

UNIVERSITA' DEGLI STUDI DI PADOVA



DIPARTIMENTO DI INGEGNERIA DELL'INFORMAZIONE

Laurea in Ingegneria delle Telecomunicazioni

ANNO ACCADEMICO 2009-2010

TESI DI LAUREA SPECIALISTICA

Dinamica dell'ablazione laser
su celle fotovoltaiche a film sottile

RELATORE: Prof. Paolo Villoresi

LAUREANDO: Enrico Favero

PADOVA, 9 MARZO 2010

*“Cento volte al giorno mi capita di pensare che la mia vita,
quella interiore e quella pubblica, dipende dal lavoro
di altre persone, vive e scomparse e mi dico
che devo impegnarmi a restituire quanto
ho ricevuto e ancora ricevo.”*

Albert Einstein

Indice

Abstract	9
1 Introduzione	11
2 Celle Solari: struttura e funzionamento	13
2.1 Introduzione	13
2.2 Cenni quantistici sull'interazione luce-materia	13
2.2.1 Il semiconduttore	15
2.3 Radiazione Solare	17
2.4 La giunzione p-n	18
2.4.1 Assorbimento luce: creazione coppia elettrone-lacuna	18
2.4.2 Ricombinazione: emissione di un fotone	19
2.4.3 Trasporto di carica	19
2.5 Creazione della Giunzione	20
2.6 Caratterizzazione elettronica della cella solare	21
2.6.1 Figure di merito	22
2.7 La cella CIGS ($Cu(InGa)Se_2$)	24
2.7.1 Struttura fisica	24
2.7.2 Sviluppi futuri	25
2.8 Ablazione Laser: processi $P_1 P_2 P_3$	25
3 Il Laser	27
3.1 Funzionamento Laser	27
3.2 Laser a semiconduttore	28
3.2.1 Diodo Laser	28
3.3 Funzionamento in Q-switch	30

4	Termodinamica: il trasferimento di calore	31
4.1	Introduzione	31
4.2	Principi della Termodinamica	31
4.3	Trasferimento di Calore	32
4.4	Legge di Fourier	33
4.5	Espansione Termica	34
5	Studio dell'Elasticit� nei solidi	35
5.1	Introduzione	35
5.2	Tensore degli sforzi	36
5.2.1	Sforzi principali	38
5.3	Tensore delle deformazioni	40
5.4	Legge di Hooke	43
5.4.1	Legge di Hooke Generalizzata	46
5.5	Trasformazione nei tensori	47
5.5.1	Trasformazione degli assi	48
5.6	Coefficiente di espansione termica	49
5.7	Termoelasticit�	51
6	Deformazioni e tensioni indotte dagli impulsi laser: simulazioni numeriche	53
6.1	Introduzione	53
6.2	Analisi termica transitoria	54
6.2.1	Risultati e Considerazioni	56
6.3	Modello con Interazione Termo-Strutturale	61
6.3.1	Prima Direzione Principale	62
6.3.2	Seconda e Terza Direzione Principale	64
6.3.3	Conclusioni	67
6.4	Modello con analisi Termica e Meccanica disaccoppiate	69
6.4.1	Risultati	70
7	Sviluppo del Setup per le prove in laboratorio	75
7.1	Introduzione	75
7.2	Setup per l'ablazione: funzionamento	75
7.2.1	La sorgente : Il diodo Laser	76
7.3	Setup per la <i>Strobe Photography</i>	80

7.3.1	Laser per l'illuminazione del campione	80
7.3.2	Ottica	81
7.3.3	Percorso ottico	83
8	Risultati dell'ablazione laser e Conclusioni	87
8.1	Ablazione su Cella CIGS-Vetro	87
8.1.1	Impulso da $500ns$	87
8.1.2	Impulso da $10\mu s$	88
8.2	Ablazione su Cella CIGS-Mo-Vetro	90
8.2.1	Prove con impulsi da $5\mu s$	90
8.3	Conclusioni	91
A	Datasheet del Diodo Laser	95
	Bibliografia	95

Abstract

Obbiettivo primario di di questo lavoro, è studiare la dinamica di una cella a film (CIGS) sottile, durante la lavorazione laser. L'ablazione viene effettuata con impulsi dell'ordine dei μs con un diodo laser a $808nm$. Tramite programmi FEM, sono stati simulati lo sviluppo di stress meccanici, causati da gradienti termici. Infatti, il calore viene diffuso tramite conduzione termica all'interno della struttura semiconduttore-metallo ($Cu(InGa)Se_2-Mo$).

Infine, sono stati riprodotti tali impulsi in laboratorio e fotografati gli effetti tramite microscopio elettronico per identificare il sollevamento dello strato CIGS da quello del metallo, e ottenere il risultato voluto. È stato poi proposto lo studio di una tecnica di visione e ablazione simultanea, per verificare l'espansione termica e lo sviluppo degli stress nel materiale.

Di tale tecnica, conosciuta come *Strobe Photography*, è stato progettato un possibile setup, che potrà essere eventualmente testato, dando concreto seguito al presente lavoro.

CAPITOLO 1

Introduzione

Dal 7 al 18 dicembre i leader di tutto il mondo si riuniscono a Copenhagen per cercare un accordo sulla riduzione delle emissioni di gas serra nei prossimi decenni. La strategia più efficace sarebbe un massiccio passaggio dai combustibili fossili a fonti di energia pulite e rinnovabili.[...], ci siamo posti una sfida ambiziosa: determinare come il 100 per cento dell'energia mondiale, per tutti gli usi, potesse provenire da risorse eoliche, idriche e solari entro il 2030.[1]

Articolo che mette in luce come sia possibile, tramite piani a lungo termine, attuare un passaggio a energie pulite e rinnovabili come il solare.

Continua dicendo che per soddisfare una domanda così alta, bisognerà comunque costruire un gran numero di impianti: un'ottima combinazione è quella che predilige l'eolico ed il solare che vede anche il 10% circa della domanda soddisfatto da tecnologie idriche.

Il vento si occuperebbe del 50% della domanda, con circa 4 milioni di grandi turbine eoliche in tutto il mondo. Un altro 40% deriverebbe dal fotovoltaico e da impianti solari a concentrazione (strutture che concentrano la luce solare riscaldando un fluido che alimenta una turbina per generare elettricità): la produzione fotovoltaica proverrebbe da pannelli installati sui tetti delle abitazioni ed edifici commerciali. Servirebbero perciò circa 89.000 impianti fotovoltaici e solari a concentrazione, più, per soddisfare il rimanente 10% della domanda, 900 centrali idroelettriche circa, di cui il 70% sono già operative. La costruzione di un'infrastruttura così articolata richiederà tempo, ma è stato così anche per la rete di centrali elettriche di oggi.

Un problema non trascurabile potrebbe risiedere nel fatto che le varie energie non sono affidabili al 100%, per fare un esempio il sole non batte sempre. Ma ciò può essere risolto usando in modo intelligente le varie risorse, ovvero dove manca una si passa all'altra e così via, garantendo continuità.

Quindi si intuisce che i problemi non sono tecnici e neanche economici, bensì politici.



Figura 1.1: Impianti fotovoltaici

Celle Solari: struttura e funzionamento

2.1 Introduzione

La cella solare e' un dispositivo *fotovoltaico* che trasforma la radiazione solare in corrente elettrica. Questo capitolo illustra in modo sintetico, tale dispositivo partendo dalle basi fisiche fino a caratterizzarlo in termini di figure di merito.



Figura 2.1: Cella solare

2.2 Cenni quantistici sull'interazione luce-materia

Il 1905 fu per la fisica “*l'anno miracoloso*”. Quell'anno Einstein pubblicò tre lavori di importanza fondamentale per la fisica moderna. Uno riguardava il moto Browniano, ovvero la descrizione

del movimento delle particelle in un gas, principio che reggeva anche da un punto di vista macroscopico. Nel secondo lavoro il fisico ebbe il maggior successo perchè si gettavano le basi della teoria della relatività, una delle teorie fisiche più importanti e rivoluzionarie della nostra epoca: lo studio sulla *Relatività ristretta* sfociò nella sua generalizzazione nel 1915. Questa teoria sbriciolò i concetti di spazio e tempo assoluti, punti fermi nella meccanica di Newton.

Nell'ultimo lavoro Einstein considerava la luce non soltanto rappresentabile da onde elettromagnetiche (come aveva fatto Maxwell), ma anche sotto forma di minuscoli pacchetti, la cui energia dipendeva dalla frequenza e da una costante (2.2).

Al cuore di tale studio c'erano interrogativi che i fisici si ponevano da oltre un secolo: "l'universo è fatto da particelle, come gli atomi o elettroni? O è un continuo ininterrotto, come sembrano essere un campo gravitazionale o un campo elettromagnetico? E se entrambi sono validi, cosa succede quando si intersecano?" [2].

Un' intersezione che, si cercava di spiegare ormai da tempo, era la cosiddetta *Radiazione di corpo nero*. Un corpo che può essere rappresentato da un recipiente di metallo chiuso con un piccolo forellino da cui potesse uscire la radiazione. Si trovava che, all'equilibrio termico, l'intensità della lunghezza d'onda dipendeva solo dalla temperatura. Il problema è che nessuno riusciva a ricavare la funzione che descriveva tale grafico a forma di collina.

Nel 1900 Max Planck riuscì a formularla ricorrendo alla statistica di Boltzman. Ipotizzò che qualunque superficie che irraggiasse calore e luce, come il corpo nero, contenesse oscillatori armonici, i quali potevano assorbire o emettere radiazione solo in maniera quantizzata, in pacchetti di energia chiamati successivamente fotoni. Per far ciò introdusse una costante h a cui attribuiva solo un significato matematico.

La densità spettrale di energia spettrale risultava:

$$u(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{e^{h\nu/KT} - 1} \quad (2.1)$$

L'energia media di un oscillatore di Plank (secondo termine di (2.1)) portata al limite dà la formulazione di Rayleigh-Jeans; teoria che approssimava la radiazione solo per lunghezze d'onda elevate, portando alla cosiddetta catastrofe ultravioletta ($\lim_{\substack{h, \nu \rightarrow 0 \\ T \rightarrow \infty}} \frac{h\nu}{e^{h\nu/KT} - 1} = KT$).

Il passo fondamentale che propose Einstein fu che, non solo gli scambi energetici venissero attraverso quantità discrete, ma che la luce fosse composta da queste particelle. Tutto ciò fu confermato dall'effetto fotoelettrico.

Particelle, fotoni, che hanno un'energia proporzionale alla frequenza:

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad e \quad E_n = nh\nu = n \frac{hc}{\lambda} \quad (2.2)$$

Quando la luce interagisce con la materia si verificano salti energetici tra le orbite dell'atomo che hanno energie quantizzate, dipendenti dal numero quantico principale dell'elettrone in questione. Questi salti avvengono attraverso tre processi: assorbimento, emissione spontanea ed emissione stimolata.

I processi di assorbimento e di emissione stimolata sono alla base della teoria moderna di interazione luce-materia, fondamentale per capire come sia possibile produrre energia elettrica raccogliendo per esempio la radiazione solare.

Oltre a questo, l'emissione stimolata introdotta da Einstein è alla base del funzionamento del Laser, usato per l'ablazione e la lavorazione di celle nel lavoro proposto.

Assorbimento

Si consideri lo schema a bande di un semiconduttore. Dato che l'energy gap non è elevato, gli elettroni possono saltare da banda di valenza a banda di conduzione. Tale fenomeno è detto assorbimento e può avvenire se stimolato da un fotone (Fig. 2.2)

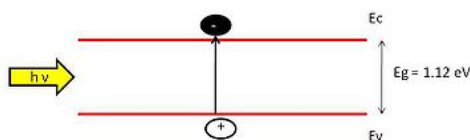


Figura 2.2: Assorbimento di un fotone

Emissione

Il processo inverso è l'emissione, che da uno stato eccitato passa ad un livello inferiore.

L'emissione può essere spontanea, ovvero avvenire con una certa probabilità uguale all'inverso del tempo di vita in quel livello, oppure stimolata da un fotone. Nell'ultimo caso questo genera un fotone copia di se stesso, ovvero dà il via ad un processo di amplificazione (Fig. 2.3).

2.2.1 Il semiconduttore

Il funzionamento della cella solare, come del laser a semiconduttore, è basato su alcune proprietà che i semiconduttori hanno mentre isolanti e conduttori non possiedono.

Tra gli atomi di questi materiali ci sono forze interatomiche forti che non si possono considerare singole entità. Perciò risolvendo l'equazione di Schrödinger, i livelli energetici degli atomi si splittano in tanti livelli energetici discreti, e approssimando, si creano bande di energie continue e

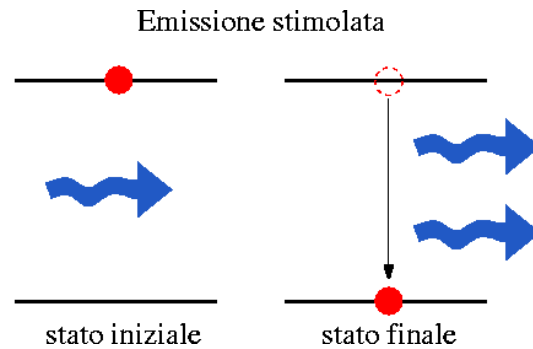


Figura 2.3: Emissione stimolata di un fotone

proibite. Le bande di interesse sono quelle vuote o parzialmente piene, capaci perciò di innescare transizioni elettroniche.

Banda di valenza e banda di conduzione sono divise da un Energy-Gap, da cui dipende se fotoni con una certa lunghezza d'onda sono in grado di provocare transizioni o meno.

Nei conduttori la banda di conduzione è parzialmente occupata a tutte le temperature, perciò il passaggio di elettrone tra le due bande è facilitato. Gli isolanti invece hanno la banda di valenza completamente occupata mentre quella di conduzione non occupata e con un Energy-Gap elevato. Il passaggio di elettroni diventa improbabile a temperature non elevate. I semiconduttori intrinseci hanno la stessa struttura degli isolanti, con la differenza di avere un'energy gap ridotto, così da permettere transizioni.

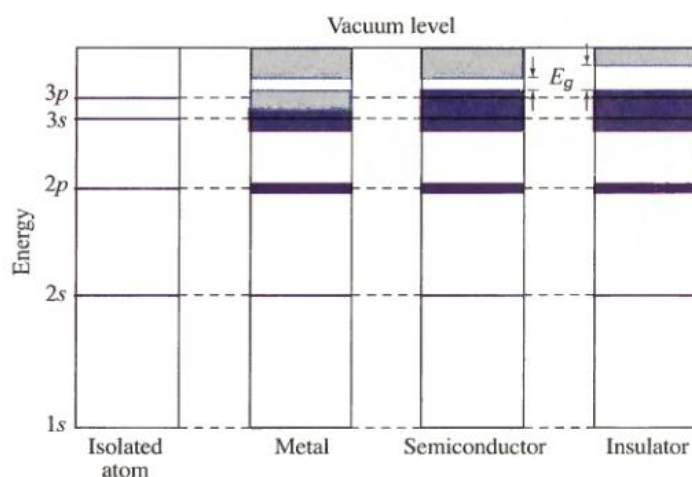


Figura 2.4: Comportamento dei diversi materiali nell'occupazione delle bande [3]

I Semiconduttori vengono drogati, con conseguente spostamento del livello di Fermi verso la banda di conduzione (n-type), o verso la banda di valenza (p-type), rispettivamente con atomi

donori e accettori (figura 2.5). Tale drogaggio crea disomogeneità di concentrazione di carica e modifica della funzione di Fermi:

$$f(E) = \frac{1}{e^{-\frac{E-E_f}{kT}} + 1} \quad (2.3)$$

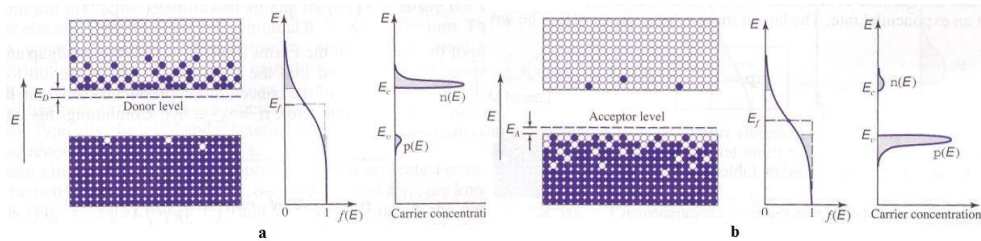


Figura 2.5: Concentrazione di carica nei semiconduttori drogati (a) n (b) p [3]

2.3 Radiazione Solare

Importante nella costruzione della cella solare è valutare la banda di lunghezze d'onda a cui deve essere sensibile per ottimizzare l'assorbimento.

Ciò presuppone un'approfondita conoscenza dello spettro solare.

La distribuzione spettrale del sole è trattata come emissione di corpo nero tramite la legge di

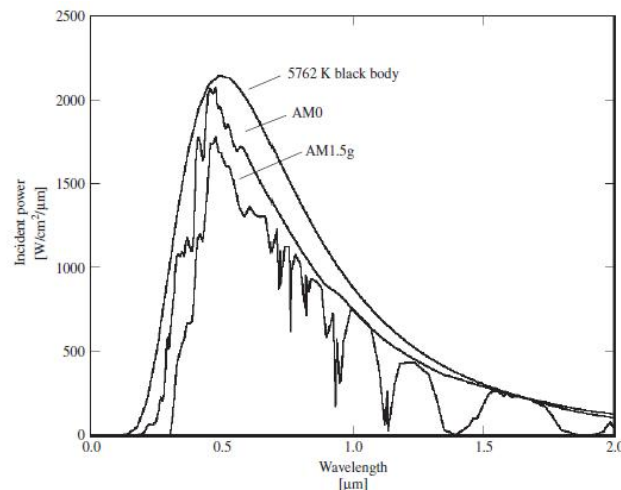


Figura 2.6: Spettro della radiazione solare [4]

Planck 2.1 dove la temperatura di equilibrio in superficie è $T = 5762K$.

Per quantificare la potenza, la densità viene integrata su tutte le lunghezze d'onda, e il risultato

che si ottiene è la legge di Stefan-Boltzmann:

$$H_s = \sigma T^4$$

e nel caso della superficie solare $H_s \sim 6 \cdot 10^7$. Appena fuori dall'atmosfera terrestre $H_s = 1,353 \text{KW}/\text{m}^2$, in questo punto la distribuzione è indicata come *Air Mass 0 (AM0)*. AM indica la secante dell'angolo con cui incide la superficie ($\frac{1}{\cos \theta}$).

Viene perciò definito il *Sole convenzionale AM1,5*, che tiene conto della distanza percorsa all'interno dell'atmosfera, con un angolo sulla superficie terrestre di $\sim 49^\circ$. Si aggiunge poi una lettera *d* (direct) per indicare che non si tiene conto della componente diffusa, mentre *g* (global) viceversa.

2.4 La giunzione p-n

2.4.1 Assorbimento luce: creazione coppia elettrone-lacuna

Nella cella fotovoltaica si sfrutta la giunzione p-n per convertire luce in elettricità. Quando un fotone viene assorbito, ovvero dalla banda di valenza passa a quella di conduzione, si crea una coppia elettrone-lacuna che contribuisce alla corrente generata. Esso può essere visto come la sommatoria di tutte le possibili transizioni tra gli stati E_1 e E_2 che avviene con una certa probabilità:

$$\alpha(h\nu) = \sum P_{12} g_v(E_1) g_c(E_2) \quad \begin{cases} g_v(E_1) & \text{e' la densità occupata degli stati in banda di valenza} \\ g_c(E_2) & \text{e' la densità occupata degli stati in banda di conduzione} \end{cases}$$

In un semiconduttore il band-gap tra la banda di valenza e quella di conduzione può essere diretto o indiretto come è rappresentata in figura 2.7. In quello indiretto, rispetto a quello diretto, è necessaria la presenza di una terza componente: il fonone, oltre al fotone e l'elettrone, per rispettare la conservazione dell'energia e del momento.

La luce entra più in profondità in un Band-gap indiretto rispetto al diretto, dato che ha un coefficiente di assorbimento minore per la minor probabilità che accada. Per cui il fascio ha una componente trasmessa superiore.

Importante è identificare il rate di generazione coppia elettrone-lacuna che è funzione della posizione x :

$$G(x) = (1 - s) \int_{\lambda} (1 - r(\lambda)) f(\lambda) \alpha(\lambda) e^{-\alpha x} d\lambda$$

s = grid shadowing factor, ovvero zona d'ombra che non contribuisce alla generazione

$r(\lambda)$ =riflettività

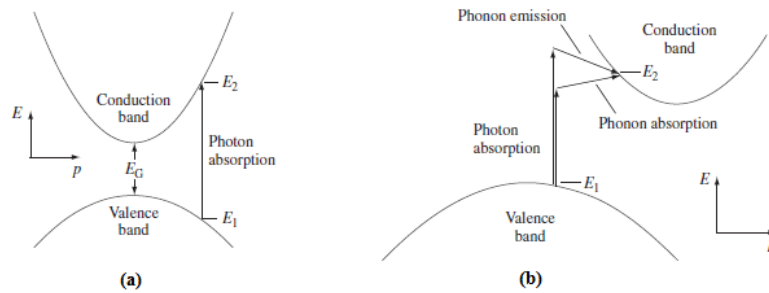


Figura 2.7: Assorbimento in un band-gap: (a) diretto (b)indiretto [4]

$\alpha(\lambda)$ =coefficiente di assorbimento

$f(\lambda)$ =flusso incidente di fotoni

2.4.2 Ricombinazione: emissione di un fotone

In presenza di giunzioni fuori equilibrio, per l'iniezione di portatori o illuminazione, esse tendono di ritornare all'equilibrio tramite la ricombinazione.

Tre sono i processi fondamentali:

- *Ricombinazione dovuta da Trappole*: difetti nel reticolo che causano transizioni intermedie.
- *Ricombinazione Radioattiva*: è il processo inverso dell'assorbimento. È usata per la formazione di radiazione laser, dove si sfrutta l'emissione stimolata per la creazione di fotoni identici.
- *Ricombinazione Auger*. L'impatto con un fotone causa un salto energetico intra-Band, ovvero all'interno della banda, che poi decade sottoforma di quanto vibrazionale, fonone.

2.4.3 Trasporto di carica

Ultimo processo fondamentale da descrivere è il trasporto di carica elettrica una volta che essa si genera. Elettroni e lacune si comportano come cariche libere all'interno delle rispettive bande, soggette perciò a leggi classiche. I meccanismi di trasporto di carica sono principalmente due:

1. Deriva: determinato dalla presenza di un campo elettrico; $(J_x^{drift} = q\mu_x x E = -q\mu_x x \nabla \Phi$ con $x = p, n$)
2. Diffusione: determinato dalla presenza di un gradiente di concentrazione di portatori. $(J_x^{diff} = -qD_x \nabla x$ con $x = p, n$)

J_x è la densità di corrente di portatori n (elettroni) o p (lacune)

q carica dell'elettrone

μ_x mobilità delle cariche

D_x coefficiente di diffusione

∇x gradiente di densità di carica

$E = -\nabla\Phi$ legame tra campo elettrico e potenziale elettrostatico

2.5 Creazione della Giunzione

Dopo aver introdotto i meccanismi fondamentali che avvengono all'interno della giunzione p-n, si passa ora alla sua analisi.

La giunzione p-n sta alla base del funzionamento sia della cella solare che, nel caso di laser a semiconduttore, al laser.

Per capire come sia possibile che in un semiconduttore si generi una corrente elettrica bisogna riprendere in considerazione la distribuzione di Fermi (equazione (2.3)). Essa dà la probabilità con cui un particolare stato energetico sia occupato oppure no.

In figura 2.8 è mostrato che allo 0 assoluto, tutti gli stati con $E < E_f$ sono occupati, mentre quelli con energia superiore sono vuoti. In un semiconduttore intrinseco, il livello di Fermi è

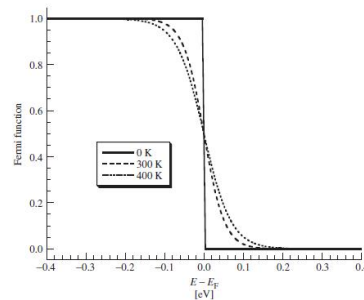


Figura 2.8: Funzione di Fermi a varie temperature [4]

esattamente a $E_f = E_v + \frac{E_G}{2}$, ovvero a metà della banda proibita. Quando viene drogato, come già accennato, si sposta verso la banda di conduzione. Nel caso di droganti tipo n , o verso la banda di valenza, nel caso di droganti di tipo p . Questo significa rispettivamente un maggior numero di stati occupati in banda di conduzione e nell'altro caso, di valenza.

La formazione di una giunzione p-n si ha quando due semiconduttori drogati p e n vengono avvicinati deformando le bande. Tale deformazione è data dal fatto che, per un semiconduttore all'equilibrio termico, il livello di Fermi deve essere unico e indica che per $E = E_f$ la probabilità

di occupazione di uno stato è $\frac{1}{2}$, se è un livello permesso. La corrente netta che attraversa la giunzione è nulla.

Se si applica un potenziale ai capi della giunzione, la situazione cambia. Il dispositivo non è più in equilibrio ed i livelli di Fermi si differenziano. Tra i due si forma un potenziale dato da eV , e per una giunzione polarizzata in diretta, si crea un eccesso di minoritari nella regione p e nella regione n.

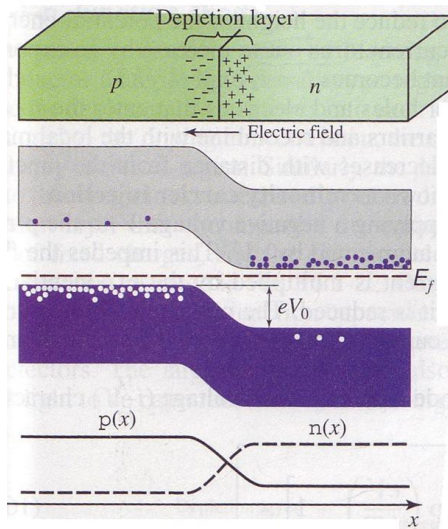


Figura 2.9: Giunzione p-n all'equilibrio termico [3]

2.6 Caratterizzazione elettronica della cella solare

La caratteristica $V - I$ della cella solare è data da:

$$I = I_{SC} - I_{o1} \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) - I_{o2} \left(e^{\frac{qV}{2kT}} - 1 \right) \tag{2.4}$$

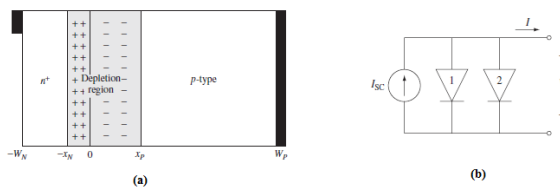


Figura 2.10: Cella solare: (a)Struttura fisica (b) schema circuitale[4]

I_{sc} : corrente di corto circuito che deriva dalla somma di contributi nelle zone quasi neutre (n^+, p) e quella di svuotamento

I_{o1} : corrente di buio dovuta alla ricombinazione nelle zone neutre

I_{o2} : corrente di buio dovuta alla ricombinazione nella zona di svuotamento $I_{o2} = \frac{qAW_D n_i}{\tau_D}$ dove τ_D è il tempo effettivo nella zona di svuotamento mentre W_D larghezza della di svuotamento dipendente dalla tensione applicata per polarizzarla.

2.6.1 Figure di merito

Importante per qualsiasi dispositivo è misurarne la qualità in termini di efficienza e altri parametri.

Le due grandezze principali che descrivono elettricamente il circuito di figura 2.10(b) sono la corrente di cortocircuito (I_{SC}) e la tensione a vuoto ($V_{OC} \approx \frac{KT}{q} \ln \left(\frac{I_{SC}}{I_{o1}} \right)$).

Per avere potenza massima che esce dalla cella è necessario trovare tensione e corrente che la massimizzano:

$$P_{MP} = V_{MP} I_{MP}$$

Fill Factor

Si definisce il *fill factor* (FF) come:

$$FF = \frac{P_{MP}}{V_{OC} I_{SC}} = \frac{V_{MP} I_{MP}}{V_{OC} I_{SC}} \quad (2.5)$$

Si cerca perciò di massimizzare l'area del rettangolo che sottende alla curva definita dall'andamento della corrente di cortocircuito in funzione della tensione a vuoto.

Efficienza

L'efficienza è definita intuitivamente come rapporto tra potenza in uscita e potenza in ingresso.

Più precisamente se ne possono definire di tre tipi:

1. $\eta = \frac{P_{MP}}{P_{IN}} = \frac{FF V_{OC} I_{SC}}{P_{IN}}$, dove P_{IN} dipende dallo spettro della luce incidente.
2. $\eta_c^{ext} = \frac{I_{SC}}{I_{ph}}$ dove *ext* indica efficienza di conversione esterna, e il denominatore tiene conto solo dei fotoni con abbastanza energia per superare l'Energy Gap: $I_{ph} = qA \int_{\lambda < \lambda_G} f(\lambda) d\lambda$.
In sostanza I_{ph} tiene conto della corrente massima che è possibile ottenere dai fotoni.

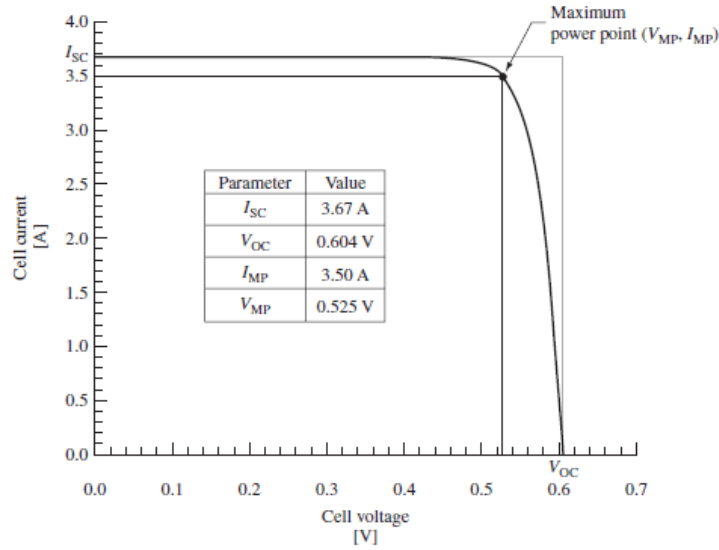


Figura 2.11: Caratteristica I-V di una cella solare al silicio [4]

3. $\eta_c^{int} = \frac{I_{SC}}{I_{gen}}$ dove *int* indica efficienza di conversione interna. $I_{gen} = qA(1-s) \int_{\lambda < \lambda_G} [1 - r(\lambda)] f(\lambda) (1 - e^{\alpha(W_N + W_P)}) d\lambda$. Senza entrare nel particolare di tutti i parametri, indica la corrente che si genera in presenza di riflessioni, zone d'ombra e assorbimento non perfetto. Infatti $I_{gen} = I_{inc}$ se $s = 0$, $r(\lambda) = 0$ e $\alpha = \infty$ che indica totale assorbimento della luce.

Per massimizzare l'efficienza, data la formula nel punto 1, è necessario che V_{OC} , I_{SC} siano alti e FF il più possibile vicino all'unità.

Dato che $I_{SC} = \eta_c^{int} I_{gen}$, si desidera una corrente generata il più possibile vicino a quella incidente andando a lavorare sulle zone d'ombra (s), sulla riflettività, che dovrà essere la più bassa possibile, e sulla regione di assorbimento. Quest'ultima, in particolare, dovrà essere fina abbastanza per far sì che assorba tutta la luce incidente senza che la ricombinazione vada a incidere pesantemente. Infine per aumentare V_{OC} è necessario diminuire la corrente di buio del primo diodo, diminuendo la ricombinazione nella zone neutre.

In sintesi due sono gli obiettivi principali:

1. minimizzare il rate di ricombinazione attraverso il dispositivo;
2. massimizzare l'assorbimento di fotoni con $E > E_g$.

Due punti che sono finalizzati alla collezione massimale di minoritari prima della ricombinazione.

2.7 La cella CIGS ($Cu(InGa)Se_2$)

Le celle solari a fin sottile al silicio fino, a poco tempo fa erano considerate l'unica tecnologia competitiva in questo campo dato la semplicità d'uso e il basso costo. Infatti il film sottile dà la possibilità di risparmiare in termini di materiale e diminuisce la ricombinazione nel bulk della cella.

Ora le celle CIGS ($Cu(InGa)Se_2$) è la tecnologia più promettente per la costruzione di celle solari per effettivo costo di generazione di potenza, grazie al basso costo del film e all'alto rate di deposizione su ampie aree.

L'efficienza della cella solare più alta, finora prodotta in laboratorio, si aggira sul 18% e tale tecnologia mostra stabilità nel lungo periodo e elevata resistenza alle radiazioni in rapporto con quelle al silicio (sub-strati molto leggeri per applicazioni spaziali).

I principali vantaggi sono:

- Band-Gap diretto, transizioni in queste condizioni hanno probabilità maggiore di avvenire;
- alto coefficiente di assorbimento ($> 10^5$ per $1.4eV$);

2.7.1 Struttura fisica

In figura 2.12(b) è mostrata la struttura della cella CIGS.

Lo strato di Ossido di Zinco ($Zno/n_+ - ZnO$) è un materiale trasparente e buon conduttore, ed è il contatto frontale della cella solare per il trasporto di carica (figura 2.12(b)). Lo strato sottostante è di semiconduttore $Cu(InGa)Se_2$, sotto ancora è presente il metallo Molibdeno e infine il substrato di vetro.

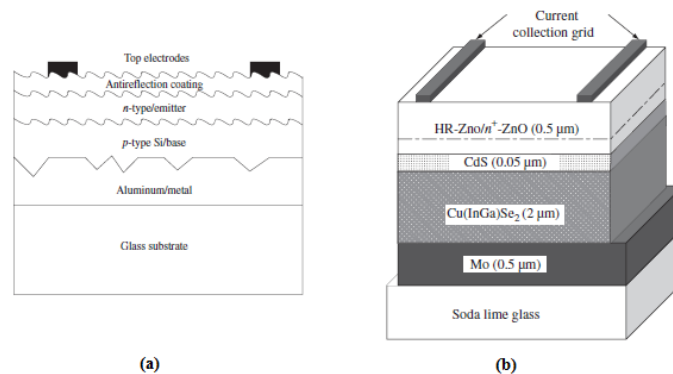


Figura 2.12: Struttura della cella solare (a)Silicon Thin-film cell (b)CIGS ($Cu(InGa)Se_2$) cell [4]

2.7.2 Sviluppi futuri

La conoscenza limitata di questo semiconduttore frena la produzione su larga scala di questi tipi di celle fotovoltaiche, inoltre c'è ancora tanto studio da svolgere per le lavorazioni.

Però le caratteristiche che suscitano grande interesse per il futuro di tale tecnologia risiedono nell'elevata efficienza (possibilità di superare l'efficienza del 20%), grande stabilità e possibilità nella variazione dei processi di lavorazione grazie ai materiali che compongono la cella.

Infine il basso costo di produzione contribuisce a fare di questa tecnologia la più promettente nell'industria del fotovoltaico.

2.8 Ablazione Laser: processi P_1 P_2 P_3

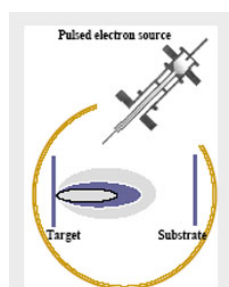


Figura 2.13: Schema per la tecnica di deposizione: Pulsed Electron Deposition

Per la formazione delle celle solari CIGS studiate nel corso di questa tesi, il CNR di Ferrara utilizza il PED (Pulsed Electron Deposition). Consiste in impulsi brevi (tipicamente 100ns) di un fascio di elettroni ad alta potenza che provoca l'ablazione in profondità di circa $1\mu\text{m}$ del target. Si presenta perciò una rapida evaporazione e la formazione di plasma del materiale che deve essere depositato. Attraverso questo processo, e in condizioni ottimali, si assicura la conservazione della stechiometria del target. In più, sia semiconduttori che metalli e isolanti, possono essere depositati con tale tecnica.

Step successivo è la rimozione di materiale per la creazione delle interconnessioni e delle celle solari. Rimozione che viene effettuata tramite ablazione laser per cercare di avere un effetto di "inalzamento" del materiale, senza che si formino stress di tensione che potrebbero provocare crepe nel materiale sottostante.

I processi in questione sono detti P_1 , P_2 e P_3 , e sono riassunti in figura 2.14. P_1 ha il compito di rimuovere lo strato di Molibdeno depositato sopra il substrato di vetro. Viene poi depositato sopra uno strato di semiconduttore (CIGS in questo caso) e attraverso il processo P_2 si creano

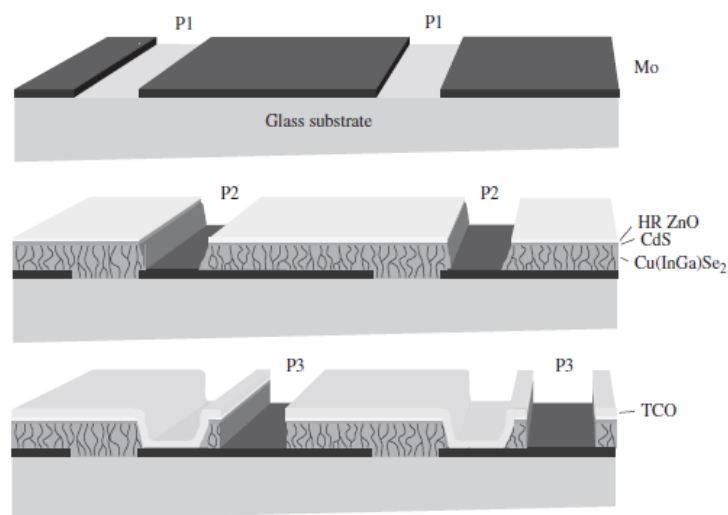


Figura 2.14: Processi di ablazione laser per l'interconnessione di celle solari CIGS [4]

delle fessure che andranno a rimuovere parti del CIGS. Infine P_3 dopo la deposizione dell'ossido di zinco, crea l'interconnessione tra il materiale trasparente TCO (Transparent Conductive Oxide) e il metallo (Molibdeno) eseguendo la divisione tra le celle solari.

Il processo che verrà studiato ampiamente da un punto di vista termico e meccanico, è il P_2 . Verrà fatto attraverso simulazioni con software FEM, e poi provato in laboratorio. Si è cercato, infatti, di studiare la dinamica degli stress meccanici presenti all'interfaccia dei due materiali per ottimizzare la rimozione del semiconduttore dal metallo.

CAPITOLO 3

Il Laser

3.1 Funzionamento Laser

Nel setup montato in laboratorio due sono i laser utilizzati: il diodo laser per l'ablazione a $808nm$ e il laser Nd-YAG Q-Switch in seconda armonica (532 nm) per illuminare il target.

È importante perciò introdurre il funzionamento del laser per poi andare a spiegare i singoli dispositivi.

Il nome stesso riassume il suo significato: **L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation. Infatti fonda il suo funzionamento nella scoperta dell'emissione stimolata.

Emissione di un fotone che avviene in un sistema atomico o molecolare, causato da transizioni elettroniche da livelli eccitati a livelli inferiori.

Da un punto di vista logico il laser è un oscillatore ottico, e può essere riassunto dalla figura 3.1. È necessaria perciò la presenza di due elementi: amplificatore ottico e risonatore ottico. Si noti che, perchè il segnale venga amplificato, deve avere uno sfasamento di multipli di 2π , così da avere interferenza costruttiva ad ogni loop all'interno della cavità.

In secondo luogo perchè ci sia azione laser il guadagno deve essere superiore delle perdite.

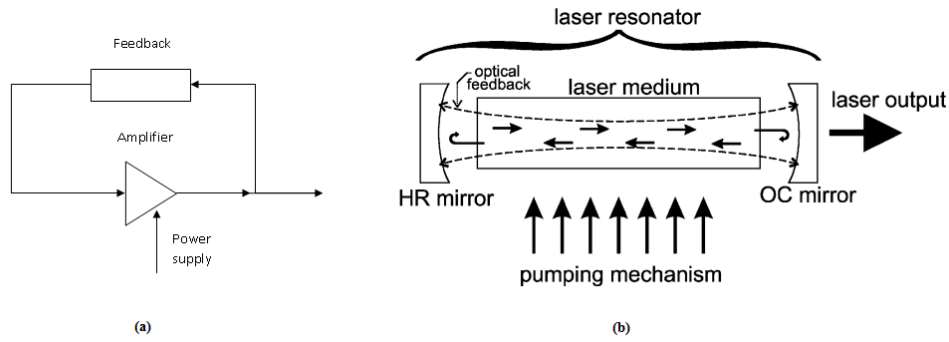


Figura 3.1: Laser visto come oscillatore ottico: (a) Schema logico (b) schema fisico

3.2 Laser a semiconduttore

Il dispositivo elementare su cui il laser a semiconduttore basa il suo funzionamento è la giunzione p-n di cui si è parlato in capitoli precedenti.

3.2.1 Diodo Laser

Il comportamento di tale giunzione dà la possibilità di avere una *sorgente di fotoni*.

La radiazione viene emessa come risultato della ricombinazione elettrone-lacuna, in poche parole è il processo inverso con il quale la cella solare assorbe, attraverso la generazione della coppia elettrone-lacuna, la luce solare.

In condizioni di equilibrio termico non è possibile avere emissione radioattiva, perchè non sussiste l'inversione di popolazione capace di innescare l'azione laser voluta. È necessaria una sorgente esterna capace di produrre tali condizioni.

Il diodo laser, come già introdotto per i laser in generale, è un SOA (Semiconductor Optical amplifier) dotato di un feedback ottico.

Nell'amplificatore ottico a semiconduttore un guadagno netto viene assicurato attraverso l'emissione stimolata (figura 3.2(a)), e perchè ciò avvenga, bisogna assicurarsi probabilità di inversione di popolazione massima. Scritta in termini di funzione di Fermi: $f_v(E_1) = 0$, $f_c(E_2) = 1$ ovvero $f_g = f_c(E_2) - f_v(E_1) = 1$. Amplificazione che non può avvenire all'equilibrio dato che si avrebbe $E_f = E_{f_v} = E_{f_c}$. Importante per uno qualsiasi di questi dispositivi, è definire la banda di amplificazione :

$$\frac{E_g}{h} < \nu < \frac{E_{f_c} - E_{f_v}}{h} \quad (3.1)$$

Per la creazione di un diodo laser, come per l'amplificatore ottico, la giunzione viene polarizzata direttamente (figura 3.2(b)) e oltre a sfruttare un'amplificazione, è necessaria la presenza di specchi.

Al centro viene realizzata una struttura relativamente stretta con un salto d'indice per guidare la radiazione. Per ottenere un risonatore di Fabry-Perot, le estremità vengono incise per realizzare superfici piane e perfettamente parallele che fungono da specchi. Tutte le condizioni per l'azione laser sono presenti, appena il guadagno supera le perdite del risonatore, il diodo comincia ad emettere.

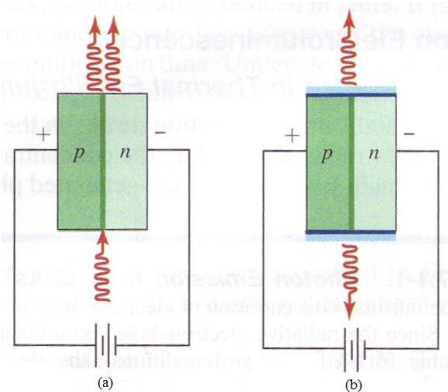


Figura 3.2: Giunzione polarizzata direttamente che opera come: (a) Amplificatore ottico (b) Diodo Laser

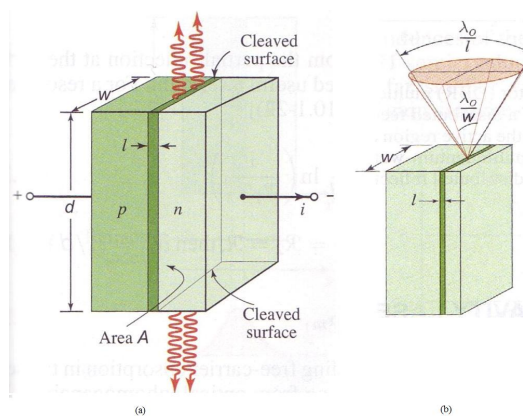


Figura 3.3: (a) Struttura Diodo laser a semiconduttore (b) Distribuzione angolare del fascio emesso dal diodo Laser

In figura 3.3(b) è rappresentata l'emissione laser del diodo. La divergenza angolare determina il pattern della radiazione in *campo lontano*. Poichè le dimensioni della cavità sono molte ridotte,

l e w sono dell'ordine del μm , la divergenza di questi laser è molto elevata rispetto altri tipi di laser. La distribuzione spaziale della luce all'interno del cono di radiazione dipende dal numero di modi trasversi che oscillano e dalla loro potenza. L'alta ellitticità dello spot rende difficile la collimazione del fascio.

3.3 Funzionamento in Q-switch

In alcuni casi è utile operare in regime impulsato, per avere potenza ottica elevata in brevi lassi di tempo. Ci sono varie tecniche che lo rendono possibile, e attraverso l'uso dei laser gli impulsi ottenuti raggiungono durate inferiori dei *femto-secondi*.

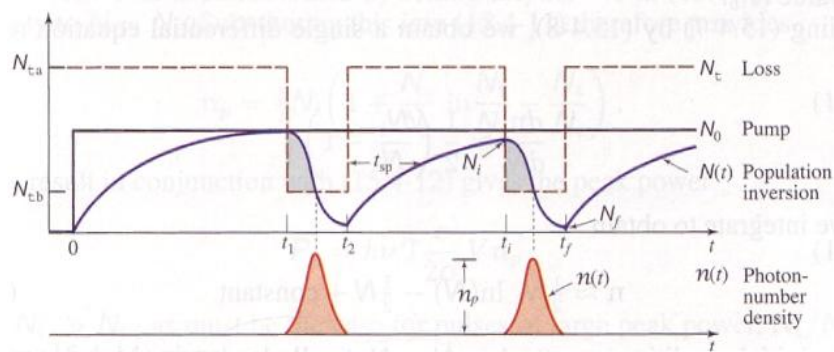


Figura 3.4: Funzionamento in Q-switch. Inversione di popolazione e densità di fotoni [3]

Nel caso in esame il laser Nd:YAG sarà utilizzato in regime di Q-switch, con impulsi da 3-4ns. Per ottenerli si modulano le perdite della cavità α_r come mostrato in figura 3.4. Per un valore alto delle perdite non si ha l'azione laser. Andando successivamente ad agire sulla threshold dell'inversione di popolazione ($N_t \propto \alpha_r$) si portano le perdite ad un livello inferiore del pompaggio (N_0). A questo punto l'inversione di popolazione $N(t)$ ha raggiunto il valore massimo N_0 e, appena la condizione prima indicata si avvera, l'impulso comincia a formarsi.

Importante è quantificare l'impulso laser, e per tale scopo si utilizza la densità di fotoni interna $n(t)$. Durante lo sviluppo dell'impulso, l'inversione di popolazione $N(t)$ cala per ricombinazione. $n(t)$ raggiunge il picco e comincia a scendere quando $N(t)$ non è sufficiente per produrre un flusso di fotoni superiore a n_p .

Il tutto si conclude al tempo $t = t_2$, con l'aumento delle perdite in cavità oltre il valore di pompa N_0 , dove l'inversione di popolazione raggiunge il minimo e ricomincia a salire, pronta per "ricaricarsi" per il prossimo *shot*.

Termodinamica: il trasferimento di calore

4.1 Introduzione

Nel processo laser con cui viene effettuato lo scribing per formare la cella solare, la termodinamica svolge un ruolo fondamentale.

La termodinamica studia la trasformazione di materia, energia ed entropia. Classicamente si analizza il sistema termodinamico da un punto di vista macroscopico, il quale è descritto da variabili di stato come temperatura, volume, pressione e composizione chimica. Microscopicamente invece, viene descritta l'interazione tra le particelle, collisioni e scambi di energia cinetica.

4.2 Principi della Termodinamica

I tre principi della termodinamica legano tra loro le grandezze principali che la descrivono:

- **1° Principio:** *in un sistema chiuso vale $\Delta U = \Delta Q - \Delta W$. U è l'energia interna, proprietà termodinamica che è possibile associare alla configurazione in equilibrio. Q invece è il calore, definito come quantitativo di energia scambiato tra due sistemi fisici unicamente a causa di differenze di temperatura. Cio' dice che, al contrario dell'energia interna, non è associabile ad una configurazione in equilibrio. W è invece il lavoro compiuto dal sistema sull'ambiente.*
- **2° Principio:** *l'entropia totale del sistema risulta invariata se la trasformazione è reversibile. Aumenta invece se è irreversibile fino a raggiungere l'equilibrio. L'entropia è*

definita come $\Delta S = \frac{Q_{rev}}{T}$ dove Q_{rev} è la quantità di calore assorbito o ceduto al sistema reversibilmente e a temperatura costante T .

- **3° Principio:** è una conseguenza del secondo. Dice che è impossibile raggiungere lo zero assoluto con un numero finito di trasformazioni.

Temperatura e Energia termica

La temperatura, da un punto di vista microscopico, è definita come *stato di agitazione molecolare del sistema*.

Da un punto di vista macroscopico invece è una proprietà che descrive lo stato termico di due corpi in relazione al flusso di calore che c'è tra essi.

L'energia termica è la forma di energia posseduta da un corpo ad una certa temperatura.

Microscopicamente richiama la definizione di temperatura, ovvero è legata all'energia cinetica delle particelle : $E_c = \frac{3}{2}k_B T$ e tiene conto dei movimenti di traslazione, rotazione e vibrazione delle molecole.

Macroscopicamente si definisce tramite il calore, che è il modo per scambiare energia termica.

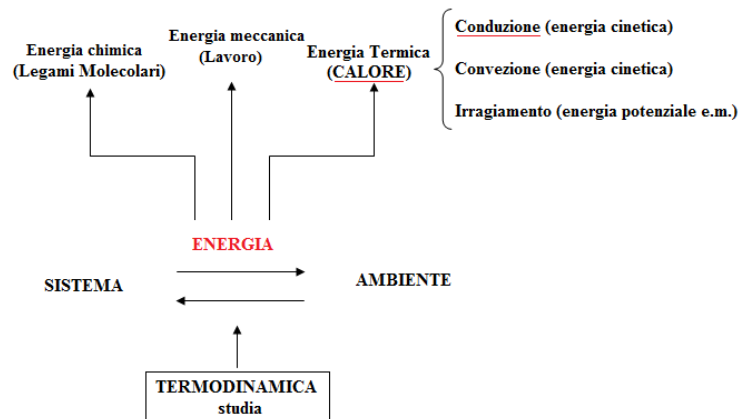


Figura 4.1: Studio della Termodinamica

4.3 Trasferimento di Calore

Partendo da alcune definizioni fondamentali, si è arrivati a definire il calore, e in figura 4.1 a introdurre tre principali modalità del suo trasferimento.

1. **Conduzione Termica:** scambio di calore da un corpo più caldo ad uno più freddo tramite contatto diretto. Nel caso di metalli avviene tramite diffusione di elettroni liberi. Lo studio

di questo fenomeno si effettua conoscendo la funzione $T(x, y, z, t)$. La legge che guida la conduzione termica è quella di Fourier 4.1 e in forma integrale si presenta come:

$$\frac{\partial q_0}{\partial t} = - \int_S k \nabla T \cdot dS$$

dove k rappresenta la conducibilità termica. Significa che il flusso di calore è presente se c'è un gradiente di temperatura non nullo.

In altre parole $\Phi(z_0) = -k \left(\frac{dT}{dz} \right)_{z_0}$ che esprime il fatto che lungo la direzione di propagazione del calore (z), il flusso di calore è proporzionale al gradiente di temperatura.

2. **Convezione Termica:** è presente quando un liquido entra in contatto con un solido che ha temperatura minore. Il fluido tende ad espandersi, la densità cala e quindi rispetto al fluido più freddo tende ad andare verso quello a temperatura maggiore causando moti convettivi. Il contributo della convezione dipende perciò dalla differenza tra la temperatura interna ed esterna:

$$q_1 = h(T_{ext} - T_{int})$$

dove h [W/m^2K] è detto *coefficiente di scambio termico locale per convezione*.

3. **Irraggiamento Termico:** scambio di calore che avviene mediante onde elettromagnetiche. Infatti non necessita di contatto per propagarsi, avviene anche nel vuoto. Dà un contributo che non è trascurabile solo a temperature elevate, dove supera anche quello per convezione e conduzione. L'equazione $q_3 = C(T_{amb}^4 - T^4)$ dove C è una costante, tiene conto di tale contributo e si riferisce alla legge di *Stefan-Boltzmann*, $H_s = \sigma T^4$, dove la densità di potenza è proporzionale alla quarta potenza della temperatura. Fisicamente è l'emissione di onde elettromagnetiche causate dall'agitazione termica e avviene in entrambi i versi, ovvero sia dal corpo più caldo a quello più freddo che viceversa, ma da quello freddo a quello caldo con minore intensità.

4.4 Legge di Fourier

Fondamentale per lo scopo finale della tesi, è identificare la distribuzione della temperatura nel pezzo colpito dal fascio laser. L'analisi eseguita tramite le simulazioni sarà transitoria data la dipendenza dal tempo del problema.

La legge che descrive tale distribuzione nel processo di Conduzione, *legge di Fourier*, è un'equazione differenziale alle derivate parziali, che coinvolge variabili quali il *tempo* e lo *spazio* (le tre coordinate spaziali) :

$$\rho C_p \frac{dT}{dt} = \nabla \cdot (k \nabla T) + Q \quad (4.1)$$

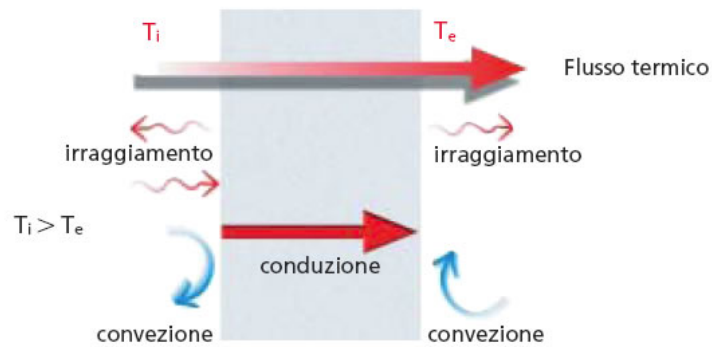


Figura 4.2: Trasmissione del calore attraverso una parete

dove:

C_p = calore specifico a pressione costante

k = conducibilità termica

ρ = densità

$D = \frac{k}{C_p \rho}$ = diffusività termica

Q = sorgente di calore

4.5 Espansione Termica

Nel capitolo 5 si introdurranno le caratteristiche meccaniche di un corpo.

Nelle simulazioni che verranno effettuate, tramite l'inserimento di opportuni parametri per caratterizzare il materiale, due sono i modelli transitori inseriti: *Termico* e *Meccanico (Deformazione-Sforzo)*. Fondamentale è capire come sono legati i due.

Non essendo applicate forze esterne, l'unica sollecitazione che riceve il materiale è quella data dall'*espansione termica* causata dal crearsi di gradienti termici che causano appunto gradienti di tensioni.

Quantitativamente è tutto rappresentabile tramite il coefficiente di dilatazione termica spiegato nel prossimo capitolo che, ad una variazione di temperatura, fa corrispondere una deformazione.

Studio dell'Elasticità nei solidi

5.1 Introduzione

Lo studio delle deformazioni causate da stress esterni o da dilatazioni termiche è sviluppato nella *Scienza delle Costruzioni*. Tale Scienza ha lo scopo di capire se una certa struttura è idonea o no ad essere sottoposta a certi carichi. In secondo luogo l'obiettivo è conoscere la configurazione del corpo dopo che è stato impegnato.

Per far ciò bisogna fare una schematizzazione del corpo reale ed eseguire lo studio sulla cosiddetta meccanica del continuo, branca della fisica matematica che si fonda su assiomi.

Lo sviluppo del continuo, quello di Cauchy è il più importante, si articola in tre fasi distinte:

1. scrittura di relazioni di bilancio (di equilibrio): leggi fisiche che il corpo deve rispettare nel suo moto;
2. studio di relazioni costitutive. Dipendono dal corpo in esame, differenziando diverse classi di corpi (per esempio materiali elastici);
3. caratterizzazione cinematica con la scrittura di precise relazioni (di congruenza cinematica), dove sono esplicitate relazioni tra spostamenti e deformazioni (cambiamento di configurazione).

Prima di procedere con l'analisi delle condizioni sopra citate, essendo che si considerano materiali elastico-lineari, si può procedere con un'approssimazione detta dei *piccoli spostamenti e deformazioni*.

Per poter applicare tale approssimazione devono valere le seguenti condizioni:

$$\|\mathbf{u}\| \ll 1 \quad \|\nabla\mathbf{u}\| \ll 1 \quad (5.1)$$

Se si indica \mathbf{u} come vettore di spostamento è possibile scrivere lo spostamento da P a $P + dP$ tramite lo sviluppo di Taylor:

$$\mathbf{u}(P + dP) \approx \mathbf{u}(P) + \nabla\mathbf{u}(P)dP \quad (5.2)$$

dove è evidenziata solo la derivata, in questo caso gradiente, del primo ordine, e infinitesimi di ordine superiore si trascurano.

$\nabla(P)$ si può scomporre in parte simmetrica e antisimmetrica:

$$\nabla(P) = \epsilon + \Omega, \quad \begin{cases} \epsilon = \frac{1}{2}(\nabla\mathbf{u} + \nabla\mathbf{u}^t) \\ \Omega = \frac{1}{2}(\nabla\mathbf{u} - \nabla\mathbf{u}^t) \end{cases} \quad (5.3)$$

Dopo la scomposizione risulta perciò:

$$\mathbf{u}(P + dP) \approx \mathbf{u}(P) + \Omega(P)dP + \epsilon(P)dP \quad (5.4)$$

Tutto ciò è stato fatto per evidenziare tre contributi dello spostamento infinitesimo nell'intorno:

- $\epsilon(P)dP$ è la deformazione pura;
- $\mathbf{u}(P)$ è la traslazione rigida;
- $\Omega(P)dP$ indica una rotazione rigida.

5.2 Tensore degli sforzi

Il tensore degli stress è definito partendo dalla condizione di equilibrio e, assumendo l'approssimazione alle piccole deformazioni, l'equilibrio può determinarsi con sufficiente approssimazione sull'elemento non deformato. Si scrivono perciò le seguenti equazioni:

$$\frac{\partial\sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial\tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial\tau_{zx}}{\partial z} = 0 \quad (5.5)$$

$$\frac{\partial\tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial\sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial\tau_{zy}}{\partial z} = 0 \quad (5.6)$$

$$\frac{\partial\tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial\tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial\sigma_z}{\partial z} = 0 \quad (5.7)$$

La figura 5.1 indica la distribuzione degli sforzi in un elemento del corpo, e da essa è possibile

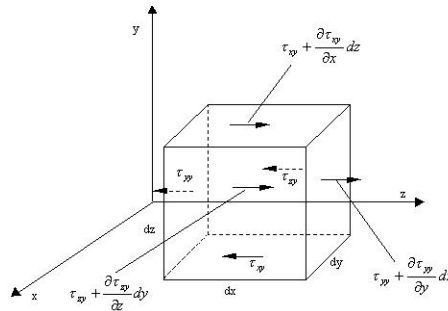


Figura 5.1: Distribuzione degli sforzi su un elemento infinitesimo di un corpo

ricavare l'equazione (5.5) sapendo che lo stress totale applicato alle facce del cubo deve essere uguale a zero.

Le quantità finite si elidono a vicenda, mentre gli infinitesimi si sommano.

Più precisamente resta:

- l'incremento di tensione $\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} dx$ agente sul volume infinitesimo $dydz$,
- l'incremento di tensione $\frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} dy$ agente sul volume infinitesimo $dx dz$,
- l'incremento di tensione $\frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} dz$ agente sul volume infinitesimo $dx dy$.

Il ragionamento è analogo per le equazioni (5.6) e (5.7), riguardanti le altre facce del cubo, dove la normale sarà in direzione y per la seconda e in direzione z per la terza equazione.

σ_i sono gli sforzi normali alla superficie i , mentre τ_{ij} indicano quelli trasversali relativi alla superficie ij .

Scritta in forma matriciale si ottiene:

$$\Sigma = \begin{pmatrix} \sigma_x & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \sigma_y & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \sigma_z \end{pmatrix} \quad (5.8)$$

Tale matrice rappresenta il tensore degli sforzi sulla generica superficie infinitesima di versore normale \hat{n} .

Σ ha 9 componenti e dato che si lavora in 3 dimensioni, ognuno di essi dipende da 2 direzioni (ij).

Lo stress è definito come forza per unità di superficie, una direzione identifica la forza, mentre l'altra indica l'orientazione della normale alla superficie.

Dopo aver individuato tutte le componenti del tensore degli sforzi è possibile riscrivere le equazioni differenziali in presenza di forze esterne:

$$-\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} - \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} = F_x \quad (5.9)$$

$$-\frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} - \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} - \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} = F_y \quad (5.10)$$

$$-\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} - \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} = F_z \quad (5.11)$$

In forma compatta descrive la relazione tra tensore degli sforzi e forza, in forma locale:

$$-\nabla \sigma = F \quad (5.12)$$

5.2.1 Sforzi principali

È utile cambiare sistema di riferimento degli assi e identificare tre giaciture, fra loro ortogonali, sulle quali la retta di tensione corrisponde con la normale alla superficie. In tali linee, dette isostatiche, le forze saranno o di sola trazione o di sola compressione. Traducendo in termini matematici, gli sforzi trasversali saranno nulli, perciò il tensore degli sforzi prenderà la forma di matrice diagonale. Motivo principale di tale trasformazione è l'immediato confronto con tensioni di resistenza a rottura di materiali, ove la rottura si presenta per trazione pura.

L'uso di tale sistema di riferimento risulterà fondamentale nel corso del capitolo, nella trattazione delle relazioni costitutive.

Si voglia ora dare una spiegazione più diretta e intuitiva di tali assi. Si consideri stress a due dimensioni per facilità di comprensione.

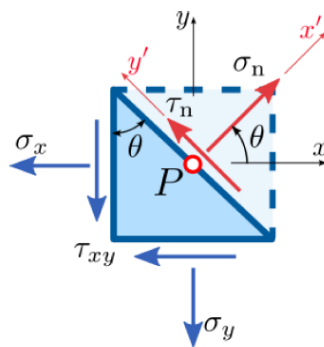


Figura 5.2: Definizione di stress piani

Dalla figura 5.2 si scrivono le seguenti relazioni:

$$\sigma_n = \frac{1}{2}(\sigma_x + \sigma_y) + \frac{1}{2}(\sigma_x - \sigma_y) \cos 2\theta + \tau_{xy} \sin 2\theta \quad (5.13)$$

$$\tau_n = -\frac{1}{2}(\sigma_x - \sigma_y) \sin 2\theta + \tau_{xy} \cos 2\theta \quad (5.14)$$

Per trovare quale angolo θ dà lo stress massimo e minimo, si pone la derivata uguale a zero:

$$\tan 2\theta_p = \frac{2\tau_{xy}}{\sigma_x - \sigma_y} \quad (5.15)$$

Per tale condizione è possibile trovare gli stress principali massimi e minimi sostituendola alla 5.13. Facendo il quadrato della (5.13) e sottraendola al quadrato della (5.14) si ottiene:

$$\left[\sigma_n - \frac{1}{2}(\sigma_x + \sigma_y) \right]^2 + \tau_n^2 = \left[\frac{1}{2}(\sigma_x - \sigma_y) \right]^2 + \tau_{xy}^2 \quad (5.16)$$

Il secondo membro, risulta indipendente dall'angolo da regole di trigonometriche. Sapendo che uno stress principale ha componente $\tau_n = 0$, risulterà:

$$\begin{aligned} \sigma_1 = \sigma_{max} &= \frac{1}{2}(\sigma_x + \sigma_y) + \sqrt{\left[\frac{1}{2}(\sigma_x - \sigma_y) \right]^2 + \tau_{xy}^2} \\ \sigma_2 = \sigma_{min} &= \frac{1}{2}(\sigma_x + \sigma_y) - \sqrt{\left[\frac{1}{2}(\sigma_x - \sigma_y) \right]^2 + \tau_{xy}^2} \end{aligned} \quad (5.17)$$

$R = \sqrt{\left[\frac{1}{2}(\sigma_x - \sigma_y) \right]^2 + \tau_{xy}^2}$ definisce il raggio di una circonferenza di centro $(\frac{1}{2}(\sigma_x + \sigma_y), 0)$ chiamato cerchio di Mohr, molto utile per la rappresentazione degli stress piani (vedi figura 5.3).

Se $\tau_{xy} = 0$, c'è solo trazione (o compressione), ovvero l'elemento infinitesimo è già orientato nel

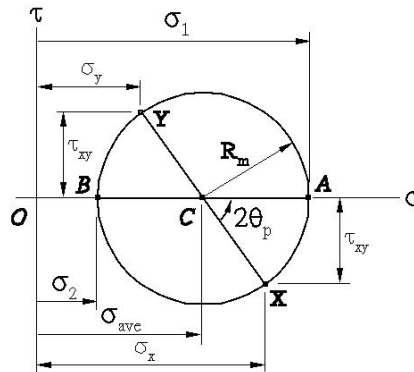


Figura 5.3: Cerchio di Mohr 2D per la rappresentazione grafica degli sforzi principali

piano degli assi principali ($\sigma_x = \sigma_1$ e $\sigma_y = \sigma_2$). Risulterà perciò:

$$\begin{aligned} \sigma_n &= \frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_2) + \frac{1}{2}(\sigma_x - \sigma_y) \cos 2\theta \\ \tau_n &= -\frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_2) \sin 2\theta \end{aligned} \quad (5.18)$$

Per lo stress di taglio massimo e minimo, si pone $\sin 2\theta = \pm 1$, ovvero:

$$\begin{aligned} \tau_{max} &= \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_2) \\ \tau_{min} &= -\frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_2) \end{aligned} \quad (5.19)$$

L'interpretazione del cerchio di Mohr è semplice, e si costruisce data la conoscenza in un particolare punto P degli stress (in questo caso piani) σ_x , σ_y e τ_{xy} .

Si definiscano due punti sul piano $\sigma_n - \tau_n$ con coordinate $A = (\sigma_y, \tau_{xy})$, $B = (\sigma_x, -\tau_{xy})$. Si tracci la congiungente, e si individui l'intersezione tra la retta tracciata e l'asse σ_n . Tale punto rappresenta il centro della circonferenza del cerchio di Mohr di coordinate $O = (\frac{1}{2}(\sigma_x + \sigma_y), 0)$ mentre il raggio è $R = \sqrt{[\frac{1}{2}(\sigma_x - \sigma_y)]^2 + \tau_{xy}^2}$.

Ora, il raggio individua lo stress massimo di taglio, infatti $\tau_{xy} < \tau_{max}$, mentre l'intersezione della circonferenza con l'asse σ_n individua σ_1 e σ_2 .

Per individuare gli stress di una generica rotazione θ del piano dal punto P, basta utilizzare le equazioni (5.13) e (5.14), ricordando che una rotazione di θ è rappresentata nel cerchio di Mohr con una rotazione, dal punto individuato come A in senso antiorario di 2θ .

5.3 Tensore delle deformazioni

Conseguenza dell'applicazione di tensioni sul materiale è la *deformazione*. Le componenti di tale grandezza precisano il cambiamento di volume, o di forma, di un elemento infinitesimo.

Per ricavare le componenti della deformazioni, si pensi ad uno spostamento infinitesimo di un quadrato di area $dx dy$.

Si supponga che i punti subiscano spostamenti, u e v , lungo le direzioni x e y, rappresentabili

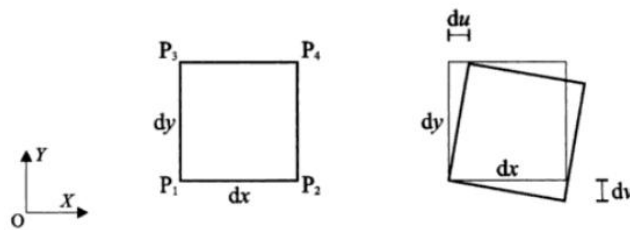


Figura 5.4: Rotazione di un elemento elementare [5]

come funzioni continue e derivabili. Gli spostamenti dei quattro vertici è possibile scriverli come segue:

$$\begin{aligned}
 u_2 &= u_1 + \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_1 dx & v_2 &= v_1 + \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_1 dx \\
 u_3 &= u_1 + \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_1 dy & v_3 &= v_1 + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)_1 dy \\
 u_4 &= u_2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_2 dy & v_4 &= v_2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)_2 dy
 \end{aligned}
 \tag{5.20}$$

Le equazioni (5.20) sono sviluppi di Taylor bloccati al primo ordine. I pedici indicano i quattro

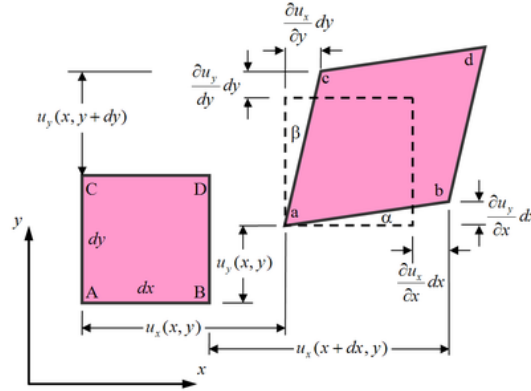


Figura 5.5: Spostamento associato ad un elemento infinitesimo

vertici.

\mathbf{u}_2 , per esempio, indica che lo spostamento u rispetto a P_2 è dato dalla somma dello spostamento da P_1 , \mathbf{u}_1 , e la variazione di u rispetto alla variabile x , dato che i 2 punti avevano la componente y in comune. Di contro la seconda equazione, che valuta lo spostamento del vertice P_3 , ha la derivata parziale rispetto a y , e così via. P_4 invece non ha componenti in comune e si ricava tramite la somma dello spostamento \mathbf{u}_2 e la variazione rispetto la componente y dello spostamento \mathbf{u}_2 . Se si pensa lo spostamento u come funzione in due variabili (x,y) , si può scrivere lo sviluppo di Taylor come:

$$u_4 = u_1 + \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right) dx + \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right) dy \quad (5.21)$$

$$v_4 = v_1 + \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right) dx + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right) dy \quad (5.22)$$

Le equazioni (5.21) e (5.22) mostrano come in un sistema di riferimento bidimensionale, lo spostamento relativo tra i punti P_1 e P_4 è rappresentato dai valori di quattro derivate parziali.

Per arrivare a dare un significato fisico, si riconoscono nello spostamento relativo a due punti due cause: moto rigido dell'elemento e deformazione.

Se è puramente traslatorio le distanze relative non cambiano, ciò implica derivate nulle. Se è presente una rotazione si verifica quello presente in figura 5.4:

$$\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_1 = -\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_1 \quad (5.23)$$

Ciò implica che per identificare i termini responsabili della sola deformazione è necessario sottrarre un'eventuale rotazione:

$$\begin{aligned} u_4 - u_1 &= \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_1 dx + \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_1 dy - \frac{1}{2} \left(\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_1 - \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_1 \right) dy = \\ &= \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_1 dx + \frac{1}{2} \left(\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_1 + \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_1 \right) dy \end{aligned} \quad (5.24)$$

$$\begin{aligned}
 v_4 - v_1 &= \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)_1 dy + \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_1 dx - \frac{1}{2} \left(\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_1 - \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_1 \right) dx = \\
 &= \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)_1 dy + \frac{1}{2} \left(\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_1 + \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_1 \right) dx
 \end{aligned} \tag{5.25}$$

Dalla figura 5.4 si nota che il terzo termine sottratto alle derivate parziali non è altro che una rotazione rigida. Ora sono restati solo i termini di deformazione pura:

$$\epsilon_x = \frac{\partial u}{\partial x} \quad \epsilon_y = \frac{\partial v}{\partial y} \quad \gamma_{xy} = \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \tag{5.26}$$

$$\epsilon_z = \frac{\partial w}{\partial z} \quad \gamma_{xz} = \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \quad \gamma_{yz} = \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \tag{5.27}$$

Le relazioni (5.27) tengono conto della terza dimensione z .

ϵ_x , ϵ_y e ϵ_z sono le deformazioni estensoriali lungo la normale alla superficie e non caratterizzano tutte le possibili deformazioni. In figura 5.6 è evidenziata la deformazione da taglio, che trasforma

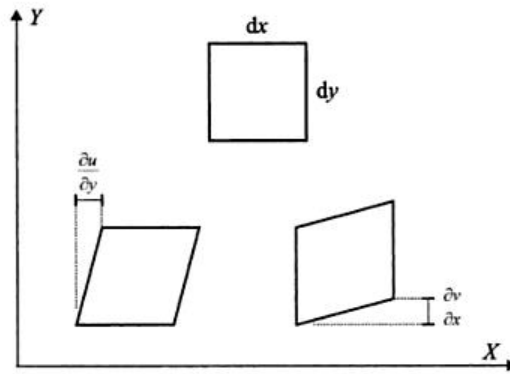


Figura 5.6: Deformazioni di taglio [5]

il cubetto in un rombo.

Nel piano x - y la deformazione di taglio è somma delle due deformazioni di scorrimento orizzontale e verticale delle facce del cubetto:

$$\gamma_{xy} = \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \tag{5.28}$$

e in modo analogo nelle altre direzioni.

Il tensore di pura deformazione è:

$$\epsilon_s = \begin{pmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) & \frac{\partial v}{\partial y} & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) & \frac{\partial w}{\partial z} \end{pmatrix} \tag{5.29}$$

Si è così identificato il tensore delle deformazioni simmetrico introdotto in (5.3) dove è indicato con ϵ . Nell'ambito della teoria dei piccoli spostamenti, tale oggetto è anche noto come tensore della

deformazione infinitesima e può essere derivato rigorosamente dall'approssimazione del tensore di Green. Il tensore Ω rappresenta la parte antisimmetrica e si potrebbe ricavare in forma matriciale come fatto per la (5.29).

Come per gli stress, anche le deformazioni dipendono da due pedici ϵ_{ij} . Lo spostamento, infatti, è la variazione di lunghezza per unità di lunghezza, ovvero derivata parziale secondo una direzione, perciò sono necessari due indici che identifichino due direzioni.

Da un punto di vista operativo il significato delle deformazioni di scorrimento coinvolgono due direzioni, che in termini finiti è possibile scrivere come $\gamma_{xy} = \frac{\Delta x}{L_y}$, riferito a figura 5.7. La tangente dell'angolo Φ dà proprio γ_{xy} e sotto ipotesi di piccole deformazioni: $\Phi \approx \gamma_{xy}$.

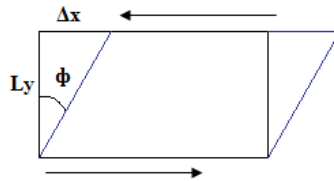


Figura 5.7: Deformazione di scorrimento

Esistono delle direzioni, analoghe che per gli stress, che annullano le deformazioni di scorrimento, diagonalizzando la matrice delle deformazioni. Le deformazioni, dopo tale trasformazione, saranno solo estensoriali e sono dette **Deformazioni Principali**.

5.4 Legge di Hooke

In queste pagine si sono introdotti i concetti di tensore degli stress e quello delle deformazioni tramite la scrittura dell'equazioni di equilibrio interne al corpo, e a relazioni di spostamento-deformazione.

Ora, per lo studio del comportamento del materiale sotto stress, è necessario legare stress con deformazione, tramite *condizioni costitutive* menzionate a inizio capitolo.

L'equazione più semplice che descrive tutto ciò è la *legge di Hooke generalizzata*.

Perché tale relazione sia valida, è necessaria che valga la teoria dei piccoli spostamenti, che garantisce piccole deformazioni. Tale condizione è rispettata dai materiali elastici.

I materiali hanno un comportamento elastico nella regione evidenziata nel grafico 5.8:

È possibile perciò scrivere la relazione:

$$\sigma = E\epsilon \quad (5.30)$$

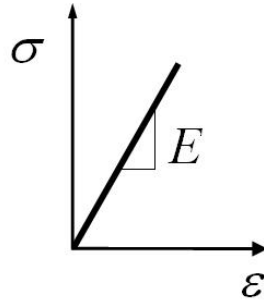


Figura 5.8: Relazione deformazione-stress in regime lineare

dove E indica il modulo di Young e dipende dal materiale. La legge (5.30) è ricavata nel caso di tensione monoassiale, dove la tensione applicata lungo un asse principale σ_x produce una deformazione ϵ_x .

Se si misura però la deformazione anche nell'asse ortogonale (y), si ricava una deformazione sempre proporzionale allo stress ma di segno opposto. Il rapporto tra la deformazione trasversale e quella longitudinale è il secondo parametro fondamentale delle relazioni che descrivono l'elasticità: il *coefficiente di Poisson* ($\nu = \frac{|\epsilon_y|}{\epsilon_x}$). Si ha perciò:

$$\epsilon_y = -\nu\epsilon_x = -\frac{\nu}{E}\sigma_x \quad (5.31)$$

La relazione indica che in ambito elastico il volume resta costante nella deformazione.

Ora generalizzando si esaminano *stati di tensione pluriassiali*.

Si considera il materiale isotropo (stesso comportamento in tutte le direzioni) e si considerano i tre assi principali.

Dato che le tensioni sono esclusivamente normali in tale sistema, le deformazioni sono solo assiali, e risulta:

$$\begin{aligned} \epsilon_1 &= \frac{\sigma_1}{E} - \nu\frac{\sigma_2}{E} - \nu\frac{\sigma_3}{E} \\ \epsilon_2 &= -\nu\frac{\sigma_1}{E} + \frac{\sigma_2}{E} - \nu\frac{\sigma_3}{E} \\ \epsilon_3 &= -\nu\frac{\sigma_1}{E} - \nu\frac{\sigma_2}{E} + \frac{\sigma_3}{E} \end{aligned} \quad (5.32)$$

In forma matriciale:

$$\bar{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_1 \\ \epsilon_2 \\ \epsilon_3 \end{bmatrix} = \frac{1}{E} \begin{bmatrix} 1 & -\nu & -\nu \\ -\nu & 1 & -\nu \\ -\nu & -\nu & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \end{bmatrix} = \bar{\mathbf{C}}\bar{\sigma} \quad (5.33)$$

Dove la barretta indica che le grandezze fanno riferimento agli assi principali. Se si considera un sistema di riferimento arbitrario però, saranno presenti tensioni di taglio che producono deforma-

zioni di scorrimento.

Si ponga ora in uno stato di solo taglio dove gli sforzi normali σ_x e σ_y , sono nulli. Dalla rappresentazione di Mohr, gli sforzi principali sono $\sigma_1 = \tau_{xy}$, $\sigma_2 = -\tau_{xy}$, ovvero rappresentano il raggio della circonferenza in figura 5.9. Raggio che per l'appunto identifica lo sforzo di taglio massimo. Riassumendo:

$$\sigma_1 = \tau_{xy} \quad \sigma_2 = -\tau_{xy} \quad (5.34)$$

Dalle equazioni (5.32) si ricavano le seguenti espressioni, trascurando σ_3 :

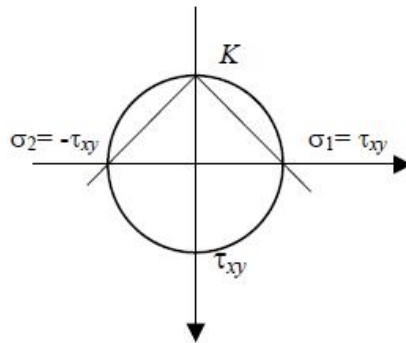


Figura 5.9: Cerchio di Mohr: rappresentazione dello stato piano di tensione interna

$$\epsilon_1 = -\epsilon_2 = \frac{1 + \nu}{E} \tau_{xy} \quad \sigma_2 = -\tau_{xy} \quad (5.35)$$

In figura 5.10 è riassunta la situazione.

Lungo gli assi 1 e 2 le deformazioni sono solo normali (allungamento o accorciamento). Lungo l'asse x non c'è variazione, mentre essa è presente solo lungo y .

Dato che la variazione sui due lati è $\epsilon (= \epsilon_1 = \epsilon_2)$, la variazione complessiva lungo y è data dalla diagonale di un quadrato di lato ϵ , ovvero:

$$\sqrt{2}\epsilon = \frac{2\epsilon}{\sqrt{2}} = \frac{|\epsilon_1| + |\epsilon_2|}{\sqrt{2}} \quad (5.36)$$

Si ottiene perciò, da regole trigonometriche, l'angolo segnato in figura 5.10:

$$\frac{\gamma_{xy}}{2} = \frac{|\epsilon_1| + |\epsilon_2|}{\sqrt{2}\sqrt{2}} = \frac{1 + \nu}{E} \tau_{xy} \quad (5.37)$$

e perciò :

$$\tau_{xy} = \frac{E}{2(1 + \nu)} \gamma_{xy} \quad \text{con} \quad G = \frac{E}{2(1 + \nu)} \quad (5.38)$$

G è detto *modulo di taglio*. Quindi la relazione (5.38) esprime la dipendenza tra tensione di taglio e la deformazione trasversale. Esse dipendono da tre parametri (ν , E , G), i quali sono linearmente dipendenti (G posso ricavarlo da E e ν).

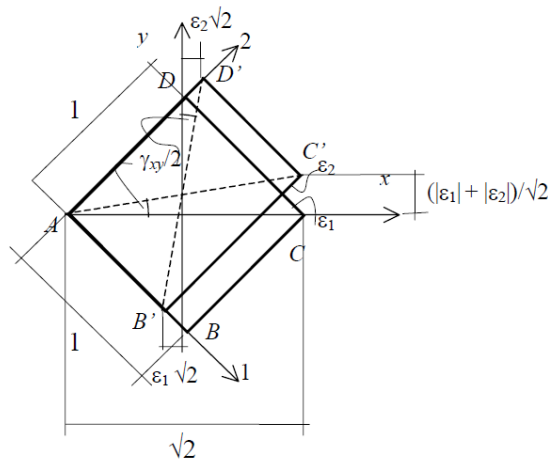


Figura 5.10: Deformazione da quadrato a rettangolo con $\epsilon_1 = -\epsilon_2$

Per misurare la deformazione di volume si fa ricorso a:

$$\epsilon_v = \epsilon_1 + \epsilon_2 + \epsilon_3 \quad (5.39)$$

che esprime la deformazione volumetrica delle tre componenti assiali principali. Secondo le relazioni precedenti:

$$\epsilon_v = \frac{1-2\nu}{E}(\tau_1 + \tau_2 + \tau_3) = 3\frac{1-2\nu}{E}p \quad \text{con} \quad p = \frac{\tau_1 + \tau_2 + \tau_3}{3} \quad (5.40)$$

dove p indica la tensione normale media.

5.4.1 Legge di Hooke Generalizzata

Ora è possibile usare la sovrapposizione tra deformazioni indotte da stress normali e quelle prodotte da stress trasversali. Dato che si è in presenza di un regime lineare si ottiene:

$$\begin{aligned} \epsilon_x &= \frac{1}{E}(\sigma_x - \nu\sigma_y - \nu\sigma_z) & \gamma_{xy} &= \frac{2(1+\nu)}{E}\tau_{xy} \\ \epsilon_y &= \frac{1}{E}(-\nu\sigma_x + \sigma_y - \nu\sigma_z) & \gamma_{yz} &= \frac{2(1+\nu)}{E}\tau_{yz} \\ \epsilon_z &= \frac{1}{E}(-\nu\sigma_x - \nu\sigma_y + \sigma_z) & \gamma_{zx} &= \frac{2(1+\nu)}{E}\tau_{zx} \end{aligned} \quad (5.41)$$

Il tutto è riassumibile in forma matriciale:

$$\epsilon = \frac{1}{E} \begin{pmatrix} 1 & -\nu & -\nu & 0 & 0 & 0 \\ -\nu & 1 & -\nu & 0 & 0 & 0 \\ -\nu & -\nu & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2(1+\nu) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 2(1+\nu) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2(1+\nu) \end{pmatrix} = \mathbf{C}\sigma \quad (5.42)$$

\mathbf{C} è detto *tensore di elasticità* .

In modo analogo essendo ν sempre minore di 0.5, la matrice \mathbf{C} è invertibile e la sua inversa, la matrice \mathbf{G} , dà il legame inverso: $\sigma = \mathbf{G}\epsilon$.

$$\mathbf{G} = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \begin{pmatrix} 1-\nu & \nu & \nu & 0 & 0 & 0 \\ \nu & 1-\nu & \nu & 0 & 0 & 0 \\ \nu & \nu & 1-\nu & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{(1-2\nu)}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{(1-2\nu)}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{(1-2\nu)}{2} \end{pmatrix} \quad (5.43)$$

5.5 Trasformazione nei tensori

Tipi di tensori

Nello studio dei tensori è bene differenziare i *Field Tensor* dai *Properties Tensor*. Come si intuisce i secondi descrivono una proprietà del materiale, e legano tra di loro i *Field Tensor*.

Essi devono rispettare il *principio di Neumann*:

La simmetria di qualsiasi proprietà fisica di un cristallo deve essere in accordo con la simmetria del cristallo stesso.

Ciò semplifica molto la trattazione di tensori perchè, partendo dalle simmetrie del cristallo da un punto di vista matematico, azzerà coefficienti nella matrice che identifica il tensore proprietà.

Esempio di *Field Tensor* sono tensore degli stress e delle deformazioni, che in questa descrizione generale verranno indicati con X e x . La costante di elasticità che li lega è un tensore delle proprietà. In termini di elementi tensoriali:

$$X_{ij} = c_{ijkl}x_{kl} \quad (5.44)$$

5.5.1 Trasformazione degli assi

In certi casi sono necessari delle trasformazioni che da un sistema di riferimento portino ad un nuovo sistema di assi. Ciò potrebbe essere utile per ridefinire tensori che descrivono proprietà. Il disegno delle proprietà lungo direzioni scelte, dà un'idea immediata del comportamento fisico che il materiale ha quando è sottoposto ad una variazione dal suo stato di equilibrio. Nel caso in esame la proprietà analizzata è il coefficiente di dilatazione termica (Fig. 5.13).

Da un punto di vista matematico la descrizione è semplice, eseguita attraverso gli elementi della matrice dei coseni. Da un sistema (Z_1, Z_2, Z_3) si passa al nuovo sistema (Z'_1, Z'_2, Z'_3) , attraverso rotazione degli assi. I due set di assi sono legati attraverso 9 componenti a_{ij} , i quali hanno il significato illustrato in figura 5.11:

$\cos^{-1} a_{23}$, per esempio, dà l'angolo di rotazione tra il nuovo asse Z'_2 e il vecchio Z_3 . In forma

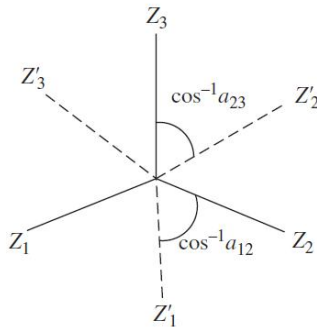


Figura 5.11: Legame tra vecchio e nuovo sistema d'assi attraverso le componenti coseno [6]

matriciale è possibile scrivere:

$$\begin{pmatrix} Z'_1 \\ Z'_2 \\ Z'_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_1 \\ Z_2 \\ Z_3 \end{pmatrix} \quad (5.45)$$

La matrice (a) deve rispettare condizioni di ortogonalità dato che la trasformazione avviene tra 2 sistemi ortogonali. Le condizioni diventano:

$$\begin{aligned} a_{11}^2 + a_{12}^2 + a_{13}^2 &= 1 \\ a_{21}^2 + a_{22}^2 + a_{23}^2 &= 1 \\ a_{31}^2 + a_{32}^2 + a_{33}^2 &= 1 \\ a_{11}a_{12} + a_{21}a_{22} + a_{31}a_{32} &= 0 \\ a_{11}a_{21} + a_{12}a_{22} + a_{13}a_{23} &= 0 \\ a_{11}a_{31} + a_{12}a_{32} + a_{13}a_{33} &= 0 \end{aligned} \quad (5.46)$$

Una rotazione, in generale, necessita di tre angoli (ϕ, θ, ψ) per identificare la mutua orientazione dei due set di assi, prima e dopo la trasformazione. Due angoli (ϕ, θ) servono a identificare

due direzioni nello spazio, mentre ψ , fissa l'ultima ortogonale ad esse.

Detto ciò, la trasformazione di tensori del secondo ordine come stress (X) e deformazione (x) risulta:

$$X'_{ij} = a_{ik}a_{jl}X_{kl} \quad x'_{ij} = a_{ik}a_{jl}x_{kl} \quad (5.47)$$

dove sono rispettivamente componenti ij del nuovo sistema di riferimento, trasformate attraverso le componenti coseno a_{ik} e a_{jk} , dal vecchio sistema kl .

Per la legge di Hooke la situazione è analoga:

$$X'_{ij} = a_{ik}a_{jl}X_{kl} = X'_{ij} = a_{ik}a_{jl}c_{ijkl}x_{mn} = a_{ik}a_{jl}c_{klmn}a_{om}a_{pn}x'_{op} = c'_{ijop}x'_{op} \quad (5.48)$$

$$c'_{ijop} = a_{ik}a_{jl}a_{om}a_{pn}c_{klmn}$$

Quindi, come precedente notato, c'è la dipendenza da 4 pedici ($klmn \rightarrow ijop$), dato che si lavora in ambiente tridimensionale $3^4 = 81$ coefficienti.

Si riducono a 36 dato che i tensori coinvolti sono simmetrici, e ancora a 21 facendo un semplice calcolo sulla derivata seconda dell'energia come prodotto di stress e deformazione, notando che l'ordine di derivata è ininfluente. Perciò $c_{12} = c_{21}$.

5.6 Coefficiente di espansione termica

La proprietà che lega ad una variazione di temperatura una deformazione del materiale è il coefficiente di espansione termica, tensore del secondo ordine perchè ne lega uno di ordine zero (variazione di temperatura), con uno del secondo ordine (deformazione).

Per inquadrare il legame in termini tensoriali è possibile scrivere la relazione di un elemento (ij) della matrice:

$$\epsilon_{ij} = \alpha_{ij}\Delta T \quad (5.49)$$

La relazione (5.49) è lineare e non è completa data la forte dipendenza del coefficiente dalla temperatura (vedi Fig. 5.12). Il coefficiente di espansione termica è un tensore di secondo ordine con le stesse simmetrie di quello di deformazione dato che nella relazione che li lega è presente solo uno scalare (variazione di temperatura).

Quando ci si riferisce agli assi principali, il coefficiente in una generica direzione è:

$$\alpha'_{11} = \alpha_{11} \cos^2 \phi \sin^2 \theta + \alpha_{22} \sin^2 \phi \sin^2 \theta + \alpha_{33} \cos^2 \theta \quad (5.50)$$

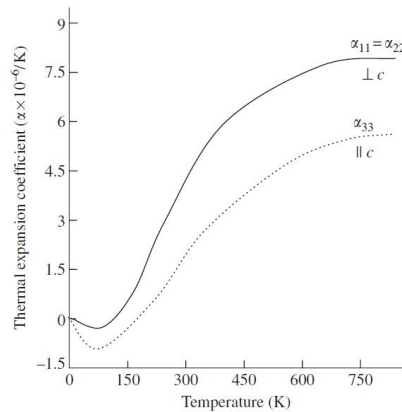


Figura 5.12: Dipendenza dalla temperatura del coefficiente di espansione termica [6]

Nell'equazione (5.50) è stata applicata una trasformazione dove la rappresentazione geometrica è in coordinate sferiche, e i due angoli identificano la nuova direzione dell'asse Z_1 come si nota nei primi due grafici in figura 5.13.

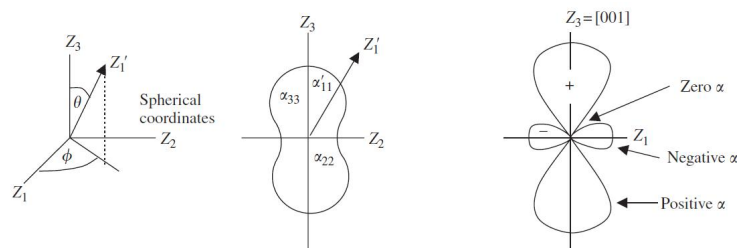


Figura 5.13: Superficie anisotropa per un coefficiente termico di espansione [6]

α dipende principalmente da:

- legami molecolari del materiale in esame;
- temperatura.

È intuitivo capire come il coefficiente sia più elevato in materiali con forza interatomica più debole, e basso viceversa. Infatti avrà più difficoltà ad espandersi se gli atomi sono “ben legati”. C'è una relazione di proporzionalità inversa tra α e la forza di legame.

Tali considerazioni sono importanti nello studio degli stress interni. Infatti, l'anisotropia nei ceramici policristallini e metalli dà, sotto cicli termici, diverse espansioni di grani vicini, provocando così stress ai bordi dei grani.

Anche tra punto di fusione e espansione termica esiste una relazione inversa, ed il prodotto tra αT_m è pressochè costante.

L'effetto di innalzamento di temperatura è quello di aumentare le vibrazioni termiche, e gli atomi, in una struttura chiusa, vibrano contro quelli vicini. In una struttura aperta invece, gli atomi vibrano verso lo spazio libero anisotropicamente, causando un basso coefficiente termico. In più è presente un effetto rotazionale cooperativo tra gli atomi portando ad un coefficiente elevato.

Infine α cambia drasticamente in presenza di trasformazioni di fase.

5.7 Termoelasticità

Introducendo, sotto ipotesi di materiale isotropo, anche la deformazione causata dalla dilatazione termica, limitata alla componente lineare, è possibile riassumere sforzi e deformazioni delle legge costitutiva elastica in funzione di parametri opportuni, come segue:

$$\left\{ \begin{array}{l} \epsilon_x = \frac{1}{E}[\sigma_x - \nu(\sigma_y + \sigma_z)] + \alpha\Delta T \\ \epsilon_y = \frac{1}{E}[\sigma_y - \nu(\sigma_x + \sigma_z)] + \alpha\Delta T \\ \epsilon_z = \frac{1}{E}[\sigma_z - \nu(\sigma_x + \sigma_y)] + \alpha\Delta T \\ 2\epsilon_{xy} = \gamma_{xy} = \frac{1}{G}\tau_{xy} \\ 2\epsilon_{yz} = \gamma_{yz} = \frac{1}{G}\tau_{yz} \\ 2\epsilon_{xz} = \gamma_{xz} = \frac{1}{G}\tau_{xz} \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \sigma_x = (2\mu + \lambda)\epsilon_x + \lambda\epsilon_y + \lambda\epsilon_z - \gamma\Delta T \\ \sigma_y = \lambda\epsilon_x + (2\mu + \lambda)\epsilon_y + \lambda\epsilon_z - \gamma\Delta T \\ \sigma_z = \lambda\epsilon_x + \lambda\epsilon_y + (2\mu + \lambda)\epsilon_z - \gamma\Delta T \\ \sigma_{xy} = 2\mu\epsilon_{xy} \rightarrow \tau_{xy} = G\gamma_{xy} \\ \sigma_{yz} = 2\mu\epsilon_{yz} \rightarrow \tau_{yz} = G\gamma_{yz} \\ \sigma_{zx} = 2\mu\epsilon_{zx} \rightarrow \tau_{zx} = G\gamma_{zx} \end{array} \right. \quad (5.51)$$

$$\text{con } \mu = G = \frac{E}{2(1+\nu)} \quad \lambda = \frac{\nu E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \quad \gamma = \frac{E\alpha}{1-2\nu} \quad (5.52)$$

La relazione che lega una variazione di distribuzione di stress ad una variazione di temperatura è l'equazione (5.53).

$$dT = \frac{T}{\rho c_v} \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial T} d\epsilon_{ij} + \frac{\delta q}{c_v} \quad (5.53)$$

Dalle equazioni (5.51) è possibile ricavare la derivata parziale rispetto alla temperatura, che risulta:

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial T} = -\gamma \delta_{ij} = -\frac{E\alpha}{1-2\nu} \quad \text{dove} \quad \delta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{se } i = j \\ 0 & \text{se } i \neq j \end{cases}$$

Sotto l'ipotesi di condizioni adiabatiche, indicando poi T_0 la temperatura dello stato iniziale, l'equazione (5.53) diventa:

$$\Delta T = -\frac{\gamma}{\rho c_v} T_0 \Delta(\epsilon_x + \epsilon_y + \epsilon_z)$$

sostituendo alle deformazioni la somma degli stress normali e, sapendo dalla termodinamica che $c_p - c_v = \frac{3\alpha^2 ET_0}{\rho(1-2\nu)}$, si ottiene la legge dell'effetto termoelastico elaborata da Kelvin:

$$\Delta T = -\frac{\alpha}{\rho c_p} T_0 \Delta(\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z) \quad (5.54)$$

Deformazioni e tensioni indotte dagli impulsi laser: simulazioni numeriche

6.1 Introduzione

Per lo studio degli Stress meccanici la scelta è ricaduta su software FEM (Finite Element Method) capaci di simulare la realtà, attraverso l'implementazione di equazioni differenziali che la teoria impone.

Più precisamente, dato che si tratta di tecniche numeriche, tali programmi riducono le equazioni differenziali alle derivate parziali, in un sistema di equazioni algebriche.

Importante, oltre alla definizione della dinamica tramite equazioni differenziali, sono le condizioni al contorno che qualsiasi modello richiede e che saranno poste nel corso del capitolo.

Per la risoluzione, il programma suddivide il volume in tanti volumetti dove vengono poi applicate le equazioni. La figura 6.1 mostra questa suddivisione.

È stato scelto di infittire la *maglia* dove è puntato il fascio laser (x_0, y_0, z_0) , ovvero convergendo verso il centro del piano x-y e sulla faccia superiore $z_0 = 2,5\mu m$. Il tipo di infittimento è esponenziale sia nel suddividere l'asse x che l'asse y . Lungo z invece è lineare.

Essenzialmente sono stati sviluppati due modelli per analizzare l'espansione termica del materiale:

- *Thermal-Structural Interaction*: con espansione termica e studio delle relazioni Sforzi-Deformazioni nello stesso modello;
- *Heat Transfer & Structural Mechanics Module*. A differenza del primo si studia in primo luogo lo svilupparsi di gradienti termici, e successivamente si applica il modello meccanico.

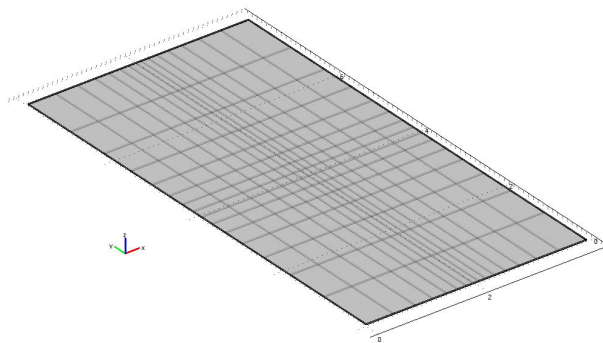


Figura 6.1: Mesh: discretizzazione rada del volume da analizzare

Il modello che è stato portato avanti è il primo dato che risolve le variabili termo-meccaniche simultaneamente ed è stato sviluppato proprio per lo studio dell'espansione termica dovuta al processo di conduzione.

Dato che per la parte termica l'analisi è la medesima, nel prossimo paragrafo sarà spiegata in modo indipendentemente dai modelli utilizzati. I risultati ottenuti, infatti, sono uguali per entrambi.

6.2 Analisi termica transitoria

Introduzione

Come spiegato nel Capitolo 4, lo scambio di calore può avvenire in tre differenti modalità:

1. Conduzione Termica
2. Convezione Termica
3. Irraggiamento Termico

Tra questi processi, verrà tenuto conto della Conduzione Termica, che produce solo un trasporto di calore e non di massa, come nella Convezione. Gli altri contributi hanno un effetto minimo, che è possibile trascurare.

Geometria

Viene ora analizzata la struttura del target, nella quale si risolvono le equazioni differenziali alle derivate parziali. Si definisce la geometria di un parallelepipedo con due sottodomini :

1. materiale inferiore di Molibdeno di altezza $0.5\mu m$;
2. materiale superiore di CIGS di altezza $2\mu m$;

Le proprietà fisiche del materiale richieste sono: densità, calore specifico e conducibilità termica (tabella 6.1).

Come primo approccio è stato considerato il materiale isotropo, ma c'è la possibilità di settare l'anisotropia definendo una matrice \mathbf{k} .

Tali costanti permettono lo studio della distribuzione della temperatura attraverso la legge di Fourier:

$$\rho C_p \frac{dT}{dt} = \nabla \cdot (k \nabla T) + q_0 \quad (6.1)$$

Importante è identificare la faccia di contatto delle due superfici e valutarne il comportamento

Proprietà	CIGS	Mo
Temp. di fusione [$^{\circ}K$]	1300	2900
Conduzione Termica [$W/m^{\circ}K$]	5770	10280
Peso specifico [Kg/m^3]	5770	10280
Modulo di Young [GPa]	50	329
Coeff. di Poisson	0.4	0.31
Coeff. dilatazione termica [$10^{-6}/^{\circ}K$]	8	4.8

Tabella 6.1: Proprietà meccaniche e termiche del Molibdeno e CIGS

al propagarsi del calore per conduzione, calcolando sforzi e direzioni principali.

Condizioni al contorno imposte

Prima di tutto, per studiare il comportamento termodinamico di un materiale, è necessario definire la sorgente di calore.

Il diodo laser è la sorgente usata, e lo spot sarà approssimato come gaussiano con sezione ellittica di asse minore a e asse maggiore b . Gli impulsi nel dominio temporale avranno anch'essi un profilo gaussiano.

$$q_0 = I_0 e^{-\frac{(x-x_0)^2}{a^2}} e^{-\frac{(y-y_0)^2}{b^2}} e^{-\frac{(t-3\sigma)^2}{\sigma^2}} [W/m^2] \quad (6.2)$$

Il fascio va a colpire solo la faccia superiore del pezzo, e precisamente il centro del piano x-y (x_0, y_0) . Ciò significa porre tutte le facce, ad eccezione di quella superiore, in isolamento termico :

$$n \cdot (k \nabla T) = 0 \quad (6.3)$$

Per l'ultima superficie invece, la condizione è data da un flusso termico entrante, modellato dall'equazione (6.4):

$$n \cdot (k\nabla T) = q_0 \quad \text{con } q_0 \text{ dato dalla 6.2} \quad (6.4)$$

Analisi dell'impulso laser

In letteratura uno dei dati chiave che viene fornito è la fluena di rottura del materiale, che dipende dalla frequenza del laser in uso. Fluena:

$$F = \int_0^{6\sigma} q_0 = \int_0^{6\sigma} \left(I_0 e^{-\frac{(x-x_0)^2}{a^2}} e^{-\frac{(y-y_0)^2}{b^2}} e^{-\frac{(t-3\sigma)^2}{\sigma^2}} dt \right) [J/m^2] \quad (6.5)$$

L'integrale superficiale della fluena è l'energia:

$$E = \int \int \int_0^{6\sigma} q_0 = \int_0^{6\sigma} \left(I_0 e^{-\frac{(x-x_0)^2}{a^2}} e^{-\frac{(y-y_0)^2}{b^2}} e^{-\frac{(t-3\sigma)^2}{\sigma^2}} dt dx dy \right) [J] \quad (6.6)$$

Dati del problema

In primo luogo bisogna definire lo spot del laser andando a fissare a e b . Avendo lo spot e sapendo la potenza del diodo laser è possibile ricavare I_0 :

$$P = \int_S q_0 = \int_S \left(I_0 e^{-\frac{(x-x_0)^2}{a^2}} e^{-\frac{(y-y_0)^2}{b^2}} e^{-\frac{(t-3\sigma)^2}{\sigma^2}} dx dy \right) [W] \quad (6.7)$$

I_0 è stato impostato a $4 \cdot 10^9 W/m^2$ e integrando sulla superficie (tramite Matlab) si ricava la potenza del laser necessaria. Avendo poi, la durata dell'impulso si ricava l'energia sulla superficie. Ricapitolando :

1. dimensioni dello spot, fissato a $a = 10 \cdot 10^{-6}$, $b = 100 \cdot 10^{-6}$;
2. potenza del laser, fissata una volta definita durata dell'impulso e intensità;
3. durata dell'impulso. Come si vedrà in seguito, le simulazioni sono state fatte variando questo parametro. Data la gaussianità dell'impulso, l'unico parametro che è fissato è la varianza. Considerando l'impulso centrato in zero si è scelto di includere $\pm 3\sigma$, dove σ è la deviazione standard indicata anche nella definizione dell'impulso 6.2. Scegliendo 6σ come durata dell'impulso si considera il 99.7% dell'energia dell'impulso.

6.2.1 Risultati e Considerazioni

Oltre a portare il risultato principale della distribuzione di temperatura, sono state fatte altre considerazioni che confermano la legge di Fourier e della termodinamica.

Andando nel specifico, in primo luogo è stato studiato l'andamento stazionario della temperatura in funzione della profondità.

Il regime stazionario si applica quando la temperatura non dipende più dal tempo, ovvero si raggiunge per $t \rightarrow \infty$. Tale condizione dà la risoluzione dell'equazione $k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = q_0$. Si ottiene perciò, una dipendenza quadratica lungo z , come si nota in figura 6.2. Si evidenzia anche la discontinuità tra i due materiali, CIGS e Mo, data dalla diversa conduttività termica.

In secondo luogo, come la legge di Fourier esprime, il flusso termico è proporzionale al gradiente

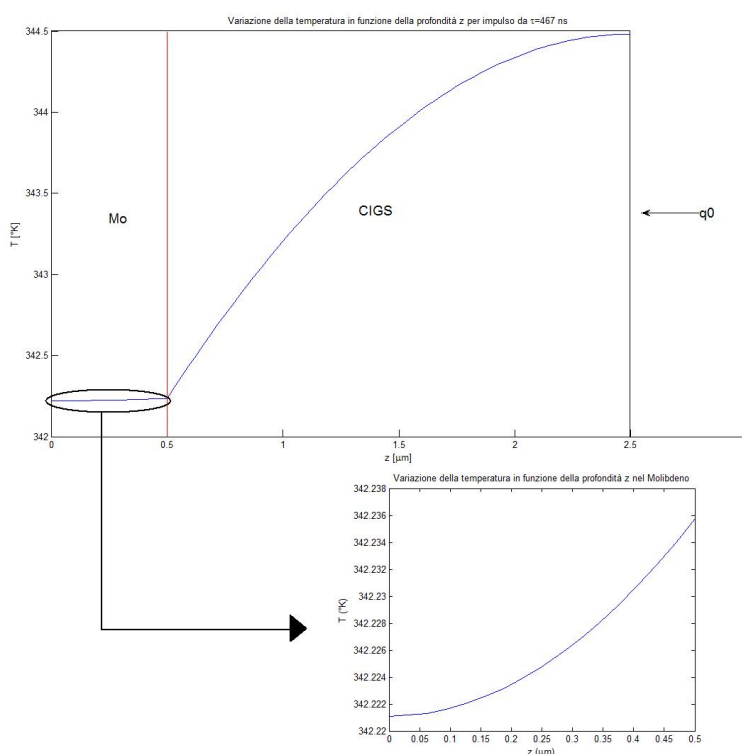


Figura 6.2: Temperatura in regime stazionario in funzione della profondità ($\tau = 467\text{ns}$ e $P = 4 \cdot 10^9\text{W}/\text{m}^2$)

di temperatura, ma in direzione opposta. Questo è ben visibile in figura 6.3.

Infine, dalla distribuzione di temperatura in figura 6.4, emergono le seguenti considerazioni:

1. con l'esaurirsi dell'impulso le curve tendono a convergere;
2. col decrescere della profondità i picchi di temperatura decrescono, ritardati nel tempo;
3. le curve nello strato del Molibdeno, con diffusività diversa rispetto al CIGS, sono quasi coincidenti. Infatti, essendo che la conduttività termica del molibdeno $k_{Mo} = 138 \frac{\text{W}}{\text{m}^\circ\text{K}}$

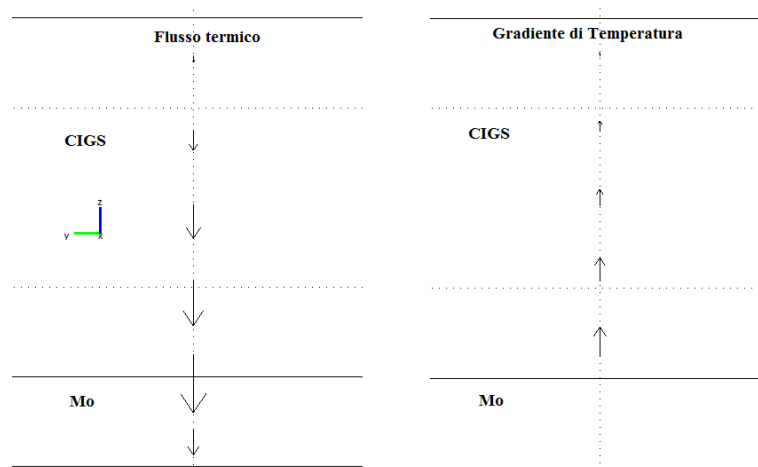


Figura 6.3: Vettori proporzionati di direzioni del flusso termico e gradiente di temperatura in 6 punti lungo l'asse z ($\tau = 467ns$ e $P = 4 \cdot 10^9 W/m^2$)

e quella del CIGS $k_{CIGS} = 3.7 \frac{W}{m \cdot K}$, il diffondersi del calore negli ultimi $0.5 \mu m$ è quasi istantaneo (in confronto alla diffusione nel CIGS).

4. per diversi impulsi il picco massimo di temperatura si presenta sempre a $t_{max} = 0.6\tau$. Questo dipende dalla forma dell'impulso scelta: gaussiana. Un impulso rettangolare, impossibile per altro da fare, terrebbe il suo picco di intensità per tutta la durata. Come conseguenza i picchi di temperatura si presenterebbero a $t_{max} = \tau$.
5. il gradiente termico (pendenza della curva) diminuisce man mano che cresce z , e quindi diminuisce il flusso di calore attraverso le superfici (in accordo con la legge di Fourier).

Una visione più completa della soluzione a due variabili (tempo e profondità) è rappresentata dal grafico 6.6.

Si passa, ora, al confronto di impulsi di durata diversa: $\tau_2 = 1500ns$, $\tau_3 = 1870ns$, $\tau_4 = 600ns$, $\tau_5 = 467ns$, $\tau_6 = 150ns$.

Analizzando la distribuzione di Temperatura di vari impulsi, si nota che l'area sotto le curve diminuisce se cala la durata. Questo perchè, diminuendo la durata dell'impulso, diminuisce anche la fluena e l'energia dell'impulso laser q_0 .

Per avere una fluena sufficiente perciò, è necessario aumentare la densità di potenza (I_0) per impulsi corti.

Impulsi con tale proprietà hanno la capacità di avere influenza solo alla superficie del materiale.

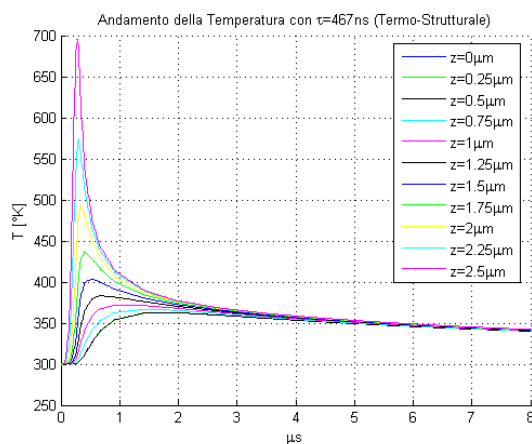


Figura 6.4: Temperatura in funzione del tempo per $\tau = 467ns$ e $P = 4 \cdot 10^9 W/m^2$ per diverse profondità

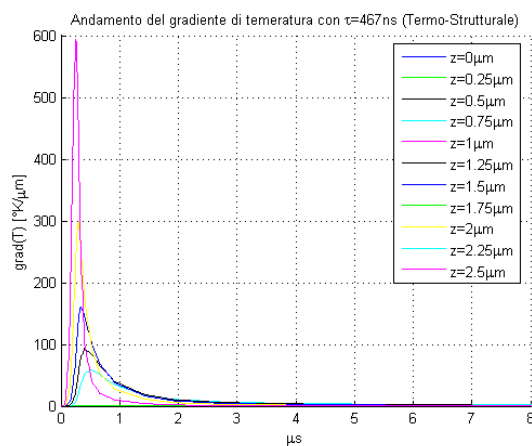


Figura 6.5: Gradiente di temperatura in funzione del tempo per $\tau = 467ns$ e $P = 4 \cdot 10^9 W/m^2$

Durata impulso	Fluenza [J/m^2]	Energia [μJ]	Potenza[W]
$\tau = 5\mu s$	5908.1	18.56	3.7
$\tau = 1.87\mu s$	2209.6	6.94	3.7
$\tau = 1.5\mu s$	1772.4	5.57	3.7
$\tau = 600ns$	708.97	2.23	3.7
$\tau = 467ns$	551.8	1.73	3.7
$\tau = 150ns$	177.24	0.557	3.7

Tabella 6.2: Tabella riassuntiva dei vari impulsi e energie associate

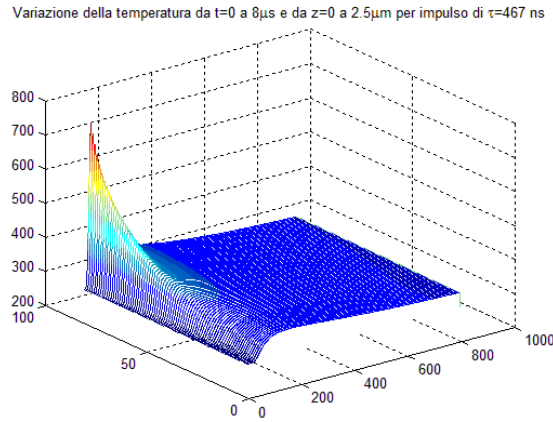


Figura 6.6: Temperatura in funzione del tempo e della profondità per $\tau = 467 ns$ e $P = 4 \cdot 10^9 W/m^2$

La profondità di diffusione è data dall'equazione 6.8.

$$\delta = 2\sqrt{\tau D} \quad (6.8)$$

Questa equazione è una relazione che vale in generale per un gas/liquido che diffonde con diffusività D . E' una lunghezza media di diffusione che deriva da movimenti microscopici delle particelle; il moto è detto *Browniano*.

Si è scelto di analizzare l'impulso con durata $\tau_5 = 467 ns$ perchè ha $\delta_{CIGS} = 2\mu m$, ovvero la lunghezza di diffusione termica è data dalla profondità dello strato di CIGS.

Durata impulso	δ_{Mo} [μm]	δ_{CIGS} [μm]
$\tau = 5\mu s$	32.8	6.54
$\tau = 1.87\mu s$	20	4
$\tau = 1.5\mu s$	17.9	3.58
$\tau = 600 ns$	11.4	2.26
$\tau = 467 ns$	10	2
$\tau = 150 ns$	5.68	1.13

Tabella 6.3: Lunghezza di diffusione per i diversi impulsi per Molibdeno e CIGS

In figura 6.7 è mostrata la temperatura in funzione della profondità per alcuni tempi significativi dell'impulso. In rosso è segnato il picco, mentre in blu la fine dell'impulso; gli altri servono

per dare un'idea di quello che succede al passare del tempo.

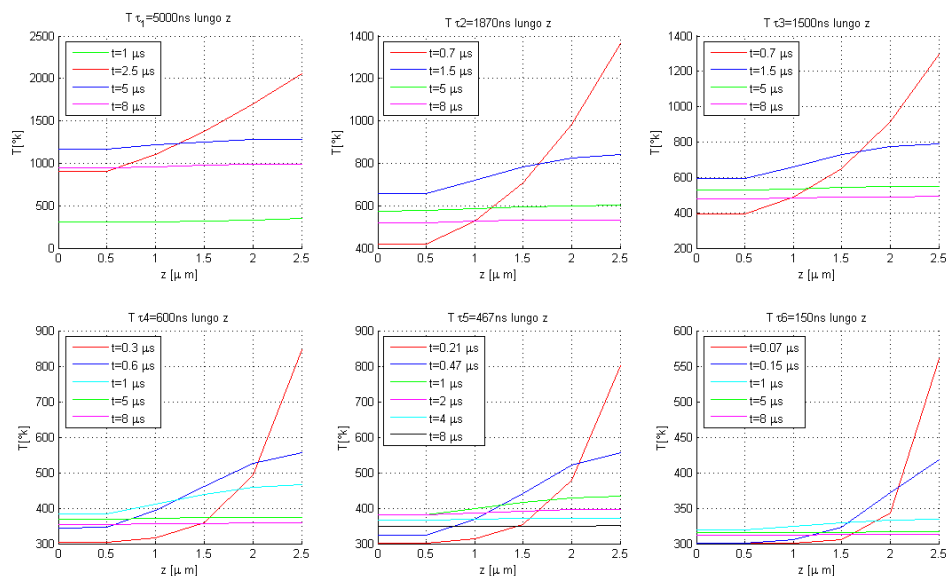


Figura 6.7: Temperatura in funzione della profondità z per i diversi impulsi con $P = 4 \cdot 10^9 \text{W/m}^2$ fissata

6.3 Modello con Interazione Termo-Strutturale

È un modello che combina l'analisi meccanica quasi-statica a quella termica trattata in modo transitorio.

Dopo aver analizzato, variando la durata dell'impulso, la distribuzione di temperatura in un dominio sia temporale che spaziale, ora lo studio si focalizza sulla comparsa di deformazioni nel solido, causati dall'espansione termica.

Nel capitolo 5 si è sottolineato come, in presenza di stress, si abbiano deformazioni proporzionali, in forma unidimensionale, a tale stress. Deformazioni che si sviluppano però in tre dimensioni, dando luogo a stati di tensione pluriassiali. Le componenti che riassumono lo stato di tensione sono: tre lungo le direzioni normali e altre sei dette tensioni di taglio (equazioni (5.41)). L'analisi sarà eseguita su direzioni che azzerano le tensioni di taglio dette principali.

Nel caso in esame non sono presenti forze esterne. Gli stress che si generano sono causati dall'espansione termica e provocano deformazioni che sono legate a tale coefficiente tramite la seguente

relazione:

$$\alpha_{ij} = \left(\frac{\partial x_{ij}}{\partial T} \right)_X \quad (6.9)$$

dove α_{ij} e x_{ij} sono rispettivamente: elemento del coefficiente di espansione termica e generico elemento della matrice delle deformazioni, il tutto con uno stress X fissato.

6.3.1 Prima Direzione Principale

Andando ad analizzare grafici e animazioni, al centro dello spot, si evince che la prima direzione principale coincide con l'asse z . Nelle figure 6.8, 6.9 e 6.10 sono graficate rispettivamente: primo sforzo principale, prima deformazione principale e spostamento lungo quell'asse.

Primo Sforzo Principale

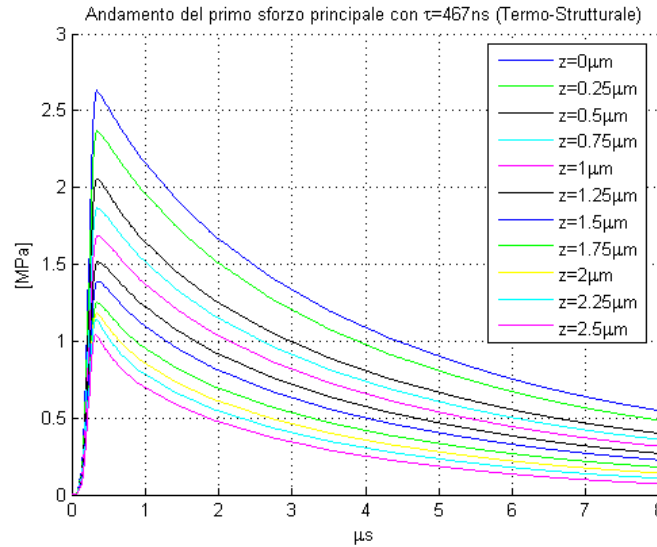


Figura 6.8: Primo stress principale ($\tau = 467$ ns e $P = 4 \cdot 10^9$ W/m²) con Iterazione Termo-Strutturale

Dal grafico 6.8 si possono fare due osservazioni:

- comportamento puramente di tensione (stress positivo) che risulta corretto, se si tengono in considerazione le deformazioni e la legge di Hooke ($\Delta = \epsilon_x + \epsilon_y + \epsilon_z$):

$$\sigma_z = \lambda \Delta + 2\mu \epsilon_z \quad (6.10)$$

- man mano che ci si avvicina alla superficie lo stress diventa meno intenso. Ciò ha senso se si pensa che la superficie non ha un vincolo, ma ha libertà di espandersi rendendo lo sforzo in tali punti meno intenso.

Perciò all'interfaccia lo stress presente è di circa $2,05\text{MPa}$ e, se si pone attenzione, si nota la differenza tra Molibdeno e CIGS guardando la spaziatura tra le diverse curve in figura 6.8.

Prima deformazione Principale

Il legame che c'è tra deformazione e sforzo è ben spiegato nel sottocapitolo *Legge di Hooke*.

Le costanti che ne specificano il legame costitutivo sono: il Modulo di Young \mathbf{E} e il coefficiente di Poisson ν . Secondo le direzioni principali si ricorda che la relazione matriciale è:

$$\epsilon = \begin{bmatrix} \epsilon_1 \\ \epsilon_2 \\ \epsilon_3 \end{bmatrix} = \frac{1}{E} \begin{bmatrix} 1 & -\nu & -\nu \\ -\nu & 1 & -\nu \\ -\nu & -\nu & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \end{bmatrix} \quad (6.11)$$

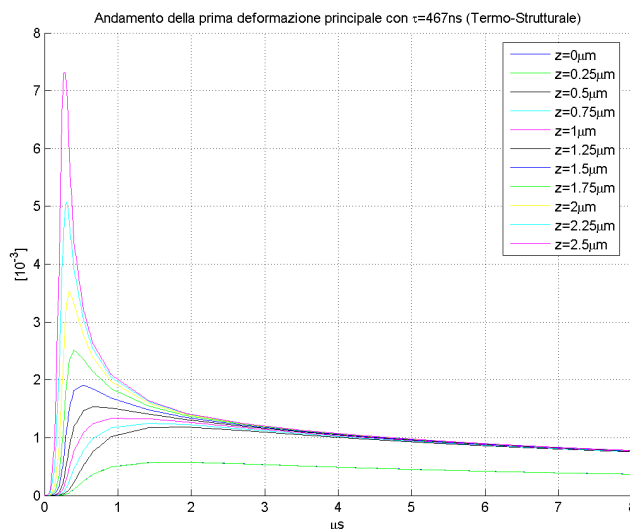


Figura 6.9: Prima deformazione principale ($\tau = 467\text{ns}$ e $P = 4 \cdot 10^9\text{W/m}^2$) con Iterazione Termo-Strutturale

Il coefficiente di elasticità del Molibdeno è molto più elevato di quello del CIGS. Si capisce perciò, la netta distinzione del valore di deformazione degli strati all'interno del Mo rispetto a quella del CIGS.

Considerazione coerente con la legge di Hooke, dato che la deformazione è inversamente propor-

zionale al modulo di Young.

Spostamento

Lo spostamento è legato alla deformazione sottoforma di derivata con equazioni ricavate nel capitolo 5. Infatti, provando a derivare secondo la prima direzione principale z , le curve in figura 6.10, si ottiene esattamente la prima deformazione principale.

Tutte le relazioni tra spostamento e deformazione sono riassunte nella matrice 5.29.

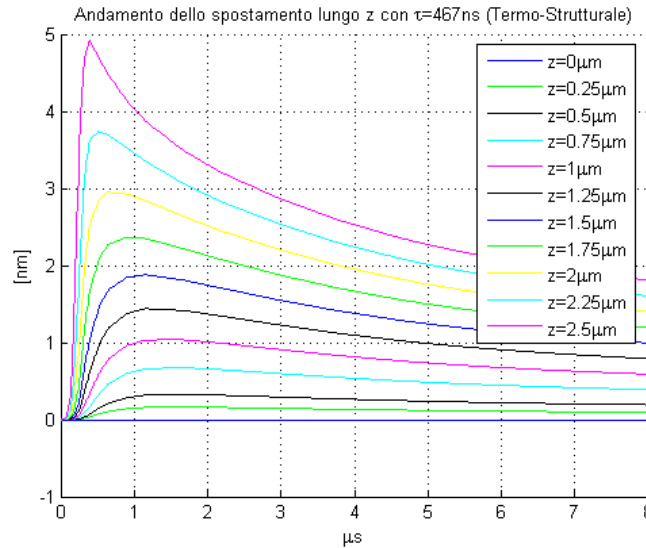


Figura 6.10: Spostamento lungo z ($\tau = 467ns$ e $P = 4 \cdot 10^9 W/m^2$) con Iterazione Termo-Strutturale

6.3.2 Seconda e Terza Direzione Principale

Data la simmetria del problema, seconda e terza direzione direzione principale giacciono sullo stesso piano, il quale è perpendicolare alla propagazione del fascio laser. Precisamente si sviluppano lungo l'asse x e y (sempre il centro dello spot).

Secondo e Terzo Sforzo Principale

Risalta subito dai grafici di figura 6.11 che il Molibdeno presenta secondo e terzo stress principali diversi da quelli del CIGS.

La spiegazione è semplice: date le diverse proprietà meccaniche (modulo di Young e coefficiente di Poisson) e termiche (coefficiente di espansione termica e conduttività) dei materiali si formano

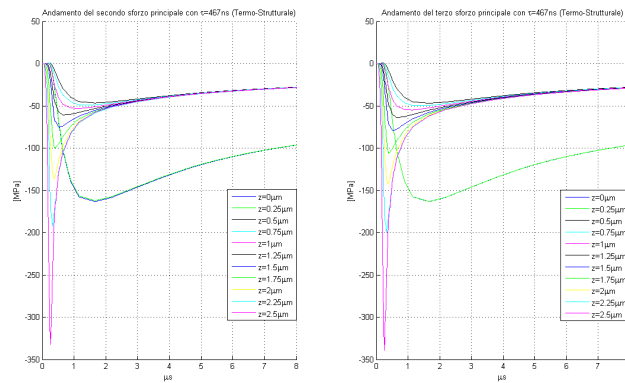


Figura 6.11: Secondo e terzo sforzo principale ($\tau = 467ns$ e $P = 4 \cdot 10^9 W/m^2$) con Iterazione Termo-Strutturale

stress più intensi anche se il flusso di calore è meno intenso (strati più profondi). Addirittura, per impulsi di durata elevata, gli strati inferiori hanno stress più elevati rispetto alla superficie (figure 6.12 e 6.13).

Si ricorda che si sta parlando sempre di secondo e terzo sforzo principale. Nel piano in cui

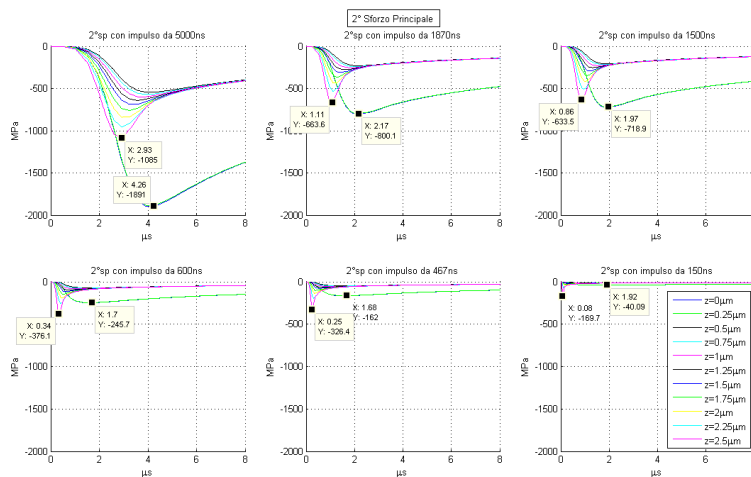


Figura 6.12: Secondo stress principale per i diversi impulsi con $P = 4 \cdot 10^9 W/m^2$ fissata

giacciono, le condizioni al contorno impongono spostamento nullo sulle facce laterali. Per tale motivazione sono molto maggiori in modulo rispetto al primo sforzo, lungo la cui direzione il materiale ha libertà di espandersi.

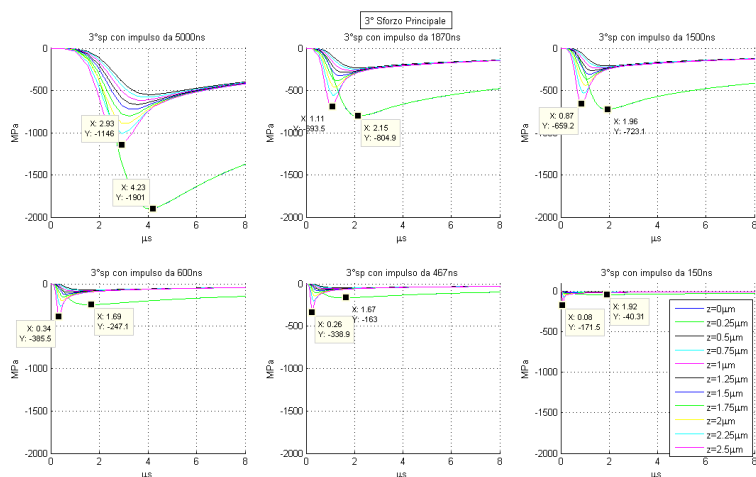


Figura 6.13: Terzo stress principale per i diversi impulsi con $P = 4 \cdot 10^9 W/m^2$ fissata

Seconda e Terza Deformazione Principale

Dalla figura 6.14, oltre alla bassa deformazione del Molibdeno rispetto al CIGS, si nota che i valori delle deformazioni sono di tre ordini inferiori rispetto alla prima deformazione.

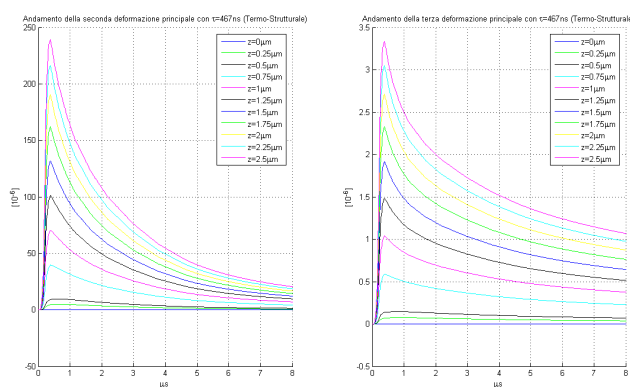


Figura 6.14: Seconda e terza deformazione principale ($\tau = 467ns$ e $P = 4 \cdot 10^9 W/m^2$) con Iterazione Termo-Strutturale

Plottando i grafici dello spostamento nelle rispettive direzioni principali si nota un valore del tutto trascurabile di dieci ordini di grandezza inferiore rispetto alla prima ($\sim 10^{-19}m$).

6.3.3 Conclusioni

Alcune conclusioni:

- i risultati di stress, deformazioni e spostamenti riassumono quelle che sono le leggi costitutive in un corpo continuo.
- condizioni al contorno impongono, lungo la seconda e terza direzione, stress elevati, ma deformazioni e spostamenti piccoli, il tutto confrontato con le grandezze lungo prima direzione principale (z).
- impulsi di durata elevata danno distribuzioni di temperatura uguali. Se i picchi di temperatura superano le temperature di fusione del corpo, non possono essere confrontati tra di loro perchè oltre che la trasmissione di calore per conduzione, si mette in moto anche la convezione. In ogni caso lo scopo è stare sotto tali limiti.
- per diversi impulsi le distribuzioni di deformazione e tensione sono simili. Ovviamente si sviluppano in tempi diversi dato che l'impulso raggiunge il picco successivamente. I moduli sono maggiori, non proporzionalmente però. Ovvero se simulando un impulso di durata doppia, non è detto che il picco sia raddoppiato. Si faccia un confronto con i grafici di un impulso con $\tau \sim 467ns$ e quelli da $\tau = 1\mu s$ (figure 6.15, 6.16 e 6.17).
- in laboratorio sono stati provati impulsi della durata di $500ns$ per motivi di lunghezza di diffusione del calore. Si sono impiegati anche impulsi di durata superiore per fare dei confronti.

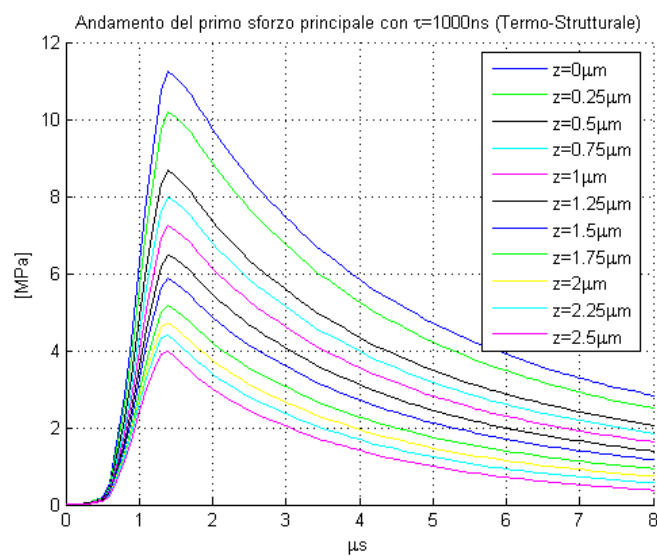


Figura 6.15: Primo stress principale ($\tau = 1\mu\text{s}$ e $P = 4 \cdot 10^9\text{W}/\text{m}^2$) con Iterazione Termo-Strutturale

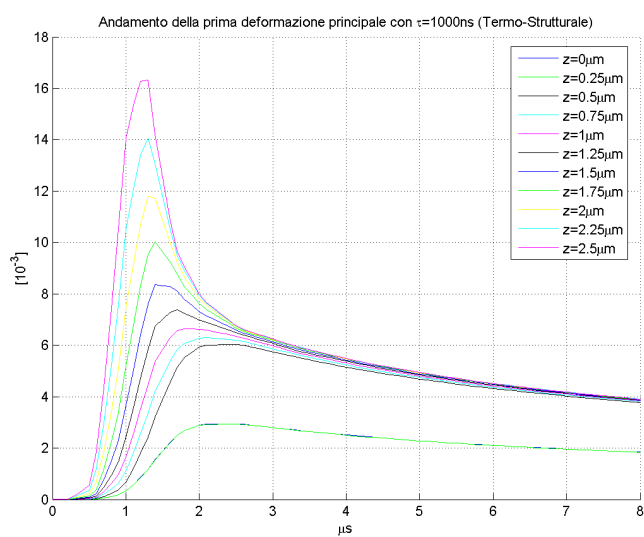


Figura 6.16: Prima deformazione principale ($\tau = 1\mu\text{s}$ e $P = 4 \cdot 10^9\text{W}/\text{m}^2$) con Iterazione Termo-Strutturale

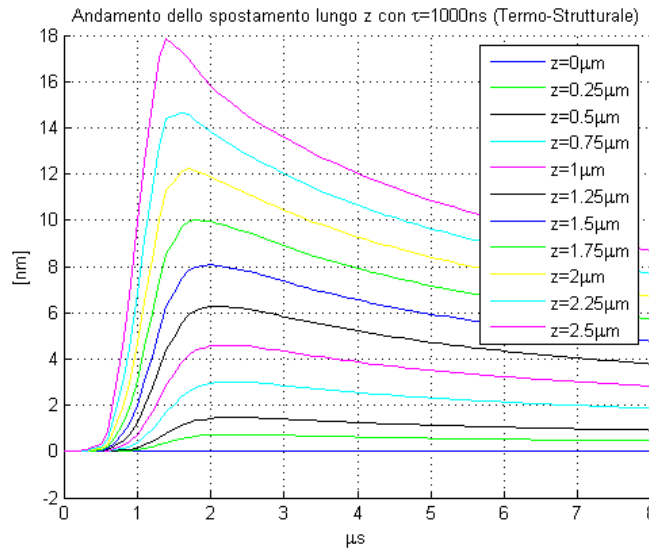


Figura 6.17: Spostamento lungo z ($\tau = 1\mu\text{s}$ e $P = 4 \cdot 10^9 \text{W}/\text{m}^2$) con Iterazione Termo-Strutturale

6.4 Modello con analisi Termica e Meccanica disaccoppiate

In questo modello le variabili termodinamiche e quelle meccaniche sono disaccoppiate. Infatti prima si studia l'effetto che l'impulso laser ha sulla cella da un punto di vista di distribuzione di temperatura, andando a risolvere l'equazione di Fourier; successivamente attraverso un modulo Strutturale-Meccanico si imposta come "carico" l'espansione termica causata da gradienti termici.

L'impostazione delle equazioni differenziali è la stessa, il tipo di analisi cambia. Infatti se prima si andava a risolvere un problema meccanico in modo quasi-statico, ora lo si risolve in modo transitorio.

Considerazione sulla Analisi Transitoria meccanica

Sotto la voce di *Transient Analysis*, si identifica la seconda legge di Newton che il software implementa:

$$\rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} - \nabla \cdot c \nabla \mathbf{u} = \mathbf{F} \quad (6.12)$$

Questa equazione deriva direttamente dalla seconda legge di Newton, esplicitando la variabile spostamento anziché quella dello sforzo. Tutto ciò partendo dalle equazioni di equilibrio (5.5), (5.6) e (5.7). Essa è a tutti gli effetti un'equazione delle onde data la presenza di una derivata seconda rispetto al tempo e un laplaciano.

Tale equazione è usata per un qualsiasi problema meccanico dove la forza applicata è indicata con f .

Si arriva ad un'equazione della termoelasticità, o equazione di Navier:

$$\rho \frac{\partial^2 \mathbf{S}}{\partial t^2} = \mathbf{f} + (\lambda + 2\mu)\nabla^2 \mathbf{S} + (\lambda + \mu)\nabla \times \nabla \times \mathbf{S} \quad (6.13)$$

dove \mathbf{S} indica lo spostamento in termini di vettore, \mathbf{f} è una forza esterna e λ e μ sono le costanti di Lamè proprie del materiale in cui l'onda meccanica si propaga.

Nel caso di espansione termica:

$$\mathbf{f} = -\alpha(3\lambda + 2\mu)\nabla\theta = -\gamma\nabla\theta \quad (6.14)$$

dove $\theta = T - T_{ref}$. Nel modello T_{ref} è la temperatura ambiente ($300^\circ K$).

6.4.1 Risultati

L'analisi transitoria degli stress meccanici dà un comportamento ondulatorio del primo stress principale (figura 6.18).

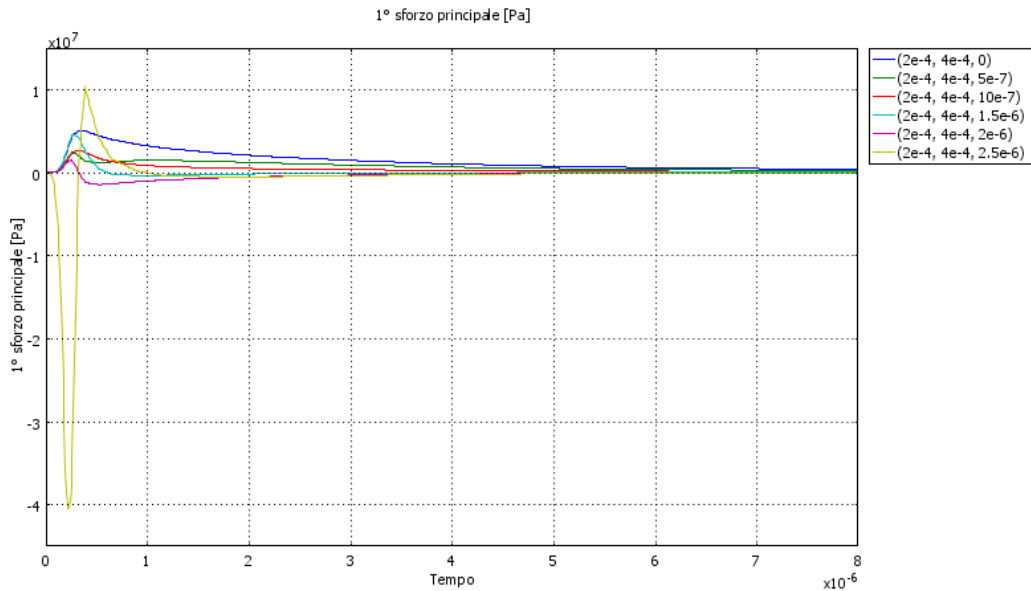


Figura 6.18: Primo sforzo principale con analisi meccanica successiva a quella termica con $\tau = 467ns$ e $P = 4 \cdot 10^9 W/m^2$

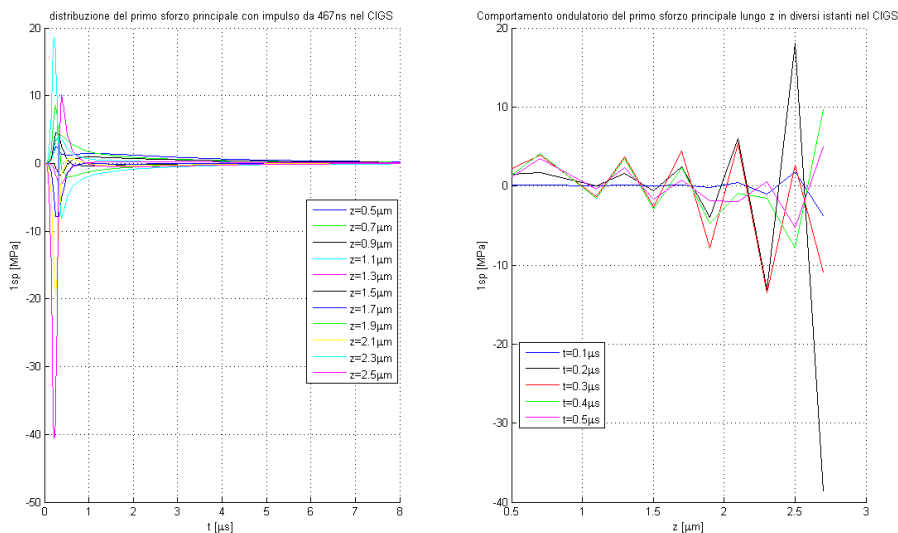


Figura 6.19: Primo sforzo principale nel CIGS ($\tau = 467ns$ e $P = 4 \cdot 10^9 W/m^2$): notare l'aspetto ondulatorio lungo la profondità z

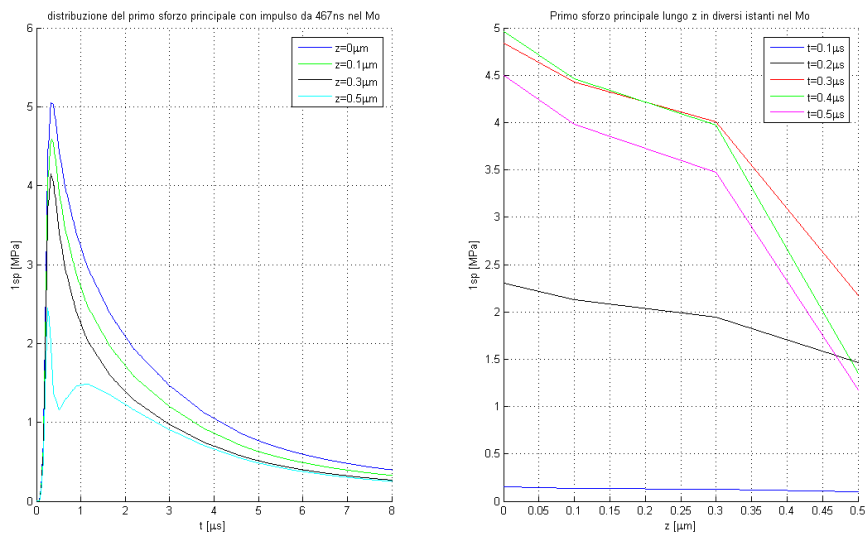


Figura 6.20: Primo sforzo principale nel Mo ($\tau = 467ns$ e $P = 4 \cdot 10^9 W/m^2$): non è più presente l'aspetto ondulatorio

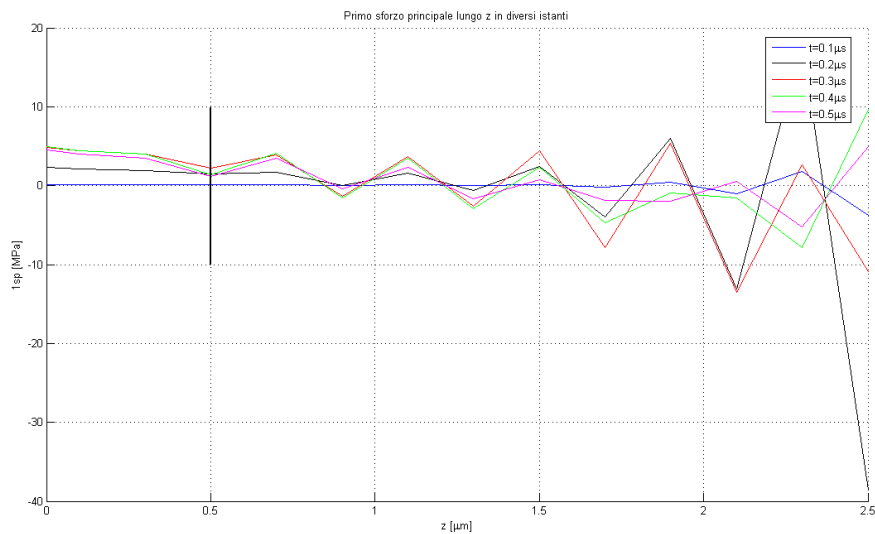


Figura 6.21: Primo sforzo principale lungo tutto il materiale ($\tau = 467ns$ e $P = 4 \cdot 10^9 W/m^2$)

Osservazioni :

1. *nel CIGS*: aspetto chiaramente ondulatorio dello stress lungo l'asse di propagazione del fascio laser (figura 6.19).
2. *nel Molibdeno*: l'aspetto ondulatorio non è più presente dopo l'interfaccia tra i due materiali ($z = 0.5\mu m$).

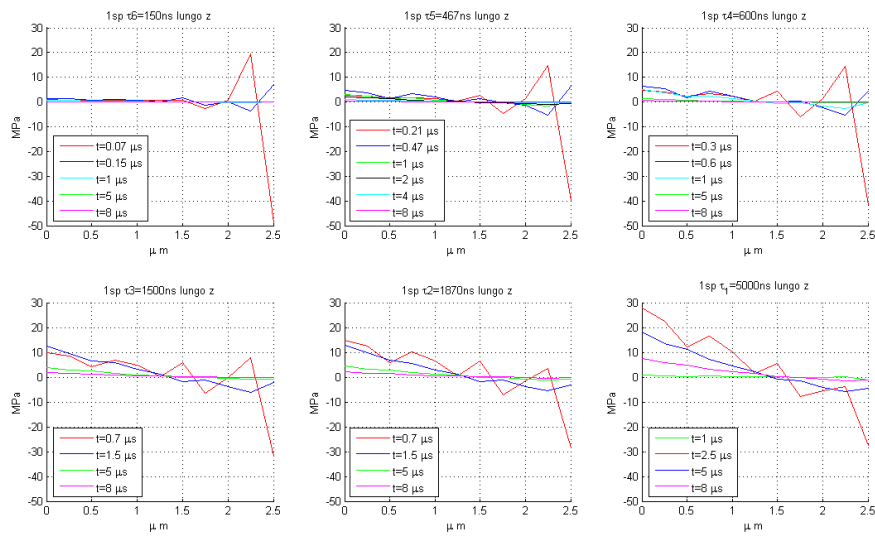


Figura 6.22: Primo sforzo principale per diversi impulsi con $P = 4 \cdot 10^9 W/m^2$ fissata

3. si notano i differenti comportamenti anche in figura 6.21 dove, dopo la linea marcata, gli stress crescono verso $z = 0 \mu m$ e non oscillano più.
4. guardando figura 6.22, si nota come lo stesso comportamento è presente per impulsi di durata diversa. L'elemento che cambia è la pendenza del valore medio attorno al quale oscillano gli stress a diversi istanti.
5. la tensione all'interfaccia non ha, nè un comportamento ondulatorio, nè un comportamento simile a te^{-t} come per gli strati inferiori. In figura 6.20 si osserva che raggiunge un massimo come gli altri, per poi trovare un minimo e di nuovo un massimo e infine, si esaurisce analogamente agli altri.

Probabilmente la curva richiama sia il comportamento ondulatorio tipico degli strati superiori, che quello lineare di quelli inferiori.

Sviluppo del Setup per le prove in laboratorio

7.1 Introduzione

Scopo finale del lavoro è riprodurre in laboratorio il processo P_2 , che consiste nella rimozione dello strato di CIGS da quello di Molibdeno.

Per raggiungere tale obiettivo è stato utilizzato un diodo laser della OSRAM a $808nm$, che sarà illustrato in seguito.

È stato introdotto anche un secondo setup che propone una visione contemporanea all'ablazione.

7.2 Setup per l'ablazione: funzionamento

L'ottica usata per questo setup è formata da due lenti *asferiche*.

Tali lenti hanno un profilo che non è sferico ma neanche cilindrico, con base circolare. Si utilizzano poichè sono in grado di correggere aberrazioni sferiche. Dalla figura 7.1 si nota come ci sia la perfetta correzione delle aberrazioni periferiche. Il fascio divergente uscente dal diodo, è collimato

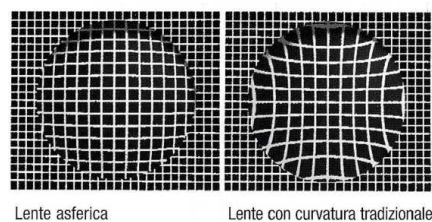


Figura 7.1: Confronto tra lente sferica e asferica

attraverso una lente, e focalizzato con l'altra. Rispettivamente esse hanno focali di 11mm e 8mm che garantiscono un rapporto tra spot iniziale e finale di 0.73.

L'apertura numerica della seconda lente è di 0.5. Tutto ciò porta ad avere distanze di lavoro corte tra lente e target e, data l'elevata apertura numerica, una criticità della larghezza dello spot, il quale varia anche per spostamenti di decine di micron.

Il setup per l'ablazione è mostrato nello schema in figura 7.3.

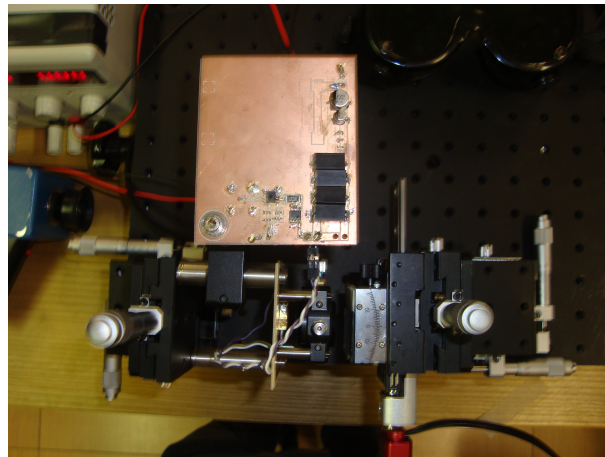


Figura 7.2: Setup dell'ablazione laser

Gli effetti dell'ablazione sono stati poi osservati con microscopio ottico, e riportati nel capitolo

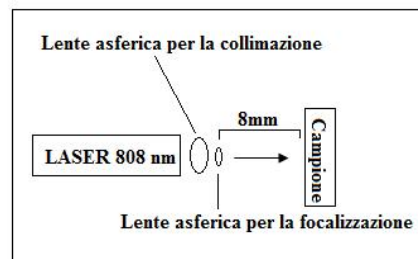


Figura 7.3: Setup per l'ablazione laser. L'ottica è costituita da 2 lenti asferiche

8.

7.2.1 La sorgente : Il diodo Laser

Per l'operazione di ablazione del campione si è utilizzato un diodo laser a 808nm . Il datasheet è mostrato in figure A.1, A.2 e A.3 in appendice.

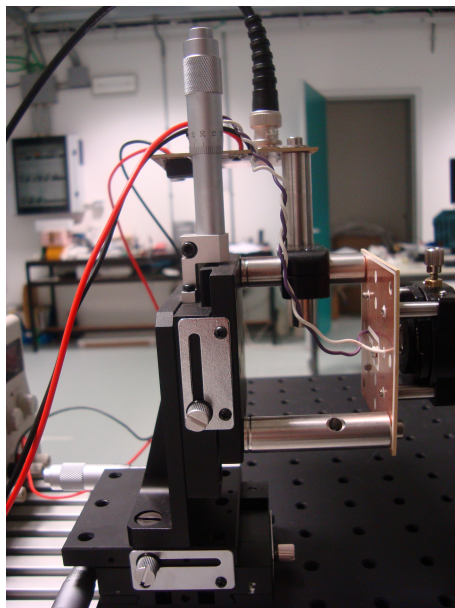


Figura 7.4: Foto del montaggio con traslatore del diodo laser

Emissione del diodo laser

La finestra di uscita del diodo laser per l'ablazione è rettangolare e, come già spiegato, lo spot è ellittico.

L'asse verticale è quello veloce, ovvero molto divergente rispetto a quello orizzontale (asse lento). Si trova che dopo una certa distanza lo spot osservato potrebbe passare dall'essere orizzontale, a verticale. Tutto ciò è stato confermato durante le prove di laboratorio e, attraverso la collimazione del fascio, si ritrovava la distribuzione originaria del fascio con spot orizzontale. Ovviamente allontanandosi dalla sorgente lo spot si allarga ma mantiene la forma originaria (figura 7.5).

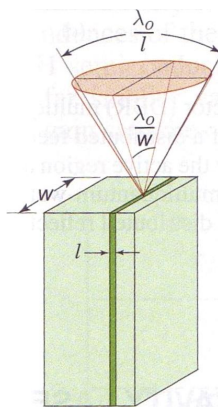


Figura 7.5: Emissione della radiazione di un diodo laser

Polarizzazione del laser

Importante, per il secondo setup, è capire se e quanto il diodo usato è polarizzato. Per tale scopo sono state prese delle misure con il calorimetro, prima senza polarizzatore, e poi con polarizzatore. Si è visto che la polarizzazione del diodo laser è orizzontale, ovvero il campo elettrico oscilla nel piano composto dalla direzione di propagazione del fascio e della normale dell' interfaccia su cui l'onda va a incidere (TM). Infatti, anche ad "occhio" ruotando il Glan-Taylor, la luce trasmessa raggiungeva un punto di massima intensità, per poi scomparire quasi del tutto. Infine, per avere una percentuale più precisa della luce polarizzata trasmessa a fronte di quella emessa dal diodo laser, si sono confrontate le misure del calorimetro in presenza o meno del polarizzatore. È emerso una quantità di radiazione polarizzata pari a circa $82 - 23\%$.

Caratterizzazione dell'impulso

Elettronica

Il mosfet e il diodo laser non sono alimentati dalla stessa tensione. I condensatori hanno la funzione di immagazzinare carica a fronte di una successiva scarica per alimentare il diodo laser e mosfet. L'intero schema elettrico è mostrato in figura 7.6. Come sarà spiegato in seguito, il

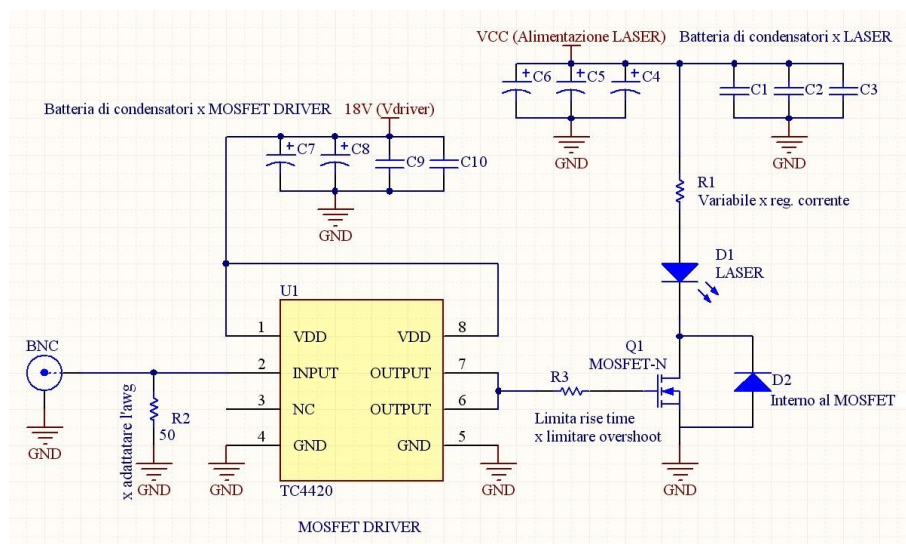


Figura 7.6: Schema circuitale dell'elettronica utilizzata per l'alimentazione del diodo laser, mosfet e driver [7]

mosfet e il driver sono stati cambiati (in figura non più TC4420 bensì TC4422).

Oscilloscopio

Attraverso un fotodiode si sono visualizzati gli impulsi laser.

I risultati sono mostrati in figura 7.7, dove, per calcolare la potenza effettiva dei picchi, è stato utilizzato un calorimetro. È un dispositivo che calcola la quantità di calore incidente e la misura in un secondo, dando in uscita una misura di potenza. Per la caratterizzazione dell'impulso sono state effettuate misure di potenza a diverse frequenze e diverse tensioni applicate. Raddoppiando la frequenza si sono ottenuti valori doppi, cosa ovvia dato che il numero di impulsi in un secondo raddoppiava.

Questo procedimento è servito per ottenere la scala di potenza corretta nella visualizzazione degli impulsi. Infatti l'oscilloscopio, il quale riceve il segnale dal fotodiode, ne dava solo una proporzionale. Sapendo perciò l'energia per singolo impulso, e applicando una semplice proporzione, si arriva alla rappresentazione degli impulsi corretti in figura 7.7.

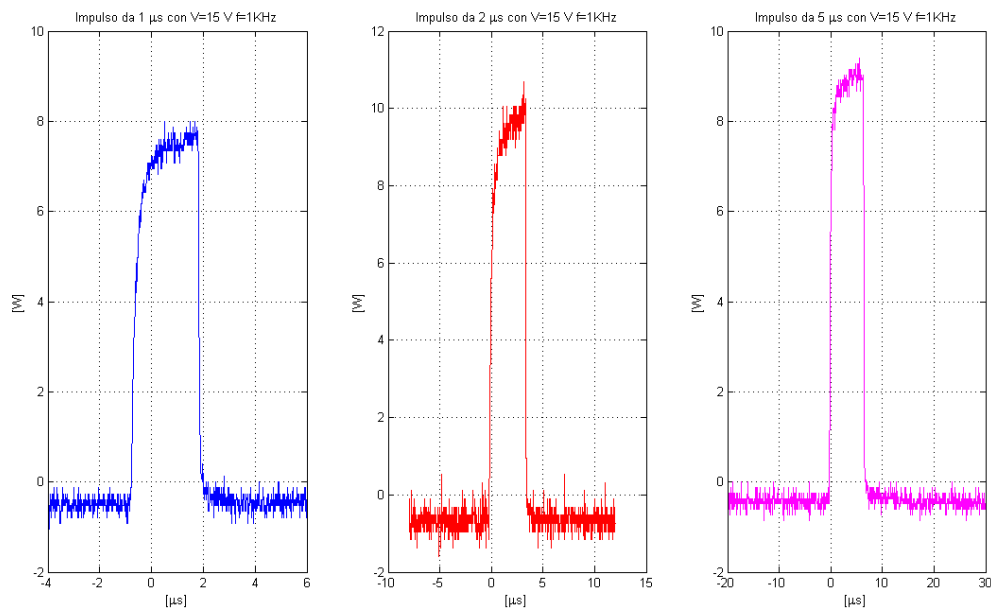


Figura 7.7: Impulsi da $1\mu s$, $2\mu s$ e $5\mu s$ con elettronica prima della sostituzione di alcuni componenti

I risultati però, non erano soddisfacenti. I fronti di salita e discesa erano abbastanza ripidi, ma la durata effettiva degli impulsi riceveva un aumento di $1\mu s$ e mezzo.

L'obiettivo, come si evince dalle simulazioni, era quello di eseguire lo scribing con impulsi da mezzo μs e con questa elettronica non era possibile.

Problema che è stato risolto cambiando mosfet e driver. Ora gli impulsi hanno la durata effettiva

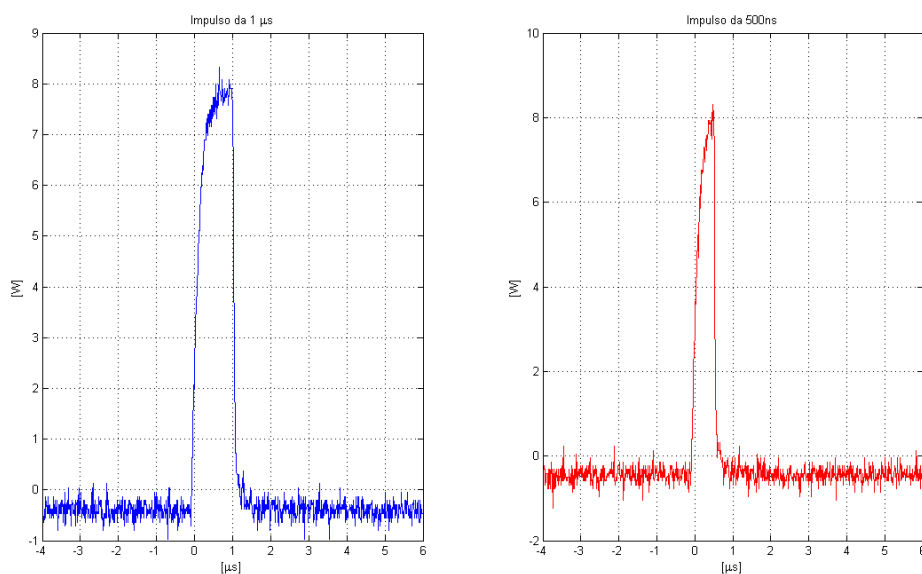


Figura 7.8: Impulsi corretti avendo sostituito mosfet e driver ($1\mu s, 500ns$)

che il generatore impone attraverso il driver.

7.3 Setup per la *Strobe Photography*

Letteralmente “Strobe” significa luce stroboscopica, ovvero luce intermittente. Lo scopo di questa tecnica è riuscire a catturare fenomeni molto veloci, congelando l’immagine senza che risulti sfuocata.

Nel caso in questione la luce stroboscopica è generata da un laser, precisamente da un Nd:YAG in seconda armonica, ovvero a 532nm. Luce che dovrà essere intensa data l’angolatura con cui viene illuminato il target (figura 7.9) e dato che il CIGS è un materiale assorbente.

7.3.1 Laser per l’illuminazione del campione

Il funzionamento in Q-switch del Laser Nd:YAG è stato spiegato nel sottocapitolo 3.3 . Come risultati si ottengono impulsi da $3 - 4ns$ che illuminano il pezzo.

La procedura è la seguente: si effettua una foto catturando l’immagine mentre il laser a Nd:YAG illumina. Solo pochi nano secondi sono effettivamente catturati dalla camera.

Perciò in un impulso da un μs viene fotografata solo una piccola porzione del processo. Con impulsi successivi è possibile perciò scegliere quale porzione della dinamica laser visualizzare, e

studiarne perciò l'intero processo. Sarà necessario impostare un trigger tra l'impulso laser per l'ablazione, e quello per il Q-switch, definendo un ritardo opportuno.

7.3.2 Ottica

L'ottica è riassunta dalla foto in figura 7.9:

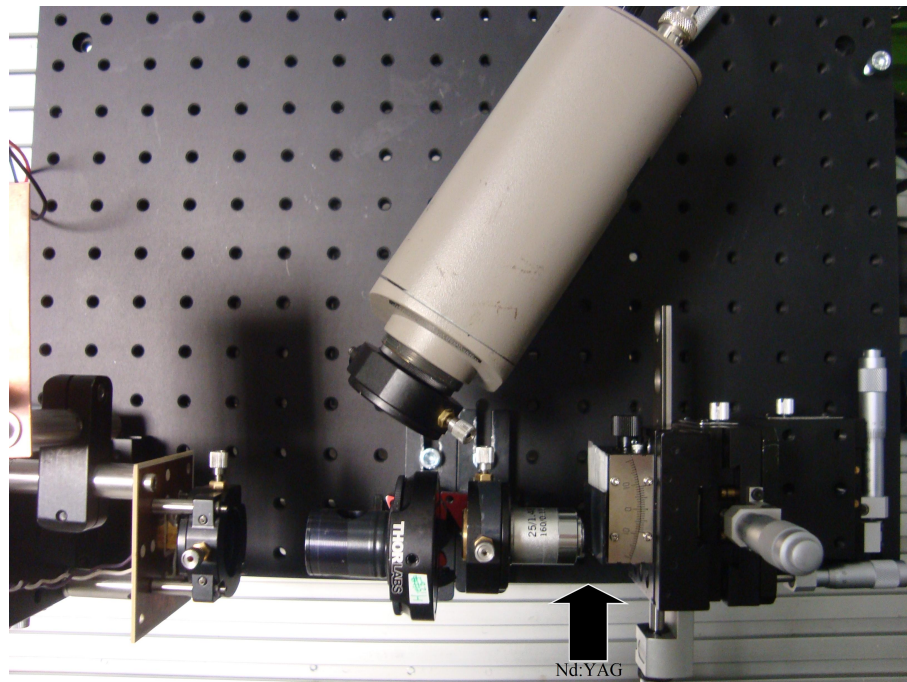


Figura 7.9: Setup per l'ablazione laser e visione contemporanea

Filtro per i 532 nm

Per avere un setup facile anche da maneggiare, è stato montato un filtro sul CCD, grazie al quale è isolato dalla luce ambiente facendo passare solo la componente verde riflessa dal campione a 532nm.

Beam Splitter polarizzante

Dato che per acquisire e ablare nello stesso tempo si utilizzerebbero ottiche troppo vicine che non garantirebbero il rispetto delle distanze di lavoro, avendo due percorsi ottici distinti, si è deciso di utilizzare un solo percorso. Tutto ciò grazie ad uno strumento che permette di distinguere i due fasci.

Il Beam splitter Polarizzante svolge tale compito, precisamente il *Glan-Taylor*, che non devia l'onda elettromagnetica perpendicolarmente, ma con un determinato angolo. Fisicamente è costruito

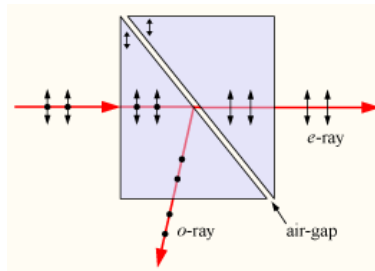


Figura 7.10: Schema di principio di un Beam Splitter Polarizzante: Glan-Taylor

posizionando due prismi vicini. La presenza della discontinuità, dà la trasmissione, e indica in quale direzione viene riflessa l'altra parte del fascio (figura 7.10).

Obiettivo

Ultimo elemento ottico è l'*obiettivo*, posto subito prima del target da visualizzare. Esso permette di proiettare un'immagine luminosa su una superficie. Più precisamente ha il compito di far sì che un qualunque punto dell'oggetto converga sullo stesso punto della superficie su cui si vuole proiettare l'immagine (figura 7.12). I parametri dell'obiettivo (da microscopio) usato sono riassunti in tabella 7.1.

Catalog n°	Magnification	Numerical Aperture	Tube lens focal length	f'	L
GCO-2102	10	0.25	160	17.13	45

Tabella 7.1: Specifiche dell'obiettivo (misure in *mm*)

Un problema riscontrato è stato quello della focalizzazione del fascio sul campione. Infatti esso passa attraverso una lente asferica che lo collima, passa poi attraverso il Glan-Taylor e infine all'interno dell'obiettivo. Il fascio però non dovrà entrare collimato dentro l'obiettivo, bensì divergente.

Oltre a magnificare e riprodurre l'immagine, lo scopo dell'obiettivo è quella di riuscire a correggere distorsioni (aberrazioni, coma...) che le lenti non riescono a fare, o comunque non lo fanno per tutti i punti dell'oggetto reale da proiettare.

Le prime ottiche usavano l'obiettivo solo per focalizzare la luce verso l'oculare (Finite Optical System figura 7.12) per poi formare l'immagine. Il sistema è detto anche a "lunghezza fissa", poiché ci sono le lunghezze standard dove viene messo a fuoco l'immagine (160mm).

Nell'*Infinity Optical System* si aggiunge il cosiddetto *Tube Lens*, dove il fascio è collimato dall'ob-

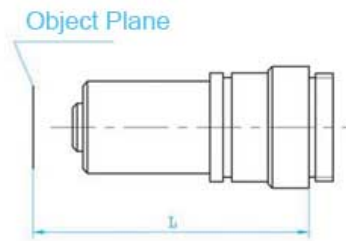


Figura 7.11: Obiettivo da microscopio cod: GCO-2102

biiettivo per poi essere focalizzato verso una distanza standard per i microscopi detta *Tube Lens Focal Length*. Nel piano perpendicolare all'asse ottico detto *Intermediate Image Plane*, si forma l'immagine virtuale che viene in seguito raccolta dal sensore.

Nello spazio creato tra l'obiettivo e Tube Lens si possono aggiungere componenti ausiliari capaci di correggere le maggiori distorsioni ottiche come: *aberrazioni sferiche*, *aberrazioni cromatiche* e *coma*.

La principale differenza tra i due sistemi è la seguente:

- in quello “finito” la luce passa attraverso l'obiettivo che converge alla distanza focale e forma, attraverso interferenze costruttive e distruttive, un'immagine intermedia.
- la situazione è un po' diversa per “infinity-corrected optical system”, dove l'obiettivo produce un flusso di raggi paralleli e poi, attraverso il *tube lens*, è portata nel fuoco producendo l'immagine intermedia.

C'è da notare che gli obiettivi usati per i diversi sistemi in genere non sono interscambiabili a causa di perdite dovute alle lenti del secondo sistema ottico.

Quello usato in questa fase rientra nella categoria *Finite*.

7.3.3 Percorso ottico

La polarizzazione della radiazione del Nd-YAG è orizzontale (ci si riferisce sempre al campo elettrico per cui TM o p), considerando che in prima armonica ha l'emissione verticale e in seconda si trasformava in orizzontale.

Il pezzo riflette la polarizzazione *s*, perchè il laser lo illumina radente, mentre l'immagine è raccolta perpendicolarmente. È la situazione più favorevole poichè ha indice di riflettività massimo (figura

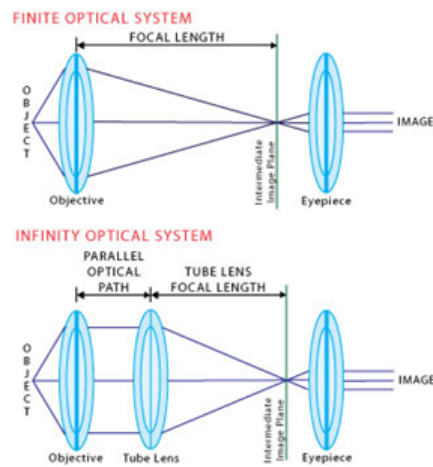


Figura 7.12: Confronto Finite/Infinity Optical System

7.13)).

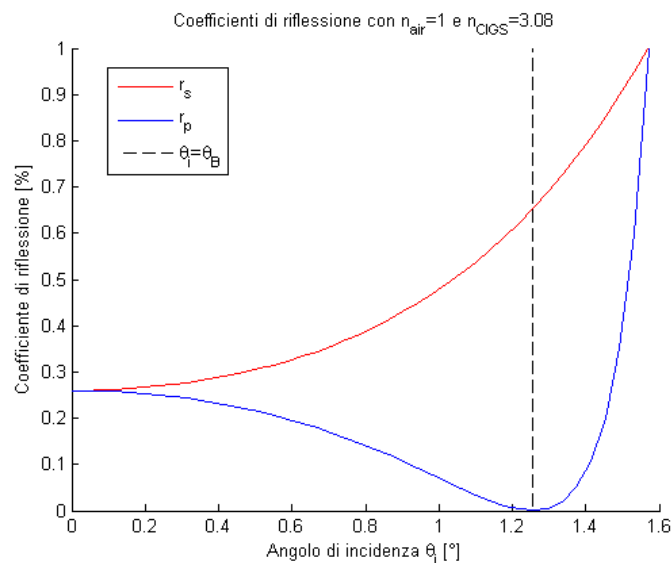
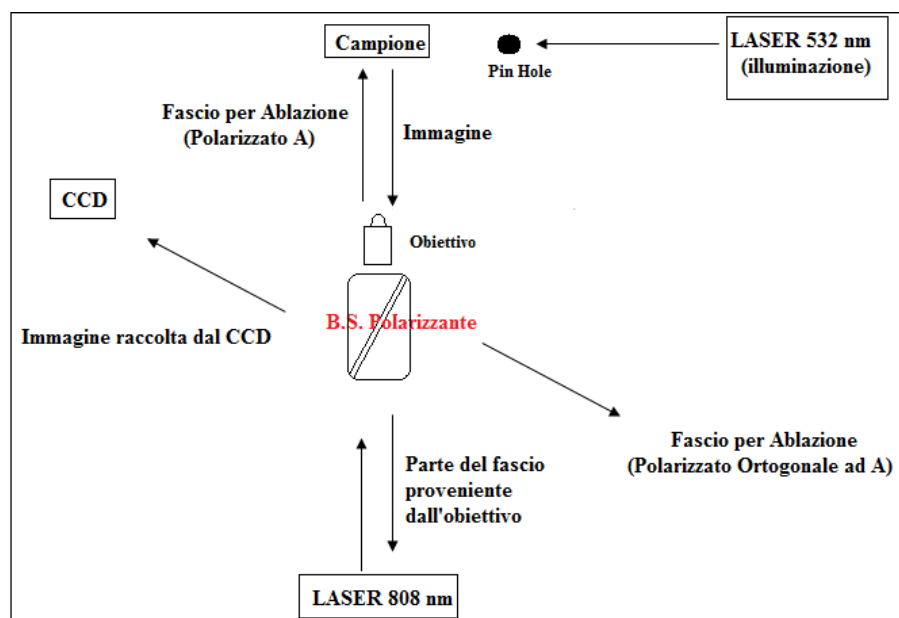


Figura 7.13: Componente p e r dei coefficienti di riflessione della luce incidente sul campione

Il punto nevralgico del percorso ottico è rappresentato in figura 7.14: il beam splitter ha il compito di dividere il fascio, sia quello proveniente dal diodo laser che quello proveniente dal campione. Mentre parte dell'immagine può arrivare senza creare problemi sul diodo, è importante che il fascio usato per ablare non arrivi sul CCD perchè potrebbe danneggiarlo. Posizionando il Glan-Taylor nella configurazione in figura 7.14, il 20% della potenza laser che non viene trasmessa verso il campione, viene riflessa nella direzione opposta al CCD.

Figura 7.14: Schema del setup che verrà sviluppato per la *Strobe Photography*

Risultati dell'ablazione laser e Conclusioni

Lo scopo finale di questo lavoro era osservare un effetto di lift-off.

In laboratorio, con il primo setup introdotto, si è cercato a step di ottenere tale risultato, andando a modificare potenza, durata dell'impulso e messa a fuoco del fascio laser, la quale modifica la dimensione dello spot e distribuisce la potenza non concentrandola solo al centro.

Sono state fatte delle prove anche con CIGS-vetro per studiarne gli effetti.

8.1 Ablazione su Cella CIGS-Vetro

8.1.1 Impulso da $500ns$

Prime prove sono state eseguite con impulsi da $500ns$, dato lo studio più approfondito nelle simulazioni.

Con singoli shot, ovvero a basse frequenze, i risultati da $500ns$ sono mostrati in figura 8.1. Anche alimentando il diodo a $17 - 18V$, con tensioni superiori si rischia di danneggiarlo, il risultato è solo un parziale riscaldamento del CIGS. Questo spot è stato ottenuto posizionando il target sul fuoco della lente.

Altre prove sono state fatte aumentando la frequenza di ripetizione, ma il risultato è stato solo quello di avere un solco continuo con le stesse caratteristiche del singolo shot.

Perciò una durata così bassa dell'impulso laser non è sufficiente per avere risultati.

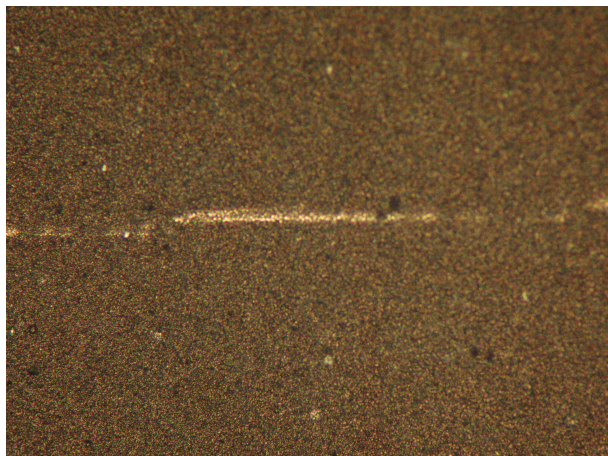


Figura 8.1: Foto dell'ablazione di CIGS-vetro con un impulso da 500ns e alimentato a 17V

8.1.2 Impulso da $10\mu s$

La decisione successiva è stata quella di aumentare la durata dell'impulso, portandola a $\tau = 100\mu s$, per poi scendere e cercare di ottenere i risultati voluti.

Quello che si otteneva a impulsi di lunga durata però, è una grande quantità di parte fusa ai lati dello spot. Evidentemente il materiale sotto posto a conduzione termica, superata la soglia di temperatura di fusione continua, data la lunga durata, a scavare e fondere il materiale, il quale si accumula ai lati (figura 8.2).

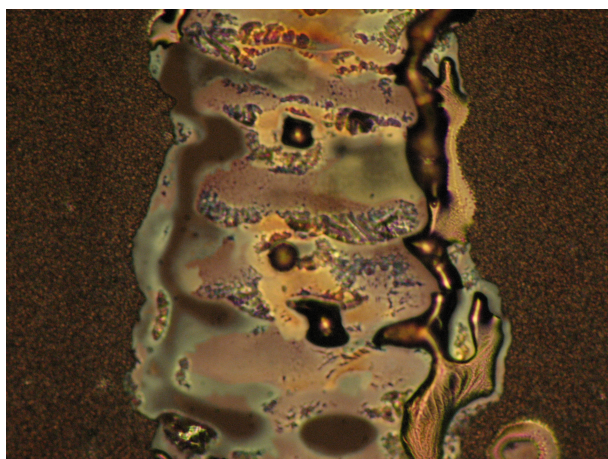


Figura 8.2: Foto dell'ablazione di CIGS-vetro con un impulso da 100ns e 15V: evidente l'accumulo di materiale fuso

Passo successivo è stato l'abbassamento della durata dell'impulso a $\tau = 10\mu s$ e della frequenza di ripetizione a $10Hz$. Raggiunta un'alimentazione del diodo di 17V, è stata effettuato uno

scribing attorno al fuoco e si sono ottenuti risultati molto interessanti (foto in figura 8.3).

Lo spot è largo rispetto ad altri ($35\mu m$), perciò si ipotizza di non essere esattamente a fuoco.

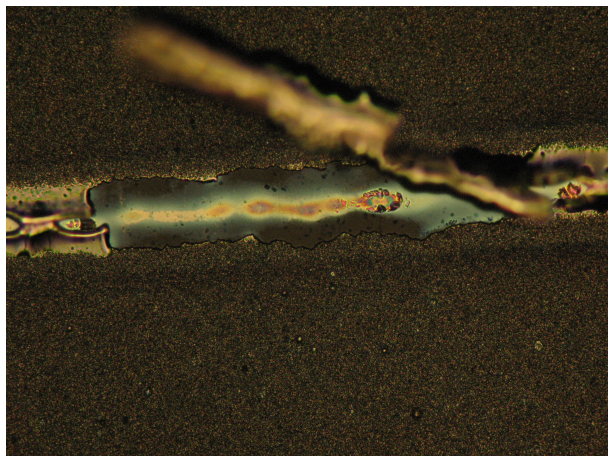


Figura 8.3: Foto dell'ablazione di CIGS-vetro con un impulso da $10\mu s$ e 15V: lift-off

Si vede chiaramente il pezzo sollevato dal vetro. Infatti, essendo che il materiale sottostante è a fuoco mentre la parte sollevata non lo è, si intuisce che non giacciono sullo stesso piano.

Nelle figura 8.4 e 8.5 c'è un confronto dello scavo avvenuto per sollevamento, la prima effettuata con microscopio in luce riflessa, mentre la seconda con luce trasmessa. Si nota chiaramente che, subito dopo il lift off, c'è una parte fusa.

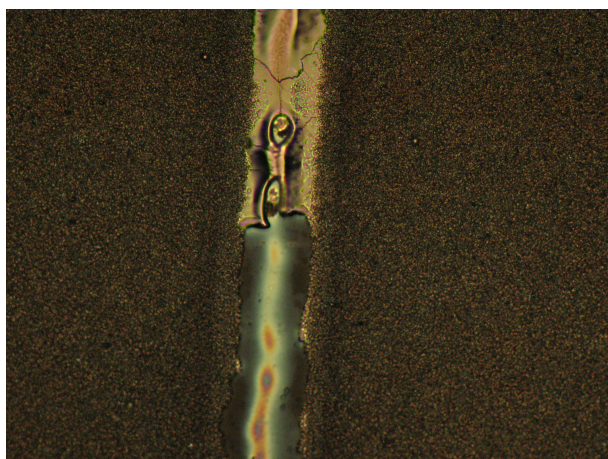


Figura 8.4: Foto dell'ablazione di CIGS-vetro con un impulso da $10\mu s$ e 15V: Lift-off. Parte scavata osservata con luce riflessa



Figura 8.5: Foto dell'ablazione di CIGS-vetro con un impulso da $10\mu s$ e $15V$: Lift-off. Parte scavata osservata con luce trasmessa

8.2 Ablazione su Cella CIGS-Mo-Vetro

8.2.1 Prove con impulsi da $5\mu s$

L'effetto scribing è stato ottenuto solo con impulsi di durata di qualche μs .

In tabella 8.1 sono riassunti i dati con cui si è ottenuto lift-off. In foto 8.6 si nota l'effetto di

Durata Impulso[μs]	Frequenza usata[KHz]	Tensione Diodo[V]	Energia[μJ]	Densità'[W/m^2]
5	0.1	15	39	$8.4 \cdot 10^9$

Tabella 8.1: Impulsi e Intensità di potenza Utilizzate

sollevamento anche sul campione CIGS-Mo-vetro.

Simulazioni numeriche di stress meccanici con impulso da $5\mu s$

Con le condizioni sopra indicate, sono state eseguite delle simulazioni i cui risultati sono esposti nelle figure seguenti. L'intensità di potenza di $8.4 [W/m^2]$ è stata calcolata partendo dalla tensione con cui è alimentato il diodo. Il valore di potenza dato dal calorimetro, con quella tensione, è $39mW$ e, data la frequenza di ripetizione ($1KHz$), si arriva ad un'energia per impulso di $39\mu J$. Sapendo poi la dimensione dello spot si giunge al risultato finale.

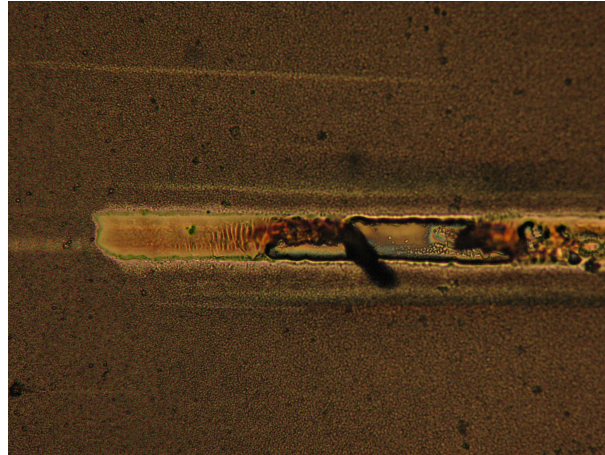


Figura 8.6: Foto dell'ablazione di CIGS-Mo-vetro con un impulso da $5\mu s$ e $15V$: Lift-off

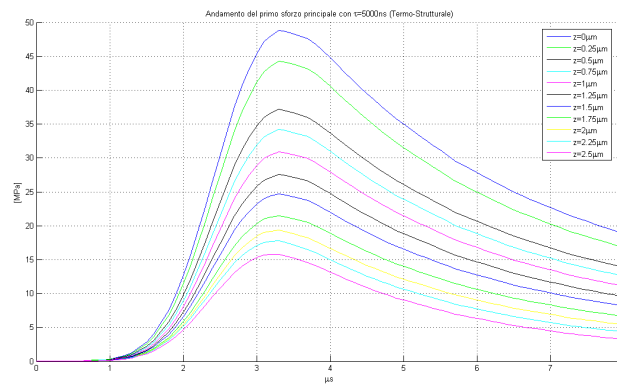


Figura 8.7: Primo sforzo principale con $\tau = 5\mu s$ e $P = 8.4 \cdot 10^9 W/m^2$

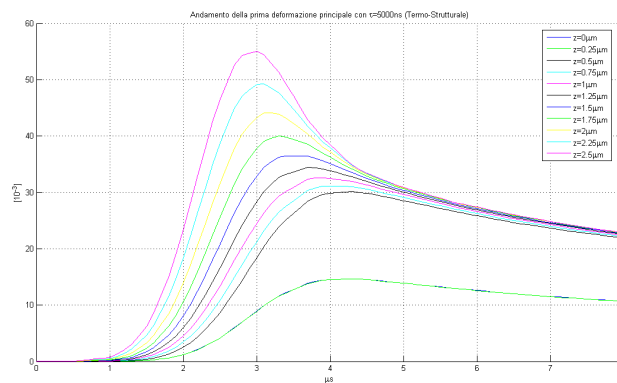


Figura 8.8: Prima deformazione principale con $\tau = 5\mu s$ e $P = 8.4 \cdot 10^9 W/m^2$

8.3 Conclusioni

Ottenere lift-off con questo setup non è stato semplice. Il maggior difetto, ed anche il motivo per cui si passa ad un altro setup, è la mancanza di feedback diretto dello scribing. Infatti, il dover

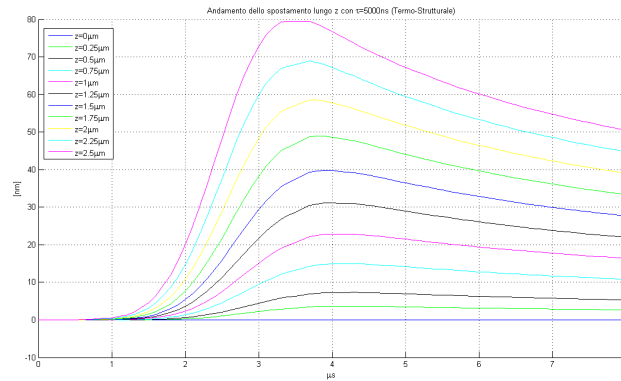


Figura 8.9: Spostamento lungo z con $\tau = 5\mu s$ e $P = 8.4 \cdot 10^9 W/m^2$

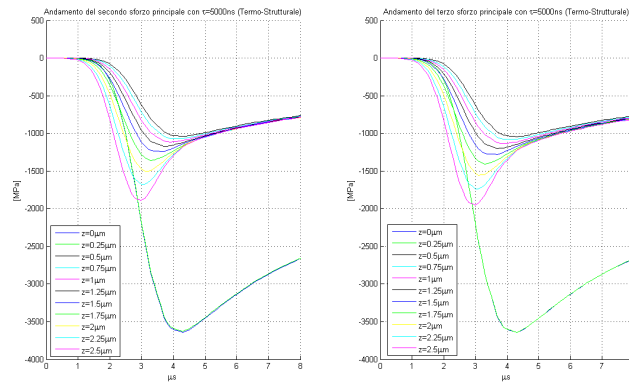


Figura 8.10: Secondo e Terzo sforzo principale con $\tau = 5\mu s$ e $P = 8.4 \cdot 10^9 W/m^2$

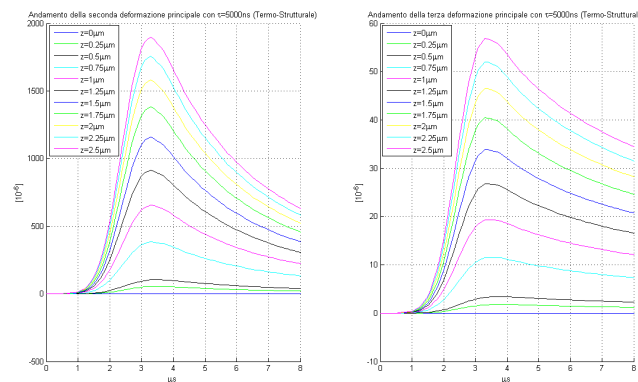


Figura 8.11: Seconda e Terza deformazione principale con $\tau = 5\mu s$ e $P = 8.4 \cdot 10^9 W/m^2$

smontare il campione dalla sede e analizzare al microscopio, causa uno spostamento nel momento in cui lo si riposiziona per la successiva ablazione. Si ricorda che, anche lo spostamento di pochi

micron può cambiare la posizione del fuoco.

Nonostante tutto lo scribing è stato ottenuto, modificando però le condizioni iniziali.

Utilizzare impulsi sotto il μs è risultato inefficace ai fini del lift-off. Aumentando la durata ed, in alcuni casi diminuendo la potenza, si è raggiunto il risultato voluto. Tenendo una potenza elevata infatti, si rischiava di fondere il materiale.

In conclusione i dati ottenuti in laboratorio hanno dato un input positivo per l'obbiettivo posto. La direzione intrapresa sembra quella corretta ed, implementando il secondo setup (figure 8.12 e 8.13), si spera di raggiungere un buon feedback, grazie al quale si potrebbe garantire un'opportuna riproducibilità del processo P_2 .

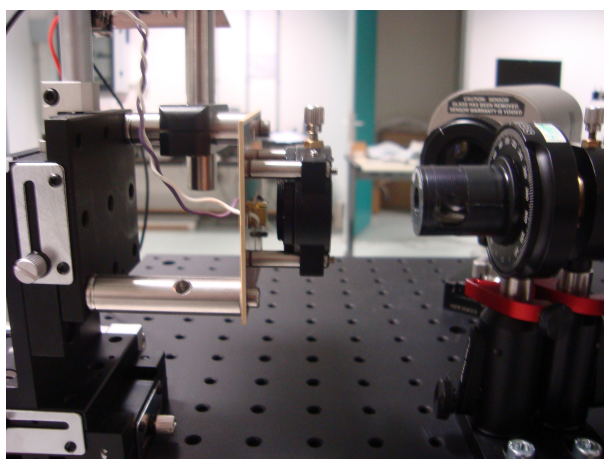


Figura 8.12: Collimazione del fascio laser all'interno del beam splitter. Visione tramite CCD

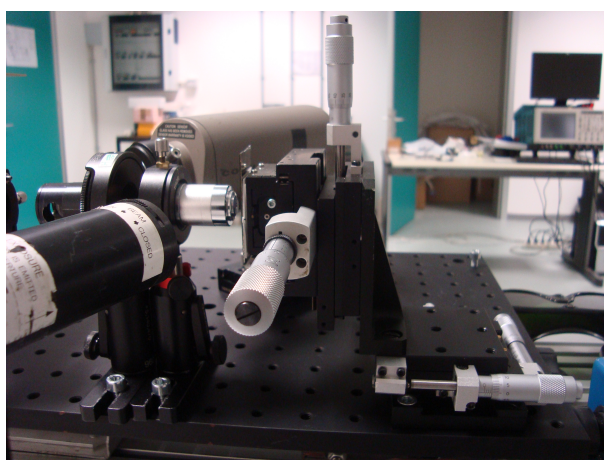


Figura 8.13: Ablazione laser. Illuminazione del target per catturare la luce riflessa inviata al CCD tramite obiettivo

Datasheet del Diodo Laser

SPL CG81-2S

Typ Type	Wellenlänge ¹⁾ Wavelength ¹⁾	Bestellnummer Ordering Code
SPL CG81-2S	808 nm	Q65110A1832

¹⁾ Andere Wellenlängen oder Selektionen im Bereich von 780 nm ... 990 nm und andere Emittiergrößen sind auf Anfrage erhältlich.
Other wavelengths or selections in the range of 780 nm ... 990 nm and other emitter sizes are available on request.

Grenzwerte (kurzzeitiger Betrieb) ($T_A = 25\text{ °C}$)
Maximum Ratings (short time operation)

Parameter Parameter	Symbol Symbol	Werte Values		Einheit Unit
		min.	max.	
Ausgangsleistung (Dauerstrichbetrieb) ¹⁾²⁾ Output power (continuous wave) ¹⁾²⁾	P_{CW}	-	3.0	W
Ausgangsleistung (Quasi-Dauerstrichbetrieb) ¹⁾²⁾ ($t_p \leq 150\ \mu\text{s}$, Tastverhältnis $\leq 30\%$) Output power (quasi-continuous wave) ¹⁾²⁾ ($t_p \leq 150\ \mu\text{s}$, duty cycle $\leq 30\%$)	P_{QCW}	-	4.0	W
Sperrspannung Reverse voltage	V_R	-	3	V
Betriebstemperatur ³⁾ Operating temperature ³⁾	T_{op}	-10	+60	°C
Lagertemperatur ³⁾ Storage temperature ³⁾	T_{stg}	-40	+85	°C
Löttemperatur an den Anschlüssen, max. 10 s Soldering temperature at the pins, max. 10 s	T_{st1}	-	250	°C
Löttemperatur am Kupferträger, max. 10 s Soldering temp. at submount, max. 10 s	T_{st2}	-	140	°C

¹⁾ Der Betrieb bei den Grenzwerten beeinflusst die Lebensdauer.
The operation at the maximum ratings influences the life time.

²⁾ Zur Leistungsmessung wird die gesamte Lichtleistung in eine Ulbrichtkugel eingekoppelt.
Optical power is measured by coupling into an integrating sphere.

³⁾ Die Entstehung von Kondensationsrisiken muß ausgeschlossen werden.
Beweging has to be excluded.

2007-04-13

2

Opto Semiconductors

OSRAM

Figura A.1: Data sheet diodo laser (pagina1)

SPL CG81-2S

Dioden Kennwerte ($T_A = 25\text{ }^\circ\text{C}$) Diode Characteristics					
Parameter Parameter	Symbol Symbol	Werte Values			Einheit Unit
		min.	typ.	max.	
Zentrale Emissionswellenlänge ¹⁾ Emission wavelength ¹⁾	λ_{peak}	805	808	811	nm
Spektrale Breite (Halbwertsbreite) ¹⁾ Spectral width (FWHM) ¹⁾	$\Delta\lambda$	–	3.00	–	nm
Opt. Ausgangsleistung im Betriebspunkt ²⁾ Output power ²⁾	P_{op}	–	2.00	–	W
Differentielle Effizienz ²⁾ Differential efficiency ²⁾	η	1.00	1.15	–	W/A
Gesamter Konversionswirkungsgrad @ P_{op} Total conversion efficiency @ P_{op}	η_{tot}	45	48	–	%
Schwellstrom Threshold current	I_{th}	0.50	0.60	0.70	A
Betriebsstrom ¹⁾ Operating current ¹⁾	I_{op}	–	2.35	2.60	A
Betriebsspannung ^{1/2)} Operating voltage ^{1/2)}	V_{op}	1.70	1.90	2.10	V
Differentieller Serienwiderstand Differential series resistance	R_s	–	0.15	0.25	Ω
Kontaktbreite Contact width	w	–	200	–	μm
Strahldivergenz (Halbwertsbreite) Beam divergence (FWHM)	$\theta_1 \times \theta_2$	–	7° × 38°	10° × 42°	Grad deg.
Strahldivergenz (1/e) ²⁾ Beam divergence (1/e) ²⁾	$\theta_1 \times \theta_2$	–	9° × 65°	12° × 70°	Grad deg.
Charakteristische Temperatur (Schwelle) ²⁾ Characteristic temperature (threshold) ²⁾	T_0	–	140	–	K
Temperaturkoeffizient des Betriebsstroms Temperature coefficient of operating current	$\partial I_{\text{op}} / I_{\text{op}} \partial T$	–	0.50	–	%/K
Temperaturkoeffizient der Wellenlänge ⁴⁾ Temperature coefficient of wavelength ⁴⁾	$\partial \lambda / \lambda \partial T$	–	0.30	–	nm/K

2007-04-13

3

Opto Semiconductors

OSRAM

Figura A.2: Data sheet diodo laser (pagina2)

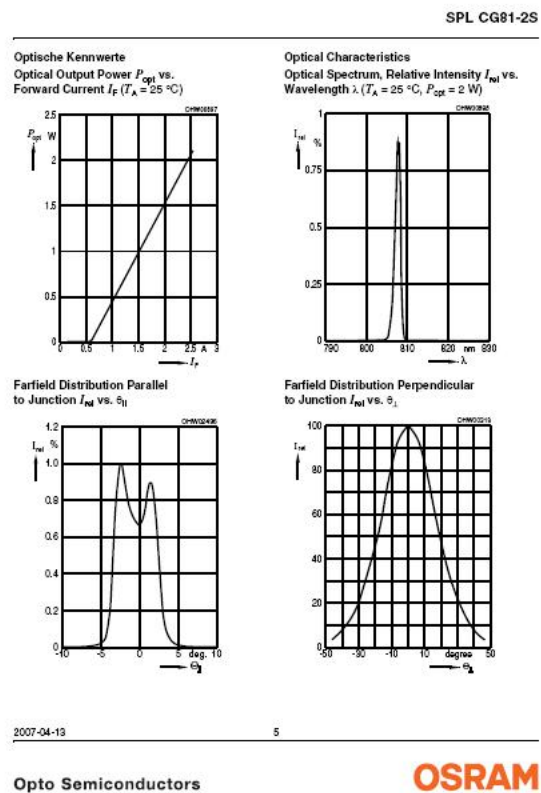


Figura A.3: Data sheet diodo laser (pagina3)

Bibliografia

- [1] Mark Z. Jacobson e Mark A. Delucchi. Dicembre 2009, n. 496. articolo: Verso un'energia sostenibile entro il 2030.
- [2] Walter Isaacson. *Einstein la sua vita, il suo universo*. Mondadori, prima edition, 2008.
- [3] Malvin Teich Bahaa Saleh. *Fundamentals of Photonics*. Wiley, second edition, 2007.
- [4] Steven Hegedus Antonio Luque. *Handbook Of Photovoltaic Science And Engineering*. Wiley, 2003.
- [5] di Paolo Jossa. *Problemi della tecnica delle costruzioni. La naturalezza dei percorsi di conoscenza ed il ruolo del senso comune*. Liguori Editore.
- [6] Robert E. Newnham. *Properties of Materials anisotropy/symmetry/structure*. Oxford, 2005.
- [7] Stefano Buratin. Lift off su celle fotovoltaiche a film sottile indotto da diodo laser.
- [8] Stefano Giordano Luciano Colombo. *Introduzione alla teoria della elasticita' - Meccanica dei solidi continui in regime lineare elastico*. Springer.
- [9] Mario Bertolotti. *Storia del laser*. Bollati Boringhieri, 1999.
- [10] Elijah Kannatey-Asibu. *Principles of Laser Materials Processing*. Wiley.
- [11] Yunus A. Cengel. *Termodinamica e trasmissione del calore*. McGraw-Hill, seconda edition, 2005.
- [12] Andreas Blatter Martin von Allmen. *Laser-Beam interactions with materials Physic Principles and Application*. Springer, second edition edition, 1995.
- [13] Adolfo Zavelani Rossi. *Fondamenti di meccanica delle strutture*. Progetto Leonardo, seconda edition, 2006.
- [14] Witold Nowacki. *Dynamic problems of thermoelasticity*. H. Francis, B. Hetnarski.

- [15] William Prager Herbert Kolsky. *Stress waves in anelastic solids : symposium held at Brown university, Providence R. I. April 3-5 1963*. Springer, 1964.
- [16] Vossen J. *Adhesion Measurement of Thin Films, Thick Films, and Bulk Coatings*.
- [17] P. Nicolosi. *Introduzione alla Struttura della materia*.
- [18] <http://www.en.wikipedia.org>.