

## Capitolo 5

### Misure, modelli e discussione

#### 5.1. Elaborazione delle misure

In tutte le misure si sono quantificate la potenza del fascio infrarosso a monte dell'obiettivo in ingresso e quelle trasmesse a valle del sistema ottico di uscita sia a frequenza fondamentale, sia alla seconda armonica.

Si farà riferimento con i termini "infrarosso" (IR), "fondamentale" o "radiazione a  $\lambda$ ", alla frequenza del laser Nd:YAG ( $\lambda=1,319 \mu\text{m}$ ). Analogamente si indicherà con i termini "frequenza doppia", "seconda armonica", "radiazione visibile", "radiazione rossa" la lunghezza d'onda  $\lambda/2$ , ottenuta per duplicazione della fondamentale.

Si sono già descritti nel capitolo precedente i metodi e gli strumenti utilizzati per le misure. E' utile fissare la simbologia per le grandezze coinvolte, facendo riferimento alla figura 5.1, per agevolare il riepilogo dei risultati.

Si indica la potenza del fascio laser (IR) a monte dell'obiettivo di ingresso con  $P_{IN}$ .

La potenza nell'infrarosso trasmessa dai modi guidati attraverso il sistema ottico di uscita è indicata con  $P_{IR,OUT}$ .

La fotocorrente nel fotodiodo al silicio su cui incide il campo a frequenza doppia generato nel campione, dopo aver attraversato le ottiche di uscita, è  $I_{ph}$ . E' misurata tramite il Lock-in.

Si aggiunge il pedice  $B$  per indicare le grandezze energetiche dei modi all'interno della guida, a ridosso della faccetta di uscita del campione. Tutte le misure forniscono valori medi delle grandezze. I valori di picco nel tempo sono calcolati a partire da questi.

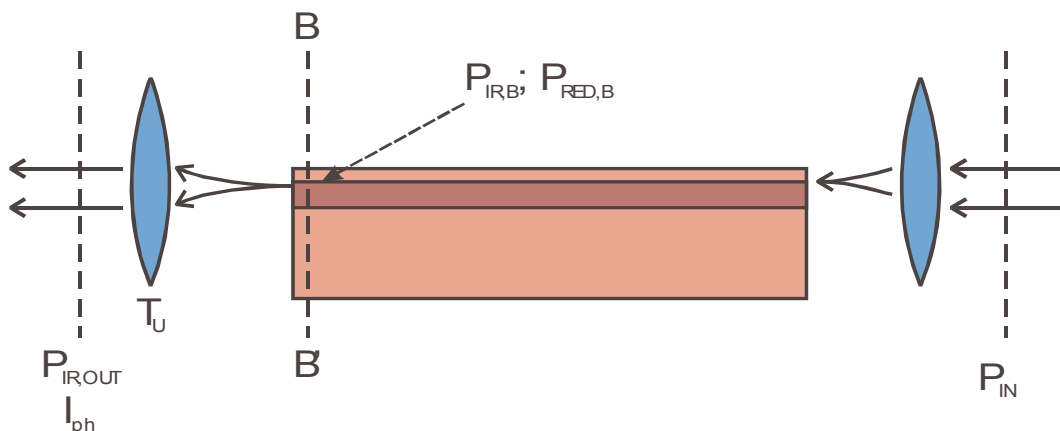


Figura 5.1: Schema di riferimento per le grandezze misurate e calcolate.

Sono state valutate le trasmittanze degli obiettivi. Si è in ogni caso fatto uso, in uscita, del 20x (obiettivo B, figura 4.10) di trasmittanza  $T_U = 0,81$ .

Conoscendo la potenza  $P_{IR,OUT}$  può valutarsi la  $P_{IR,B}$ , potenza dei modi guidati a  $\lambda$ , considerando le perdite di inserzione dovute all'obiettivo di uscita e alle riflessioni alla Fresnel in corrispondenza della discontinuità cristallo-aria alla faccetta terminale BB'.

La frazione di potenza trasmessa oltre la discontinuità è

$$T_{Fr} = 1 - \rho^2 \cong 1 - \left| \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right|^2 = 86\% \quad (5.1)$$

dove  $n_2$  è l'indice del cristallo (=2,2) ed  $n_1$  quello dell'aria (=1); l'espressione non è rigorosa e vale solo ai fini di una stima "verosimile" delle riflessioni dovute alla diverse impedenze dei campi guidati nel cristallo e irradiati in aria. Un'incertezza dell'1% è sufficiente a ricoprire l'intero intervallo di variabilità di  $n_2$  (per la birifrangenza e le variazioni dovute allo scambio protonico).

Di conseguenza si avrà:

$$P_{IR,B} = \frac{P_{IR,OUT}}{T_{Fr} \cdot T_U} \quad (5.2)$$

La fotocorrente misurata mediante il Lock-in consente di valutare la potenza della radiazione visibile nota la *responsivity* del fotodiode:

$$R = 0,6 \text{ [A/W]}. \quad (5.3)$$

Occorre inoltre considerare che il valore letto sullo strumento è il valore efficace della componente di fotocorrente alla frequenza con cui il fascio viene modulato (*chopped*). Per ricondursi alla componente media che si avrebbe in assenza della modulazione deve moltiplicarsi la lettura per il fattore:

$$F_{chp} = 2,22. \quad (5.4)$$

Dalla fotocorrente  $I_{ph}$  si potrà risalire alla potenza media dei modi di SH in guida mediante l'espressione:

$$P_{RED,B} = \frac{F_{chp}}{T_U \cdot T_{Fr} \cdot R} I_{ph} \quad (5.5)$$

Nei casi in cui si siano utilizzati il reticolo di diffrazione o il filtro IR a valle delle ottiche di uscita, occorre considerare le perdite di inserzione dovuti agli stessi. I dati relativi sono riportati al termine del capitolo 4, e si considereranno caso per caso.

La sorgente utilizzata negli esperimenti è un laser ad impulsi. Si rimanda al capitolo precedente per il modello dell'evoluzione temporale degli impulsi del laser.

Secondo le (4.22) e (4.23), è possibile ricavare i valori di picco delle potenze dei campi IR e visibile a partire dai valori medi utilizzando i rapporti:

$$\frac{P_{IR,picco}}{P_{IR,media}} = 78 \quad (5.6a)$$

$$\frac{P_{RED,picco}}{P_{RED,media}} = 111 \quad (5.6b)$$

## 5.2. Guide planari

Tre guide planari a scambio inverso preparate al CRES di Monreale sono state oggetto dell'indagine sperimentale. Risultano identificabili mediante una sigla convenzionale del costruttore, ma saranno indicati nel seguito come campione 1, 2 e 3 secondo la corrispondenza della seguente tabella, che riporta le durate degli scambi:

	Sigla CRES	Durata PE (ore)	Durata RPE (ore)
Campione 1	AP NZ1-1-R	24	24
Campione 2	AP NZ1-3-R	24	12
Campione 3	AP NZ2-4RPE	12	12

**Tabella 5.1:** I campioni planari e le durate degli scambi diretto ed inverso.

Tutti e tre i campioni di niobato di litio z-cut sono stati sottoposti a processi simili. Lo scambio diretto e inverso sono stati condotti in fusi di uguali composizioni e alle stesse temperature; la differenza è unicamente nelle durate delle due fasi di scambio.

Le guide sono state caratterizzate presso il CRES col metodo del campione omologo APE (capitolo 3), ricostruendo i profili d'indice sulla base delle misure con un laser He-Ne. Essi risultano validi dunque, a rigore, solo a  $\lambda=633$  nm.

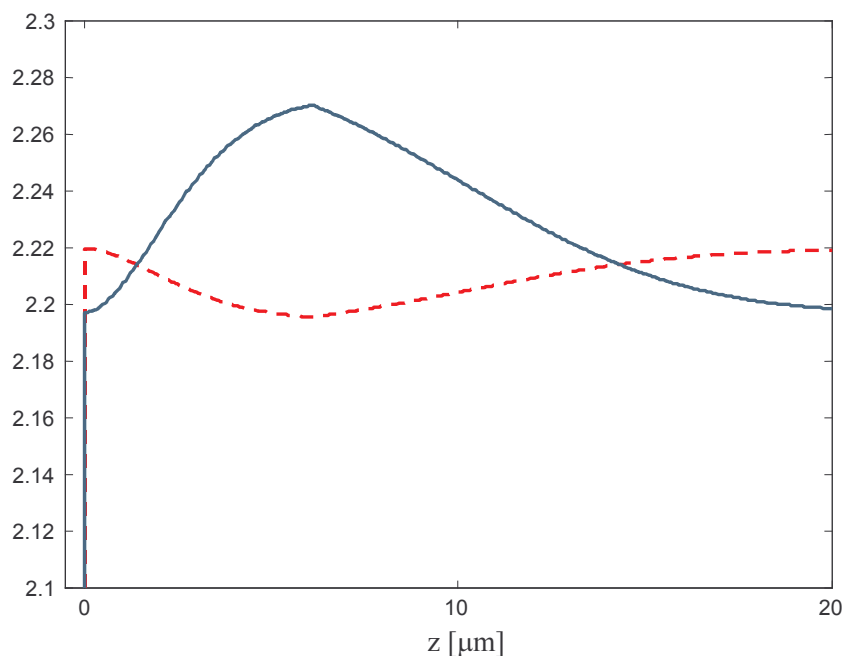
Si è condotta, nel corso di questo studio, una rielaborazione di quei dati tenendo in conto la dispersione cromatica degli indici (3.1) e dei salti d'indice (3.8). Si sono così stimati i profili d'indice ordinario e straordinario alle lunghezze d'onda d'interesse ( $\lambda=1319$  nm e  $\lambda/2$ ). Si propongono nelle figure 5.2(a), 5.3(a), 5.4(a) le curve calcolate.

Per ciascun campione, risolvendo numericamente il problema diretto, si sono valutati i profili modali del modo ordinario a fondamentale ( $\lambda$ ) e dei modi straordinari a frequenza doppia con indici efficaci più vicini a quello del precedente a temperatura ambiente. Per ciascuno di questi si è pure calcolato l'integrale di *overlap* col modo a fondamentale (2.39). I risultati sono mostrati nelle figure seguenti.

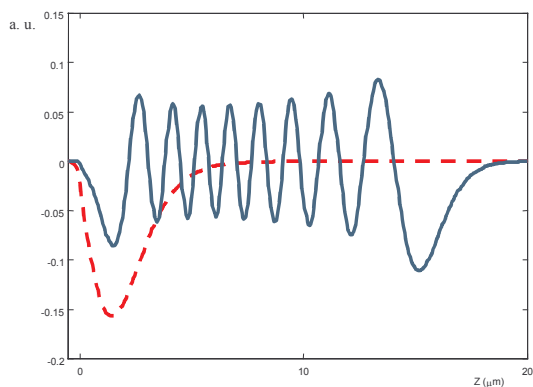
Le variazioni con la temperatura degli indici efficaci dei modi ordinari e dei modi straordinari sono state calcolate a partire dalle equazioni di Sellmeier. Si riportano le dipendenze nei diagrammi delle figure 5.5.

Questi dati costituiscono un riferimento importante nel corso dell'indagine sperimentale, i cui risultati andranno a confrontarsi utilmente con le previsioni teoriche, nell'intento di raffinare i modelli.

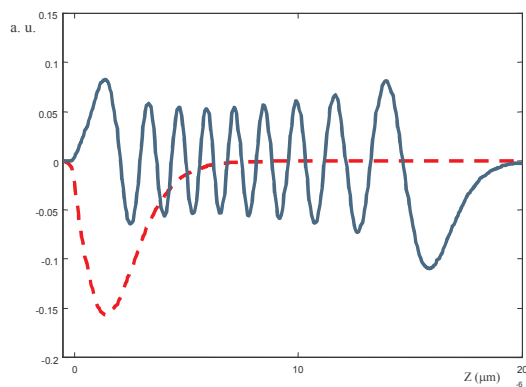
## Campione AP NZ1-1-R



**Figura 5.2(a):** Campione planare RPE. Dipendenza degli indici con la profondità. Linea continua: indice straordinario ( $\lambda/2$ ); curva tratteggiata: indice ordinario ( $\lambda=1319$  nm).

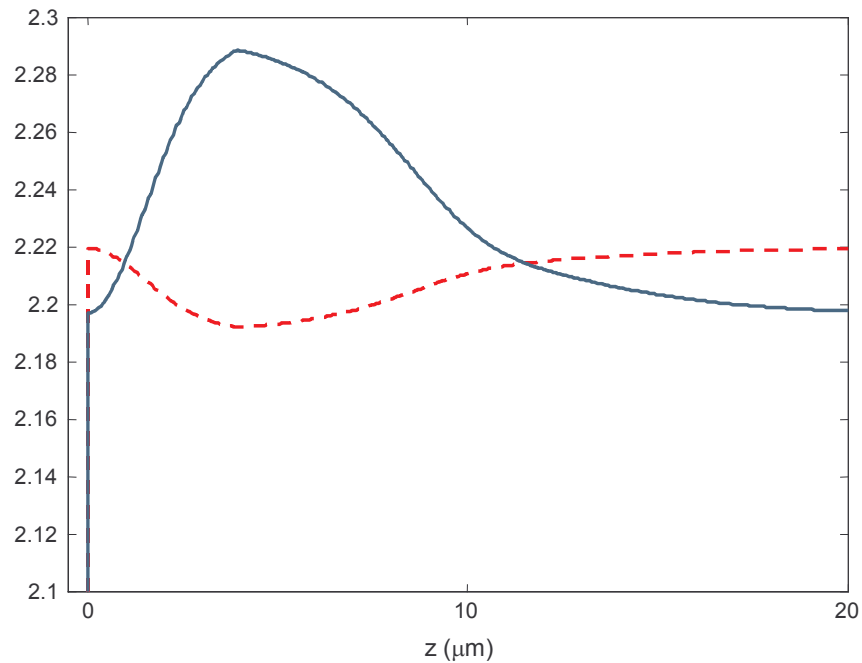


**Figura 5.2(b):** AP NZ1-1-R. Profili modali.  
 Curva tratteggiata: campo elettrico del modo FF  $TE_0$   
 Indice efficace:  $N_0^{(\omega)}=2,2065$   
 Curva continua: componente verticale del campo elettrico del modo SH  $TM_{16}$   
 Indice efficace:  $N_{16}^{(2\omega)}=2.2066$   
 Integrale di overlap fra i due modi:  $I=0.03605$

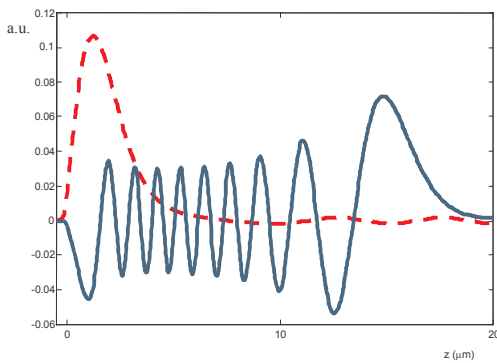


**Figura 5.2(c):** AP NZ1-1-R. Profili modali.  
 Curva tratteggiata: campo elettrico del modo FF  $TE_0$   
 Indice efficace:  $N_0^{(\omega)}=2,2065$   
 Curva continua: componente verticale del campo elettrico del modo SH  $TM_{17}$   
 Indice efficace:  $N_{17}^{(2\omega)}=2.2042$   
 Integrale di overlap fra i due modi:  $I=0.03227$

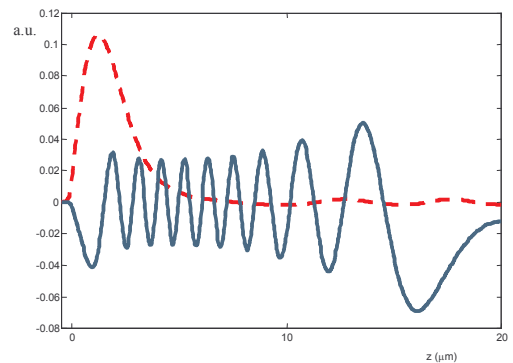
## Campione AP NZ1-3-R



**Figura 5.3(a):** Campione planare RPE. Dipendenza degli indici con la profondità. Curva continua: indice straordinario ( $\lambda/2$ ); curva tratteggiata: indice ordinario ( $\lambda=1319$  nm).

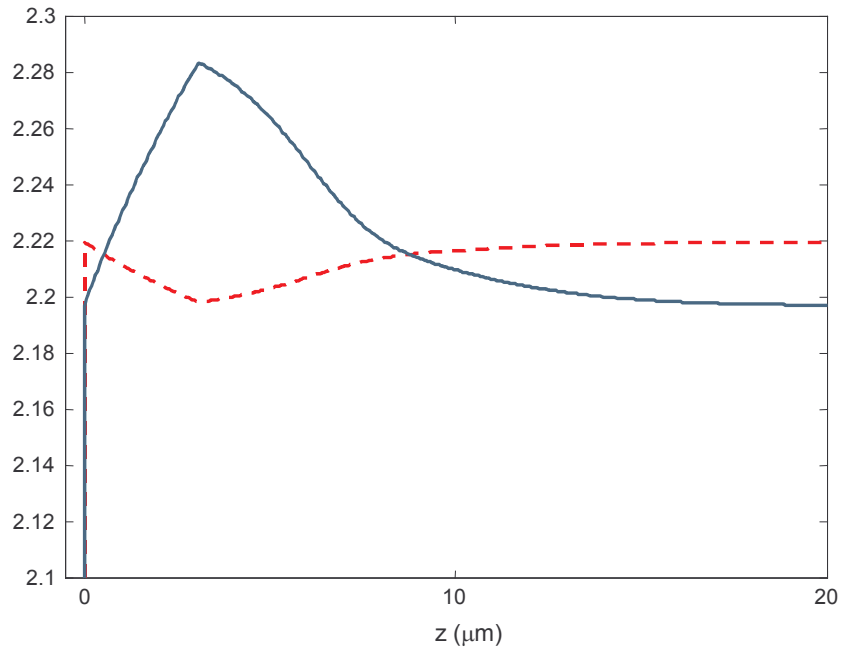


**Figura 5.3(b):** AP NZ1-3-R. Profili modali.  
 Curva tratteggiata: campo elettrico del modo FF  $TE_0$   
 Indice efficace:  $N_0^{(\omega)}=2,2017$   
 Curva continua: componente verticale del campo elettrico del modo SH  $TM_{17}$   
 Indice efficace:  $N_{17}^{(2\omega)}=2.2017$   
 Integrale di overlap fra i due modi:  $I=0.01419$

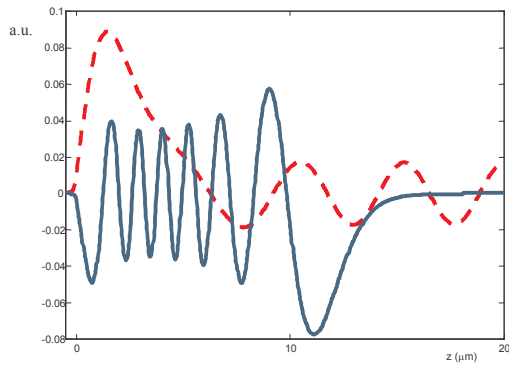


**Figura 5.3(c):** AP NZ1-3-R. Profili modali.  
 Curva tratteggiata: campo elettrico del modo FF  $TE_0$   
 Indice efficace:  $N_0^{(\omega)}=2,2017$   
 Curva continua: componente verticale del campo elettrico del modo SH  $TM_{18}$   
 Indice efficace:  $N_{18}^{(2\omega)}=2.1998$   
 Integrale di overlap fra i due modi:  $I=0.01186$

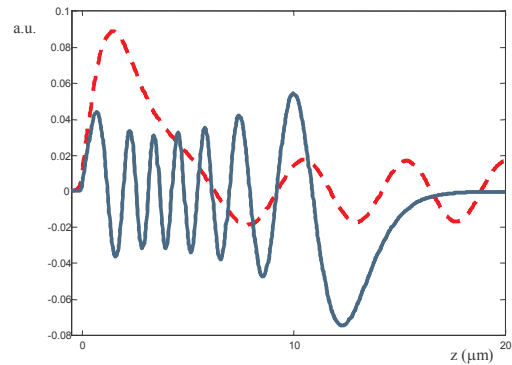
## Campione AP NZ2-4-RPE



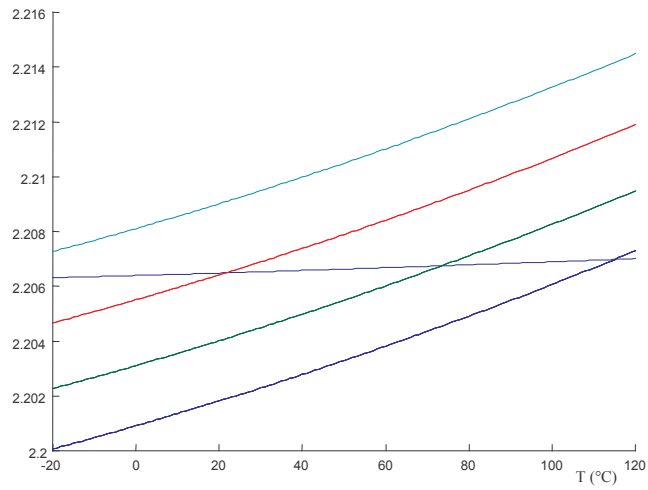
**Figura 5.4(a):** Campione planare RPE. Dipendenza degli indici con la profondità. Curva continua: indice straordinario ( $\lambda/2$ ); curva tratteggiata: indice ordinario ( $\lambda=1319$  nm).



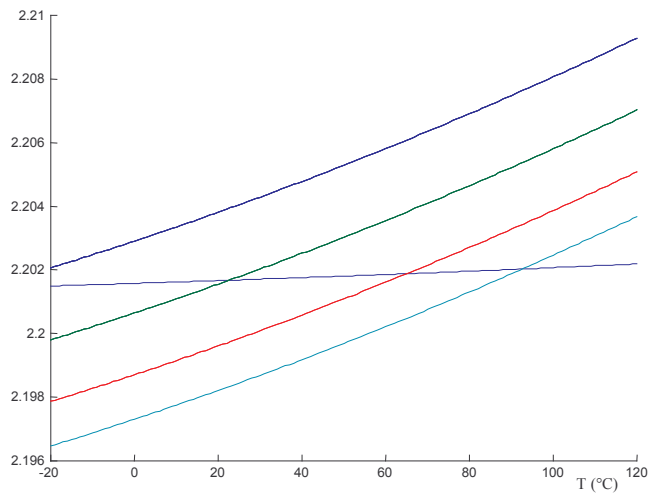
**Figura 5.4(b):** AP NZ2-4-RPE. Profili modali.  
 Curva tratteggiata: campo elettrico del modo FF  $TE_0$   
 Indice efficace:  $N_0^{(\omega)}=2,2016$   
 Curva continua: componente verticale del campo elettrico del modo SH  $TM_{12}$   
 Indice efficace:  $N_{12}^{(2\omega)}=2.20347$   
 Integrale di overlap fra i due modi:  $I=0.00541$



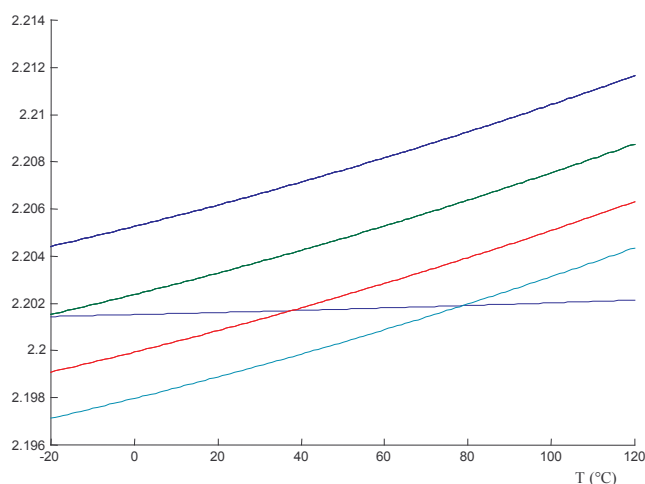
**Figura 5.4(c):** AP NZ2-4-RPE. Profili modali.  
 Curva tratteggiata: campo elettrico del modo FF  $TE_0$   
 Indice efficace:  $N_0^{(\omega)}=2,2016$   
 Curva continua: componente verticale del campo elettrico del modo SH  $TM_{13}$   
 Indice efficace:  $N_{13}^{(2\omega)}=2.20103$   
 Integrale di overlap fra i due modi:  $I=0.00184$



**Figura 5.5(a):** Campione planare RPE AP NZ1-1-R. Indici efficaci al variare della temperatura. Curva “piatta”: modo ordinario a fondamentale. Restanti curve: modi TM a SH di ordine 15, 16, 17, 18.



**Figura 5.5(b):** Campione planare RPE AP NZ1-3-R. Indici efficaci al variare della temperatura. Curva “piatta”: modo ordinario a fondamentale. Restanti curve: modi TM a SH di ordine 16, 17, 18, 19.



**Figura 5.5(c):** Campione planare RPE AP NZ2-4-RPE. Indici efficaci al variare della temperatura. Curva “piatta”: quasi-modo ordinario a fondamentale. Restanti curve: modi TM a SH di ordine 11, 12, 13, 14.

Nel corso degli esperimenti si sono valutate sia le caratteristiche lineari che quelle non lineari delle guide, sebbene su queste ultime si sia concentrata maggiormente l'indagine.

Per ciascuno dei tre campioni si è verificata la possibilità di guidare un modo nell'infrarosso (lunghezza d'onda  $\lambda$ ) con polarizzazione ordinaria nella guida superficiale; si è inoltre stabilito che le guide ordinarie sono monomodali alla lunghezza d'onda  $\lambda=1,319 \mu\text{m}$ .

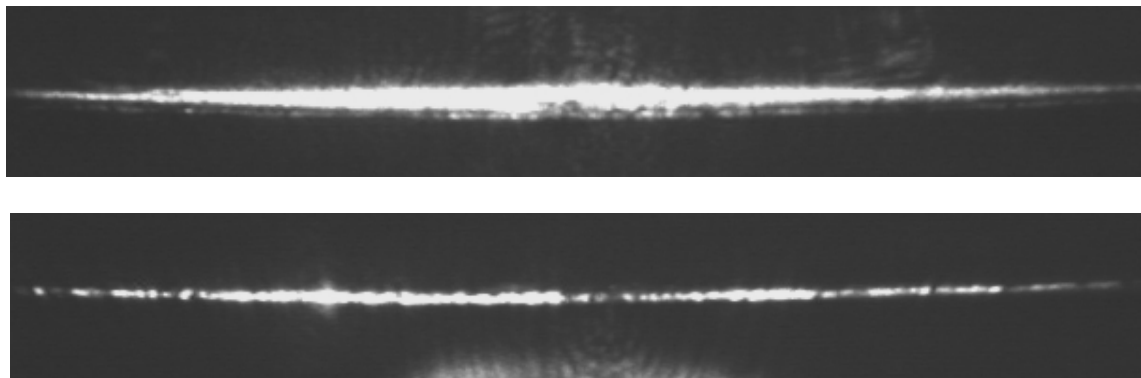
La generazione di seconda armonica è stata studiata eccitando il modo a fondamentale della guida superficiale (TE). In tutti e tre i campioni è stata osservata la duplicazione di frequenza. Nei campioni 2 e 3, però, la radiazione visibile generata non è confinata nella guida sepolta straordinaria. Il modo infrarosso della guida superficiale genera, in questi due campioni, radiazione rossa “diffusa” nell'intero cristallo. Il trasferimento di potenza è dal modo IR guidato a modi di radiazione (di substrato) nel visibile.

Nel campione 1 la radiazione rossa generata è confinata nella guida (straordinaria) sepolta. Con questo campione è stato possibile studiare l'interazione, mediata dall'elemento  $d_{31}$  del tensore di non linearità (capitolo 3), fra campi guidati con polarizzazioni ortogonali, sollecitando con polarizzazione ordinaria a fondamentale la generazione di radiazione rossa polarizzata verticalmente e guidata nello strato sepolto. A questa interazione si riferiscono le misure riportate nel paragrafo 5.5.

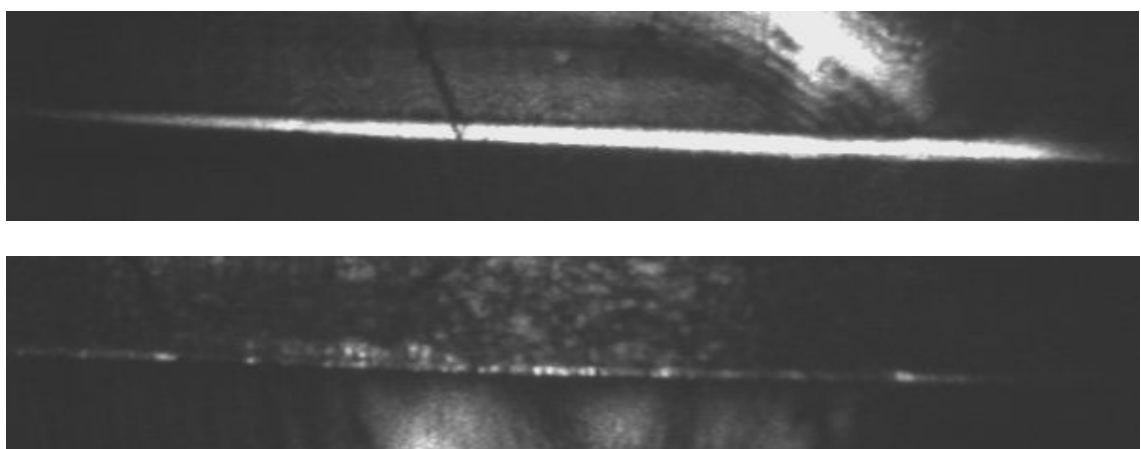


### 5.3. Indagine visiva.

Le figure 5.6(a) e (b) sono state ottenute attraverso la scheda di acquisizione collegata a una telecamera CCD; la sorgente adoperata in questo caso era il laser He-Ne. Appare la caratteristica striscia proiettata sullo schermo dal sistema ottico di uscita durante l'analisi dei campioni planari. Sono state riprese in condizioni confrontabili, ottimizzando l'accoppiamento con le guide.



**Figura 5.6(a):** Campione 1 (AP-NZ1-1-R). Sorgente: He-Ne. Pin=2 mW. Obiettivo di ingresso 20x.  
In alto: guida sepolta straordinaria (TM). Fascio polarizzato verticalmente.  
In basso: guida superficiale ordinaria (TE). Fascio polarizzato orizzontalmente.



**Figura 5.6(b):** Campione 2 (AP-NZ1-3-R). Sorgente: He-Ne. Pin=2 mW. Obiettivo di ingresso 20x.  
In alto: guida sepolta straordinaria (TM). Fascio polarizzato verticalmente.  
In basso: guida superficiale ordinaria (TE). Fascio polarizzato orizzontalmente.

La regolarità, in entrambe le circostanze, della *slab* associata alle guide sepolte è indicativa delle buone qualità di queste. Il numero dei modi supportati è elevato, ed unitamente alla maggiore facilità di eccitazione, si giustifica l'elevata trasmissione di potenza delle guide sepolte se confrontate con quelle superficiali. Queste sono in grado di sostenere solo due modi alla lunghezza d'onda dell'He-Ne (633 nm), e risulta più difficile accoppiare una frazione elevata della potenza incidente, per l'asimmetria del profilo modale ed il ridotto spessore della guida. A ciò si aggiunge la maggiore quantità di perdite superficiali.

L'uniformità della guida superficiale del secondo campione, se confrontata con quella del primo, appare meno buona.

A supporto di ciò si osserva che, nell'ottimizzare l'accoppiamento con questa seconda guida, è necessario traslare il campione in direzione trasversale all'asse dell'obiettivo di ingresso, a differenza di quanto accade per la guida superficiale del campione 1. Sembra dunque che vi siano regioni in cui la guida ordinaria è sufficientemente "incisa" ed uniforme ed altre in cui lo è meno.

Confrontando i parametri di scambio dei due campioni e dei profili d'indice stimati (tabella 5.1 e figure 5.2 e 5.3) si osserva che il primo campione, con durata maggiore dello scambio inverso, presenta una guida superficiale più profonda del secondo.

La maggiore durata dello scambio inverso sembra esaltare l'uniformità della guida superficiale.

#### 5.4. Campione 1 - Efficienza di accoppiamento.

Le misure riportate nel seguito riguardano il campione planare 1.

La lunghezza  $L$  della guida planare in esame è di 16 mm. La larghezza del campione è circa 10 mm.

La misura del rapporto fra  $P_{IR,OUT}$  e  $P_{IN}$  consente di risalire alla potenza accoppiata nella guida superficiale nota la potenza del fascio IR in ingresso.

Accoppiando la radiazione IR nella guida ordinaria (polarizzazione orizzontale) si è misurata la potenza IR trasmessa dal sistema ottico in corrispondenza dell'immagine della guida planare.

Si sono utilizzate in questa misura due lenti ausiliarie (lente A e lente B), a valle dell'obiettivo di uscita, per focalizzare la radiazione sul rivelatore al germanio, la cui superficie sensibile è poco estesa. Le rispettive trasmittanze sono riportate nel capitolo 4.

La tabella 5.2 mostra i dati raccolti.

$P_{IN}$ [mW]	Err (+/-) [mW]	$P_{IR,OUT}$ [mW]	Err (+/-) [mW]
20,7	0,6	0,97	0,04
39,8	0,7	1,77	0,05
59,8	0,6	2,65	0,05
77	1,5	3,42	0,08
85,2	1,2	3,6	0,1

**Tabella 5.2:** Misure di throughput IR. Campione 1.

L'errore relativo sulla potenza di ingresso, considerando l'errore di lettura e quello strumentale, è dell'ordine del 5%; sulla misura di potenza in uscita è del 3%.

Si può valutare la potenza IR in guida, a ridosso della faccetta terminale BB' (fig. 5.1), considerando le perdite di inserzione dovute ai 3 elementi ottici in uscita (obiettivo, lente A, lente B) e le perdite all'interfaccia campione-aria. Se  $T_A$  e  $T_B$  indicano le trasmittanze delle due lenti ausiliarie utilizzate in questa misura (capitolo 4), si moltiplica la potenza  $P_{IR,OUT}$  per il fattore (vedere 5.2):

$$\frac{1}{T_{Fr} \cdot T_U \cdot T_A \cdot T_B} = \frac{1}{0,86 \cdot 0,81 \cdot 0,96 \cdot 0,82} = 1,82 \quad (5.7)$$

sul quale complessivamente si assume un'incertezza relativa inferiore al 5%. Il risultato del calcolo è in tabella 5.3 e in figura 5.7. Si introduce il rapporto  $\tau$  fra le due potenze considerate.

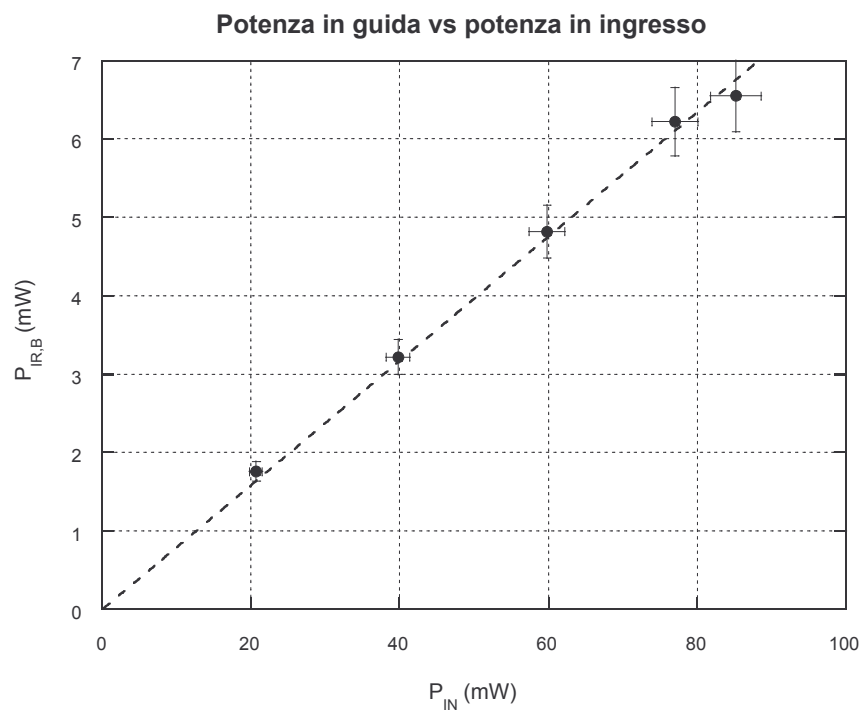
L'interpolazione dei dati consente di valutare:

$$\tau = \frac{P_{IR,B}}{P_{IN}} = 0,079 \quad (5.8)$$

con un'incertezza relativa del 5%.

$P_{IN}$ [mW]	Err % (+/-)	$P_{IR,B}$ [mW]	Err % (+/-)	$\tau = \frac{P_{IR,B}}{P_{IN}}$
20,7	5	1,76	8	0,085
39,8	4	3,22	7	0,081
59,8	4	4,82	7	0,081
77	4	6,22	7	0,081
85,2	4	6,55	7	0,077

**Tabella 5.3:** Campione 1. Potenza IR accoppiata in guida.



**Figura 5.7:** Potenza nella guida ordinaria in funzione della potenza del fascio d'ingresso. La pendenza della retta di interpolazione ai minimi quadrati è 0,0793.

## 5.5. Campione 1 – Generazione di seconda armonica.

Il modo ordinario a  $\lambda$  interagisce con i modi straordinari della guida sepolta. Si osserva la generazione di radiazione rossa guidata nella *slab* straordinaria. La *slab* rossa è visibile sullo schermo, a laboratorio buio, quando la potenza media del fascio impulsato in ingresso è superiore ai 40 mW. Si tratta allora dell'interazione fra modo a fondamentale TE e modi a seconda armonica TM. L'elemento  $d_{31}$  del tensore di non linearità è alla base dell'accoppiamento.

Si è misurata la potenza del fascio laser  $P_{IN}$  con il rivelatore termoelettrico. La radiazione rossa trasmessa dalla guida sepolta è raccolta dal sistema ottico di uscita, costituito dall'obiettivo 20x e dalla lente A, e isolata mediante il filtro interferenziale per l'IR. L'immagine è proiettata sul fotodiode al silicio e la fotocorrente generata è misurata mediante Lock-in.

La temperatura del laboratorio e del campione era di circa 23 °C quando si sono raccolti i dati di seguito riportati.

Nelle tabelle 5.4 e 5.5 si mostrano 4 gruppi di misure. Dopo aver raccolto i dati dei primi due insieme (gruppi 1 e 2), si è traslato lateralmente il campione di circa 100  $\mu\text{m}$ , accoppiando la radiazione in una regione differente della guida superficiale ordinaria. Il terzo ed il quarto gruppo sono stati dunque ottenuti in corrispondenza di un diverso punto di accoppiamento con la guida.

Si è misurata la fotocorrente  $I_{ph}$  al variare della potenza in ingresso.

La polarizzazione del fascio di ingresso e della radiazione in uscita sono state controllate accuratamente. Si è imposta la polarizzazione orizzontale in ingresso e si è verificato che la radiazione rossa fosse polarizzata verticalmente.

L'errore di lettura è riportato nelle colonne "Err."

Gruppo 1				Gruppo 2			
$P_{IN}$ [mW]	Err. [mW]	$I_{ph}$ [nA]	Err. [nA]	$P_{IN}$ [mW]	Err. [mW]	$I_{ph}$ [nA]	Err. [nA]
20	1	3,1	0,1	20	1	3,23	0,06
40	1	10,7	0,5	41	1	10,9	0,1
60	2	23,5	1	61	1	24,4	0,4
80	2	43	1	82	1	44,8	0,4
101	2	68,5	1,5	100	2	65,5	1
119	2	90	2	120	2	90,4	1

**Tabelle 5.4:** SHG. Misure di fotocorrente in funzione della potenza del fascio IR.

Gruppo 3				Gruppo 4			
$P_{IN}$ [mW]	Err. [mW]	$I_{ph}$ [nA]	Err. [nA]	$P_{IN}$ [mW]	Err. [mW]	$I_{ph}$ [nA]	Err. [nA]
20,5	1	2,97	0,05	20	1	2,65	0,2
41	1	10,55	0,1	40,5	1	10,8	0,3
60,5	1,5	22,4	0,3	60	1	21,8	0,4
81	2	41	0,6	80	1,5	38	0,4
101	2	64	0,5	100	2	61	0,5
119	2	83,8	1	121	2	88	1

**Tabelle 5.5:** SHG. Misure di fotocorrente in funzione della potenza del fascio IR.

Dalle precedenti misure si può risalire ai valori di picco nel tempo delle potenze dei modi a fondamentale e nel rosso nelle due guide, immediatamente prima dell'interfaccia di uscita (sezione B della figura 5.1).

Per la potenza IR, occorre moltiplicare la lettura per il fattore  $\tau$ , al fine di valutare la potenza in guida; ciò è legittimo, essendosi più volte verificato che la condizione ottimale per la generazione di seconda armonica, in questo campione, coincide con la condizione di massimo *throughput*.

Inoltre si deve moltiplicare per un fattore 2 per la presenza del *chopper* (la lettura è il valore medio vero) e per un fattore di forma (5.6a) che consente di risalire al valore istantaneo di picco degli impulsi IR dal valore medio temporale.

In definitiva:

$$2 \cdot \tau \cdot 78 = 12,48 \quad (5.9)$$

è il fattore che, moltiplicato per  $P_{IN}$ , fornisce la potenza di picco del modo IR ordinario alla estremità terminale BB' della guida ( $P_{IR,B}$ ).

La fotocorrente  $I_{ph}$  va moltiplicata per il fattore presente in (5.5), considerando inoltre che per questa misura si sono utilizzati pure il filtro IR ( $T_{IR}$ ) e la lente A ( $T_A$ ). Per ottenere il valore di picco della potenza nel visibile occorre considerare il fattore (5.6b).

Complessivamente:

$$\frac{2,2 \cdot 111}{R \cdot T_U \cdot T_{IR} \cdot T_{Fr} \cdot T_A} = \frac{2,2 \cdot 111}{0,6 \cdot 0,81 \cdot 0,89 \cdot 0,86 \cdot 0,96} = 684 \quad [W / A] \quad (5.10)$$

Moltiplicando le letture per i fattori appena introdotti, si ottengono i valori cercati di picco.

Il rapporto delle potenze è il rendimento di conversione; l'errore su tale rapporto si può valutare dagli errori relativi delle misure di potenza. Il risultato dell'elaborazione è riportato nelle tabelle 5.6.

I grafici delle figure 5.8 e 5.10 mostrano i risultati dell'elaborazione, diagrammando in ascissa la potenza di picco del modo a fondamentale e in ordinata la potenza di picco del modo a frequenza doppia. Il rendimento di conversione è rappresentato nelle figure 5.9 e 5.11.

Gruppo 1

$P_{IR,B}$ [mW]	Err. [mW]	$P_{RED,B}$ [ $\mu$ W]	Err. [ $\mu$ W]	$\eta = \frac{P_{RED,B}}{P_{IR,B}}$	Err.
249,6	18,72	2,12	0,07	8,49E-06	9,11E-07
499,2	24,96	7,32	0,34	1,47E-05	1,42E-06
748,8	43,68	16,07	0,68	2,15E-05	2,16E-06
998,4	49,92	29,40	0,68	2,94E-05	2,16E-06
1260,48	56,472	46,84	1,03	3,72E-05	2,48E-06
1485,12	62,088	61,54	1,37	4,14E-05	2,65E-06

Gruppo 2

$P_{IR,B}$ [mW]	Err. [mW]	$P_{RED,B}$ [ $\mu$ W]	Err. [ $\mu$ W]	$\eta = \frac{P_{RED,B}}{P_{IR,B}}$	Err.
249,6	18,72	2,21	0,04	8,85E-06	8,28E-07
511,68	25,272	7,45	0,07	1,46E-05	8,53E-07
761,28	31,512	16,68	0,27	2,19E-05	1,27E-06
1023,36	38,064	30,63	0,27	2,99E-05	1,38E-06
1248	56,16	44,79	0,68	3,59E-05	2,16E-06
1497,6	62,4	61,81	0,68	4,13E-05	2,18E-06

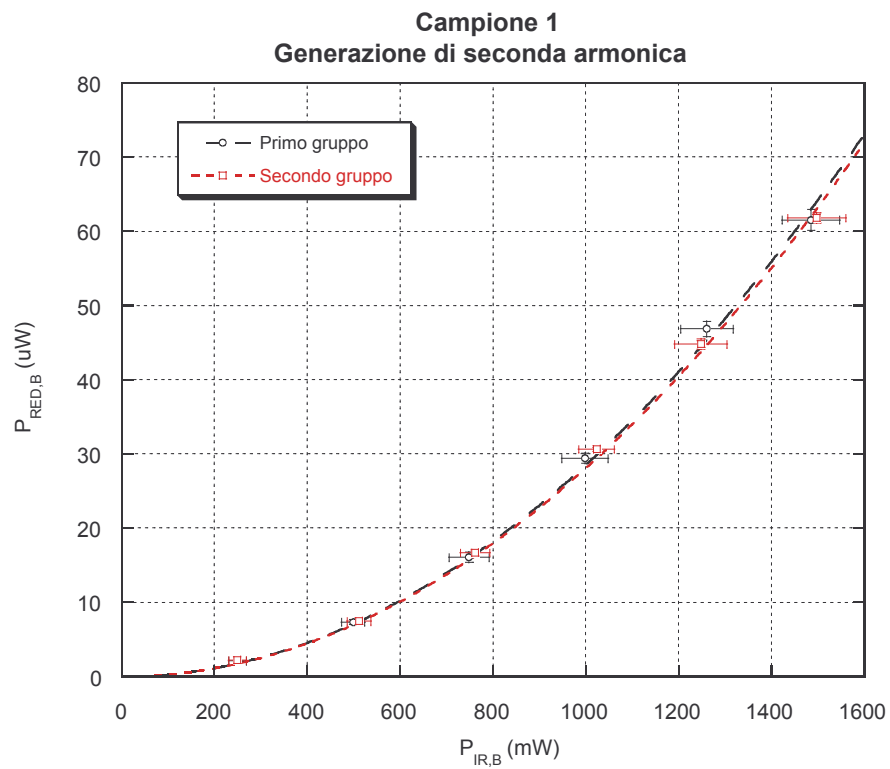
Gruppo 3

$P_{IR,B}$ [mW]	Err. [mW]	$P_{RED,B}$ [ $\mu$ W]	Err. [ $\mu$ W]	$\eta = \frac{P_{RED,B}}{P_{IR,B}}$	Err.
255,84	18,876	2,03	0,03	7,94E-06	7,19E-07
511,68	25,272	7,21	0,07	1,41E-05	8,30E-07
755,04	37,596	15,32	0,21	2,03E-05	1,28E-06
1010,88	50,232	28,03	0,41	2,77E-05	1,78E-06
1260,48	56,472	43,76	0,34	3,47E-05	1,83E-06
1485,12	62,088	57,30	0,68	3,86E-05	2,07E-06

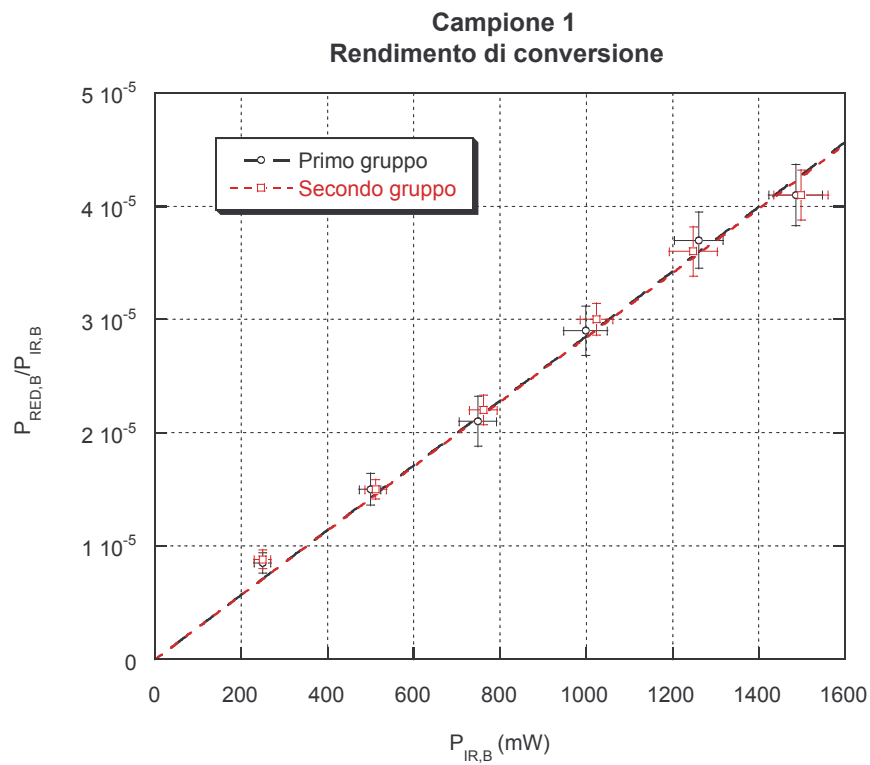
Gruppo 4

$P_{IR,B}$ [mW]	Err. [mW]	$P_{RED,B}$ [ $\mu$ W]	Err. [ $\mu$ W]	$\eta = \frac{P_{RED,B}}{P_{IR,B}}$	Err.
249,6	18,72	1,81	0,14	7,26E-06	1,09E-06
505,44	25,116	7,38	0,21	1,46E-05	1,13E-06
748,8	31,2	14,91	0,27	1,99E-05	1,19E-06
998,4	43,68	25,98	0,27	2,60E-05	1,41E-06
1248	56,16	41,71	0,34	3,34E-05	1,78E-06
1510,08	62,712	60,17	0,68	3,98E-05	2,11E-06

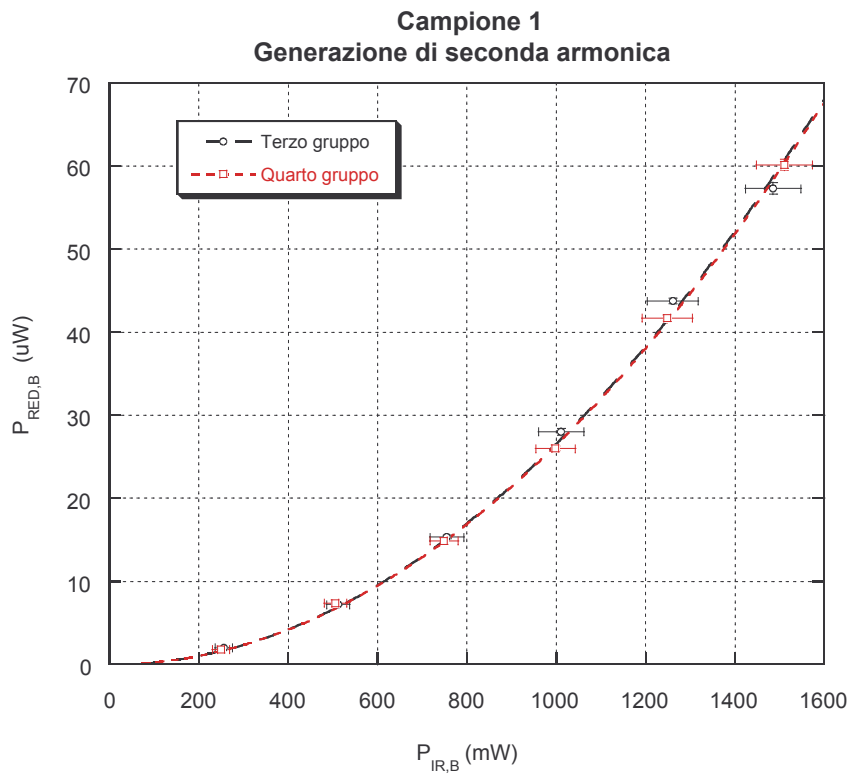
Tabelle 5.6: Potenze di picco IR e duplicata in guida; rendimento di conversione. Le quattro misure.



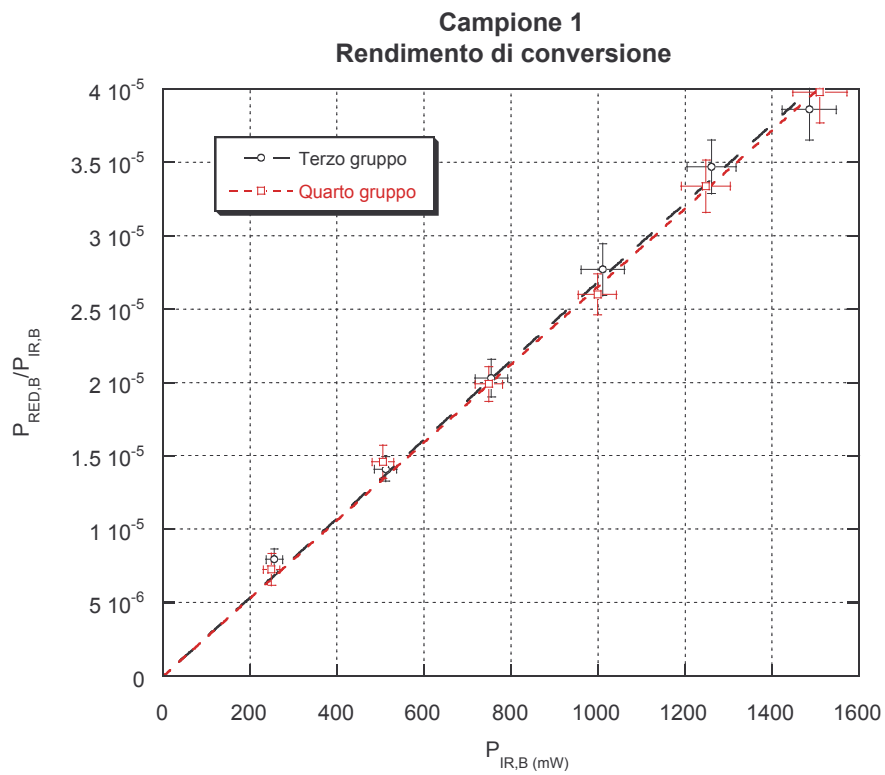
**Figura 5.8:** Potenza a frequenza doppia in funzione della potenza a fondamentale. Valori di picco in guida. Prima e seconda misura.



**Figura 5.9:** Rendimento di conversione in funzione della potenza a fondamentale. Prima e seconda misura.



**Figura 5.10:** Potenza a frequenza doppia in funzione della potenza a fondamentale. Valori di picco in guida. Terza e quarta misura.



**Figura 5.11:** Rendimento di conversione in funzione della potenza a fondamentale. Terza e quarta misura.



Sui grafici delle potenze nel visibile si sono sovrapposte ai punti sperimentali le parabole che meglio interpolano i dati sperimentali.

Analogamente, nel caso dei rendimenti, si sono considerate delle rette per l'origine.

Fra i due gruppi di misure non si hanno significative differenze nel rendimento di conversione. In particolare si può fornire, valutando la pendenza delle rette di interpolazione dei rendimenti, il seguente valore normalizzato rispetto alla potenza di ingresso:

$$\eta_{\text{norm}} = \frac{\eta}{P_{\text{IR,B}}} \cong 2,7 \cdot 10^{-5} = 0,0027\% \quad [\text{W}^{-1}] \quad (5.11)$$

E' interessante confrontare il risultato sperimentale con le previsioni teoriche.

Siano  $z$  la direzione di propagazione, e  $x$  la direzione ortogonale al piano della guida. Si indica con  $e_f(x)$  l'autovettore del modo a fondamentale, normalizzato secondo la (1.12).

Allo scopo di valutare l'ampiezza modale nota la potenza, il campo del modo ordinario all'ascissa iniziale  $z=0$  può approssimarsi con l'andamento:

$$E(x, y) = A_f e_f(x) \exp\left(-\frac{y^2}{w_{0y}^2}\right) \quad (5.12)$$

essendo  $w_{0y}$  la vita del fascio IR focalizzato in ingresso,  $A_f$  l'ampiezza modale ed  $e_f(x)$  l'autovettore del modo ordinario normalizzato secondo la (1.12). La dipendenza gaussiana da  $y$  è mutuata da quella del fascio incidente sul campione.

La vita  $w_{0y}$  è stata misurata e risulta di circa  $4 \mu\text{m}$ .

La potenza complessiva è calcolabile integrando il quadrato della precedente e considerando l'impedenza modale (2.40):

$$P = \frac{N}{2\eta_0} w_{0y} \sqrt{\frac{\pi}{2}} |A_f|^2 \quad (5.13)$$

Sostituendo i valori di  $N$  (circa 2,2), di impedenza caratteristica del vuoto, della vita  $w_{0y}$  e assumendo che il modo trasporti una potenza  $P$  unitaria (1 W), si ricava il valore:

$$|A_f| \cong 8,3 \quad [\text{V}/\mu\text{m}]. \quad (5.14)$$

Con questo valore di ampiezza modale si può utilizzare la (2.38) per un calcolo di stima del rendimento massimo, in ipotesi di perfetto *phase-matching* e assumendo inizialmente, per semplicità, l'uniformità lungo  $y$ . Si può dunque determinare il valore di  $|B_s|$ , ampiezza del campo a SH dopo un tratto di propagazione lungo  $L$ , sostituendo gli opportuni valori di  $k_0$ ,  $d$  ( $=d_{31}=5,9$  [pm/V]),  $A_f$ ,  $L$  (lunghezza del campione= $16$  [mm]) e considerando per l'integrale di overlap un valore stimato pari a 0,036, secondo quanto riportato nelle figure 5.2(b) e (c).

Si ottiene:

$$|B_s| \cong 0,51 \text{ [V}/\mu\text{m}] \quad (5.15)$$

e un valore di rendimento di conversione (a meno dei corretti valori di impedenze modali) dell'ordine di:

$$\left| \frac{B_s}{A_f} \right|^2 = \left( \frac{0,51}{8,3} \right)^2 = 3,8 \cdot 10^{-3} = 0,38\%. \quad (5.16)$$

Questo è di due ordini di grandezza superiore a quello misurato.

Ci sono tre motivi che giustificano questa discrepanza.

Non è detto che la temperatura del campione sia tale da garantire il soddisfacimento della condizione di *phase-matching* fra i due modi “vicini”; è però vero che l'indagine in temperatura suggerisce che si sia prossimi a tale condizione.

Nel calcolo condotto non si sono considerate le perdite.

Per ultimo: non si tiene conto della diffrazione dei campi all'interno delle guide, in direzione trasversale a quella di propagazione. Questo effetto è inevitabilmente associato alla modalità di accoppiamento utilizzata e all'assenza di confinamento trasversale nella guida planare.

La diffrazione dei campi, in primo luogo quello a fondamentale fortemente focalizzato dall'ottica di ingresso, comporta la diminuzione del modulo del campo forzante nella direzione di propagazione, linearmente con la distanza; questo abbatta il rendimento di conversione, visto che solo nella parte iniziale della guida l'interazione non lineare può essere efficiente.

Per approfondire questo aspetto si è utilizzata una simulazione numerica (BPM 1D) della propagazione della radiazione sul piano della guida (y,z). Si sono calcolate le evoluzioni dei campi a fondamentale e a frequenza doppia in propagazione.

Il modello ammette l'indipendenza dei campi dalla direzione ortogonale al piano della guida. Si considerano dunque due dimensioni: la direzione di propagazione z e la direzione traversa nel piano della guida (y). Le equazioni dei campi sono risolte per calcolare l'evoluzione lungo z e y, note le distribuzioni delle autofunzioni lungo x.

Si impongono, come condizioni iniziali, gli andamenti alla sezione corrispondente alla faccetta di ingresso. Per il campo a fondamentale si ammette un profilo gaussiano, con vita pari a quella misurata per il fascio focalizzato in ingresso; il campo visibile è imposto nullo.

Le figure al termine del capitolo mostrano l'evoluzione dell'intensità dei campi lungo la guida.

Si è tenuto conto dei termini diffrattivi, legati alle variazioni dei campi in direzione traversa, e dell'accoppiamento fra il campo a  $\lambda$  e la radiazione visibile dovuta alla non linearità. Mancando la dipendenza dalla coordinata x ortogonale al piano della guida, si è moltiplicato il termine non lineare forzante per il valore dell'integrale di *overlap* stimato fra il modo a fondamentale e il modo a seconda armonica in *phase-matching*. Si considera così la riduzione dell'interazione non lineare nella guida reale per la parziale sovrapposizione dei campi alle due lunghezze d'onda.

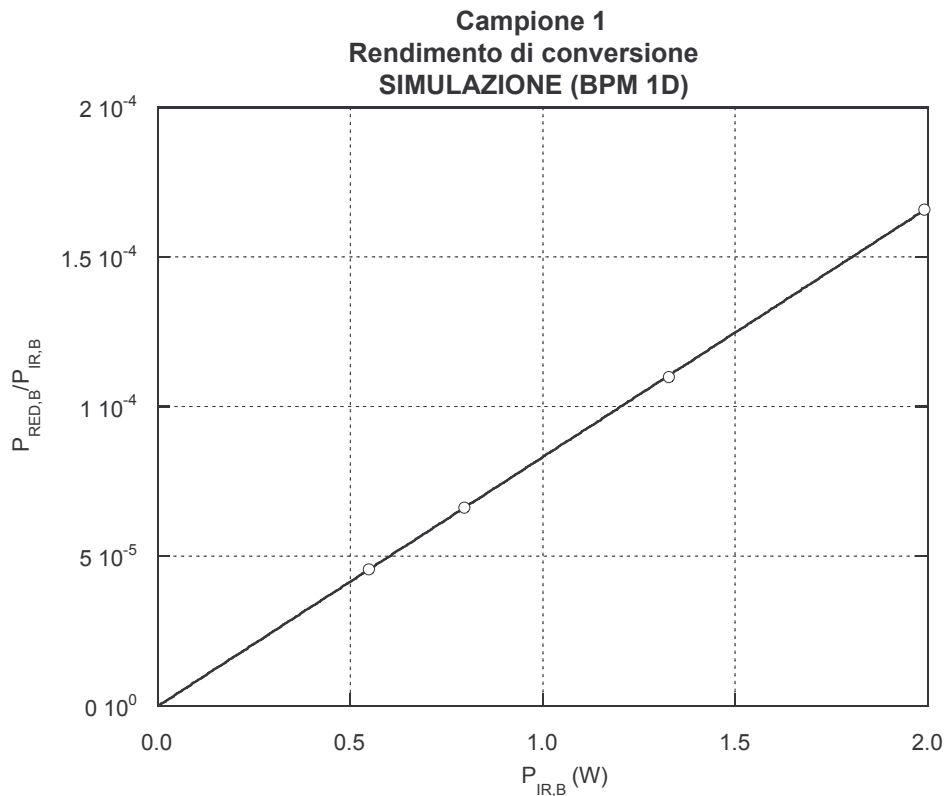
I parametri della simulazione sono stati fissati conformemente alle grandezze dell'esperimento ( $d_{31}$  del cristallo bulk, lunghezza del campione  $L=16$  mm, integrale di overlap secondo la (5.2b)).

In assenza di perdite e in ipotesi di perfetto *phase-matching*, il simulatore ha fornito i rendimenti di conversione di figura 5.12.

Il rendimento di conversione normalizzato valutato con le simulazioni è di:

$$\eta_{\text{calc}} = 8,3 \cdot 10^{-5} = 0,0083\% \quad [W^{-1}]$$

ben confrontabile con il valore misurato, tenendo conto degli ulteriori effetti dei quali si diceva sopra.



**Figura 5.12:** Risultati del simulatore BPM (1D). Rendimento di conversione in funzione della potenza del modo a FF.

## 5.6. Campione 1 – Dipendenza della generazione di seconda armonica dalla temperatura.

Il supporto metallico sul quale poggia il campione è sovrapposto ad una cella Peltier. Mediante questa e un apposito controllore di temperatura è stato possibile studiare la duplicazione di frequenza al variare della temperatura.

L'allestimento sperimentale utilizzato è identico a quello descritto per le misure di SHG a temperatura ambiente. La misura di SHG è stata condotta in questo caso facendo

variare la temperatura del campione, tipicamente a passi di un grado centigrado, mantenendo costanti le condizioni del fascio in ingresso (50 mW di potenza media; durata degli impulsi 250 psec).

Riporto nelle figure 5.13 e 5.14 le curve relative all'intero intervallo di temperatura. I dati sono calcolati dalle misure di  $I_{ph}$  e  $P_{IN}$  secondo i passi già descritti. Sono stati raccolti in tre sessioni sperimentali. Tra una lettura e l'altra si è sempre atteso, per una decina di minuti almeno, che il campione raggiungesse il regime termico al valore di temperatura fissato tramite il controllore. L'esplorazione dell'intervallo 10-85 °C a passi di 1 °C ha reso l'esperimento significativamente "lungo".

Nelle regioni fra i 15 ed i 35 °C e fra i 65 e gli 85 °C appaiono vistose oscillazioni della potenza del campo a frequenza doppia.

Poiché dalle curve di figura 5.5 si può osservare che il salto di temperatura fra le risonanze del modo a fondamentale con due modi adiacenti a SH è dell'ordine di 50 °C, appare verosimile che le due regioni corrispondano alle due risonanze consecutive previste dal modello teorico.

Ammettendo lineare, in prima approssimazione, la dipendenza del *phase-mismatch*  $\Delta\beta$  dalla temperatura nell'intorno del valore che assicura il sincronismo di fase, si deduce che il profilo atteso per l'andamento della potenza visibile generata al variare della temperatura del campione è una *sinc*, con un picco centrale in corrispondenza del *phase-matching*. Ciò nell'ipotesi interazione fra campi che non dipendono da  $y$ , direzione traversa.

La presenza di un gradiente di temperatura lungo la guida porterebbe alla "distorsione" di tale dipendenza, con l'abbattimento del picco centrale e la perdita di simmetria della curva stessa. Per ottenere una "somialianza" dell'andamento con il dato misurato occorrerebbe ipotizzare salti di temperatura di decine di gradi fra i vari punti del campione.

Ciò risulta del tutto incompatibile con l'osservazione intorno alla temperatura ambiente, nella quale i gradienti ammissibili sono di gran lunga inferiori, dell'ordine al più del grado per cm.

Nenche per la regione ad alta temperatura il modello sarebbe soddisfacente, visto che il campione poggia su una sottile basetta in rame in ottimo contatto termico con la cella Peltier. Essa inoltre ha praticamente le stesse dimensioni del campione.

L'ipotesi più attendibile, attualmente al vaglio, pare quella di dover considerare, anche in questo caso, gli effetti della forte diffrazione del fascio a fondamentale.

La complessa interazione fra i campi alle due frequenze nella regione prossima al punto di accoppiamento, dove massimo è il modulo del campo a FF e più significativa la curvatura dei fronti di fase, spinge ad indagare in questa direzione, ricorrendo all'ausilio della simulazione numerica.