



UNIVERSITA' POLITECNICA DELLE MARCHE

FACOLTA' DI INGEGNERIA

Corso di Laurea triennale INGEGNERIA MECCANICA

TECNICHE FOTOELASTICHE IN RIFLESSIONE APPLICATE ALLO STUDIO DI
CRISTALLI SCINTILLATORI

REFLECTION PHOTOELASTICITY TECHNIQUES APPLIED TO SCINTILLATING
CRYSTALS

Relatore:

Prof. Paolo Mengucci

Correlatori:

Dott. Luigi Montalto

Prof. Daniele Rinaldi

Tesi di Laurea di:

Tommaso Colombo

A.A. 2022 / 2023

*A nonno Giuliano,
che ho potuto conoscere
attraverso le parole di nonna Vanna.*

INDICE

INTRODUZIONE	6
1 FOTOELASTICITÀ	8
1.1 Caratteristiche luce	8
1.1.1 Rifrazione	10
1.1.2 Polarizzazione	12
1.2 Birifrangenza	15
1.3 Leggi della fotoelasticità	19
1.4 Polariscopio	22
1.4.1 Polariscopio piano	23
1.4.2 Polariscopio circolare	24
1.5 Analisi di frangia	26
1.6 Confronto fotoelasticità in riflessione e trasmissione	27
2 SCINTILLATORI	29
2.1 Produzione	29
2.1.1 Metodo Czochralsky	30
2.1.2 Metodo Brigdman	31
2.1.3 Ricottura	31
2.2 Scintillazione	32
2.2.1 Scintillatori organici	36
2.2.2 Scintillatori inorganici	39
2.3 Raccolta della luce	41

2.3.1 Fotocatodo	42
2.3.2 Sistema ingresso elettroni	44
2.3.3 Dinodi	44
3 MODALITA' SPERIMENTALI E RISULTATI	45
3.1 Campioni utilizzati	45
3.2 Messa a fuoco	46
3.3 Sistema con beamsplitter	47
3.4 Sistema con specchio dicroico	60
3.5 Confronto dei due sistemi utilizzati	65
3.6 Misura su cristallo scintillatore	66
4 CONCLUSIONI	69
BIBLIOGRAFIA	71
SITOGRAFIA	74

INTRODUZIONE

I cristalli scintillatori sono materiali che trovano applicazione in numerosi campi, usati principalmente come sensori, grazie alla capacità di convertire la radiazione ad alta energia incidente, in luce visibile.

Tra le principali applicazioni possiamo citare la fisica delle alte energie, con nuovi progetti come i calorimetri elettromagnetici, utilizzati per la rivelazione di particelle tramite la misurazione della loro energia.

In ambito clinico, sono componenti essenziali di tecnologie come la PET (positron emission tomography) per la rivelazione e la caratterizzazione di cellule tumorali e imaging generale.

Nella ricerca geologica, dove la crescente domanda di materie prime e carburante si oppone alla sempre maggiore carenza di quest'ultime, si analizzano le zone di trivellazione tramite scanner, per verificare l'effettiva presenza di minerali o materiale radioattivo.

Infine, possono essere adoperati per controlli rapidi e non invasivi di trasporto carichi, container ma anche bagagli e passeggeri.

In tutte queste aree di applicazione sono richieste tecnologie avanzate e complesse, che portano alla necessità di sviluppare cristalli con buone proprietà e alte prestazioni. Sono materiali delicati e suscettibili alle condizioni ambientali, inoltre il processo di produzione richiede particolare attenzione. Piccole variazioni nei parametri di produzione o nelle condizioni ambientali possono creare difetti indesiderati che influenzano negativamente il comportamento del materiale. Inoltre, la presenza di stress residui indotti dalla fase di crescita e solidificazione del cristallo modifica non solo le proprietà ottiche del cristallo come gli indici di rifrazione ma anche la sua integrità strutturale.

Per questi motivi, si rende necessario verificare la qualità e lo stress residuo del cristallo per prevenire danneggiamenti e malfunzionamenti, ottimizzando la produzione e i costi. Il controllo è fondamentale ad ogni stadio del ciclo di vita dello scintillatore: ricerca, produzione e applicazione.

Lo scopo di questa tesi è verificare la fattibilità di un sistema ottico di misura dello stato di stress su un cristallo scintillatore, che possa essere utilizzato direttamente nell'ambiente di lavoro e in maniera rapida.

L'esigenza nasce dal nuovo esperimento del FermiLab di Chicago: Mu2e. Questo progetto, che si inserisce nell'ambito della fisica delle particelle, ricerca la conversione coerente di muone in elettrone nel campo elettrico di un nucleo di alluminio, che permetterebbe di scoprire una nuova fisica al di là del Modello Standard, una teoria valida ma incompleta.

L'apparato sperimentale, oltre all'acceleratore di particelle già presente, è costituito da un sistema di tre magneti solenoidali superconduttori: il solenoide di produzione, il solenoide di trasporto e il solenoide di rivelazione. Quest'ultimo è circondato da un sistema di quasi 2000 cristalli scintillatori che formano una doppia struttura ad anello con asse orizzontale, che costituisce il calorimetro elettromagnetico per la rivelazione dell'energia delle particelle.

Per la geometria del sistema, i cristalli sono sollecitati in maniera differente a seconda della loro posizione all'interno del disco, per questo si rende necessaria la possibilità di analizzare periodicamente i cristalli nella configurazione di montaggio, quando l'apparato non è in funzione.

In questa tesi, i metodi di indagine utilizzati sono le tecniche fotoelastiche in riflessione. Sono tecniche non invasive, che permettono di ottenere informazioni su stress residuo, macro-difetti, distribuzione delle distorsioni strutturali, predicendo così il comportamento del materiale in maniera rapida ma affidabile. Queste tecniche vengono utilizzate anche per la valutazione dei rischi nei componenti meccanici, replicati con materiale analizzabile mediante la fotoelasticità.

1. FOTOELASTICITÀ

1.1 Caratteristiche luce

La luce è una radiazione elettromagnetica che si propaga sotto forma di onde aventi una lunghezza d'onda compresa in un intervallo ben definito.

Se la radiazione emessa è caratterizzata da un'unica lunghezza d'onda λ , si parla di luce monocromatica, se invece contiene tutte le lunghezze d'onda visibili, si parla di luce bianca.

Inoltre, se tutte le radiazioni emesse sono in fase, si parla di luce monocromatica coerente.

Per visualizzare il fenomeno di propagazione si considera una sorgente monocromatica che emetta una radiazione in un'unica direzione z :

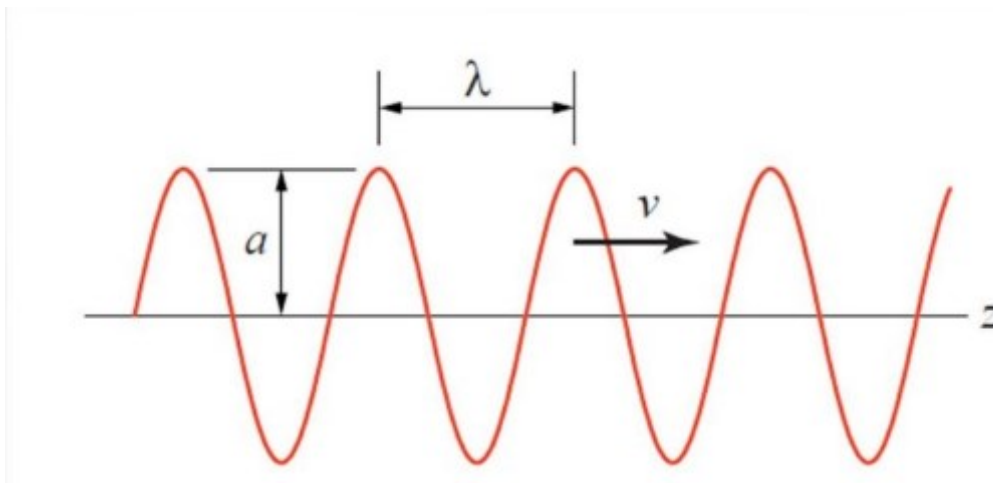


Figura 1. 1 Rappresentazione grafica onda sinusoidale

In un certo istante, la radiazione sarà rappresentata da una oscillazione sinusoidale nello spazio di ampiezza a e lunghezza d'onda λ , con velocità v pari alla velocità della luce c nel nostro caso.

Siccome l'oscillazione avviene anche nel dominio del tempo, possiamo descrivere la radiazione tramite la legge di variazione del campo elettrico:

$$E = A \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(ct - z)\right)$$

(1.1)

Definiamo inoltre:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \text{ numero d'onda}$$

$$f = \frac{c}{\lambda} = \frac{1}{T} \text{ frequenza e periodo}$$

$$\omega = 2\pi f \text{ pulsazione}$$

L'espressione analitica di E si riferisce a quanto accade in uno specifico piano che ha come asse il cammino ottico, in realtà l'oscillazione avverrà in tutti i piani della stella di piani relativa alla direzione di propagazione z , per cui gli andamenti sinusoidali sui piani formano una superficie di rivoluzione a forma di fuso.

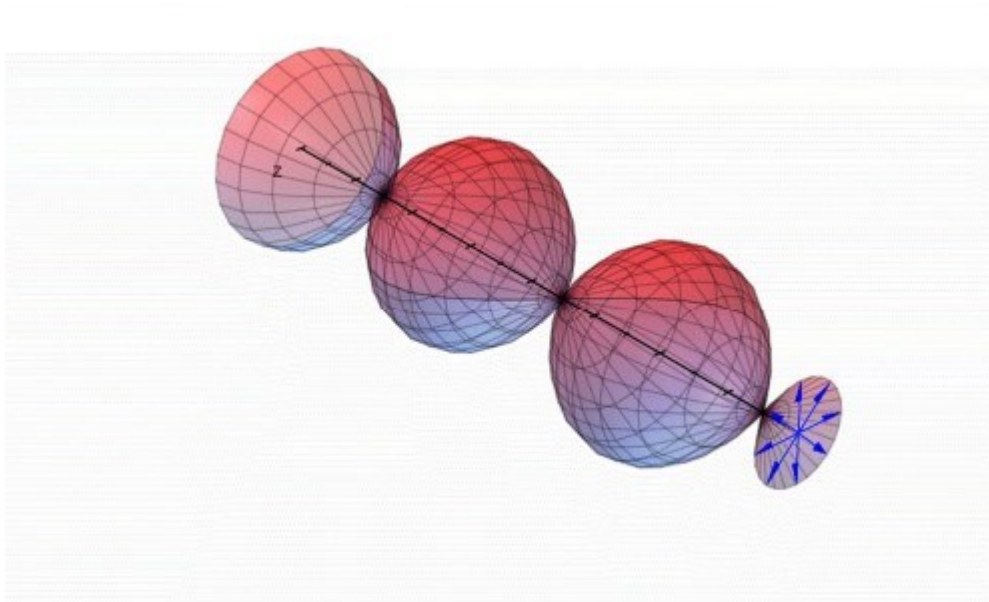


Figura 1.2 Stella dei piani di oscillazione dell'onda di luce

1.1.1 Rifrazione

Quando la luce incide su un corpo, essa viene in parte riflessa e in parte rifratta.

Se il corpo è opaco, la quasi totalità della luce viene riflessa, se il corpo è trasparente, la maggioranza della luce viene rifratta.

La rifrazione determina oltre che una deviazione del raggio che attraversa il materiale, una diminuzione della velocità della luce, caratteristica del mezzo che essa attraversa.

Si definisce indice di rifrazione del materiale il rapporto tra la velocità di propagazione della luce nel vuoto e nel materiale: $n = \frac{c}{v}$. Siccome la velocità della luce nel vuoto è la massima velocità possibile, vale sempre $n \geq 1$.

Poiché nel passaggio da un mezzo all'altro la frequenza f della luce rimane costante, la lunghezza d'onda λ diminuisce in ragione dell'indice di rifrazione:

$$\lambda_1 = \frac{v}{f} = \frac{c}{nf} = \frac{\lambda}{n} \tag{1.2}$$

Di conseguenza, la lunghezza d'onda della luce che si propaga in un mezzo è sempre minore della lunghezza d'onda nel vuoto.

Se la stessa radiazione luminosa di lunghezza d'onda λ attraversa due mezzi con indici di rifrazione rispettivamente n_1 e n_2 , i tempi di attraversamento del medesimo spessore h sono dati:

$$t_1 = \frac{h}{v_1} = \frac{h}{c} n_1 \tag{1.3}$$

$$t_2 = \frac{h}{v_2} = \frac{h}{c} n_2 \tag{1.4}$$

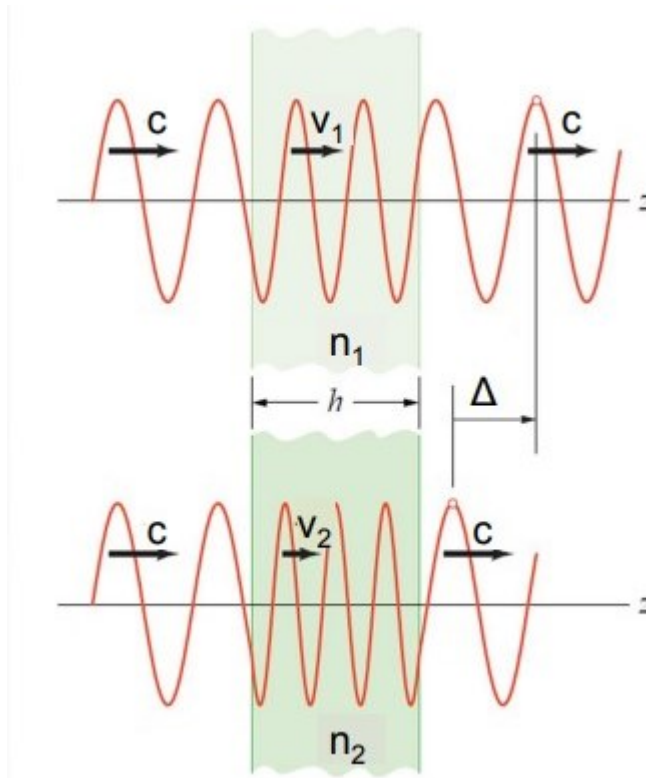


Figura 1. 3 Modifica dell'onda sinusoidale al passaggio in un nuovo mezzo di propagazione

Si può quindi calcolare il ritardo temporale Δt e il corrispondente ritardo spaziale Δ :

$$\Delta t = t_1 - t_2 = \frac{h}{c}(n_1 - n_2)$$

(1. 5)

$$\Delta = c\Delta t = (n_1 - n_2)h$$

(1. 6)

Si osserva che esiste un angolo, detto *angolo di Brewster*, per il quale solo l'onda il cui campo elettrico oscilla nel piano ortogonale al piano d'incidenza può essere riflessa. Per l'angolo di Brewster, la componente parallela è totalmente rifratta e il raggio riflesso è polarizzato perpendicolarmente.

1.1.2 Polarizzazione

Indicando con z la direzione di propagazione e con x, y due assi di riferimento nel piano ortogonale, la luce è descritta dal vettore campo elettrico: $E = E_x \hat{i} + E_y \hat{j}$

Nella luce ordinaria le due componenti E_x e E_y possono variare arbitrariamente nel tempo e nello spazio. Poiché la radiazione luminosa oscilla in tutti i piani della stella di piani con asse z , esistono infiniti vettori E . L'onda si dice *polarizzata* quando la giacitura del vettore campo elettrico è costante o varia con una legge definita.

Convenzionalmente si definisce piano di polarizzazione quello in cui oscilla il vettore campo elettrico e piano di vibrazione quello a esso perpendicolare, che è anche quello in cui oscilla il vettore campo magnetico.

Possiamo rappresentare un'onda polarizzata nel seguente modo:

$$E = E_x \hat{i} + E_y \hat{j}$$

$$E_x = A_x \cos(\omega t - kz + \varphi_x) \tag{1.7}$$

$$E_y = A_y \cos(\omega t - kz + \varphi_y) \tag{1.8}$$

φ rappresenta lo sfasamento iniziale dell'onda.

La luce polarizzata può essere piana (lineare), circolare, ellittica a seconda dei valori che assumono le ampiezze $\varphi_y - \varphi_x = 0, \pi$.

La luce polarizzata piana è caratterizzata dal fatto che il piano di vibrazione ha una giacitura costante.

In generale il piano di vibrazione varia nel tempo:

$$\tan \alpha = \frac{A_y \cos(\omega t - kz + \varphi_x)}{A_x \cos(\omega t - kz + \varphi_y)} \tag{1.9}$$

Si ha luce polarizzata piana quando $\varphi_y - \varphi_x = 0, \pi$.

In queste condizioni l'angolo α è indipendente dal tempo, infatti $\tan \alpha = \pm \frac{A_y}{A_x}$ dove i segni superiore e inferiore si riferiscono rispettivamente ai valori 0 e π : il piano formato dal vettore campo elettrico e dalla direzione di propagazione è costante nel tempo e nello spazio, l'angolo α definisce l'inclinazione del piano di polarizzazione.

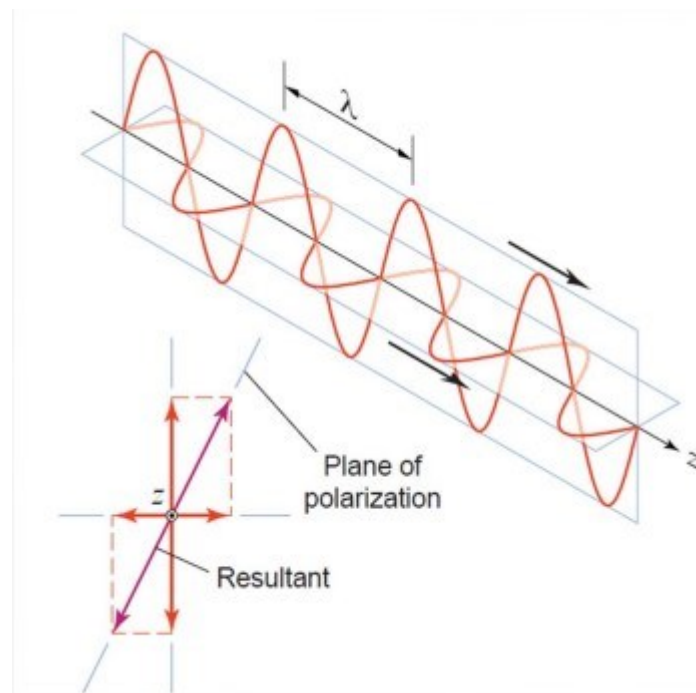


Figura 1. 4 Rappresentazione grafica onda polarizzata linearmente

La luce polarizzata circolarmente è caratterizzata dal fatto che il vettore campo elettrico, per dato z , descrive una circonferenza. Nello spazio il vettore campo elettrico descrive un'elica.

Si ha luce polarizzata circolarmente quando $\varphi_y - \varphi_x = \pm \frac{\pi}{2}$ e $A_x = A_y = A$, in tal caso si ricava:

$$E_x^2 + E_y^2 = A^2$$

(1. 10)

Il vettore campo elettrico descrive un'elica che si avvolge su un cilindro, l'angolo α che definisce l'inclinazione del piano di polarizzazione varia nel tempo e nello spazio.

Se $\varphi_y - \varphi_x = +\frac{\pi}{2}$ la rotazione è oraria e la luce si dice *polarizzata circolarmente destra*; se $\varphi_y - \varphi_x = -\frac{\pi}{2}$ la rotazione è antioraria e la luce si dice *polarizzata circolarmente sinistra*.

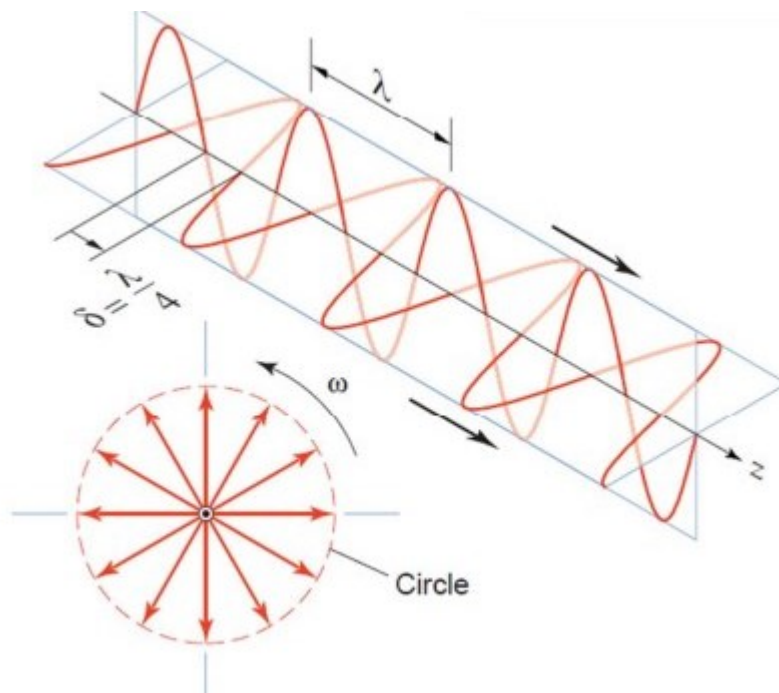


Figura 1. 5 Rappresentazione grafica onda polarizzata circolarmente

La luce polarizzata ellitticamente è caratterizzata dal fatto che il vettore campo elettrico descrive un'ellisse con semiassi diretti secondo gli assi x, y o più in generale con semiassi inclinati rispetto al sistema x, y.

Si ha luce polarizzata con assi secondo x, y quando $\varphi_y - \varphi_x = \pm\beta$ e $A_x \neq A_y$:

$$\frac{E_x^2}{A_x^2} + \frac{E_y^2}{A_y^2} = 1$$

(1. 11)

Che è l'equazione di un'ellisse con semiassi A_x, A_y diretti secondo gli assi x e y.

Il vettore campo elettrico descrive un'elica che si avvolge su un cilindro a base ellittica, gli assi dell'ellisse sono definiti dall'angolo β corrispondente alla differenza di fase.

Se $\varphi_y - \varphi_x = +\beta$ la rotazione è oraria e la luce si dice *polarizzata ellitticamente destra*; se $\varphi_y - \varphi_x = -\beta$ la rotazione è antioraria e la luce si dice *polarizzata ellitticamente sinistra*.

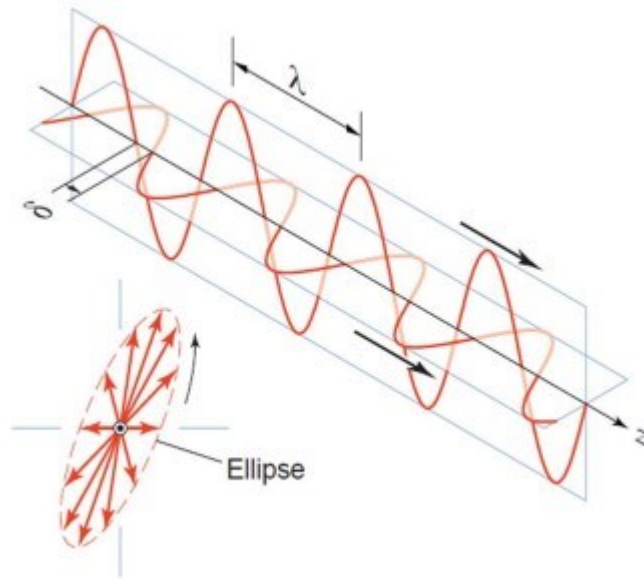


Figura 1. 6 Rappresentazione grafica onda polarizzata ellitticamente

1.2 Birifrangenza

Alcuni materiali, come cristalli e resine polimeriche, sono caratterizzati dal fenomeno della birifrangenza.

Quando la luce incide su questi materiali, la birifrangenza si manifesta con due effetti. La luce viene polarizzata secondo due direzioni tra loro ortogonali.

Le due direzioni non sono casuali ma dipendono dalla struttura cristallina del materiale.

I due piani di polarizzazione prendono il nome di piano ordinario e piano straordinario. Analogamente si parla di raggio di luce ordinario e straordinario.

Infatti, il raggio ordinario segue la legge di Snell, mentre quello straordinario no.

Il secondo effetto consiste nel fatto che le velocità di propagazione del raggio ordinario e straordinario sono differenti, il materiale presenta due indici di rifrazione differenti secondo il piano ordinario e quello straordinario. A causa della differenza degli indici di rifrazione, all'uscita dal materiale la luce presenta una differenza di fase tra raggio ordinario e raggio straordinario.

Certi materiali, isotropi, manifestano il fenomeno della birifrangenza solo se sottoposti a carico. Questo fenomeno prende il nome di *birifrangenza accidentale meccanica* in quanto è reversibile e si tratta di una condizione ottica prodotta da una causa esterna.



Figura 1. 7 Schematizzazione del fenomeno della birifrangenza ottica

La direzione di polarizzazione ordinaria e straordinaria non è casuale ma sono quelle delle direzioni principali di sforzo. La differenza tra gli indici di rifrazione è legata alle due tensioni principali ed è quindi misurabile. I materiali che presentano questo fenomeno vengono anche detti fotoelastici, perché possono essere utilizzati per la determinazione dello stato tensionale con il metodo fotoelastico.

Se si considerano materiali anisotropi il fenomeno della birifrangenza si verifica anche in assenza di carico.

La figura che rappresenta la distribuzione degli indici di rifrazione è un ellissoide.

Infatti, la velocità di un'onda elettromagnetica in un mezzo generico può essere definita nel seguente modo:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}}$$

(1. 12)

Come definito in precedenza, il rapporto tra la velocità della luce nel vuoto c e la velocità nel materiale è l'indice di rifrazione. Siccome la costante μ è la stessa del vuoto, posso definire l'indice di rifrazione:

$$n = \sqrt{\varepsilon}, \text{ che considerando l'impermeabilità dielettrica } B = \frac{1}{\varepsilon} \text{ diventa } n = \frac{1}{\sqrt{B}}$$

Nel caso di un materiale isotropo, l'indice di rifrazione è lo stesso per ciascuna direzione di propagazione, mentre nei materiali otticamente anisotropi c'è una distribuzione degli indici rispetto alla direzione della luce. Infatti, l'energia trasmessa dipende dalla disposizione dei dipoli all'interno del cristallo.

Per questi ultimi materiali è possibile definire un tensore simmetrico e definito positivo:

$$\begin{pmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix}$$

(1. 13)

Gli indici di rifrazione principali possono essere ricavati dagli autovalori di $[\varepsilon]$:

$$n_x = \sqrt{\varepsilon_x}, n_y = \sqrt{\varepsilon_y}, n_z = \sqrt{\varepsilon_z}$$

(1. 14)

Da cui

$$\frac{x^2}{\varepsilon_x} + \frac{y^2}{\varepsilon_y} + \frac{z^2}{\varepsilon_z} = C$$

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = C$$

(1. 15)

I cristalli con struttura cubica e i materiali otticamente isotropi, avranno per indicatrice ottica una sfera.

Poiché ogni sezione della sfera è un cerchio, non c'è polarizzazione della luce trasmessa.

I cristalli con struttura tetragonale, trigonale ed esagonale hanno per indicatrice ottica un ellissoide di rotazione. Solo perpendicolarmente all'asse di rotazione la sezione sarà circolare.

Sono cristalli birifrangenti, salvo che per direzioni di propagazione della luce parallela all'asse di rotazione dell'ellissoide, sempre dipendente dalla simmetria cristallografica. Per direzioni di incidenza parallele all'asse ottico, questi cristalli sono monorifrangenti e per questo motivo sono chiamati *uniassici*.

I cristalli dei sistemi triclinico, monoclinico e rombico hanno per indicatrice ottica un ellissoide a tre assi, che presenta due sezioni circolari. Perciò questo tipo di cristalli saranno monorifrangenti solo per le due direzioni di propagazione normali rispetto alle due sezioni circolari dell'indicatrice ottica e per questo motivo sono chiamati *biassici*.

Per asse ottico si intende la direzione lungo la quale la velocità di propagazione del raggio ordinario è uguale a quella del raggio straordinario. In un cristallo uniassico esiste un solo asse ottico, in un cristallo biassico sono presenti due assi ottici che formano tra loro un angolo acuto 2β , definito angolo ottico, che può essere determinato attraverso una formula sperimentale noti gli indici di rifrazione:

$$\tan^2 \beta = \frac{\frac{1}{n_x^2} - \frac{1}{n_y^2}}{\frac{1}{n_y^2} - \frac{1}{n_z^2}}$$

(1. 16)

Indicatrici ottiche

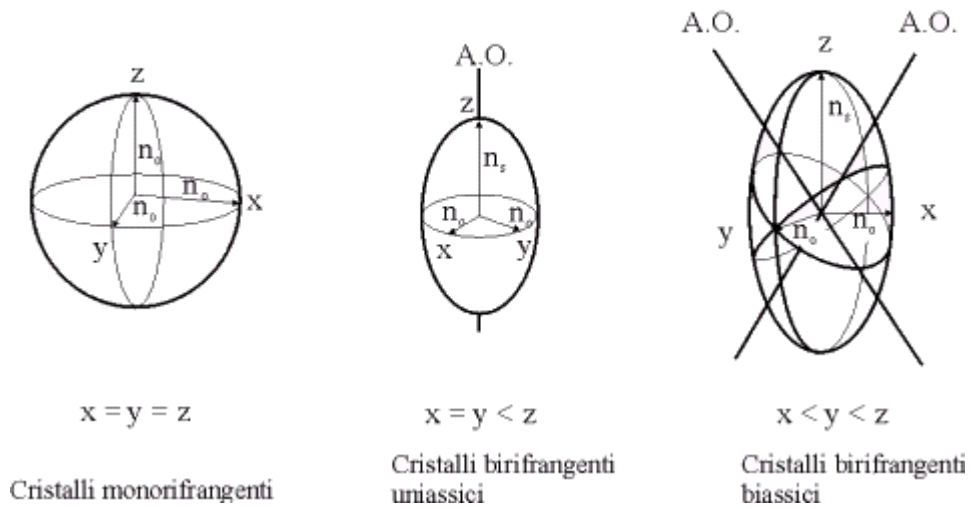


Figura 1. 8 Indicatrici ottiche di cristalli: a) monorifrangenti, b) birifrangenti uniassici, c) birifrangenti biassici.

$$x = n_x, y = n_y, z = n_z$$

1.3 Leggi della fotoelasticità

Come citato in precedenza, la distribuzione delle tensioni residue all'interno del cristallo è influenzata dai processi termici e meccanici a cui il cristallo è sottoposto, determinando una deformazione del cristallo.

Nel caso di un materiale isotropo, sottoponendolo ad un carico, possiamo sfruttare l'effetto della birifrangenza accidentale meccanica. Questa permette di stimare la condizione di stress dalla comparsa di un sistema di frange, dovute alla differenza degli indici di rifrazione.

Solitamente queste frange formano uno schema simmetrico, ma in casi di stress si osserva una variazione o distorsione delle simmetrie a causa della deformazione del reticolo.

In ogni materiale trasparente uno stato tensionale ne modifica le proprietà ottiche. Nei materiali isotropi il tensore delle tensioni interagisce con la struttura modificando lo sferoide di riferimento in un ellissoide, provocando una variazione delle condizioni di trasporto e trasmissione della luce, influenzando la disposizione elettronica.

A causa della distorsione, si instaurano delle forze per riordinare i dipoli oscillanti, cambia la distribuzione degli indici e l'indicatore ottico modifica la sua forma. Questo fenomeno prende il nome di *effetto piezo-ottico*. L'intensità e la forma della deformazione dipendono dalla matrice piezo-ottica π . Questa relazione il tensore delle tensioni con la variazione della distribuzione degli indici di rifrazione e con la deformazione del tensore dell'impermeabilità elettrica.

La relazione può essere espressa nel seguente modo:

$$[B] = [B_0] + [\Delta B] = [\varepsilon]^{-1} \quad (1.17)$$

Gli autovettori e autovalori di $[B]$ curvano l'ellissoide degli indici secondo la relazione $n_i = \frac{1}{\sqrt{B_i}}$ a causa dell'effetto piezo-ottico e modificano l'angolo ottico secondo la relazione.

Dunque, il materiale presenta indici di rifrazione differenti che sono legati alle tensioni principali attraverso le equazioni di Maxwell-Neumann:

$$\begin{cases} n_1 - n_0 = c_1\sigma_1 + c_2(\sigma_2 + \sigma_3) \\ n_2 - n_0 = c_1\sigma_2 + c_2(\sigma_1 + \sigma_3) \\ n_3 - n_0 = c_1\sigma_3 + c_2(\sigma_2 + \sigma_1) \end{cases} \quad (1.18)$$

Dove:

n_0 è l'indice di rifrazione del materiale scarico.

c_1, c_2 sono coefficienti stress-ottici costanti.

$\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ sono le tensioni principali.

In uno stato piano di sforzo, le tensioni nello spessore si possono trascurare, $\sigma_3 = 0$ e le equazioni diventano:

$$\begin{cases} n_1 - n_0 = c_1\sigma_1 + c_2\sigma_2 \\ n_2 - n_0 = c_1\sigma_2 + c_2\sigma_1 \end{cases} \quad (1.19)$$

Un'ulteriore semplificazione del sistema di equazioni consiste nell'eliminazione del termine n_0 ricavando per sottrazione le seguenti equazioni:

$$\begin{cases} n_2 - n_1 = (c_2 - c_1)(\sigma_1 - \sigma_2) = C(\sigma_1 - \sigma_2) \\ n_3 - n_2 = (c_2 - c_1)(\sigma_2 - \sigma_3) = C(\sigma_2 - \sigma_3) \\ n_1 - n_3 = (c_2 - c_1)(\sigma_3 - \sigma_1) = C(\sigma_3 - \sigma_1) \end{cases}$$

(1. 20)

Dove $C = c_2 - c_1$ è la costante fotoelastica del materiale.

Considerando un materiale fotoelastico bidimensionale ($\sigma_3 = 0$):

$$n_2 - n_1 = (c_2 - c_1)(\sigma_1 - \sigma_2) = C(\sigma_1 - \sigma_2)$$

(1. 21)

Questa equazione vale anche nel caso tridimensionale: cioè, l'eventuale tensione σ_3 parallela alla direzione di propagazione del campo influenza in eguale misura gli indici n_1, n_2 e quindi non influenza la loro differenza. Da un punto di vista pratico, non è necessario assicurarsi che lo stato di tensione applicato al provino sia piano.

Come già visto in precedenza, i due raggi luminosi, a causa della diversa velocità di propagazione, all'uscita dal modello risultano sfasati nel senso che, quando il campo più lento esce dal modello, il campo più veloce ha già percorso nell'aria uno spazio Δ , che abbiamo definito in precedenza ritardo spaziale:

$$\Delta = h(n_1 - n_2)$$

(1. 22)

Da cui

$$\Delta = Ch(\sigma_1 - \sigma_2)$$

(1. 23)

In fotoelasticità si considera solitamente il *ritardo spaziale relativo* alla lunghezza d'onda λ della luce utilizzata, che pertanto risulta:

$$\delta = \frac{Ch}{\lambda} (\sigma_1 - \sigma_2)$$

(1. 24)

La (numerazione) è la *relazione fondamentale della fotoelasticità*. Nota la costante C (media dell'operazione di taratura), lo spessore h e la lunghezza d'onda della luce λ , la misurazione del ritardo δ consente di determinare la differenza delle tensioni principali $(\sigma_1 - \sigma_2)$.

Questa relazione può essere riscritta ponendo $N = \delta$ e $f_\sigma = \frac{\lambda}{C}$:

$$\sigma_1 - \sigma_2 = \frac{Nf_\sigma}{h}$$

(1. 25)

Dove N è l'ordine di frangia, mentre f_σ viene definita *costante di frangia* o *costante fotoelastica ingegneristica*.

Si noti che l'osservazione del modello nelle condizioni sopra indicate non consente direttamente la determinazione del ritardo δ dato che i due campi E_1, E_2 non possono interferire essendo polarizzati secondo due direzioni ortogonali. Per rilevare l'effetto fotoelastico e quindi determinare il ritardo, il modello deve essere osservato in un'apparecchiatura denominata *polariscopio*.

1.4 Polariscopio

Il polariscopio è uno strumento ottico che utilizza luce polarizzata per l'ispezione di un campione soggetto a sollecitazioni. La luce attraversa il materiale del campione e la sua polarizzazione è influenzata dalla distribuzione degli indici di rifrazione, che dipende dallo

sforzo. In base al tipo di polarizzazione, è possibile considerare un *polariscopio piano* o *circolare*.

1.4.1 Polariscopio piano

Il polariscopio piano ad assi incrociati è costituito da una sorgente di luce e da due polarizzatori lineari con assi di trasmissione ortogonali. Il polarizzatore vicino all'osservatore è di solito chiamato *analizzatore*. Il polarizzatore è un elemento ottico che ha un asse preferenziale di trasmissione; pertanto, lascia passare solo la componente del campo diretta secondo tale asse.

All'uscita dal polarizzatore la luce è polarizzata piana qualunque sia il tipo di luce incidente: se la luce incidente è polarizzata secondo una direzione ortogonale a quella dell'asse di trasmissione del polarizzatore, allora la luce emergente è nulla.

Il campione fotoelastico viene inserito tra i due polarizzatori incrociati, evidentemente, se il modello isotropo è scarico, il campo emergente dall'analizzatore è nullo, per questo motivo il polariscopio è anche detto a *campo scuro*.

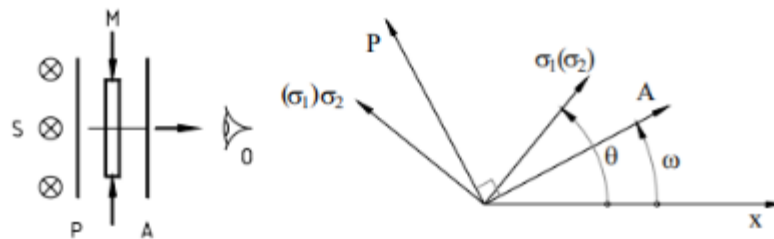


Figura 1. 9 Polariscopio piano ad assi incrociati: a) sistema, b) orientamento generico delle tensioni principali (θ) e del polariscopio (ω) rispetto all'asse x di riferimento. (M =modello, P,A = polarizzatori, O =osservatore, S =sorgente)

L'intensità luminosa del campo emergente dall'analizzatore a modello carico risulta:

$$I = A^2 \sin^2 2(\theta - \omega) \sin^2 \pi \delta$$

(1. 26)

Dove A è l'ampiezza del campo incidente, δ è il ritardo relativo, θ e ω sono gli angoli che definiscono rispettivamente l'orientamento della croce delle tensioni principali e dell'analizzatore rispetto all'asse di riferimento.

La relazione mostra che l'intensità luminosa risulta nulla nei punti del modello nei quali:

$$\delta = n \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad \theta = \omega$$

(1. 27)

Il modello appare solcato da un insieme di frange nere corrispondenti alle condizioni di estinzione sopra riportate.

Le frange corrispondenti alla prima condizione sono il luogo dei punti nei quali il ritardo δ è costante ed uguale all'intero n che si chiama *ordine di frangia*.

Ricordando la relazione fondamentale della fotoelasticità sono anche il luogo dei punti nei quali è costante la differenza delle tensioni principali; esse sono chiamate *isocromatiche*.

Le frange corrispondenti alla seconda condizione sono il luogo dei punti nei quali l'orientamento delle tensioni principali θ è costante ed uguale all'inclinazione dell'analizzatore rispetto all'asse di riferimento. Tali frange sono chiamate *isocline*. Ruotando il polariscopio è possibile osservare le isocline di parametro variabile tra 0° e 90° .

Il vantaggio di questo sistema è che tutto ciò che viene osservato attraverso il polariscopio è dovuto alla sola interazione tra luce e cristallo. La luce non soggetta al fenomeno della birifrangenza non oltrepassa l'analizzatore perché non ha componenti del campo elettrico nella direzione dell'analizzatore.

1.4.2 Polariscopio circolare

Si è visto che l'intensità luminosa emergente da un polariscopio piano dipende dalle isocromatiche e dalle isocline. È possibile eliminare l'influenza delle isocline orientando il polariscopio in modo che la croce delle tensioni principali intersechi la direzione dei polarizzatori $\theta = \omega = \pm 45^\circ$. Invece nei punti in cui una delle tensioni principali è parallela

al polarizzatore o all'analizzatore $\theta = \omega$, sono presenti le isocline; in tali condizioni le isocromatiche non sono rilevabili.

Quindi la presenza delle isocline disturba la rilevazione delle isocromatiche. Le isocline possono essere rimosse utilizzando luce polarizzata circolarmente.

A questo scopo vengono utilizzati un polarizzatore piano e una lamina a quarto d'onda con gli assi a $\pm 45^\circ$ rispetto all'asse del polarizzatore. La lastra d'onda è costituita da un materiale birifrangente, con un asse lento e uno veloce lungo i quali viene scomposta l'onda polarizzata incidente. L'effetto che si ottiene è di polarizzare la luce secondo due piani tra loro ortogonali e introdurre un ritardo di fase tra essi. La lastra a quarto d'onda è una particolare lastra d'onda ritardatrice che introduce un ritardo spaziale $\delta = \frac{\lambda}{4}$.

Gli assi di trasmissione dei polarizzatori sono tra loro ortogonali, come anche gli assi delle lastre a quarto d'onda. Il campione viene inserito tra le due lastre a quarto d'onda.

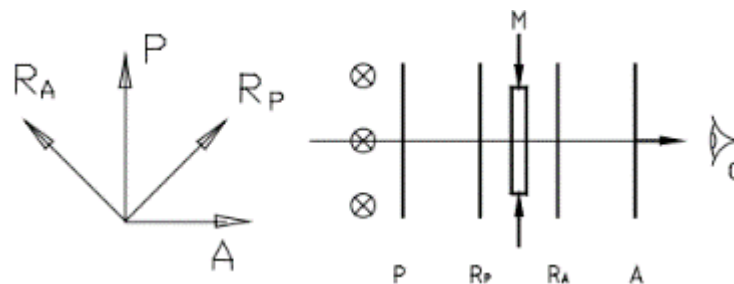


Figura 1. 10 Schema del polariscopio circolare a campo scuro (M =modello fotoelastico, P, A = polarizzatori, R_p, R_a = lastre quarto d'onda)

A modello scarico, il campo emergente dall'analizzatore sarà nullo, essendo nullo il ritardo totale dei due ritardatori.

A modello carico, l'intensità del campo emergente è:

$$I = A_y^2 \sin^2 \pi \delta$$

(1. 28)

In questo caso l'intensità luminosa dipende solo dal ritardo δ . La condizione di estinzione coincide con quella relativa al polariscopio piano che si riscrive

$$\delta = n(0,1,2 \dots)$$

Il polariscopio circolare è particolarmente utile nello studio di cristalli anisotropi.

Infatti, l'interferenza positiva forma un insieme di superfici nel sistema di riferimento dell'indicatrice ottica, che prendono il nome di *superfici di Bertin*, luogo dei punti in cui si ha lo stesso ritardo. Sono chiamate isocromatiche perché, se si utilizza un polariscopio con una sorgente di luce bianca, le superfici con lo stesso ritardo hanno lo stesso colore.

1.5 Analisi di frangia

In aggiunta alle isocromatiche, si forma un altro tipo di frange, le isocline, di colore grigio o nero.

Se l'asse ottico del cristallo (o la bisettrice degli assi ottici) coincide con l'asse del polariscopio e la superficie da cui emerge la luce è perpendicolare a questo asse, le isocline formano una croce nera. Le frange visibili con il polariscopio sono le intersezioni delle superfici di Bertin con la superficie fisica del cristallo. Queste sono curve simili alle curve di Cassini.

Se il cristallo viene caricato, la forma delle frange varia in funzione del carico.

Nel caso in cui la deformazione non sia troppo grande, osservando il cristallo in direzione della superficie acuta degli assi ottici, si possono considerare le curve di Cassini come ellissi commettendo un errore trascurabile e possiamo relazionare lo stato tensionale all'ellitticità delle frange secondo:

$$\sigma = \frac{C}{f_{\sigma}}$$

(1. 29)

f_{σ} è la costante fotoelastica determinata durante la calibrazione oppure calcolata teoricamente, che dipende dalla matrice π e dallo spessore e dal cammino ottico. L'ellitticità viene valutata mediante il rapporto tra i semiassi maggiore a e minore b secondo la formula:

$$C = \frac{b}{a} - 1$$

La tecnica è vantaggiosa perché le condizioni ambientali quali vibrazioni, temperatura e qualità superficiale del cristallo non influenzano in maniera critica la misurazione, però presenta delle limitazioni.

Visto che il cristallo è completamente illuminato, è difficile studiare una specifica zona nel volume del cristallo, influenzando negativamente la risoluzione spaziale della misura.

È difficile riuscire a rilevare distribuzioni locali delle tensioni residue a causa della ridotta sensibilità.

Per aumentare la sensibilità spaziale, si sono introdotti i polariscopi a luce laser.

In questo caso, mediante apposite ottiche, si forma uno spot conico (conoscopia) che illumina una piccola superficie del cristallo. In questo modo è possibile controllare il volume di cristallo analizzato ed effettuare una analisi "puntuale" della distribuzione delle tensioni.

1.6 Confronto fotoelasticità in riflessione e trasmissione

La scelta di utilizzare le tecniche di fotoelasticità in riflessione piuttosto che in trasmissione è dettata da più motivazioni.

Non richiede campioni sottili, consente di analizzare campioni più spessi rispetto a quella in trasmissione. Questo è particolarmente utile quando si lavora con materiali che non possono essere facilmente sottilizzati o quando si vogliono studiare componenti reali di dimensioni significative.

La fotoelasticità in riflessione è meno suscettibile a distorsioni ottiche causate da curvatura o irregolarità superficiale del campione rispetto alla tecnica in trasmissione. Ciò significa che è più adatta per campioni complessi o non ideali.

C'è un maggior controllo sulla luce incidente. Nel caso della fotoelasticità in riflessione, è possibile controllare meglio la direzione e l'angolo della luce incidente sul campione. Ciò consente di studiare il comportamento dei materiali sotto diverse condizioni di illuminazione e di ottenere informazioni più dettagliate sulle tensioni.

Mentre la fotoelasticità in trasmissione richiede materiali trasparenti o traslucidi, quella in riflessione può essere utilizzata con materiali opachi. Questo rende possibile studiare tensioni in materiali come metalli, che non sono adatti per la fotoelasticità in trasmissione.

Per ultimo, la fotoelasticità in riflessione consente di variare l'orientamento del campione rispetto alla luce incidente in modo più semplice rispetto a quella in trasmissione. Questo può essere utile per studiare tensioni in diverse direzioni.

Tuttavia, è importante notare che entrambe le tecniche di fotoelasticità hanno i propri utilizzi specifici e limitazioni, e la scelta tra le due dipenderà dalle esigenze specifiche dell'analisi e dalle caratteristiche del materiale in studio. In alcuni casi, potrebbe essere utile utilizzare entrambe le tecniche per ottenere una comprensione completa del comportamento del materiale sotto stress.

2. SCINTILLATORI

Uno scintillatore è un materiale che manifesta il fenomeno della scintillazione, quando viene eccitato da radiazioni ionizzanti o particelle cariche, cioè, emette luce. I materiali luminescenti, quando investiti da una particella, assorbono la sua energia e scintillano, ovvero rilasciano l'energia assorbita sotto forma di luce. Questa, se opportunamente raccolta, può fornire informazioni sulle caratteristiche delle particelle che hanno interagito con il materiale.

Se si accoppia allo scintillatore un sensore di luce come un tubo fotomoltiplicatore o un fotodiodo si ottiene un rivelatore a scintillazione. Questi rivelatori sfruttano l'effetto fotoelettrico: la luce che viene assorbita dal cristallo viene emessa sotto forma di elettroni, producendo un segnale elettrico.

Il primo apparato che utilizzava un cristallo scintillatore venne costruito nel 1903 da Sir William Crookes ed era costituito da uno schermo di solfato di zinco (ZnS). La luce prodotta dallo schermo è visibile ad occhio nudo e si possono contare i lampi di luce emessi al passaggio di una particella. Nonostante la grande scoperta, il sistema era di difficile utilizzo; solo a partire dagli ultimi anni della Seconda Guerra Mondiale, quando l'utilizzo dei fotomoltiplicatori sostituì l'analisi ad occhio nudo, gli scintillatori assunsero particolare importanza.

2.1 Produzione

La produzione dei cristalli scintillatori copre un vasto campo che va dal laboratorio chimico alla scala industriale. I cristalli sono prodotti attraverso metodi di crescita specifici per ogni composto, dimensione e quantità.

Il controllo delle materie prime gioca un ruolo importante nella qualità finale del cristallo.

I materiali devono presentare un buon livello di purezza, che influenza caratteristiche come scintillazione, trasparenza e resistenza alla radiazione, pur sempre ricercando un buon compromesso economico. I componenti vengono fusi con proporzioni diverse da quelle

stechiometriche per compensare le perdite dovute all'evaporazione o la formazione di composti indesiderati. Il processo rimane complesso e richiede il controllo di tutti i parametri fisici in gioco.

Per la crescita del cristallo si utilizzano due tecniche principali.

2.1.1 Metodo Czochralsky

I materiali vengono fusi in un recipiente metallico e mantenuti ad una temperatura di poco superiore al punto di fusione. Viene inserito un monocristallo dello stesso materiale, che costituisce il seme, in contatto con il bagno fuso e sollevato per permettere la risalita di un piccolo menisco di liquido dovuto alla capillarità dando inizio alla solidificazione. Il gradiente termico viene regolato tramite un sistema di riscaldamento continuo ad induzione e la temperatura di fusione deve essere omogeneizzata. Durante la crescita, il cristallo assume la forma desiderata, tipicamente conica alle estremità e cilindrica nella restante zona.

La scelta delle condizioni ottimali conduce alla completa solidificazione nel volume del lingotto.

Una volta conclusa la solidificazione, bisogna prestare molta attenzione alla superficie libera del cristallo che potrebbe essere sede di reazioni chimiche con l'atmosfera circostante, per questo il processo deve avvenire in ambiente controllato; la scelta del tipo di atmosfera dipende dal cristallo da produrre. Il contenitore viene realizzato in materiale metallico, per favorire la trasmissione di calore tramite induzione. Deve avere un elevato punto di fusione e scarsa affinità chimica con il fuso.

Il platino è l'elemento che meglio si presta a questa applicazione, ma viene spesso sostituito da palladio e osmio per il suo costo elevato.

2.1.2 Metodo Bridgman

Il materiale di partenza si trova sotto forma di polvere, modellato verso le proporzioni finali con uno spessore aggiuntivo, necessario alle successive lavorazioni meccaniche.

La forma viene conferita tramite macinazione, ottenendo prismi allungati. Un seme monocristallino viene inserito ad una delle estremità, il tutto viene contenuto in un involucro metallico, solitamente di Platino e viene inserito all'interno della fornace. Il fronte di solidificazione si sposta dal seme attraverso la lunghezza del lingotto. Il tasso di crescita è simile al processo di Czochralsky, ma l'operazione deve essere ripetuta più volte per raggiungere la purezza e la monocristallinità richiesti.

Il metodo dà un vantaggio quando si utilizzano più forni, per avere una produzione parallela, in modo tale da avere più elementi di forma simile a quella finale.

2.1.3 Ricottura

Durante il processo di solidificazione possono insorgere degli stress termici, che compromettono la qualità del cristallo. Per questo motivo il materiale viene sottoposto ad un trattamento di ricottura ad una temperatura di poco superiore al punto di fusione, per favorire il movimento e l'eliminazione delle dislocazioni, in cui l'effetto termico di rilascio delle tensioni si combina spesso con uno chimico, tramite un'atmosfera controllata. Il processo potrebbe impiegare diversi giorni, inoltre la fornace è un dispositivo complesso, evidenziando così l'elevato costo di questo tipo di operazione.

In seguito alla ricottura i cristalli vengono sottoposti a operazioni meccaniche e di taglio per ottenere la forma e le dimensioni desiderate.

2.2 Scintillazione

Il funzionamento di questi cristalli si basa sul processo di scintillazione. Quando il materiale viene investito da una particella o da radiazione ionizzante ne assorbe l'energia e permette ad uno o più elettroni di effettuare un salto dallo stato fondamentale ad uno eccitato. Perdendo spontaneamente energia nel corso del tempo, l'elettrone si sposta nuovamente da un livello energetico più esterno ad uno più interno a minore energia. Pertanto, per stabilizzarsi nel nuovo stato l'elettrone rilascia la quantità di energia in eccesso sotto forma di luce, che viene poi raccolta e rilevata attraverso un fototubo.

Se l'emissione avviene durante l'eccitazione o entro un periodo dell'ordine di 10^{-8} s si parla di *fluorescenza*.

Quando i tempi caratteristici sono maggiori, come anche le lunghezze d'onda dello spettro di emissione, si parla di *fosforescenza*, con tempi dell'ordine del μ s.

Se invece l'emissione presenta tempi caratteristici ancora maggiori ma uno spettro simile a quello della fluorescenza, si ha *fluorescenza ritardata*.

Il ritardo degli ultimi due processi è dovuto al fatto che l'elettrone, perdendo energia, si posiziona su stati eccitati che sono metastabili.

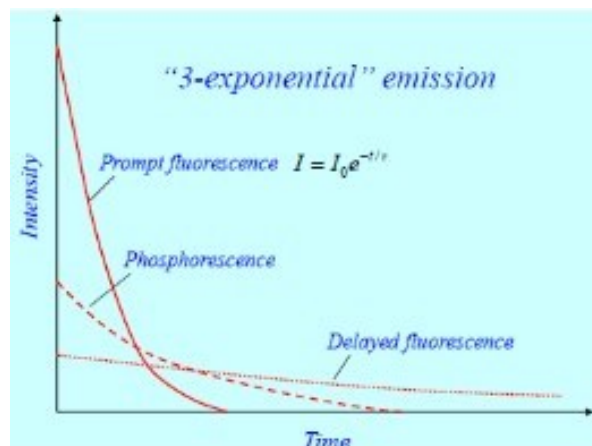


Figura 2. 1 Spettri di emissione di fluorescenza, fosforescenza e fluorescenza ritardata

In prima approssimazione l'evoluzione temporale del processo di ri-emissione può essere descritta da una legge esponenziale:

$$N = \frac{N_0}{\tau_d} e^{-\frac{t}{\tau_d}}$$

(2. 1)

Dove N è il numero di fotoni emessi al tempo t , τ_d il tempo di decadimento ed N_0 il numero totale di fotoni emessi. Quasi tutti gli scintillatori hanno due componenti di ri-emissione, una veloce ed una lenta (fluorescenza e fosforescenza):

$$N = Ae^{-\frac{t}{\tau_f}} + Be^{-\frac{t}{\tau_s}}$$

(2. 2)

Le ampiezze A e B sono caratteristiche specifiche del materiale e generalmente domina la componente veloce.

Il tempo di assorbimento dell'energia è in generale molto più breve del tempo di ri-emissione. Inoltre, i fotoni che vengono emessi presentano una lunghezza d'onda maggiore dei fotoni assorbiti perché possiedono minore energia e quindi una frequenza minore, secondo la legge $E = h\nu$, dove h è la costante di Planck e ν è la frequenza. Per questo motivo gli spettri di assorbimento ed emissione sono differenti e il materiale è praticamente trasparente alla luce emessa da sé stesso.

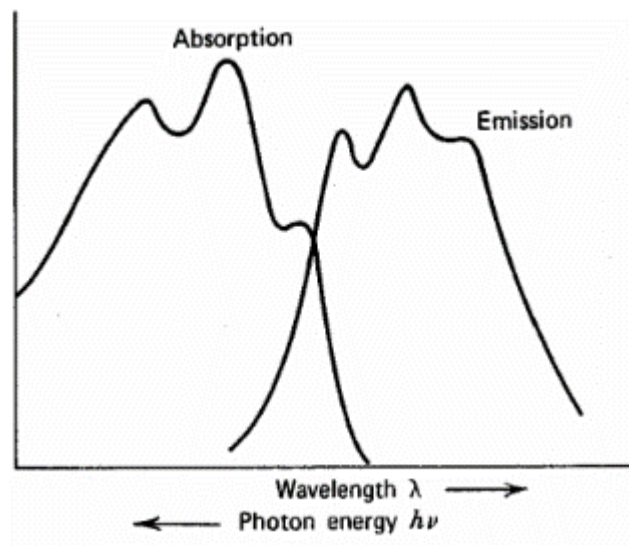


Figura 2. 2 Differenza tra lo spettro dei fotoni emessi e assorbiti, all'aumentare della lunghezza d'onda diminuisce la frequenza e l'energia del fotone

Siccome una parte dell'energia che viene assorbita dal materiale non è poi convertita in luce, è molto importante introdurre la grandezza denominata *efficienza di scintillazione*. Essa indica la frazione di energia incidente che viene successivamente trasformata in luce visibile; per uno scintillatore ideale l'efficienza dovrebbe essere del 100% ma a causa di una serie di fenomeni, che vengono riuniti sotto il termine *quenching*, è impossibile raggiungere il caso ideale e solitamente si hanno delle percentuali molto basse.

Il quenching è derivato da molteplici cause: trasferimenti termici favoriti da difetti nel materiale che provocano il rilascio di parte dell'energia assorbita sotto forma di calore oppure la presenza di particelle danneggiate dalla radiazione incidente e non più in grado di scintillare.

L = luce di scintillazione prodotta

$$\frac{dL}{dx} = S \frac{dE}{dx} \text{ nel caso ideale } (S = \text{efficienza di scintillazione})$$

$$N = \text{numero di molecole danneggiate} = B \frac{dE}{dx}$$

B = parametro empirico di proporzionalità

$$P = \text{percentuale di luce persa} = Nk = kB \frac{dE}{dx}$$

k = parametro empirico di proporzionalità

$$(1 + P) \frac{dL}{dx} = S \frac{dE}{dx}$$

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S}{1 + P} \frac{dE}{dx} = \frac{S}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \frac{dE}{dx}$$

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \frac{dE}{dx} \quad \text{equazione di Birks}$$

(2. 3)

Dalla relazione precedente si nota l'assenza di una relazione lineare tra l'energia depositata e la luce prodotta.

$$\frac{dL}{dx} \neq C \frac{dE}{dx}$$

Riassumendo, oltre ad una buona efficienza di scintillazione, un cristallo ideale deve possedere le seguenti caratteristiche:

- La conversione dell'energia cinetica della radiazione incidente deve essere lineare; la luce deve essere proporzionale all'energia depositata in un range più ampio possibile.
- Il materiale deve essere trasparente alla luce di scintillazione, in questo modo si garantisce una buona raccolta della luce prodotta durante il processo.
- Quando il cristallo è colpito da una radiazione, lo spettro di emissione è caratterizzato dalla presenza di una lunghezza d'onda principale, tipica di ciascuno scintillatore. Questa impone una stretta correlazione tra la scelta di cristallo e rivelatore: in un sistema ideale, lo spettro di emissione dello scintillatore dovrebbe coincidere perfettamente con la curva dell'efficienza quantica del rivelatore.
- Il tempo di decadimento della luminescenza indotta deve essere più corto possibile, in modo da poter generare segnali veloci e limitare il tempo morto, ovvero il tempo necessario al rivelatore per essere in grado di misurare un secondo quanto di radiazione che interagisce nel rivelatore. L'interazione che avviene entro il tempo va persa.
- Il suo indice di rifrazione deve essere il più vicino possibile a quello del vetro ($\sim 1,5$) per avere un migliore accoppiamento ottico con il rivelatore. Se gli indici di rifrazione di rivelatore e scintillatore sono molto diversi tra loro si vengono a creare riflessioni indesiderate all'interfaccia e comportano perdita di segnale.

- Il materiale dovrebbe essere di buona qualità e abbastanza grande per poter essere utilizzato come rivelatore, soddisfacendo le proprietà ottiche e meccaniche.

È difficile ottenere un materiale che soddisfi pienamente tutte queste caratteristiche, per questo si cerca un compromesso tra i vari fattori per la scelta del rivelatore. Generalmente la distinzione di questi materiali si basa su due principali tipologie:

- *Organici*, hanno un'ottima risposta temporale e una scarsa risoluzione energetica. L'emissione di luce dipende dalla particella incidente ed è un composto a base di carbonio, non sono molto efficienti per l'assorbimento di radiazione γ e particelle energetiche.
- *Inorganici*, escluse alcune eccezioni la risposta temporale è mediocre ma hanno una buona risoluzione energetica. Hanno una buona efficienza per l'assorbimento di radiazione γ o particelle energetiche.

2.2.1 Scintillatori organici

Sono composti di idrocarburi aromatici contenenti strutture ad anelli di benzene. Possono presentarsi sotto forma di cristalli solidi oppure come scintillatori liquidi e plastici.

I cristalli organici più utilizzati sono Antracene e Naftalene, hanno un tempo di risposta dell'ordine di qualche nanosecondo, ad eccezione dell'antracene con 30 ns.

La risposta in ampiezza di questi cristalli è anisotropa: mantenendo costante la radiazione, la risposta varia con l'orientamento del cristallo, rendendo difficile ottenere una buona risoluzione energetica con una sorgente non collimata.

Essendo cristalli molto duri e durevoli, ad eccezione dello stilbene che tende ad essere fragile e più sensibile allo shock termico, risulta difficile tagliarli nelle forme desiderate. Per questo motivo e altri inconvenienti antracene e stilbene sono caduti in disuso negli anni passati.

Tuttavia, l'antracene ha la massima emissione luminosa tra tutti i cristalli organici, perciò viene preso come riferimento per confrontare le emissioni.

Gli scintillatori liquidi sono soluzioni di 1 o più scintillatori organici disciolti in un solvente organico.

La risposta in luce è generalmente rapida con un tempo di decadimento di 3-4 ns.

Il processo di scintillazione è lo stesso ma cambia il meccanismo di assorbimento.

L'energia rilasciata dalla particella viene assorbita dal solvente e poi rilasciata al soluto, che svolge la funzione di "*wave length shifter*", assorbendo ad esempio nell'ultravioletto ed emettendo nel visibile. L'efficienza di scintillazione aumenta con la concentrazione di soluto fino ad arrivare ad un massimo poco prima della saturazione della soluzione.

Uno dei principali vantaggi è la possibilità di accoppiarli con altri materiali per migliorare l'efficienza in una particolare applicazione. Questo procedimento può causare un aumento del tempo di decadimento e una diminuzione dell'emissione di luce per effetti di quenching, che possono comunque essere ridotti aggiungendo naftalene o bifenile.

Uno degli svantaggi di questi scintillatori è la grande sensibilità alle impurezze, in particolare la presenza di ossigeno disciolto, che modifica l'intensità dell'impulso.

Gli scintillatori plastici sono i più utilizzati in fisica nucleare, del tutto analoghi agli scintillatori liquidi per il funzionamento e la composizione ma sono solidi, i più comuni sono il polistirene e il poliviniltoluene. Hanno una risposta rapidissima, una costante di decadimento di 2-3 ns e una elevata emissione.

Il loro vantaggio principale è la flessibilità, sono facilmente lavorabili alle normali macchine e sagomati secondo le forme desiderate. Sono resistenti all'acqua e colle di silicio e hanno un basso costo, ma sono facilmente attaccati da solventi organici come l'acetone.

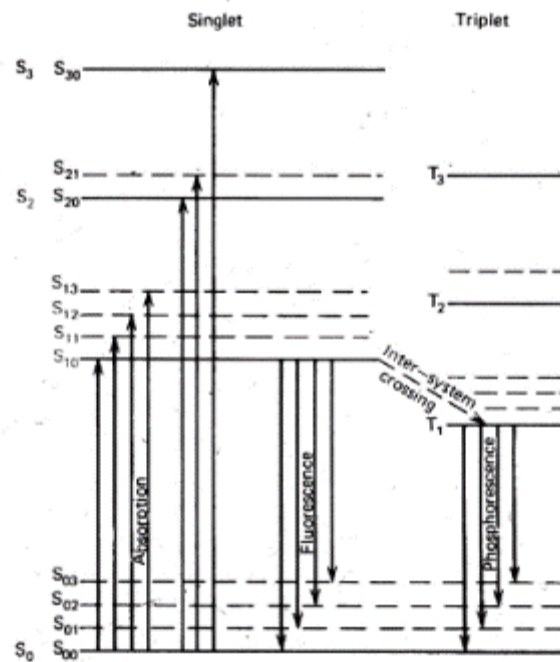


Figura 2. 3 Diagramma dei livelli energetici di uno scintillatore organico

In questi materiali esiste una struttura di livelli atomici vibrazionali ed elettronici.

La scintillazione è dovuta alla transizione di un elettrone di valenza libero dalla molecola che, non essendo associato ad un particolare atomo, occupa l'orbitale molecolare π .

In figura sono rappresentati nel diagramma energetico, gli stati di singoletto(S) e tripletto(T).

Lo stato fondamentale è S_{00} , superiormente si trovano gli stati eccitati S_{01}, S_{02}, \dots mentre lo stato più stabile di tripletto è T_1 , a cui corrispondono gli stati eccitati T_2, T_3 . Le linee tratteggiate corrispondono ai livelli vibrazionali della molecola.

L'energia tra i diversi livelli elettronici è dell'ordine dell'eV mentre quella tra i livelli vibrazionali è circa del decimo di eV.

L'energia incidente eccita sia gli stati elettronici che vibrazionali.

Il singoletto eccitato decade da S_3 a S_2 e da S_2 a S_1 in un tempo inferiore a 10 ps per degradazione interna, senza emissione di radiazione. Dallo stato S_1 avviene una emissione per fluorescenza che può finire in uno degli stati vibrazionali del livello fondamentale S_0 , in un tempo che va da 1 a 10 ns. Attraverso una transizione intra-bande è possibile il passaggio da S_1 a T_1 che poi emetterà luce di fosforescenza per tornare allo stato fondamentale T_0 . In realtà seppur le transizioni da T_0 a S_0 sono possibili, sono comunque proibite da una serie di regole di selezione, solitamente T_0 decade interagendo con un'altra molecola nello stesso stato che lascia una delle due in S_{1x} , da cui si ha poi l'emissione fino al livello fondamentale. Questa radiazione compare dopo un intervallo di tempo caratteristico ed è quella che abbiamo definito componente lenta della scintillazione.

Generalmente la risposta in luce di uno scintillatore organico dipende dalla particella incidente: due radiazioni di natura diversa con pari energia producono un output di luce differente.

La componente lenta dovuta alla fluorescenza ritardata è maggiore per le particelle con maggiore energia.

2.2.2 Scintillatori inorganici

Sono cristalli composti principalmente da alogenuri alcalini, in particolare ioduri alcalini.

Il più comune è NaI, ma sono molto utilizzati anche CsI e BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$). Sono più lenti di due o tre ordini di grandezza nella risposta rispetto agli scintillatori organici.

Molti di questi cristalli sono inoltre igroscopici, per proteggerli dall'umidità dell'ambiente vengono inseriti in un rivestimento sottovuoto.

I principali vantaggi risiedono nella grande impedenza a causa dell'elevata densità e numero atomico. Tra tutti gli scintillatori, presentano i maggiori livelli di emissione, con una migliore risoluzione.

Nei materiali inorganici il meccanismo di scintillazione dipende dagli stati energetici determinati dal reticolo cristallino del materiale.

Gli elettroni possono muoversi all'interno del cristallo su livelli energetici discreti, il livello più basso, chiamato banda di valenza, è quello in cui gli elettroni sono legati al reticolo cristallino, mentre il livello più alto, detto banda di conduzione, è quello in cui gli elettroni hanno sufficiente energia per muoversi liberamente all'interno del cristallo. Nei conduttori le due bande si sovrappongono, mentre non si verifica per semiconduttori e isolanti, per questo tra la banda di valenza e quella di conduzione si trova una terza banda, chiamata banda proibita, in cui gli elettroni non possono trovarsi, a meno che nel cristallo siano presenti impurità.

L'assorbimento di energia può innescare due processi. Il passaggio di un elettrone dalla banda di valenza a quella di conduzione, determinando la formazione di una coppia elettrone-lacuna liberi oppure lo spostamento dell'elettrone dalla banda di valenza a quella degli eccitoni, posta al di sotto della banda di conduzione. In questo caso elettrone e lacuna rimangono legati ma possono muoversi liberamente nel cristallo.

In un cristallo puro, generalmente, le bande proibite hanno dei gap energetici tali per cui la luce emessa dal ritorno dell'elettrone alla banda di valenza ha un'energia troppo alta per essere visibile.

Per aumentare la probabilità che venga emesso un fotone visibile vengono aggiunte delle impurità nel cristallo, che vengono chiamate *attivatori* e creano siti nel reticolo che modificano la consueta struttura a bande del cristallo puro, rendendo possibile la popolazione di livelli energetici all'interno della banda proibita. Se una coppia di eccitoni che si muove nel cristallo incontra un centro attivatore, può ionizzare l'atomo dell'impurità. Con l'arrivo di un secondo elettrone, questo può cadere nel buco lasciato in precedenza ed effettuare una transizione da uno stato eccitato a uno fondamentale emettendo radiazione. Se la transizione non produce luce, il centro attivatore è una trappola e l'energia viene perduta.

Poiché il livello energetico si trova all'interno della banda proibita, questa transizione genera fotoni visibili. Tipici attivatori sono Tl, Eu, Ag.

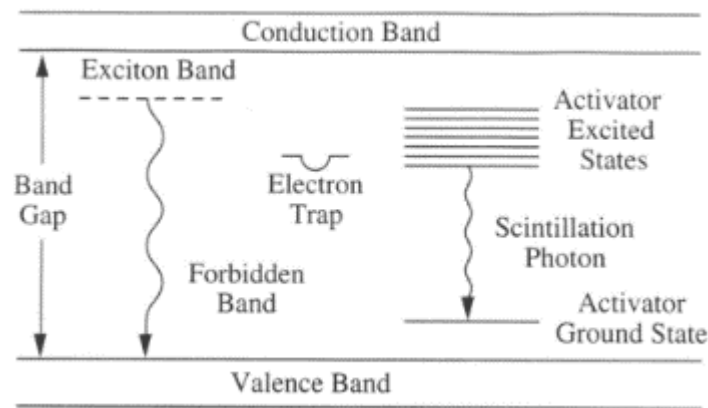


Figura 2. 4 Struttura a bande di uno scintillatore inorganico drogato

2.3 Raccolta della luce

Una volta che il processo di scintillazione ha avuto luogo, il segnale deve essere amplificato affinché venga rilevato e convertito in impulso elettrico con la massima efficienza, per essere successivamente analizzato. La luce di scintillazione viene emessa in maniera isotropa, dunque una piccola frazione di essa è diretta verso la superficie di contatto del fototubo, mentre la parte rimanente, per essere raccolta, deve essere riflessa una o più volte dalle altre superfici del cristallo. In uno scintillatore ideale si dovrebbe avere riflessione totale interna alle superfici e riflessione totale interna minima sulla faccia rivolta verso il fototubo, per ottenere queste prestazioni lo scintillatore viene rivestito su tutte le facce tranne quella accoppiata col fototubo con uno strato di alluminio che aumenta la componente riflessa e sigilla il materiale dalla luce ambientale.

Per fare questo si utilizzano solitamente tubi fotomoltiplicatori (PMT) che vengono accoppiati con lo scintillatore. Un tubo fotomoltiplicatore è un rivelatore elettronico di luce estremamente sensibile, in grado di rilevare il singolo fotone. Di norma è costituito da un tubo di vetro al cui interno è praticato il vuoto a cui bisogna applicare una tensione di qualche centinaio di volt.

Quando un fotone viene rilevato, viene colpito un elettrodo rivestito con un sottilissimo strato di materiale fotosensibile capace di emettere elettroni grazie all'effetto fotoelettrico.

L'elettrone prodotto viene accelerato dal campo elettrico presente e subisce un processo di moltiplicazione al termine del quale colpisce l'anodo, generando un impulso elettrico.

Le condizioni di raccolta della luce influiscono sulla risoluzione energetica in due modi distinti.

Il primo riguarda il peggioramento della risposta che si verifica quando si riduce il numero di fotoni che contribuiscono all'impulso.

Il secondo concerne l'uniformità della raccolta di luce che influisce sulla variazione dell'ampiezza del segnale, in relazione alla posizione nella quale ha luogo l'interazione. In un caso ideale, tutti gli eventi che depositano la stessa energia in un punto qualunque dello scintillatore producono la stessa ampiezza media di impulsi.

Di seguito si elencano e descrivono i principali elementi che compongono un PMT.

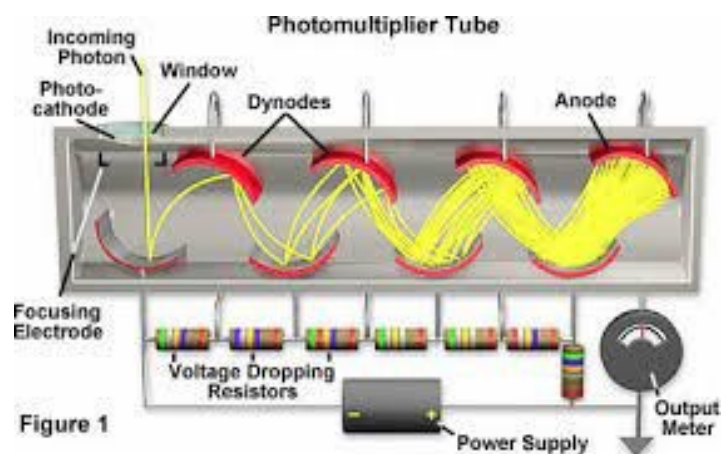


Figura 2. 5 Schema di un tubo fotomoltiplicatore

2.3.1 Fotocatodo

Il fotocatodo ha lo scopo di convertire la luce incidente in una corrente di elettroni attraverso l'effetto fotoelettrico. Esso si basa sulla famosa formula di Einstein $E = h\nu - \phi$, dove E è l'energia cinetica dell'elettrone emesso, ν la frequenza della luce incidente e ϕ il lavoro di

estrazione, da cui è chiaro che sia necessaria una frequenza minima prima che l'effetto abbia luogo.

L'efficienza della conversione fotoelettrica dipende dalla frequenza della luce incidente e dalla struttura del materiale. Questa grandezza prende il nome di *efficienza quantica* ed è definita come

$$\eta(\lambda) = \frac{\text{numero di fotoelettroni prodotti}}{\text{numero di fotoni incidenti sul catodo}(\lambda)}$$

(2. 4)

La risposta spettrale di questi materiali è tale che solo una certa banda di lunghezze d'onda viene convertita efficacemente, per questo nella scelta del fotomoltiplicatore bisogna innanzitutto considerare la sua sensibilità alla lunghezza d'onda incidente.

La maggior parte dei fotocatodi odierni sono fatti di materiali semiconduttori formati da antimONIO a cui vengono aggiunti uno o più metalli alcalini, in quanto i semiconduttori hanno un'efficienza quantica superiore. Nella maggior parte dei metalli, l'efficienza non supera lo 0,1%, il che significa che su una media di 1000 fotoni incidenti viene prodotto un solo fotoelettrone, mentre nei semiconduttori può variare tra il 10 e il 30%.

Questa differenza è dovuta alla struttura intrinseca delle due tipologie di materiale. Un elettrone che assorbe un fotone ad una certa profondità nel materiale inizierà a muoversi verso la superficie perdendo energia durante il percorso, a causa degli urti con gli elettroni atomici. Nei metalli questi elettroni sono essenzialmente liberi e determinano una grande quantità di energia dissipata che riduce la probabilità che l'elettrone superi la barriera di potenziale.

A differenza dei metalli, nei semiconduttori esiste una struttura con pochi elettroni liberi, nelle bande di valenza e conduzione. Un fotoelettrone che viene espulso da una delle due bande avrà un numero basso di collisioni prima di raggiungere la superficie, di conseguenza sarà maggiore l'energia utile per espellerlo.

2.3.2 Sistema ingresso elettroni

Una volta avvenuta l'emissione dal fotocatodo, gli elettroni devono essere raccolti e indirizzati verso il primo stadio della sezione di moltiplicazione. A tale scopo viene applicato un campo elettrico, in alternativa un campo magnetico o una combinazione dei due. Sono presenti un elettrodo allo stesso potenziale del primo dinodo del moltiplicatore elettronico per accelerare gli elettroni e un secondo elettrodo posizionato dal lato dell'involucro in vetro per focalizzarli.

È importante che gli elettroni raggiungano il moltiplicatore nel numero maggiore possibile, indipendentemente dalla zona di origine sul catodo e che il tempo di viaggio tra catodo e il primo dinodo sia indipendente dalla zona di emissione.

2.3.3 Dinodi

Il sistema di moltiplicazione degli elettroni amplifica questa fotocorrente attraverso una serie di elettrodi per l'emissione secondaria, chiamati anche *dinodi*, per produrre una corrente misurabile all'anodo del fotomoltiplicatore. Il guadagno di ogni elettrodo è chiamato *fattore di emissione secondaria* δ . L'emissione secondaria di elettroni è un processo sostanzialmente identico all'effetto fotoelettrico, con l'unica differenza che al posto di un fotone incidente si ha un elettrone. Questo cederà la propria energia agli elettroni del materiale degli elettrodi e ne permetterà l'emissione.

Il processo richiede che sia presente un campo elettrico costante che acceleri e guidi gli elettroni all'interno del moltiplicatore.

3 MODALITA' SPERIMENTALI E RISULTATI

Nella fotoelasticità in riflessione il fascio di luce polarizzata proveniente dalla sorgente viene riflesso dal campione in esame e giunge alla fotocamera di acquisizione con due raggi che manifestano un ritardo relativo, per questo sullo schermo si formano delle frange d'interferenza.

In questo capitolo si descrive il sistema che è stato montato e successivamente utilizzato per l'acquisizione di immagini dello stato tensionale, partendo da alcuni campioni in plastica per poi effettuare una misura su un cristallo scintillatore.

Sono stati impiegati principalmente due sistemi, che si differenziano per lo strumento utilizzato per dividere in due il fascio. Un sistema adopera un beamsplitter, l'altro uno specchio diecrico. Gli altri componenti del banco rimangono gli stessi per entrambi i sistemi.

3.1 Campioni utilizzati

Lo scopo di questo sistema sperimentale è quello di eseguire misure fotoelastiche su cristalli scintillatori destinati ad applicazioni tecniche.

Prima di eseguire questa misura, è necessario mettere a punto il banco e assicurarsi che vengano utilizzati i parametri e la configurazione ottimali, per quanto effettivamente possibile.

A questo scopo, le prime misurazioni non sono state effettuate sul cristallo ma su campioni trasparenti, principalmente in plastica. In questi oggetti si conosce qualitativamente la distribuzione delle sollecitazioni, perché conosciamo i processi a cui sono sottoposti durante la lavorazione.

In questo modo l'immagine ripresa dal banco viene confrontata con l'immagine prevista e i parametri vengono regolati per ridurre la differenza tra le due immagini.

Il campione utilizzato per il primo set-up è una piastra di Petri comunemente usata in biologia per la coltura di batteri. È un oggetto fortemente tensionato con un evidente sistema di frange. Il secondo campione è una flangia con un sistema di fori in cui ci aspetta una forte tensione radiale e circonferenziale in prossimità dei fori.



Figura 2. 6 Campioni di riferimento per il set-up del banco: a) disco di Petri, b) flangia forata

3.2 Messa a fuoco

Un'operazione fondamentale da effettuare prima dell'acquisizione delle immagini è la messa a fuoco della fotocamera.

Per prima cosa sono state modificate le distanze tra campione e illuminatore e tra campione e fotocamera per rispettare le specifiche riportate sulle schede tecniche. La distanza tra campione e illuminatore deve essere compresa tra 9 e 18 cm, nel banco è pari a 16 cm circa.

Per la fotocamera, a causa degli ingombri dell'obiettivo e del supporto non si è potuto scendere sotto i 27,5 cm, a fronte dei 25 cm di riferimento.

Le operazioni di messa a fuoco effettuate durante le sperimentazioni seguono tutte la stessa procedura: si appoggia un oggetto sul supporto porta-campione, solitamente si usa la

superficie di un contenitore che presenta delle scritte o dei codici di dimensioni ridotte. Si regola lo zoom della camera attraverso il software per avere una prima immagine più nitida, successivamente con la guida alla base del supporto si regola la distanza tra campione e sensore per migliorare ulteriormente la qualità della camera. Generalmente tramite questa seconda operazione riusciamo ad ottenere un'immagine con una qualità molto buona, se vogliamo un'ulteriore verifica possiamo attivare la funzione ZOOM AUTOMATICO attraverso il software e la camera in automatico metterà a fuoco l'immagine. Se le operazioni precedenti sono state svolte correttamente, ci saranno solo piccole variazioni della messa a fuoco. È importante che questa funzionalità venga utilizzata come ultima operazione perché, se si attiva lo zoom automatico subito, si rischia di avere un'immagine completamente fuori fuoco perché la camera prende come riferimento non la superficie del campione ma un altro punto, spesso il led del telecentrico.

3.3 Sistema con beamsplitter

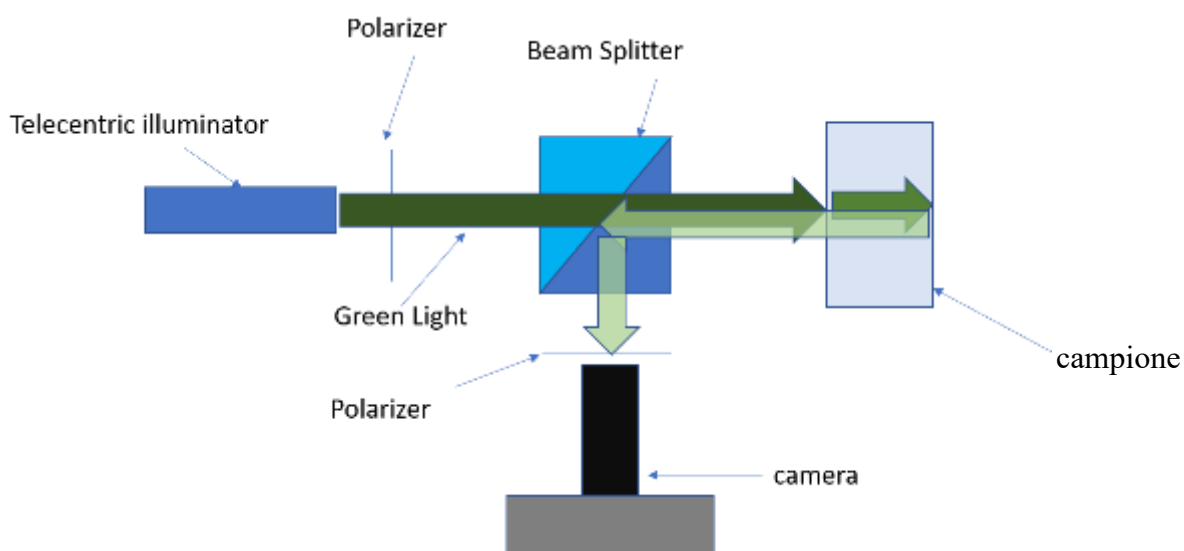


Figura 2. 7 Schematizzazione banco ottico per misure di fotoelasticità in riflessione

I componenti principali utilizzati nel banco ottico sono illustrati nello schema qui sopra: illuminatore telecentrico, polarizzatore, beamsplitter e telecamera.

Il telecentrico utilizzato è un LTCLHP048-G di Opto Engineering. Il fascio, di colore verde (525 nm), ha un diametro di 6 cm.

Questo tipo di sorgente genera un fascio di luce collimato in cui tutti i raggi sono paralleli, eliminando così le riflessioni ai bordi dell'oggetto dovute ad un'illuminazione diffusa, che diminuirebbe leggermente le dimensioni del campione e renderebbe i bordi meno nitidi.

Inoltre, a differenza dei comuni sistemi ottici, le dimensioni dell'immagine non cambiano quando si utilizza un'ottica telecentrica, finché l'oggetto si muove entro una certa distanza definita come "profondità di campo", che per il nostro illuminatore è compresa tra 9 e 18 cm.

Questo è dovuto al particolare percorso ottico dei raggi luminosi. Solo i fasci il cui raggio principale rimane parallelo all'asse ottico vengono raccolti dall'obiettivo.

Il telecentrico viene posizionato coassialmente con il campione.

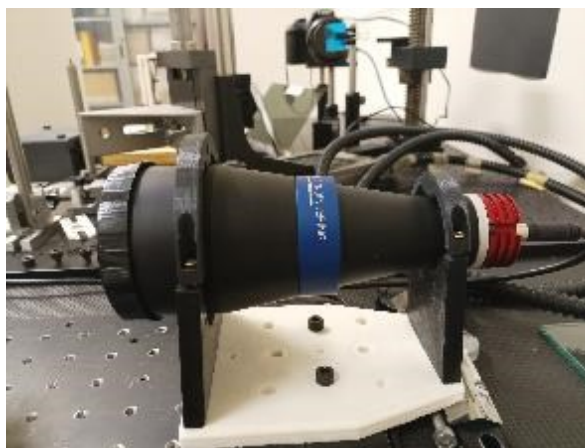


Figura 2. 8 Vista laterale illuminatore telecentrico Opto

Per ottenere un polariscopio a campo scuro si utilizzano due polarizzatori, posti perpendicolarmente tra loro; un polarizzatore viene posizionato tra l'illuminatore e il beamsplitter, il secondo tra fotocamera e beamsplitter.

Nel nostro caso, il secondo polarizzatore viene montato sull'obiettivo della fotocamera e tramite la sua rotazione è possibile ottenere il campo scuro.

Incrociando i due polarizzatori, è possibile eliminare tutti o la maggior parte dei riflessi che non influiscono sull'immagine da catturare. Senza un polarizzatore, non è possibile distinguere i due fasci, che determinano i ritardi relativi; quindi, non si possono ottenere frange d'interferenza.

Il beamsplitter utilizzato è un divisore di fascio cubico, non polarizzato. Come suggerisce il nome, si tratta di un componente ottico che consente di dividere la luce incidente in un rapporto specifico. I beamsplitter cubici sono costituiti da due prismi disposti ad angolo retto. Le superfici oblique dei prismi sono rivestite e i due prismi sono cementati insieme per formare una forma cubica.

Il vantaggio principale è che non modifica la polarizzazione e i percorsi ottici riflessi e trasmessi hanno la stessa lunghezza.

I principali svantaggi sono il costo elevato e la difficoltà di produzione in grandi dimensioni.

La luce può entrare nel sistema da qualsiasi superficie rivestita di vetro antiriflesso, ma la specifica è garantita quando la luce colpisce per prima il rivestimento del divisore di fascio. Come si può vedere dall'immagine, la superficie superiore mostra un diagramma di come il fascio viene diviso dopo che la luce entra nel beamsplitter, l'intervallo di lunghezze d'onda in cui il beamsplitter può lavorare il rapporto di divisione (rapporto tra intensità della luce riflessa e trasmessa).

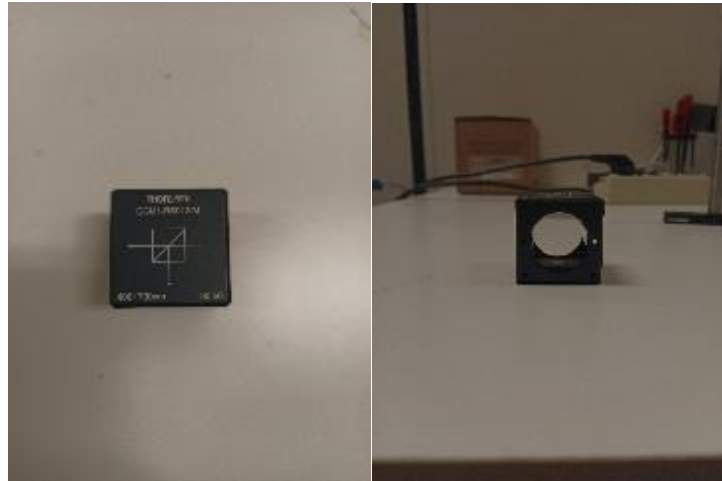


Figura 2. 9 Beamsplitter cubico non polarizzante Thorlabs

La fotocamera è una Canon EOS 1200D, su cui è stato montato un obiettivo MACRO EF 100 mm f/2.8. La distanza ottimale tra sensore e campione è di 25 cm. Per l'acquisizione delle immagini è stato utilizzato il software EOS utility che permette il controllo da remoto dei parametri della camera.

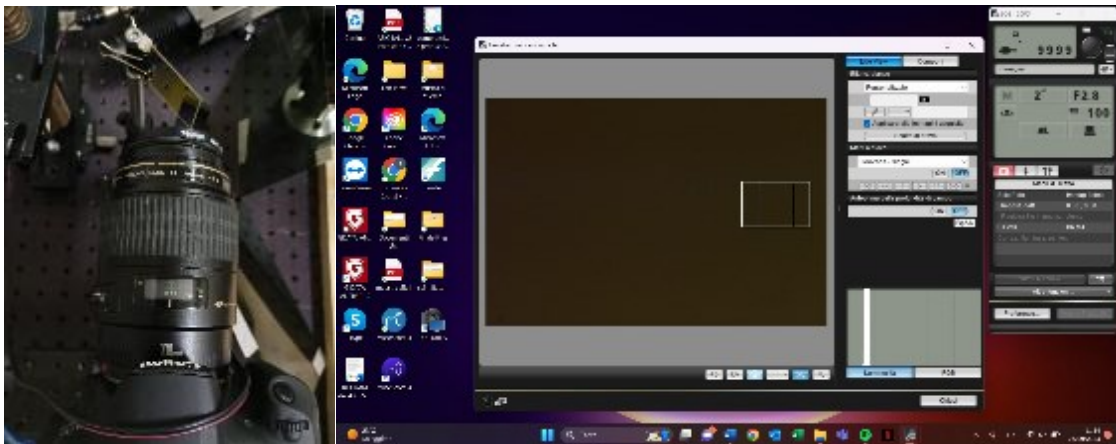


Figura 2. 10 Camera Canon 1200D e software di acquisizione EOS Utility

I parametri principali sono il tempo di esposizione e l'apertura del diaframma. Il tempo di esposizione è l'intervallo di tempo in cui l'otturatore rimane aperto per consentire alla luce di entrare nel sensore; più lungo è il tempo di esposizione, più luce viene catturata. Le sequenze di regolazione più tradizionali utilizzano una serie di tempi di posa che vengono

raddoppiati o dimezzati per ogni serie di passi. Nell'immagine, il tempo di esposizione è di due secondi.

L'apertura del diaframma si misura con il numero "f", che non rappresenta la dimensione del diaframma ma dipende dal rapporto tra la lunghezza focale e l'apertura. Più grande è questo numero e più piccola è l'apertura e viceversa.

Il diaframma è una struttura costituita da un numero fisso di lamelle all'interno dell'obiettivo. A seconda del valore impostato, queste lamelle si chiudono più o meno, creando un foro più o meno grande attraverso il quale la luce può passare, modulando la luce che raggiunge il sensore ed eventualmente controllando ulteriormente la profondità di campo. Più piccola è l'apertura, più grande è la profondità di campo e viceversa. Nella schermata del software, in basso a destra, si trova un riquadro che mostra lo spettro di luminosità e RGB.

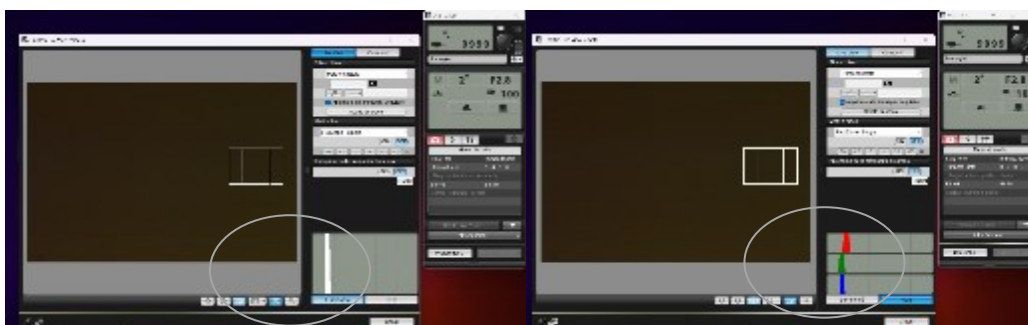


Figura 2. 11 Spettro di emissione (sinistra) e RGB (destra) mostrati tramite il software di acquisizione.

Per ottenere delle immagini di buona qualità in campo scuro, dobbiamo avere una luminosità molto bassa, dove il minimo si ha quando l'area bianca si trova all'estremo sinistro dello spettro di luminosità. Inoltre, siccome stiamo utilizzando luce verde per l'illuminazione, dovremo cercare di limitare le componenti rossa e blu di radiazione che giunge alla camera. Per questo tutte le misure effettuate sui campioni, compresa la messa a fuoco, sono state effettuate al buio, spegnendo le luci del laboratorio e chiudendo la porta in modo tale da evitare che ci fosse luce proveniente dai corridoi adiacenti.

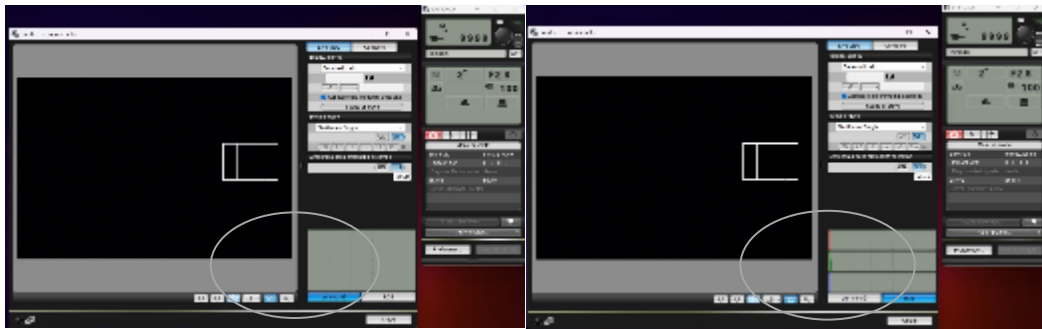


Figura 2. 12 Spettri di emissione (sinistra) e RGB (destra) con stanza completamente al buio

Rimanendo al buio, otteniamo una luminosità minima e minime componenti di rosso e blu, anche il verde è minimo perché l'illuminatore non è in funzione.

In ogni caso non sarà mai possibile eliminare le componenti di luce indesiderate perché la fotocamera presenta una terna di filtri ciascuno adibito alla trasmissione di uno specifico colore tra rosso verde e blu. Tuttavia, questi filtri non sono perfetti, di conseguenza ognuno di essi trasmetterà una piccola quantità delle altre due componenti.

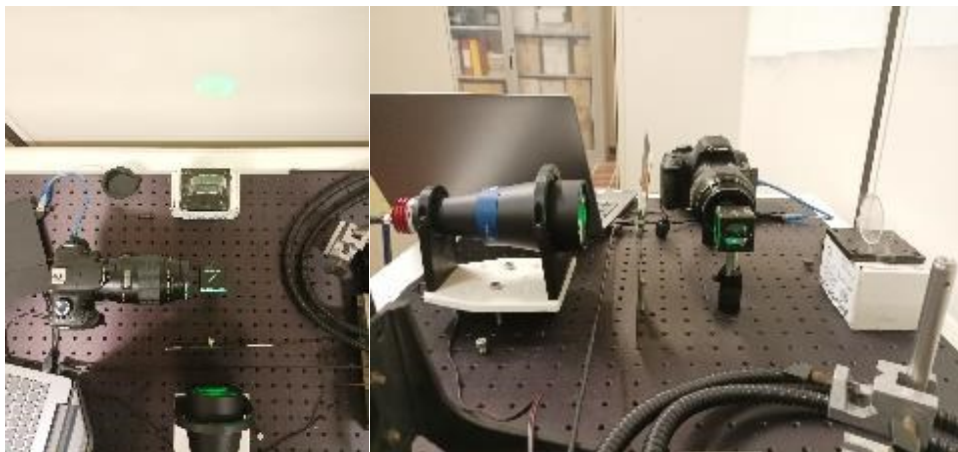


Figura 2. 13 Banco ottico montato con campione non fissato

I componenti sopracitati sono stati montati e fissati sul banco come in Figura 2.13.

In questo primo montaggio il campione non è stato fissato al banco ma semplicemente bloccato con scotch ad una piastra sopra una scatoletta di cartone.

Il problema fondamentale di un set-up di questo tipo è l'allineamento.

La prima modifica è stata correggere a vista l'allineamento del beamsplitter con la fotocamera e il telecentrico. Il beamsplitter presenta due fori laterali a metà altezza della gabbia protettiva, osservando la sagoma del beamsplitter che si forma sulla parete retrostante grazie all'illuminazione del telecentrico, è possibile regolare l'angolazione facendo in modo che i due fori siano, in maniera qualitativa, completamente illuminati. Un disallineamento mostrerebbe una illuminazione più debole all'interno dei due fori perché diminuisce la sezione di passaggio della luce che da circolare diventa ellittica.

L'allineamento della fotocamera è realizzato in modo tale che il riquadro dell'immagine visualizzata nel software sia simmetrico rispetto a x e y, regolando la rotazione e l'altezza della camera. Inoltre, siccome la fotocamera è stata montata come se fosse una trave incastrata ad un'estremità, nell'estremità libera presenta una freccia verso il basso che le impedisce di rimanere perfettamente orizzontale. Per bilanciare la freccia è stato posizionato un supporto all'estremità libera della fotocamera.

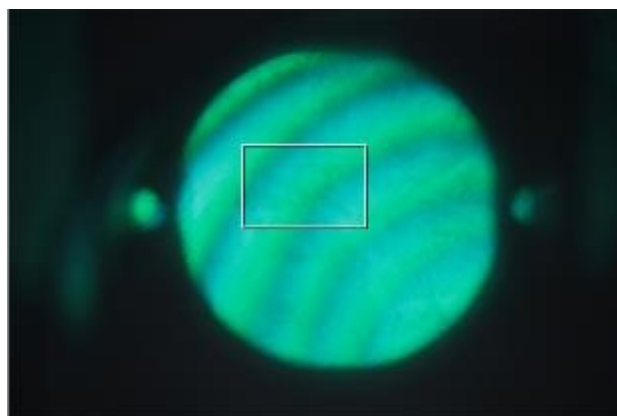


Figura 2. 14 Frange d'interferenza del disco di Petri

La Figura 2.14 è stata scattata con il primo set-up, con un'esposizione di 3" e apertura massima del diaframma. Tutte le immagini che sono state acquisite in seguito possono variare per il valore dell'esposizione, ma viene mantenuta sempre la stessa apertura.

Il campione in figura è il disco di Petri, è chiaramente visibile il sistema di frange, rappresentate da circonferenze concentriche. Questo tipo di disco è tipicamente fortemente tensionato, per questo il sistema di frange è facilmente osservabile.

Una volta garantito un allineamento accettabile tra i componenti ottici bisogna assicurare anche l'allineamento del campione. Infatti, se la superficie del campione non è parallela al fascio di luce non si ottiene alcuna figura d'interferenza.

Nel primo set up il campione è stato fissato su un parallelepipedo di cartone, così facendo si può regolare l'allineamento rispetto ad un asse verticale, ma non si ha alcun controllo dell'allineamento rispetto all'asse di beccheggio.

Questo aspetto è molto importante perché, se si utilizzano campioni come il disco Petri, in cui le superfici di appoggio non sono perfettamente parallele, posizionandolo sul portacampione orizzontale, sicuramente avrò un disallineamento della superficie del campione con il fascio.

Per garantire una regolazione più sensibile e precisa il campione è stato fissato su un supporto che conferisce tre gradi di libertà. Il primo grado di libertà è dato dalla possibilità di ruotare il campione secondo l'asse verticale, il secondo dalla rotazione del campione secondo l'asse di beccheggio, il terzo è conferito da una guida alla base del supporto che permette una traslazione lungo l'asse campione-telecentrico.

Questo nuovo supporto è costituito da un meccanismo a vite con un considerevole ingombro in direzione verticale. Questo impone che non ci si possa abbassare sotto una certa altezza. Per risolvere il problema sono stati innalzati la fotocamera e il beamsplitter e il telecentrico è stato montato su un supporto in grado di traslare in direzione verticale lungo un'asta fissata al banco, che ha il vantaggio di permettere piccole rotazioni dell'illuminatore per correggere l'allineamento con il beamsplitter.

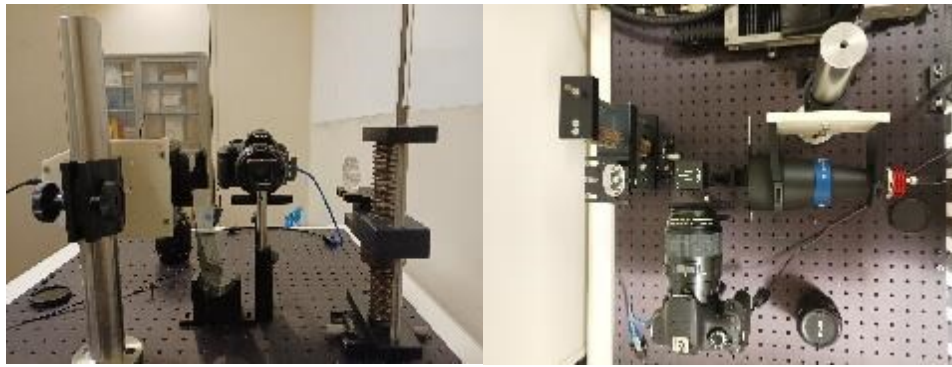


Figura 2. 15 Banco ottico rialzato e con campione posizionato su un supporto

Questi ultimi miglioramenti costituiscono a grandi linee il sistema definitivo per le misure di fotoelasticità obiettivo di questa tesi. In seguito, possono essere fatte piccole modifiche ma non ci saranno cambiamenti sostanziali nel montaggio.

Ultimate le modifiche, sono state riacquisite le immagini del disco di Petri:

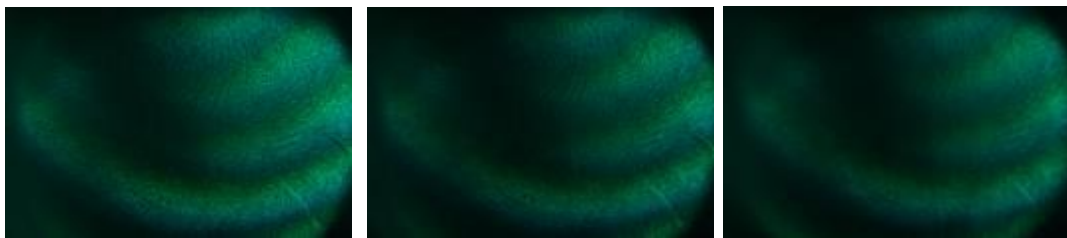


Figura 2. 16 Frange d'interferenza disco di Petri con nuovo set-up, a differenti esposizioni

Le immagini di Figura 2.16 sono state scattate con una esposizione decrescente verso destra, la prima ha un'esposizione di 2", la seconda 0,5" e l'ultima 1/4".

Si nota che diminuendo l'esposizione si distingue meglio il sistema di frange perché, limitando la quantità di luce in ingresso, vengono marcati maggiormente i solchi neri.

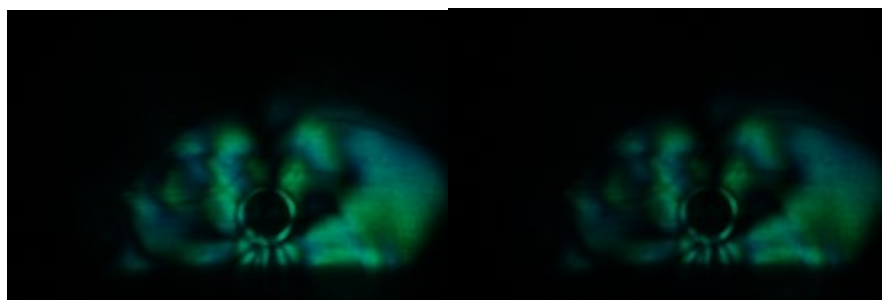


Figura 2. 17 Scatto di una zona fortemente tensionata al bordo di un porta-cd in plastica

Per avere un numero maggiore di dati da confrontare, sono state acquisite immagini di altri due campioni per validare la messa a fuoco e il montaggio utilizzati.

Nella Figura 2.17 è stato ripreso il coperchio di un porta cd in plastica. Nella parte inferiore, in prossimità del bordo della superficie, presenta uno sbalzo creato probabilmente per deformazione con un punzone. Come ci si aspettava dalla conoscenza del tipo di processo a cui è stato sottoposto, la zona attorno al punto è fortemente tensionata.

Il secondo campione è la flangia forata che abbiamo in precedenza descritto.

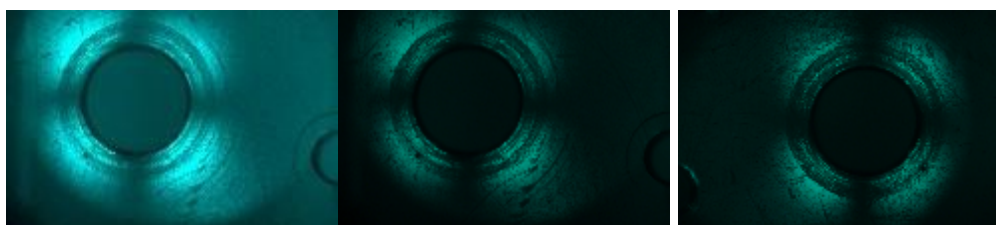


Figura 2. 18 Immagini a diversa esposizione dell'andamento delle tensioni nel foro centrale della flangia

Le immagini in Figura 2.18 illustrano il foro centrale della flangia.

La prima immagine ha esposizione 2", la seconda 0,5" e l'ultima ¼.

Si può notare la croce sul foro, formata dai polarizzatori.

L'acquisizione delle immagini su questi tre campioni rappresenta una tappa fondamentale nella messa a punto del banco perché, dopo diversi tentativi, è stato possibile definire e

verificare le giuste distanze tra i componenti del banco oltre che i parametri della fotocamera. In questo modo il problema delle misure successive si riduce al corretto posizionamento del campione e alla regolazione del suo allineamento con il fascio grazie alle 2 rotazioni rese possibili dal supporto, un'operazione realizzabile molto facilmente.

Il passo successivo è stato quello di provare ad acquisire un'immagine della flangia caricata.



Figura 2. 19 Sistema di carico della flangia forata

In Figura 2.19 si nota il sistema di carico che è stato utilizzato. Si sottolinea che durante la prova non sappiamo quanto valga il carico. L'obiettivo è quello di verificare se, in maniera qualitativa, aumentando il carico, è possibile vedere una variazione della distribuzione delle tensioni.

Il sistema di carico è stato montato sul supporto.

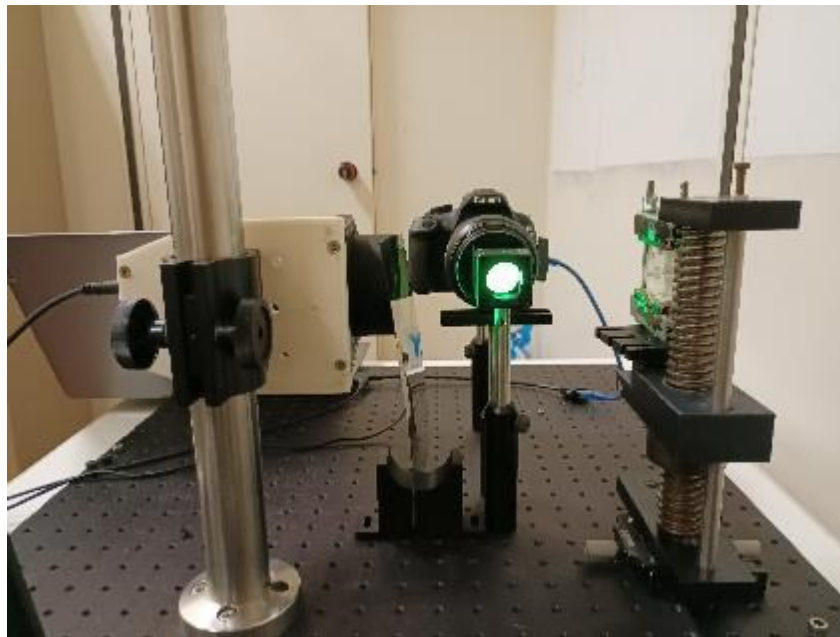


Figura 2. 20 Banco ottico con sistema di carico montato

Una volta regolato il supporto è stato possibile acquisire le immagini del foro centrale della flangia, partendo dal campione scarico e caricandolo progressivamente.

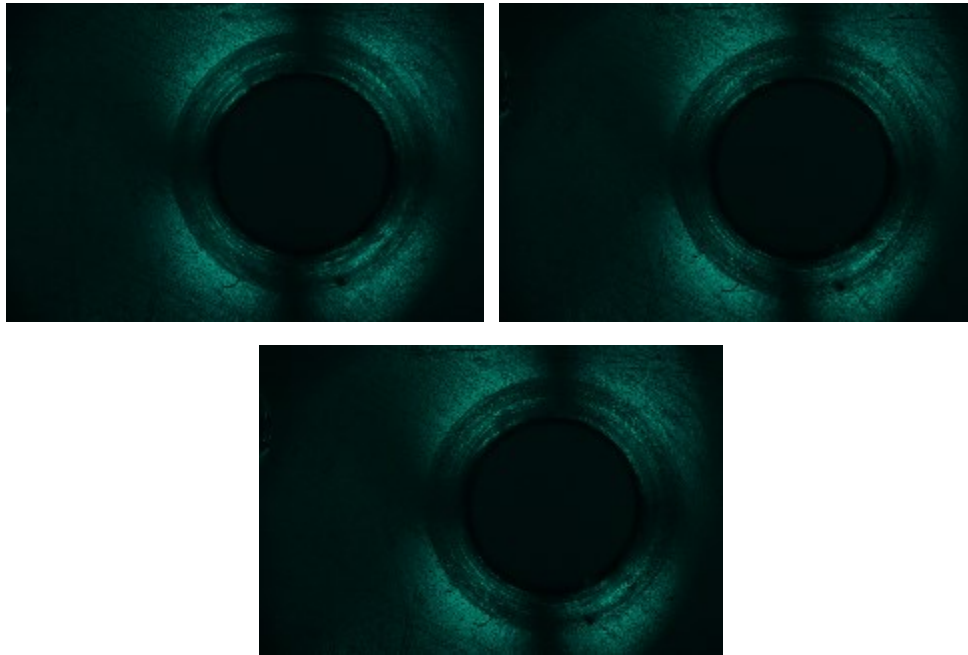


Figura 2. 21 Tensioni sul foro centrale al variare del carico applicato

Le 3 immagini sono state scattate con carico crescente, ma non si nota una variazione apprezzabile delle tensioni.

Il foro esaminato è centrato nell'intersezione degli assi di simmetria della flangia, che coincidono con la direzione dei polarizzatori. Sappiamo inoltre che isolando un concio in prossimità del foro, questo è sottoposto a due tipi di tensione: circonferenziale e radiale. Siccome il carico applicato è in direzione radiale rispetto al foro, le direzioni delle tensioni principali agenti sul foro e la direzione dei polarizzatori coincidono. Come si vede dalle immagini, lungo la direzione dei polarizzatori non è possibile vedere nulla, per questo motivo non riusciamo a vedere un aumento dell'area illuminata attorno al foro per effetto del carico applicato.

Abbiamo pensato di fotografare non più il foro centrale ma i fori circonferenziali della stessa flangia per evitare la simmetria.

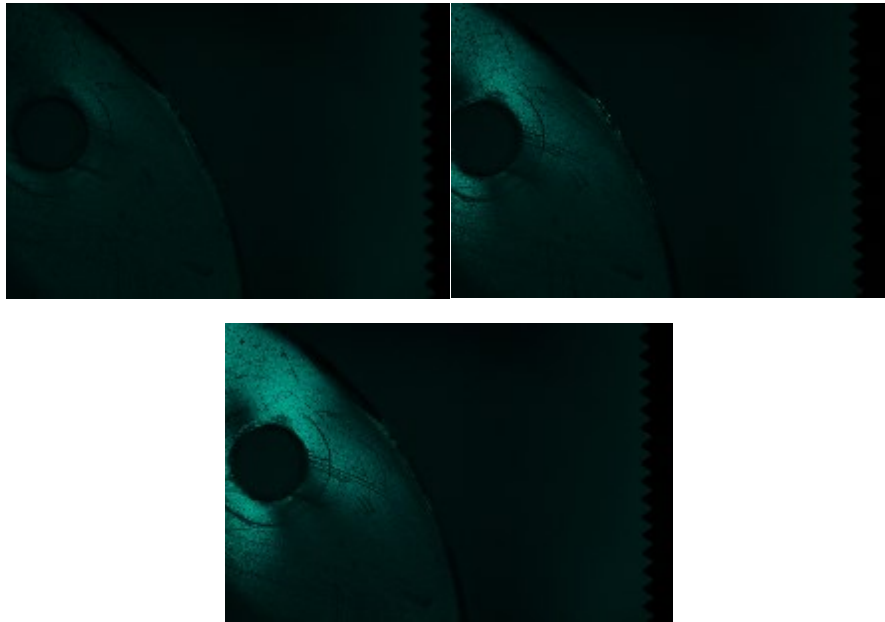


Figura 2. 22 Tensioni su uno dei fori circolari della flangia, a carichi differenti

L'idea si è rivelata corretta, incrementando il carico si osserva una variazione delle tensioni del materiale, aumenta l'area illuminata e l'intensità della luce riflessa.

3.4 Sistema con specchio dicroico

Il secondo sistema utilizzato è del tutto analogo al precedente, con la sola differenza che il beamsplitter è stato sostituito da uno specchio dicroico.

Un filtro interferenziale o dicroico è un particolare filtro passa banda che consente di ottenere luce colorata come un normale filtro, ma con un'elevata selettività.

Minimizza l'assorbimento di radiazione luminosa e permette il passaggio di radiazione quasi monocromatica.

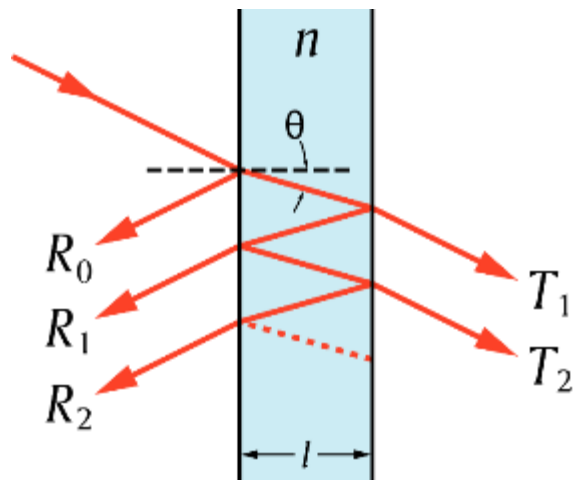


Figura 2. 23 Schematizzazione filtro dicroico

Il dicroico è costituito da due lastre piane e parallele di vetro, le cui facce interne sono rese semiriflettenti da uno strato sottile e trasparente di argento o altro conduttore, separate da un sottile strato d'aria o altro dielettrico. L'effetto di filtro è causato dall'interferenza tra i raggi riflessi tra le due lastre.

Quando si illumina il filtro, la differenza di cammino tra i raggi che hanno subito diverse riflessioni tra gli strati semiargentati dipende, per ogni angolo di incidenza, solo dallo spessore della lamina d'aria. Se questo spessore è costante e molto sottile, pari a qualche volta la lunghezza d'onda della luce, il sistema lascia passare una piccola quantità della radiazione, quasi monocromatica. Scegliendo opportunamente lo spessore, si può far trasmettere la lunghezza d'onda desiderata.

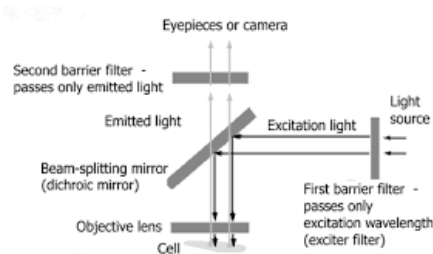


Figura 2. 24 Schematizzazione sistema con dicroico

Non potendo misurare l'angolo, il dicroico è stato posizionato in modo da garantire il massimo di luce verde che attraversa lo specchio, per angoli diversi si ha una quantità minore di luce.

Sono state acquisite le immagini del foro centrale della flangia per verificare l'eventuale presenza di nuove problematiche legate all'utilizzo del dicroico.

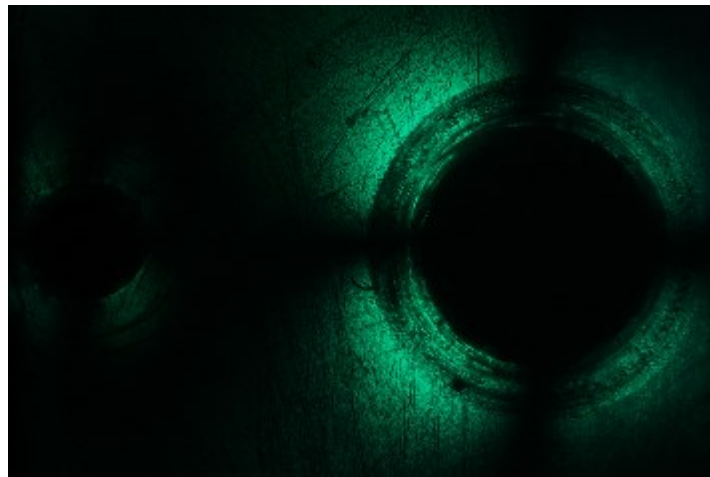


Figura 2. 25 Tensioni nel foro centrale della flangia, con dicroico

Abbiamo scattato nuovamente le immagini della flangia, questa volta inquadrando uno dei fori più piccoli e applicando un piccolo carico.



Figura 2. 26 Foro circonferenziale della flangia. Notare la quantità di luce che proviene dallo sfondo

L'immagine del foro scarico ha evidenziato subito un problema, dallo sfondo proviene molta luce. La prima causa su cui interrogarsi guardando l'immagine è che il sistema non sia in campo scuro, ovvero che i polarizzatori non sono incrociati. In realtà, controllando i polarizzatori, abbiamo verificato che sono realmente incrociati. Sottolineiamo che, pur essendo correttamente posizionati, siccome non sono polarizzatori di altissima qualità, è molto difficile ottenere un campo completamente scuro e ci sarà sempre una quantità seppur piccola di luce riflessa che non proviene dal campione.

È possibile che la luce che giunge alla parete dietro al campione, a causa della rugosità della superficie, subisca una variazione della polarizzazione per via di una riflessione diffusa che non viene più bloccata dal polariscopio.

Il problema è stato risolto con una soluzione molto semplice, fissare sulla parete retrostante il campione un foglio nero per minimizzare la quantità di luce riflessa dallo sfondo.



Figura 2. 27 Banco ottico con dicroico montato e foglio nero sulla parete per limitare le riflessioni indesiderate

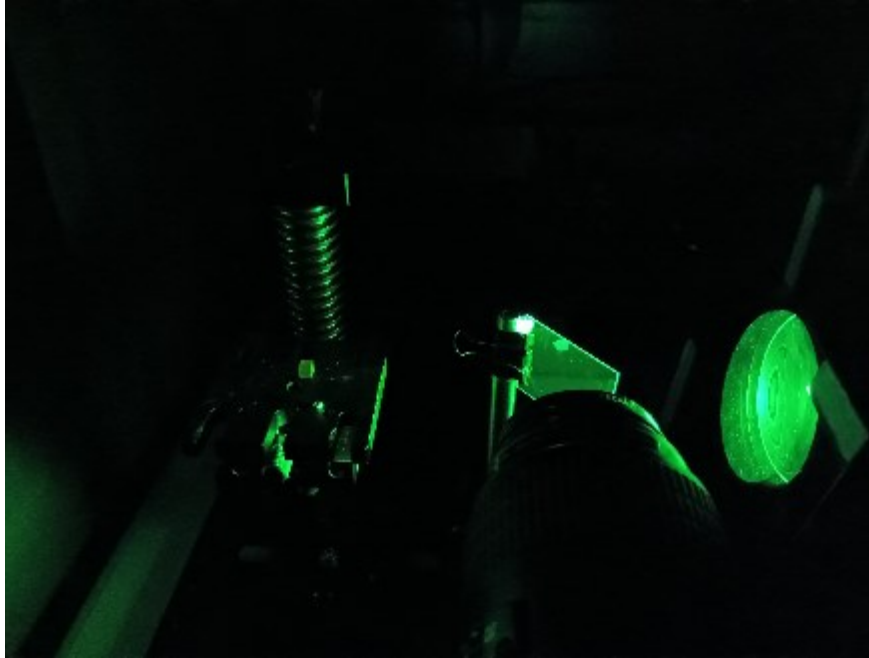
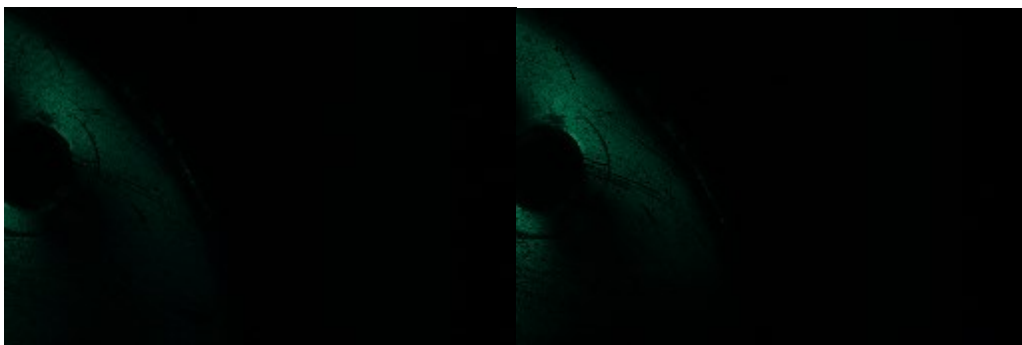


Figura 2. 28 Banco ottico in funzione

Abbiamo riacquisito le immagini del foro più piccolo, caricando il cristallo con lo stesso sistema utilizzato in precedenza.



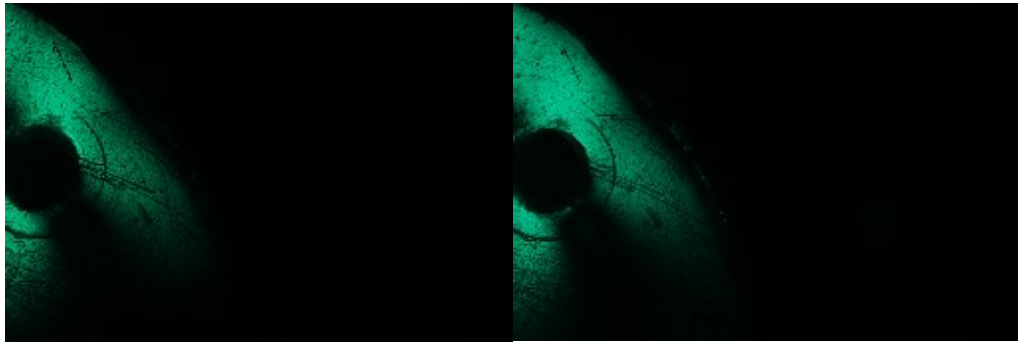


Figura 2. 29 Tensioni sul foro circonferenziale della flangia all'aumentare del carico applicato

Come ci aspettavamo, all'aumentare del carico riusciamo a vedere il cambiamento delle tensioni attorno al foro, sfruttando il fatto che ora lo sfondo è quasi completamente scuro.

3.5 Confronto dei due sistemi utilizzati

Entrambi i sistemi adoperati hanno mostrato buone proprietà, il beamsplitter è uno strumento che garantisce il mantenimento della polarizzazione, inoltre essendo costituito da un cubo con facce piane e parallele si può affermare con una certa sicurezza che l'allineamento del fascio venga conservato. Richiede una serie di semplici operazioni per l'allineamento e determina una perdita di luce significativa perché un 50% del fascio che è inizialmente riflesso viene perduto.

Il dicroico è un elemento più semplice da utilizzare perché il suo allineamento viene regolato osservandone la luce che incide sul sensore della fotocamera. La quantità di luce riflessa è molto maggiore rispetto al beamsplitter, determinando un miglioramento della qualità dell'immagine. Un elemento di disturbo può essere il fatto che, quando la luce si riflette molteplici volte sul rivestimento semiriflettente, per le leggi della riflessione e della rifrazione, i raggi subiscono una variazione della propria direzione di propagazione e viene a mancare la garanzia dell'allineamento.

Continuando, siccome nel sistema con beamsplitter l'intensità della luce che giunge alla fotocamera non è elevata, le immagini scattate con una esposizione al di sotto di $\frac{1}{4}$ non

mostrano nulla, sono troppo scure. Invece nel dicroico, grazie alla grande quantità di luce che viene riflessa, posso spingermi fino ad esposizioni di 1/13-1/15.

Un'altra importante discriminante è la questione economica, un beamsplitter come quello utilizzato nel banco costa qualche centinaio di euro, il dicroico ha un prezzo che si aggira intorno a decine di euro. Questo spiega perché in applicazioni in cui non è richiesta una precisione elevatissima, come in questo caso, si scelga di utilizzare il dicroico.

3.6 Misura su cristallo scintillatore

L'ultimo passo di questa tesi è stato quello di acquisire un'immagine di un cristallo scintillatore, non caricato.

Il cristallo utilizzato è un cubo di GaGG ($Gd_3Al_2Ga_3O_{12}$), anche chiamato “granato di Gallio in Alluminio Gadolinio” drogato con Cerio. È un nuovo scintillatore, monocristallino, le cui principali applicazioni sono il campo medico, con un buon potere di assorbimento, alta luminosità, postluminescenza bassa e tempo di decadimento veloce. Il lato misura mezzo centimetro.

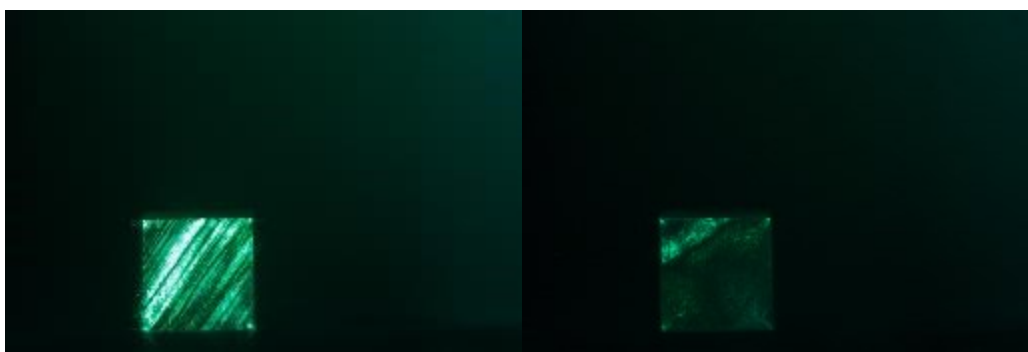


Figura 2. 30 Facce dello scintillatore cubico, non è possibile osservare frange

Sono state acquisite diverse immagini delle varie facce del cristallo. Nelle prime due non si notano frange, in particolare nella foto di sinistra quelle che possono sembrare frange, in

realtà sono probabilmente i segni delle lavorazioni meccaniche a cui è stato sottoposto il cristallo.

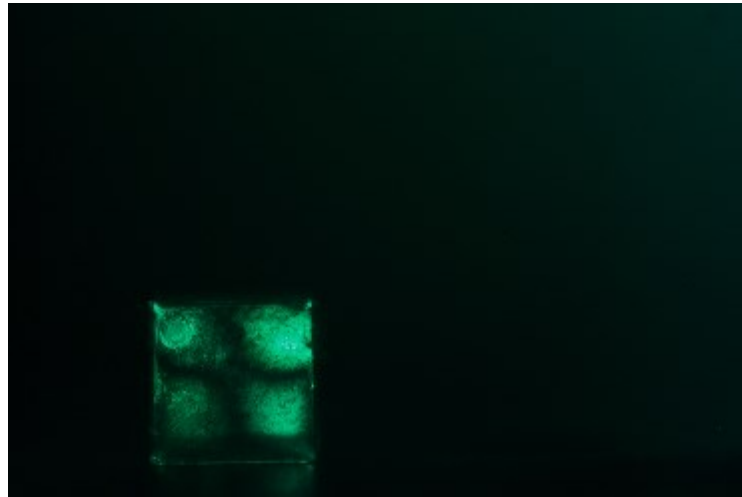


Figura 2. 31 Faccia tensionata dello scintillatore

In questa faccia è possibile vedere un sistema di frange con la croce al centro.

Ruotando di 90° la base su cui poggia il cristallo è stato possibile trasformare l'angolo di beccheggio in angolo di rollio. Lo scopo è quello di osservare se, cambiando l'inclinazione del cristallo, la croce rimane inalterata o si nota un cambiamento, segnalando così una possibile anisotropia.



Figura 2. 32 Immagine di interferenza delle tensioni ruotando il cristallo in senso orario

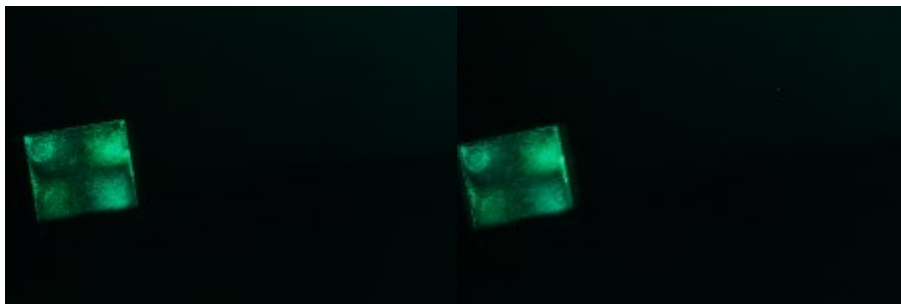


Figura 2. 33 Immagine di interferenza delle tensioni ruotando il cristallo in senso antiorario

Le immagini mostrano che, se incliniamo il cristallo verso destra, la croce cambia e si trasforma in una sorta di iperbole. Inclinando verso sinistra, la croce si mantiene pressoché inalterata, significa che nel cristallo c'è una qualche anisotropia lungo questa direzione.

4 CONCLUSIONI

Riassumendo, abbiamo montato un banco ottico per misure di fotoelasticità in riflessione con i componenti in precedenza descritti. Utilizzando campioni in plastica abbiamo acquisito numerose immagini, in modo tale da poter regolare i parametri e il set-up dei componenti.

Il primo problema è stato garantire la possibilità di modificare e regolare l'allineamento di campioni con geometrie differenti, che non possiedono necessariamente facce piane e parallele.

Abbiamo montato un supporto che conferisce tre gradi di libertà al campione, che si è rivelato non solo sufficiente ma ottimo per le successive acquisizioni.

Abbiamo studiato due soluzioni principali per il nostro sistema, la prima con beamsplitter cubico, la seconda con dicroico. Sono state acquisite immagini di tre campioni, disco di Petri, flangia forata e porta cd, entrambi nei due casi con e senza applicazione di un carico di compressione variabile ignoto. In particolare, nel caso caricato, bisogna porre l'attenzione a non avere il carico allineato con la direzione dei polarizzatori, con la conseguenza di non vedere alcuna variazione nell'andamento delle tensioni.

Dalle immagini ottenute si può affermare che i due sistemi sono sostanzialmente equivalenti, tuttavia il dicroico, per comodità di utilizzo e il costo ridotto, è stata la soluzione scelta per studiare il cristallo scintillatore. Dopo la prima fase di set-up e misure su campioni isotropici plastici, è stato misurato uno scintillatore cristallino GaGG scarico.

Le immagini del cristallo hanno mostrato uno stato tensionale anche in assenza di carico. La cosa più interessante da osservare è che, inclinando il cristallo, l'immagine di interferenza (croce o iperbole) non rimane fissa ma cambia. Inoltre, il cambiamento non è uguale se si inclina in senso orario o antiorario, in particolare in senso antiorario la croce rimane invariata.

Alla fine di questo iter possiamo affermare che la tecnica utilizzata funziona ed è valida, è necessario prestare particolare attenzione e precisione nella messa a fuoco e allineamento del campione.

Il prossimo passo, che non è scopo di questa trattazione, può essere la progettazione di una cella di carico per effettuare misure sul cristallo tensionato con carico noto.

BIBLIOGRAFIA

Daniele Rinaldi, Michel Lebeau, Nicola Paone, Lorenzo Scalise and Paolo Pietroni, *Quality control and characterization of scintillating crystals for high energy physics and medical applications*, Wide Spectra of Quality Control (2011)

D. Rinaldi, P. Pietroni, F. Davì, *Isochromate fringes simulation by Cassini-like curves for photoelastic analysis of birefringent crystals*, Nuclear Inst. and Methods in Physics Research (2009)

L. Montalto, N. Paone, L. Scalise, and D. Rinaldi, *A photoelastic measurement system for residual stress analysis in scintillating crystals by conoscopic imaging*, Review of Scientific Instruments 86 (2015)

D. Rinaldi, A. Ciriaco, M. Lebeau, N. Paone, *Quality control on pre-serial Bridgman production of PbWO₄ scintillating crystals by means of photoelasticity*, Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A 615 254–258 (2010)

P. P. Natali, L. Montalto, F. Davì, P. Mengucci, A. Ciriaco, N. Paone, D. Rinaldi, *Theoretical and experimental evaluation of piezo-optic parameters and photoelastic constant in tetragonal PWO*, Applied Optics Vol. 57, No. 4 / 1 (2018)

Montalto, P.P. Natali, F. Davì, P. Mengucci. N. Paone and D. Rinaldi, *Characterization of a defective PBWO₄ crystal cut along the a-c crystallographic plane: structural assessment and a novel photoelastic stress analysis*. Journal of Instrumentation, Volume 12, (2017)

Cocozzella N., Lebeau M., Majni G., Paone N., Rinaldi D, *Quality inspection of anisotropic scintillating lead tungstate (PbWO₄) crystals through measurement of interferometric fringe pattern parameters*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A (NIM A) 469 3 pp.331-339 (2001)

L. Montalto, *Inspection and characterization of birefringent materials: development of methods and systems for scintillating anisotropic crystals*, Università Politecnica delle Marche (2017)

Luigi Montalto, Nicola Paone, Daniele Rinaldi, and Lorenzo Scalise, *Inspection of birefringent media by photoelasticity: from diffuse light polariscope to laser conoscopic technique*, Optical Engineering 54(8), 081210 (2015)

Dally J. W., Riley W. F, *Experimental Stress Analysis*, McGraw-Hill Book Company, (1987)

Pier Paolo Natali, Luigi Montalto, Fabrizio Davì, Nicola Paone, Daniele Rinaldi, Lorenzo Scalise, *Optimization of the photoelastic fringe pattern processing for the stress evaluation in scintillating anisotropic media*, IEEE International Instrumentation and Measurement Technology Conference (2017)

F. Davì and D. Rinaldi, *Mechanical and Optical Properties of Anisotropic Single-Crystal Prisms*, J. Elast., vol. 120, no. 2 (2015)

L. Montalto, D. Rinaldi, N. Paone, L. Scalise and F. Davì, *Photoelastic sphenoscopic analysis of crystals*, Review of Scientific Instruments, 87(1), 015113 (2016)

Augusto Ajovalasit, *Analisi sperimentale delle tensioni con la fotomeccanica*, Aracne (2009)

Augusto Ajovalasit, *Introduzione all'analisi sperimentale delle tensioni* (2009)

P. Lecoq, A. Annenkov, A. Gektin, M. Korzhik, and C. Pedrini, *Inorganic Scintillators for Detector Systems, Physical Principles and Crystal Engineering*, Series: Particle Acceleration and Detection, XII Springer (2006)

C. Grupen, *Particle Detectors*, Cambridge University Press (1996)

R. Fernow, *Introduction to Experimental Particle Physics*, Cambridge University Press (1992)

W.R.Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag (1994)

G.F. Knoll, *Radiation detection and measurement*, John Wiley & Sons (2000)

SITOGRAFIA

<https://wauniversity.it/riflessione-rifrazione/>

<https://mu2e.fnal.gov/>

<https://martinelli.faculty.polimi.it/fascicolo%20polarizzazione.pdf>

http://personalpages.to.infn.it/~maina/didattica/Fisica_Farmacia_2020_21/21_onde_elettromagnetiche_m_15.pdf

https://www.phys.uniroma1.it/fisica/sites/default/files/file_PLS/Polarizzazione.pdf

<https://www.luchsinger.it/it/sensori/deformazione/fotoelasticita/>

https://www.fisica.uniud.it/urdf/secif/ottica/birf_2.htm

<https://physicsopenlab.org/2017/08/10/cristalli-scintillatori/>

https://e-l.unifi.it/pluginfile.php/420921/mod_folder/content/0/Pres_Scint.pdf

https://www0.mi.infn.it/~bracco/pdf-lab/laboratorio_gamma_4.pdf

https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=4129

<https://www.opto-e.com/it/prodotti/ltclhp-series#models>

<https://it.meta-laser.com/scintillation-detector/ce-gagg-scintillation-detector.html>

<https://italian.kinheng.com/quality-14516722-gagg-scintillator-crystal>

Vorrei sfruttare queste poche righe per ringraziare, anche se brevemente, molte persone, non solo per avermi accompagnato in questo percorso di studi impegnativo, quanto per essere state una presenza viva e partecipativa in questi anni a cavallo tra liceo e università.

Un modo per poter dire in una sola volta che dentro di me provo un bene profondo per ognuno di voi.

Ringrazio Lorenzo, che in questo momento si trova in India. Non abbiamo bisogno di molte parole ed è per questo che non ho bisogno di scrivere particolari motivazioni, grazie.

Ringrazio Gabriele e Francesco. Sono stati tra gli amici più presenti in questi ultimi 3 anni. Basterebbe questo ma aggiungiamo anche la mole di risate che provocate.

Grazie Leonardo per tutti i concerti e le emozioni condivise attraverso la musica, grazie Umberto B per il sostegno, grazie Tobia per la genuinità e per le gite in barca, grazie Valentina perché sei più logorroica di me e sei una persona veramente buona. Grazie anche a Martina, Giulio, Giacomo, Luca, Tommaso F., Federico, Ruben, Claudio, Emmanuele, Umberto D per i tanti momenti passati insieme.

Grazie ai ragazzi con cui lavoro al museo: Marco, Geremia, Elena, Nicole, Sabrina, Sofia. Siete tutte delle persone molto mature e vi ringrazio perché prendo spunto anche da voi. Ma vi ringrazio anche per i moltissimi momenti felici e la serenità con cui permettete di lavorare. Ringrazio nuovamente Nicole per la conoscenza di Sofia e Ludovica.

Grazie a tutti i ragazzi con cui suono, in banda e in conservatorio. Grazie in particolare Alessandro, Federico G, Alice, Andrea. Percepisco tanto affetto sincero da parte vostra e ricambio.

Grazie al mio professore di clarinetto, Orazio Cartoceti, per la tanta strada fatta sotto la sua guida.

Grazie agli amici che ho conosciuto in università, Giovanni, Armando, Francesco, Edoardo, Stefano, Gianlorenzo, Luca, Jacopo, Vincenzo, Gianluca. Senza, i pranzi e le lezioni non avrebbero avuto lo stesso gusto.

Grazie, infine, alla mia Famiglia con la maiuscola, Giuliana, Giulia, Gian Marco e nonna Vanna. Una famiglia più unita che mai, vi ringrazio per la quantità di amore e attenzione che ricevo ogni giorno.