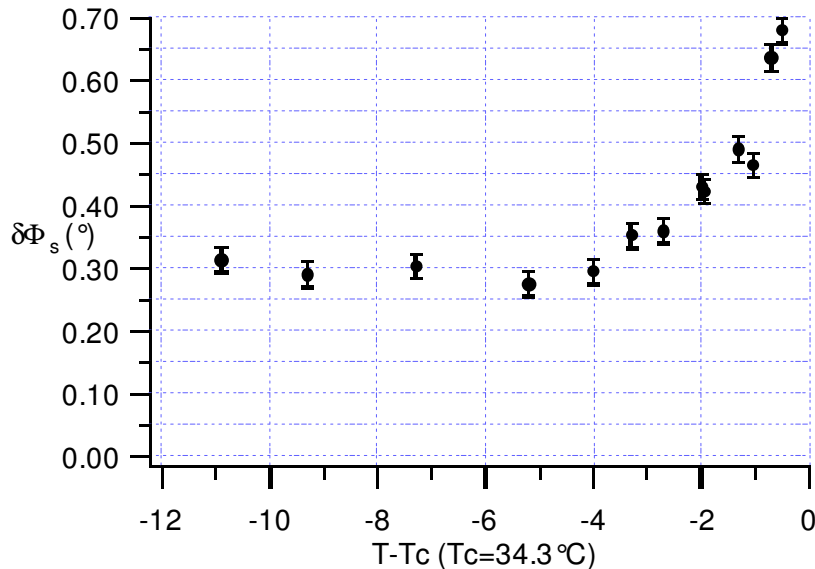


Figura 4.4: Rotazione del direttore indotta dall'accensione del campo magnetico, in funzione della differenza fra la temperatura T e la temperatura di chiarificazione T_c . L'angolo dell'asse facile con il campo è $\phi_0 = 80^\circ$. Il campo di induzione magnetica B vale 0.78 T.

Dalla misura di $\delta\phi_s$, ricaviamo il coefficiente di ancoraggio azimutale W_a , invertendo la relazione (4.1). I parametri K_{22} e χ_a non sono costanti ma variano con la temperatura. Occorre ricavare il loro andamento rispetto a $T-T_c$ dai tabulati dove sono raccolti i loro valori sperimentali [4]. Dalla Figura 4.5 osserviamo che il coefficiente di ancoraggio W_a diminuisce al crescere della temperatura ridotta $T-T_c$.

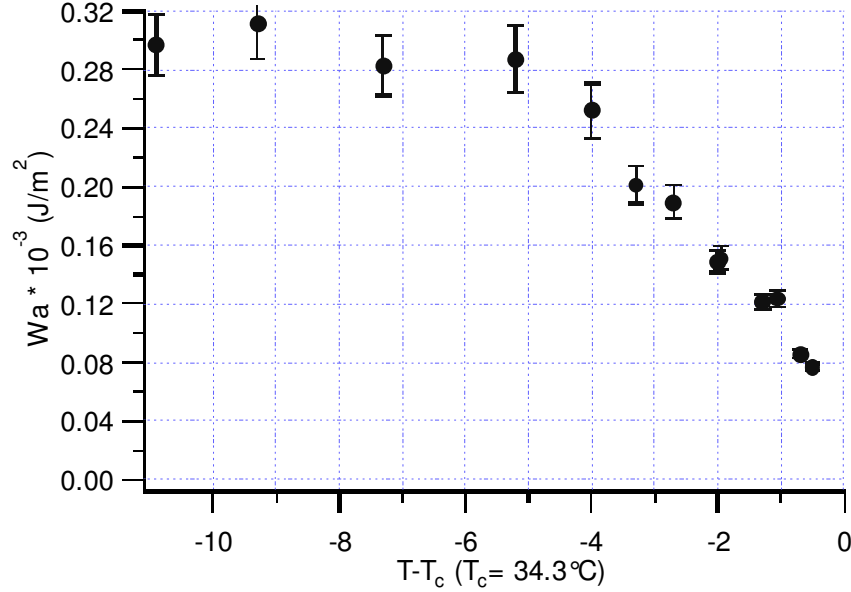


Figura 4.5: Valore del coefficiente azimutale W_a ricavato dalla rotazione $\delta\phi_s$ del direttore. Possiamo osservare che W_a diminuisce con l'aumento della temperatura.

Ricordiamo che la lunghezza di estrapolazione, definita come:

$$d_e = \frac{K_{22}}{W_a} \quad (4.7)$$

indica, qualitativamente, se in un campione prevale l'effetto di volume (che tenderebbe a far orientare tutte le molecole in modo uniforme, parallelamente al campo), rappresentato dalla costante elastica di twist K_{22} , o l'effetto di ancoraggio, rappresentato dal coefficiente azimutale W_a (cfr §1.5.1). Nel nostro caso, l'andamento della lunghezza di estrapolazione al variare della temperatura è rappresentato dalla Figura 4.6.

Osserviamo che la lunghezza di estrapolazione d_e è oltre due ordini di grandezza minore della minima lunghezza di coerenza magnetica $\xi_{IH} \approx 3 \mu\text{m}$ (definita come $= \frac{1}{H} \sqrt{\frac{K_{22}}{\mu_0 \chi_a}}$). È, quindi, giustificato affermare che il substrato

di polyimide (Nissan corporation SE-3510) fornisce, per il cristallo liquido 5CB, un ancoraggio fortissimo. Osserviamo, inoltre, che la lunghezza di estrapolazione si mantiene molto inferiore a 100 nm, che rappresenta il minimo valore misurabile con le convenzionali tecniche riportate in

letteratura, che sfruttano le proprietà della luce trasmessa da un cristallo liquido twistato.

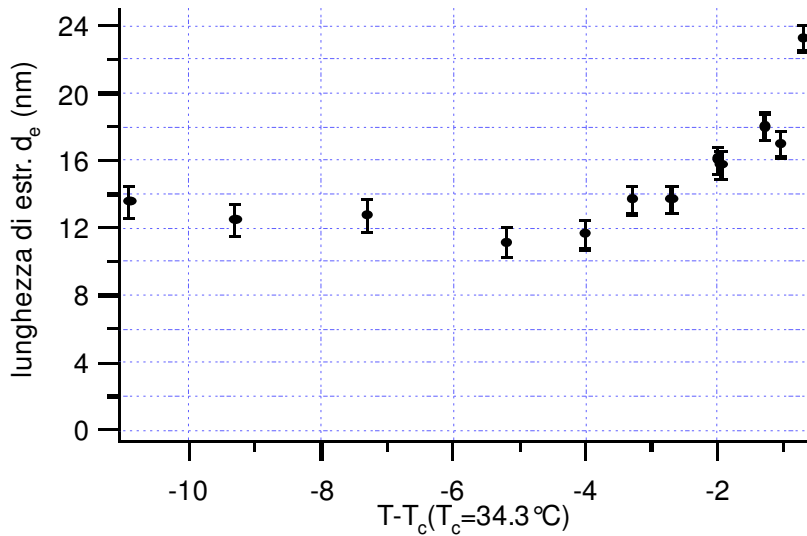


Figura 4.6: Andamento della lunghezza di estrapolazione d_e al variare $T - T_c$.

L'intensità del segnale oscillante a frequenza 4ω , rilevato con il metodo riflessometrico con i due polarizzatori rotanti, ha un'ampiezza proporzionale a $|r_{\perp} - r_{\parallel}|^2$, dove r_{\perp} e r_{\parallel} sono i coefficienti di riflessione per la radiazione con polarizzazione rispettivamente ordinaria e straordinaria (cfr §2.2.2). A causa della presenza della polyimide e dello strato conduttore di ITO, tali coefficienti sono numeri complessi. Se non fosse presente lo strato di ITO (ossido di stagno), l'ampiezza del segnale sarebbe, con buona approssimazione, proporzionale a $|n_{\perp} - n_{\parallel}|^2$. Nella Figura 4.7 riportiamo l'andamento dell'ampiezza al variare della temperatura $T - T_c$. Come si deduce dalla Figura 4.7, l'ampiezza del segnale $\mathcal{I}(t)$ (cfr (3.1)) decresce qualitativamente come $|n_{\perp} - n_{\parallel}|^2$. In particolare, tale ampiezza decresce gradualmente all'aumentare della temperatura T per poi ridursi bruscamente alla temperatura di chiarificazione T_c . Si noti che, appena sopra T_c , resta un piccolo segnale residuo. Questo indica che, come è noto [5], le interazioni anisotrope fra la polyimide ed il cristallo liquido inducono un qualche ordine residuo superficiale del cristallo liquido anche in fase isotropa. Tale ordine tende ad annullarsi gradualmente, fino a diventare del tutto trascurabile, per $T - T_c > 5$ °C.

Sperimentalmente, abbiamo osservato che il segnale $\mathcal{I}(t)$, oltre alla componente 4ω prevista teoricamente, presenta una componente 2ω , che, soprattutto in prossimità di T_c , aumenta considerevolmente rispetto all'ampiezza della componente 4ω . Ad esempio, quando $T - T_c = -9$ °C, $A(2\omega)/A(4\omega) \approx 0.55$, mentre quando $T - T_c = -0.5$ °C, $A(2\omega)/A(4\omega) \approx 1.24$. Sulla base di misure successive, possiamo affermare che la componente 2ω dipende quasi interamente dalle imperfezioni dei due polarizzatori rotanti (P_1 e A_1 in Figura 3.3), che, oltre a non avere un coefficiente di

estinzione omogeneo, possono essere non perfettamente incrociati. Scegliendo opportunamente i polarizzatori e cercando di incrociarli in modo migliore possibile, siamo riusciti a ridurre l'ampiezza della componente 2ω di un fattore 3-4.

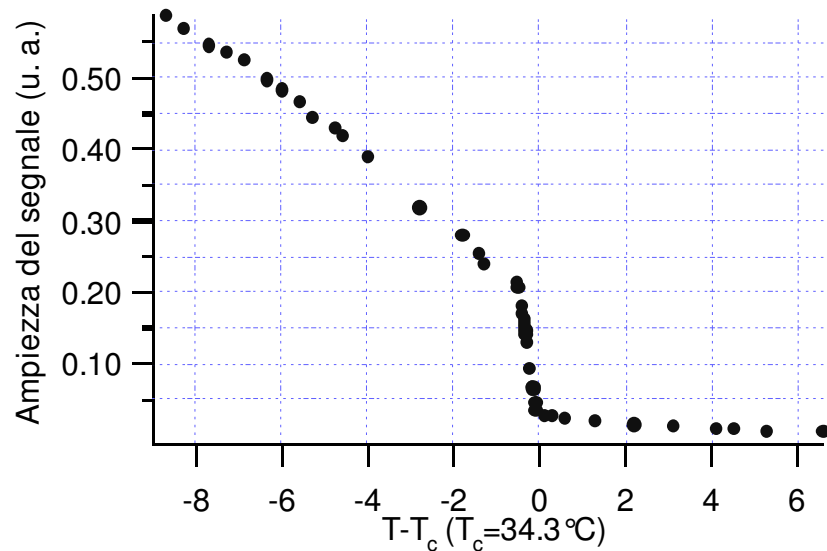


Figura 4.7: Andamento dell'ampiezza della componente del segnale $I(t)$ alla frequenza 4ω raccolto dal fotodiodo F_1 (vedere Figura 3.3) con il metodo riflessometrico con i due polarizzatori rotanti.

In conclusione, le misure riflessometriche mostrano un buon accordo con le previsioni teoriche. Le misure dimostrano che l'ancoraggio azimutale nella polyimide è eccezionalmente elevato e ben superiore al massimo valore fino ad oggi misurato in letteratura. Le misure hanno anche mostrato la presenza di un fenomeno di degradamento dell'ancoraggio su una scala di tempo di alcuni mesi. Durante tale arco di tempo, la rotazione massima $\delta\phi_s$, prodotta dall'applicazione di un campo di induzione magnetica di 0.78 T, è cresciuta da un valore minimo di circa 0.07° fino ad assestarsi su valori di circa 0.3° . Infine, dobbiamo osservare che, nonostante tutti gli sforzi per limitare la presenza di effetti spuri sistematici, anche su scale di tempo più brevi (\sim ore), si osservano variazioni dei segnali misurati dell'ordine di $\pm 30\%$. Dunque, l'errore relativo stimato nelle misure di ancoraggio, qui riportate, è dell'ordine di $\pm 30\%$.

4.3 Misure in trasmissione

Con la stessa cella e nello stesso punto del campione, abbiamo effettuato misure con il metodo in luce trasmessa, il cui apparato sperimentale è stato descritto in §3.3. Osserviamo che è molto semplice passare dal metodo riflessometrico a quello in trasmissione, perché basta spostare il fotodiodo F_1 per misurare l'intensità del raggio trasmesso (straordinario o ordinario) invece di quello riflesso dall'interfaccia vetrino1-CLN.

Ricordiamo che, secondo la teoria, sia il raggio straordinario che quello ordinario hanno un'intensità oscillante alla frequenza angolare 2ω . Come descritto in §3.3, la rotazione $\delta\phi_s$ del direttore in superficie, indotta dall'applicazione di un campo di induzione magnetica B , si ottiene misurando la variazione $\Delta\phi_{tra}$ della costante di fase dell'intensità del fascio straordinario (o ordinario) (cfr (3.7') e (3.7'')). Ricordiamo che la rotazione apparente del direttore $\Delta\phi$ è pari a $-\Delta\phi_{tra}/2$ (cfr (3.9)).

In Figura 4.8 riportiamo un tipico andamento della rotazione del direttore $\Delta\phi$ misurata al variare del campo B , sia misurando l'intensità del fascio straordinario (Figura 4.8, cerchi vuoti), sia misurando l'intensità del fascio ordinario (Figura 4.8, cerchi pieni).

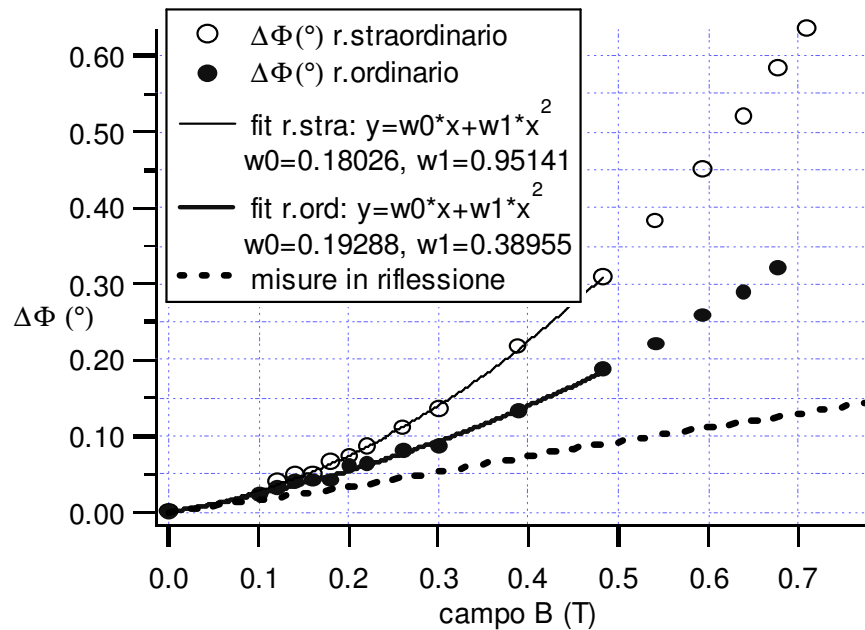


Figura 4.8: Rotazione apparente del direttore in funzione del campo di induzione magnetica B applicato. È utilizzato il metodo in luce trasmessa. L'angolo fra l'asse facile e il campo è $\beta = (85 \pm 2)^\circ$. La temperatura del campione è $T = 24.7^\circ\text{C}$. Le curve continue corrispondono al best fit con la funzione teorica $\Delta\phi = w_0 \cdot B + w_1 \cdot B^2$ (cfr (3.7'')). La rotazione reale $\delta\phi_s$ del direttore in superficie è data da $\delta\phi_s = w_0 \cdot B$.

Osserviamo che, come previsto teoricamente, i dati sperimentali hanno un contributo lineare con il campo, dovuto alla rotazione effettiva del direttore, e un contributo quadratico con il campo, dovuto alla rotazione apparente causata dalla deformazione del direttore nel volume (cfr §2.3.2). I contributi lineari per il raggio trasmesso straordinario e per il raggio ordinario sono confrontabili tra loro e sono, inoltre, confrontabili con i risultati ottenuti con il metodo in riflessione sullo stesso campione e nello stesso punto (linea tratteggiata in Figura 4.8). Tuttavia, il raggio straordinario presenta sistematicamente rotazioni superiori a quelle ottenute con il raggio ordinario, soprattutto per quanto riguarda il contributo quadratico. Misure come quelle riportate in Figura 4.8 sono state ripetute più volte nel corso della tesi e si è spesso osservato che

anche i contributi lineari nelle misure con il fascio ordinario e straordinario possono differire apprezzabilmente l'uno dall'altro. Questo comportamento non è previsto né dalla teoria perturbativa di Oldano, né dai calcoli numerici con la teoria di Berreman. Le possibili cause di questa anomalia possono essere:

1. la teoria trascura la diffusione di luce, che è considerevole nei cristalli liquidi [6];
2. la teoria sviluppata presuppone che il direttore ruoti rimanendo ovunque parallelo al piano dell'interfaccia vetrino-CLN, cioè presuppone che l'angolo di pretilt sia zero. Invece, nel nostro caso, il substrato di polyimide strusciata dà luogo ad un ancoraggio azimutale molto forte con un angolo di pretilt di circa 6° . Perciò, occorrerà, in futuro, estendere la trattazione anche al caso in cui l'angolo di pretilt non è nullo.

Come abbiamo visto, le costanti di fase dei segnali misurate non sono in totale accordo con le previsioni teoriche. Le ampiezze di oscillazione dell'intensità del fascio ordinario e di quello straordinario risultano in migliore accordo con le previsioni della teoria. In particolare, esse sono quasi uguali e dipendono quadraticamente dell'intensità del campo applicato (senza nessun contributo lineare). In Figura 4.9 sono riportati, in funzione del campo di induzione magnetica B , i valori del rapporto fra l'ampiezza misurata con il campo B e quella misurata a campo nullo per il fascio ordinario (cerchi pieni) e per quello straordinario (cerchi vuoti). Le curve continue rappresentano i fit dei risultati sperimentali con la funzione quadratica $y = 1 + a \cdot x^2$.

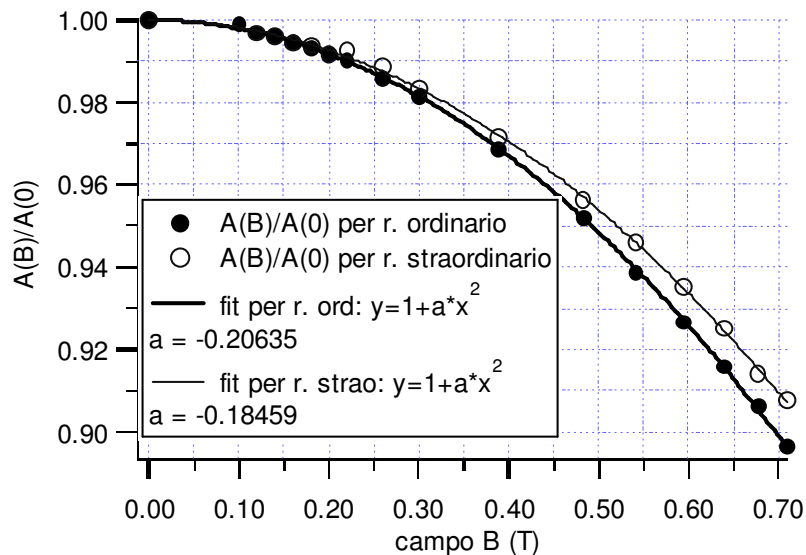


Figura 4.9: Andamento del rapporto $A(B)/A(0)$ del raggio ordinario e del raggio straordinario misurati nello stesso giorno. La temperatura del campione è $T=24.7^\circ\text{C}$. Le linee continue corrispondono al best fit con la funzione $y=1+ax^2$.

Concludiamo questo breve paragrafo osservando che le misure sperimentali qui riportate sono in discreto accordo qualitativo con le previsioni teoriche sviluppate nel capitolo 2. In particolare:

- a) le intensità del fascio ordinario e straordinario sono funzioni oscillanti alla frequenza angolare 2ω ;
- b) lo sfasamento prodotto dall'accensione di un campo di induzione magnetica B è la somma di un contributo lineare in B e di uno quadratico in B .

Si sono, però, trovate anche discrepanze sistematiche. Tali discrepanze rendono il metodo non ancora sufficientemente affidabile per la misura di ancoraggi molto forti. Dunque, al momento attuale, possiamo concludere che il metodo riflessometrico resta il solo metodo disponibile in grado di fornire misure sufficientemente accurate di ancoraggi molto forti.

4.4 Il *gliding* dell'asse facile

Come già detto precedentemente, la determinazione del coefficiente di ancoraggio W_a si basa sulla misura della rotazione del direttore in superficie sotto l'azione di un momento torcente noto, nel nostro caso magnetico o elettrico. Il direttore nel volume si orienta nella direzione del campo con un tempo caratteristico τ (cfr (1.9)). La distorsione di twist nel volume esercita un momento di forza torcente in corrispondenza del substrato. Il direttore in superficie, quindi, ruoterà fino a quando non sarà raggiunto l'equilibrio fra il momento esercitato dal volume e quello dovuto all'ancoraggio. I. Raggi [7] ha mostrato numericamente che il direttore raggiunge il valore di regime dopo un tempo pari a circa 7τ . Con i massimi campi da noi utilizzati, questo intervallo di tempo 7τ è di pochi secondi. Il valore di regime dell'angolo azimutale ϕ_s del direttore soddisfa l'equazione (cfr (1.32)):

$$\sqrt{K_{22}\mu_0\chi_a} H \sin(\phi_s) = \frac{\partial W_{az}(\phi_s)}{\partial \phi_s} \quad (4.8)$$

Sperimentalmente, invece, in campioni con ancoraggi azimutali deboli [8-15] è stato osservato che, anche per tempi molto maggiori di 7τ , l'angolo del direttore continua a crescere con una dinamica estremamente più lenta della precedente. Questo regime dinamico viene denominato *gliding*.

Le osservazioni sperimentali hanno permesso di dimostrare che il *gliding* rappresenta un fenomeno del tutto nuovo che non può essere spiegato con la teoria dell'ancoraggio sviluppata nel capitolo 1. Il *gliding* è dovuto al fatto che, sotto l'azione del campo, l'asse facile "scivola" lentamente dalla sua posizione iniziale, tendendo ad allinearsi lungo il campo. Questo processo è estremamente lento (scala di tempi di giorni e mesi) ed è caratterizzato da una dinamica fortemente non lineare. Il *gliding* è presente non solo all'accensione del campo, ma anche allo spegnimento.

Le possibili spiegazioni di questo fenomeno sono principalmente due:

1. *adsorbimento e de-adsorbimento*: assumiamo che alcune molecole di cristallo liquido siano adsorbite sulla superficie lungo l'asse facile. Queste molecole diventano parte integrante del substrato e contribuiscono a generare momenti orientanti di ancoraggio sulle molecole restanti del CLN che si trovano in prossimità della superficie. Dopo l'accensione del campo, il direttore in superficie raggiunge la posizione di quasi equilibrio ϕ_s data da (4.8). Ciò significa che le molecole nematiche adiacenti alla superficie sono mediamente allineate all'angolo ϕ_s . Se una molecola adsorbita sulla superficie (orientata all'angolo ϕ_0), si stacca dalla superficie (*deadsorbimento*), essa verrà sostituita da un'altra molecola proveniente dal primo strato e, quindi, orientata all'angolo ϕ_s . Questo processo, ripetuto nel tempo, porta ad una ridistribuzione delle molecole adsorbite lungo una direzione diversa da quella iniziale e ad un lento scivolamento dell'asse facile.
2. *diffusione orientazionale anisotropa*: le molecole adsorbite sulla superficie e le macromolecole stesse del polimero orientante, esercitano un momento di forza di ancoraggio sulle molecole adiacenti di cristallo liquido (primo strato molecolare). Per il principio di azione e reazione, le molecole di cristallo liquido esercitano un momento di forza uguale e opposto sul polimero e sulle molecole adsorbite. Tale momento tende a farle ruotare verso il campo applicato con un moto riorientazionale di tipo diffusivo.

Entrambi i meccanismi portano alla creazione di un asse facile che, con il tempo, si sposta in direzione del campo applicato [16]. È da sottolineare, finora, che queste osservazioni sono state fatte solamente nel caso di ancoraggi azimutali *deboli* (d_e dell'ordine dei micron).

Recentemente, il gruppo di I. Dozov ha osservato, per la prima volta, il *gliding zenitale* (cioè la rotazione dell'asse facile perpendicolarmente al substrato) su campioni di cristallo liquido a contatto con substrati di polyimide [16].

Ci chiediamo: è presente il fenomeno del *gliding* azimutale anche in campioni con ancoraggio azimutale fortissimo ($d_e \sim 15$ nm), come quello misurato in questo lavoro di tesi? I tentativi da noi effettuati, utilizzando il campo magnetico, non ci hanno permesso di rispondere con chiarezza a questa domanda. Questo perché le costanti di fase misurate con il nostro metodo (riflessometrico o in trasmissione) mostrano sempre delle lente derive nel tempo che non possono essere ridotte al di sotto di circa 0.1° per ora. Tali lente derive strumentali si sovrappongono alla lenta variazione di fase dovuta al *gliding* e rendono impossibile uno studio quantitativo del fenomeno. Infatti, in accordo con le osservazioni da fatte dal nostro gruppo [8], le rotazioni superficiali dovute al *gliding* raggiungono al massimo un valore pari a $\delta\phi_s/3$ per ora, dove $\delta\phi_s$ rappresenta la rotazione del direttore indotta dal campo magnetico dopo

un tempo 7τ . Nel nostro esperimento, $\delta\phi_s \approx 0.1^\circ \pm 0.3^\circ$ e, dunque, la deriva strumentale è più grande del segnale di *gliding*.

Per ovviare a questo inconveniente, sono possibili due soluzioni:

1. utilizzare campi elettrici, che danno luogo a momenti di forza maggiori rispetto ai momenti di forza creati dal campo magnetico (cfr equazione (1.13));
2. modificare l'apparato riflessometrico in modo da ridurre le derive strumentali.

Nel capitolo 5 esporremo i risultati più rilevanti ottenuti applicando alla cella un campo elettrico invece che magnetico.

Nel capitolo 6 esporremo i principi alla base di un nuovo apparato riflessometrico in grado di ridurre le derive strumentali ed esporremo alcuni risultati preliminari, ottenuti con il nuovo apparato, che mostrano la presenza di un *gliding* dell'asse facile.