



MICROCOPY RESOLUTION TEST CHART
NATIONAL BUREAU OF STANDARDS
STANDARD REFERENCE MATERIAL 1010a
(ANSI and ISO TEST CHART No. 2)

L. BARTOLINI, G. FORNETTI, M. NARDI, G. OCCHIONERO, M. FERRI DE COLLIBUS

L'ESPERIMENTO SCATTERING RAYSON IMPULSATO CON LASER CO_2 SU FT

IT 8700706



COMITATO NAZIONALE PER LA RICERCA E PER LO SVILUPPO
DELL'ENERGIA NUCLEARE E DELLE ENERGIE ALTERNATIVE

L'ESPERIMENTO SCATTERING THOMSON IMPULSATO CON LASER CO₂ SU FT

L. Bartolini, G. Fornetti, M. Nardi, G. Occhionero
ENEA - Dipartimento Tecnologie Intersettoriali di Base, Centro ricerche energia Frascati

M. Ferri De Collibus
(Ricercatore Ospite)

Testo pervenuto nell'aprile 1987

Questo rapporto è stato preparato da: Servizio Studi e Documentazione - ENEA, Centro Ricerche Energia Frascati, C.P. 65 - 00044 Frascati, Rome, Italy

Questo Servizio sarà lieto di inviare su richiesta ulteriori copie di questo rapporto.

I contenuti tecnico-scientifici dei rapporti tecnici dell'Enea rispecchiano l'opinione degli autori e non necessariamente quella dell'ente

INDICE

- INTRODUZIONE	Pag. 7
- CAPITOLO I	
1.1 Lo Scattering Thomson Impulsato	Pag. 9
1.2 La Potenza del segnale	Pag. 12
- CAPITOLO II	
2.1 La Tecnica di Rivelazione in Eterodina	Pag. 13
2.2 La Sensibilità del Rivelatore	Pag. 14
- CAPITOLO III	
3.1 Il Ricevitore Eterodina	Pag. 16
3.2 Calibrazione del Ricevitore	Pag. 19
3.3 L'Efficienza di Eterodina	Pag. 21
3.4 Errore di Disadattamento	Pag. 22
3.5 Errore di Fuoco	Pag. 22
3.6 Errore di Offset	Pag. 23
3.7 Errore di Tilt	Pag. 24
- CAPITOLO IV	
4.1 Il Sistema Laser Tandem	Pag. 24
4.2 I Risonatori del Sistema Laser Tandem	Pag. 25
4.3 I Mezzi Attivi	Pag. 27
- CAPITOLO V	
5.1 L'ottica di Foccheggiamento del Fascio nel Plasma	Pag. 28
5.2 L'Apparato Sperimentale	Pag. 31
5.3 Sistema di Acquisizione ed Elettronica di Comando	Pag. 35
- CAPITOLO VI	
6.1 Le Operazioni Preliminari	Pag. 38
6.2 Risultati Sperimentali	Pag. 39
6.3 La Stray Light	Pag. 41
6.4 Il Segnale da Scattering Thomson	Pag. 43

- CONCLUSIONI	Pag. 45
- APPENDICE A	Pag. 47
- APPENDICE B	Pag. 49
- APPENDICE C	Pag. 51
- APPENDICE D	Pag. 52
- APPENDICE E	Pag. 53
- APPENDICE F	Pag. 54
- APPENDICE G	Pag. 57
- BIBLIOGRAFIA	Pag. 58

RIASSUNTO

Si descrive un esperimento per la misura della temperatura ionica del plasma nel tokamak FT in Frascati mediante scattering in avanti ad angoli fra 1° e 1.6° di radiazione a $10.6 \mu\text{m}$ da parte del plasma. La misura è effettuata con una tecnica di eterodina ottica in cui il fascio sonda usato è generato da una catena laser a CO_2 impulsata (5 MW, 1 μs) e la cui frequenza è agganciata attivamente a quella di un laser ad onda continua unimodale che funziona da oscillatore locale (sistema laser tandem). Si descrive l'apparato sperimentale, si riportano e si discutono i risultati ottenuti.

SUMMARY

In this paper we describe an experiment carried out to measure the plasma ion temperature T_i in the tokamak FT in Frascati by Collective Thomson Scattering. A tandem laser system generates two single mode beams ($10.6 \mu\text{m}$) one of which is pulsed and amplified up to levels of 5 MW, 1 μs and actively frequency locked to a second continuous wave low pressure CO_2 laser. The pulse beam crosses the plasma and the forward scattered light is collected at angles between 1° and 1.6° . An heterodyne technique in which the c.w. beam is the local oscillator is used to measure the Doppler enlarged spectral density of the signal. The experimental apparatus is described and the results are reported and discussed.

INTRODUZIONE

I primi interessi per lo scattering di radiazione elettromagnetica da parte di gas ionizzati sono originati dall'osservazione di Bailey ed al. [1] e Forsythe et al. [2] di una riflessione anomala da parte della ionosfera di onde radio VHF. Alla frequenza $\omega_I < 30$ MHz le onde radio incidenti venivano riflesse perchè la loro frequenza era minore della frequenza critica di plasma nella ionosfera ω_p , ma anche quando $\omega_I > \omega_p$, con frequenze incidenti comprese tra 30 MHz e 300 MHz, si osservava una significativa riflessione.

Sulla base di precedenti lavori di Ratcliffe [3], Booker e Gordon [4] sullo scattering da turbolenze atmosferiche, Villars e Weisskopf [5] interpretavano il fenomeno di riflessione anomala come risultato dello scattering delle onde radio da parte delle inhomogeneità periodiche nella densità elettronica della ionosfera e suggerivano di conseguenza l'impiego delle tecniche di scattering come strumento generale di diagnostica sui plasmi.

Nel 1958 Gordon proponeva l'uso dello scattering incoerente allo indietro delle onde radio in misure da terra della densità e della temperatura elettronica della ionosfera [4].

La tecnica dello scattering coerente o collettivo fu provata invece da Bowles [6], il quale osservava che lo spettro di frequenza rivelato si accordava con la temperatura ionica anzichè con quella elettronica. La spiegazione di quest'ultimo fatto giungeva circa un'anno dopo da lavori teorici [7,8,9] i quali mostravano che nelle condizioni dell'esperimento di Bowles l'onda incidente interagiva con gli elettroni dello schermo di Debye degli ioni anzichè con gli elettroni liberi.

Il rapido sviluppo di sorgenti Laser impulsate ad alta potenza di picco sul MIR e nel FIR, avvenuto negli ultimi anni, ha permesso l'estensione della tecnica dello scattering alla misura della temperatura ionica ed elettronica in plasmi di laboratorio ed ai primi tentativi di misura di temperature ioniche sui plasmi termonucleari dei Tokamaks [10,11].

In questa nota viene descritto un esperimento denominato "Scattering Thomson Impulsato" (STI) a piccoli angoli in avanti, per la misura della temperatura ionica nel Tokamak FT di Frascati.

A tale scopo si è utilizzata una sorgente impulsata a CO_2 con

potenza di picco di alcuni megawatt ad altissima monocromaticità per misurare con un metodo di eterodina ottica, l'allargamento spettrale che la parte diffusa del fascio subisce a causa delle onde di densità del plasma nelle condizioni di scattering collettivo.

Nel primo capitolo è brevemente richiamata la teoria dello STI e vengono precisate le condizioni operative necessarie all'osservazione dello scattering collettivo mediante laser a CO_2 . Viene stimata anche la potenza del segnale, cioè quella frazione della potenza del fascio che viene diffusa dal plasma nell'angolo solido $\Delta\Omega$ di ricezione coerente del ricevitore eterodina.

Nel secondo capitolo è descritta la tecnica di rivelazione e sono discusse e dimostrate le condizioni alle quali una misura di densità spettrale di un segnale ottico può essere effettuata indirettamente come una misura di spettro di fotocorrente sulle frequenze intermedie generate dalla rivelazione in eterodina ottica. Vengono esaminate poi le principali sorgenti di rumore nella misura ed è mostrato che, nelle condizioni sperimentali, la Noise Equivalent Power (NEP) dal nostro apparato è vicina al limite quantistico.

Il terzo capitolo è dedicato alla descrizione del sistema di rivelazione, alla catena d'amplificazione ed alla valutazione di tutti i livelli del segnale sui vari punti della stessa fino allo ingresso dell'acquisizione dati.

Vengono date alcune caratteristiche del rivelatore e del sistema eterodina adottato per la misura della NEP alle varie frequenze della sua banda passante (200 \rightarrow 1400 MHz). Questo sistema comprende un fascio laser CO_2 come oscillatore locale ed un corpo nero calibrato per la generazione del segnale. Viene discusso infine l'effetto che alcuni errori di focheggiamento del segnale sul mixer provocano sulla efficienza dell'eterodina.

Nel successivo capitolo è descritta la sorgente usata composta da due oscillatori in tandem di cui un laser CO_2 ad onda continua ed un laser CO_2 ibrido pilota che genera l'impulso ad alta potenza.

Vengono riportati anche i calcoli dei parametri dei due risonatori, valutati per una condizione di buon sfruttamento della potenza del modo nel volume attivo ed una bassa divergenza dei fasci al fine di ottenere una corretta focalizzazione dell'impulso di luce

nel plasma con un sistema ottico semplificato. Vengono poi descritti i volumi attivi dei due laser e le caratteristiche tecniche delle sezioni TEA impulsate della catena.

Nel quinto capitolo è riportato il calcolo di tutta la linea ottica di focheggiamento nel plasma e quella della raccolta del segnale nelle condizioni di ricezione coerente. Viene anche descritto l'apparato sperimentale completo e, con qualche utile dettaglio tecnico il sistema d'acquisizione dati e la relativa elaborazione "in line" ed "off line".

Nel sesto capitolo sono illustrati i risultati dell'esperimento. Si discute un metodo di analisi degli impulsi mediante la Fast Fourier Transform utile a discriminare i segnali effettivamente diffusi dal plasma da quelli da fondo generati da stray light.

I dettagli di alcuni calcoli nel testo sono raccolti nelle appendici finali.

CAPITOLO I

1.1 Lo Scattering Thomson Impulsato

Lo scattering di radiazione elettromagnetica da un plasma è essenzialmente rappresentato da una interazione trivettoriale. L'onda elettromagnetica incidente con vettore d'onda \vec{k}_0 e lunghezza d'onda λ_0 , interagisce con un'onda di fluttuazione di densità elettronica nel plasma con vettore d'onda \vec{k}_F producendo l'onda \vec{k}_S ad un angolo θ rispetto all'onda incidente. Per la conservazione del momento deve essere $\vec{k}_S = \vec{k}_0 + \vec{k}_F$ e trascurando lo scambio di momento tra fotone ed elettrone si può assumere che $|\vec{k}_0| = |\vec{k}_S|$ e che pertanto, con riferimento alla Fig. 1,

$$|\vec{k}_F| = \frac{4\pi}{\lambda_0} \sin \theta/2 \quad (1.1.1)$$

Si noti che sulla direzione di \vec{k}_S si possono osservare solo le fluttuazioni periodiche nella direzione di \vec{k}_F e con lunghezza d'onda $2\pi/|\vec{k}_F|$.

Si può vedere ora attraverso quale meccanismo lo Scattering

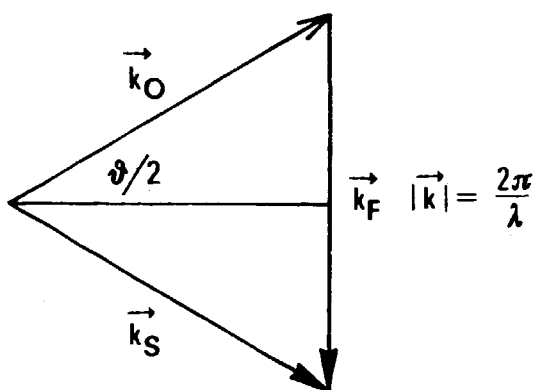


Fig. 1 Rappresentazione vettoriale dell'interazione di un'onda e.m. con vettore d'onda \vec{k}_0 con un'onda di densità del plasma con vettore d'onda \vec{k}_F . La radiazione diffusa ha vettore d'onda \vec{k}_S .

Thomson possa costituire un metodo di misura della temperatura ionica ed elettronica esaminando il parametro di scattering così definito:

$$\alpha = (|\vec{k}_F| \lambda_D)^{-1} \quad (1.1.2)$$

dove λ_D è la lunghezza di Debye del plasma; se $\alpha \ll 1$ e quindi $\lambda_F \ll \lambda_D$, si osservano solo le fluttuazioni di densità elettronica non correlate, cioè dovute essenzialmente ad elettroni liberi (considerati con buona approssimazione tali) e la radiazione diffusa risulta allargata Doppler per il moto termico degli elettroni.

L'allargamento a mezza altezza, vale

$$\Delta\nu = 2|\vec{k}_F|v_e/2\pi \quad (1.1.3)$$

dove v_e è la velocità termica degli elettroni. Poichè è $v_e \sim \sqrt{kT_e/m}$ dove k è la costante di Boltzman T_e ed m rispettivamente la temperatura e la massa elettronica, una stima di detto allargamento porta alla misura di T_e .

Se invece $\alpha \gg 1$ cioè se $\lambda_F \gg \lambda_D$ si osserva il moto correlato degli elettroni perchè l'interazione avviene con gli elettroni dello schermo di Debye degli ioni piuttosto che con elettroni liberi e l'allargamento Doppler relativo osservato è proporzionale alla radice quadrata della temperatura ionica T_i e quindi ne fornisce una

misura sperimentale [7,8,9].

La presenza d'impurezze ioniche e di microtorbolenze nel plasma contribuisce alla diffusione della radiazione e può quindi falsare una misura di temperatura ionica. Senza entrare in dettagli, e per i quali ci riferiamo altrove [8], si può affermare che è possibile rendere trascurabili questi effetti spuri mediante opportuna scelta del parametro α il quale, d'altra parte, condiziona i parametri geometrici dell'esperimento. Si consideri infatti un plasma ad alta temperatura ($T_i \sim 1 \div 10$ keV) e bassa densità ($n \sim 10^{13} \div 10^{14}$ cm⁻³). A questi valori di T_i ed n , λ_D vale circa 0.1 mm.

Usando un laser con $\lambda_0 \simeq 1 \mu\text{m}$ si ha numericamente per la condizione di scattering collettivo $\alpha > 1$

$$\lambda_D < \frac{\lambda_0}{4\pi \sin \theta / 2} \simeq \frac{1 \times 10^{-3}}{4\pi \sin \theta / 2} \text{ da cui:} \quad (1.1.4)$$

$\theta \simeq (9 \cdot 10^{-2})^\circ$. Questo valore di θ è però più piccolo della divergenza naturale del fascio laser. Per non perturbare il rivelatore con i livelli d'intensità del fascio principale occorre dunque effettuare la misura ad angoli più grandi. Si vede anche che è indispensabile adoperare una lunghezza d'onda maggiore usando, come sorgente, laser operati nel MIR e nel FIR.

Impiegando, ad esempio, un laser a CO₂ ($\lambda_0 \simeq 10.6 \mu\text{m}$) si può effettuare l'esperimento ad angoli di circa 1° che è molto più grande della divergenza del fascio laser.

La regione del plasma da cui viene raccolto il segnale dall'ottica di uscita ha una lunghezza l che dipende dall'angolo di scattering θ e dalla sezione del fascio π/W_p^2 . La misura della temperatura ionica è mediata su questa lunghezza che rappresenta quindi la risoluzione spaziale della misura stessa. Poiché è $l \simeq 2W_p/\theta$ il valore di l risolto a un grado è confrontabile con l'intero diametro del plasma ma diviene però accettabile facendo l'esperimento a due gradi. Si noti, però, che è necessario un compromesso con la maggior larghezza di banda richiesta al rivelatore quando si effettua la misura ad angoli di scattering maggiori.

Infatti la larghezza spettrale a mezza altezza della radiazione diffusa dal plasma ad angolo θ è

$$\Delta\nu = \frac{2|\vec{k}_F|v_i}{2\pi} = \frac{2v_i}{\lambda_F} \quad (1.1.5)$$

e poiche' a piccoli angoli $|\vec{k}_F| = |\vec{k}_0| \theta$ ovvero $\lambda_F = \lambda_0/\theta$ ed essendo inoltre $v_i = c \sqrt{2T_i/m_i}$ ove con m_i si indica la massa ionica e T_i la temperatura ionica presunta ($T_i \simeq 1.5$ keV), ci si aspetta, esprimendo θ in gradi, una larghezza spettrale $\Delta\nu$ pari a circa 1 GHz per grado.

1.2 La Potenza del Segnale

Le severe richieste sulla NEP del ricevitore hanno origine dal fatto che i livelli di potenza diffusa da plasmi con queste densità, sono molto bassi. Infatti, se P_0 è la potenza del laser, N_e la densità elettronica del plasma, l la lunghezza del volume di scattering, $\Delta\Omega$ l'angolo solido in cui la luce diffusa conserva una coerenza di fase, r_0^2 la sezione d'urto Thomson per la radiazione incidente nel plasma, $S_i(\alpha)$ il fattore di forma integrato per gli ioni, si ha [12], per la potenza P_{OS} diffusa in $\Delta\Omega$, l'espressione

$$P_{OS}/P_0 = N_e l \Delta\Omega r_0^2 S_i(\alpha) \quad (1.2.1)$$

essendo

$$S_i(\alpha) = \frac{\alpha^4}{(1+\alpha^2)(1+2\alpha^2)} \quad \text{risulta} \quad (1.2.2)$$

$$0.17 < S(\alpha) < 0.5 \quad \text{per } 1 < \alpha < \infty \quad (1.2.3)$$

La condizione di coerenza di fase sul fronte d'onda della luce diffusa dal plasma, impone all'angolo solido $\Delta\Omega$ la condizione [13]

$$\Delta\Omega \simeq \lambda_0^2/\pi w_p^2 \quad (1.2.4)$$

dove w_p è il raggio del waist del fascio foccheggiato nel centro del plasma. Per una buona risoluzione in $|\vec{k}_F|$ e' opportuno imporre la condizione che il diametro del waist copra almeno $10 \lambda_F$:

$$2w_p \simeq 10 \lambda_F \quad (1.2.5)$$

Essendo inoltre $r_0 = 2.82 \cdot 10^{-13}$ cm (raggio classico dell'elettrone) $S_i(\alpha) \simeq 0.5$ e nelle nostre condizioni si ottiene

$$P_{OS}/P_O \cong 5 \cdot 10^{-30} N_e \quad (1.2.6)$$

Indicando con γ l'efficienza d'eterodina, la condizione ottimale per un buon rapporto segnale rumore nella rivelazione è che la [14] potenza del segnale elettrico $P_S = \gamma P_{OS}$ sia uguale alla potenza del rumore P_N ossia

$$P_S = P_N = NEP \Delta\nu \quad (1.2.7)$$

da cui si ottiene per $\Delta\nu = 1.3$ GHz, assumendo una NEP di $3 \cdot 10^{-19}$ W/Hz ed una densità del plasma $N_e = 10^{14}$ cm⁻³:

$$\gamma P_O \simeq 1 \text{ MW} \quad (1.2.8)$$

Considerando poi che una parte del fascio è prelevata per la diagnostica del fascio stesso, che vi sono gli effetti di trasmissione della finestra e di altri componenti ottici ed una perdita di segnale sul mixer, è ragionevole supporre necessario un fascio di 4-5 MW.

Questa potenza per la durata di 1 μ s autorizza, come vedremo, a prevedere un Post Detection SNR [14] di qualche unità per valori d'efficienza d'eterodina di alcuni decimi.

CAPITOLO II

2.1 La Tecnica di Rivelazione in Eterodina

Per analizzare uno spettro di frequenza ottiche con l'eterodina si fa incidere sul mixer il segnale sovrapposto ad un fascio unimodale di riferimento (oscillatore locale).

Lo spettro della fotocorrente generata contiene tutti i termini di battimento fra il campo ottico monocromatico dell'oscillatore locale e quello dello spettro ottico in esame. Nell'Appendice A si dimostra che nel caso in cui, come nel nostro esperimento, la frequenza dell'oscillatore locale coincide con la frequenza centrale dello spettro del segnale e quest'ultimo è simmetrico, lo spettro della fotocorrente è la replica di quello ottico centrato sull'origine delle frequenze intermedie. L'allargamento dello spettro ottico è dunque misurabile indirettamente sullo spettro di fotocorrente se la larghezza di banda del rivelatore è almeno la metà di quella della densità spettrale del segnale in ingresso.

2.2. La Sensibilità del Rivelatore

Valutiamo ora il minimo segnale rivelabile con questa tecnica, impegnando, come nell'esperimento STI, un rivelatore AIL-EATON.

Siano \vec{E}_S ed \vec{E}_L i campi ottici del segnale e dell'oscillatore locale, con ampiezze rispettive E_{OS} ed E_{OL} , frequenze angolari ω_S e ω_L , potenze P_S e P_L . La fotocorrente (Appendice B) ha un termine in continua i_{DC} dato da

$$i_{DC} = \beta E_{OS} E_{OL} \cos \Delta \omega t \quad (2.2.2)$$

Nell'ipotesi in cui la potenza dell'oscillatore locale sia molto maggiore della potenza del segnale cioè $P_L \gg P_S$ si può scrivere la fotocorrente quadratica IF in funzione della componente DC:

$$i_{IF}^2 = 2 i_{DC}^2(\omega) P_S/P_L \quad (2.2.3)$$

e scrivendo i_{DC} in funzione di P_L come:

$$i_{DC}(\omega) = \frac{ne \tau}{h\nu T_R} P_L (1+i\omega\tau)^{-1} \quad (2.2.4)$$

con

η = efficienza quantica del rivelatore

τ = vita media dei portatori di carica maggioritari

ω = frequenza angolare IF

T_R = tempo di transito dei portatori del fotoconduttore

si ottiene:

$$\bar{i}_{IF}^2 = (\eta e/h\nu)^2 (\tau/T_R)^2 P_L P_S (1+\omega^2\tau^2)^{-1} \quad (2.2.5)$$

Per ottenere un'espressione dello SNR del rivelatore si considerano le principali sorgenti di rumore in un fotoconduttore

$$\bar{i}_{GR}^2 = \frac{4eI\mu\Delta V}{L^2(1+\omega^2\tau^2)} P_{bias} \quad \begin{array}{l} \text{Rumore generazione/} \\ \text{/ricombinazione} \end{array} \quad (2.2.6)$$

$$\bar{I}_k^2 = \frac{4kT_M \Delta v}{R} \quad \text{Rumore termico} \quad (2.2.7)$$

$$\bar{I}_{IF}^2 = \frac{4kT'_{IF} \Delta v}{R} \quad \text{rumore dell'amplificatore IF} \quad (2.2.8)$$

dove

Δv = larghezza di banda

μ = mobilità dei portatori di carica

L = distanza degli elettrodi

P_{bias} = potenza elettrica di polarizzazione

T_M = temperatura fisica del rivelatore

R = resistenza del rivelatore quando è presente la P_{bias}

T'_{IF} = temperatura di rumore risultante dalla combinazione matching-network amplificatore

Il valore quadratico medio della corrente totale di rumore è:

$$\bar{I}_T^2 = \bar{I}_R^2 + \bar{I}_{IF}^2 + \bar{I}_{GR}^2 \quad (2.2.9)$$

da questa si ottiene l'espressione generale del rapporto segnale-rumore e della NEP del rivelatore:

$$\begin{aligned} \frac{S}{N} &= \frac{\bar{I}_{IF}^2}{\bar{I}_T^2} = \frac{P_S}{(2hv/\eta) \cdot \Delta v \{1 + k(T_M + T'_{IF})/eV\} (T_R/T) (1 + w^2 \tau^2)} = \\ &= \frac{P_S}{NEP \cdot \Delta v} \end{aligned} \quad (2.2.10)$$

con V = tensione di polarizzazione, ove si è posto

$$NEP = \frac{2hv}{\eta} \cdot \left[1 + \frac{k(T_M + T'_{IF})}{eV} \frac{T_R}{T} (1 + w^2 \tau^2) \right] \quad (2.2.11)$$

Il valore minimo teorico che può avere la noise equivalent

power per un fotoconduttore con un'efficienza quantica di 0.5 è:

$$2h\nu/\eta \simeq 4h\nu = 0.8 \cdot 10^{-19} \text{ W/Hz} \quad (2.2.12)$$

La Fig. 2 mostra la NEP del ricevitore misurata nell'intervallo della frequenza intermedia che va da 300 a 1400 MHz. Dal confronto dei valori sperimentali con l'espressione ricavata per la NEP, si vede che il secondo termine che descrive l'effetto termico sul mixer e quello del rumore del primo amplificatore porta un contributo al rumore pari a soltanto due o tre volte il limite quantistico sull'intera banda di frequenza intermedia.

CAPITOLO III

3.1 Il Ricevitore Eterodina

La potenza attesa del segnale è, come visto precedentemente, dipendente linearmente dalla densità del plasma. Per valori di $N_e = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ e per impulsi da 1 MW la potenza del segnale vale $P_{OS} \cong 0.5 \text{ nW}$ e la relativa distribuzione spettrale è di 1 GHz ad 1° , e 1.6 GHz a 1.6° . Per misurare segnali ottici con così bassi valori di densità spettrale di potenza (vedi anche Cap. II) è necessario impiegare rivelatori eterodina operati a bassa temperatura con sensibilità al limite quantistico.

Per questo esperimento è stato utilizzato un ricevitore della AIRBORNE INSTRUMENTS LABORATORY (AIL) della Eaton Corporation, N.Y. [15] il quale impiega come sensore un'elemento fotoconduttore di Germanio attivato con rame e coattivato con antimonio, con una superficie di $250 \times 250 \mu\text{m}^2$. Il sensore, con la sua rete d'adattamento d'impedenza che lo collega ad un preamplificatore a basso rumore, è raffreddato a 4°K . La Tavola 1 precisa alcuni dati tecnici di questo rivelatore.

L'uscita del preamplificatore a banda larga è inviata all'ingresso dell'analizzatore multicanale (Fig. 3) composto da una batteria di filtri, con larghezza di banda di 100 MHz ciascuno e con frequenze centrali progressivamente crescenti in modo da coprire la gamma di frequenze da 200 MHz a 1400 MHz con 12 canali.

Solo 8 di questi canali filtrati sono stati utilizzati nel nostro esperimento, poichè non si prevedeva in questa fase della misura

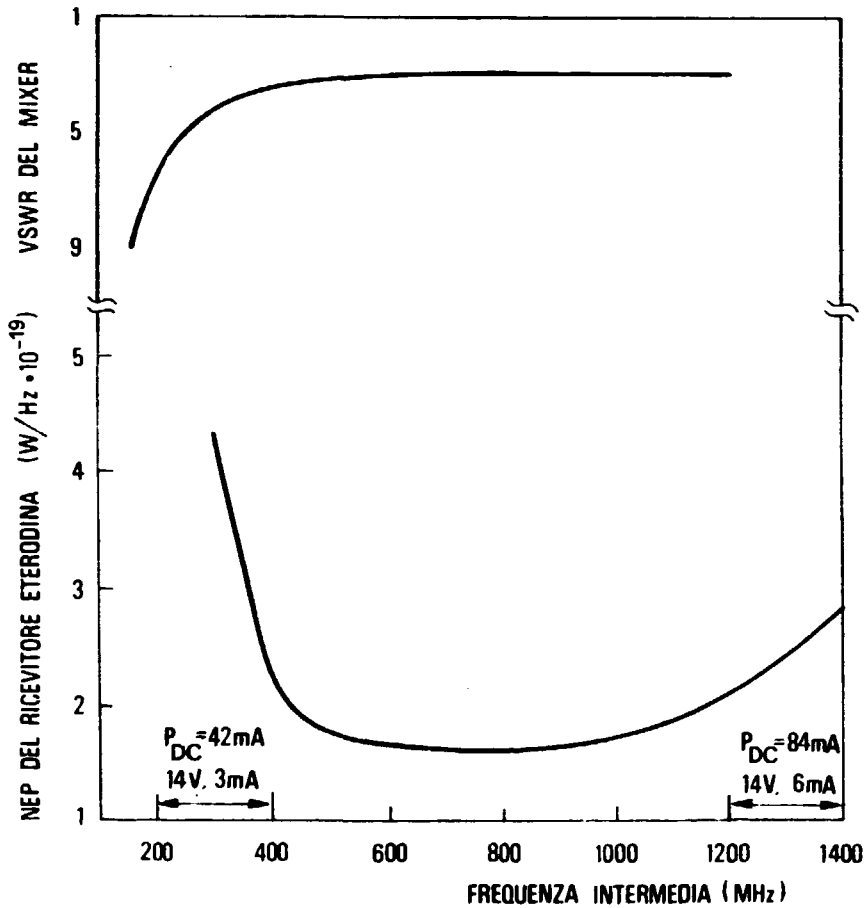


Fig. 2 Sensibilità misurata ed effetto della rete di adattamento per il ricevitore EATON AIL MOD 1400

TAVOLA 1

Caratteristiche del Rivelatore AIL Mod 1400

- Sensibilità del ricevitore (300 MHz → 1400 MHz)	$NEP \leq 2 \cdot 10^{-19} \text{ W/Hz}$
- Potenza di Bias su mixer (-14 V, 6 mA DC)	$P_{DC} = 84 \text{ mW}$
- Guadagno del preampl. RF (100 MHz → 1400 MHz)	= 31 dB
- Figura di rumore del preampl. RF	= 2.8 dB
- Uscita del preampl. RF	= + 5 dB
- Capacità Dewar elio liquido	= 2 litri
- Autonomia	= 6 h
- Alimentazione	+ 15 V 65 mA ± 18 V 50 mA

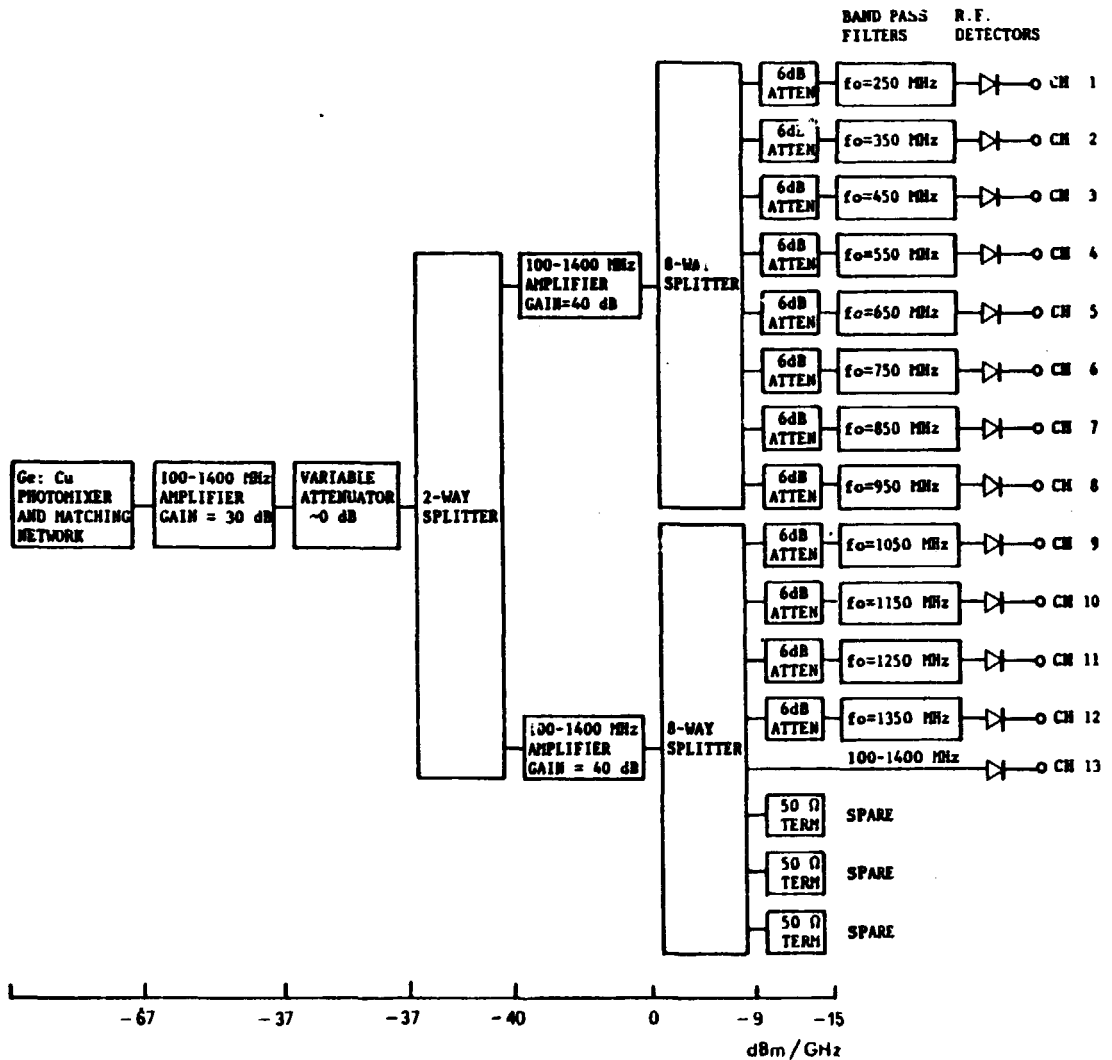


Fig. 3 Il ricevitore eterodina: livelli di rumore sui canali. Il livello di rumore a valle dei filtri è di -26 dBm/100 MHz

uno spettro di fotocorrente con frequenze intermedie superiori a 1000 MHz.

Su un tredicesimo canale a larga banda (100 ÷ 1400 MHz), previsto per calibrazioni a monitoraggio, viene invece presentato tutto lo spettro di fotocorrente.

All'uscita di ciascun canale un diodo RF provvede a rettificare il segnale il quale, amplificato, integrato e memorizzato a breve termine, viene inviato ad un serializzatore. Da quest'ultimo, tramite un amplificatore di adattamento linea, giunge ad un convertitore ana-

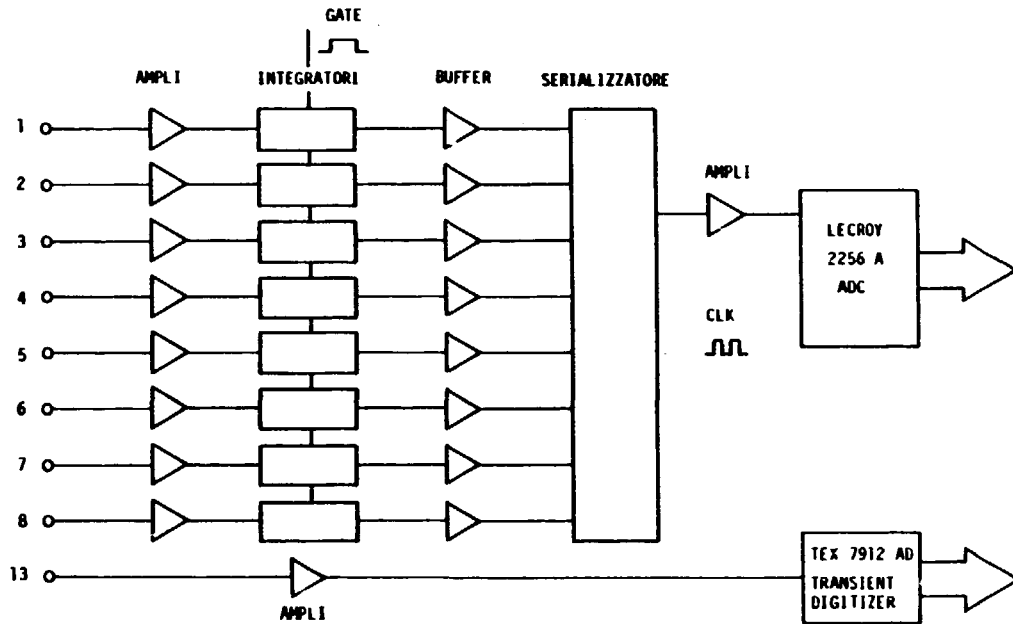


Fig. 4 Schema della catena di amplificazione, integrazione e serializzazione del segnale

logico/digitale (LECROY MOD. 2256 A). I livelli dei segnali in transito, sono ottimizzati alla sensibilità dell'ADC (Fig. 4). Il segnale IF che proviene dal canale a banda larga (il tredicesimo) è invece inviato direttamente ad un sistema veloce (TEKTRONIX MOD. 7912 AD) e da qui, all'acquisizione dati.

I livelli di potenza del rumore elettrico del mixer sui vari punti della catena di amplificazione (Fig. 3) sono indicati sulla scala in basso e sono riferiti ad una NEP del mixer pari a $2 \cdot 10^{-19}$ W/Hz. All'uscita di ogni canale si è misurato un rumore di $50 \mu V_{\text{eff}}$ su 50Ω , in accordo con le caratteristiche di trasferimento del diodo e che equivale al segnale generato da un flusso di circa 10 fotoni/secondo x Hz incidenti sul mixer.

3.2 Calibrazione del Ricevitore

Il ricevitore è stato calibrato usando come sorgente nota un radiatore nero alla temperatura $T = 1273$ °K. Il metodo usato per misurare la NEP consiste nella misura del SNR mediante eterodina

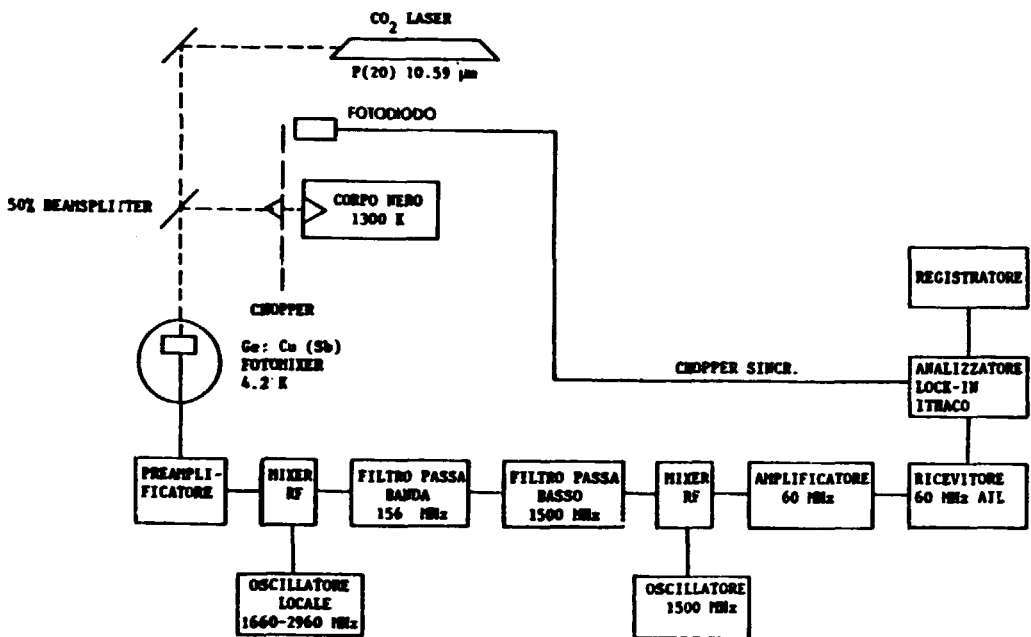


Fig. 5 Apparecchiatura per la misura della NEP del ricevitore eterodina

ottica; impiegante come oscillatore locale un laser a CO₂ unimodale.

La Fig. 5 mostra l'apparato con il quale vengono ricavati, per le varie frequenze di ciascun canale, i valori del SNR che permettono la misura della sensibilità del ricevitore mediante la formula (Appendice C):

$$NEP(\nu) = \frac{h\nu\alpha\sqrt{\tau\Delta\nu}}{SNR(\nu)[e^{h\nu/kT} - 1]} \quad (3.2.1)$$

dove τ è il tempo d'integrazione dopo la rivelazione, α è la trasmissione ottica del diplexer, $\Delta\nu$ è la larghezza di banda del canale di misura. Nella misura di sensibilità effettuata è:

$$\tau = 1.25 \text{ sec.}; \quad \alpha = 0.22; \quad \Delta\nu = 2.1 \text{ MHz}; \quad T = 1273 \text{ }^\circ\text{K}$$

per cui:

$$NEP = \frac{3.48 \cdot 10^{-18}}{SNR} \text{ W/Hz} \quad (3.2.2)$$

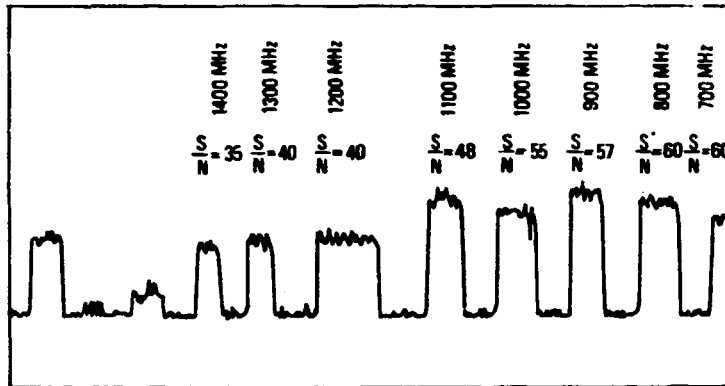


Fig. 6 Segnale per la calibrazione del ricevitore eterodina con uno spettro di corpo nero ($T = 1273 \text{ }^\circ\text{K}$)

Selezionando la frequenza intermedia mediante l'oscillatore locale di seconda conversione (1660-2960 MHz) viene alternativamente interrotto ed attivato il segnale di corpo nero che incide sul rivelatore. In questo modo si ottiene una registrazione come quella di Fig. 6 che mostra il segnale ottenuto quando la radiazione raggiunge il miscelatore, ed il rumore che si misura nel caso contrario sul livello di fotocorrente oscura. Dal loro rapporto si risale alla $NEP(v)$ attraverso la 3.2.2. I risultati ottenuti col mixer polarizzato al punto di lavoro ottimale sono mostrati nella Fig. 2.

3.3 L'efficienza di Eterodina

Il valore del rapporto segnale rumore in questo tipo di rivelazione è fortemente influenzato dal modo con cui il segnale ed il fascio dell'oscillatore locale vengono foccheggiati sulla superficie del mixer. Un'importante causa di limitazione di questa tecnica risiede nella criticità dell'allineamento e del matching degli spots dei due fasci con la superficie del rivelatore (mixer). Spesso il rapporto segnale-rumore nelle particolari condizioni sperimentali, è basso per gli effetti cumulativi di alcuni tipi di disallineamento.

Il rapporto tra l'SNR reale e quello ideale, si chiama efficienza di eterodina.

Takenaka et al. [16] hanno eseguito un'analisi numerica su alcuni tipi d'errori di foccheggiamento che ci permettono di valutare le precauzioni da adottare nel sistema ottico di raccolta del segnale

e di stimare il fattore di degradazione dello SNR dovuto all'effetto cumulativo di questi errori nelle condizioni ambientali del nostro esperimento.

Come esempio riporteremo alcuni valori dell'efficienza desunti dalla Ref. 16 nel caso di due fasci laser gaussiani (segnale e oscillatore locale) foccheggiati su un rivelatore di raggio a . Gli errori esaminati sono trattati separatamente per motivi di semplicità e l'errore complessivo dovuto alla presenza simultanea dei vari fattori, è valutato come il prodotto dei singoli contributi.

3.4. Errore di Disadattamento

Siano W_S e W_L i raggi del waist dei due fasci laser gaussiani, l'errore di disadattamento si ha quando $W_S \neq W_L \neq a$. Si supponga che i due fasci siano coassiali e che i centri delle rispettive spots e della superficie del rivelatore coincidano. L'efficienza ha un valore massimo quando $W_S = W_L$ e quando $1 < a/W_S < 2$, ma diminuisce rapidamente quando a/W_S diviene inferiore all'unità. E' da notare che nel calcolo dell'ottica di raccolta del segnale è bene imporre la coincidenza della spot del fascio con l'area del rivelatore, ma se la lente non è veramente diffraction limited, i valori reali di a/W_S diventano sensibilmente inferiori. Per un valore $a/W_S = 0,5$ l'efficienza d'eterodina scende a valori inferiori al 40%.

3.5 Errore di Fuoco

Si ha quando il waist del segnale o dell'oscillatore locale giace su un piano non coincidente con quello che contiene la superficie del rivelatore.

Per valutare l'effetto sull'efficienza d'eterodina supponiamo, ad es., che i due fasci ed il rivelatore siano coassiali con $W_S = W_L = a$. Se il waist del segnale è ad una distanza d dalla superficie del rivelatore, assumendo come unità di misura per l'errore di fuoco un valore pari alla profondità di campo $2\Delta z$ dell'ottica (Appendice D), si ha $\gamma \leq 70\%$ per $d > 2\Delta z$.

Nella nostra situazione sperimentale la profondità di campo è di circa 3 mm.

3.6 Errore di Offset

Si ha quando il centro della spot focale non coincide con quello dell'oscillatore locale sul rivelatore.

Supponiamo ora $W_S = W_L = a$, e che non vi siano errori di fuoco, che la spot focale dell'oscillatore locale sia centrata sul rivelatore ma che ci sia un'offset δ (distanza tra i centri) tra le due spots focali sul piano del rivelatore. In questo caso l'efficienza è del 60% per un'offset $\delta = a/2$ e scende al 20% per $\delta = a$. Se inoltre la lente non è diffraction limited e, ad es., il diametro della spot del segnale è il doppio di a , i valori corrispondenti dell'efficienza d'eterodina valutati sopra, scendono ancora rispettivamente al 30% ed ad alcune unità per cento.

L'errore di offset è il più pericoloso in un esperimento come quello descritto a causa delle sia pur lievi ma inevitabili deformazioni del vessel durante lo shot che provocano un leggero movimento dello specchio di rinvio interno alla macchina.

Dalla misura a diverse quote dello spostamento che il fascio principale subisce durante la fase d'accensione del plasma, è risultato che l'errore di offset in quasi tutti i rilevamenti osservati si mantiene inferiore al valore $\delta = 130 \mu\text{m} \approx a$, e che l'efficienza d'eterodina con lenti diffraction limited come nel nostro caso, è valutabile intorno al 20%.

3.7 Errore di Tilt

Si ha quando l'asse del fascio del segnale forma un'angolo θ con quello dell'oscillatore locale.

Sempre con $W_S = W_L = a$, l'efficienza è inferiore al 70% per un valore $k\theta a \geq 1$ ($k = 2\pi/\lambda$; $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$; $\theta = 1^\circ$, $a = 120 \mu\text{m}$). Questo errore è per noi poco importante poichè il valore di θ con il quale viene eseguito l'allineamento del sistema ottico ha un massimo consentito di 3 mrad corrispondenti ad un'efficienza di eterodina dell'80%.

Come detto precedentemente, c'è un'effetto cumulativo degli errori che incidono sull'efficienza d'eterodina e che alcuni di essi, come ad es. quello di offset, variano tra una misura e l'altra; conseguentemente l'efficienza varia tra uno shot e l'altro mantenendosi su valori lontani dall'unità.

Noi stimiamo che l'efficienza di rivelazione abbia conservato nella grande maggioranza delle misure acquisite nell'arco di tutto l'esperimento un valore globale del 10%.

CAPITOLO IV

4.1. IL Sistema Laser Tandem

Il sistema usato è composto da due generatori; un'oscillatore ibrido per l'impulso sonda ad alta potenza ed un laser ad onda continua per il fascio gaussiano unimodale che serve come oscillatore locale nella rivelazione eterodina del segnale.

I mezzi attivi sono montati su un unico bancale di granito alle cui estremità due spalle dello stesso materiale (una di queste sospesa su cuscino d'aria), sostengono gli specchi dei due risonatori gemelli. La lunghezza di questi ultimi è stabilizzata passivamente mediante quattro barre di INVAR (ϕ 20 mm) connesse alle spalle con compensatori di dilatazione termica in ottone. Le barre sono isolate acusticamente e termicamente con dei manicotti AF ARMAFLEX.

Il riflettore parziale dell'oscillatore locale è sostenuto da un traslatore piezoelettrico pilotato dal segnale ottenuto dal battimento dei due fasci ad onda continua che incidono su di un rivelatore inserito in un circuito chiuso di servocontrollo. Questo traslatore provvede alla correzione delle variazioni della differenza della lunghezze di cavità compensando l'effetto delle variazioni termiche ambientali e tenendo così agganciate la frequenza dell'oscillatore locale a quella del fascio principale (sistema laser tandem).

La turbolenza dell'aria causa piccole variazioni dell'indice di rifrazione della medesima; queste provocano variazioni di frequenza dei modi longitudinali dei due risonatori. Per minimizzare tali effetti, tutti i percorsi ottici interni del sistema, sono racchiusi in tubi di perspex connessi mediante manicotti flessibili.

La Fig. 7 mostra l'effetto del controllo sulla stabilità del sistema quando sono attive soltanto le due sezioni continue. In Fig. 7a è indicata la variazione temporale della frequenza intermedia senza controllo, in Fig. 7b l'effetto dell'inserimento di quest'ultimo.

La stabilità delle frequenze ottiche generate è migliore di 10^{-10}

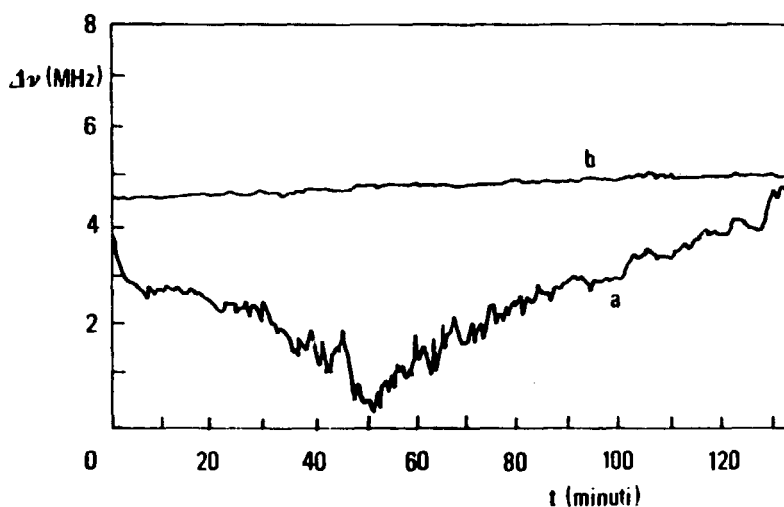


Fig. 7 Stabilità della frequenza di battimento fra i due modi longitudinali dei risonatori. La curva a) mostra le variazioni della frequenza intermedia misurata sul sistema laser tandem con la sola stabilizzazione passiva con barre di Invar e compensatori. La curva b) mostra l'effetto dell'inserimento della stabilizzazione attiva. Entrambe le misure sono state effettuate in ambiente non termostato senza particolari interventi di insonorizzazione.

per minuto.

E' stata misurata anche la variazione di frequenza dei fasci durante l'accensione della sezione TEA dell'oscillatore ibrido. La scarica sul volume attivo del TEA provoca una variazione dell'indice di rifrazione del gas e una conseguente variazione del cammino ottico all'interno del risonatore principale. Il massimo chirping della frequenza intermedia osservato durante la scarica è però limitato a qualche per cento, quindi trascurabile. La foto di Fig. 8 mostra la frequenza di battimento dei due fasci, immediatamente prima e durante l'azionamento della sezione TEA.

4.2 I Risonatori del Sistema Laser Tandem

Per questo tipo d'impiego i risonatori devono essere disegnati in modo da soddisfare ai requisiti seguenti [17]:

- 1) La divergenza del fascio deve essere quanto più possibilmente bassa, al fine di permettere un corretto foccheggiamento con un'ottica relativamente semplice e per minimizzare la stray light sul mixer



Fig. 8 Misure di stabilità durante lo sparo del TEA

che è posto vicino all'asse del fascio stesso.

2) Il raggio W_0 del waist del fascio d'uscita del risonatore deve essere abbastanza grande affinché il volume attivo utile per l'amplificazione permetta i livelli di 4 o 5 Joule previsti per l'esperimento.

3) Un solo modo deve oscillare in ambedue i risonatori e le frequenze devono essere "agganciate", come prima visto in modo che la differenza $\Delta\nu$ generata sia trascurabile rispetto alla larghezza di banda di un canale di misura. Nel nostro sistema $\Delta\nu$ può essere fissato esternamente in valori compresi tra 0.1 e 10 MHz.

4) Il segnale ed il fascio dell'oscillatore locale devono essere linearmente polarizzati sullo stesso piano quando incidono sul mixer.

Per generare un solo modo longitudinale la lunghezza L del risonatore deve rispettare la condizione $L \lesssim c/2\Delta\nu$ ove $\Delta\nu$ è la larghezza Doppler della riga di guadagno della sezione ad onda continua a bassa pressione ($\Delta\nu \approx 50$ MHz).

I due risonatori sono identici e di tipo emiconfocale. L'elemento di uscita è un riflettore parziale di Ge ($T=70\%$) e quello di rinvio è un reticolo di diffrazione concavo che permette l'accordo sulla riga comune prescelta (nel nostro caso la P20).

Per ottenere invece un solo modo trasversale è stato usato un alto valore nel rapporto delle perdite per passo dei modi 01 e 00. Rapporti del valore di circa 20 si ottengono con un numero di Fresnel del risonatore $N = W_0^2/L\lambda$ compreso fra 0.8 ed 1. Scelto il valore 0.9 per questo numero, per $L = 300$ cm e $\lambda = 10.6$ μm si ottiene $W_0 \simeq 0.53$ cm.

Poichè il raggio del waist W_0 è legato ai parametri R e L del risonatore emifocale dalla relazione

$$W_0 = \sqrt{\lambda L/\pi} (R/L - 1)^{1/4} \quad (4.2.1)$$

Si deduce, per il raggio di curvatura dei reticoli di diffrazione il valore di $R=25$ m. Il semiangolo di divergenza nel far field è

$$\theta = \lambda/\pi W_0 = 0.64 \text{ mrad} \quad (4.2.2)$$

ed il range di Rayleigh del risonatore è

$$r_R = \pi W_0^2/\lambda = 830 \text{ cm} \quad (4.2.3)$$

con un fattore di stabilità

$$g_1 \cdot g_2 = 1 - L/R = 0.9 \quad (4.2.4)$$

4.3 Mezzi Attivi

I due tubi di scarica ad onda continua sono identici e riempiti con una miscela attiva a bassa pressione (1 CO₂, 1 N₂, 8 He). Ciascun tubo ha un diametro interno di 25 mm, volume attivo di lunghezza pari a 80 cm ed è chiuso alle estremità con due finestre di ZnSe all'angolo di Brewster. Il raffreddamento è assicurato da una circolazione d'acqua all'esterno dei tubi i quali alla pressione di 10 mbar e percorsi da una corrente stabilizzata sul valore di 15 mA, erogano sulla riga P20 un fascio monomodo di circa 7 W.

La sezione TEA dell'oscillatore ibrido consiste di un Lumonics mod. K921 con un volume attivo di 2.3x3x50 cm³ preionizzato mediante due unità flash U.V. disposte in simmetria assiale sul piano equidistante dagli elettrodi di Rogowsky. La miscela è arricchita in N₂ per aumentare la durata dell'impulso [18]. L'energia in uscita è di circa 100 mJ monomodo, con durata 1.5 μs . L'amplificazione di questo

impulso è ottenuta con due sezioni TEA (lunghezza 100 cm) su doppio passo (2 LUMONICS MOD. K922 appositamente modificati per un'apertura di $4 \times 3 \text{ cm}^2$ e con un raddoppio dell'energia di pompa). Così facendo, la linea completa di alta potenza è capace di erogare impulsi monomodo amplificati sino a livelli d'energia di 5 Joule con durata circa 1 μs e con divergenza molto piccola. Nella Tavola 2 sono riportate le caratteristiche tecniche degli elementi Lumonics impiegati.

CAPITOLO V

5.1 L'Ottica di Foccheggiamento del Fascio nel Plasma

Lo schema dell'ottica di foccheggiamento nel centro del plasma e quella di raccolta del segnale sul mixer è mostrato dalla Fig. 9. La lente di focale f_1 foceggia il fascio laser al centro P del plasma, con un waist W_p abbastanza grande da coprire un certo numero di lunghezze d'onda λ_F della fluttuazione di densità del plasma. La lente di focale f_2 deve raccogliere l'onda piana diffusa dal volume di scattering e foceggiarla ancora come un'onda piana sul mixer con un'area focale eguale a quella del mixer stesso.

Nell'esperimento, d_2 e d_3 devono essere più grandi di 4.5 e 1.5 m rispettivamente (in FT la distanza del centro del plasma dalle finestre di accesso è di 1.5 m).

TAVOLA 2

	Specifiche Tecniche TEA Lumonics	
	Mod. K 921	Mod K 922
Lunghezza volume attivo (cm)	50	100
Apertura (cm^2)	2.3×3	4×3 (modif)
Guadagno (P20, % cm^{-1})	4	4
Densità d'energia di saturazione E_s ($\text{mJ} \cdot \text{cm}^{-2}$)	125	125
Energia di pompa (J/litro · atmosfera)	3	3
Jitter temporale [P20] (ns)	~25	~25
Dimensioni (cm)	117(L) \times 46(W) \times 48(H)	200(L) \times 46(W) \times 48(H)
Trigger	+25V su 50 Ω	+25V su 50 Ω

La distanza d_1 del disegno deve essere sufficientemente grande da accogliere gli amplificatori ed è fissata in dipendenza dei valori di f_1 , d_2 , W_0 , W_P .

In Appendice E vengono riportate le formule [19] usate per calcolare i parametri ottici dell'esperimento. La Fig. 10 mostra i diagrammi riferiti ad un foceggiamento ottimale del fascio nel plasma. Essi danno per diversi valori della focale dell'ottica d'ingresso e per valori di angoli di scattering compresi tra 0.5° e 3° , le possibili posizioni della lente relativa al punto P, che focheg-

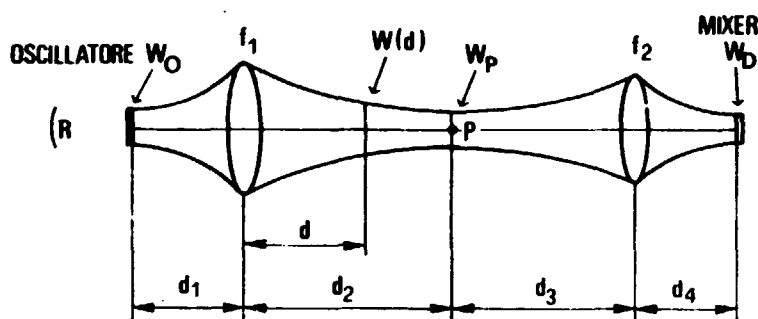


Fig. 9. Schema del sistema telescopico adottato per il foceggiamento del fascio sul centro del plasma e del segnale sul mixer

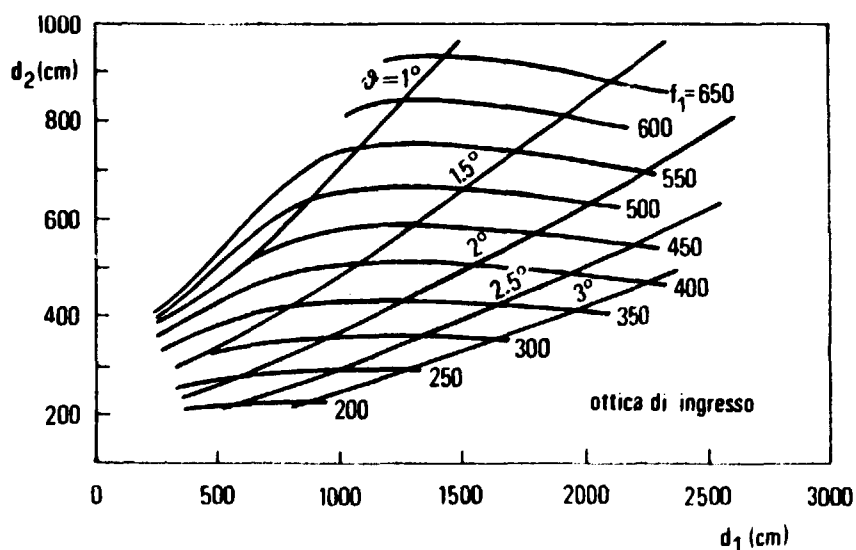


Fig. 10 Parametri di foceggiamento per lunghezze focali dell'ottica di ingresso comprese fra 200 e 650 cm

giano il fascio nel plasma con una spot di diametro $2W_P \approx 10 \lambda_F$. Analogamente, per l'ottica di raccolta del segnale, la Fig. 11 riporta le curve del foccheggiamento ottimale del volume di scattering sul mixer. I parametri W_P , d_3 , d_4 , f_2 , W_D , soddisfano alle equazioni dell'ottica d'ingresso con ovvio cambiamento degli indici. Queste curve permettono di determinare il set di parametri geometrici che consente il foccheggiamento che coniuga il disco di diametro $10\lambda_F$ nel punto P con la superficie del mixer.

Il complesso di queste operazioni sulla posizione delle ottiche, ha come risultato una coniugazione del waist W_0 del fascio dell'oscillatore locale e dell'oscillatore ibrido col raggio W_D del mixer via un valore di W_P nel plasma, pari a $5 \lambda_F$.

Le equazioni in Appendice E servono anche per calcolare i dia-

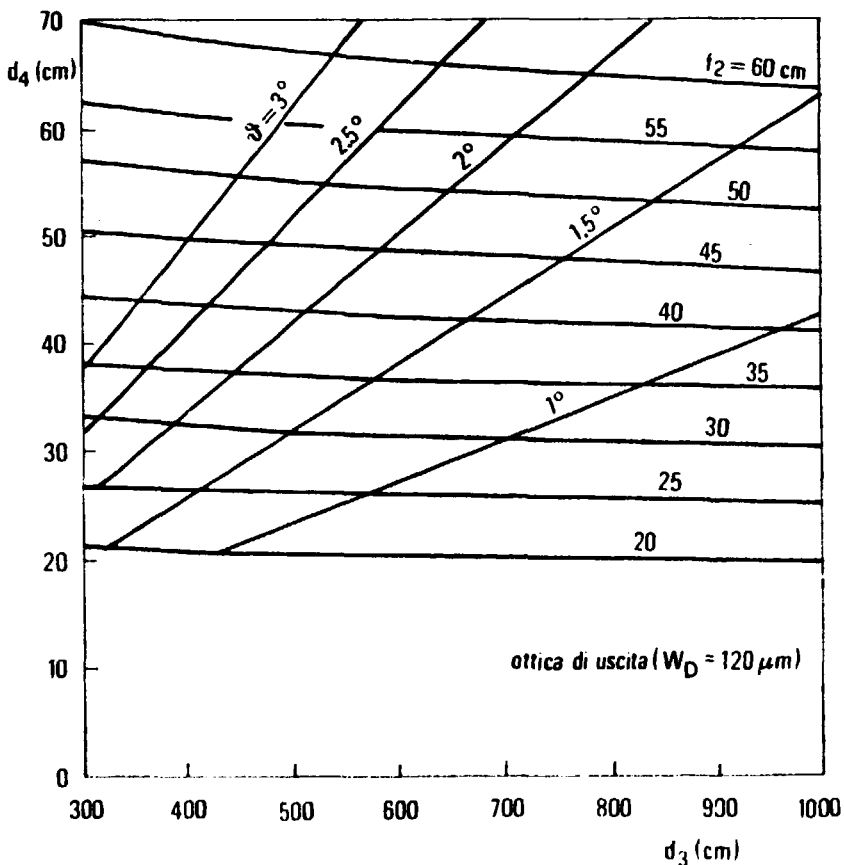


Fig. 11 Parametri di foccheggiamento per l'ottica di uscita per un fascio con un waist di $250 \mu m$ sul mixer e un waist W_P nel plasma di $5 \lambda_F$

metri delle sezioni del fascio sulla finestra d'ingresso ($\phi \sim 8 \text{ mm}$) e d'uscita ($\phi \sim 7 \text{ mm}$).

La densità dell'energia incidente sulle finestre per impulsi di 5 Joule in $1 \mu\text{s}$ è quindi di circa 10 J/cm^2 su quella d'ingresso, e di 12 J/cm^2 per quella d'uscita.

La tavola 3 riporta le principali caratteristiche e le soglie di danneggiamento per le finestre di ZnSe, trattate e non. Ne risulta un ragionevole margine di sicurezza per la massima densità di fascio usata.

5.2 L'Apparato Sperimentale

Uno schema completo è dato in Fig. 12. I due fasci vengono generati dal laser tandem montato sul tavolo di granito A. Il fascio dell'ibrido impulsato è inviato nella catena di amplificazione tramite due specchi S_1 ed S_2 , quest'ultimo aggiustato in modo da far compiere allo stesso, sul percorso S_1, S_2, S_3, L_1 un doppio passo in un piano verticale passante per l'asse del volume di scarica degli amplificatori. Viene poi riflesso da un sistema di due specchi S_4, S_5 su S_m (Fig. 13) e foceggiato nel centro del plasma dalla lente L_1 mostrata in Fig. 12.

TAVOLA 3

Trasmissione di volume (attraverso 7.1 mm)		70% ($8.0 < \lambda < 13 \mu\text{m}$)
Indice di rifrazione ($10.6 \mu\text{m}$)		$n = 2.403$
Indice di rifrazione ($0.6328 \mu\text{m}$)		$n = 2.59$
Coefficiente di assorbimento + diffusione ($1.06 \mu\text{m}$)		0.04 cm^{-1}
Coefficiente di assorbimento ($10.6 \mu\text{m}$)		0.0004 cm^{-1}
Soglia di danneggiamento per impulsi laser ($10,6 \mu\text{m}$)	$\tau=10^{-9} \text{ s}$	1 J/cm^2
	$\tau=10^{-8} \text{ s}$	20 J/cm^2
	$\tau=10^{-6} \text{ s}$	50 J/cm^2
Soglia di danneggiamento per una super- ficie AR coated ($10,6 \mu\text{m}$)	$\tau=2 \cdot 10^{-6} \text{ s}$	$20-40 \text{ J/cm}^2$

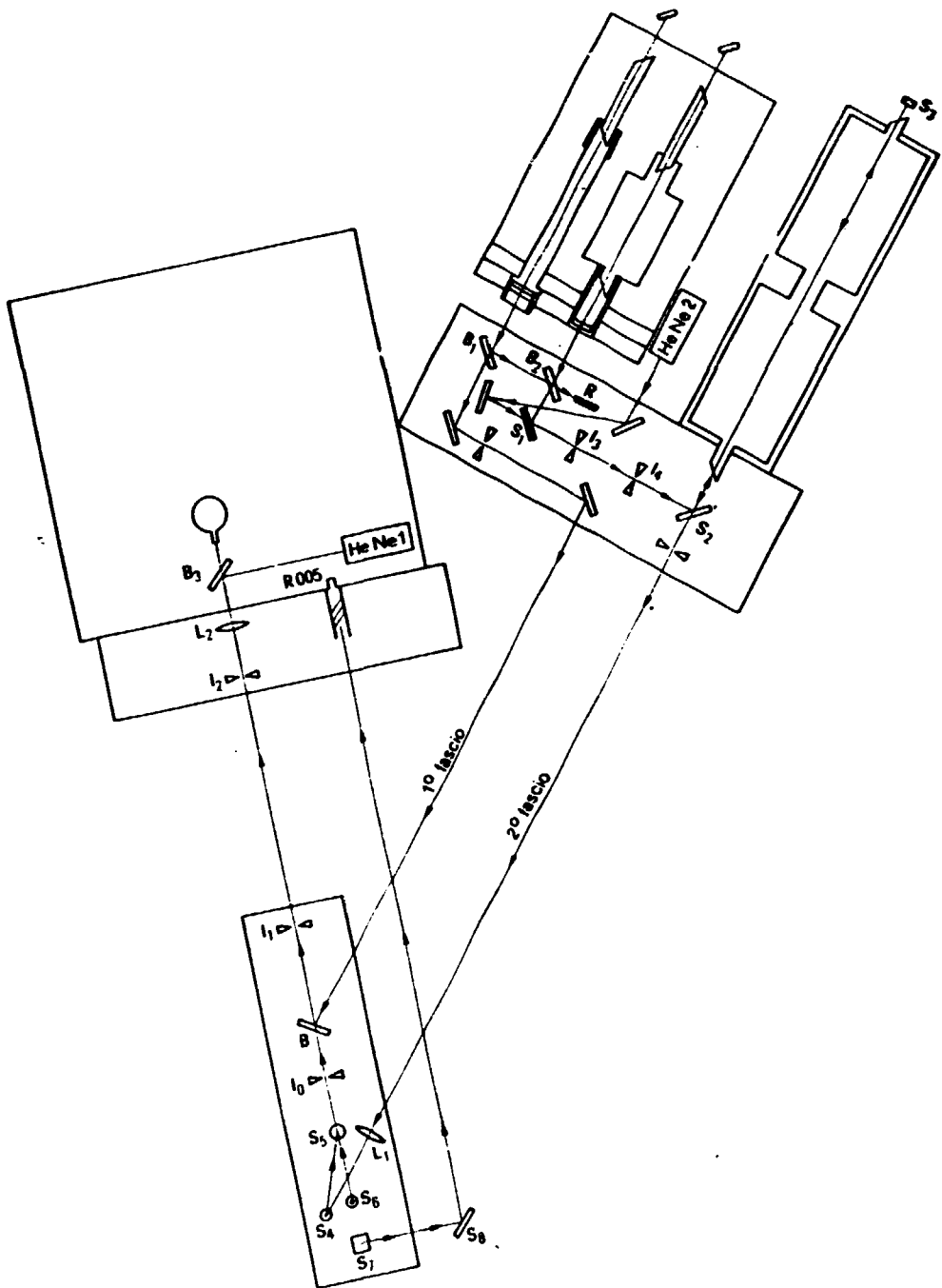


Fig. 12 Schema dell'apparato sperimentale

Il segnale (all'angolo di 1°) viene raccolto tramite S_6 , dalla lente L_2 che lo focchetta sul rivelatore AIL, posto all'interno della

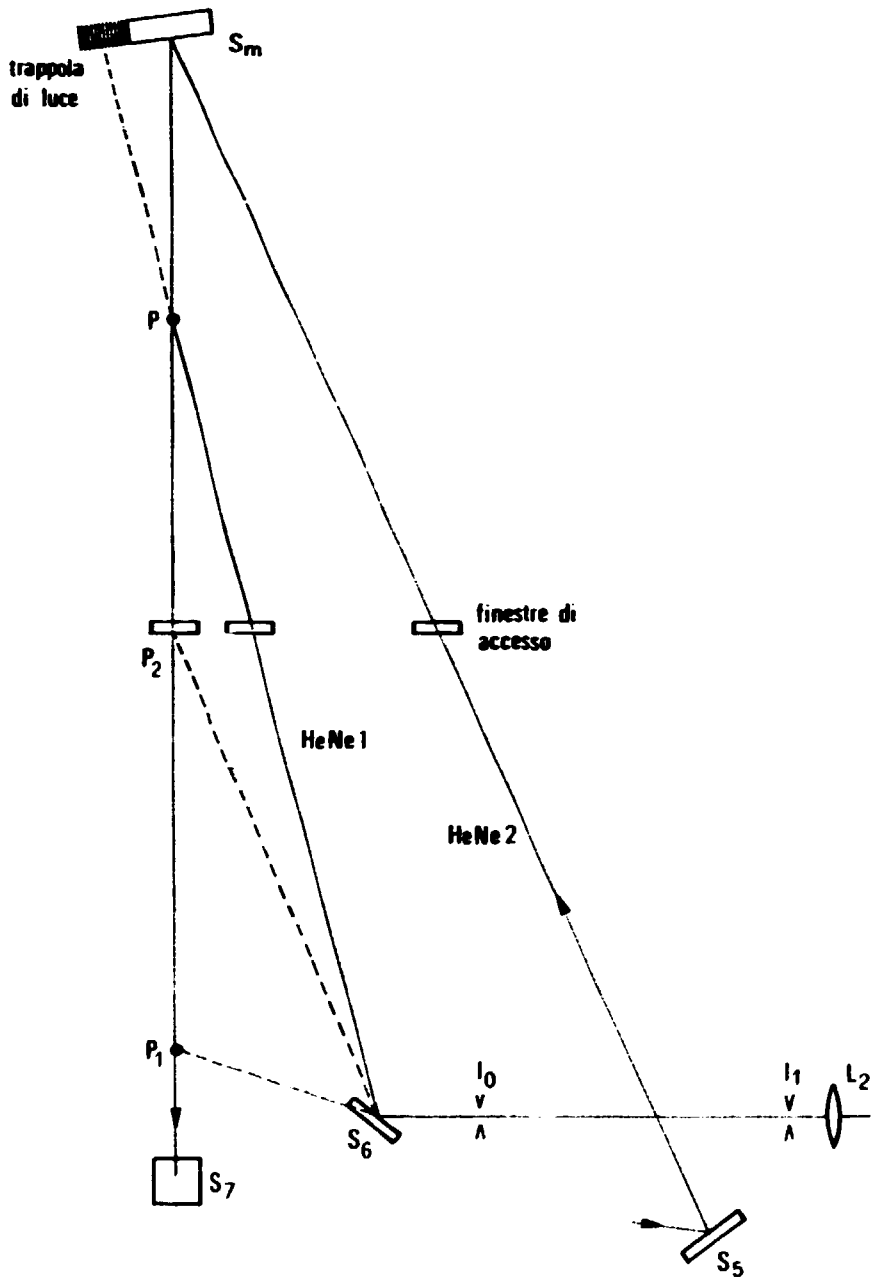


Fig. 13 Schema del sistema ottico che permette l'incrocio dei due fasci HeNe all'interno del plasma

camera schermata.

Il fascio principale emergente dal plasma, viene inviato dagli specchi S_7 e S_8 in un pozzo di spegnimento nel fondo del quale una

sua frazione nota incide su un rivelatore rapido che ne misura la potenza e l'andamento temporale.

L'oscillatore locale tramite gli specchi S_9 e S_{10} ed il beam splitter $B(T=70\%$ ad incidenza normale) giunge sul rivelatore AIL. A valle del diplexer B sia il fascio del segnale che quello dello oscillatore locale sono coassiali entro l'angolo solido definito dalle iridi I_1 ed I_2 e vengono focalizzati sul mixer dalla lente L_2 .

I_1 ed I_2 assicurano l'assenza di errori di tilt ed individuano l'asse ottico di tutto il sistema che è visualizzato mediante il fascio del laser HeNe1 fissato all'interno della camera schermata e che attraversa il punto P del plasma passando per le iridi dopo essere stato riflesso dal beam splitter B_3 .

L'allineamento del fascio principale è eseguito individuandone il percorso mediante un secondo laser HeNe2 solidale al tavolo del sistema tandem. I mezzi rifrattivi interposti sono i componenti ZnSe tutti montati ad incidenza quasi normale e le finestre NaCl degli amplificatori, fissate all'angolo di Brewster in montaggio compensato, per minimizzare l'effetto dei diversi indici di rifrazione sul circuito ottico quando questo è percorso da lunghezze d'onda diverse. Per il test finale vengono usati i due fasci ad onda continua dei risonatori e quello impulsato dell'oscillatore ibrido del quale si controlla, con carta termografica, l'esatto percorso tragiurato dalle iridi I_3 , I_4 e I_5 .

Una frazione dei due fasci ad onda continua viene prelevata, miscelata dai beam splitters B_1 e B_2 ed inviata sul rivelatore R. Il relativo segnale di battimento serve, come si è visto, per controllare il traslatore piezoelettrico T che, oltre a stabilizzare le frequenze ottiche, consente di verificare il funzionamento dei due laser sulla stessa riga.

Le finestre d'accesso al plasma, (ingresso ed uscita del fascio principale e quella d'osservazione della radiazione diffusa) sono montate su di un'unica flangia fissata al di sotto del vessel.

La finestra del segnale consente angoli di misura compresi tra 0.8° e 2.2° .

Una flangia fissata sulla parte superiore porta, al suo interno,

lo specchio S_m (Fig. 13) in rame orientabile con micrometri dall'esterno, posto sulla verticale del centro del plasma. Accanto, centrata sull'asse ottico di raccolta del segnale, è fissata una trappola di luce a lamine annerite con procedimento elettrochimico.

5.3 Sistema di Acquisizione ed Elettronica di Comando

La consistenza e la disposizione dell'elettronica impiegata è mostrata dalle Fig. 14a e 14b mentre i dettagli tecnici relativi al calcolatore ed al software di elaborazione sono descritti in Appendice F.

Le apparecchiature elettroniche necessarie sono dislocate parte in sala sperimentale parte in sala controllo macchina. Si è evitato, inoltre, il sovraccarico del DAS locale, utilizzando un minicalcolatore PDP 11/34 "in line" ma situato in postazione remota (distante circa 200 m) collegandolo al crate CAMAC della sala controllo tramite due cavi coassiali interfacciati da apposite unità di comunicazione ad alta velocità disaccoppiate otticamente. Analogamente e per la stessa via è stato collegato il terminale grafico TEKTRONIX MOD 4107.

Alcune funzioni della fase preparatoria dell'esperimento (es. carica banchi del laser, flussaggio della miscela gassosa ecc.) sono state automatizzate ed asservite ad un impulso di start che si rinnova ad ogni ciclo.

L'ambiente sperimentale è soggetto a forti disturbi di natura magnetica ed elettromagnetica, pertanto sono state adottate precauzioni sulla circuitazione di terra utilizzando optoaccoppiatori nelle linee dei trigger.

Il rumore indotto sulla catena di misura, da questo genere di disturbi, è risultato così del tutto trascurabile.

Un'oscillografo rapido posto in camera schermata serve all'osservazione e alla registrazione fotografica del segnale prodotto dal rivelatore (R005 LABIMEX) con una banda passante di ~ 1 GHz al limite, cioè, della massima risoluzione temporale del rivelatore stesso.

Nella Fig. 15 sono riportati i diagrammi temporali d'acquisizione riferiti all'andamento dei parametri di macchina.

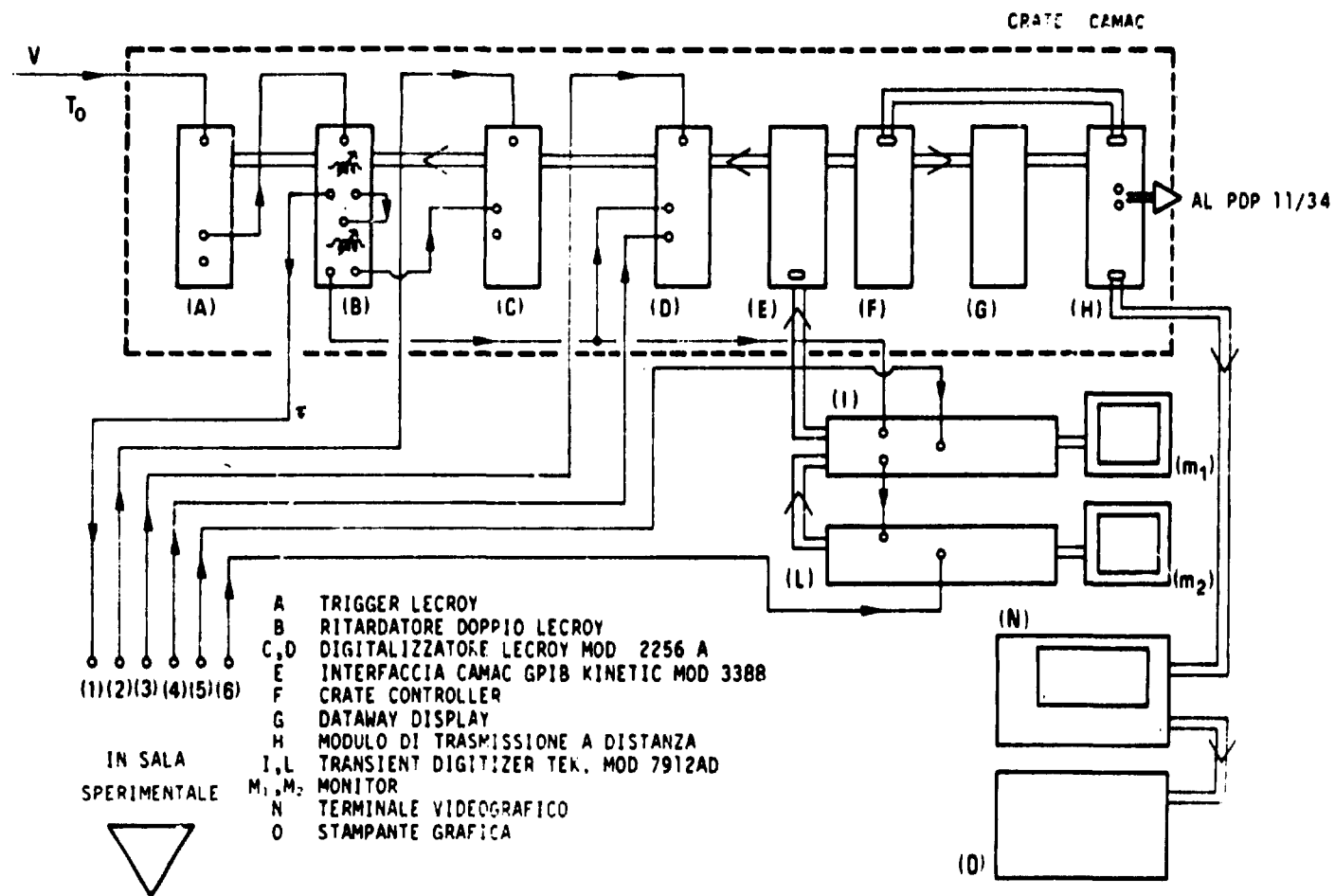


Fig. 14a Disposizione dell'elettronica in sala controllo

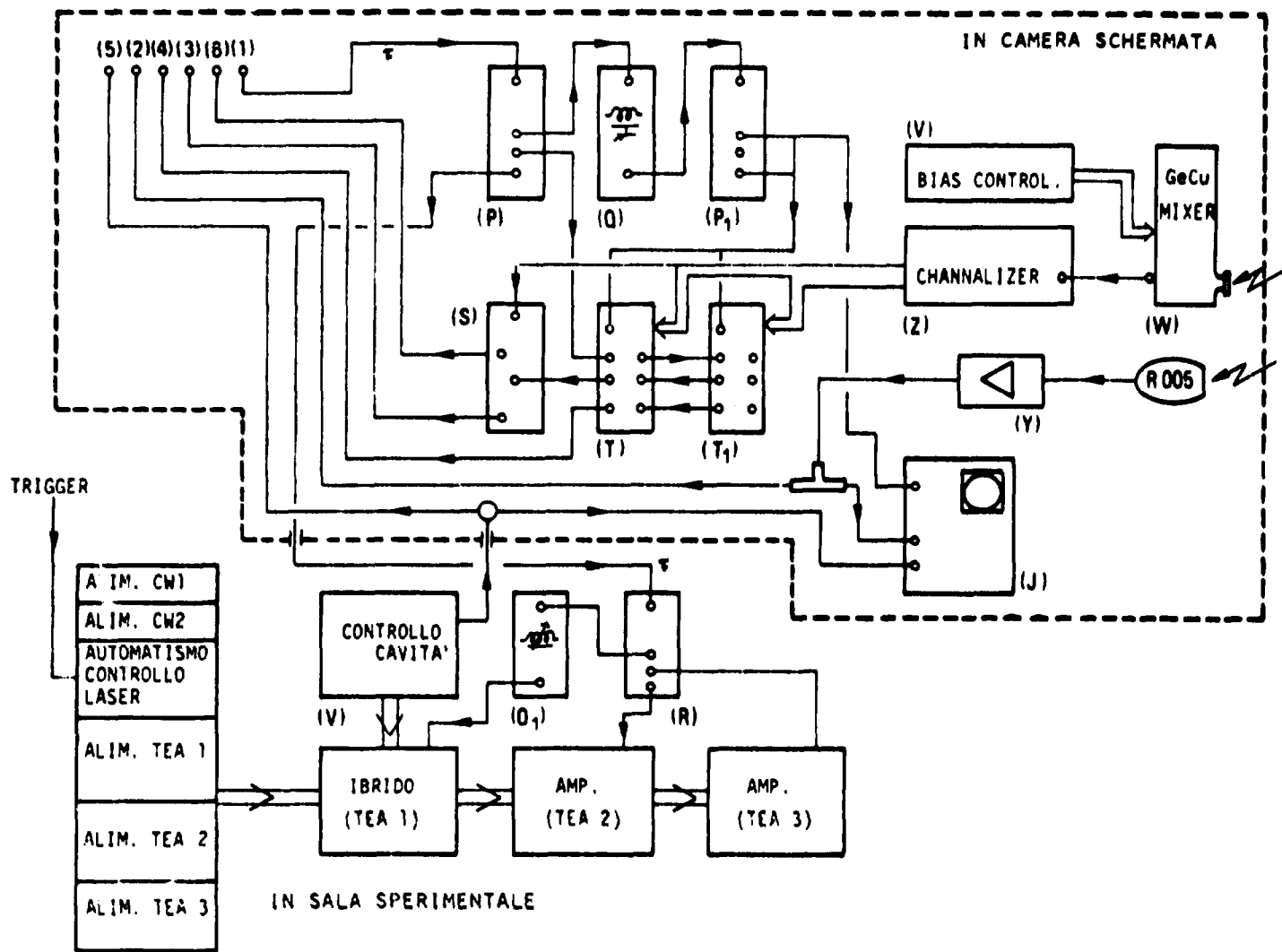


Fig. 14b Disposizione dell'elettronica in sala sperimentale

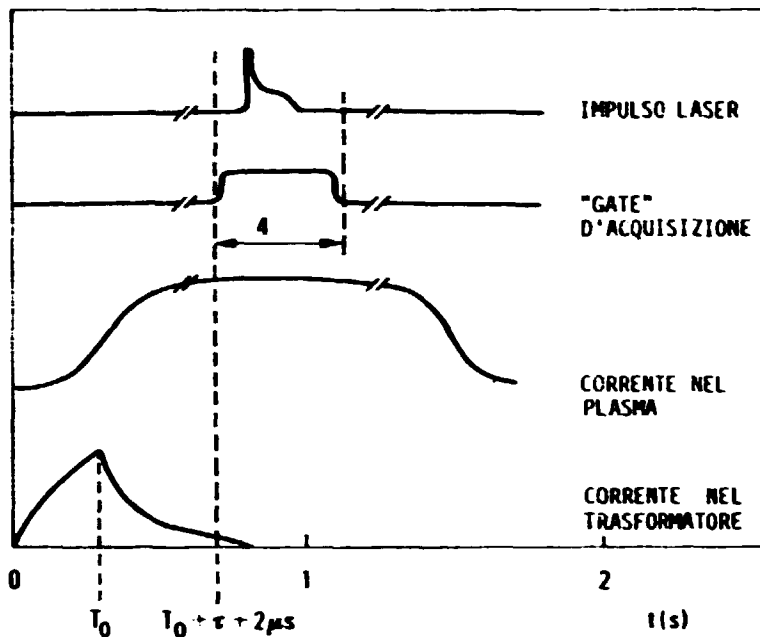


Fig. 15 L'alloggiamento del gate d'acquisizione sulla zona piatta della corrente di plasma è regolato dalla prima Sez. del modulo CAMAC(B) (Fig. 14a) e l'anticipo d'apertura rispetto all'impulso laser, si imposta sul modulo NIM(Q) (Fig. 14b), mentre la durata si regola agendo direttamente sui moduli NIM serializzatori T_e e T_1 della stessa figura

CAPITOLO VI

6.1 Le Operazioni Preliminari

Dopo un periodo di riscaldamento dell'apparato necessario per raggiungere l'equilibrio termico dei tubi di scarica ad onda continua e dell'elettronica, si procede al controllo del funzionamento dei due laser sulla stessa riga. Quando questo non si verifica si procede al ripristino della riga corretta ritoccano il reticolo corrispondente con l'aiuto di un CO₂ spectrum analyzer Opt. Eng. Inc.. Di solito basta poi un ritocco allo specchio S₁₀ di Fig. 12 per ottenere la sovrapposizione dell'oscillatore locale col segnale, individuato dal fascio del laser HeNeI.

Si massimizza allora la fotocorrente di bias del rivelatore centrando sul fascio quest'ultimo con un sistema micrometrico e quindi viene regolata la fotocorrente al punto di lavoro del rivelatore

(6 mA, 14 V) variando l'intensità del fascio dell'oscillatore locale mediante l'iride I_5 .

Il valore corrispondente della potenza incidente sul mixer è di circa 70 mW. Dopo aver disposto la lente L_2 in autocollimazione sul fascio del laser HeNe1, il corretto allineamento del fascio principale con l'asse del sistema ottico di raccolta del segnale è verificato facendo incrociare, all'esterno della macchina, (Fig. 13) agendo sul solo movimento verticale dello specchio S_6 , il fascio HeNe1 (pilota del segnale) con quello di HeNe2 (pilota del fascio principale) in due o più punti ad es. P_1 e P_2 . Verificato questo si regola ancora il solo micrometro di controllo del verticale di S_6 per alzare il fascio di HeNe1 fino a farlo incrociare, attraverso la finestra di uscita del segnale, con quello di HeNe2 nel punto P corrispondente al centro del plasma.

La finestra di accesso ha uno wedge di due secondi d'arco ed è ad incidenza quasi normale. Questo assicura l'assenza degli effetti di rifrazione sulla direzione di propagazione del fascio HeNe1 all'interno della macchina. Ci si assicura poi che il fascio impulsato CO_2 sia coassiale con quello di HeNe2 fino all'ingresso del pozzo di spegnimento. Questo set di operazioni dura generalmente un'ora, durante la quale viene anche raffreddato il rivelatore.

6.2 Risultati Sperimentali

Su ciascuna misura dell'esperimento sono state acquisite ed elaborate le seguenti grandezze:

- a) La forma temporale dell'impulso laser ripresa ad alta risoluzione all'uscita dell'oscillatore ibrido (Fig. 16a).
- b) La forma temporale dell'impulso del laser ibrido dopo il suo attraversamento del plasma (Fig. 16a).
- c) I livelli sui singoli canali del ricevitore alla fine dell'integrazione del segnale (segnale serializzato) (Fig. 16b).
- d) I livelli sui singoli canali immediatamente dopo l'azzeramento della carica conseguente alla chiusura dei gates, per la misura del fondo. (Fig. 16b).

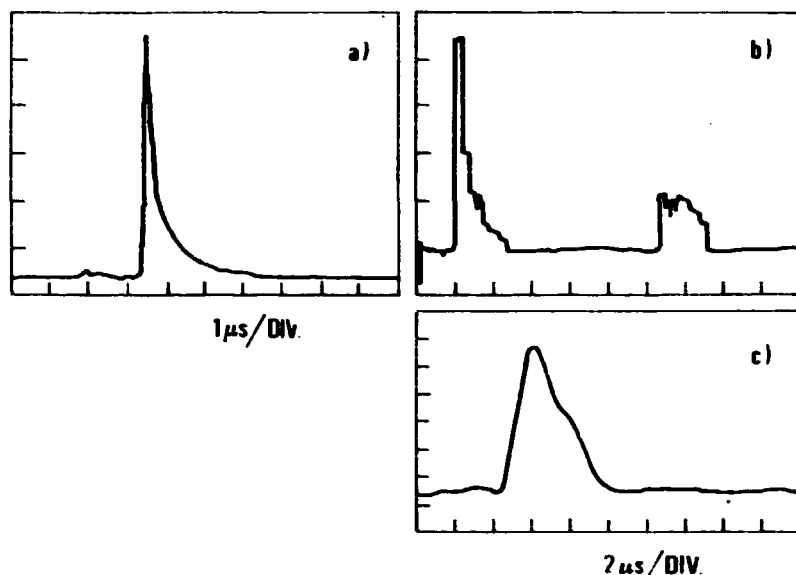


Fig. 16 (a) Impulso laser, (b) segnale serializzato da stray light e livelli di zero sui canali, (c) segnale sul 13° canale

e) Il segnale sul canale a larga banda del ricevitore (il 13° della Fig. 4), (Fig. 16c).

f) Il segnale di eterodina fra i due fasci unimodali ad onda continua del tandem immediatamente prima dell'accensione della sezione TEA dell'oscillatore ibrido.

g) La Fast Fourier Transform (FFT) della prima parte del segnale (transitorio di alta potenza) generato dall'impulso del fascio principale sul rivelatore rapido LABIMEX ROOS.

h) La FFT della seconda parte dell'impulso di potenza in corrispondenza del flat top e della coda dello stesso.

Per ottenere un buon compromesso fra la sensibilità della catena di rivelazione e la dinamica della misura, si è regolato il guadagno dell'amplificatore inserito a valle del serializzatore della Fig. 3, in modo che l'integrazione delle fluttuazioni elettriche associate al rumore della corrente oscura nel mixer equivalgano ad un livello pari ad una divisione della scala del Lecroy (Fig. 16b) che corrisponde ad una ampiezza di 64 mV, pari a 32 livelli di risoluzione.

6.3. La Stray Light

La frazione di luce del fascio principale che viene diffusa nello spazio circostante dai vari componenti ottici è di solito un ostacolo molto serio per la misura dei segnali previsti in questo tipo di esperimenti. Un buon apparato di misura richiede l'impiego di ottiche di alta qualità, un disegno che riduce al minimo il numero dei componenti, una accurata schermatura degli stessi oltre all'uso di trappole di luce come quella inserita in corrispondenza del campo visivo della lente di raccolta del segnale. Ciò nondimeno si è subito osservato che talvolta la potenza diffusa che rientra nell'angolo solido sotteso da questa, genera una fotocorrente che in certe occasioni invade anche tutti i canali. Questo fondo è molto variabile da un impulso laser all'altro, anche quando questi hanno la stessa potenza e talvolta manca del tutto. Una prima serie di misure è stata dedicata alla valutazione della stray light nelle condizioni pratiche di lavoro ed in particolare si è cercato di accertare le cause delle notevoli fluttuazioni di ampiezza osservate.

In assenza di plasma si sono allora acquisite ed elaborate molte misure ad alta risoluzione temporale degli impulsi del laser e ne è stata fatta l'analisi spettrale tramite le FFT per rivelare la presenza ed eventualmente misurarne l'ampiezza, di modi longitudinali parassiti non completamente estinti dalla sezione ad onda continua del laser ibrido. Si è appurato che in assenza di questi modi nell'impulso la stray light associata non genera sui canali del ricevitore alcun livello di segnale.

Nelle misure in cui le FFT rivelano invece un contenuto di potenza a frequenze intermedie superiori al valore $c/2L$, si hanno in concomitanza livelli di segnale sui primi o su tutti i canali dello spettrometro. Se ne è concluso perciò che i disturbi introdotti sui canali dalla stray light sono proprio dovuti alla presenza di piccole frazioni di potenza ottica sulle frequenze dei modi di ordine elevato.

Si è misurato allora nelle condizioni operative dell'esperimento, il valore della potenza frazionaria su questi modi al di sotto del quale non si verificava alcun segnale nel corrispondente canale del ricevitore. Per valori inferiori a questa soglia la forma tempo-

rale del segnale rivelato sul canale a larga banda del ricevitore è simile a quella fornita dal rivelatore LABIMEX R005 messo sul fascio principale nel fondo del pozzo di spegnimento.

Al di sopra della soglia invece, alla presenza di livelli da stray light sul segnale serializzato si accompagna sul canale da 1 GHz un impulso di una durata di 4 o 5 microsecondi con un andamento temporale simile a quello riportato in Fig. 16c. Questo segnale mostra un'ampia coda causata da oscillazioni sui modi longitudinali parassiti che prevalgono nell'impulso laser quando il modo fondamentale ha svuotato energeticamente il volume attivo in corrispondenza degli antinodi della sua configurazione di campo ottico stazionario nel risonatore. Il residuo di energia viene svuotato a tempi lunghi sui modi parassiti. Alle frequenze intermedie corrispondenti il rivelatore ha una NEP vicina al limite quantistico e c'è pieno trasferimento della potenza dal mixer all'ingresso dell'amplificatore (Fig. 2) e questo spiega la grande ampiezza osservata in corrispondenza della coda dell'impulso.

Le potenze frazionarie sui modi longitudinali residui si ricavano dall'ampiezza della modulazione alla frequenza $c/2L$ di battimento di due modi longitudinali misurata a larga banda sull'impulso laser e dai picchi delle FFT dello stesso.

La potenza del primo modo longitudinale parassita W_1 si ottiene dall'espressione della potenza frazionaria (Appendice G)

$$\frac{W_1}{W} = \left(\frac{2 - \sqrt{4 - M^2}}{M} \right)^2 \quad 6.3.1$$

dove W è la potenza di picco dell'impulso e M è la corrispondente modulazione alla frequenza $C/2L$.

Dalle misure effettuate su una serie di segnali da stray light si è verificato che ad impulsi che generano sul primo canale (che è quello maggiormente interessato) un valore della SNR di circa 1 corrispondono potenze frazionarie dell'ordine di 10^{-5} . Questo valore nelle condizioni operative delle nostre misure equivalgono ad un valore di circa 40 W della potenza ottica distribuita sui modi residui all'uscita della catena di amplificazione dell'impulso laser. Quando invece vengono generati livelli di potenza di stray light più

elevati si osservano segnali con valori di post detection SNR che sul primo e secondo canale arrivano anche a 4 o 5 nonostante gli accorgimenti presi, come detto sopra, per minimizzare la luce diffusa.

Si è visto che la stray light associata al solo primo modo parassita non genera disturbi anche quando l'impulso laser presenta una forte modulazione alla frequenza $C/2L$. Ciò è dovuto al fatto che a questa frequenza intermedia (~ 50 MHz) sono molto elevati i valori della reiezione del matching network del mixer e della attenuazione dei filtri del channellizer.

Per valutare la sensibilità del nostro sistema di misura possiamo accettare come valore minimo rivelabile per un segnale quello che genera all'uscita del ricevitore una post detection SNR pari a 1.

Se γ è l'efficienza di eterodina, P_S la potenza del segnale incidente sul mixer, $P_N = NEP \cdot \Delta\omega$ la potenza del rumore della fotocorrente, $\Delta\omega$ la larghezza spettrale di un canale di misura, τ il tempo di integrazione (durata dell'impulso laser), si ha [14]:

$$SNR = \frac{\gamma P_S / P_N}{\gamma P_S / P_N + 1} \sqrt{\Delta\omega \cdot \tau} \quad (6.3.2)$$

Numericamente, per $\gamma=0.1$, $\Delta\omega=10^8$ Hz, $\tau=10^{-6}$ sec, con $SNR=1$ si ha:

$$P_S \sim P_N \quad (6.3.3)$$

6.4 Il Segnale Da Scattering Thomson

Analogamente a quanto avviene nelle misure di fondo fin qui descritte, in molte di quelle eseguite in presenza di plasma si notano spesso sui vari canali dei segnali caratterizzati da forti fluttuazioni da un impulso all'altro mentre negli altri casi mancano del tutto.

Da un confronto delle misure in presenza di plasma con quella del fondo e come ci si attendeva dalla sensibilità sopra valutata si è visto che, nel range tipico di densità del plasma compreso tra $3 \cdot 10^{13}$ e 10^{14} cm⁻³, non ci possono essere segnali con post detection SNR confrontabile con quello generato dalla stray light con una potenza frazionaria superiore alla soglia.

Per questi motivi è stato anche inutile l'impiego di energie a fascio superiori, pure possibili col nostro sistema, perchè la stray light aumentava in proporzione.

Non essendo possibile discriminare un segnale dovuto a scattering Thomson dal fondo con un sistema diverso da quello che discrimina i pesi sulle FFT dei modi parassiti negli impulsi laser, la nostra analisi si è ristretta a quelle misure in cui sulle FFT corrispondenti vengono misurate sulle frequenze elevate potenze frazionarie uguali od inferiori a quelle che nelle misure di stray light non hanno generato segnale sui canali del ricevitore. Questa analisi è stata eseguita anche in base alla forma temporale dell'impulso sul canale a larga banda del ricevitore.

Alcune misure mostrano dei segnali (ad es. il b della Fig. 17) sul primo o sul primo e secondo canale quando la FFT (Fig. 18) non rivela stray light ad alta frequenza e contemporaneamente l'impulso sul canale a larga banda è una replica dell'impulso del fascio misurato col rivelatore Labimex. Questi segnali sono associati a densità di plasma comprese fra $3 \cdot 10^{13}$ e $8 \cdot 10^{13}$ cm^{-3} ed hanno un valore di post detection SNR intorno all'unità.

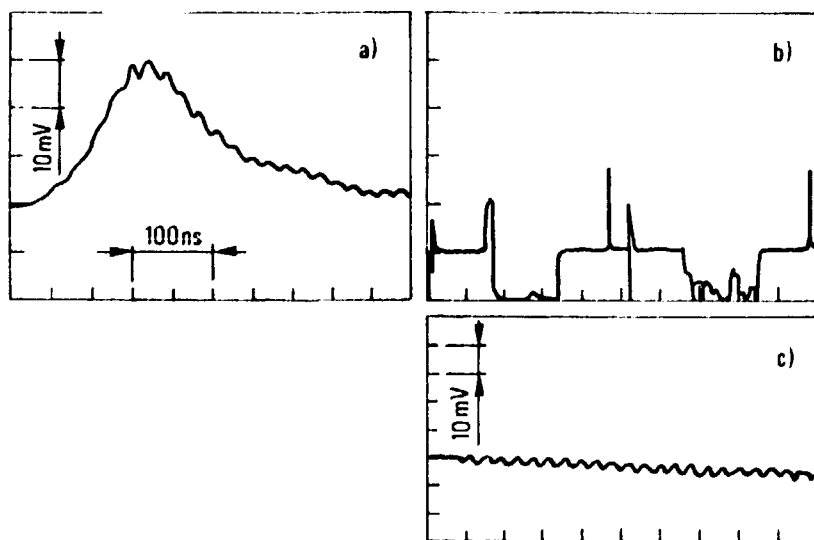


Fig. 17 Il segnale sul primo canale del ricevitore è associato ad un impulso laser privo di modi longitudinali residui a frequenze superiori a 100 MHz. La densità del plasma è $n=8 \cdot 10^{13}$ cm^{-3}

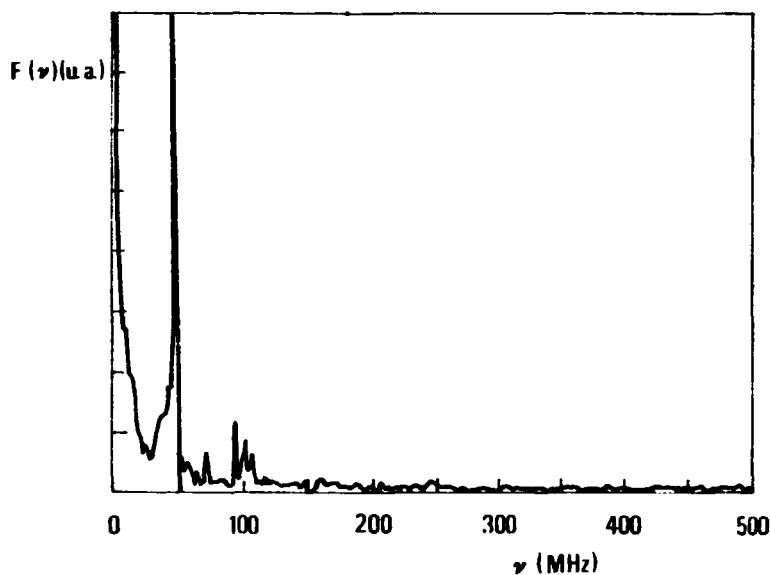


Fig. 18 Fast Fourier Transform del segnale del rivelatore R005 generato dall'impulso laser riferito alla figura precedente

Nelle altre misure di questa selezione il segnale non è rivelato al di sopra del rumore.

Per i motivi suddetti noi riteniamo che i pochi segnali rivelati in queste condizioni siano effettivamente generati da luce diffusa dal plasma.

Per un valore dell'efficienza di eterodina del 10% il segnale ottico corrispondente sul mixer è pari al rumore ed ha una potenza di circa $2 \cdot 10^{-10}$ W su tutto lo spettro.

CONCLUSIONE

Per i valori delle densità del plasma a cui si riferiscono le misure riportate e con una efficienza di eterodina del 10% non sembra possibile effettuare una misura di temperatura ionica del plasma del tokamak FT.

I segnali visti qualche volta sono limitati generalmente al primo e secondo canale del ricevitore e sono confrontabili col rumore del rivelatore operante al limite quantistico.

Una misura di T_i richiede un rapporto segnale rumore di alcune unità su tutto lo spettro delle frequenze intermedie e quindi sui

primi canali dovrebbe essere un'ordine di grandezza più grande di quello osservato che corrisponde, per un tempo di integrazione di 1 μ s ad un numero di circa 10^4 fotoni raccolti su tutto lo spettro ottico. Vale la pena di ricordare che un aumento della potenza del laser provoca anche un aumento della stray light e quindi un aumento del segnale fino ai livelli utili per la misura di T_1 richiede un miglioramento dell'efficienza di eterodina o un aumento della densità elettronica del plasma o un nuovo disegno dell'ottica di raccolta del segnale che richiede l'uso di finestre di dimensioni attualmente non consentite dagli accessi alla macchina.

A.C. Walker ed al., nel loro studio per un esperimento di scattering mediante fasci CO_2 impulsati sul JET [20] valutano un'efficienza di eterodina del 9% che è quindi confrontabile con quella del nostro sistema di rivelazione. Un miglioramento dell'efficienza di eterodina non sembra facile da ottenere in esperimenti di scattering su macchine tokamak ed è legata principalmente alla possibilità di ridurre l'errore di offset: ciò richiede a sua volta un montaggio dell'apparato su una struttura rigida ben disaccoppiata meccanicamente dalla macchina. Dai dati riportati si può dedurre che un aumento della densità ionica fino a valori di $5 \cdot 10^{14}$ cm^{-3} ed una efficienza di eterodina del 20% dovrebbero essere le condizioni sufficienti per una misura di temperatura ionica nei plasmi termonucleari nelle macchine tokamak.

RINGRAZIAMENTI

La realizzazione dell'apparato di misura e la sua messa a punto è il frutto dell'impegno del personale del laboratorio TIB/FIS/TECNLAS. In particolare si ringraziano i Sigg. M. Cinti e G. Mancini per la messa a punto dell'impianto laser e delle apparecchiature elettroniche. Si ringrazia anche il Dr. L. Pieroni per il valido aiuto che ha fornito durante l'esperimento e per i suggerimenti di cui si è giovata la stesura del presente rapporto.

APPENDICE A

Sia $P(v)$ la funzione di densità spettrale di potenza della radiazione incidente su un rivelatore. Il valore quadratico medio della fotocorrente associata alla banda di frequenza intermedia $\Delta\omega$ è esprimibile [21] mediante l'equazione di autoconvoluzione dello spettro ottico:

$$\langle I_{IF}^2(\omega) \rangle = 2(e\eta/h\nu)^2 \Delta\omega \int_0^{\infty} P(v)P(v+\omega)dv \quad (A.1)$$

con $v=v_{LO}+\omega$ dove v_{LO} è la frequenza ottica dell'oscillatore locale. Se $P_S(v)$ è la densità spettrale del segnale e $P_L(v)$ quella dell'oscillatore locale si ha

$$P(v) = P_S(v) + P_L(v) \quad (A.2)$$

e, sostituendo la (A.2) nella (A.1) si ha:

$$\begin{aligned} \langle I_{IF}^2(\omega) \rangle = & 2(e\eta/h\nu)^2 \Delta\omega \left[\int_0^{\infty} P_S(v)P_S(v+\omega)dv + \int_0^{\infty} P_L(v) P_L(v+\omega)dv \right. \\ & \left. + \int_0^{\infty} P_S(v)P_L(v+\omega)dv + \int_0^{\infty} P_L(v) P_S(v+\omega)dv \right] \end{aligned}$$

I primi due sono termini di omodina, il terzo e il quarto sono quelli di eterodina. Poichè nel nostro caso la larghezza dello spettro $P_L(v)$ ($\lesssim 10^6$ Hz) è trascurabile rispetto a quella del segnale $P_S(v)$ ($\sim 10^9$ Hz) si può scrivere la funzione $P_L(v)$ come una funzione delta sulla frequenza ottica v_{LO} dell'oscillatore locale, di potenza P_{LO}

$$P_L(v) = \delta(v-v_{LO})P_{LO} \quad (A.3)$$

La fotocorrente di eterodina $\langle I_{IFE}^2(\omega) \rangle$ si semplifica allora come

$$\begin{aligned} \langle I_{IFE}^2(\omega) \rangle = & 2(e\eta/h\nu)^2 \Delta\omega P_{LO} \left[\int_0^{\infty} P_S(v)\delta(v-v_{LO}+\omega)dv + \right. \\ & \left. + \int_0^{\infty} \delta(v-v_{LO})P_S(v+\omega)dv \right] \quad (A.4) \end{aligned}$$

e, facendo uso della proprietà di filtro della funzione delta,

$$\langle I_{IFE}^2(\omega) \rangle = 2(e\eta/h\nu)^2 \Delta\omega P_{LO} [P_S(\nu_{LO}-\omega) + P_S(\nu_{LO}+\omega)]$$

Se la fotocorrente di rumore $\langle I_N^2 \rangle$ del rivelatore è di tipo shot, si ha nel canale $\Delta\omega$:

$$\langle I_N^2 \rangle = 2(e^2\eta/h\nu)P_{LO} \Delta\omega . \quad (A.6)$$

Il rapporto segnale rumore è quindi

$$SNR(\omega) = \frac{\langle I_{IFE}^2 \rangle}{\langle I_N^2 \rangle} = \frac{\eta}{h\nu} [P_S(\nu_{LO}-\omega) + P_S(\nu_{LO}+\omega)] \quad (A.7)$$

Nel nostro esperimento ν_{LO} è anche la frequenza centrale dello spettro del segnale. Se questo è anche simmetrico si ha:

$$P_S(\nu_{LO}-\omega) = P_S(\nu_{LO}+\omega) = P(\nu) \quad (A.8)$$

e quindi

$$SNR(\omega) = 2\eta/h\nu P_S(\nu) \quad (A.9)$$

Lo spettro di fotocorrente è in questo caso particolare la replica, nelle frequenze intermedie, dello spettro ottico.

APPENDICE B

Siano \vec{E}_S ed \vec{E}_L i campi ottici collineari del segnale e dell'oscillatore locale, ω_S e ω_L le rispettive frequenze angolari ed \vec{E}_T il campo totale.

$$\vec{E}_S = \vec{E}_{OS} e^{i\omega_S t} \quad (\text{B.1})$$

$$\vec{E}_L = \vec{E}_{OL} e^{i\omega_L t} \quad (\text{B.2})$$

Per il principio di sovrapposizione si ha $\vec{E}_T = \vec{E}_S + \vec{E}_L$. L'intensità della radiazione è

$$I = \alpha [\text{Re} (\vec{E}_T)]^2 \quad (\text{B.3})$$

e cioè

$$I = \alpha [E_{OS} \cos \omega_S t + E_{OL} \cos \omega_L t]^2 \quad (\text{B.4})$$

ovvero

$$I = \alpha \left[\frac{E_{OS}^2 + E_{OL}^2}{2} + E_{OS} E_{OL} \cos(\omega_S - \omega_L)t + \frac{1}{2} E_{OS}^2 \cos 2\omega_S t + \frac{1}{2} E_{OL}^2 \cos 2\omega_L t + E_{OS} \cos(\omega_S + \omega_L)t \right]$$

La fotocorrente è proporzionale ai termini non ottici di I e contiene quindi un termine in continua

$$i_{DC} = \beta \frac{E_{OS}^2 + E_{OL}^2}{2} \quad (\text{B.6})$$

e il termine oscillante alla frequenza intermedia

$$\Delta\omega = \omega_S - \omega_L$$
$$i_{IF} = \beta E_{OS} E_{OL} \cos \Delta\omega t \quad (\text{B.7})$$

con β costante.

APPENDICE C

La frazione della potenza ottica emessa nell'intervallo di frequenza $\Delta\nu$ dall'area ΔA di un radiatore nero nell'angolo solido $\Delta\Omega$ è

$$P_p = \frac{1}{\lambda^2} \bar{E} \, d\nu \, \Delta\Omega \, \Delta A \quad (C.1)$$

dove

$$\bar{E} = \frac{h\nu}{e^{(h\nu/KT)} - 1} \quad (C.2)$$

è l'energia dell'oscillatore armonico alla temperatura assoluta T .

La frazione di questa potenza che viene rivelata coerentemente, che, cioè, interferisce costruttivamente con l'oscillatore locale, si ottiene imponendo la condizione di coerenza [13]

$$\Delta\Omega \, \Delta A \lesssim \lambda^2 \quad (C.3)$$

Nell'intervallo di frequenze $\Delta\nu$ il segnale è dunque, se α è la trasmissione del diplexer,

$$P_s = \alpha \bar{E} \, \Delta\nu \quad (C.4)$$

Il rapporto segnale rumore in un canale dopo l'integrazione è [22]

$$SNR = \frac{P_s}{P_s + P_n} \sqrt{1 + \tau \Delta\nu}$$

essendo, per $T = 1273^\circ \text{ K}$

$$\bar{E} = 9.78 \cdot 10^{-21} \text{ W/Hz}$$

ed anche $P_n = NEP \cdot \Delta\nu$, si ha $P_s \ll P_n$.

Si ottiene allora per la NEP, tenendo conto che $\tau \Delta\nu \gg 1$, la espressione

$$NEP(\nu) = \frac{\alpha \bar{E}}{SNR(\nu)} \sqrt{\tau \Delta\nu} \text{ (W/Hz)}$$

APPENDICE D

Il raggio $W(z)$ della sezione di un fascio laser gaussiano che si propaga lungo l'asse z che ha origine sul piano su cui giace il waist dello stesso, di raggio W_S , è dato dalla formula [19]

$$W(z) = W_S \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi W_S^2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (D.1)$$

La profondità di campo è definita come il doppio della distanza Δz fra il piano $z=0$ e il piano su cui $W(z)$ assume un valore pari al 5 per cento più grande di W_S .

Ponendo allora $W(z)=1.05 W_S$ si ha

$$\Delta z \sim \frac{W_S^2}{\lambda} \quad (D.2)$$

Poichè nella nostra situazione sperimentale è

$$W_S = 125 \mu\text{m}, \text{ si ha } \Delta z = 1.5 \text{ mm}$$

APPENDICE E

Nell'ipotesi di un fascio laser gaussiano che si propaga attraverso un sistema ottico diffraction limited e non troncante, i parametri ottici di Fig. 9 W_0 , $W(d)$, W_p , d_1 , d_2 ed f_1 soddisfano alla equazioni [19]

$$W(d) = W_0 \frac{d}{d_1} \left(1 + \frac{r_R^2}{d_1^2}\right)^{-1/2} \left\{1 + \frac{d_1}{r_R^2} \left(1 + \frac{r_R^2}{d_1^2}\right)^2 \left[\frac{1}{d} - \frac{1}{f_1} + \frac{1}{d_1 \left(1 + r_R^2/d_1^2}\right)}\right]^2\right\}^{1/2} \quad (\text{E.1})$$

$$d_2 = f_1 + \frac{(d_1 - f_1)f_1^2}{(d_1 - f_1)^2 + r_R^2} \quad (\text{E.2})$$

$$d_1 = f_1 \pm f_1 W_0 \left[\frac{1}{W_p^2} - \frac{1}{f_1^2} \left(\frac{\pi W_0}{\lambda}\right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{E.3})$$

dove

$$r_R = \frac{\pi W_0^2}{\lambda} \quad (\text{E.4})$$

è il range di Rayleigh del risonatore.

APPENDICE F

Il sistema di acquisizione da noi usato in questo esperimento è costituito dalle seguenti parti:

- 1) Minicalcolatore DEC PDP 11/34 con 128 Kwords di memoria e sistema operativo RSX11M, con le relative periferiche.
- 2) Interfaccia CAMAC SYSTEM crate GEC-FISHER per PDP11.
- 3) Crate CAMAC remoto con moduli digitalizzatori e controllo.
- 4) Due unità TEKTRONIX 7912 AD Transient Digitizer da 500 MHz di B.P.
- 5) Oscilloscopio TEKTRONIX Mod 7104 da 1 GHz di B.P.
- 6) Due moduli NIM, progettati e costruiti nel nostro laboratorio, per la trasmissione dei dati tramite cavi coassiali che collegano il system crate di interfaccia ed il crate remoto situato vicino allo esperimento e a una distanza di 200 metri.
- 7) Modulo NIM serializzatore di segnali progettato nel laboratorio e costruito dalla CAEN.

Il calcolatore ha accesso al system crate e quindi al CAMAC con controllo da programma attraverso i due moduli PT111C e PT111D. Parte della configurazione delle linee di indirizzo dell'unibus è decodificata dai due moduli per ottenere la stazione N ed il sottoindirizzo A delle operazioni CAMAC da effettuare, mentre la parte rimanente è mantenuta nel CSR (Control and Status Register) in cui vengono anche memorizzate le risposte R ed X dell'ultima operazione CAMAC eseguita.

Tutte le operazioni sono effettuate da PT111C e D in maniera trasparente per cui le operazioni di unibus sono estese al system crate oltre che ai crates accoppiati al calcolatore attraverso i branch-couplers. Un tipico trasferimento dati via programma, per esempio una scrittura a 16 bit, avviene nel modo seguente:

- 1) Carico del CSR con il numero del branch, crate e funzione.
- 2) Invio dei dati all'indirizzo di unibus corrispondente alla N e A richieste.

Le risposte Q ed X del CAMAC possono a questo punto essere ottenute leggendo il nuovo contenuto del CSR e mascherando i bit che non servono.

Le operazioni a 24 bit richiedono l'uso di 8 bit aggiuntivi e quindi di un trasferimento di due parole di dati. Il modulo IVG2404 (Interrupt Vector Generator) si occupa dei segnali di LAM (Look at Me) che arrivano dal system crate e dal branch.

All'arrivo di una LAM sull'executive controller, viene generato un segnale di GL (Graded Lam) grant alla sorgente della LAM e contemporaneamente viene trasmesso un vettore di interrupt al PDP. Sono disponibili fino a ventiquattro vettori di interrupt a partire dallo indirizzo ottale 404. Infine per i trasferimenti ad alta velocità da e verso il computer si usa il modulo AMC11 (Autonomous Memory Channel). Questo modulo munito di una FIFO di 64 parole può trasferire dati in diversi modi block transfer tipo "QSCAN", oppure "QREPEAT" e "QSTOP". Con l'AMC11 si possono ottenere nel system crate velocità di trasferimento fino a 1.6 μ sec/word.

IL SOFTWARE

Il software progettato ha le seguenti caratteristiche:

- 1) Legge gli eventi dal CAMAC e scrive i dati su disco o nastro secondo uno schema di buffer prestabilito.
- 2) Una parte dei programmi ha funzione di monitor e può campionare parte o tutti i dati acquisiti.
- 3) Una parte dei programmi è adibita all'esame, tra uno shot e l'altro, dell'apparato hardware e a fornire messaggi relativi al risultato dell'esame.
- 4) E' previsto anche il controllo del flusso dati durante lo sparo ed eventualmente l'arresto dell'acquisizione e l'erogazione di messaggi di diagnostica nel caso di malfunzionamento di qualche modulo.
- 5) E' prevista la lettura off line dei dati da nastro o da disco per lo sviluppo di nuovo software integrativo.
- 6) L'acquisizione è completamente asincrona e pilotato da segnali di trigger esterni.

7) Il formato di scrittura dei dati su nastro è organizzato in modo tale da renderne agevole la lettura su un mainframe tipo IBM per elaborazioni successive.

La composizione del crate remoto di acquisizione è mostrato in Fig. 14b. I dati dei 12 canali da 100 MHz del rivelatore vengono serializzati dal modulo NIM-CAEN e digitalizzati dal modulo LECROY 2256A.

Il segnale laser ad alta risoluzione temporale viene acquisito dalle due unità TEKTRONIX 7912AD interfacciate con il CAMAC con modulo 3388 KINETIC. Il modulo BORER "DATAWAY DISPLAY" è l'unità usata durante i controlli off-line dell'hardware mentre il modulo LECROY 2256A ha la funzione di sorgente dei segnali di sincronizzazione dei vari componenti elettronici di acquisizione. I dati vengono campionati al momento dell'acquisizione mentre le analisi spettrali vengono presentate successivamente mediante la riletture dei dati dal mass-storage.

I moduli di trasmissione MT1 e MT2 servono per il collegamento tra il system crate e il crate remoto effettuato su una distanza di 200 metri mediante sei cavi coassiali RG62 da 98 ohm di impedenza caratteristica, di cui due sono asserviti al terminale e i rimanenti quattro al CAMAC con due velocità di trasferimento regolate dal clock di linea di 5 MHz.

Dopo ogni shot di macchina occorrono circa 10 secondi per il trasferimento dei dati, la memorizzazione sul mass-storage e la rappresentazione sul terminale dei grafici via programma monitor.

Il software completo di acquisizione occupa circa 40 kwords di memoria dinamica.

APPENDICE G

Sia \vec{E}_1 il campo ottico associato al modo longitudinale principale ed \vec{E}_2 il campo ottico associato a un modo longitudinale non completamente estinto dalle perdite della cavità. Se E_{01} ed E_{02} sono le ampiezze rispettive la fotocorrente generata ha il termine in continua

$$i_{DC} = \beta \frac{E_{01}^2 + E_{02}^2}{2}$$

e il termine oscillante

$$i_{IF}(t) = \beta \cos 2\pi \Delta\nu t$$

La modulazione dell'impulso laser associata a questo termine è

$$M = \frac{(E_{01} + E_{02})^2 - (E_{01} - E_{02})^2}{E_{01}^2 + E_{02}^2} = \frac{4E_{01}E_{02}}{E_{01}^2 + E_{02}^2}$$

e, posto $P = E_{02}/E_{01}$ si ha

$$M = \frac{4P}{1+P^2} \quad \text{oppure}$$

$$P = \frac{2 - \sqrt{4 - M^2}}{M}$$

da cui si ottiene la 6.3.1

BIBLIOGRAFIA

- [1] D.K. BAILEY et al., Phys. Rev. 86 (1952) 141
- [2] P.A. FORSYTHE et al., Nature 171 (1953) 352
- [3] J.A. RATCLIFFE, Nature 162 (1948) 9
- [4] H.G. BOOKER, W.E. GORDON, J. Geophys. Res. 55 (1950) 241
- [5] F. VILLARS, V.F. WEISSKOPF, Proc. IRE, 43 (1955) 1232
- [6] K.L. BOWLES, Phys. Rev. Letts. 1 (1958) 454
- [7] J.A. FEJER, Can. J. Phys. 38 (1960) 1114
- [8] J. RENAU, J. Geophys Res. 65 (1960) 3631
- [9] J.P. DOUGHERTY, D.T. FARLEY, Proc. Roy. Soc. Ser. A 259 (1960) 79
- [10] N. BRETZ, G. TAYLOR, Princeton University, TFTR Physics Group, Report 47 (1982)
- [11] P.D. MORGAN et al. Comm. Plasma Phys. Controll. Fusion 5 (1979) 14
- [12] D.E. EVANS, Plasma Phys. 12 (1970) 573
- [13] A.E. SIEGMAN, Proc. of the IEEE 54 (1966) 1350
- [14] H.Z. CUMMINS, H.L. SWINNEY, Prog. Opt. 8 (1970) 135
- [15] J. WOLCZOK, B.J. PEYTON, Infrared Phys. 19 (1979) 447
- [16] T. TAKENAKA et al., Appl. Optics 17 (1978) 3466
- [17] L. BARTOLINI et al., ENEA Report 83.8, Centro Ricerche Energia Frascati (1983)
- [18] L. BARTOLINI et al., ENEA Report 82.24, Centro Ricerche Energia Frascati (1982)
- [19] L.D. DICKSON, Appl. Optics 9 (1970) 1854
- [20] A.C. WALKER et al., "CO₂ Laser Scattering Diagnostic for JET", Design Report CULHAM LAB, (1982)
- [21] A.T. FORRESTER, J. Opt. Soc. Am. 51 (1961) 253
- [22] E. HOLZHAUER, J.H. MASSIG, Plasma Phys. 20 (1978) 867

Edito dall'ENEA, Direzione Centrale Relazioni.
Viale Regina Margherita 125, Roma.
Finito di stampare nel giugno 1987
Fotoripr. e Stampa La Casa della Stampa
Via Empolitana 120/C - Tivoli (Roma)

Questo fascicolo è stato stampato su carta riciclata