

UNIVERSITÀ DI PISA

Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Corso di Laurea in Scienza Fisiche

Tesi di Laurea Specialistica

**Accelerazione laser-plasma di  
elettroni: primi risultati  
sperimentali dai LNF**



**Relatori:**

Prof. Danilo Giulietti

Dr. Leonida A. Gizzi

**Candidato:**

Francesco Piastra

**Tutor LNF**

Dr. Tadzio Levato

Luglio 2011



# Indice

<b>1</b>	<b>Interazione LASER-plasma ed accelerazione di elettroni</b>	<b>5</b>
1.1	Generalità sui plasmi . . . . .	5
1.2	Onde nei plasmi . . . . .	7
1.2.1	Regime lineare 1D . . . . .	7
1.2.2	Regime non lineare 1D . . . . .	9
1.2.3	Wave breaking . . . . .	11
1.3	Forza ponderomotrice e generazione di wakefield . . . . .	12
1.3.1	Generazione di wake-field . . . . .	15
1.4	Iniezione degli elettroni nell'onda di plasma . . . . .	16
1.4.1	Iniezione esterna . . . . .	17
1.4.2	Auto-iniezione . . . . .	18
1.5	Lunghezza di sfasamento ed altre limitazioni all'accelerazione laser-plasma . . . . .	19
1.6	Propagazione di impulsi laser ultra intensi in plasmi sottocritici . . . . .	21
1.6.1	Self-focus relativistico e self-channeling ponderomotivo . . . . .	22
1.6.2	Canali di plasma preformati . . . . .	25
1.7	Schemi di accelerazione . . . . .	27
1.7.1	Laser Wake Field Acceleration (LWFA) . . . . .	27
1.7.2	Regime "Bubble" . . . . .	29
<b>2</b>	<b>Esperimenti di autoiniezione nel progetto PLASMONX</b>	<b>33</b>
2.1	Il progetto PLASMONX e l'esperimento SITE . . . . .	33
2.1.1	Requisiti . . . . .	34
2.1.2	Simulazioni PIC . . . . .	35
2.2	Il laboratorio FLAME . . . . .	37
2.3	Il laser FLAME . . . . .	40
2.3.1	Funzionamento di FLAME . . . . .	40
2.3.2	Caratterizzazione del fascio laser . . . . .	44
2.4	La camera d'interazione . . . . .	46
2.4.1	Il gas-jet . . . . .	48
2.5	Diagnostiche . . . . .	49

2.5.1	Diagnostiche ottiche . . . . .	49
2.5.2	Diagnostiche per gli elettroni . . . . .	56
2.5.3	Lo spettrometro magnetico . . . . .	58
<b>3</b>	<b>Risultati sperimentali ed analisi dati</b>	<b>61</b>
3.1	Caratterizzazione spaziale degli elettroni . . . . .	61
3.1.1	Setup sperimentale e condizioni di lavoro . . . . .	61
3.1.2	Risultati sperimentali . . . . .	63
3.2	Lunghezze di interazione . . . . .	74
3.3	Energia degli elettroni accelerati . . . . .	76
3.3.1	SHEEBA: prime stime di energia . . . . .	77
3.3.2	Spettrometro a magnete permanente: stima dell'energia degli elettroni accelerati . . . . .	77
	<b>Bibliografia</b>	<b>83</b>

# Introduzione

L'accelerazione delle particelle ed in particolare degli elettroni per la ricerca in fisica delle alte energie negli ultimi decenni ha richiesto risorse umane ed economiche sempre maggiori. Le tecniche comunemente utilizzate negli acceleratori convenzionali sfruttano le cavità a radiofrequenza, in cui gli elettroni iniettati con fase opportuna vengono accelerati da un campo elettrico longitudinale che si propaga con velocità di fase prossima a  $c$ . Il campo elettrico accelerante in queste cavità ha però un limite massimo sostenibile ( $\lesssim 100 \text{ MV/m}$ ), dovuto alla soglia di rottura dei materiali costituenti la cavità, detto limite di *breakdown*. Con la crescita delle energie richieste, per le ricerche della fisica delle alte energie, è stata necessaria la costruzione (e la conseguente manutenzione) di macchine sempre più grandi e costose, sostenibile solo da sforzi congiunti di enti di ricerca di più nazioni. Il culmine per quanto riguarda l'accelerazione degli elettroni è stato raggiunto con il LEP, un sincrotrone dalla circonferenza di  $27 \text{ Km}$  con 344 cavità acceleranti, per produrre urti  $e^-e^+$  ad energie nel centro di massa di circa  $100 \text{ GeV}$  (nel suo ultimo upgrade).

I problemi legati al gigantismo delle odierne macchine acceleratrici, hanno portato la comunità scientifica a cercare nuove soluzioni per l'accelerazione ad alte energie degli elettroni, sfruttando apparati più compatti e meno costosi. Una soluzione molto promettente è offerta dalle proprietà dei plasmi, nei quali i campi elettrici non sono limitati da nessuna soglia di *breakdown*, poichè la materia è già ionizzata. I campi elettrici associati alle onde elettroniche di plasma possono essere sfruttati per l'accelerazione degli elettroni. Infatti, tali campi longitudinali possono propagarsi con velocità di fase prossime a quella della luce nel vuoto e possono essere diversi ordini di grandezza maggiori di quelli degli acceleratori convenzionali; hanno quindi i requisiti necessari per essere sfruttati nell'accelerazione di elettroni su lunghezze di scala millimetrica.

Le onde di plasma elettroniche consistono in perturbazioni locali della densità elettronica e quindi della neutralità del mezzo (gli ioni per via della loro maggiore inerzia non risentono di tale perturbazione), e sono generate da forze in grado di contrastare i campi coulombiani che si oppongono alla separazione di carica.

Già nel 1979 Tajima e Dawson [1] proposero all'attenzione della comunità scientifica la possibilità di utilizzare impulsi laser ultracorti ed ultraintensi per eccitare

---

onde elettrostatiche nei plasmi. Il meccanismo è basato sul fatto che un impulso laser, che si propaga in un plasma, esercita sugli elettroni una *forza ponderomotrice* che tende ad espellerli dalle zone di campo più alto. Se la durata dell'impulso è sufficientemente corta l'azione sugli ioni è trascurabile (per via della loro inerzia), mentre gli elettroni possono formare una scia di onde di densità dietro l'impulso, che in plasmi a bassa densità (di solito quelli generati da gas) si propaga con velocità di fase prossima a  $c$ .

I primi tentativi sperimentali di accelerazione laser-plasma risalgono ai primi anni '80, anche se la tecnologia laser che era disponibile rendeva le tecniche sperimentali molto complicate. Il salto di qualità avvenne all'inizio degli anni '90 con l'avvento dei primi sistemi laser a Titanio-Zaffiro (Ti:Sa) in grado di generare impulsi molto brevi ( $\lesssim ps$ ) e di grande potenza (centinaia di  $TW$ ) [2]. Tali prestazioni sono state raggiunte grazie alla complessa tecnica del CPA (Chirped Pulse Amplification), che consiste nell'allungamento (*stretching*) temporale di un impulso da pochi  $fs$  (in *mode locking*) a centinaia di  $ps$ , nella sua amplificazione e nella successiva ricompressione temporale (ormai si è ampiamente superata la soglia dei  $PW$  con impulsi da poche decine di  $fs$ ).

Alcuni degli esperimenti effettuati negli ultimi anni mostrano che tramite questa nuova tecnica si possono accelerare elettroni con caratteristiche via via più interessanti per la fisica delle alte energie. In uno di questi esperimenti, effettuato nel 2006 presso la struttura LBNL (Lawrence Berkeley National Laboratory) dal gruppo diretto da W.P. Leemans [3], sono stati prodotti elettroni da circa  $1 GeV$  con dispersione energetica (RMS) del 2.5 %, divergenza  $1.6 mrad$  e carica del pacchetto elettronico di  $30 pC$ . In altri lavori [4, 5, 6] sono descritti esperimenti in cui sono stati prodotti pacchetti elettronici ad energie superiori ai  $10 MeV$ , con dispersione energetica inferiore all'1%, divergenza inferiore al  $mrad$  e carica accelerata oltre il  $nC$ .

Nell'ambito della ricerca e dello sviluppo di nuove tecniche di accelerazione anche l'INFN ha avviato, in collaborazione con il CNR, il Progetto Strategico PLASMONX (PLASma acceleration and MONochromatic X-ray production). Questo progetto prevede l'installazione di un sistema laser CPA da oltre  $200 TW$  in grado di produrre impulsi ultracorti di durata fino a  $25 fs$ . Tra i molteplici obiettivi di questo progetto quello principale è lo sviluppo dell'accelerazione al plasma, sia nello schema di autoiniezione che in quello di iniezione esterna.

Il primo dei due esperimenti (oggetto di questa tesi) sfrutta la capacità del sistema di generare dietro l'impulso laser un scia elettronica nel regime fortemente non lineare di "bolla"; esso è caratterizzato da una zona approssimativamente sferica nella scia elettronica, parzialmente svuotata da elettroni, in cui vengono catturati ed accelerati parte degli elettroni del fondo (*autoiniezione per wavebreaking dell'onda di plasma*). Il secondo esperimento prevede l'utilizzo del LINAC SPARC (installato in un bunker adiacente al laboratorio laser) sincronizzato con il sistema laser, per

---

l'iniezione dall'esterno dei pacchetti da accelerare. Questa seconda tecnica, molto più complessa da un punto di vista realizzativo, sfrutta pacchetti elettronici provenienti dal LINAC con buone qualità di monocromaticità, divergenza e durata per andare ad iniettarli nell'onda di plasma eccitata dal laser, per l'accelerazione ad alte energie.

La presente tesi è frutto di diversi mesi di lavoro che hanno visto le fasi finali della realizzazione del laboratorio FLAME (Frascati Laser for Acceleration and Multidisciplinary Experiments) ed i primissimi test di accelerazione, effettuati nell'ambito del Self Injection Test Experiment (SITE), sotto la supervisione del servizio di radioprotezione dei LNF. In questa prima fase sperimentale sono state messe in funzione le diagnostiche principali per la determinazione delle condizioni di interazione laser-plasma (Thomson scattering) e per le prime misure preliminari sui pacchetti di elettroni accelerati (schermo scintillante). Durante questa fase di "*commissioning*" del sistema laser ho avuto l'opportunità di contribuire all'attività di trasporto del fascio laser nella camera sperimentale ed alla configurazione per il controllo da remoto dei sistemi in essa contenuti (trigger delle diagnostiche, e controllo remoto delle ottiche). Inoltre ho potuto contribuire al setup delle due principali diagnostiche sopra citate.

Il lavoro di questa tesi è organizzato in tre capitoli.

Il primo capitolo è dedicato ad una breve rassegna della fenomenologia dell'interazione laser-plasma nell'ottica dell'accelerazione di elettroni. Vengono descritti i meccanismi principali tramite i quali è possibile generare onde di plasma ed il limite di *wavebreaking* dell'onda di plasma, alla base delle tecniche di autoiniezione degli elettroni. Vengono poi descritti i principali meccanismi di ottica non lineare nei plasmi, alla base delle più diffuse tecniche utilizzate per estendere la lunghezza di focalizzazione degli impulsi laser ultraintensi oltre il limite imposto dalla diffrazione (lunghezza di *Rayleigh*). Infine vengono presentati due schemi di accelerazione, su cui abbiamo focalizzato maggiormente l'attenzione. Il primo schema è il Laser Wakefield Acceleration (*LWFA*), la cui sperimentazione ha coinvolto gran parte dei gruppi sperimentali di tutto il mondo dall'inizio degli anni '90 fino a pochi anni fa. Il secondo schema è il già citato "*Bubble*" (regime di bolla) su cui stanno convergendo una notevole quantità di studi sia teorici che sperimentali, dai quali emerge che è un regime molto stabile (anche se l'interazione è fortemente non lineare) e ad oggi fornisce i migliori risultati di riproducibilità e qualità dei pacchetti accelerati per autoiniezione.

Nel secondo capitolo viene presentato il progetto PLASMONX e l'esperimento SITE. In particolare vengono presentati alcuni dei lavori di simulazione PIC (Particle In Cell), utili a stabilire preliminarmente i parametri d'interazione ottimali per ottenere pacchetti elettronici accelerati di alta qualità ed alta energia. Viene poi presentato schematicamente il sistema laser FLAME, e la sua caratterizzazione temporale e

---

spaziale. Infine vengono presentate le principali diagnostiche, sia installate che in fase d'installazione, per il monitoraggio dell'interazione laser plasma e per la caratterizzazione sia spaziale che energetica degli elettroni.

Il terzo capitolo si divide in tre parti principali ed è dedicato alla presentazione e all'analisi dei dati raccolti. Nella prima parte, che è la più corposa, si trova l'analisi che ho fatto sulla riproducibilità del fenomeno di autoiniezione e sulla caratterizzazione spaziale dei pacchetti rivelati. In particolare, nella fase di analisi dei pacchetti rivelati, ho sviluppato un algoritmo in grado di processare automaticamente centinaia di immagini degli elettroni rivelati per estrarre le loro caratteristiche sulla stabilità di puntamento e sulla divergenza. Queste informazioni sono state poi elaborate ed organizzate per una caratterizzazione globale dei pacchetti rivelati. La seconda parte del capitolo è dedicata ad un breve studio delle lunghezze d'interazione, dal quale emergono evidenze dell'innesco di un regime di autoguida nel plasma per la propagazione dell'impulso laser. Infine sono riportate le prime valutazioni delle caratteristiche energetiche dei pacchetti di elettroni prodotti.

# Capitolo 1

## Interazione LASER-plasma ed accelerazione di elettroni

### 1.1 Generalità sui plasmi

Il plasma è un fluido quasi neutro di particelle cariche e non cariche che può mostrare fenomeni collettivi. In questa breve sezione verranno introdotte le grandezze per la descrizione della fisica dei plasmi e dell'interazione laser plasma; queste sono la lunghezza di Debye ( $\lambda_D$ ), la frequenza e la lunghezza di plasma di plasma ( $\omega_{pe}$  e  $\lambda_{pe}$ ) ed il parametro di plasma ( $\Lambda$ ).

La lunghezza di Debye rappresenta la scala al di sopra della quale è possibile studiare fenomeni collettivi di plasma, ed è la lunghezza scala al di sopra della quale è possibile considerare il plasma complessivamente neutro; essa indica qual è la distanza entro cui una carica viene schermata dalle cariche circostanti. Se nello studio del plasma si scende al di sotto di questa scala di lunghezza, viene meno l'assunzione di quasi neutralità e non è possibile studiare il plasma tramite una descrizione fluida [7].

La lunghezza di Debye è legata alla temperatura  $T$  ed alla densità del plasma da

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{k_B T}{4\pi n_e e^2}} \quad (1.1)$$

che in unità di comodo è data da

$$\lambda_{D[cm]} = 7.43 \cdot 10^2 n_{e[cm^{-3}]}^{-1/2} T_{[eV]}^{1/2}$$

La frequenza di plasma indica qual è la scala tipica dei tempi su cui avvengono

fenomeni collettivi (quali ad esempio l'*oscillazione elettronica di plasma* in risposta ad una piccola separazione di carica  $\delta n_e \ll n_e$ , che verrà mostrato brevemente in 1.2)

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}} \quad (1.2)$$

dove  $n_e$  è la densità degli elettroni,  $m_e$  la loro massa ed  $e$  la loro carica. In unità di comodo può essere scritta come

$$\omega_{pe} = 5.64 \cdot 10^4 n_{e[cm^{-3}]}^{1/2} \text{ rad/s}$$

La dinamica dovuta agli ioni verrà trascurata in tutto il lavoro per via della maggiore inerzia di questi rispetto agli elettroni ( $m_i \gg m_e$ ); pertanto, in questa approssimazione gli ioni costituiscono un fondo stazionario di carica positiva<sup>1</sup>.

La lunghezza di plasma è definita come la lunghezza d'onda di un'oscillazione di plasma con velocità di fase  $v_p = c$

$$\lambda_{pe} = \frac{2\pi c}{\omega_{pe}} = \sqrt{\frac{\pi m_e c^2}{e^2 n_e}} \quad (1.3)$$

che in unità di comodo è

$$\lambda_{pe[\mu m]} = 3.3 \cdot 10^{10} n_{e[cm^{-3}]}^{-1/2}$$

E' interessante inoltre, notare il legame che c'è tra la  $\omega_e$  e  $\lambda_D$

$$\lambda_D = v_{th} \tau_e$$

dove  $v_{th} = \sqrt{\frac{k_B T}{m_e}}$  è la velocità termica elettronica e  $\tau_e = \omega_{pe}^{-1}$  è il tempo caratteristico di un'oscillazione elettronica [8].

Il parametro di plasma indica quanto è popolata la sfera di Debye di una particella ed è definito come

---

<sup>1</sup>L'approssimazione è basata sul fatto che i tempi scala di interesse per la descrizione della fenomenologia dell'interazione laser-plasma per l'accelerazione degli elettroni sono dati da  $\omega_{pe}^{-1} \ll \omega_{pi}^{-1}$ , sono quindi molto più corti di quelli relativi alla componente ionica.

$$\Lambda = \frac{4\pi}{3} n_e \lambda_D^3 = \frac{4\pi}{3} \left( \frac{k_B T}{4\pi e^2 n_e^{1/3}} \right)^{3/2} \quad (1.4)$$

Dalla (1.4) si osserva che per  $\Lambda \ll 1$  il moto delle particelle cariche è dominato da reciproche interazioni elettrostatiche (plasma *fortemente accoppiato*) [8].

Per  $\Lambda \gg 1$  il plasma si dice *debolmente accoppiato*. In questo caso le forti interazioni elettrostatiche tra particelle (collisioni) sono occasionali e relativamente rare. In questa situazione, ogni singola particella carica è influenzata contemporaneamente da tutte le particelle all'interno della propria sfera di Debye, cosicché non si producono apprezzabili cambiamenti dello stato di moto delle particelle.

## 1.2 Onde nei plasmi

In questa sezione verrà trattato brevemente il problema della propagazione delle onde elettroniche ed elettromagnetiche nei plasmi, in regime lineare ed in regime non lineare 1D di plasma freddo.

### 1.2.1 Regime lineare 1D

La propagazione di perturbazioni nei plasmi ( $\delta n_e/n_e \ll 1$ ) è descritta mediante l'insieme delle equazioni di Maxwell e delle equazioni fluide di continuità e del momento. Dalla linearizzazione di queste equazioni è possibile ottenere la relazione di dispersione per il campo elettrico longitudinale (detta di *Bohm-Gross*) e per quello trasversale<sup>2</sup> [9].

La prima è data da

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + \frac{3\theta_e}{m_e} k^2 \quad (1.5)$$

Tale relazione di dispersione è relativa ad onde in cui il campo  $\mathbf{E}$  oscilla nella direzione del vettore di propagazione  $\mathbf{k}$  (*onde di Langmuir*). Queste sono onde elettrostatiche ( $\nabla \wedge \mathbf{E} = 0$ ), la cui velocità di fase e di gruppo sono date da

---

<sup>2</sup>La componente longitudinale e trasversale del campo elettrico sono definite da

$$\begin{cases} \mathbf{k} \cdot \mathbf{E}_T = 0 \\ \mathbf{k} \wedge \mathbf{E}_L = 0 \end{cases}$$

dove  $\mathbf{k}$  è il vettore d'onda.

$$\begin{cases} v_{\varphi}^{(L)} = \frac{\omega_{pe}}{k} \sqrt{1 + \frac{3\theta_e k^2}{m_e \omega_{pe}^2}} \\ v_g^{(L)} = \left( \frac{3\theta_e}{m_e \omega_{pe}} \right) \frac{k}{\sqrt{1 + \frac{3\theta_e k^2}{m_e \omega_{pe}^2}}} \end{cases} \quad (1.6)$$

E' interessante considerare il limite di plasma freddo ( $\theta_e \rightarrow 0$ ) ed osservare che la legge di dispersione diventa<sup>3</sup>

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2$$

Tale limite mostra che le oscillazioni elettroniche avvengono alla frequenza caratteristica di plasma, a cui è associata una  $v_g = 0$  (sono perturbazioni che non si propagano) ed una velocità  $v_{\varphi}$  indeterminata, a causa della non dipendenza di  $\omega$  da  $k$ .

Per la componente trasversale del campo elettrico si ottiene la relazione di dispersione

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + c^2 k^2 \quad (1.7)$$

che descrive la propagazione di onde elettromagnetiche nel plasma, le cui velocità di fase e di gruppo sono rispettivamente

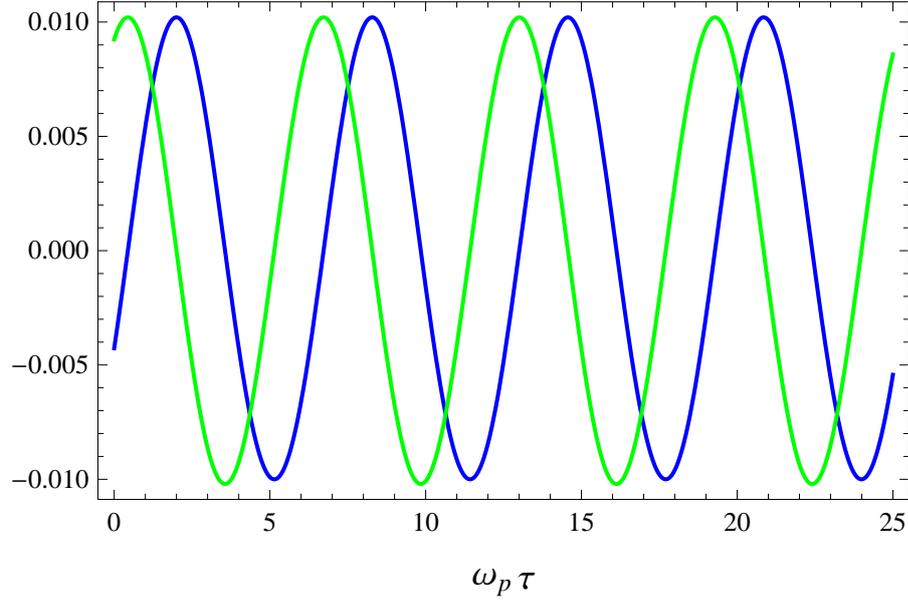
$$\begin{cases} v_{\varphi}^{(T)} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega}\right)^2}} \geq c \\ v_g^{(T)} = c \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega}\right)^2} \leq c \end{cases} \quad (1.8)$$

L'indice di rifrazione è dato quindi da

$$\eta = \frac{c}{v_{\varphi}} = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega}\right)^2} = \sqrt{1 - \frac{4\pi e^2 n_0}{m_e \omega^2}} \quad (1.9)$$

---

<sup>3</sup>Quando la velocità di fase è tale che  $v_{\varphi} \gg v_{th}$  è possibile trascurare nella (1.5) la componente termica. Per la descrizione di onde generate da impulsi laser questa è una buona approssimazione, poichè esse hanno velocità di fase  $v_{\varphi} \simeq c$ .



**Figura 1.1:** Diagramma delle oscillazioni di plasma in regime lineare in approssimazione di plasma freddo. Il diagramma blu rappresenta  $\delta n_e/n_e$  ed il verde  $E/E_0$ . Le due grandezze sono legate dall'equazione di Poisson ed  $E_0 = m_e c \omega_p / e$ . I parametri sono  $\beta_\varphi = 0.99$  e  $\beta_{MAX} = 0.01$ .

Un'onda elettromagnetica può quindi propagarsi in un plasma fin tanto che  $\omega > \omega_{pe}$ , ovvero si deve avere  $n_e < \frac{m_e \omega^2}{4\pi e^2} = n_c$  dove  $n_c(\omega)$  è la densità critica (il plasma viene detto *sottocritico*). Quando, invece,  $n_e > n_c(\omega)$  l'onda elettromagnetica diventa evanescente e viene quindi riflessa (in tal caso il plasma è detto *sovra-critico*). Nel resto di questo lavoro l'interesse sarà rivolto esclusivamente alle interazioni di impulsi laser con plasmi sottocritici.

### 1.2.2 Regime non lineare 1D

Il problema della propagazione di onde di plasma non lineari (cade la condizione  $\delta n_e/n_e \ll 1$ ) è stato studiato nel limite 1D di plasma freddo. La trattazione riportata nel testo di P. Gibbon [10] considera tutte le quantità delle equazioni di Maxwell e delle equazioni fluide dipendenti dalla sola variabile  $\tau = t - z/v_\varphi$ .<sup>4</sup>

Il legame che c'è tra la variazione di densità elettronica ( $\delta n_e$ ), la velocità fluida

<sup>4</sup>In questa descrizione gli operatori differenziali diventano  $\partial_t = d/d\tau$  e  $\nabla = -\frac{\hat{z}}{v_\varphi} d/d\tau$ .

( $\beta = v/c$ ) e la velocità di fase dell'onda di plasma ( $\beta_\varphi = v_\varphi/c$ ) è data da

$$\frac{\delta n_e}{n_{e0}} = \frac{\beta}{\beta_\varphi - \beta} \quad (1.10)$$

La (1.10) evidenzia una caratteristica delle onde di plasma non lineari: la densità elettronica è maggiore nelle regioni in cui la velocità fluida si avvicina alla velocità di fase. Dalla figura 1.2 è possibile osservare come le onde di plasma non lineari presentino dei picchi di densità elettronica lì dove la velocità fluida è maggiore.

Nel caso di oscillazione di plasma nella sola direzione longitudinale l'equazione che lega la velocità fluida alla densità è data da [10]

$$\frac{d^2}{d\tau^2} [\gamma (1 - \beta_\varphi \beta)] = \omega_{pe}^2 \beta_\varphi^2 \frac{\beta}{\beta_\varphi - \beta} \quad (1.11)$$

alla quale il campo elettrico associato è dato da

$$E_z(\tau) = \left( \frac{mc}{e\beta_\varphi} \right) \frac{d}{d\tau} [\gamma (1 - \beta_\varphi \beta)] \quad (1.12)$$

La soluzione numerica alla (1.11) e alla (1.12) è mostrata in figura 1.2 (rispettivamente in blu ed in verde) con i parametri d'integrazione  $\gamma_\varphi = 10$  e  $\gamma_{MAX} = \sqrt{1 + u_{MAX}^2} = 3$ . Il campo elettrico, in questo esempio fortemente non lineare, perde l'andamento oscillante (mostrato in figura 1.1) ed assume la caratteristica forma a “dente di sega”. Inoltre, è comodo esprimere il campo elettrico in termini del solo fattore relativistico del fluido di elettroni ( $\gamma = [1 + u^2]^{1/2}$ ) [10]

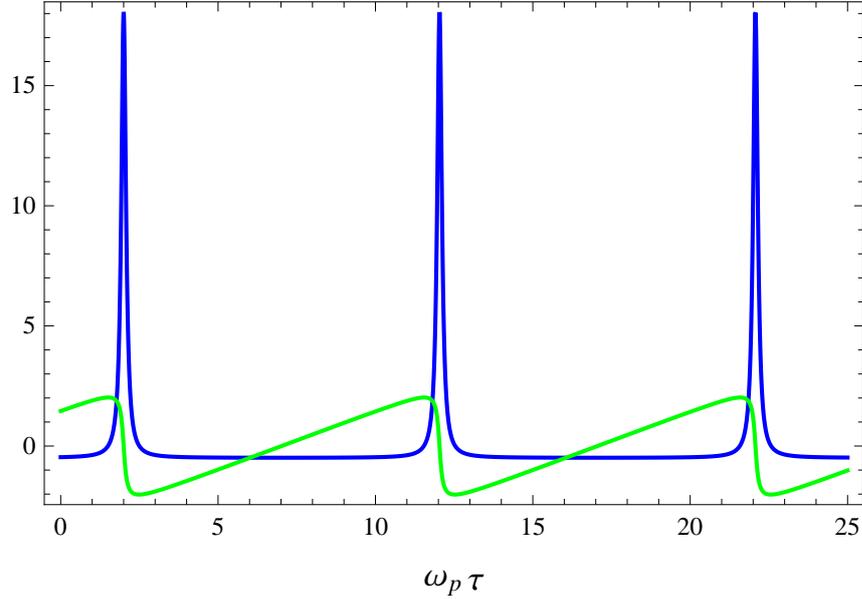
$$|E_z| = \frac{\sqrt{2}mc\omega_{pe}}{e} (\gamma_{MAX} - \gamma)^{1/2} \quad (1.13)$$

da cui è possibile ottenere il valore massimo del campo elettrico ponendo  $\gamma = 1$

$$E_z^{(MAX)} = \frac{\sqrt{2}mc\omega_{pe}}{e} (\gamma_{MAX} - 1)^{1/2} \quad (1.14)$$

Inoltre, il periodo dell'onda di plasma non lineare aumenta all'aumentare dell'ampiezza. Nel limite relativistico ( $\gamma_\varphi \gg 1$ ) si trova che [11, 12, 13]

$$\lambda_{NL} \simeq \lambda_{pe} \begin{cases} 1 + \frac{3E_M^2}{16E_0^2}, & \text{per } E_M/E_0 \gg 1, \\ \frac{2}{\pi} \left( \frac{E_M}{E_0} + \frac{E_0}{E_M} \right), & \text{per } E_M/E_0 \ll 1. \end{cases}$$



**Figura 1.2:** Diagramma rappresentante oscillazioni di plasma in regime fortemente non lineare tramite integrazione numerica delle (1.11) e (1.12). Il diagramma blu rappresenta  $\delta n_e/n_{e0}$  ed il verde  $E/E_0$ ; i parametri sono  $\gamma_\varphi = 10$  e  $\gamma_{MAX} = 3$ .

### 1.2.3 Wave breaking

Gli alti campi elettrostatici sostenuti da un'onda di plasma hanno un limite massimo di *wavebreaking*. Questo limite viene raggiunto quando la velocità fluida in un'onda di plasma eccede la velocità di fase dell'onda stessa, come mostra la (1.10). In una descrizione 1D del plasma, quando questo avviene, alcuni elettroni di uno strato si trovano ad avere una velocità superiore a quella degli strati elettronici immediatamente precedenti nell'onda, provocando così un attraversamento di strati, e quindi una perdita di coerenza dell'onda di plasma (ossia la rottura dell'onda)<sup>5</sup>.

Per onde di plasma non relativistiche già Dawson [14] derivò il campo limite di wave-breaking nel limite di plasma freddo, usando un semplice modello 1D in formalismo lagrangiano

$$E_{NRWB} = \frac{m_e \omega_p c}{e} \beta_\varphi = E_0 \beta_\varphi \quad (1.15)$$

<sup>5</sup>La descrizione fluida in tale condizione viene meno poichè la velocità fluida non è più definita univocamente (si dice che il fluido è formato in tale condizione da un multistream), così come il campo elettrico non è più descrivibile univocamente e la densità elettronica presenta una singolarità [14, 10].

In unità di comodo  $E_0$ , detto campo limite di Dawson, è dato da

$$E_{0[V/m]} \simeq 96 n_e^{1/2}_{[cm^{-3}]}$$

Per onde di plasma relativistiche in regime non lineare questo limite si trova dalla (1.14) ponendo  $\gamma_{MAX} = \gamma_\varphi$

$$E_{WB} = E_0 \sqrt{2(\gamma_\varphi - 1)} \quad (1.16)$$

Quindi, in regime relativistico il campo limite sostenuto dall'onda di plasma può aumentare notevolmente. Tale limite aumenta con la densità del plasma<sup>6</sup>  $E_0 \sim n_e^{1/2}$ . Per esempio un plasma attraversato da un impulso laser di lunghezza d'onda  $\lambda_0 \simeq 0.8 \mu m$ , il campo limite longitudinale sostenibile dall'onda di plasma è  $E_{WB} \simeq 1500 \text{ GV/m}$  per  $n_e \simeq 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  ( $\gamma_\varphi \simeq \omega_0/\omega_{pe} \simeq 13$ ), e  $E_{WB} \simeq 860 \text{ GV/m}$  per  $n_e \simeq 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  ( $\gamma_\varphi \simeq \omega_0/\omega_{pe} \simeq 41$ ).

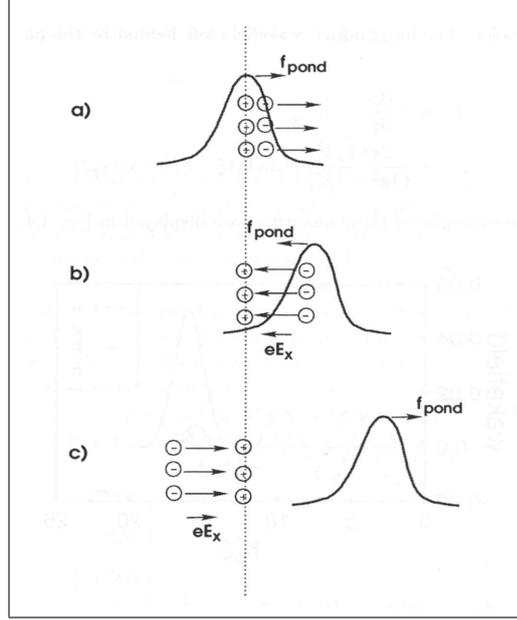
Gli enormi campi elettrostatici sostenibili da un'onda di plasma dati dalla (1.16) in realtà sono frutto del modello fluido di plasma freddo che è stato preso in esame. Modelli di plasmi più realistici, in cui è stata presa in considerazione la distribuzione termica degli elettroni, sono stati analizzati per la prima volta da Coffey [15] e poi da Mori e Katsouleas [16]. Gli effetti termici in generale hanno la proprietà di ridurre l'ampiezza del campo di wavebreaking del plasma.

### 1.3 Forza ponderomotrice e generazione di wake-field

Un impulso laser molto corto ed intenso che attraversa un plasma può essere sfruttato per eccitare onde di plasma. Infatti, la forza non lineare associata all'impulso laser, detta *forza ponderomotrice*, genera una separazione di carica durante la sua propagazione, creando così una scia di onde elettroniche (la *wake-field*).

---

<sup>6</sup>Come verrà mostrato nella prossima sezione, la velocità di fase di un'onda di plasma è circa uguale alla velocità di gruppo dell'impulso laser che la eccita. Quindi  $\gamma_\varphi \simeq \gamma_g \simeq \omega/\omega_{pe} \gg 1$  in un plasma sottodenso. Il campo limite di wave breaking risulta essere così  $E_{WB} \simeq \sqrt{2}E_0 (\omega/\omega_{pe})^{1/2} > E_0$ .



**Figura 1.3:** Rappresentazione pittorica dell'azione della forza ponderomotrice sugli elettroni di un plasma [10].

La forza ponderomotrice che agisce sulle cariche può essere derivata considerando il limite di plasma freddo nell'equazione fluida del moto degli elettroni

$$\frac{d\mathbf{p}_e}{dt} = -e[\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \wedge \mathbf{B}] \quad (1.17)$$

dove  $\mathbf{p}_e$  è l'impulso dell'elemento fluido, e  $\mathbf{v}_e$  la sua velocità e  $d/dt = \partial_t + (\mathbf{v}_e \cdot \nabla)$ . Il campo elettrico e magnetico del laser possono essere rappresentati rispettivamente da

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\mathbf{A}}{\partial t} \\ \mathbf{B} &= \nabla \wedge \mathbf{A} \end{aligned}$$

dove si considera il potenziale vettore polarizzato principalmente in modo trasverso. Normalizzando l'eq.ne (1.17) su  $m_e c^2$  si ottiene

$$\frac{d}{d(ct)} \mathbf{u}_e = \frac{\partial}{\partial(ct)} \mathbf{a} - \left( \frac{\mathbf{u}_e}{\gamma_e} \right) \wedge (\nabla \wedge \mathbf{a}) \quad (1.18)$$

dove  $\mathbf{u}_e = \mathbf{p}_e/m_e c$  ed  $\mathbf{a} = e\mathbf{A}/m_e c^2$ , che in unità di comodo è dato da<sup>7</sup>

$$a_0 \simeq 8.5 \cdot 10^{-10} \lambda_0 [\mu m] I_{[W/cm^2]}^{1/2}$$

Nella (1.18) il primo termine del secondo membro determina la risposta lineare degli elettroni al campo  $\mathbf{E}$  del laser, mentre il secondo termine determina una risposta non lineare ed è la causa della forza ponderomotrice.

Nel regime lineare  $a_0 \ll 1$ , il primo termine della (1.18) è dominante per il moto degli elettroni, ed il momento associato a questi è detto *momento di quiver*,  $\mathbf{u}_e = \mathbf{u}_q + \delta\mathbf{u}$  dove  $\mathbf{u}_q = \mathbf{a}$  è soluzione di  $\partial\mathbf{u}_q/\partial t = \partial\mathbf{a}/\partial t$ . Si può inserire in modo perturbativo  $\mathbf{u}_q$  nei termini non lineari della (1.18) ottenendo

$$\frac{d\delta\mathbf{u}}{dt} + \frac{c}{\gamma_e} (\mathbf{u}_q \cdot \nabla) \mathbf{u}_q = -\frac{c}{\gamma_e} \mathbf{u}_q \wedge (\nabla \wedge \mathbf{a})$$

da cui si ottiene  $\partial\delta\mathbf{u}/\partial t = -(c/\gamma_e)\nabla(a^2/2)$ . La forza ponderomotrice risulta quindi essere

$$\mathbf{F}_p = \frac{d\delta\mathbf{p}_q}{dt} = -\frac{m_e c^2}{\gamma_e} \nabla \left( \frac{a^2}{2} \right) \quad (1.19)$$

dove  $\gamma_e = \sqrt{1 + u_e^2}$ . La (1.19) è valida in regime lineare ( $a \ll 1$  e  $\gamma_e \simeq 1$ ) e in regime 1D non lineare (in cui la conservazione del momento canonico rende esatta la relazione  $\mathbf{u}_\perp = \mathbf{a}$ ).

In regime 3D non lineare vale la relazione [11, 17]

$$\partial_t \delta\mathbf{u}_e = c\nabla(\phi - \gamma_e) \quad (1.20)$$

dove in questo caso viene definito  $\delta\mathbf{u}_e = (\mathbf{u}_e - \mathbf{a})$  e  $\phi$  è il potenziale elettrostatico<sup>8</sup>. Tale forza non lineare è quindi la conseguenza dell'azione su un plasma di un campo elettromagnetico non omogeneo, che tende ad espellere le cariche dalle zone di campo più intenso, in modo analogo alla pressione di radiazione.

È ora chiaro che durante la propagazione, l'impulso laser creerà delle modulazioni

<sup>7</sup>Dato un impulso laser di frequenza  $\omega_0$  (centrale), il potenziale vettore normalizzato del campo laser è  $a_0 = eA/m_e c^2 \simeq eE_L/\omega_0 m_e c$ , e la relazione tra campo elettrico ed intensità laser è  $I_L = c\langle E_L^2 \rangle/4\pi$ .

<sup>8</sup>Le relazione (1.20) presuppone che prima del passaggio dell'impulso per il plasma valga la condizione  $\nabla \wedge \delta\mathbf{u}_e = 0$ .

della densità elettronica la cui conseguenza è quella di eccitare un'onda elettronica di plasma. L'onda che si viene a creare al seguito dell'impulso sarà caratterizzata da una velocità di fase uguale (circa) alla velocità di gruppo dell'impulso stesso [1]

$$v_{\varphi,e} \simeq v_{g,l} = c \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega}\right)^2} \quad (1.21)$$

### 1.3.1 Generazione di wake-field

In regime lineare, in cui  $a \ll 1$ , gli elettroni nel loro moto di quiver, dovuto al campo laser, sono non relativistici e pertanto le leggi di dispersione (1.5) e (1.7) valgono in modo esatto ( $a \sim u \ll 1$  e  $\gamma \simeq 1$ ). Nel riferimento comoviente con l'impulso laser e in approssimazione quasistatica per le equazioni fluide i lavori [10, 11, 18] mostrano che le equazioni differenziali per  $\phi$ ,  $\mathbf{E}$  e  $\delta n_e$  sono<sup>9</sup>

$$\begin{cases} (\nabla_{\perp}^2 + \partial_{\zeta} + k_{pe}^2) \phi = k_{pe}^2 \left(\frac{a^2}{2}\right) \\ (\nabla_{\perp}^2 + \partial_{\zeta} + k_{pe}^2) \mathbf{E} = -k_{pe}^2 \nabla \left(\frac{a^2}{2}\right) \\ (\nabla_{\perp}^2 + \partial_{\zeta} + k_{pe}^2) \frac{\delta n_e}{n_{e0}} = \frac{k_{pe}^2}{4\pi e} \nabla^2 \left(\frac{a^2}{2}\right) \end{cases} \quad (1.22)$$

le cui soluzioni oscillanti 1D sono mostrate in figura 1.4 per un impulso di inviluppo longitudinale gaussiano ed intensità  $a_0 = 0.3$ .

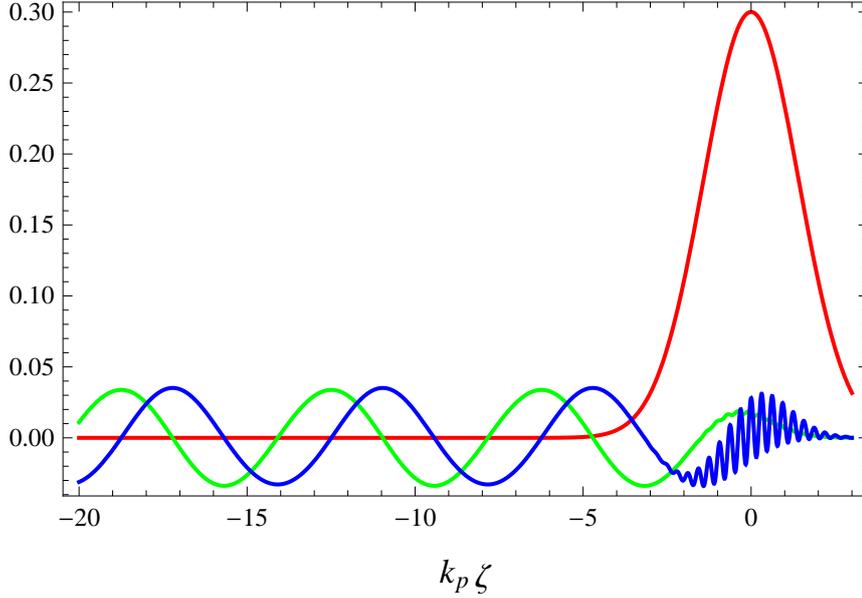
Il regime 1D non lineare ( $a \geq 1$ ) nei lavori [10, 11] il problema viene affrontato nella gauge di Coulomb ( $\nabla \cdot \mathbf{a} = 0$ ), in cui  $a_z = 0$ ,  $\mathbf{u}_{\perp} = \mathbf{a}$ ,  $\gamma = \sqrt{1 + a^2}/\sqrt{1 - \beta^2}$  e usando l'approssimazione di quasi stazionarietà nel riferimento comoviente con l'impulso laser. La wakefield è così descritta dall'equazione di Poisson nel solo potenziale scalare  $\phi$  e potenziale vettore  $\mathbf{a}$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \zeta^2} = \kappa_p^2 \gamma_g^2 \left\{ \frac{\beta_g(1 + \phi)}{[(1 + \phi)^2 - \gamma_g^{-2}(1 + a^2)]^{1/2}} - 1 \right\} \quad (1.23)$$

di cui una risoluzione numerica è mostrata in figura 1.5

---

<sup>9</sup>Nel riferimento comoviente si ha che  $t \rightarrow \tau$ ,  $z \rightarrow \zeta = z - ct$  (in plasmi sottodensi  $v_g \simeq c$ ) e per le equazioni fluide si trascura  $\partial_{\tau}$ .

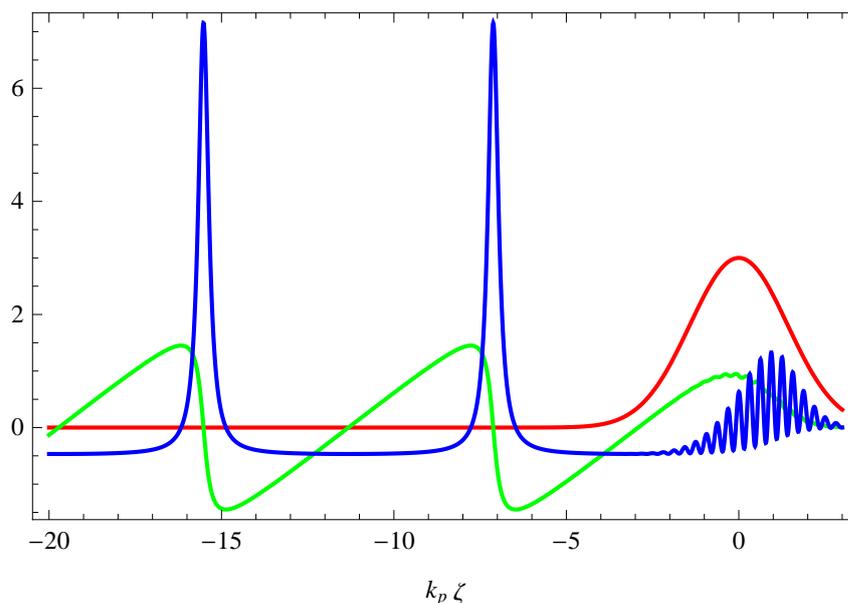


**Figura 1.4:** Soluzione 1D dell'equazione (1.22) in cui il diagramma rosso rappresenta l'involuppo (gaussiano) dell'impulso laser dato da  $a = a_0 \exp(-\zeta^2/2L^2)$ , dove  $a_0 = 0.3$  e  $k_p L = \sqrt{2}$ . Il diagramma blu rappresenta la densità elettronica  $\delta n_e/n_e$  e il diagramma verde rappresenta il campo elettrostatico  $E/E_0$ .

Nei regimi 3D o 2D non lineari vista l'enorme complessità che assumono le equazioni si rende necessario l'utilizzo di codici numerici di simulazione. Uno dei possibili approcci è l'utilizzo di codice basato su modelli fluidi fortemente non lineari. Un altro approccio, che richiede risorse di calcolo molto più grandi, è l'utilizzo di codici di simulazione PIC (Particle In Cell).

## 1.4 Iniezione degli elettroni nell'onda di plasma

Una volta visto come i plasmi possano sostenere onde elettrostatiche in grado di accelerare elettroni a velocità prossime a  $c$ , sorge il problema di come iniettare gli elettroni nell'onda di plasma con la giusta fase, affinché venga sfruttata solo la parte accelerante del campo elettrico; inoltre, per gli scopi della fisica delle alte energie è necessario fare in modo che gli elettroni iniettati emergano dopo il processo di accelerazione con dimensione longitudinale, divergenza angolare e dispersione energetica più basse possibile. Questo problema è stato affrontato negli ultimi decenni portando sostanzialmente a due metodi di iniezione: iniezione esterna utilizzando pacchetti pre accelerati ed autoiniezione utilizzando gli stessi elettroni dell'onda di



**Figura 1.5:** Soluzione numerica dell'equazione (1.23). Il diagramma rosso rappresenta l'involuppo (gaussiano) dell'impulso laser dato da  $a = a_0 \exp(-\zeta^2/2L^2)$ , dove  $a_0 = 3$  ed  $k_p L = \sqrt{2}$ . Il diagramma blu rappresenta la densità elettronica  $\delta n_e/n_e$ . Il diagramma verde tratteggiato rappresenta il campo elettrostatico  $E/E_0$ , che assume l'andamento a dente di sega nella scia lasciata dal plasma.

plasma.

### 1.4.1 Iniezione esterna

Il modo che sembrerebbe concettualmente più semplice per iniettare gli elettroni nell'onda di plasma è quello di accelerare prima questi tramite un acceleratore convenzionale per poi iniettarli nell'onda di plasma eccitata dal laser. L'iniezione esterna è però molto problematica dal punto di vista tecnico poichè le caratteristiche temporali e spaziali sono estremamente difficili da soddisfare:

- il pacchetto deve essere iniettato con la giusta fase in modo che sia utilizzata solamente la parte accelerante dell'onda di plasma. Ciò si ripercuote sul sistema sincronizzatore tra LINAC e laser, che deve avere un "jitter" temporale  $\ll \tau_e$  (per plasmi tipici con  $n_e \approx (10^{18} \div 10^{19}) \text{ cm}^{-3}$  si ha  $\tau_e \approx (110 \div 35) \text{ fs}$  rispettivamente);
- la lunghezza del pacchetto deve essere  $\ll \lambda_{pe}/2$ , affinché esso sia contenuto interamente in una piccola zona della fase accelerante del campo elettrico. In questo modo gli elettroni potranno mantenere una bassa dispersione energetica dopo il processo di accelerazione (per plasmi con  $n_e \approx (10^{18} \div 10^{19}) \text{ cm}^{-3}$ ,

$\lambda_{pe} = c/\tau_e \approx (33 \div 10) \mu m$  rispettivamente. Si consideri che i LINAC convenzionali producono pacchetti elettronici dell'ordine dei  $ps$  corrispondenti a lunghezze dell'ordine dei  $mm$ );

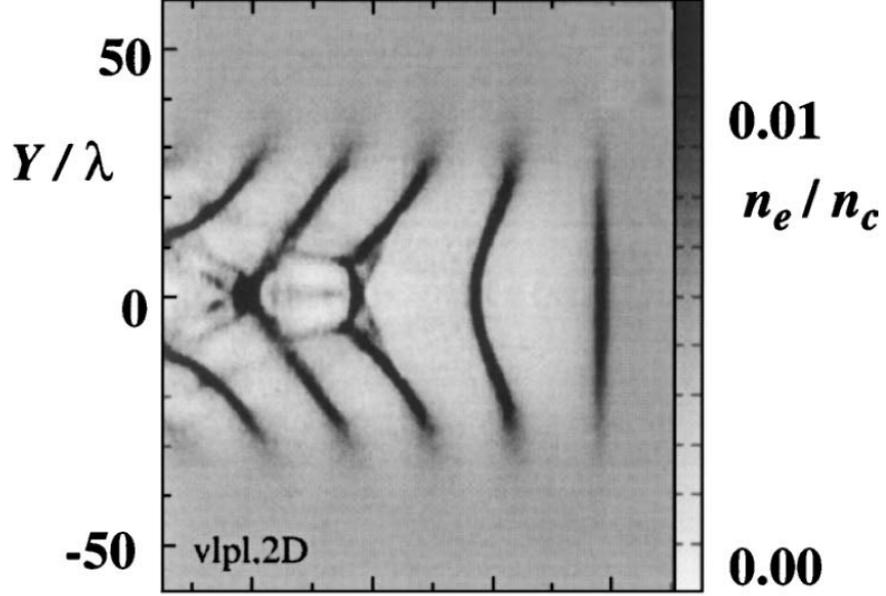
- anche le dimensioni trasversali del pacchetto pre accelerato devono essere minori delle dimensioni trasverse del waist ( $\approx 10 \mu m$ ). Questo requisito è necessario poichè man mano che ci si allontana dall'asse ottico le componenti trasversali del campo elettrico della wake-field aumentano e potrebbero interagire con gli elettroni iniettati. Se ciò avviene le caratteristiche di collimazione dei pacchetti accelerati potrebbero essere compromesse.

### 1.4.2 Auto-iniezione

Il metodo più semplice di iniettare elettroni nell'onda di plasma è quello di prenderli direttamente dall'onda stessa sfruttando il meccanismo di wave-breaking. Infatti, quando un'onda elettronica si rompe è possibile che una parte degli elettroni del fondo si autoiniettino nella zona anteriore ai picchi di densità, in cui il campo elettrico è accelerante.

Il vantaggio di questo metodo sta nel fatto che automaticamente il pacchetto che si inietta nell'onda ha la giusta "lunghezza" e la giusta fase. Lo svantaggio però è che i pacchetti risentono di una dispersione energetica maggiore rispetto all'iniezione esterna (nelle condizioni ottimali) e che è richiesta una un'intensità laser maggiore per raggiungere gli elevati campi necessari per il wave breaking (fino a valori di circa  $1500 GV/m$  per  $n_e \approx 10^{19} cm^{-3}$ ).

È possibile tramite un meccanismo di wave-breaking trasverso [19] ottenere autoiniezione anche senza dover raggiungere gli enormi campi elettrici necessari per la rottura longitudinale dell'onda. Infatti in regimi 3D fortemente non lineari le onde di scia presentano un incurvamento dei fronti d'onda come mostrato in figura 1.6. Questo è dovuto al fatto che il profilo di intensità radiale dell'impulso laser eccita onde di plasma più intense in asse che fuori asse. Poichè ad onde più intense è associata anche una lunghezza d'onda maggiore (e una minor velocità di fase) i fronti d'onda si incurvano. In questo regime la rottura dell'onda di plasma avviene quando il raggio di curvatura del fronte d'onda diminuisce fino a raggiungere le sue dimensioni trasversali.



**Figura 1.6:** Struttura della densità elettronica di un'onda di scia che si rompe dietro l'impulso laser trasversalmente. La simulazione è stata eseguita con il codice PIC Virtual Laser-Plasma Laboratory (VLPL) in cui le caratteristiche dell'impulso laser sono:  $a_0 = 2.5$  (centrato in  $X/\lambda \simeq 275$ ), larghezza  $26\lambda$ , lunghezza  $20\lambda$  ed  $\omega/\omega_{pe} = 13$  [19].

## 1.5 Lunghezza di sfasamento ed altre limitazioni all'accelerazione laser-plasma

Una stima dell'energia che un pacchetto di elettroni può guadagnare da un'onda di plasma, in regime lineare è data nel lavoro di Tajima e Dawson [1]. La frequenza e la lunghezza dell'onda di plasma, nel riferimento solidale a questa, sono date da

$$\begin{pmatrix} \omega'_{pe} \\ ck'_{pe} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma_\varphi & -\beta_\varphi \gamma_\varphi \\ -\beta_\varphi \gamma_\varphi & \gamma_\varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \omega_{pe} \\ ck_{pe} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{ck_{pe}}{\gamma_\varphi} \end{pmatrix}$$

e per il campo elettromagnetico si ha

$$\begin{pmatrix} \omega' \\ ck' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma_\varphi & -\beta_\varphi \gamma_\varphi \\ -\beta_\varphi \gamma_\varphi & \gamma_\varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \omega \\ ck \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \omega_{pe} \\ 0 \end{pmatrix}$$

Il campo elettrico è dato da<sup>10</sup>

<sup>10</sup>Nella trasformazione di Lorentz il campo elettrico longitudinale è invariante  $E'_\parallel = E_\parallel$ .

$$E'_{\parallel}(z') = -E_{\parallel} \sin(k'_{pe} z')$$

In questo riferimento, considerando il campo limite  $E_{\parallel} = E_0$ , il guadagno massimo di energia è

$$\Delta \mathcal{E}'_M \simeq 2m_e c^2 \gamma_{\varphi}$$

Nel sistema del laboratorio questo guadagno massimo di energia è quindi

$$\Delta \mathcal{E} \approx m_e c^2 \gamma_{\varphi}^2 \quad (1.24)$$

che in unità di comodo vale

$$\Delta \mathcal{E}_{M [MeV]} \simeq 5.6 \lambda_0^{-2} n_e^{-1} \quad [\lambda_0 [\mu m], n_e [10^{18} cm^{-3}]]$$

dove  $\lambda_0$  è la lunghezza d'onda del laser nel vuoto e si è considerato che  $\gamma_{\varphi} = \lambda_{pe}/\lambda_0$ . Da questa analisi qualitativa emerge che plasmi meno densi consentono di accelerare gli elettroni a più alte energie<sup>11</sup>.

Questo guadagno di energia avviene entro la lunghezza di “*dephasing*”  $L_d$ , oltre la quale gli elettroni entrano nella zona decelerante dell'onda di plasma. Si ha

$$L_d \simeq \frac{\lambda_{pe}}{2} \gamma_{\varphi}^2 \quad (1.25)$$

che in unità di comodo vale

$$L_{d [mm]} \approx 37.33 \lambda_0^{-2} n_e^{-3/2} \quad [\lambda_0 [\mu m], n_e [10^{18} cm^{-3}]] \quad (1.26)$$

Un altro limite all'accelerazione è dato dallo svuotamento progressivo dell'impulso laser durante l'eccitazione dell'onda di plasma (*pump depletion*); la lunghezza su cui questo avviene è detta *depletion length* ( $L_{pd}$ ), definita come la lunghezza su cui l'energia sotto forma di onde elettrostatiche eguaglia l'energia rimanente nell'impulso [11, 20]

$$L_{pd} < E_z^2 >_{L_d} \simeq < E_L^2 >_{L_P} L_P$$

---

<sup>11</sup>Nonostante il campo elettrico accelerante scali come  $E_0 \sim n_e^{1/2}$ , la lunghezza di dephasing su cui gli elettroni vengono accelerati scala come  $L_d \sim n_e^{-3/2}$ . Quindi  $\Delta \mathcal{E} \sim E_0 L_d \sim n_e^{-1}$ .

dove  $E_L^2$  è il campo elettrico associato al laser e  $L_P$  è la sua lunghezza. Nel limite 1D è mostrato in [11] ed in [21] che la  $L_{pd}$  è data da<sup>12</sup>

$$L_{pd} \approx 2 \frac{\lambda_{pe}^3}{\lambda_0^2 a_0^2} \quad (1.27)$$

che in unità di comodo vale

$$L_{pd\{mm\}} \approx 98.4 \lambda_{0\{\mu m\}}^{-4} I_{0\{10^{18} W/cm^2\}}^{-1} n_{e0\{10^{18} cm^{-3}\}}^{-3/2}$$

## 1.6 Propagazione di impulsi laser ultra intensi in plasmi sottocritici

La propagazione di un impulso laser nel vuoto è ben descritta dall'ottica gaussiana, per la quale il raggio del fascio laser evolve secondo la relazione [22]

$$w(z) = w_0 \left[ 1 + \left( \frac{z}{z_R} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (1.28)$$

dove  $w_0$  è il raggio minimo detto *beam waist*,  $\hat{z}$  è la direzione di propagazione e  $z_R$  è la lunghezza di Rayleigh. Quest'ultima è definita come la distanza dal beam-waist alla quale l'intensità dell'impulso si dimezza, ed è completamente determinata dal valore del beam-waist  $w_0$  e dalla lunghezza d'onda nel vuoto del laser  $\lambda_0$

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda_0} \quad (1.29)$$

Per raggiungere intensità sufficientemente alte ( $I_0 \gtrsim 10^{17} W/cm^2$ ), è necessario focalizzare l'impulso laser in spot di raggio micrometrico. Dalla (1.29) si evince quindi che per accelerare elettroni ad alte energie, la  $z_R$  pone un limite piuttosto severo<sup>13</sup>. Per esempio, un impulso laser con  $\lambda_0 \simeq 0.8 \mu m$ , focalizzato su un plasma di densità  $n_e \simeq 10^{18} cm^{-3}$ , può accelerare elettroni fino a circa  $870 MeV$ , purchè rimanga focalizzato su una  $L_d \simeq 28 mm$  (valore molto più grande del limite imposto dalla  $z_R$ ).

---

<sup>12</sup>In realtà la relazione data da [11] e [21] è un limite relativistico 1D in regime lineare, in cui l'involuppo temporale del laser è a forma di gradino.

<sup>13</sup>Per un impulso con  $\lambda_0 \simeq 0.8 \mu m$  focalizzato in un waist di  $w_0 \sim (10 \div 20) \mu m$  si ha  $z_R \sim (0.4 \div 1.5) mm$ .

Il superamento di questo limite è offerto dalla possibilità di sfruttare meccanismi di autoguida rifrattiva nei plasmi, come il *self-focus relativistico* ed il *self-channeling ponderomotivo*, oppure tramite l'utilizzo di opportuni canali di plasma preformati.

La legge di dispersione (1.7) è valida solo in regime lineare di interazione laser-plasma, ossia per l'intensità laser  $a_0 \ll 1$ . Quando questa condizione viene meno, l'indice di rifrazione (1.9) va modificato inserendo correzioni dovute alle interazioni non lineari tra laser e plasma. Queste correzioni sono state considerate per la prima volta nei lavori di Sprangle [12, 13] e di Decker e Mori [23] che portano ad un indice di rifrazione dato da<sup>14</sup>

$$\eta \simeq \left[ 1 - \left( \frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2 \frac{n_e(r)}{n_0 \gamma_e(r)} \right]^{1/2} \quad (1.30)$$

dove si è supposto  $\gamma_e \simeq \sqrt{1 + a^2}$ . Per plasmi sottodensi in cui  $\omega_{pe}/\omega \ll 1$  e considerando che  $n_e = n_{e0} + \delta n_e$ , la (1.30) può essere scritta come

$$\eta \simeq 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{2\omega^2} \left( 1 + \frac{\delta n_e}{n_{e0}} \right) (1 + a^2)^{-1/2} \quad (1.31)$$

La guida dell'impulso oltre il limite diffrattivo è possibile, se si è in grado di generare un indice di rifrazione con profilo radiale  $\partial\eta/\partial r < 0$ , in modo che il plasma offra all'impulso un effetto da lente convergente<sup>15</sup>.

### 1.6.1 Self-focus relativistico e self-channeling ponderomotivo

Nel limite non relativistico ( $a \ll 1$ ) e trascurando  $\delta n_e$  nella (1.31) l'equazione per il raggio dell'impulso laser in approssimazione parassiale (detta anche *slow envelope approximation*) è data da [10, 24]<sup>16</sup>

---

<sup>14</sup>Il lavoro di Decker e Mori mostra anche che la (1.30) è valida fintanto che la lunghezza dell'impulso sia almeno pari alla lunghezza di plasma  $\lambda_{pe}$ . Infatti, è su tale scala di lunghezza che l'indice di rifrazione subisce variazioni apprezzabili per le interazioni del laser con gli elettroni del plasma. La propagazione degli impulsi molto corti così come la parte anteriore di un impulso "lungo", sono meglio descritti dalla (1.9).

<sup>15</sup>Questo profilo dell'indice di rifrazione genera un incurvamento focalizzante del fronte d'onda, causato dalla velocità di fase minore sull'asse ( $\eta$  maggiore) e maggiore man mano che ci si allontana da esso ( $\eta$  minore).

<sup>16</sup>Nei lavori [10, 24, 25] viene considerato un impulso laser gaussiano (ideale) descritto da  $a(r) = a_0 (w_0/r_s(z)) \exp(-r^2/2r_s^2(z))$ .

$$\frac{d^2 R}{dz^2} = \frac{1}{z_R R^3} \left( 1 - \frac{P}{P_c} \right) \quad (1.32)$$

dove  $R = r_r/w_0$ ,  $z_R$  è la lunghezza di Rayleigh ed il termine  $P/P_c = (a_0 w_0)^2 k_p^2 / 32$ . Il primo termine in parentesi rappresenta l'evoluzione diffrattiva nel vuoto, mentre il secondo è il termine di self-focusing. La soluzione alla (1.32) è data da

$$r_s^2(z) = w_0^2 \left[ 1 + \left( 1 - \frac{P}{P_c} \right) \frac{z^2}{z_R^2} \right] \quad (1.33)$$

Questa soluzione mostra esplicitamente che per  $P/P_c < 1$  continua a dominare la diffrazione, mentre per  $P/P_c > 1$  si innesca un processo di self-focus relativistico. La condizione di soglia  $P = P_c$  in unità di comodo è data da

$$P_{c[TW]} = I_0^{(cr)} w_0^2 \simeq 18.51 \lambda_{0[\mu m]}^{-2} n_e^{-1} [10^{18} \text{ cm}^{-3}] \quad (1.34)$$

oppure, come è solitamente scritta in letteratura, da

$$P_{c[GW]} \simeq 17 \left( \frac{\omega_0}{\omega_{pe}} \right)^2 \quad (1.35)$$

Per esempio, in un plasma con  $n_e \approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  ed un laser con lunghezza d'onda  $\lambda = 0.8 \mu m$  la potenza critica per il self-focusing è di circa  $P_c \simeq 29 \text{ TW}$ .

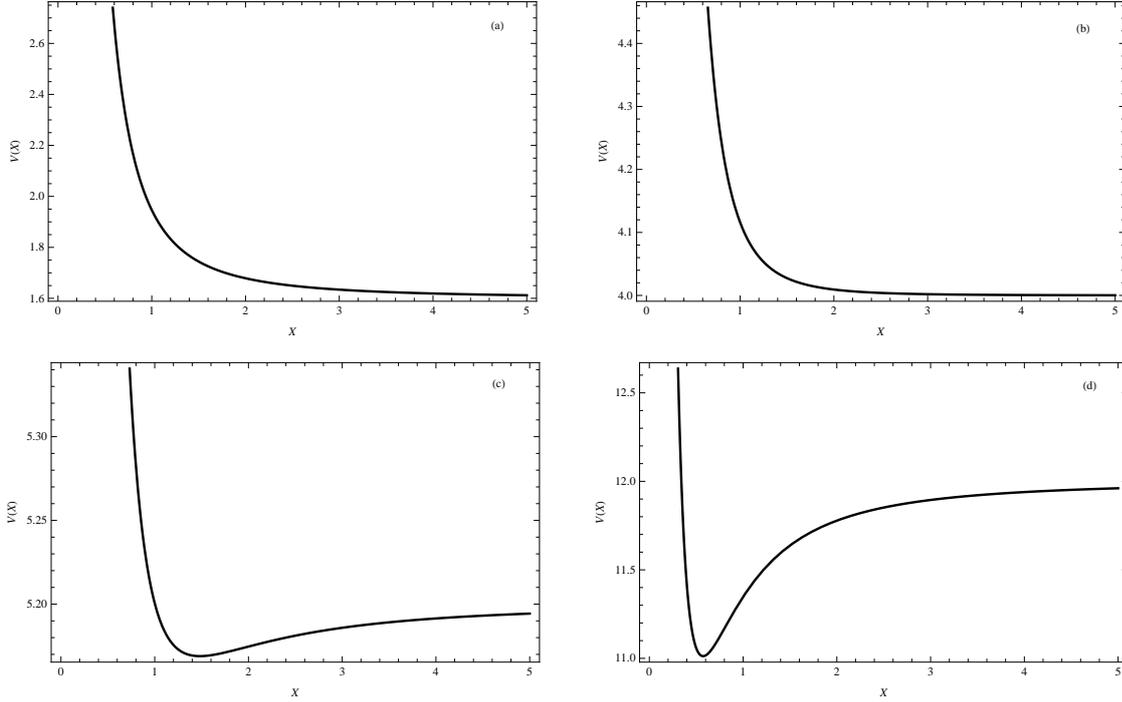
Tutto ciò è vero per impulsi abbastanza lunghi, la cui durata  $\tau_L \gtrsim \omega_{pe}^{-1}$ , ma per impulsi più corti di  $\omega_{pe}^{-1}$ , anche se  $P > P_c$ , può non innescarsi il self-focusing relativistico<sup>17</sup>. Nel caso di impulsi molto corti di lunghezza  $c\tau_L = \zeta$ , è necessario considerare la risposta del plasma. Pertanto l'indice di rifrazione diventa [12, 24]

$$\eta \simeq 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{2\omega^2} \left( 1 - \frac{a_0^2 k_p^2 \zeta}{4} \right)$$

da cui si deduce che l'intensità critica effettiva per tali impulsi è molto maggiore rispetto alla (1.34), ossia  $P_{c,sp} \simeq 2P_c/k_{pe}^2 \zeta^2 \gg P_c$  per  $k_{pe} \zeta \ll 1$ .

---

<sup>17</sup>Fisicamente affinché cambi l'indice di rifrazione è necessario un tempo pari a circa  $\omega_{pe}^{-1}$ . Infatti la derivazione dell'indice di rifrazione (1.31) è stata fatta in condizioni di stazionarietà delle equazioni del plasma, ma tale situazione di equilibrio non può essere supposta su scale di tempo troppo corte [24].



**Figura 1.7:** Grafici rappresentanti il potenziale di equazione (1.36) per diversi valori di  $P/P_c$ . I grafici (a) e (b) sono relativi a  $P/P_c = 0.4$  e  $P/P_c = 1.0$  rispettivamente. Si vede l'assenza di minimi relativi nel potenziale a cui segue necessariamente un'evoluzione del laser dominata dagli effetti diffrattivi. I grafici (c) e (d) sono relativi a  $P/P_c = 1.3$  e  $P/P_c = 3.0$  rispettivamente. Si vede in questo caso la possibilità di poter innescare un regime di self-guiding per lo spot laser se  $(dr_s/dz)^2$  non è troppo grande.

Nel caso più generale in cui  $a \gtrsim 1$  l'indice di rifrazione (1.31) non può essere sviluppato in potenze di  $a^2$ , e in [24] è mostrato che l'evoluzione dello spot è determinata da un potenziale effettivo

$$\frac{d^2 X}{dz^2} = -V_0 \frac{dV}{dX} \quad (1.36)$$

dove  $X = r_s/a_0 r_0$  con  $V_0 = a_0^{-1} z_R^{-2}$ . In figura è rappresentato il potenziale della (1.36) per diversi valori di  $P/P_c$ .

La (1.36) è analoga all'equazione del moto di una particella in un campo potenziale  $V(X)$  le cui caratteristiche sono dipendenti solo da  $P/P_c$  ed illustrate in figura 1.7. Dai grafici di figura 1.7 si vede che per  $P/P_c > 1$  il potenziale  $V(X)$  possiede un minimo e si può quindi instaurare un regime di self-guiding indotto da self-focusing.

Esperimenti di self-guiding relativistico sono stati effettuati a partire dalla fine degli anni '90 focalizzando impulsi laser su getti di gas supersonici. È stato osservato che

la propagazione degli impulsi laser avviene lungo tutta la profondità del getto di gas, che generalmente si estende per molte lunghezze di Rayleigh [26, 27].

Quando, invece, l'impulso è molto più lungo di una oscillazione di plasma ( $\tau_L \gtrsim \omega_{pe}^{-1}$ ) la forza ponderomotrice radiale (1.20) implica che  $\nabla_{\perp}\phi = \nabla_{\perp}\gamma_{\perp}$ , dove  $\gamma_{\perp} \simeq (1 + a^2)^{1/2}$ . La legge di Poisson diventa quindi  $\nabla_{\perp}^2\phi = k_{pe}^2 \delta n_e/n_{e0}$  da cui [28]

$$\frac{\delta n_e}{n_{e0}} = k_{pe}^{-2} \nabla_{\perp}^2 (1 + a^2)^{1/2}$$

da cui

$$\eta \simeq 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{2\omega^2} \left[ \frac{1 + k_{pe}^{-2} \nabla_{\perp}^2 (1 + a^2)^{1/2}}{(1 + a^2)^{1/2}} \right] \quad (1.37)$$

In [29] è mostrato che per  $a \ll 1$  ed impulso laser gaussiano l'evoluzione del suo raggio è data da

$$\frac{d^2 R}{dz^2} = \frac{1}{R^3 z_R^2} \left( 1 - \frac{P}{P_c} - \frac{\delta n(0)}{2\Delta n_c} R^{-2} \right) \quad (1.38)$$

dove  $\Delta n_c = mc^2/\pi e^2 w_0^2$  e  $\delta n_e(0) = a_0^2 mc^2/\pi e^2 w_0^2$  è la profondità del canale generato. Da qui si vede come il self-channeling si aggiunge al meccanismo di self-focusing nel guidare un impulso in un plasma (si abbassa la soglia della potenza critica), pur non essendo sufficiente da solo ad innescare un regime di self-guiding come è ben discusso in [24].

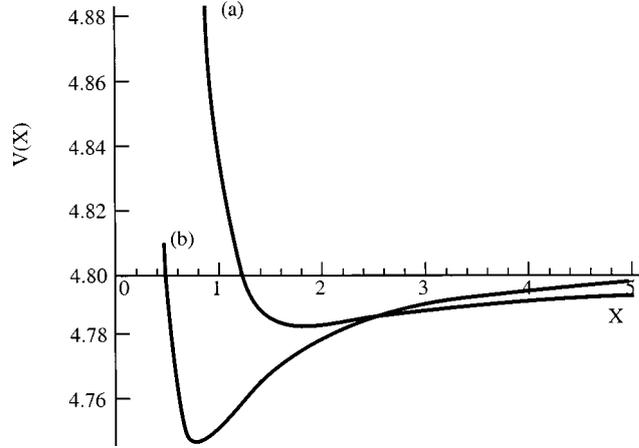
Per intensità laser  $a > 1$  in [30] è mostrata una derivazione per il self-channelling basata su un potenziale effettivo simile alla (1.36). In figura 1.8 è mostrato il contributo che la creazione di un canale di plasma dà al self-guiding<sup>18</sup>.

## 1.6.2 Canali di plasma preformati

Esiste la possibilità che impulsi laser corti di alta potenza possano essere guidati in canali di plasma preformati. Sono stati studiati diversi modi per creare dei canali

---

<sup>18</sup>Ovviamente questa è una descrizione molto semplificata e, non tiene conto della risposta del plasma. Infatti la generazione di wakefield agisce sull'impulso modulandolo sulla lunghezza  $\lambda_{pe}$ . Questa è la ben nota *instabilità per automodulazione* che divide l'impulso in un treno di impulsi di corti (sempre con periodicità  $\lambda_{pe}$ ) che a loro volta possono rimanere autoguidati così da aumentare l'intensità della wakefield. Tale meccanismo a feedback positivo ha però un effetto distruttivo sull'impulso [11, 24].



**Figura 1.8:** Effetto del self-channeling sul potenziale effettivo (b) dello spot laser normalizzato  $X$ , confrontato con il semplice self-focusing relativistico (a), a parità di  $P/P_c$ .

come l'espansione idrodinamica indotta da laser o tramite scariche in capillari di gas.

Per avere un'idea sul funzionamento di tale meccanismo si può prendere per esempio il caso di un canale con profilo di densità parabolico

$$n_e = n_{e0} + \Delta n \left( \frac{r}{r_0} \right)^2 \quad (1.39)$$

dove  $\Delta n = n_e(r_0) - n_e(0)$ .

Nel limite in cui  $a^2 \ll 1$  e  $P \ll P_c$  è possibile scrivere l'indice di rifrazione come

$$\eta \simeq 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{2\omega^2} \left[ 1 + \frac{\Delta n}{n_{e0}} \left( \frac{r}{r_0} \right)^2 \right] \quad (1.40)$$

da cui è possibile vedere che l'evoluzione dello spot laser è data da [24]

$$\frac{d^2 R}{dz^2} = \frac{1}{z_R^2 R^3} \left( 1 - \frac{\Delta n}{\Delta n_c} R^4 \right) \quad (1.41)$$

I vantaggi di questo metodo sono quelli di non richiedere una soglia di potenza critica e di non avere vincoli sulla lunghezza e sulla forma dell'impulso laser focalizzato.

Sono numerosi gli esperimenti volti allo studio di tecniche per estendere la lunghezza di propagazione degli impulsi ad alta intensità nei plasmi. Alcune tecniche hanno sfruttato l'impulso precursore che tipicamente accompagna l'impulso laser principale ultra-corto [31, 32]. In altre tecniche invece il canale di plasma viene creato in gas tramite scariche elettriche [3].

## 1.7 Schemi di accelerazione

La forza ponderomotrice associata ad un impulso laser è in grado di eccitare diversi tipi di onde di plasma. Oltre ai semplici modelli 1D visti in sezione 1.3, la tipologia delle scie, che vengono create, dipende da diversi parametri dell'impulso laser quali le dimensioni dello spot focale al waist, l'intensità massima ivi raggiunta e la durata dell'impulso.

In questa sezione verranno presentati brevemente due schemi di accelerazione. Il primo è il *LWFA* (Laser Wake Field Acceleration), proposto fin dal 1979 da Tajima e Dawson [1] e ampiamente sperimentato dall'inizio degli anni '90. Il secondo è il regime di *Bubble*, che più è legato al lavoro svolto in questa tesi, poichè è il regime in cui si cerca di accelerare gli elettroni nell'esperimento SITE [33].

### 1.7.1 Laser Wake Field Acceleration (LWFA)

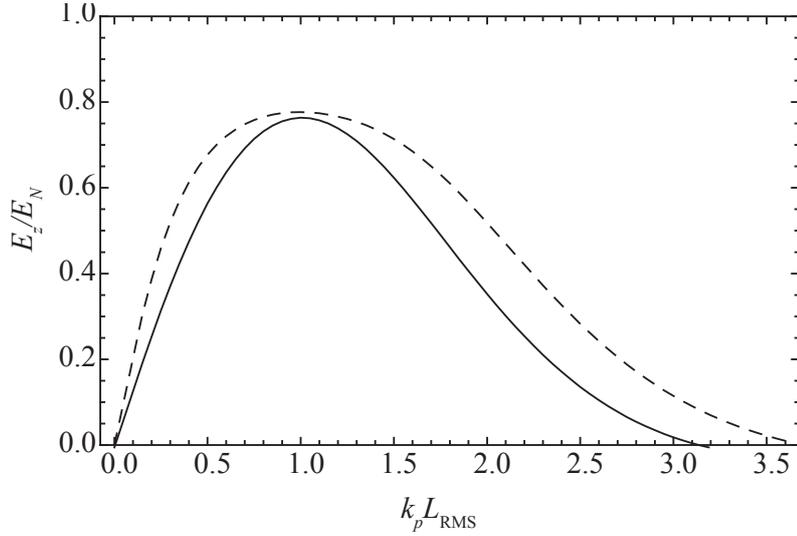
Il LWFA fu inizialmente proposto quando ancora non erano disponibili tecnologie in grado di generare impulsi laser ultraintensi ed ultracorti ( $I_L \gtrsim 10^{17} \text{ W/cm}^2$ ,  $\tau_L \lesssim 1 \text{ ps}$ ), tali da poter eccitare onde di plasma sufficientemente intense. Pertanto i primi esperimenti condotti in quegli anni erano basati sullo schema PBWA (Plasma Beat Wave Acceleration). In questo schema due impulsi laser di pulsazione  $\omega_1$  ed  $\omega_2$ , lunghi centinaia di *ps* e mutuamente coerenti, venivano utilizzati per eccitare onde di plasma in modo risonante:  $|\omega_1 - \omega_2| \simeq \omega_{pe}$ . Esperimenti condotti [34, 35] evidenziarono molti limiti per questa tecnica, dovuti alla difficoltà di creare plasmi uniformi e stabili e dovuti alla formazione di instabilità parametriche, che erodevano gli impulsi laser compromettendo così la generazione di onde di plasma.

L'avvento dei primi sistemi laser CPA mode-locked [2, 36], in grado di generare impulsi di durata  $< 1 \text{ ps}$  con potenze oltre il *TW*, rese possibile effettuare i primi esperimenti con tecnica LWFA. Tale schema sfrutta un singolo impulso laser di opportuna lunghezza e con sufficiente intensità per eccitare le onde di plasma. Questo è un meccanismo di eccitazione *quasi risonante*, poichè esiste una condizione, non molto severa, per la quale è massimizzata la risposta del plasma, come mostrato in figura 1.9.

La condizione di risonanza si ha quando la durata dell'impulso laser è circa la metà del tempo di un'oscillazione elettronica di plasma

$$L_L = c\tau_L \simeq \frac{\lambda_{pe}}{2} \quad (1.42)$$

Infatti, la prima spinta (in avanti) che subiscono gli elettroni avviene al momento



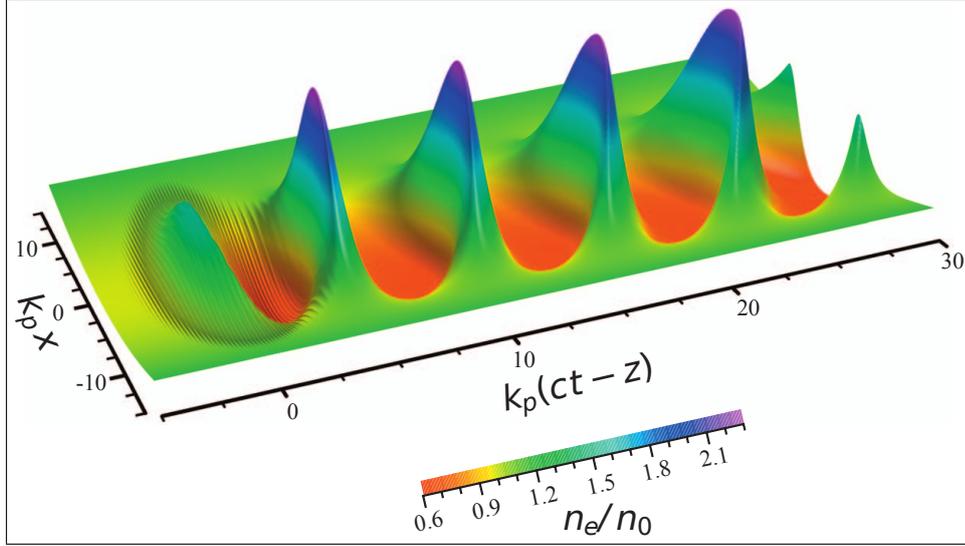
**Figura 1.9:** Ampiezza del campo elettrico longitudinale massimo  $E_z$  (normalizzato al campo  $E_N$  di un impulso quadro di stessa intensità  $a_0$ ) in funzione del prodotto del vettore d'onda del plasma e della lunghezza dell'impulso laser  $k_p L_{RMS}$ . La linea continua è relativa ad  $a_0 = 0.5$  (regime 1D lineare), mentre la tratteggiata è relativa ad  $a_0 = 2$  (regime 1D non lineare). L'involuppo longitudinale dell'impulso laser è gaussiano:  $a = a_0 \exp(-\zeta^2/4L^2)$  [11].

del passaggio del fronte anteriore dell'impulso laser; la seconda spinta (indietro) subito dagli elettroni avviene al passaggio del fronte posteriore dell'impulso. Pertanto il processo di eccitazione sarà massimizzato quando la seconda spinta avviene un semiperiodo di plasma dopo la prima<sup>19</sup>.

La figura 1.10, relativa alla simulazione 2D di una wake-field generata da un impulso laser con uno spot di grandezza comparabile con  $\lambda_{pe}$ , mostra gli effetti della propagazione non lineare delle onde di plasma.  $\lambda_{Np}$ . Un tale impulso eccita onde di plasma con intensità massima lungo l'asse che poi decresce allontanandosi da esso; le onde così generate presentano una  $\lambda_{Np}(r)$  maggiore al centro rispetto alle zone periferiche: ciò porta ad una evoluzione del fronte d'onda, in cui il centro viene sopravanzato dagli estremi, creando la caratteristica forma a “ferro di cavallo” [11].

Quando la lunghezza dell'impulso laser è maggiore della lunghezza d'onda di plasma (spesso avviene quando  $n_e \gtrsim 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ), si può instaurare il regime di SMLWFA

<sup>19</sup>La descrizione qualitativa qui riportata è corretta se si considera come involuppo longitudinale dell'impulso laser uno scalino rettangolare di lunghezza  $\tau_L$ . In realtà il valore ottimale di  $\tau_L$  dipende dal tipo di involuppo longitudinale dell'impulso. Per esempio, un impulso laser con involuppo longitudinale gaussiano ha la condizione di risonanza  $L_{RMS} k_{pe} = \sqrt{2}$  [11].



**Figura 1.10:** Perturbazione della densità elettronica eccitata da un impulso laser gaussiano con  $a_0 = 1.5$ ,  $\omega/\omega_p \simeq 20$ ,  $k_p r_0 = 8$  e  $k_p L_{RMS} = 1$  [11].

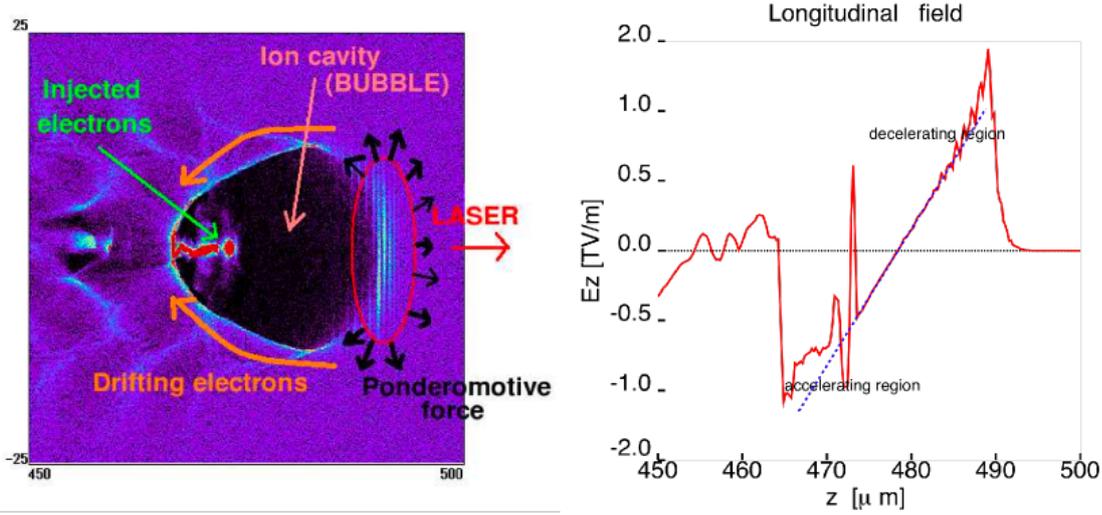
(Self Modulated LWFA). In questo regime l'impulso laser viene modulato longitudinalmente alla lunghezza d'onda di plasma (instabilità di auto modulazione [37]), a cui è associata l'eccitazione risonante di onde di plasma di grande ampiezza (al limite del wavebreaking). Inoltre in questo regime l'impulso laser ha spesso una potenza  $P/P_c > 1$  in grado di innescare il self-focusing, il quale può estendere la lunghezza di accelerazione (se entra in un regime di autoguida) ed aumentare ulteriormente l'ampiezza delle onde di plasma eccitate (per via dell'aumento dell'intensità).

Questo regime è basato sulla crescita di un'instabilità, che rende il processo in questione intrinsecamente difficile da controllare. Inoltre a densità elettroniche maggiori la lunghezza di dephasing decresce (per via della diminuzione della velocità di gruppo), mentre il meccanismo di self-focusing può estendere la lunghezza di accelerazione ben oltre la  $L_d$  compromettendo in questo modo la monocromaticità del pacchetto energetico.

Il lavoro [38] riporta l'accelerazione per autoiniezione di elettroni nel regime SMLWFA ad energie di  $(15 \div 30)$  MeV con divergenze angolari di  $30$  mrad, focalizzando impulsi laser di  $10$  TW e  $65$  fs di durata, in plasmi con densità elettronica  $n_e \simeq 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  ( $\tau_{pe} \simeq 25$  fs).

### 1.7.2 Regime “Bubble”

Come accennato in sezione 1.3, i regimi 3D fortemente non lineari sono esplorabili solo con simulazioni PIC. Tali simulazioni evidenziano la formazione di una regione svuotata da elettroni nella scia del laser (detta *bolla*) [39, 40]. Tale struttura si



**Figura 1.11:** A destra, mappa della densità elettronica nel regime di Bubble, nel riferimento comovente con la wakefield. Gli elettroni vengono autoiniettati ed accelerati nella cavità ionica dalla zona posteriore della bolla. A sinistra, andamento lineare del campo elettrico longitudinale della cavità. Gli elettroni subiscono l'accelerazione da questo campo fino alla zona di dephasing, che coincide approssimativamente con il centro della bolla.

forma a causa dell'azione sia longitudinale che trasversale della forza ponderomotrice associata ad un impulso laser molto intenso ( $a_0 > 1$ ) e sufficientemente corto ( $\tau_L \lesssim \omega_{pe}^{-1}$ ). Gli elettroni, espulsi radialmente dall'impulso laser, si accumulano ai bordi della cavità ed iniziano a fluire su tali bordi verso l'estremità posteriore grazie all'attrazione coulombiana che la cavità esercita su di essi. Infine, quando gli elettroni giungono nell'estremità posteriore della cavità possono venire iniettati in questa tramite wave-breaking trasversale. Tale processo provoca, con l'aumentare della carica iniettata, una modifica della forma della cavità (che viene leggermente allungata) e la sua inibizione<sup>20</sup>. L'inibizione al caricamento avviene nelle prime fasi dell'autoiniezione; successivamente il pacchetto isolato viene accelerato verso il centro della bolla. Qui il pacchetto può subire un processo di compressione sia spettrale che longitudinale (gli elettroni anteriori subiranno un rallentamento subito passato il centro, mentre quelli in coda sono ancora in fase di accelerazione) favorendo così la produzione di pacchetti accelerati con bassa dispersione energetica, ben collimati e molto corti. Il processo, qui accennato, è descritto in modo dettagliato nei lavori di Pukov [39] e Malka [5].

<sup>20</sup>Quando c'è una sufficiente quantità di elettroni all'interno della bolla, questi esercitano una repulsione coulombiana via via crescente su quelli ancora non iniettati.

Il meccanismo di accelerazione tramite bubble, nonostante sia basato su un regime profondamente non lineare, presenta una elevata stabilità delle strutture che vengono a formarsi. Malgrado tale regime non possa essere studiato analiticamente, è stato proposto un modello fenomenologico [40] in grado di offrire buone stime sui parametri di accelerazione. Tale modello prevede la formazione della cavità “sferica” in regime di propagazione stabile quando è verificata la condizione

$$w_0 k_{pe} \simeq R_b k_{pe} \simeq 2\sqrt{a_0} \quad (1.43)$$

dove  $R_b$  è il raggio della bolla ed  $a_0 \simeq 2(P/P_c)^{1/3}$ .

In questo modello le stime della lunghezza di accelerazione ( $L_d$ ), della lunghezza di esaurimento ( $L_{pd}$ ) e del guadagno di energia ( $\Delta\mathcal{E}$ ) sono date da

$$L_d \approx \frac{4}{3k_{pe}} \left( \frac{\omega}{\omega_{pe}} \right)^2 \sqrt{a_0} \quad (1.44)$$

$$L_{pd} \approx c\tau_L \left( \frac{\omega}{\omega_{pe}} \right)^2 \quad (1.45)$$

$$\Delta\mathcal{E} \approx \frac{2}{3}mc^2 \left( \frac{\omega}{\omega_{pe}} \right)^2 a_0 \quad (1.46)$$



## Capitolo 2

# Esperimenti di autoiniezione nel progetto PLASMONX

### 2.1 Il progetto PLASMONX e l'esperimento SITE

Lo scopo principale del progetto PLASMONX [41, 42] è lo sviluppo di tecniche innovative di accelerazione di elettroni ad alto gradiente<sup>1</sup>, mediante impulsi laser ultracorti ed ultraintensi.

Il secondo obiettivo del progetto è lo sviluppo di innovative sorgenti  $X/\gamma$  monocromatiche, accordabili su un ampio intervallo di energie ( $20 \text{ KeV} \div 1 \text{ MeV}$ ), basate sullo scattering Thomson di fotoni monocromatici sugli elettroni relativistici prodotti in un LINAC.

Una tale infrastruttura basata su un laser di grande potenza sincronizzato ad un LINAC si presta naturalmente ad una attività multidisciplinare che va dalla fisica delle alte energie, alla fisica medica [43], all'astrofisica di laboratorio.

L'attività di "commissioning" del sistema laser FLAME prevede nella sua fase finale l'esperimento SITE [33, 44]. Questo è stato pianificato per vagliare le prestazioni del sistema laser e per dimostrare la possibilità di accelerare elettroni ad alte energie ( $\approx \text{GeV}$ ) tramite autoiniezione, con ragionevole controllo sulla collimazione e sulla monocromaticità.

---

<sup>1</sup>Con alto gradiente si intendono campi elettrici acceleranti di diversi ordini di grandezza oltre il limite delle macchine acceleranti basate su cavità a radiofrequenza ( $\sim 100 \text{ MV/m}$ ).

### 2.1.1 Requisiti

La riproducibilità delle strutture acceleranti, che si formano dall'interazione laser-plasma, e la qualità degli elettroni accelerati sono fortemente condizionati dalle caratteristiche temporali e spaziali che il sistema laser è in grado di fornire. Tra queste vi sono il contrasto temporale (o longitudinale) dell'impulso, l'intensità di picco e la distribuzione dell'intensità nello spot focale. Affinchè le interazioni laser-plasma siano relativistiche ed in grado di creare strutture elettroniche che inneschino il fenomeno di autoiniezione, l'intensità di picco deve essere non inferiore<sup>2</sup> ad  $1.5 \cdot 10^{18} W/cm^2$ . Il controllo di questo parametro passa ovviamente per il controllo contemporaneo dell'energia, la durata e la dimensione dello spot focale. È molto importante, inoltre, tenere sotto controllo anche la stabilità di puntamento del sistema laser, che potrebbe ripercuotersi sulla stabilità di puntamento degli elettroni accelerati.

Il contrasto temporale è definito come il rapporto fra l'intensità di picco e l'intensità laser negli istanti precedenti (su scale temporali dei *ns* e dei *ps*). L'importanza del controllo del contrasto temporale risiede nel fatto che le condizioni ideali di interazione sono quelle in cui l'impulso principale, focalizzato sul bersaglio gassoso, ionizzi entro il primo ciclo ottico il gas, tramite meccanismo il BSI (Barrier Suppression Ionization), creando il plasma in cui si propaga [45, 46]. Quindi l'assenza di preionizzazioni del gas è la condizione in cui è più facile prevedere come sarà l'interazione laser-plasma, poichè il plasma non ha ancora iniziato ad evolvere idrodinamicamente e non sono ancora presenti instabilità e turbolenze.

Il preimpulso ai *ns* è generalmente causato dall'amplificazione dell'emissione spontanea (ASE), che si genera negli elementi attivi (cristalli Ti:Sa) e viene poi amplificata dagli stadi successivi del sistema laser. Il piedistallo dovuto all'ASE generalmente viene limitato entro pochi *ns* prima dell'impulso principale dalle celle di Pockels. Se l'intensità di questa radiazione di fondo in zona di focalizzazione risultasse eccessivamente elevata, sarebbe possibile che si generi un plasma alcuni *ns* prima dell'arrivo dell'impulso principale.

Un altro caratteristico preimpulso dei sistemi CPA, generalmente di intensità più elevata dell'ASE, è quello ai *ps*. Questo piedistallo in genere si estende per poche decine di *ps* prima dell'impulso principale ed è principalmente dovuto alla non perfetta ricompressione dell'impulso da parte dei reticoli di diffrazione ed al fatto che lo spettro dell'impulso principale proveniente dall'oscillatore non è perfettamente lorentziano. Generalmente il contrasto del piedistallo ai *ps* non è sufficiente a garantire la non ionizzazione del gas, ma è stato osservato che questo pre-plasma generalmente non influenza molto la propagazione dell'impulso principale [31, 47]. Inoltre, poichè

---

<sup>2</sup>Per  $\lambda_0 = 0.8 \mu m$  l'intensità di  $\sim 1.5 \cdot 10^{18} W/cm^2$  corrisponde ad  $a_0 \simeq 1$ .

di solito le intensità che vengono raggiunte dal preimpulso ai  $ps$  non sono sufficienti a ionizzare completamente il gas su cui l'impulso laser è focalizzato, tale pre-impulso è soggetto a defocalizzazione per ionizzazione<sup>3</sup>.

L'esperimento SITE è stato dunque concepito come sistema per avere informazioni simultanee sulle caratteristiche dell'impulso laser, sul plasma formato, sull'accelerazione degli elettroni.

### 2.1.2 Simulazioni PIC

Le condizioni fisiche per operare nell'esperimento di accelerazione laser-plasma nel regime "Bubble" sono state individuate modellizzando l'interazione laser plasma con simulazioni PIC per mezzo del codice ALaDyn (Acceleration by Laser and Dynamics of charged particles), sviluppato da C. Benedetti [48, 49].

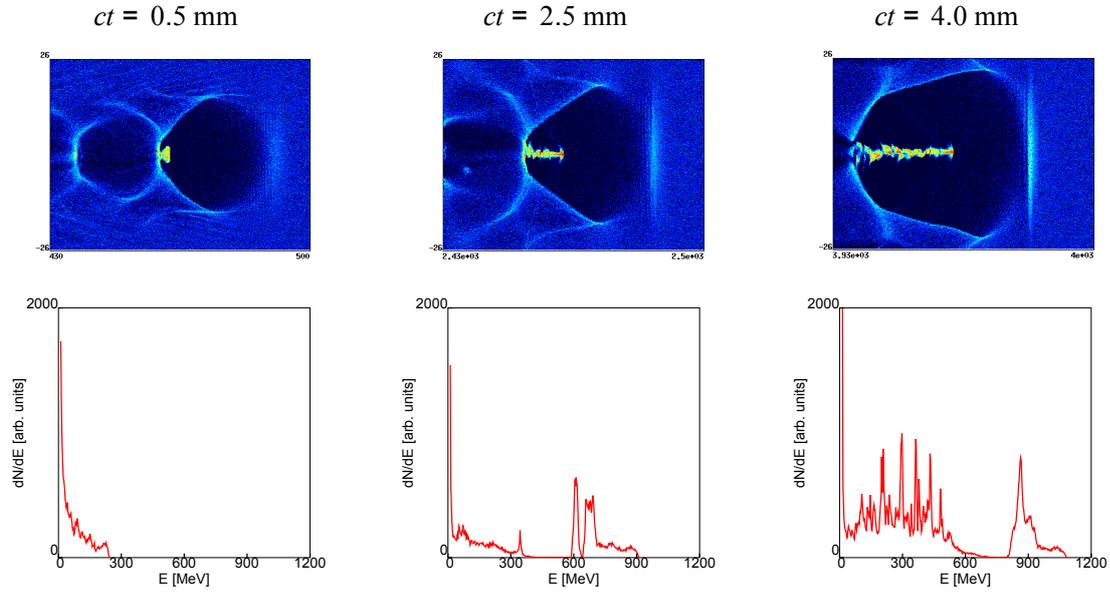
Come è stato già discusso nella sezione 1.7.2 affinché la propagazione nel regime di bolla sia stabile deve essere soddisfatta la condizione  $w_0 \simeq R \sim 2\sqrt{a_0}/k_p$  del modello fenomenologico in [40]. Da qui si stabiliscono i parametri per un probabile punto di lavoro considerando impulsi laser di  $200 TW$  e  $30 fs$  e  $L_{gas-jet} = L_d$ , di cui un esempio è riassunto in tabella 2.1.

**Tabella 2.1:** Tabella riassuntiva dei parametri utilizzati nella simulazione riportata in figura 2.1. Questo punto di lavoro è stato determinato utilizzando le relazioni del modello fenomenologico per il regime di bolla descritto in [40].

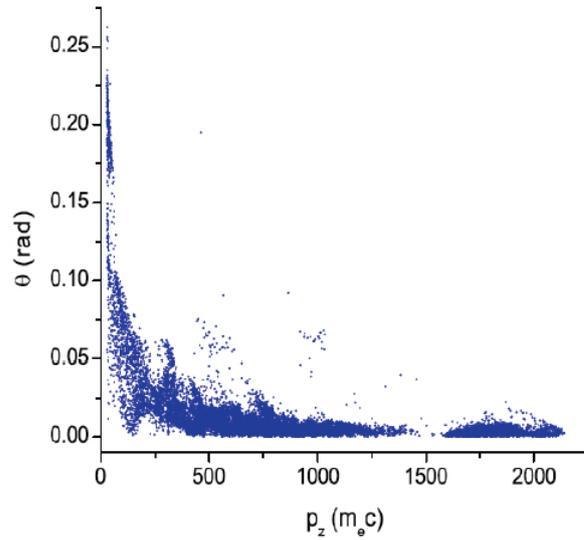
$w_0$ ( $\mu m$ )	$n_e$ ( $cm^{-3}$ )	$a_0$	$I$ ( $W/cm^2$ )	$L_d$ ( $mm$ )	$L_{pd}$ ( $mm$ )	$\Delta\mathcal{E}$ ( $MeV$ )
13	$4 \cdot 10^{18}$	5.8	$7.3 \cdot 10^{19}$	4	4.1	890

Come si può vedere in figura 2.1 l'autoiniezione si innesca entro i primi  $500 \mu m$  e dopo circa  $4 mm$  ( $L_d$ ) il pacchetto auto iniettato emerge con un picco di energia  $\mathcal{E} \simeq 900 MeV$  come previsto dal modello [40], con dispersione RMS del 3.3%. Considerando le sole particelle con energia  $|\mathcal{E} - 900 MeV|$  si trova che queste costituiscono un pacchetto di  $\simeq 0.6 nC$  di carica lungo  $\simeq 1.8 \mu m$  ( $\simeq 6 fs$ ), con dimensioni trasverse di circa  $0.5 \mu m$  e divergenza di circa  $2.9 mrad$ . Il risultato sulle caratteristiche di divergenza ottenuto da questa simulazione è riassunto in figura in cui si vede che la componente dello spettro a più alta energia è contenuta entro i  $3 mrad$ , mentre la

<sup>3</sup>L'esperimento SITE è progettato per lavorare con bersagli gassosi di  $N_2$  ed  $He$ . Il primo gas ad intensità laser di circa  $10^{16} W/cm^2$  perde i 5 elettroni del guscio più esterno, mentre il secondo gas è completamente ionizzato.



**Figura 2.1:** In alto immagini della densità elettronica in tre diversi istanti di tempo, ottenute dalla simulazione condotta con ALaDyN per i parametri riportati in tabella 2.1. In basso ci sono gli spettri degli elettroni nei diversi istanti di tempo [49].



**Figura 2.2:** Divergenza degli elettroni accelerati in funzione del loro impulso longitudinale ( $p_z$ ) [49].

coda a bassa energia è caratterizzata da divergenze molto maggiori.

## 2.2 Il laboratorio FLAME

Il laboratorio FLAME [33], ubicato presso i LNF dell'INFN, rappresentato schematicamente nelle figure 2.3 e 2.4, è composto di tre aree principali. La camera pulita, in cui è alloggiato tutto il sistema laser. Il bunker sotterraneo in cui ha luogo l'esperimento di accelerazione. In questa area si trovano il compressore ottico, la camera d'interazione, lo spettrometro magnetico e le numerose diagnostiche che vengono utilizzate sia per il laser che per l'interazione laser-plasma. Poichè è proprio nel bunker che avverrà l'accelerazione degli elettroni, quest'area deve essere schermata da radiazioni ionizzanti (principalmente radiazione  $X$  e  $\gamma$ ) tramite un soffitto di travi in cemento armato da 50cm di spessore circa e tramite muro anch'esso in cemento armato, interposto fra la camera di interazione e le scale di accesso al bunker stesso. L'ultima area è la sala di controllo in cui è possibile gestire da "remoto" il sistema laser, le diagnostiche presenti sia nella camera pulita che nel bunker, nonchè fare l'acquisizione dati dell'esperimento.



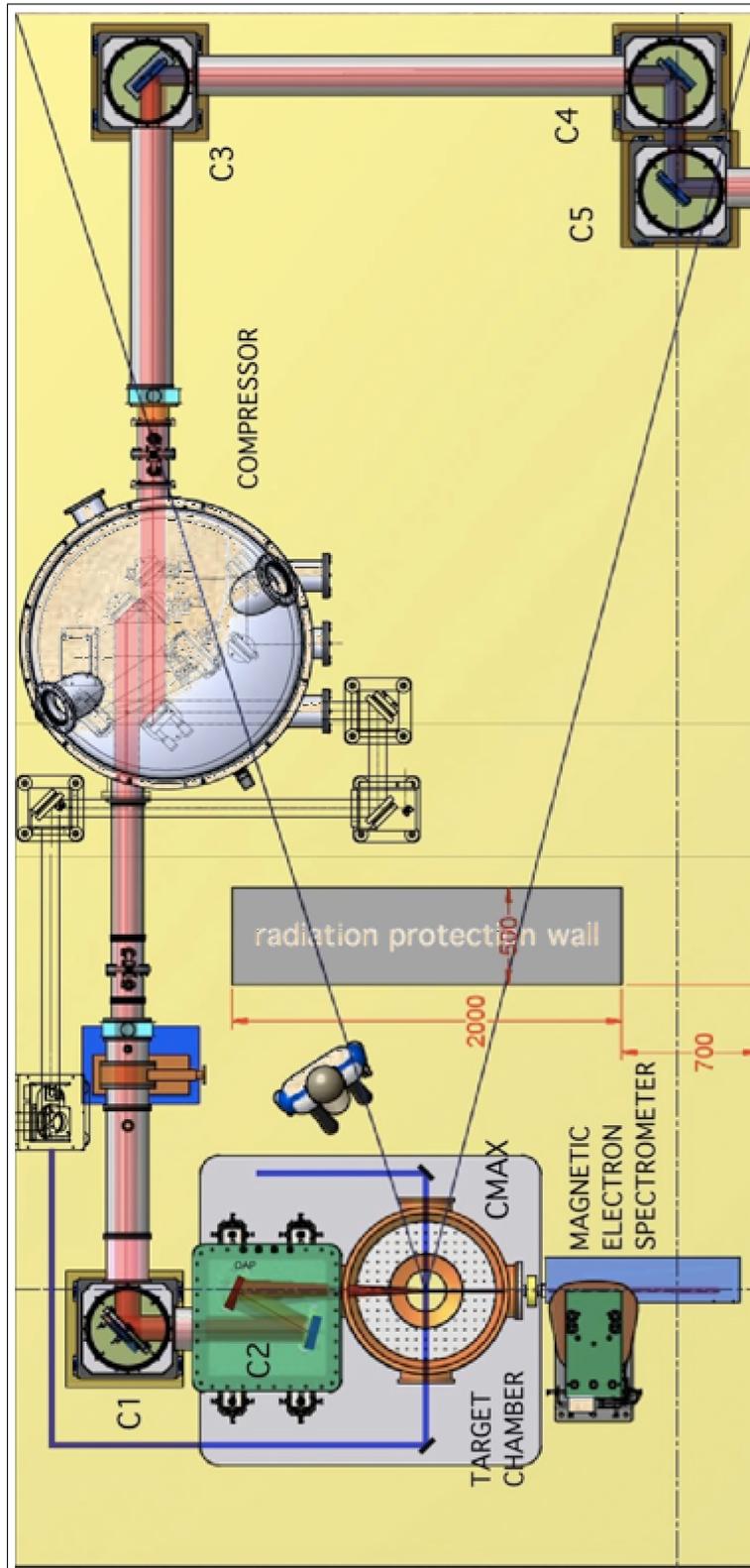


Figura 2.4: Layout della Target Area (bunker) del laboratorio FLAME.

## 2.3 Il laser FLAME

Il laser FLAME (Figura 2.5) è un sistema CPA basato su cristalli Ti:Sa. Tale sistema è concepito per creare impulsi laser da  $20 \div 30 fs$ ,  $\gtrsim 200 TW$ , lunghezza d'onda  $\lambda_0 \simeq 800 nm$  ( $\omega_0 \simeq 1,6810^{-14} s^{-1}$ ), ad una frequenza di ripetizione di  $10 Hz$ . Altra caratteristica di questo laser è l'elevato contrasto al  $ns$ ,  $\sim 10^{10}$ .

L'impulso viene generato e preamplificato negli stadi di "front-end", formati dall'oscillatore, il contrast booster, lo stretcher, un amplificatore rigenerativo e due preamplificatori a multipasso.

Dopo questa sezione di preamplificazione l'impulso viene inviato nel terzo amplificatore criogenico, in cui avviene l'amplificazione ad alta energia (l'impulso esce da questo stadio con una energia nominale di  $7J$ ).

A questo punto l'impulso, che è ancora in aria, mediante una serie di specchi dielettrici (con dei coated films superficiali per massimizzare la riflettività) esce dalla camera pulita e viene guidato fino al compressore ottico, che si trova in una camera da vuoto (nel bunker); una volta ricompresso, l'impulso viene inviato attraverso una linea di vuoto sulla parabola fuori asse (OAP) e, quindi, focalizzato sul bersaglio nella camera di interazione.

### 2.3.1 Funzionamento di FLAME

In questo breve paragrafo verranno descritti i ruoli che giocano le diverse componenti di cui è formato il sistema FLAME. Uno studio dettagliato del funzionamento di tale sistema è al di fuori degli scopi di questo lavoro di tesi, vista anche la grande complessità, che si evince da figura 2.5:

- L'oscillatore è basato su una cavità, che lavora in mode locking, in grado di fornire impulsi laser ultracorti da  $10 fs$  circa ( $\Delta\lambda \simeq 80 nm$ ), pochi  $nJ$  di energia, ad una frequenza di ripetizione di  $80 MHz$  circa. Nella cavità l'elemento attivo è un cristallo di Ti:Sa pompato in continua da un laser Nd:YVO da  $5W$  a sua volta pompato da un sistema di laser a diodi.
- Il contrast booster, oltre ad essere il primo stadio di preamplificazione (multipasso su un cristallo Ti:Sa), che porta l'energia a circa  $1 \mu J$ , ha il delicato compito di accrescere il contrasto temporale (al  $ns$ ) fino ad un valore di  $10^9 \div 10^{10}$ . Questo è possibile attraverso un complesso sistema che coinvolge oltre all'elemento attivo degli assorbitori saturabili, i quali abbattano l'intensità del preimpulso (c'è assorbimento di radiazione finché l'intensità non diventa sufficientemente alta da saturare l'assorbitore, che diventa a questo punto trasparente).

- Lo stretcher, composto da un reticolo di diffrazione in riflessione, ha il compito di allungare temporalmente l'impulso proveniente dal booster, separando i cammini ottici percorsi dalle diverse componenti spettrali (le componenti spettrali con  $\lambda$  maggiore percorrono cammini più corti rispetto alle altre componenti spettrali, risultando così in anticipo). L'impulso risulterà così allungato temporalmente di circa un fattore  $10^3 \div 10^4$ , pertanto dello stesso fattore risulterà diminuita la sua intensità. In questo modo è possibile amplificare ulteriormente l'impulso, mantenendone però l'intensità al di sotto della soglia di danneggiamento delle ottiche di cui è costituito il sistema laser.
- L'amplificatore rigenerativo, nonostante sia molto complesso nella sua architettura, consiste essenzialmente in una cavità ottica in cui è inserito un cristallo di Ti:Sa pompato da un laser Nd:YAG impulsato (Q-switched,  $1\text{ ns}$  circa) e duplicato in frequenza. Tramite delle celle di Pockels molto veloci è possibile iniettare il beam nella cavità ed estrarlo dopo l'amplificazione. Di fatto questa cavità, con l'elemento attivo al suo interno, si comporta come un amplificatore multipasso, in cui il numero di passaggi è molto elevato, così come il guadagno e l'energia che ne risultano ( $10^4$  circa di guadagno con qualche  $mJ$  estratto dal cristallo).
- Il primo e secondo amplificatore sono degli amplificatori multipasso (5 passaggi nel primo e 4 nel secondo) i cui elementi attivi sono cristalli Ti:Sa pompati da laser Nd:YAG Q-switched duplicati in frequenza ( $\lambda_0 = 532\text{ nm}$ ). Il primo amplificatore è in grado di portare l'energia dell'impulso a circa  $25\text{ mJ}$  ed il secondo fino a  $600\text{ mJ}$  (valori nominali).
- Il terzo amplificatore criogenico è basato anch'esso su un cristallo Ti:Sa di dimensioni  $(5 \times 5 \times 3)\text{ cm}^3$  pompato da 10 laser Nd:YAG duplicati in frequenza, per un totale di  $20\text{ J}$  circa di energia. Questo stadio di amplificazione porta l'energia dell'impulso da circa  $600\text{ mJ}$  a  $7\text{ J}$ .

Inoltre, nella parte di front-end vi sono anche due dispositivi acustottici molto importanti per il controllo dello spettro laser. Uno di questi è il Mazzler, lo si trova nella cavità dell'amplificatore rigenerativo, e serve per riallargare la banda all'interno della cavità stessa. Infatti, a causa dell'intrinseca banda passante della cavità, viene ridotta la larghezza di banda del laser, con il conseguente allungamento temporale dell'impulso (dopo la ricomprensione ottica) rispetto a quello previsto per l'esperimento ( $(20 \div 30)\text{ fs}$ ). Il secondo dispositivo è il Dazzler, serve per correggere la fase spettrale dell'impulso dopo la ricomprensione (che viene letta mediante lo SPIDER). Infatti, a causa del lungo tragitto in aria e delle numerose ottiche operanti sia nella catena di amplificazione sia nella linea di trasporto, è lecito aspettarsi che le fasi spettrali al momento della ricomprensione non abbiano più le stesse relazioni mutue

con cui erano uscite dallo stretcher. Questo dispositivo viene pertanto inserito tra lo stretcher e lo stadio rigenerativo correggendo, così, le fasi spettrali<sup>4</sup> (in modo fine) per poi ottimizzare la durata dell'impulso dopo la ricompressione.

Tutti i componenti dell'intero sistema laser possono essere controllati da remoto tramite specifici programmi scritti per l'ambiente di lavoro *Labview*<sup>®</sup>.

---

<sup>4</sup>Il processo di ottimizzazione è a loop successivi, ovvero la correzione delle fasi avviene “a monte” dopo la lettura “a valle” (dopo la ricompressione) dei relativi sfasamenti. Si procede in questo modo a step successivi fino a convergere alla migliore ottimizzazione.

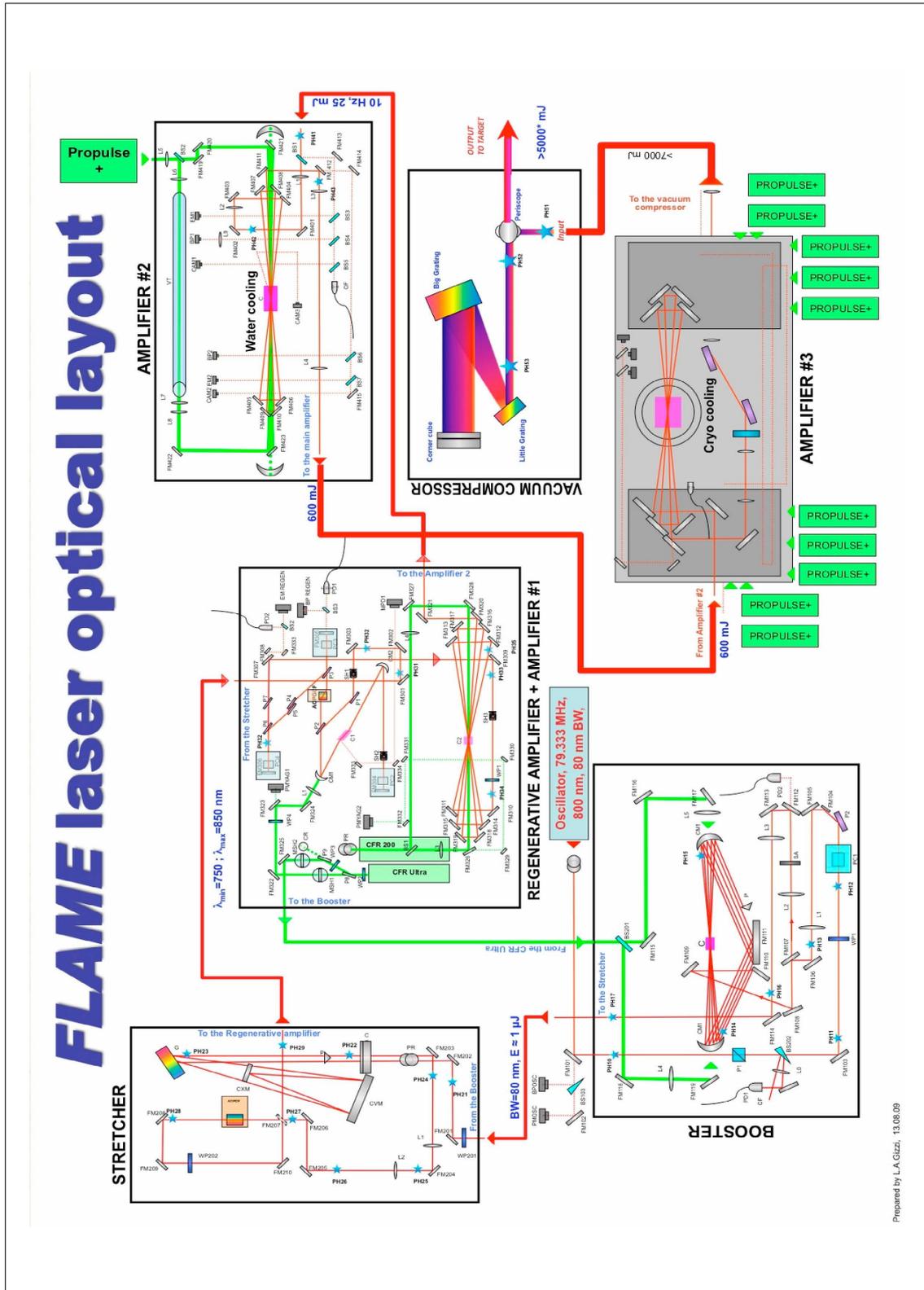
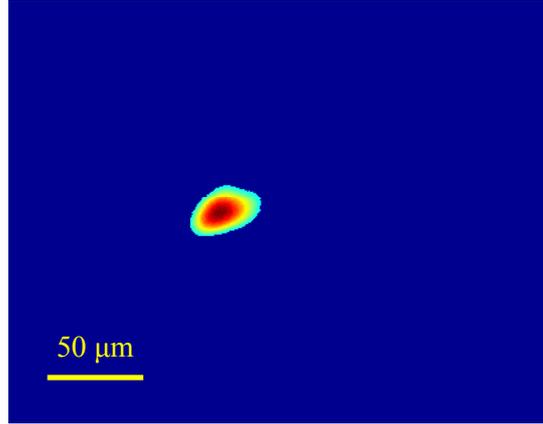


Figura 2.5: Layout ottico del sistema laser FLAME.

### 2.3.2 Caratterizzazione del fascio laser

La caratterizzazione spaziale dell'impulso laser è stata fatta tramite l'imaging dello spot laser al waist tramite un sistema di lenti da microscopio accoppiato ad una CCD.



**Figura 2.6:** Immagine in falsi colori dello spot laser al waist.

In figura 2.6 c'è un esempio delle molte immagini catturate dello spot laser al waist (in falsi colori), in cui si vede la distribuzione di intensità nello spot. Dalle immagini risultanti il fascio presenta al waist un raggio (FWHM)  $w_0 \simeq 13 \mu m$ . La misura della qualità del fascio è espressa tramite il fattore  $M^2$  che è espresso da

$$M^2 = \frac{\pi w_0}{\lambda_0} \theta_0 \gtrsim 1.5 \quad (2.1)$$

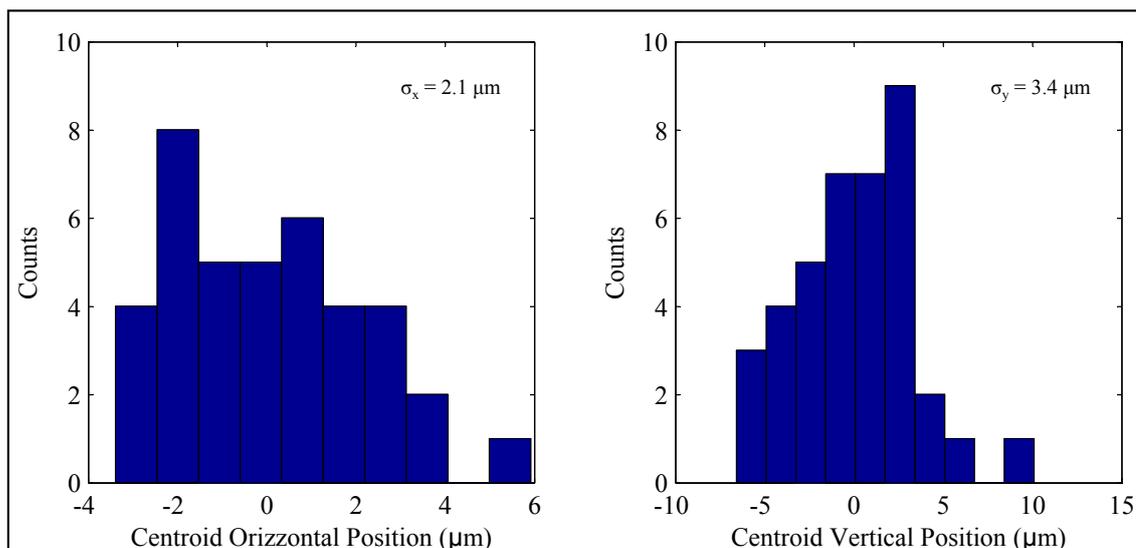
dove  $\lambda_0$  è la lunghezza d'onda portante del fascio laser e  $\theta_0$  è l'angolo asintotico di divergenza (o angolo di "campo lontano") del laser.

La corrispondente lunghezza di Rayleigh è data quindi da

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda_0 M^2} \lesssim 430 \mu m \quad (2.2)$$

In figura 2.7 è riportata inoltre la distribuzione orizzontale e verticale dei centroidi degli spot. La stabilità di pointing espressa come la deviazione standard nelle due direzioni risulta essere

$$\begin{cases} \sigma_x = 2.1 \mu m \\ \sigma_y = 3.4 \mu m \end{cases} \quad (2.3)$$



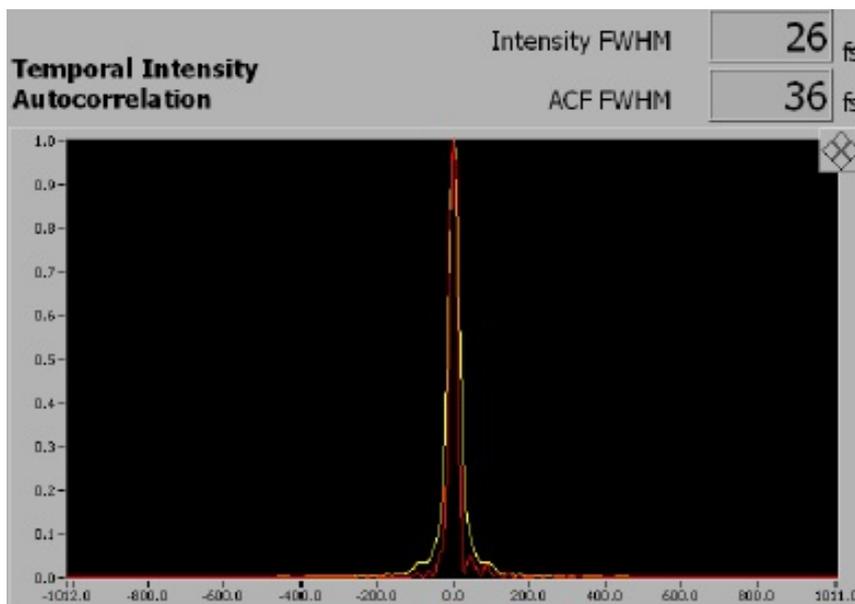
**Figura 2.7:** Distribuzione orizzontale e verticale del pointing del laser nella zona del waist.

Considerando che la lunghezza del fuoco della parabola è di  $1\text{ m}$ , la stabilità di puntamento (2.3) in unità di arco è data da

$$\begin{cases} \sigma(\theta_x) = 2.1 \cdot 10^{-3} \text{ mrad} \\ \sigma(\theta_y) = 3.4 \cdot 10^{-3} \text{ mrad} \end{cases} \quad (2.4)$$

Le caratteristiche temporali dell'impulso laser sono state determinate tramite un autocorrelatore al secondo ordine (SPIDER di Amplitude Technologies®) per quanto riguarda la durata dell'impulso principale, mentre è stato utilizzato un autocorrelatore al terzo ordine (SEQUOIA di Amplitude Technologies®) per la caratterizzazione temporale dell'impulso su finestre di qualche centinaio di  $ps$ . Le due curve di autocorrelazione sono riportate in figura 2.8 ed in figura 2.9. Il primo grafico mostra che l'impulso principale può raggiungere una durata FWHM di circa  $26\text{ fs}$ . Considerando che l'impulso può avere un contenuto energetico massimo (misurato) di  $7.3\text{ J}$  (con una stabilità dello  $0.89\%$ ) e che la linea di trasporto fino alla camera d'interazione ha un'efficienza del  $63\%$ , l'intensità in uno spot focale di  $10\ \mu\text{m}$  di raggio FWHM (previsto per SITE) può raggiungere i  $5.6 \cdot 10^{19}\text{ W/cm}^2$ .

Il grafico di figura 2.9 mostra l'andamento del contrasto su una finestra temporale di alcune centinaia di  $ps$  prima dell'impulso principale. La curva rossa è relativa alla semplice ricomprensione dell'impulso senza l'utilizzo del Mazzler, il cui contributo nella ricomprensione è evidente nella curva verde. Prendendo come riferimento quest'ultima curva è possibile vedere come il piedistallo dell'ASE mantiene un contrasto



**Figura 2.8:** Grafico della funzione di autocorrelazione (diagramma giallo) e grafico della durata dell'impulso (diagramma rosso) prodotti dallo SPIDER di Amplitude Technologies<sup>®</sup>. Come si può vedere grazie ai dispositivi optoacustici si possono produrre impulsi inferiori ai 30 fs. La misura è fatta subito dopo la ricompressione dell'impulso laser.

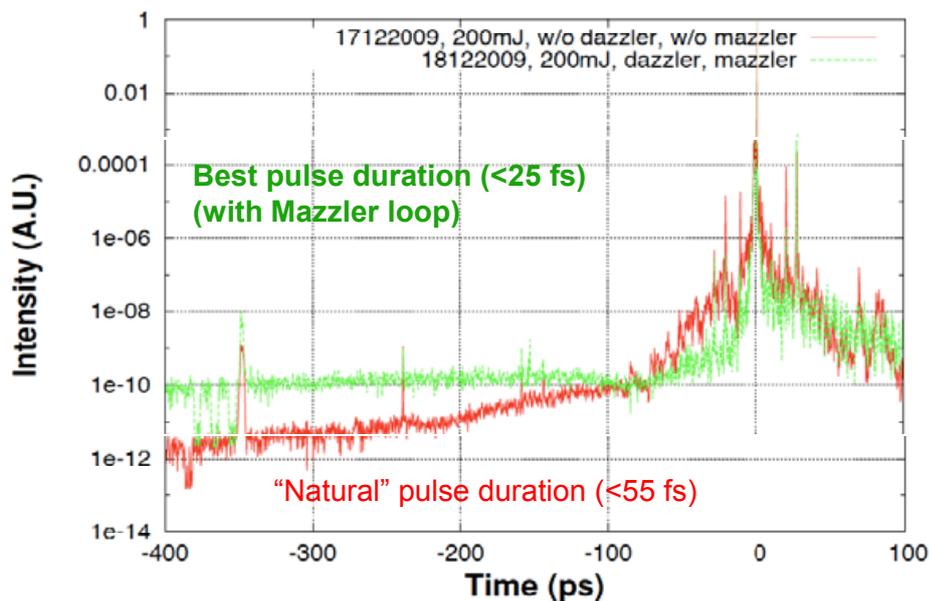
di circa  $10^{10}$  fino a circa 50 ps prima dell'arrivo dell'impulso principale. Questo pone un limite superiore all'intensità dell'ASE nella zona di focalizzazione di circa  $6 \cdot 10^9 \text{ W/cm}^2$ , insufficiente a creare una preionizzazione non desiderata del bersaglio gassoso.

Da 50 ps a circa 10 ps prima dell'impulso principale il contrasto rimane confinato tra  $10^9$  e  $10^8$  grazie all'utilizzo del Mazzler. Solo quando si arriva a pochissimi ps prima dell'impulso principale il contrasto scende a livelli di  $10^4 \div 10^3$ .

Per concludere questa sezione, il laser FLAME ha mostrato di avere le caratteristiche sia di potenza che temporali per poter essere utilizzato nell'esperimento di autoiniezione. Solo le caratteristiche trasversali del fascio allo stato attuale non sono ottimali a causa della perturbazione del fronte di fase, che comporta una deformazione dell'intensità nel fuoco. Tale perturbazione verrà corretta con l'impiego di un'opportuna ottica adattiva attualmente in fase di "commissioning".

## 2.4 La camera d'interazione

La focalizzazione dell'impulso laser sul gas avviene all'interno di una camera da vuoto con pareti d'acciaio spesse 1 cm circa, mantenuta ad una pressione di circa



**Figura 2.9:** Grafico dell’intensità dell’impulso laser su una finestra di alcune centinaia di  $ps$  antecedenti il picco principale ai  $fs$ . La misura è stata presa con l’autocorrelatore al terzo ordine SEQUOIA di Amplitude Technologies<sup>®</sup>. Il diagramma rosso è stato preso senza l’utilizzo del processo di correzione del Mazzler ed il verde con il dispositivo opto-acustico in funzione. Si vede come l’utilizzo di questo dispositivo migliori il contrasto pochi  $ps$  prima l’arrivo dell’impulso principale rispetto alla semplice ricompressione senza l’ausilio dell’elemento opto-acustico.

$10^{-6}$  mbar tramite una pompa rotativa secca in serie ad una turbomolecolare. Le dimensioni della camera d’interazione sono approssimativamente di 80  $cm$  di altezza e 70  $cm$  di diametro; sono presenti un totale di 13 finestre (chiuso da opportune flange da vuoto), di cui 8 sono sul piano del banco ottico ed altre 5 sul coperchio superiore. Delle 8 finestre sul piano orizzontale una è utilizzata per l’entrata del fascio *main*, la finestra opposta è collegata alla camera dello spettrometro magnetico (anch’essa sotto vuoto), in cui si vengono dispersi e rivelati gli elettroni accelerati. Altre due finestre di dimensione più piccola vengono utilizzate per l’ingresso e l’uscita del fascio di *probe*, il quale attraversa perpendicolarmente il plasma e viene inviato all’interferometro Normarski (cfr. 2.5.1 vedere figura 2.12) per la caratterizzazione del plasma formato. Altre due finestre sono utilizzate rispettivamente per la lettura della pressione, e per i cablaggi relativi al gas-get.

Le finestre in alto, sul coperchio della camera, sono utilizzate per la cattura delle immagini di diffusione Thomson della luce laser (da parte degli elettroni del plasma) e per il monitoraggio delle procedure di allineamento.

Il fascio principale, di diametro espanso (9  $cm$  circa di diametro), proveniente dal compressore ottico tramite la linea di vuoto, viene guidato fino alla parabola fuori asse (OAP) da due specchi a multi-strati dielettrici. Entrambi gli specchi e la OAP

hanno dei supporti motorizzati, opportunamente cablati e controllati da remoto tramite applicazioni *Labview*<sup>®</sup>.

### 2.4.1 Il gas-jet

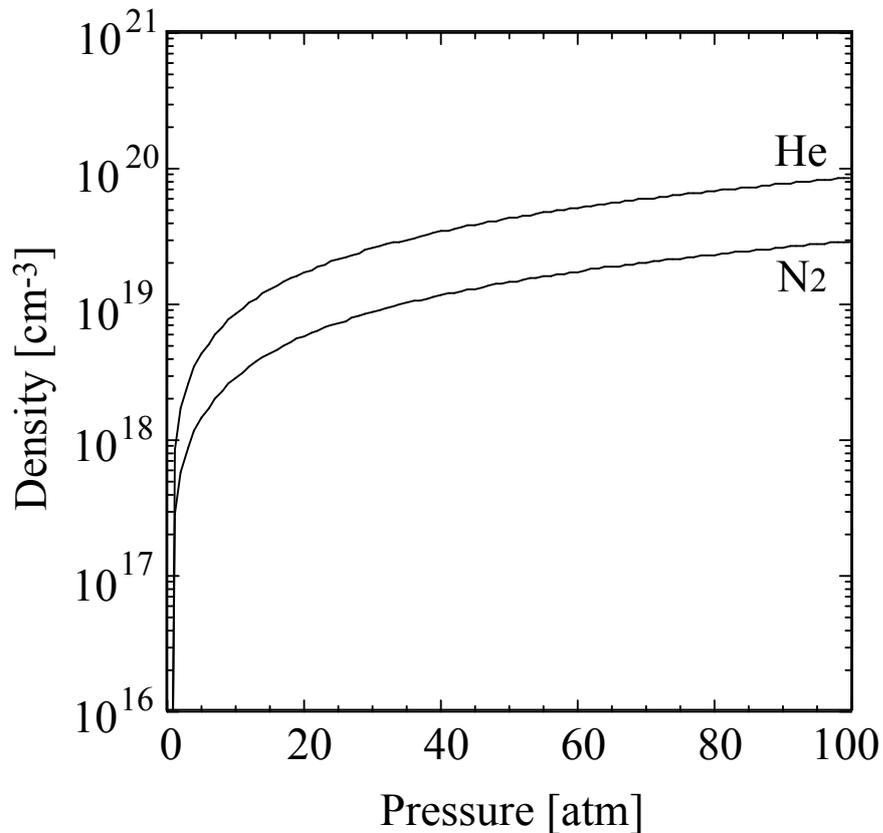
Al centro della camera di interazione è installato un ugello rettangolare delle dimensioni  $10\text{ mm} \times 4\text{ mm}$ , da cui fuoriesce il getto di gas supersonico, sul quale viene focalizzato l'impulso laser. Tale ugello è montato su un supporto in grado di traslare lungo i tre assi (verticale, longitudinale e trasversale rispetto alla direzione di propagazione del fascio principale) per mezzo di attuatori micrometrici controllati in remoto. Questo ci dà la possibilità di effettuare degli “*scan focali*”, ovvero la ricerca di una posizione in cui è ottimale sia la qualità che la riproducibilità dell'interazione laser-plasma e degli elettroni accelerati.

La forma dell'ugello è stata appositamente studiata e realizzata (ugello di de Laval) per avere al momento dell'apertura una lamina supersonica di gas su cui focalizzare l'impulso. Il motivo di questa scelta è dovuto al fatto che il getto supersonico presenta un profilo di densità con gradienti molto ripidi vuoto-gas, e la quasi totale assenza di turbolenze ed instabilità fluidodinamiche. La fuoriuscita del gas avviene tramite un'elettrovalvola veloce in grado di aprirsi e richiudersi in pochi *ms*.

È possibile variare la densità del getto di gas variando semplicemente la pressione del serbatoio del gas-jet (*pressione di backing*).

La variazione della densità del gas in funzione della pressione di backing è rappresentata nel grafico di figura 2.10. Il diagramma è stato ottenuto da simulazioni fatte dal progettista del dispositivo ed è riferito alla densità presa al centro dell'apertura dell'ugello.

In figura 2.11 è riportata una mappa bidimensionale del profilo di densità del gas alla pressione di  $25\text{ bar}$ , relativa ad un gas-jet simile a quello previsto per l'esperimento SITE ( $1.2\text{ mm} \times 0.4\text{ mm}$ ). Su questa mappa si osservano le caratteristiche principali del profilo di densità generato da questi dispositivi. La prima caratteristica che si osserva è che il profilo di densità è pressochè costante, entro i primi  $2\text{ mm}$  al di sopra della fenditura (lungo l'asse  $y$ ). Lungo l'asse  $z$  (il lato lungo della fenditura), invece, il profilo di densità raggiunge massimo in prossimità dei bordi della fenditura e decresce al suo minimo al centro.



**Figura 2.10:** Grafico della densità dei gas di *He* ed *N<sub>2</sub>* in funzione della pressione di backing di due diversi gas supersonici. Il valore della densità è preso al centro della fenditura ad altezza zero dal bordo.

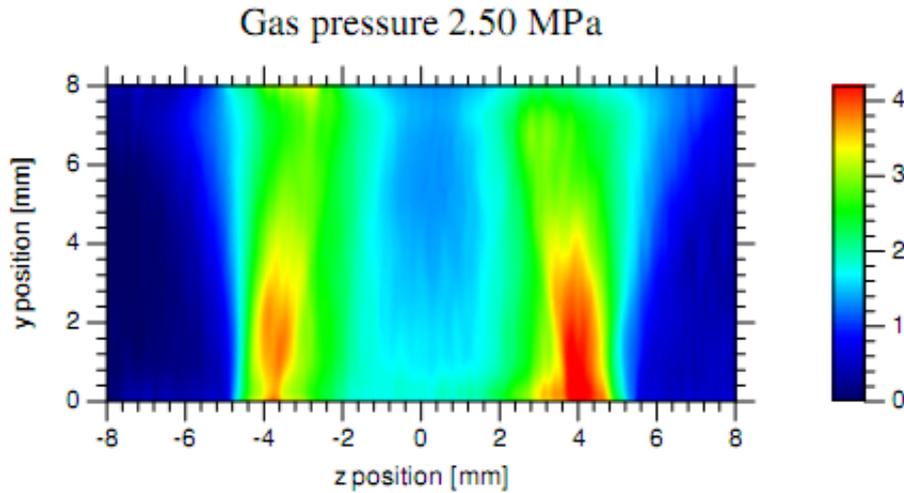
## 2.5 Diagnostiche

Intorno alla camera d'interazione sono previste le diagnostiche, sia per la caratterizzazione dell'interazione laser-plasma (interferometro e diffusione Thomson), sia per la caratterizzazione degli elettroni accelerati quali lo schermo scintillante *Lanex*<sup>®</sup>, lo spettrometro *SHEEBA* e lo spettrometro magnetico ad alta risoluzione.

Altre diagnostiche sono state installate al solo scopo di poter monitorare la radiazione *X* e  $\gamma$ , emessa durante l'esperimento, per finalità di radioprotezione degli operatori.

### 2.5.1 Diagnostiche ottiche

Le diagnostiche che verranno utilizzate per il monitoraggio e la caratterizzazione dell'interazione laser-plasma sono l'interferometria, e la “*linea Thomson*” per lo studio



**Figura 2.11:** Mappa bidimensionale della densità prodotta dal gas-jet con fenditura rettangolare  $1.2\text{ mm} \times 0.4\text{ mm}$ , ottenuto tramite interferometria del getto di gas. Lungo la direzione  $y$  la densità del getto supersonico non cambia in modo sostanziale per circa  $2\text{ mm}$  dall’apertura. Lungo la direzione  $z$  il profilo di densità presenta un minimo al centro della fenditura ed un massimo di densità in prossimità dei bordi. Queste caratteristiche sono comuni a tutti i gas-jet di questo tipo.

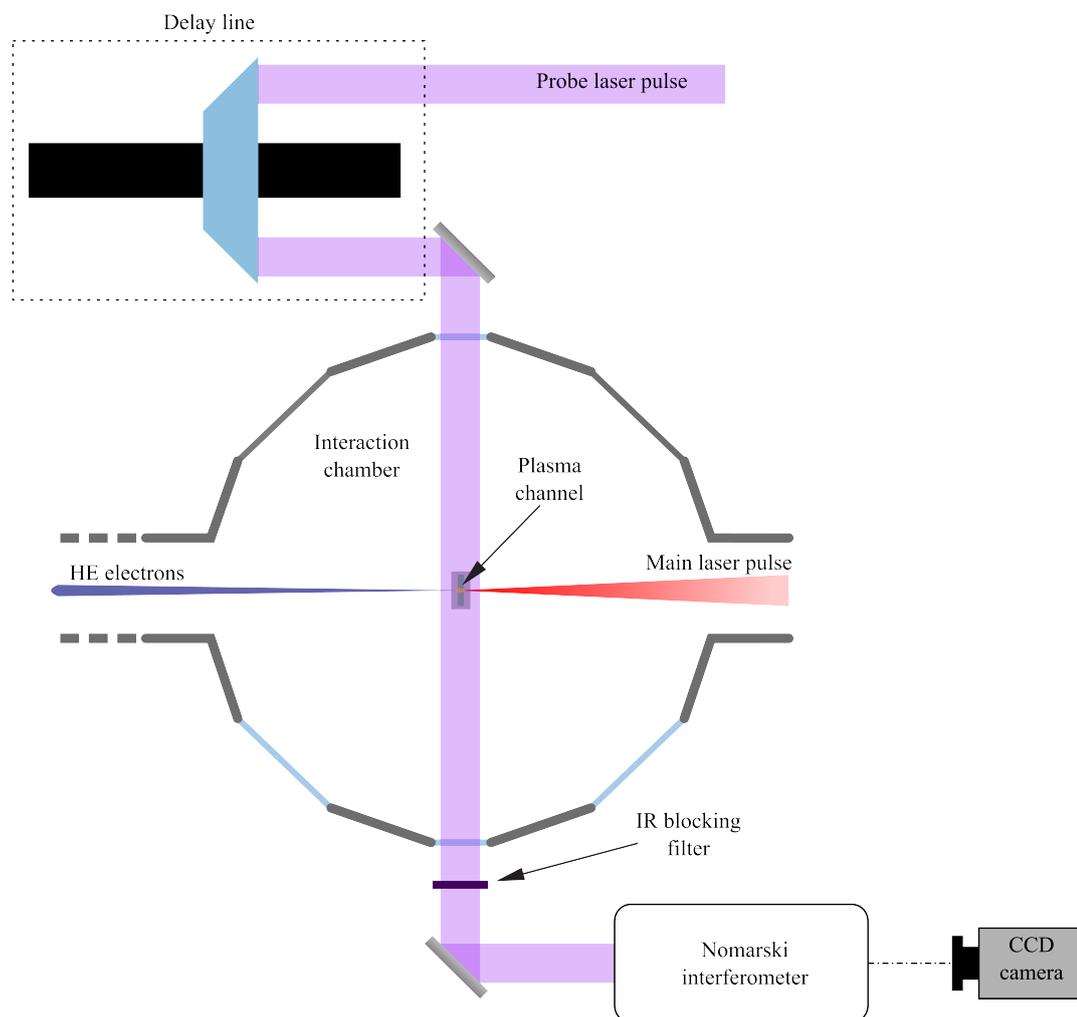
della diffusione elastica della luce laser da elettroni del plasma, durante la propagazione dell’impulso.

### Interferometria del plasma

Per la caratterizzazione del plasma, che si forma al passaggio dell’impulso laser CPA, si sta installando una linea per l’interferometria in prossimità della camera d’interazione. L’interferometria utilizza un impulso laser ultracorto (alcune centinaia di  $fs$ ) estratto dal fascio principale in uno degli stadi del front-end del sistema FLAME, duplicato in frequenza (a  $400\text{ nm}$ ) in un cristallo KDP e trasportato fino alla camera d’interazione<sup>5</sup>.

In questi esperimenti l’interferometria del plasma è fondamentale poichè è lo strumento principale attraverso cui è possibile ottenere la mappa di densità elettronica, studiare gli effetti della ionizzazione sull’evoluzione dell’impulso CPA e quelli eventuali causati dal preimpulso ai  $ps$  [31, 47, 32, 50]. Inoltre tramite questo strumento

<sup>5</sup>La duplicazione in frequenza garantisce la condizione  $\omega \gg \omega_p$  essenziale per la propagazione dell’onda nel plasma. Inoltre in questo modo, tramite un semplice filtro per radiazione infrarossa, è possibile eliminare la luce dell’impulso laser (principale) diffusa in camera d’interazione durante e dopo la focalizzazione sul bersaglio.



**Figura 2.12:** Layout previsto per l'interferometria del canale di plasma e la linea di ritardo ottico.

è possibile effettuare in modo fine l'allineamento verticale e longitudinale del fuoco dell'impulso rispetto al getto di gas.

L'interferometro di tipo Nomarski ha il vantaggio di richiedere procedure di allineamento, che sono piuttosto semplici rispetto ad altre configurazioni; inoltre l'intero apparato si adatta al ridottissimo spazio ancora disponibile nel bunker.

Il fascio sonda prima dell'ingresso nella camera d'interazione viene fatto passare per una linea di ritardo, che consiste di due specchi a  $45^\circ$  solidali, che possono traslare tramite delle slitte a precisione micrometrica, come mostrato in figura 2.12. Grazie all'utilizzo di impulsi ultracorti come fascio di sonda, si ha la possibilità di studiare

l'evoluzione del plasma, creato dall'impulso CPA, in diversi istanti, cambiando i ritardi [51].

L'interferometro Nomarski, rappresentato schematicamente in figura 2.13, rientra nella categoria degli *interferometri a polarizzazione*, ovvero quegli interferometri che operano la divisione in ampiezza del fronte d'onda sfruttando l'anisotropia di alcuni cristalli. In particolare questo interferometro sfrutta il *prisma di Wollaston* per la divisione del fascio.

Il prisma di Wollaston è formato da due prismi triangolari uguali, di cristallo birifrangente, che aderiscono sulla faccia obliqua e i cui assi ottici sono ruotati di  $90^\circ$  l'uno rispetto all'altro. Quando il fascio di sonda viene dalla zona di interazione viene prima polarizzato su una direzione intermedia rispetto ai due assi ottici del prisma con un primo polarizzatore (P1), poi viene focalizzato in prossimità del prisma di Wollaston da un doppietto acromatico. Entrando perpendicolarmente nel primo cristallo il fascio originario si divide in due raggi, uno detto ordinario e l'altro straordinario, che però percorrono lo stesso cammino geometrico (non ottico però). La separazione angolare in due fasci, polarizzati ortogonalmente l'uno rispetto all'altro, avviene quando i due raggi incontrano la superficie di separazione obliqua oltre la quale il raggio ordinario diventa straordinario e viceversa per quello che era straordinario.

Una volta oltrepassato il prisma di Wollaston i due fasci polarizzati ortogonalmente provenienti dalle due sorgenti virtuali  $S'$  ed  $S''$  dovranno passare per un secondo polarizzatore (a  $45^\circ$  rispetto alle loro polarizzazioni) prima di poter interferire nella regione di loro sovrapposizione.

La zona di interferenza sarà caratterizzata da frange imperturbate approssimativamente parallele (lungo la coordinata  $y$  di figura 2.13), la cui separazione è data da

$$\Delta x \simeq \frac{\lambda b}{\alpha p'} \quad (2.5)$$

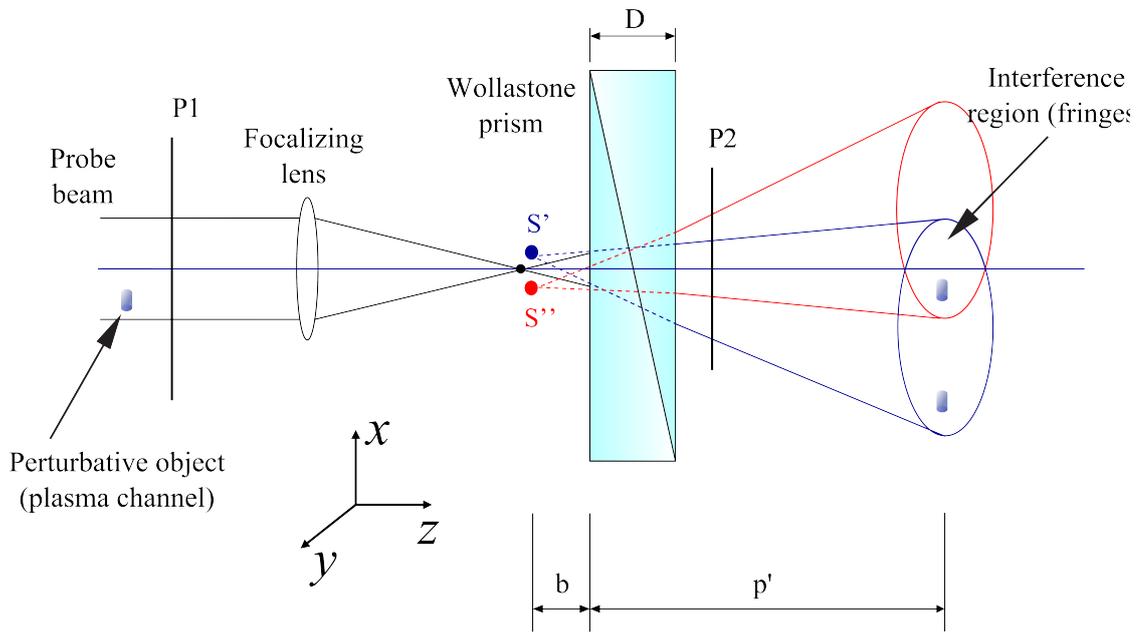
dove  $\lambda$  è la lunghezza d'onda dell'impulso di sonda nel vuoto,  $\alpha$  è l'apertura ottica del prisma di Wollaston<sup>6</sup>,  $b$  è la distanza del piano di Fourier della lente dal prisma e  $p'$  è la distanza del prisma dallo schermo (la CCD).

---

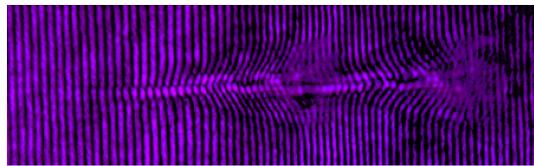
<sup>6</sup>L'apertura ottica  $\alpha$  del prisma di Wollaston è definita come la deviazione angolare che subisce un raggio incidente normalmente sul prisma. Questa quantità è legata alle caratteristiche sia geometriche che rifrattive del prisma di Wollaston, ovvero

$$\alpha \simeq \frac{2 dn}{n \tan(\theta)}$$

dove  $\theta$  è l'angolo (acuto) che forma la superficie di separazione del prisma di Wollaston con la



**Figura 2.13:** Schema della configurazione dell'interferometro Nomarski.



**Figura 2.14:** Esempio di un interferogramma Nomarski del plasma. L'impulso laser è proveniente da sinistra [52].

La presenza del canale di plasma è marcata con una deviazione di tali frange, come mostrato nell'esempio di figura 2.14. Per risalire alla densità elettroni del plasma si considera l'indice di rifrazione dato da

$$\eta = \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{\lambda_p^2}} \simeq 1 - \frac{n_e}{2n_c} \quad (2.6)$$

Quindi lo sfasamento subito da un "raggio" del fascio di sonda che attraversa il

---

direzione iniziale del fascio di probe,  $n \pm dn$  è l'indice di rifrazione dei cristalli rispettivamente al raggio ordinario e straordinario.

plasma rispetto ad uno che non lo ha attraversato è dato da

$$\Delta\varphi = -\frac{2\pi}{\lambda} \int_L [\eta(x, y, z) - 1] dz \simeq \frac{\pi}{\lambda n_c} \int_L n_e(x, y, z) dz \quad (2.7)$$

dove  $\hat{\mathbf{z}}$  è la direzione di propagazione del fascio di sonda, ed  $L$  è lo spessore del canale di plasma.

Le corrispondenti deviazioni subite dalle frange sono quindi date da

$$\delta x \simeq \frac{D}{2n_c b \alpha} \int_L n_e(x, y, z) dz \quad (2.8)$$

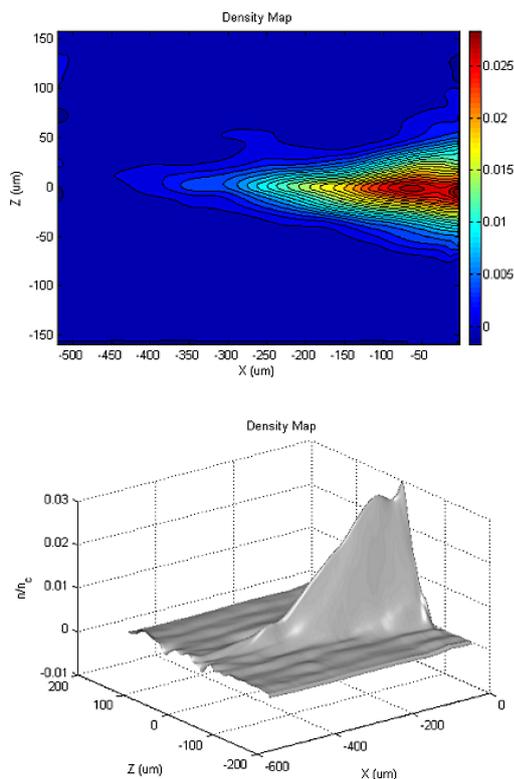
Per risalire dagli interferogrammi alla mappa di densità (figura 2.15), vengono utilizzati due algoritmi sviluppati dal gruppo ILIL. Il primo algoritmo, IACRE (*Interferogram Analysis via Continuous Wavelet Ridge Extraction*), analizza gli interferogrammi e restituisce una mappa 2D degli sfasamenti. Questo lavoro è effettuato tramite una tecnica di “signal processing” basata su analisi wavelet degli interferogrammi, che è bene descritta in [53]. Il secondo algoritmo restituisce la mappa di densità elettronica partendo dalla mappa di fase utilizzando una tecnica di calcolo basata sull’inversione di Abel generalizzata [54].

### Scattering Thomson

Questa diagnostica ottica sfrutta la luce laser dell’impulso diffusa dagli elettroni liberi nel plasma in approssimazione di urto elastico ( $\hbar\omega_0 \ll m_e c^2$ ). Nello schema classico (valido quando il campo laser è “non relativistico” ( $a_0 < 1$ ), ovvero quando l’intensità è  $I < 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ), gli elettroni oscillando lungo la direzione del campo elettrico del laser (principalmente), riemettono radiazione alla stessa frequenza di eccitazione prevalentemente in direzione ortogonale rispetto alla direzione di oscillazione. Quindi osservando le immagini dello scattering Thomson è possibile acquisire informazioni circa l’interazione laser-plasma, soprattutto per quanto riguarda la propagazione dell’impulso laser, poichè le proprietà della radiazione emessa in ogni punto sono strettamente legate alle proprietà locali del plasma e dell’impulso laser. L’intensità emessa lungo la direzione di osservazione è espressa tramite il coefficiente di emissione  $\varepsilon$  che è dato da

$$\varepsilon = \frac{\pi\sigma_T}{2} I n_e \sin^2(\varphi) = \frac{4\pi r_e^2}{3} I n_e \sin^2(\varphi) \quad (2.9)$$

dove  $r_e = (e^2/m_e c^2)$  è il raggio classico dell’elettrone e  $\varphi$  è l’angolo tra la direzione di polarizzazione e la linea di osservazione.



**Figura 2.15:** Sopra immagine in falsi colori della mappa di densità elettronica ricostruita a partire dall’interferogramma di figura 2.14. Sotto, visuale in 3D della stessa mappa di densità elettronica [52].

Ad intensità laser oltre i  $10^{18} W/cm^2$ , il moto degli elettroni nel campo diventa relativistico. Le traiettorie diventano, nel riferimento solidale al moto di deriva, un “percorso ad otto” [10, 55]. Questo fa sì che la radiazione diffusa osservata ha uno shift in frequenza<sup>7</sup> dato da [56, 57]

$$\frac{\omega_{detect} - \omega}{\omega} = \beta_d \frac{\cos(\theta - 1)}{1 - \beta_d \cos(\theta)} \quad (2.10)$$

dove  $\beta_d = v_d/c = \langle v_z \rangle / c$  è la velocità di drift degli elettroni nel campo e  $\theta$  è l’angolo formato tra la direzione di osservazione e la direzione di propagazione del laser.

Inoltre man mano che l’interazione diventa relativistica la direzione di riemissione diventa sempre più concentrata nella direzione di polarizzazione del laser [55].

Questa diagnostica per quanto detto è molto utile per lo studio principalmente

<sup>7</sup>Nel riferimento del moto di deriva dell’elettrone la radiazione viene vista spostata per un primo effetto Doppler. Questa radiazione diffusa nel sistema del laboratorio subirà un secondo spostamento Doppler.

qualitativo dell'evoluzione dell'impulso laser<sup>8</sup>, soprattutto se lo si affianca all'interferometria del plasma che fornisce le informazioni sulla densità.

Inoltre è possibile studiare lo spettro della luce laser diffusa andando così a determinare altre caratteristiche dell'interazione laser plasma.

## 2.5.2 Diagnostiche per gli elettroni

### Rivelazione degli elettroni

Per la rivelazione degli elettroni accelerati viene utilizzato come strumento principale uno schermo scintillante Kodak Lanex® accoppiato ad una CCD. Tale dispositivo consiste in uno strato scintillante, il cui elemento attivo, il *Gadox* ( $Gd_2O_2S : Tb$ ), è protetto su entrambe le facce da diversi rivestimenti plastici per uno spessore totale di circa  $0,3\text{ mm}$ . L'energia rilasciata dagli elettroni, nell'attraversamento di tale dispositivo, viene in parte riemessa sotto forma di fluorescenza, rendendo così possibile la cattura di immagini della distribuzione degli elettroni accelerati, che lo attraversano.

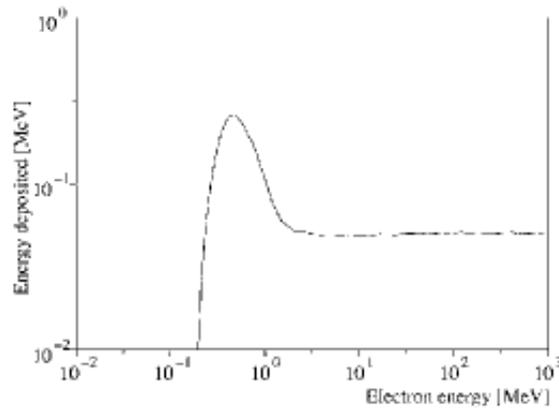
In molti esperimenti di accelerazione laser plasma il Lanex è ormai diventato il dispositivo standard per la rivelazione degli elettroni energetici [3, 5, 38, 58, 59, 60]. La proprietà principale di questo materiale è quella di avere una risposta di luce emessa non dipendente dall'energia degli elettroni incidenti, quando questi hanno energie maggiori del  $MeV$ . La figura 2.16 mostra il grafico della calibrazione effettuata da Y. Glinec [61], in cui l'indipendenza dell'energia depositata nel Lanex dagli elettroni (e riemessa sotto in radiazione a  $540\text{ nm}$  circa) risulta verificata per molti ordini di grandezza dell'energia iniziale di questi. Questa proprietà conferisce al materiale una caratteristica di risposta lineare alla carica rivelata, che rende il Lanex un dispositivo ottimale per la rivelazione di elettroni in esperimenti di accelerazione laser plasma.

### Rivelatore SHEEBA

Lo *SHEEBA* (Spatial High Energy Electron Beam Analyzer) è uno strumento per la rivelazione e l'analisi dei pacchetti elettronici, in grado di fornire informazioni riguardanti sia le caratteristiche energetiche sia spaziali (divergenza e morfologia delle diverse componenti energetiche)[62]. Lo SHEEBA è costituito da una pila di film

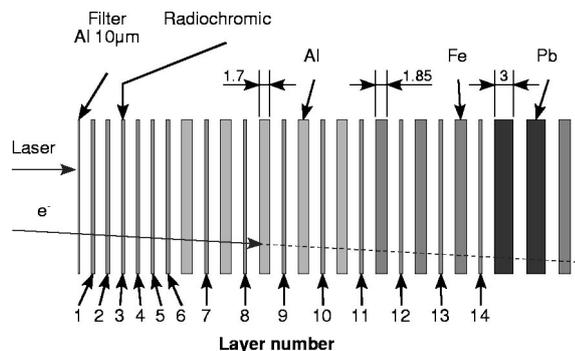
---

<sup>8</sup>Generalmente in esperimenti laser-plasma lo si utilizza per studiare le lunghezze di interazione, confrontandole con la lunghezza di Rayleigh del fascio laser a disposizione. In questo modo è possibile capire se si innescano fenomeni di self-focusing o proprio di self-guiding



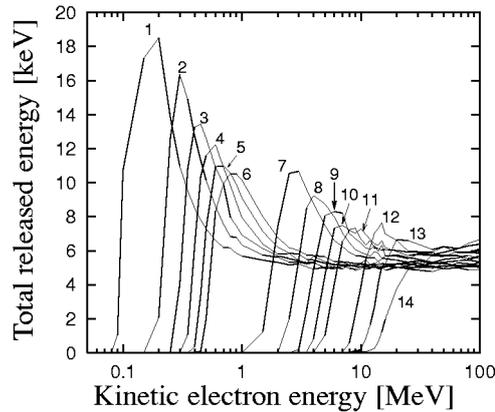
**Figura 2.16:** Calibrazione del Lanex per la rivelazione di elettroni effettuata da Y. Glinec nel 2006 [61].

radiocromici, intervallati da spessori noti di materiale ad alto  $Z$  (metalli come  $Al$ ,  $Fe$  o  $Pb$ ). Gli elettroni che attraversano questo dispositivo rilasciano energia nei diversi fogli radiocromici impressionandoli. L'analisi dei films radiocromici, per la caratterizzazione dello spettro e della distribuzione del pacchetto elettronico rivelato, è basata sulla conoscenza di quanta dose viene depositata in ogni radiocromico da un elettrone con una data energia iniziale. Un esempio di questa calibrazione è mostrato nel grafico di figura 2.18. La deconvoluzione dello spettro e della divergenza degli elettroni è fatta usando le librerie *GEANT4* del CERN [62].



**Figura 2.17:** Spettrometro SHEEBA [62].

Lo svantaggio di questo spettrometro è il fatto che, se si è interessati a conoscere la distribuzione delle caratteristiche degli elettroni accelerati, questo dispositivo andrebbe sostituito ad ogni colpo laser, rendendo la procedura particolarmente lenta.



**Figura 2.18:** Grafici dell'energia depositata nei diversi radiocromici dello SHEEBA di figura 2.17, in funzione dell'energia iniziale degli elettroni incidenti. Tali curve sono calcolate tramite le librerie *GEANT4* [62].

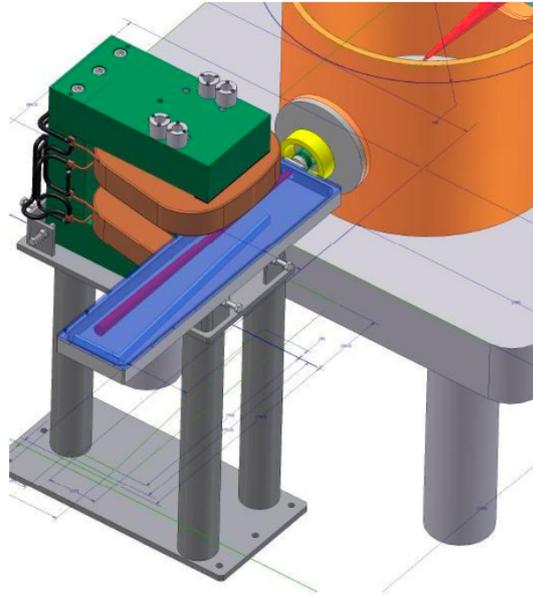
### 2.5.3 Lo spettrometro magnetico

Per l'esperimento SITE è previsto l'utilizzo di uno spettrometro magnetico [63] il cui principio di funzionamento è piuttosto semplice: le traiettorie delle cariche accelerate, che attraversano una zona con campo magnetico stazionario noto, vengono deflesse in base al momento delle cariche stesse. Dopo la zona di campo magnetico vengono posti rivelatori (di tipo scintillante) dalla forma e dalla posizione opportuna per rivelare il passaggio delle cariche e risalire quindi al loro spettro.

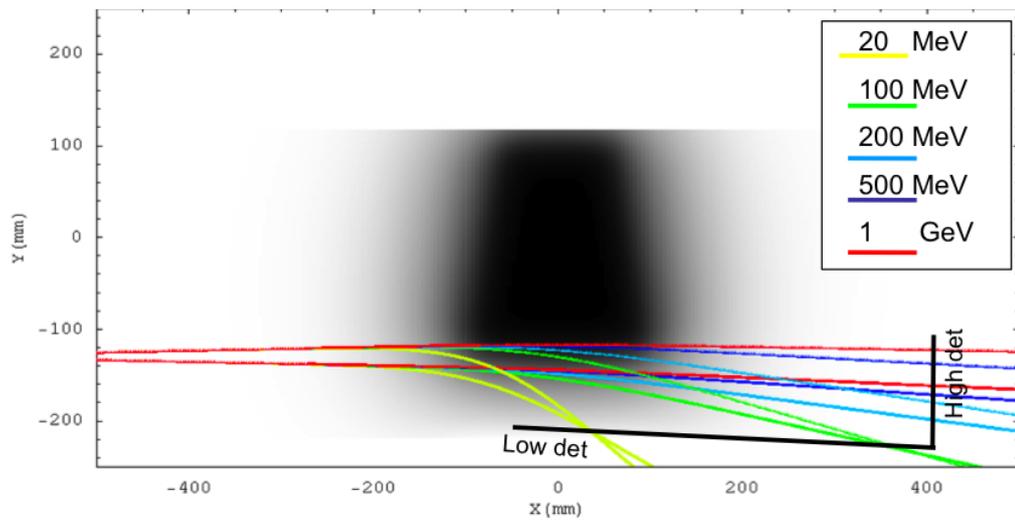
Questo spettrometro deve possedere capacità di rivelazione piuttosto diverse rispetto a quelli utilizzati nella fisica delle alte energie. Infatti, dalle simulazioni PIC effettuate per questo esperimento ci si aspetta un'alta carica accelerata (fino al  $nC$ ) con dispersione energetica che va dai  $10 MeV$  ad oltre  $1 GeV$ , ad alta divergenza angolare ( $\gtrsim 1 mrad$ ). Inoltre il progetto di questo spettrometro tiene conto anche del fatto che i pacchetti prodotti a circa  $60 cm$  dalla regione in cui è presente il campo magnetico presentano una divergenza angolare di qualche  $mrad$ .

Lo spettrometro (figura 2.19) è basato su un elettromagnete con campo magnetico di dipolo verticale (accordabile variando la corrente), ed una camera da vuoto collegata alla camera di interazione, in cui vengono rivelati gli elettroni accelerati.

La distribuzione di intensità del campo magnetico e la posizione in cui installare i rivelatori sono stati studiati in modo tale da massimizzare la risoluzione sull'impulso per una fissata risoluzione della coordinata spaziale. La risposta dello spettrometro è stimata tramite un'integrazione numerica delle traiettorie degli elettroni sul piano ortogonale alla direzione del campo magnetico, tenendo conto della sua mappa d'intensità.



**Figura 2.19:** Vista assonometrica dello spettrometro. La camera in cui avviene la rivelazione degli elettroni è collegata alla camera di interazione tramite un passante da vuoto.



**Figura 2.20:** Simulazione delle traiettorie a  $\pm\sigma_\theta$  dall'asse centrale. Si vede come è possibile sfruttare l'ottica magnetica ponendo la parte del rivelatore per le basse energie lungo la linea dei fuochi, presenti con questa configurazione hardware fino ad energie di  $150\text{ MeV}$  circa. Il rivelatore (dello stesso tipo) per energie più alte viene posto il più lontano possibile ma è inevitabile il degrado sulla risoluzione energetica oltre i  $150\text{ MeV}$ .



## Capitolo 3

# Risultati sperimentali ed analisi dati

In questo capitolo verranno riportati ed analizzati i dati ottenuti nella fase preliminare dell'esperimento SITE. In questa fase non è ancora operativo lo spettrometro magnetico ad alta risoluzione né la linea per l'interferometria del plasma. Nonostante ciò siamo stati in grado di effettuare dei test per la caratterizzazione spaziale dei pacchetti elettronici accelerati ed una stima della loro energia.

### 3.1 Caratterizzazione spaziale degli elettroni

#### 3.1.1 Setup sperimentale e condizioni di lavoro

La prima parte dei test effettuati è volta alla rivelazione ed allo studio delle caratteristiche dei pacchetti elettronici prodotti in termini di distribuzione spaziale, divergenza angolare e stabilità di puntamento. La configurazione di questo esperimento è mostrata in modo schematico in figura 3.1. Il foglio di Lanex è posto ad una distanza di 35 cm circa dalla zona d'interazione ed a 45° rispetto alla direzione di propagazione del laser. Abbiamo fissato il foglio Lanex all'estremità di un cilindro di plastica cavo con diametro interno di 5 cm, la cui superficie interna risulta fortemente assorbente per la radiazione visibile ed infrarossa. Inoltre il Lanex è schermato dal fascio laser per mezzo di un foglio di alluminio spesso 50  $\mu\text{m}$ , a sua volta schermato da un foglio di carta. Questa seconda schermatura è stata necessaria per evitare che eventuali riflessioni della luce laser sull'alluminio si propagassero all'indietro lungo la linea di trasporto e la catena di applicazione, andando così a danneggiare i delicati dispositivi ottici del front-end del sistema laser. La cattura delle immagini Lanex avviene mediante l'utilizzo di una fotocamera digitale.

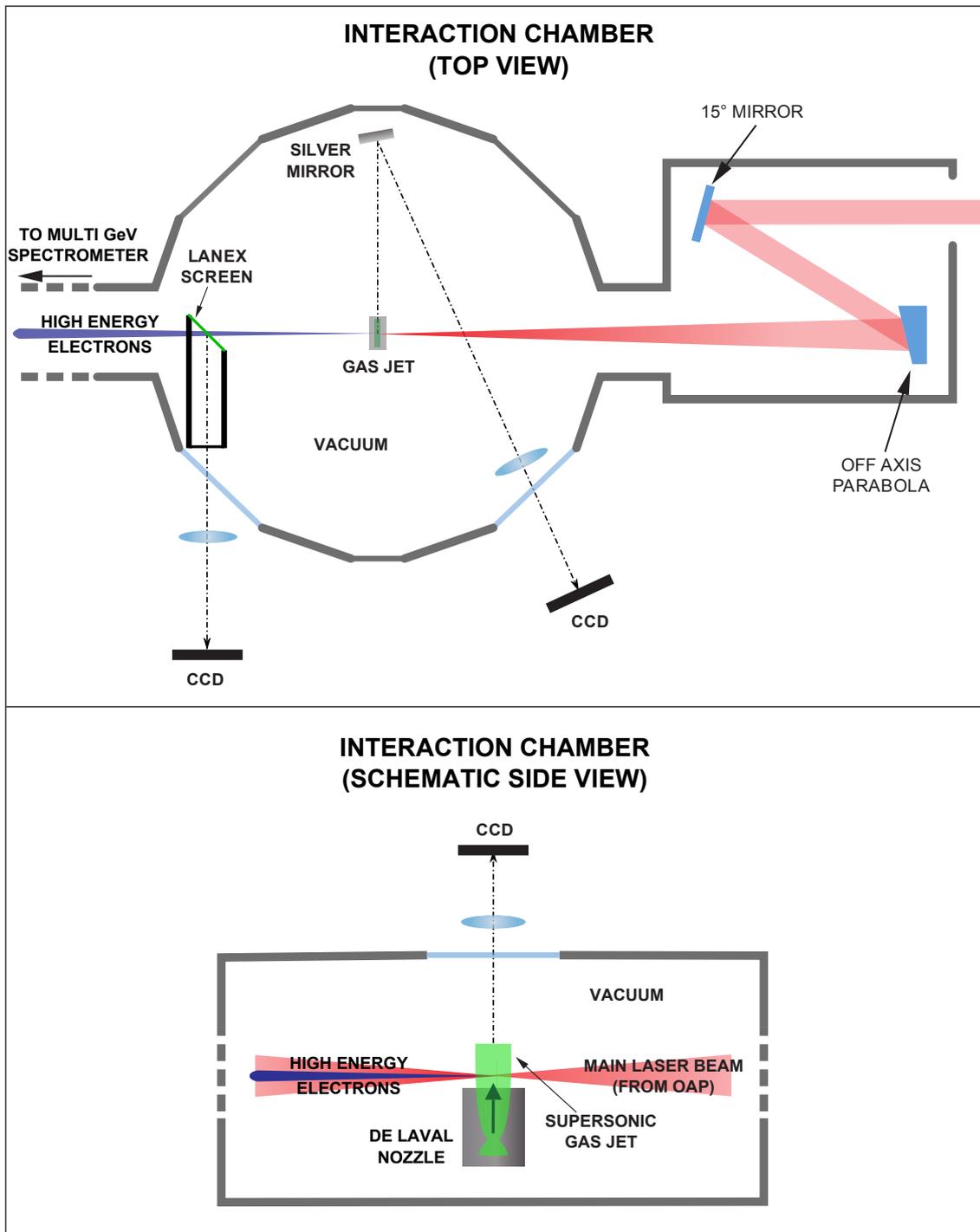


Figura 3.1: Setup sperimentale.

Abbiamo potuto acquisire immagini laterali del plasma tramite uno specchio all'interno della camera d'interazione ed una finestra ottica ancora libera, utilizzando una seconda fotocamera digitale. In questo modo ci è stato possibile controllare la focalizzazione del laser sul gas-jet.

L'allineamento sul piano orizzontale è avvenuto utilizzando contemporaneamente sia le immagini provenienti dal Lanex che quelle provenienti dallo scattering Thomson. Nello specifico, abbiamo eseguito l'allineamento trasversale del gas-jet utilizzando le immagini Thomson, dove queste ultime sono state catturate da un'ulteriore fotocamera digitale collocata sulla finestra ottica al centro del coperchio della camera d'interazione (come mostrato in figura 3.1 in basso). Impostata la coordinata trasversale di lavoro, abbiamo proceduto all'allineamento longitudinale, per il quale sono state utilizzate principalmente le immagini Lanex, in modo tale da cercare la zona in cui i pacchetti elettronici prodotti mostrassero migliori caratteristiche di collimazione.

Il getto di gas ( $N_2$ ) è stato irraggiato con impulsi laser di circa  $1 J$  e  $30 fs$  ( $P \simeq 30 TW$ ), focalizzati ad intensità  $I \lesssim 6.2 \cdot 10^{18} W/cm^2$  ( $r_0 \simeq 13 \mu m$ ). A queste intensità il modello BSI prevede che il gas di  $N_2$  abbia perso tutti i 5 elettroni del guscio esterno. Tali elettroni si troveranno quindi immersi in un campo laser, il cui potenziale vettore normalizzato presenta valori di picco  $a_0 \sim 1.7$ , sufficiente ad instaurare regimi di interazione relativistici.

La pressione di lavoro del gas nel serbatoio dell'ugello (*pressione di backing*) era di  $10 bar$ . Dalle caratteristiche di progetto del gas-jet (sezione 2.4.1) è ragionevole stimare (facendo riferimento alla figura 2.10) la densità del bersaglio  $n_{gas} \sim 10^{18} cm^{-3}$ . Visti i parametri in gioco, la potenza critica per il self-focusing risulta  $P_c \simeq 2.9 TW$ . È quindi possibile che per gli impulsi laser a nostra disposizione si inneschi un regime di self-focus relativistico.

I parametri appena discussi sono riassunti in tabella 3.1.

### 3.1.2 Risultati sperimentali

#### Riproducibilità e morfologia dei pacchetti elettronici

I parametri con cui abbiamo lavorato in questa fase dell'esperimento hanno permesso di osservare un'alta riproducibilità del fenomeno di accelerazione di elettroni per autoiniezione. Abbiamo osservato che la riproducibilità di fenomeni di accelerazione di pacchetti elettronici con buone caratteristiche di collimazione (come quelli mostrati nelle immagini (a) - (f) di figura 3.2) è circa del 68% su un totale di 400 colpi. Se si prendono in considerazione anche eventi di accelerazione in cui l'immagine Lanex mostra un doppio spot o caratteristiche di bassa collimazione (immagini (g) - (i) di

**Tabella 3.1:** Parametri di lavoro per l'esperimento di caratterizzazione spaziale degli elettroni.

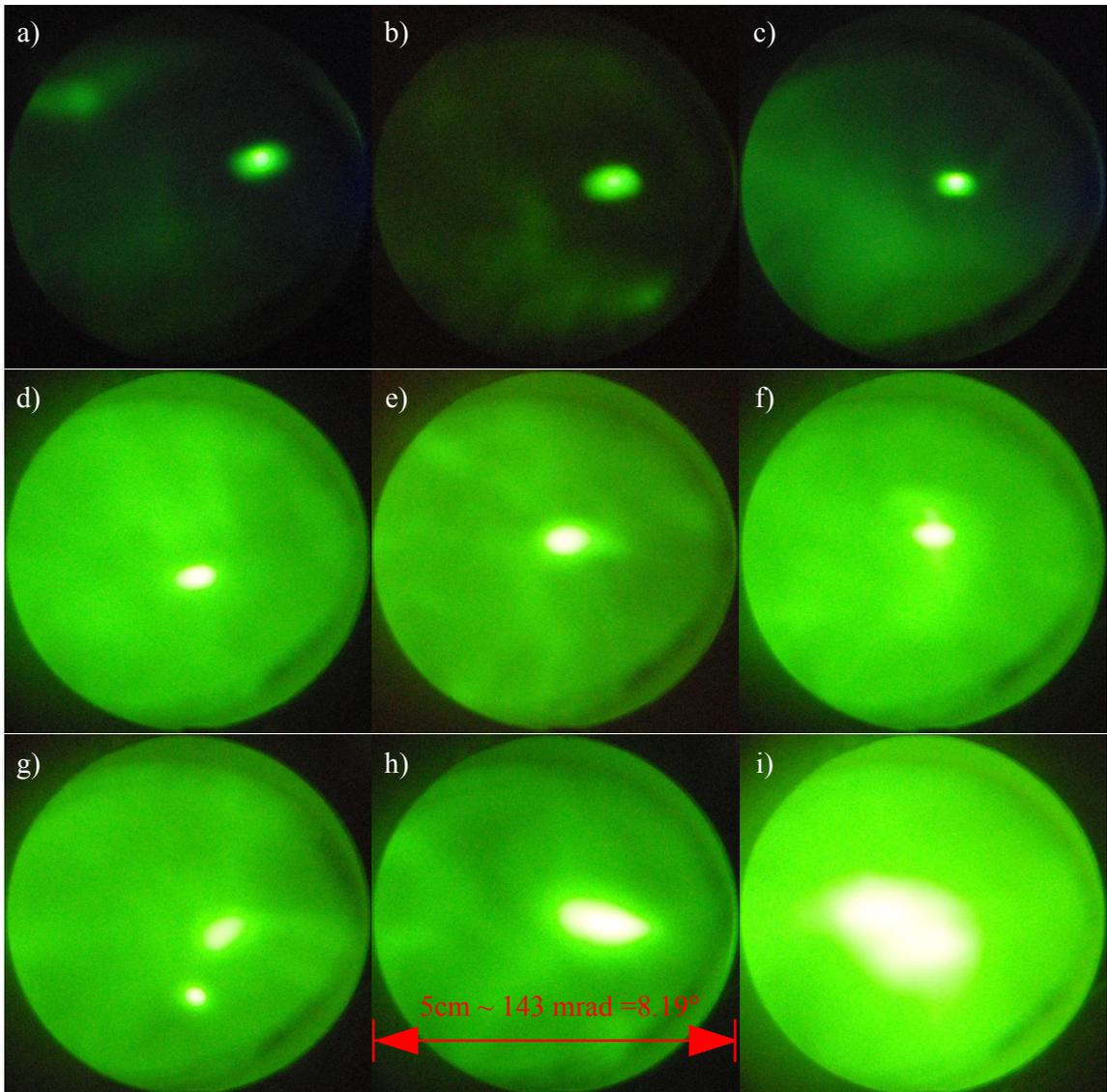
$n_{gas}$	$\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
$n_e$	$\sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
$\lambda_{pe}$	$\sim 10.4 \mu\text{m}$
$\lambda_0$	$\simeq 0.8 \mu\text{m}$
$P_C$	$\sim 2.9 \text{ TW}$
$\tau_L$	$\simeq 30 \text{ fs}$
$L_L$	$\simeq 9 \mu\text{m}$
$P_L$	$\lesssim 30 \text{ TW}$
$w_0$	$\simeq 13 \mu\text{m}$
$I_0$	$\lesssim 6.2 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$
$a_0$	$\simeq 1.7$

figura 3.2) la riproducibilità sale ad oltre il 75%.

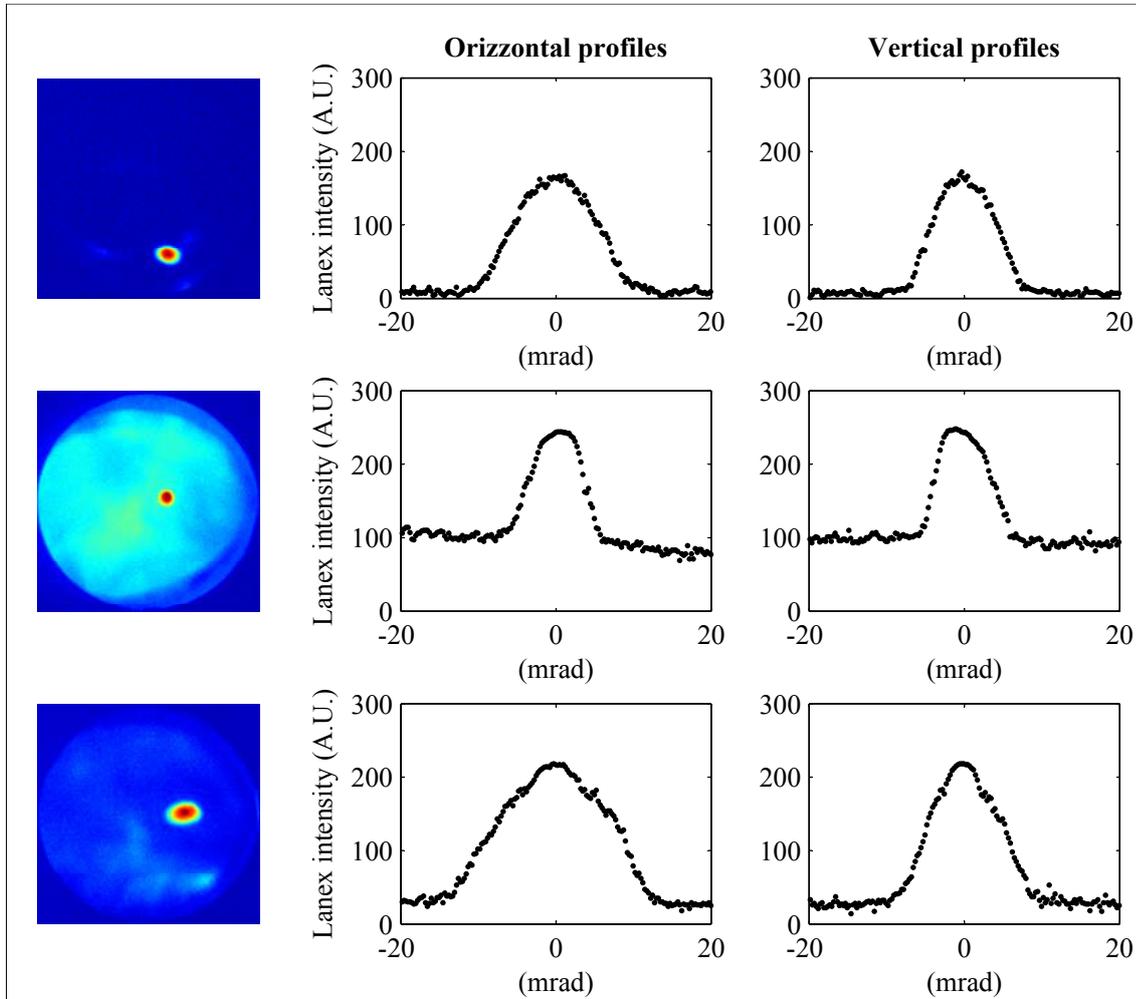
In figura 3.2 sono state riportate immagini Lanex relative ad alcuni tipici pacchetti di elettroni che abbiamo rivelato. Le immagini 3.2 (a), (b) e (c) sono relative ad eventi caratterizzati da alta collimazione in cui tutta la carica è essenzialmente trasportata dal pacchetto elettronico. Le acquisizioni 3.2 (d), (e) ed (f) sono caratterizzate, invece, da segnali Lanex collimati, accompagnati da una componente di elettroni diffusa molto alta. La maggior parte dei pacchetti elettronici rivelati presenta questo tipo di caratteristica. Immagini con queste caratteristiche di collimazione sono state estratte dall'intera popolazione e sono state utilizzate per lo studio della stabilità di puntamento e la divergenza dei pacchetti accelerati.

Talvolta abbiamo rivelato immagini come la 3.2 (g) che mostrano un doppio spot ad alta collimazione. Come verrà mostrato in sezione 3.2, questi eventi potrebbero essere dovuti alla rottura trasversale dell'impulso laser ed alla conseguente accelerazione di elettroni su due canali distinti. Infine, le immagini 3.2 (h) ed (i) sono relative a fenomeni di accelerazione con carica totale fino a circa 10 volte quella delle immagini 3.2 (d) - 3.2 (f) ma bassa collimazione.

In figura 3.3, al fine di mostrare meglio le caratteristiche morfologiche dei pacchetti rivelati, abbiamo selezionato tre immagini Lanex di pacchetti collimati in falsi colori, accompagnate dal loro profilo di intensità orizzontale e verticale. La prima e la terza immagine sono relative alla popolazione di pacchetti ad alta collimazione e basso fondo. La seconda immagine è invece relativa alla popolazione più comune in cui gli spot sono accompagnati da un alto fondo. In particolare nell'ultima immagine riportata in figura 3.3 il pacchetto ha una distribuzione d'intensità approssimativamente ellittica, in cui la divergenza orizzontale è sensibilmente maggiore rispetto a



**Figura 3.2:** Esempi di immagini Lanex catturate. Le (a) - (c) sono immagini in cui il pacchetto elettronico trasporta essenzialmente tutta la carica accelerata, in cui la componente elettronica diffusa assente o molto bassa. Le immagini (d) - (f) sono quelle di tipo più comune in cui il pacchetto elettronico collimato è associato ad una componente elettronica diffusa piuttosto intensa. La (g) mostra due spot piuttosto collimati. Questo tipo di eventi sono molto probabilmente associati ad una rottura trasversale dell'impulso laser, in cui entrambi gli impulsi hanno energia sufficiente per accelerare pacchetti elettronici per autoiniezione. Le (h) e (i) sono relative ad eventi in cui è avvenuta accelerazione per autoiniezione in cui però non esistono evidenti componenti elettroniche collimate come nella (h) o sono addirittura assenti come nella (f). Questo tipo di eventi non è stato preso in considerazione per l'analisi del puntamento e della divergenza dei pacchetti elettronici.



**Figura 3.3:** Immagini tipiche (in falsi colori) della tipologia di spot elettronici rivelati, accompagnate dal loro profilo orizzontale e verticale di intensità. La prima e la terza sono relative ad eventi caratterizzati da un pacchetto elettronico ben collimato con componente elettronica diffusa estremamente bassa. La seconda immagine mostra un pacchetto elettronico accompagnato da una componente elettronica diffusa piuttosto importante.

quella verticale. In tutti e tre i casi si può comunque osservare come la divergenza dei pacchetti sia contenuta tra  $6\text{ mrad}$  e  $13\text{ mrad}$ .

Come mostrano i parametri riportati in tabella 3.1, la probabilità che si inneschi il self-focus è molto elevata, in quanto  $P_L \gg P_C$ . Spostando longitudinalmente la posizione del gas-jet, il fenomeno di accelerazione si manifesta su un intervallo di quasi  $6\text{ mm}$ . Tale intervallo si riduce a circa  $2.5\text{ mm}$  se viene presa in considerazione solamente la produzione di pacchetti con caratteristiche di collimazione. Anche i dati acquisiti dallo scattering Thomson sembrano confermare l'avvenuto instaurarsi di un processo di self-focusing in queste condizioni sperimentali.

### Stabilità di puntamento e divergenza dei pacchetti elettronici

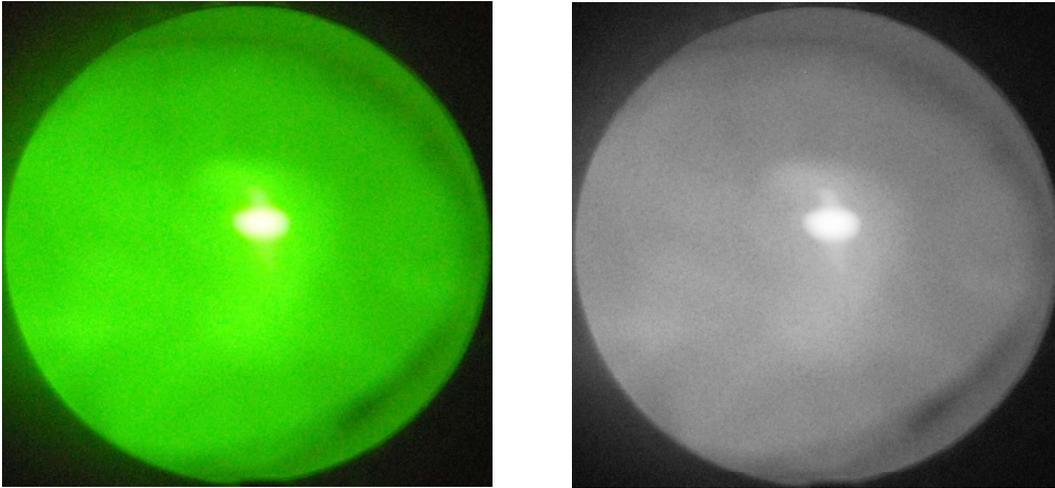
Grazie alla buona stabilità e riproducibilità di accelerazione degli elettroni abbiamo potuto raccogliere un numero sufficiente di immagini Lanex per costruire delle distribuzioni statistiche sia per le caratteristiche di puntamento, sia per la divergenza dei pacchetti.

L'analisi che segue è stata effettuata mediante una serie di routines in ambiente di lavoro MATLAB®, che ho programmato al fine di ottimizzare ed automatizzare il processo di analisi delle immagini Lanex. In particolare, tali routines sono in grado di selezionare automaticamente dalle immagini catturate (in formato bitmap RGB) le coordinate dei centroidi degli spot e la loro divergenza media (un esempio è riportato in figura 3.5).

In primo luogo le immagini vengono convertite in immagini a livelli di grigio. Questa conversione rende più semplice lavorare con le intensità emesse dal Lanex, piuttosto che usare separatamente i 3 canali di colore. Infatti la presenza del tubo di plastica impedisce quasi completamente alla radiazione non proveniente dallo schermo scintillante di essere raccolta dalla CCD della fotocamera. In tal modo l'intensità del segnale Lanex a  $546\text{ nm}$ , proporzionale alla quantità di carica che ha attraversato il rivelatore, può essere sostituita con buona approssimazione dall'intensità integrata (i livelli di grigio).

Un esempio è riportato in figura 3.4, nella quale l'immagine a colori relativa all'acquisizione riportata in figura 3.2 (f) è affiancata alla corrispondente immagine ridotta in livelli di grigio. È possibile vedere come tale riduzione dell'immagine originale conservi l'informazione riguardante l'intensità di segnale Lanex e sia quindi adatta all'extrapolazione delle informazioni sulla stabilità di puntamento e sulla divergenza dei pacchetti elettronici.

Dalle immagini in livelli di grigio viene estratta la ROI (Region of Interest) contenente lo spot elettronico. Ad essa viene sottratto il fondo elettronico, dato dalle



**Figura 3.4:** Un esempio di come la trasformazione da immagine RGB ad immagine a livelli di grigio non comporti un degrado sul segnale Lanex. Abbiamo scelto come esempio l'immagine 3.2 (f) in cui lo spot elettronico è accompagnato da fondo elettronico diffuso piuttosto elevato, in modo da poter mostrare che la scelta di lavorare sull'intensità "integrata" non compromette le informazioni relative alla morfologia e al puntamento dei pacchetti elettronici rivelati, oltre a risultare più semplice rispetto a dover lavorare con i tre canali di colore.

zone periferiche della ROI, tramite un processo di soglia<sup>1</sup>. L'immagine ROI così trattata è in grado di essere elaborata per ricavare il centroide (il centro di massa) e la divergenza della distribuzione di intensità.

Nello specifico, le coordinate del centroide sono date da

$$\begin{cases} x_c = \frac{\sum_{i,j} x_i I(x_i, y_j)}{\sum_{i,j} I(x_i, y_j)} \\ y_c = \frac{\sum_{i,j} y_j I(x_i, y_j)}{\sum_{i,j} I(x_i, y_j)} \end{cases} \quad (3.1)$$

dove  $(x_i, y_j)$  sono le coordinate dei pixel e  $I(x_i, y_j)$  è la loro intensità.

Per la determinazione della divergenza abbiamo in primo luogo osservato che la distribuzione di intensità dei pacchetti è di tipo ellittico nella quasi totalità delle acquisizioni (come già mostrato nell'immagine 3.3) ed i due assi principali raramente

---

<sup>1</sup>I pixel al di sotto della soglia non vengono considerati nelle elaborazioni.

coincidono con l'asse verticale e orizzontale dell'immagine. Considerando la distribuzione d'intensità,  $I(x_i, y_j)$ , il tensore dei suoi momenti secondi centrali è dato da<sup>2</sup>

$$\begin{cases} \mu_{20} = \frac{\sum_{i,j} (x_i - x_c)^2 I(x_i, y_j)}{\sum_{i,j} I(x_i, y_j)} \\ \mu_{02} = \frac{\sum_{i,j} (y_j - y_c)^2 I(x_i, y_j)}{\sum_{i,j} I(x_i, y_j)} \\ \mu_{11} = \frac{\sum_{i,j} (x_i - x_c)(y_j - y_c) I(x_i, y_j)}{\sum_{i,j} I(x_i, y_j)} \end{cases} \quad (3.2)$$

La matrice (simmetrica) dei momenti secondi, come è noto, è diagonale nella base dei suoi autovettori, i quali corrispondono alle direzioni degli assi principali dell'ellisse associato allo spot. Come misura di divergenza massima e minima (in pixel) abbiamo preso le lunghezze dei due assi principali,  $2\sigma_M$  e  $2\sigma_m$ , dove  $\sigma_M^2$  e  $\sigma_m^2$  sono gli autovalori corrispondenti alla matrice dei momenti secondi centrali.

In figura 3.5 è mostrata la ROI in falsi colori relativa allo spot selezionato dall'immagine 3.4. Abbiamo sovrapposto a questa i due assi principali di lunghezza  $2\sigma_M$  e  $2\sigma_m$  (in unità di pixel), centrati nel centroide dello spot.

In questa fase dell'analisi le coordinate del centroide e il valore dell'angolo di divergenza del pacchetto elettronico sono in unità di pixel; per convertirli in angoli è sufficiente conoscere l'angolo sotteso dallo schermo Lanex (mostrato nella figura 3.2 (h)), ovvero è sufficiente conoscere la distanza che separa il Lanex dalla zona di interazione (35 cm).

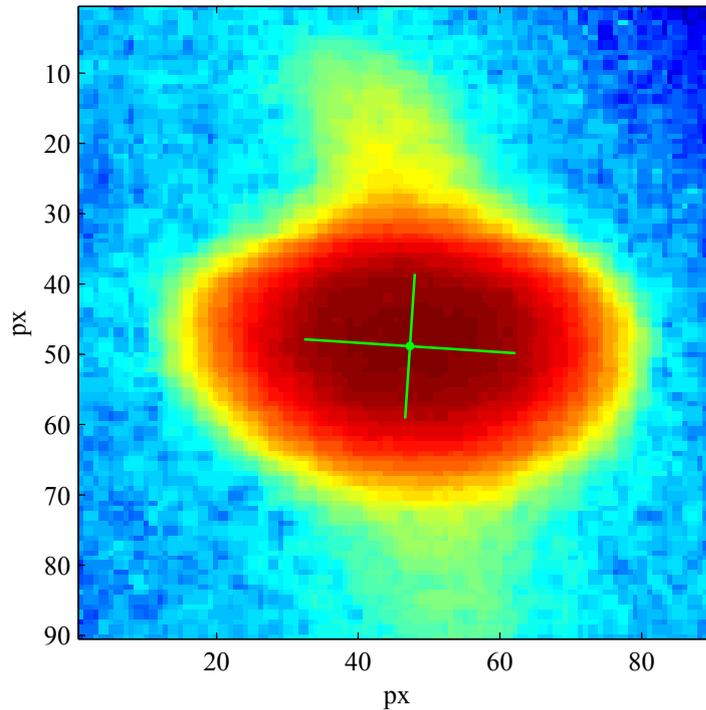
La distribuzione delle coordinate dei centroidi ottenute da questa analisi è illustrata nei grafici di figura 3.6, in cui l'origine degli assi è nel punto medio della distribuzione delle coordinate dei centroidi. La distribuzione orizzontale e verticale delle direzioni di puntamento degli elettroni è rappresentata dagli istogrammi. L'instabilità di puntamento degli elettroni accelerati è presa come la deviazione standard delle coordinate (in *mrاد*) dei centroidi, e risulta

$$\begin{cases} \sigma_x = 14 \text{ mrاد} \\ \sigma_y = 13 \text{ mrاد} \end{cases} \quad (3.3)$$

Questi valori risultano essere circa 4 ordini di grandezza superiori a quelli della

---

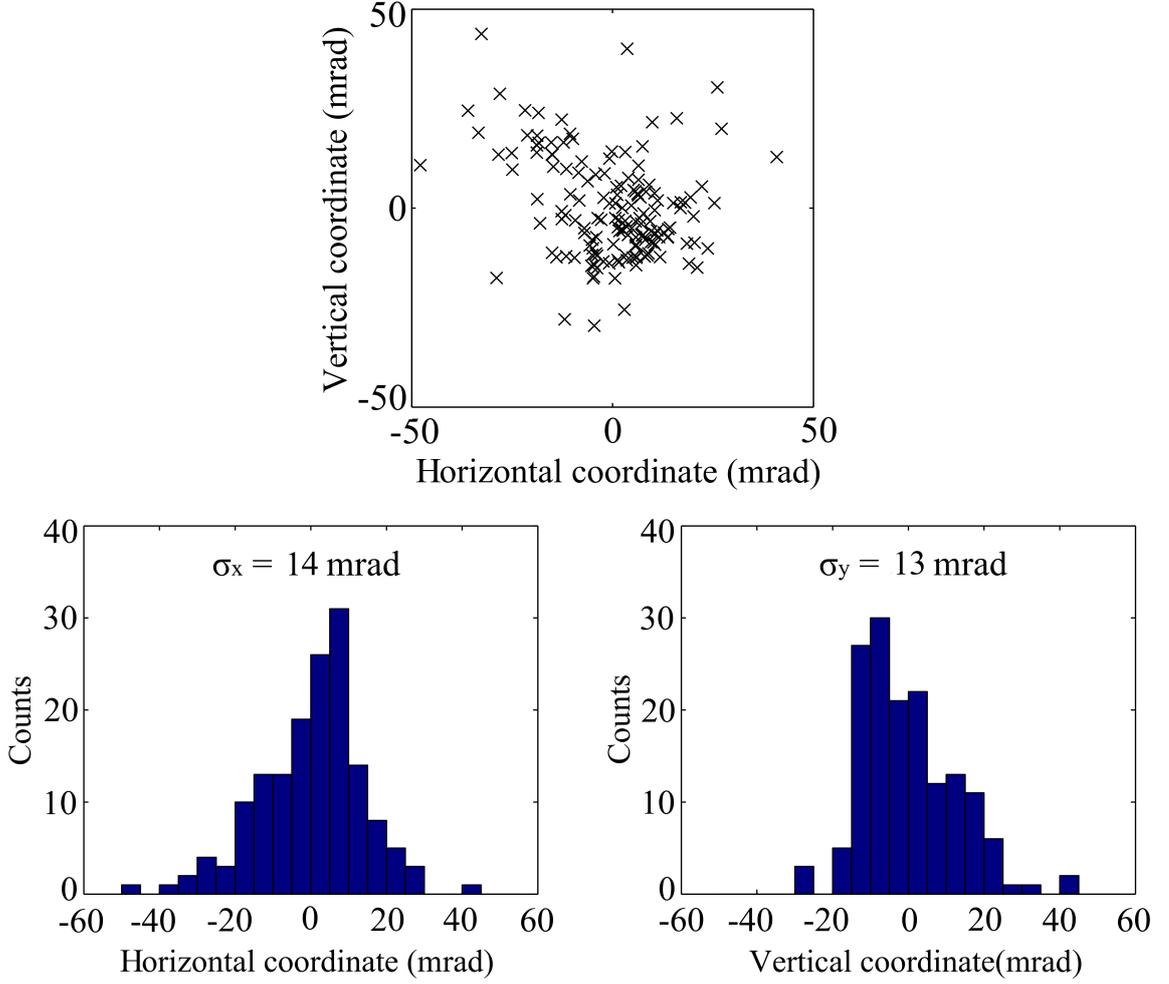
<sup>2</sup>In analisi delle immagini momenti i centrali di ordine  $(p + q)$  sono definiti come  $\mu_{pq} = \sum_{i,j} [(x_i - x_c)^p (y_j - y_c)^q I(x_i, y_j)] / \sum_{i,j} I(x_i, y_j)$ .



**Figura 3.5:** Immagine a falsi colori della ROI contenente lo spot elettronico selezionato dall'immagine 3.4 (b). In questa fase le coordinate sono ancora in pixel; verranno trasformate in coordinate angolari solo alla fine di tutta la procedura di analisi. Una volta selezionato lo spot, la ROI viene elaborata per ricavare il centroide come centro di massa della distribuzione d'intensità (l'incrocio dei due segmenti verdi sovrapposti all'immagine). La divergenza del pacchetto è invece calcolata come la radice momento secondo rispetto al centro di massa sui due assi principali d'inerzia. Le lunghezze dei due segmenti verdi sono precisamente il doppio di queste due grandezze.

stabilità di puntamento del solo spot laser, riportati in sezione 2.3.2. Tale incongruenza molto probabilmente è dovuta agli effetti rifrattivi che si instaurano durante la propagazione dell'impulso laser nel plasma da esso creato. Questi effetti di origine stocastica possono dare origine ad un'indermizzazione colpo su colpo sulla direzione di accelerazione. un altro effetto, non trascurabile a priori, è dovuto al fatto che la fuoriuscita del getto di gas avviene ad alta pressione ( $\sim 10 \text{ bar}$ ) ed in modo impulsato. Tutto ciò produce delle vibrazioni sull'intera struttura della camera da vuoto, le quali, propagandosi fino al supporto della parabola fuori asse, possono generare un'instabilità di puntamento dell'impulso laser molto più grande di quella riportata in sezione 2.3.2.

L'analisi delle divergenze dei pacchetti elettronici, le cui distribuzioni sono illustrate

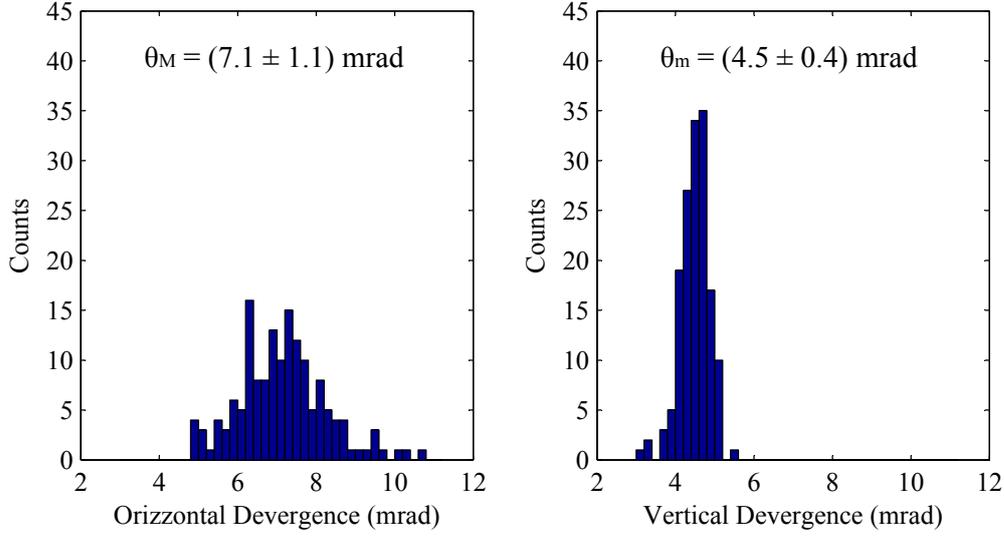


**Figura 3.6:** Grafici del puntamento orizzontale e verticale dei centroidi dei pacchetti elettronici rilevati.

in figura 3.7, mostra in primo luogo che le divergenze massime,  $\theta_M$ , hanno dispersione maggiore intorno al loro valore medio rispetto alle divergenze minime,  $\theta_m$

$$\begin{cases} \theta_M = (7.1 \pm 1.1) \text{ mrad} \\ \theta_m = (4.5 \pm 0.4) \text{ mrad} \end{cases} \quad (3.4)$$

Un'ulteriore analisi colpo su colpo, illustrata in figura 3.8, mostra che i valori di queste divergenze non sono correlati, essendo il loro coefficiente di correlazione  $\rho = -0.2$ . La distribuzione dell'eccentricità dei pacchetti,  $\epsilon = \sqrt{1 - (\theta_m/\theta_M)^2}$ , illustrata anch'essa nella figura 3.8, mostra un'alta stabilità intorno al valor medio con fluttuazioni entro il 4% da questo



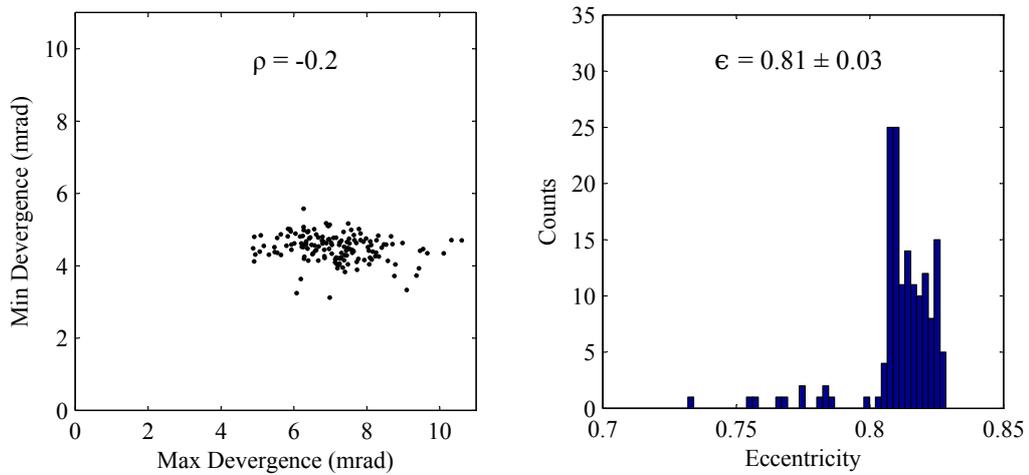
**Figura 3.7:** Istogrammi delle distribuzioni della divergenza orizzontale ( $\theta_M$ ) e di quella verticale ( $\theta_m$ ).

$$\epsilon = 0.81 \pm 0.03 \quad (3.5)$$

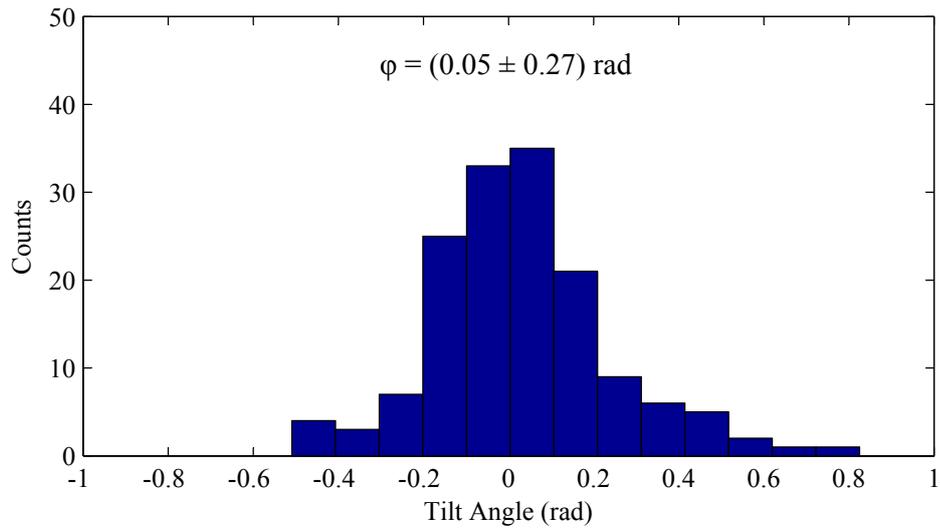
Infine, la distribuzione dell'angolo tra asse maggiore dello spot ed asse orizzontale (la direzione di polarizzazione del laser), detto *angolo di tilt*  $\varphi$ , è illustrata in figura 3.9. Il valore del tilt risulta

$$\varphi = (0.05 \pm 0.27) \text{ rad} \quad (3.6)$$

Le osservazioni sulla stabilità colpo su colpo delle proprietà spaziali dei pacchetti elettronici, unite all'alta riproducibilità del fenomeno di autoiniezione, ci hanno fatto supporre che il regime dell'interazione laser plasma fosse quello di bolla. Tale supposizione è supportata anche dai lavori sperimentali di Malka *et al.* del 2005 [5] e di Mangles *et al.* del 2006 [58], in cui i parametri d'interazione sono molto simili ai nostri ed anche i risultati ottenuti sono confrontabili con quanto osservato nei nostri test. Entrambi i lavori sono accompagnati da simulazioni PIC, effettuate con gli stessi parametri d'interazione dei loro rispettivi esperimenti. Tali simulazioni mostrano che il self-focus è fondamentale per l'instaurarsi di un regime di bolla, descritto dalla (1.43), partendo da una situazione in cui tale situazione non risulta verificata. L'enorme similitudine, della nostra condizione sperimentale con quella degli esperimenti succitati, ci suggerisce che anche nel nostro caso l'instaurarsi del



**Figura 3.8:** Nel grafico di sinistra è mostrato il valore di divergenza massima ( $\theta_M$ ) sull'asse delle ascisse e di divergenza minima ( $\theta_m$ ) sulle ordinate. Queste due grandezze non sono correlate l'una all'altra, come evidenziato anche dal coefficiente di correlazione  $\rho$ . Sulla destra è rappresentata la distribuzione delle eccentricità  $\epsilon = \sqrt{1 - \theta_m^2/\theta_M^2}$  dei pacchetti elettronici.



**Figura 3.9:** Distribuzione dell'angolo di tilt,  $\phi$ . La dispersione di tale angolo intorno allo zero supporta l'osservazione che l'asse maggiore degli spot elettronici ellittici sia legato alla direzione orizzontale di polarizzazione del laser.

self-focus (confermato dalle tracce Thomson riportate nella sezione 3.2) determini l'evoluzione del sistema verso un regime di bolla.

L'ellitticità riscontrata nei pacchetti elettronici rivelati può essere dovuta al fatto

che gli elettroni autoiniettati nella cavità accelerante subiscano un effetto defocalizzante nella direzione di polarizzazione, dovuto al campo laser agente su di essi. Tale effetto è stato osservato anche nell'esperimento di Mangles *et al.* [58], in cui è mostrato come la direzione dell'asse maggiore dell'ellisse degli spot elettronici segua con alto grado di correlazione ( $\rho = 0.77$ ) la direzione di polarizzazione del laser, la quale viene ruotata più volte durante l'esperimento<sup>3</sup>. Nello stesso esperimento è stata diminuita più volte la densità del gas, mantenendo invariati gli altri parametri, ed è stata osservata una conseguente diminuzione dell'eccentricità dei pacchetti di elettroni prodotti. Ciò è dovuto al fatto che a densità minori la grandezza della bolla aumenta ( $R_B \simeq \lambda_p/2$ ), pertanto gli elettroni nel loro processo di accelerazione interagiscono con il campo dell'impulso laser per una minor lunghezza e subiscono quindi una minor defocalizzazione lungo la direzione di polarizzazione<sup>4</sup>.

## 3.2 Lunghezze di interazione

La diagnostica Thomson, oltre ad essere stata fondamentale per le procedure di allineamento del laser, ci ha fornito colpo su colpo informazioni di carattere qualitativo sulla la propagazione dell'impulso laser nel plasma e soprattutto sulla lunghezza di accelerazione.

Durante questi test abbiamo progressivamente aumentato l'energia degli impulsi laser cercando l'aggancio del segnale degli elettroni accelerati sul Lanex.

Per impulsi con energia  $\lesssim 0.3 J$  lo scattering Thomson è molto debole e ciò che osserviamo è solamente la luce dovuta ad autoemissione del plasma. Un esempio relativo a queste condizioni sperimentali è mostrato nell'immagine 3.10, catturata in una fase in cui ancora non disponevamo di fotocamere a colori.

Aumentando l'energia dell'impulsi laser oltre gli  $0.3 J$ , si iniziano a vedere le tracce di scattering Thomson sempre più intense. Raggiunte energie degli impulsi  $\gtrsim 0.5 J$  le tracce Thomson si estendono ben oltre il limite di Rayleigh. Pensiamo che ciò sia dovuto al fatto che a partire da queste energie gli impulsi laser riescano ad innescare il self-focus relativistico ed entrare in regime di self-guiding. L'immagine 3.11 è stata catturata ad energia laser di  $0.5 J$ ; si può osservare una piccola zona centrale molto più intensa rispetto all'alone di autoemissione circostante, la quale si estende per una lunghezza di circa  $1.5 mm$  ( $\gtrsim 3 z_R$ ). A queste energie abbiamo iniziato ad osservare i primi eventi molto sporadici di accelerazione degli elettroni

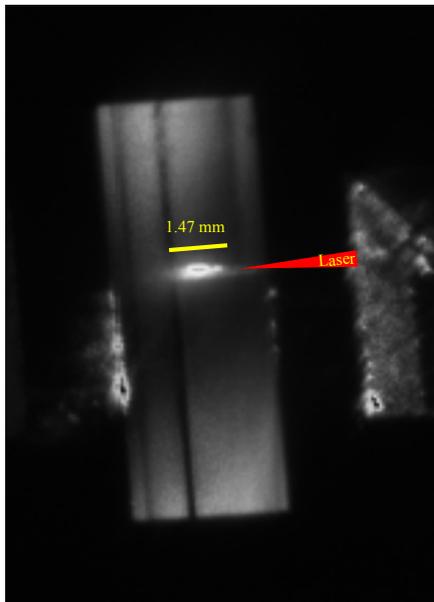
---

<sup>3</sup>Il fit lineare tra angolo di tilt ed angolo di polarizzazione del laser è una retta con coefficiente angolare  $1.09 \pm 0.07$ , un risultato estremamente significativo a supporto delle affermazioni fatte.

<sup>4</sup>Per estrapolazione dai dati di questo lavoro il valore di ellitticità  $\epsilon \simeq 0$  era relativo alla condizione  $\lambda_p \simeq 2c\tau_L$ .



**Figura 3.10:** Immagine di scattering Thomson presa ad energie dell'impulso  $< 0.3 J$  in cui si osserva solo la luce diffusa di autoemissione di plasma (ricombinazione atomica). Grazie alla lunga focale già a queste energie la ionizzazione avviene su tutti i  $4 mm$  del getto gassoso.



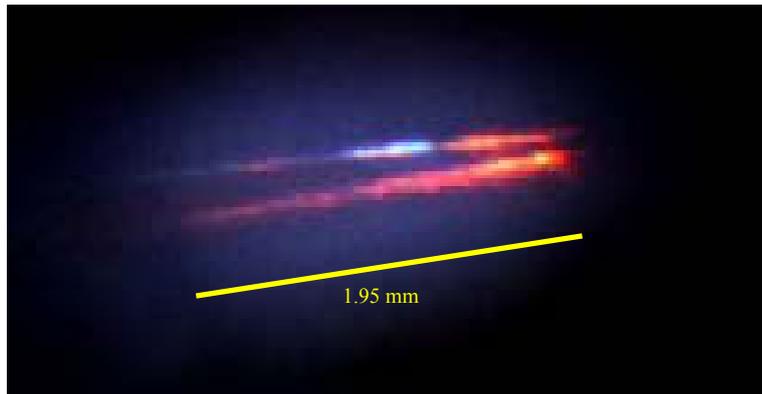
**Figura 3.11:** Scattering Thomson acquisito ad energia del laser di  $0.5 J$ . Si osservano le prime diffusioni Thomson. La luce infrarossa proviene dalla zona centrale molto brillante lunga circa  $1.5 mm$ , che è immersa nell'alone della luce di autoemissione (molto debole a causa del filtro ottico utilizzato).

per auto-iniezione.

Salendo ulteriormente ad energie di circa  $1 J$  la regione in cui è visibile lo scattering Thomson si estende fino a  $\sim 2 mm$  ( $\gtrsim 4 Z_R$ ), ed al tempo stesso si ha una produzione stabile di pacchetti di elettroni collimati. L'aumento dell'estensione della regione

in cui è visibile la diffusione Thomson e l'aumento della produzione di pacchetti elettronici collimati potrebbero essere legati all'innesco di un regime di self-guiding, generato da self-focus relativistico, che mantiene collimato l'impulso laser su distanze ben più grandi della lunghezza di Rayleigh ( $Z_R$ ).

In questa fase le immagini Thomson sono state catturate con una fotocamera a colori e con un ingrandimento molto maggiore rispetto alle precedenti immagini, così da poter ottenere dettagli maggiori sulla propagazione degli impulsi laser. Nell'immagine 3.12, relativa alla propagazione di un impulso laser da 1 J, è possibile vedere la rottura trasversale dell'impulso laser che dà luogo ad una sua filamentazione. A partire da queste energie in poi questa rottura è presente in tutte le immagini Thomson e talvolta è accompagnata da immagini Lanex che mostrano un doppio spot (come in figura 3.2 (g)). Tale comportamento molto probabilmente è dovuto alla insoddisfacente qualità del profilo trasversale dello spot laser, visto in sezione 2.3.



**Figura 3.12:** Scattering Thomson acquisito con energia laser di circa 1 J. In questa immagine a colori è evidente la traccia Thomson di colore rosso lasciata dalla diffusione della luce laser dal plasma. La lunghezza di scattering è di quasi 2 mm  $\gtrsim 4 Z_R$ , probabilmente causata dall'innesco di self-focusing relativistico. Da queste energie laser in poi si osserva una produzione stabile di pacchetti elettronici con caratteristiche di collimazione. Inoltre si osserva in quasi tutti gli spari la rottura trasversale dell'impulso che talvolta è accompagnata da immagini Lanex con un doppio spot elettronico.

### 3.3 Energia degli elettroni accelerati

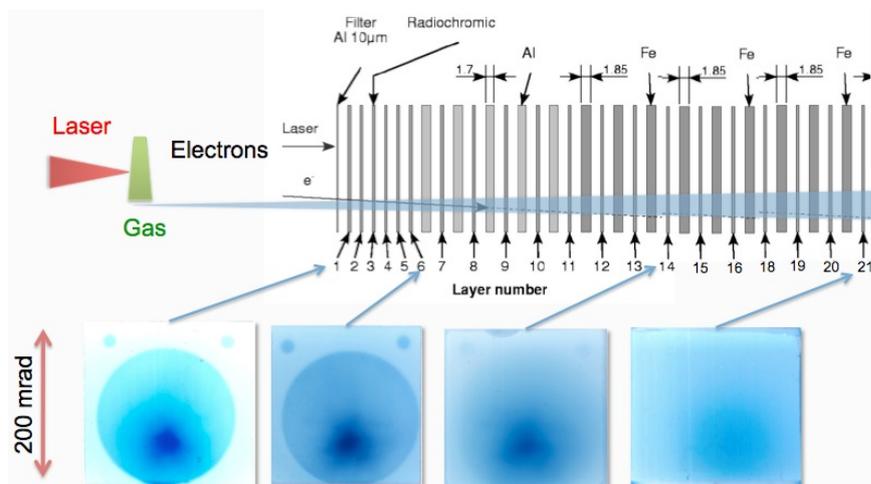
Durante la fase in cui abbiamo effettuato questi test preliminari all'esperimento SITE, lo spettrometro magnetico ad alta risoluzione, progettato per questo esperimento, non era ancora operativo. Pertanto abbiamo effettuato dei semplici test per avere delle valutazioni sulle energie dei pacchetti accelerati, utilizzando in un primo

momento il calorimetro SHEEBA (descritto in sezione 2.5.2) e successivamente un piccolo magnete permanente come posto all'interno della camera sperimentale.

### 3.3.1 SHEEBA: prime stime di energia

Per l'utilizzo del calorimetro SHEEBA è stato necessario rimuovere il cilindro di plastica con il foglio Lanex, in quanto era necessario installare lo SHEEBA a pochi *cm* dalla zona d'interazione, in modo che i pacchetti di elettroni fossero catturati interamente.

L'utilizzo dello SHEEBA è stato effettuato su 31 colpi.

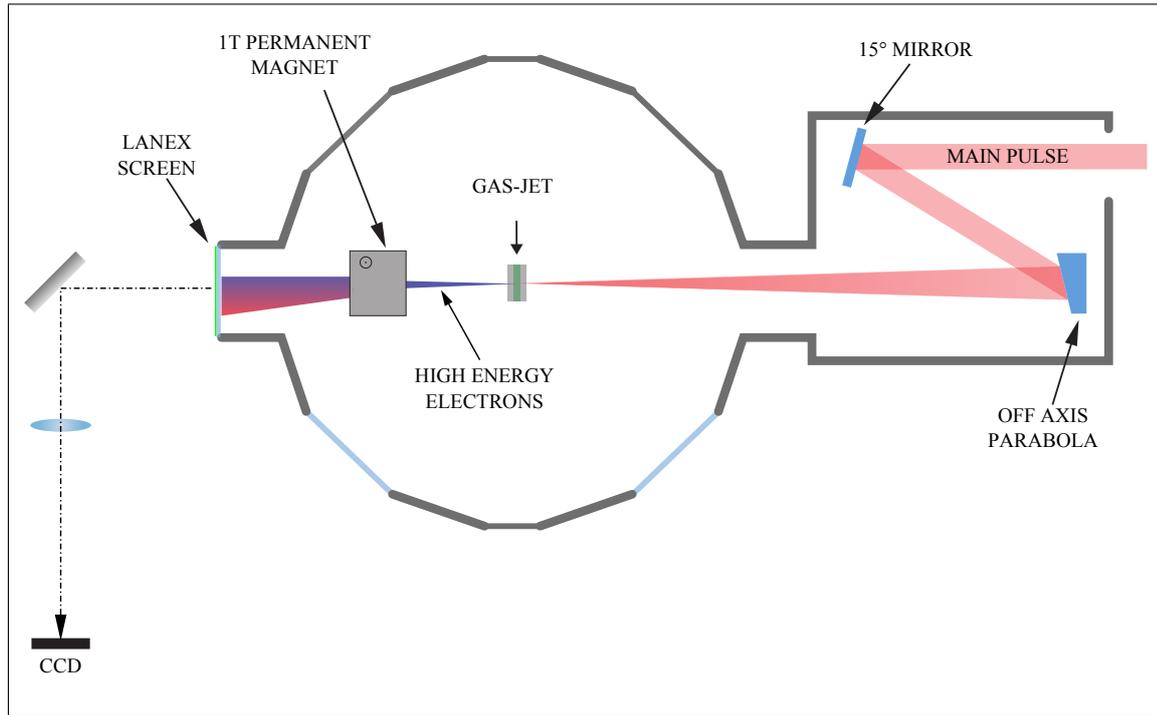


**Figura 3.13:** Configurazione dello SHEEBA usato in questa fase. Le immagini di alcuni fogli di radiocromico impressionati rivelano che sono stati prodotti pacchetti elettronici di oltre  $50 \text{ MeV}$ . Dati ottenuti da un'integrazione su 31 colpi.

In figura 3.13 sono mostrati alcuni dei fogli di radiocromico dello SHEEBA. Dal loro impressionamento è possibile stimare che, con impulsi laser di  $1 \text{ J}$  ( $\simeq 30 \text{ TW}$ ), gli elettroni prodotti hanno energie di oltre  $50 \text{ MeV}$ .

### 3.3.2 Spettrometro a magnete permanente: stima dell'energia degli elettroni accelerati

Nella seconda fase dei test di valutazione dell'energia abbiamo utilizzato un magnete permanente da  $0.9 \text{ T}$ , nella configurazione mostrata in figura 3.14 e più in dettaglio in figura 3.15. All'esterno della camera d'interazione è stata collocata una fotocamera digitale, per acquisire immagini dal retro del foglio Lanex tramite un opportuno



**Figura 3.14:** Schema del setup sperimentale utilizzato per una prima valutazione dell'energia degli elettroni accelerati.

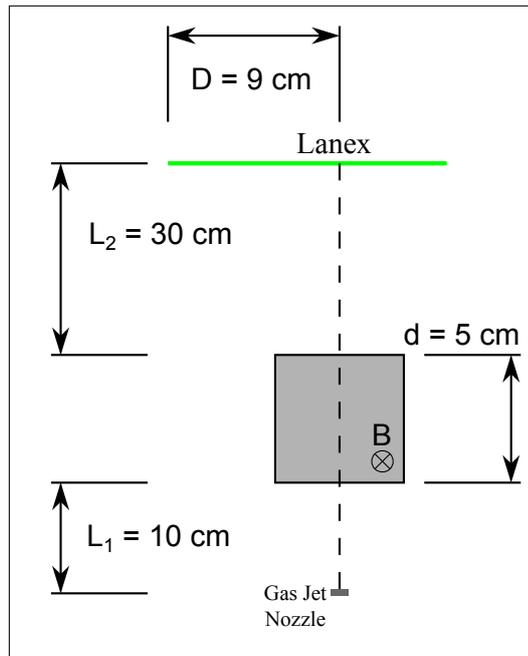
sistema ottico.

Quando gli elettroni attraversano la zona di campo magnetico con momento  $\mathbf{p}$ , eseguono un moto circolare uniforme governato dalle equazioni

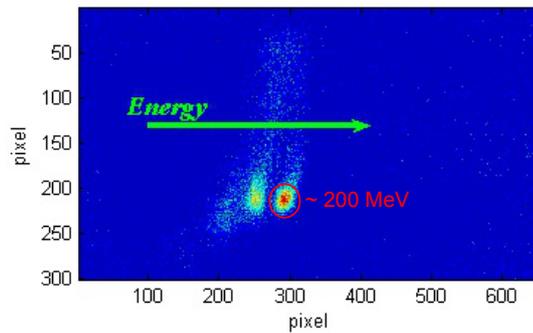
$$\begin{cases} \frac{d\mathcal{E}}{dt} = 0 \\ \frac{d\mathbf{p}}{dt} = \frac{d\mathbf{p}_\perp}{dt} = -\frac{e}{m_e\gamma} (\mathbf{p} \wedge \mathbf{B}) \end{cases}$$

dove  $\gamma$  è il fattore relativistico e  $\mathbf{p}_\perp$  è la componente ortogonale al campo  $\mathbf{B}$ . Questo implica che la componente del momento parallela al campo  $\mathbf{B}$  rimane costante e che la dispersione degli elettroni avviene solo sul piano orizzontale (il piano ortogonale al campo  $\mathbf{B}$ ). Le traiettorie circolari verranno quindi percorse con una velocità angolare data dalla frequenza di ciclotrone ed il raggio di Larmor dati da

$$\begin{cases} \omega_c = \frac{eB}{m_e\gamma} \\ R_L = \frac{|\mathbf{p}_\perp|}{eB} \end{cases}$$



**Figura 3.15:** Schema dettagliato dello spettrometro a magnete permanente.



**Figura 3.16:** Immagine in falsi colori dello schermo Lanex per la stima dell'energia dei pacchetti accelerati per autoiniezione nell'onda di plasma.

In questo genere di esperimenti tipicamente viene utilizzato un collimatore prima del magnete, al fine di selezionare una sola fetta del fascio totale in entrata nella

“zona magnetica”. Purtroppo il tempo che abbiamo avuto a disposizione per questi test non è stato sufficiente per utilizzare un collimatore, precludendo la possibilità di avere il controllo sull’instabilità di puntamento e sulla divergenza intrinseca dei pacchetti. In particolare, la fonte maggiore di indeterminazione sulla valutazione dell’energia è data dall’instabilità di puntamento orizzontale ( $\simeq 14\text{ mrad}$ ), quindi le nostre valutazioni di energia non devono essere considerate come vere e proprie misure, ma piuttosto come stime dell’ordine di grandezza delle energie prodotte.

La figura 3.16 mostra la rivelazione di due pacchetti ad alta collimazione con energia di alcune centinaia di  $MeV$ . Una caratteristica molto importante che emerge da questa acquisizione è che entrambi gli spot sono piuttosto circolari (soprattutto quello di destra). Il fatto che tali spot risultano non deformati orizzontalmente ci fa supporre che il pacchetto oltre ad avere alta energia ( $\sim 200\text{ MeV}$ ), abbia anche dispersione energetica piuttosto contenuta<sup>5</sup>.

Infine il motivo per cui osserviamo questi due picchi lo abbiamo attribuito alla probabile rottura dell’impulso laser ed alla conseguente formazione di due canali di plasma, in cui l’energia dell’impulso è sufficiente ad innescare l’autoiniezione e la conseguente accelerazione in entrambi i canali, dando così origine al doppio spot osservato.

---

<sup>5</sup>La variazione dell’angolo di uscita dalla zona magnetica è in prima approssimazione dato da

$$\Delta\alpha \sim eBd \frac{\Delta p}{p^2}$$

dove  $p$  è il momento degli elettroni e  $d$  è l’estensione della zona magnetica (figura 3.15). Poiché lo spot ha forma approssimativamente circolare, il suo allargamento lungo l’asse orizzontale dovuto alla dispersione energetica del pacchetto risulta significativamente inferiore alla larghezza della macchia stessa. Possiamo quindi supporre che la dispersione energetica sia significativamente inferiore al valore dell’energia media del pacchetto.

# Conclusioni

Questa tesi riporta i primi risultati sull'accelerazione laser-plasma di elettroni nello schema di auto-iniezione ottenuti con il laser FLAME nell'ambito dell'esperimento SITE. Questa attività costituisce parte integrante del commissioning del laser FLAME e rientra nel programma di accelerazione a plasma previsto nel progetto PLASMONX. I primi dati sperimentali ottenuti a potenze laser moderate ( $\lesssim 30\text{ TW}$ ) mostrano l'accelerazione di pacchetti di elettroni di ottima collimazione ed energie fino a circa  $200\text{ MeV}$ , con buona mono-energeticità. Questi risultati preliminari sono in linea con i risultati ottenuti finora in altri laboratori (LOA, RAL) [5, 58].

Dai dati riportati in sezione 2.3 si evince che le caratteristiche temporali del sistema laser sono più che soddisfacenti per l'innesco dell'autoiniezione, mentre lo stesso non si può dire per quanto riguarda le caratteristiche trasversali del fascio. Ciò probabilmente è la causa della rottura del fronte d'onda nel plasma e della conseguente generazione di doppio canale. Al fine di ovviare a questo problema, è prevista nel breve futuro l'installazione di ottiche adattive nella linea di trasporto del laser, in grado di correggere il fronte di fase del fascio.

La caratterizzazione dell'interazione laser-plasma in questa fase è stata portata avanti mediante la diagnostica Thomson e tramite la rivelazione degli elettroni con il Lanex.

La diagnostica che si basa sullo scattering Thomson, oltre ad essere stata fondamentale per quanto riguarda le procedure di allineamento, ci ha fornito alcune informazioni utili circa la propagazione del laser nel plasma. In particolare abbiamo osservato che impulsi laser sufficientemente energetici entrano in regime di autoguida nel plasma, estendendo la loro focalizzazione su distanze maggiori di 4 volte la lunghezza di Rayleigh.

Lo schermo Lanex che abbiamo utilizzato si è rivelato estremamente utile sia per gli studi di riproducibilità del fenomeno di autoiniezione, sia per la caratterizzazione dei pacchetti elettronici accelerati. Questa diagnostica ci ha permesso di fare un'analisi sistematica delle caratteristiche spaziali dei pacchetti di elettroni prodotti. Tale caratterizzazione è stata ottenuta per mezzo di un algoritmo in grado di estrarre automaticamente le informazioni sugli spot degli elettroni dalle immagini

Lanex catturate. In particolare ciò che abbiamo osservato in questi test è l'alta riproducibilità nella produzione di pacchetti elettronici con divergenze medie inferiori ai  $10\text{ mrad}$  e con stabilità di puntamento entro i  $15\text{ mrad}$ .

Le valutazioni energetiche che abbiamo potuto estrarre con il calorimetro SHEEBA e con il magnete permanente, danno indicazioni sul fatto che le energie prodotte possano essere dell'ordine delle centinaia di  $MeV$ .

# Bibliografia

- [1] Dawson J. M. Tajima T. Laser electron accelerator. *Phys.Rev.Lett.*, 43(4), 1979.
- [2] D. Strickland and G. Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *Opt. Comm.*, 56(3):219, 1985.
- [3] W. P. Leemans, B. Nagler, A. J. Gonsalves, Cs. Toth, K. Nakamura, C. G. R. Geddes, E. Esarey, C. B. Schroeder, and S. M. Hooker. Gev electron beams from a centimetre-scale accelerator. *Nature Phys.*, 2:696–699, 2006.
- [4] A. G. R. Thomas, Z. Najmudin, S. P. D. Mangles, C. D. Murphy, A. E. Dangor, C. Kamperidis, K. L. Lancaster, W. B. Mori, P. A. Norreys, W. Rozmus, and K. Krushelnick. Effect of laser-focusing conditions on propagation and monoenergetic electron production in laser-wakefield accelerators. *Phys. Rev. Lett.*, 98(9):095004, 2007.
- [5] V. Malka, J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, and J.P. Rousseau. Monoenergetic electron beam optimization in the bubble regime. *Phys. Plasmas*, 12(5):056702, 2005.
- [6] S. P. D. Mangles, A. G. R. Thomas, O. Lundh, F. Lindau, M. C. Kaluza, A. Persson, C.-G. Wahlström, K. Krushelnick, and Z. Najmudin. On the stability of laser wakefield electron accelerators in the monoenergetic regime. *Physics of Plasmas*, 14(5):056702, 2007.
- [7] Chen F.F. *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion Plasma Physics*. Springer, 2 edition, 1984.
- [8] R Fitzpatrick. *Plasma Physics. Lecture Notes*. 2011.
- [9] W.L. Kruer. *Laser plasma interactions*. Addison-Wesley, 1988.
- [10] Gibbon P. *Short Pulse Laser Interactions with Matter: An Introduction*. Imperial College Press, 2007.
- [11] Leemans W. P. Esarey E., Schroeder C. B. Physics of laser driven plasma based electron accelerators. *Rev.Mod.Phys.*, 81(3), 2009.
- [12] Ting A. Sprangle P., Esarey E. Nonlinear interaction of intense laser pulses in plasmas. *Phys.Rev.A*, 41(8), 1990.
- [13] Ting A. Sprangle P., Esarey E. Nonlinear theory of intense laser-plasma interactions. *Phys.Rev.Lett.*, 64(17), 1990.

- 
- [14] Dawson J.M. Nonlinear electron oscillation in a cold plasma. *Phys. Rev.*, 113(2), 1959.
- [15] Coffey T.P. Breaking of large amplitude plasma waves oscillation. *Phys. Fluids*, 14:1402–1406, 1971.
- [16] Katsouleas T. Mori W.B. Wavebreaking of longitudinal plasma oscillations. *Physica Scripta*, 30:127–133, 1990.
- [17] McKinstrie C.J. Startsev E.A. Multiple scale derivation of the relativistic ponderomotive force. *Phys. Rev. E*, 55(6):7527–7535, 1997.
- [18] Ting A. Joyce G. Sprangle P., Esarey E. Laser wakefield acceleration and relativistic optical guiding. *Appl. Phys. Lett.*, 53(22), 1988.
- [19] Pukhov A.M. Sakharov A.S. Bulanov S.V., Pegoraro F. Transverse-wake wave breaking. *Phys. Rev. Lett.*, 78(22):4205–4208, 1997.
- [20] V. I. Kirsanov N. M. Naumova S. V. Bulanov, I. N. Inovenkov and A. S. Sakharov. Nonlinear depletion of ultrashort and relativistically strong laser pulses in an underdense plasma. *Phys. Fluids B*, 4(7):1935–1942, 1992.
- [21] B. A. Shadwick, C. B. Schroeder, and E. Esarey. Nonlinear laser energy depletion in laser-plasma accelerators. *Phys of Plasmas*, 16(5):056704, 2009.
- [22] O. Svelto. *Principles of Lasers*. Addison-Wesley, 2009.
- [23] Mori W.B. Decker C.D. Group velocity of large amplitude electromagnetic waves in a plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 72(4):490, 1994.
- [24] E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall, and A. Ting. Self-focusing and guiding of short laser pulses in ionizing gases and plasmas. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 33(11):1879–1914, 1997.
- [25] Cha-Mei Esarey E. Sprangle, P. Tang. Relativistic self-focusing of short-pulse radiation beams in plasmas. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 15(2):145–153, 1987.
- [26] R. Wagner, S.-Y. Chen, A. Maksimchuk, and D. Umstadter. Electron acceleration by a laser wakefield in a relativistically self-guided channel. *Phys. Rev. Lett.*, 78(16):3125–3128, 1997.
- [27] C. E. Clayton, K.-C. Tzeng, D. Gordon, P. Muggli, W. B. Mori, C. Joshi, V. Malka, Z. Najmudin, A. Modena, D. Neely, and A. E. Dangor. Plasma wave generation in a self-focused channel of a relativistically intense laser pulse. *Phys. Rev. Lett.*, 81(1):100–103, 1998.
- [28] Krall J. Joyce G. Sprangle P., Esarey E. Propagation and guiding of intense laser pulses in plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, 69(15):2200, 1992.
- [29] P. Sprangle, A. Zigler, and E. Esarey. Elimination of laser prepulse by relativistic guiding in a plasma. *Applied Physics Letters*, 58(4):346–348, 1991.
- [30] B. Hafizi, A. Ting, P. Sprangle, and R. F. Hubbard. Relativistic focusing and ponderomotive channeling of intense laser beams. *Phys. Rev. E*, 62(3):4120–4125, 2000.
- [31] A. Giulietti, M. Galimberti, A. Gamucci, D. Giulietti, L.A. Gizzi, P. Koester, L. Labate, P. Tomassini, T. Ceccotti, P. D’Oliveira, T. Auguste, P. Monot, and

- P. Martin. Search for stable propagation of intense femtosecond laser pulses in gas. *Laser and Particle Beams*, 25(04):513–521, 2007.
- [32] A. Gamucci, M. Galimberti, D. Giulietti, L.A. Gizzi, L. Labate, C. Petcu, P. Tomassini, and A. Giulietti. Production of hollow cylindrical plasmas for laser guiding in acceleration experiments. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 85:611–617, 2006.
- [33] L.A. *et al.* Gizzi. Design of the test experiment for the sub-pw flame laser system al Inf-frascati: Electron acceleration with self-injection (site). Technical report, INFN - LNF, 2009.
- [34] C. E. Clayton, C. Joshi, C. Darrow, D. Umstadter, and F. F. Chen. Experimental study of the plasma beat wave accelerator. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 32(5):3551–3553, 1985.
- [35] C. E. Clayton, M. J. Everett, A. Lal, D. Gordon, K. A. Marsh, and C. Joshi. Acceleration and scattering of injected electrons in plasma beat wave accelerator experiments. *Physics of Plasmas*, 1(5):1753–1760, 1994.
- [36] D. E. Spence, P. N. Kean, and W. Sibbett. 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked ti:sapphire laser. *Opt. Lett.*, 16(1):42–44, 1991.
- [37] N. E. Andreev, V. I. Kirsanov, and L. M. Gorbunov. Stimulated processes and self-modulation of a short intense laser pulse in the laser wake-field accelerator. *Physics of Plasmas*, 2(6):2573–2582, 1995.
- [38] A. Giulietti, N. Bourgeois, T. Ceccotti, X. Davoine, S. Dobosz, P. D’Oliveira, M. Galimberti, J. Galy, A. Gamucci, D. Giulietti, L. A. Gizzi, D. J. Hamilton, E. Lefebvre, L. Labate, J. R. Marquès, P. Monot, H. Popescu, F. Réau, G. Sarri, P. Tomassini, and P. Martin. Intense  $\gamma$ -ray source in the giant-dipole-resonance range driven by 10-tw laser pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 101(10):105002, 2008.
- [39] Meyer-ter-Vehn J. Pukhov A. Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime. *Appl.Phys. B*, 74, 2002.
- [40] W. Lu, M. Tzoufras, C. Joshi, F. S. Tsung, W. B. Mori, J. Vieira, R. A. Fonseca, and L. O. Silva. Generating multi-gev electron bunches using single stage laser wakefield acceleration in a 3d nonlinear regime. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 10(6):061301, 2007.
- [41] D. *et al.* Giulietti. Plasma acceleration and monochromatic x-ray production. conceptual design report. Technical report, INFN - LNF, 2005.
- [42] L.A. Gizzi, A. Bacci, S. Betti, C.A. Cecchetti, M. Ferrario, A. Gamucci, A. Giulietti, D. Giulietti, P. Koester, L. Labate, T. Levato, V. Petrillo, L. Serafini, P. Tomassini, and Vaccarezza C. An integrated approach to ultraintense laser sciences: the plasmon-x project. *Europ. Phys. J. - ST*, 175:3–10, 2009.
- [43] D. Giulietti. Il progetto plasmonx e le sue applicazioni in fisica medica. In *Convegno Nazionale della Società Italiana di Fisica*, volume 4. SIF, Brescia, 2004.

- 
- [44] L.A. Gizzi, C. Anelli, F. Benedetti, C.A. Cecchetti, A. Clozza, G. Di Pirro, N. Drenska, R. Faccini, D. Giulietti, D. Filippetto, S. Fioravanti, A. Gamucci, L. Labate, T. Levato, V. Lollo, P. Londrillo, E. Pace, G. Turchetti, C. Vacca-rezza, Valente P., and Vicario C. Laser-plasma acceleration with self-injection: A test experiment for the sub-pw flame laser system at Inf-frascati. *Il nuovo cimento C*, 32:433, 2009.
- [45] L. A. Gizzi, M. Galimberti, A. Giulietti, D. Giulietti, P. Koester, L. Labate, P. Tomassini, Ph. Martin, T. Ceccotti, P. De Oliveira, and P. Monot. Femtosecond interferometry of propagation of a laminar ionization front in a gas. *Phys. Rev. E*, 74(3):036403, 2006.
- [46] L. A. Gizzi, S. Betti, M. Galimberti, A. Giulietti, D. Giulietti, L. Labate, T. Levato, P. Tomassini, P. Monot, T. Ceccotti, P. De Oliveira, and Ph. Martin. Tracking propagation of ultrashort intense laser pulses in gases via probing of ionization. *Phys. Rev. E*, 79(5):056405, 2009.
- [47] A. Giulietti, P. Tomassini, M. Galimberti, D. Giulietti, L.A. Gizzi, P. Koester, L. Labate, T. Ceccotti, P. D’Oliveira, T. Auguste, P. Monot, and P. Martin. Prepulse effect on intense femtosecond laser pulse propagation in gas. *Phys. Plasmas*, 13(09):093103, 2006.
- [48] C. Benedetti, A. Sgattoni, G. Turchetti, and P. Londrillo. ALaDyn : A high-accuracy pic code for the maxwell-vlasov equations. *Plasma Science, IEEE Transactions on*, 36(4):1790–1798, 2008.
- [49] C. Benedetti. Simulation of particle acceleration in the plasmonx project. In A. Giulietti, A. Gamucci, and L. Labate, editors, *THE 2ND INTERNATIONAL CONFERENCE ON ULTRA-INTENSE LASER INTERACTION SCIENCE*, AIP Conference Proceedings, pages 11–14. AIP, Frascati (Rome), 2009.
- [50] A. Gamucci, N. Bourgeois, T. Ceccotti, S. Dobosz, P. D’Oliveira, M. Galimberti, J. Galy, A. Giulietti, D. Giulietti, L. A. Gizzi, D. J. Hamilton, L. Labate, J.-R. Marques, P. Monot, H. Popescu, F. Reau, G. Sarri, P. Tomassini, and P. Martin. Advanced diagnostics applied to a laser-driven electron-acceleration experiment. *Plasma Science, IEEE Transactions on*, 36(4):1699 –1706, 2008.
- [51] Marco Galimberti. Probe transit effect in interferometry of fast moving samples. *J. Opt. Soc. Am. A*, 24(2):304–310, 2007.
- [52] L.A. Gizzi, C. Benedetti, S. Betti, C.A. Cecchetti, A. Gamucci, A. Giulietti, D. Giulietti, P. Koester, L. Labate, T. Levato, F. Michienzi, N. Pathak, A. Sgattoni, G. Turchetti, and F. Vittori. Laser-plasma acceleration: first experimental results from the plasmonx project. In Sultan B Dabagov and Luigi Palumbo, editors, *Channeling 2008*, Science and Culture Series. World Scientific, London, 2009.
- [53] Paolo Tomassini, Antonio Giulietti, Leonida A. Gizzi, Marco Galimberti, Danilo

- Giulietti, Marco Borghesi, and Oswald Willi. Analyzing laser plasma interferograms with a continuous wavelet transform ridge extraction technique: The method. *Appl. Opt.*, 40(35):6561–6568, 2001.
- [54] P. Tomassini and A. Giulietti. A generalization of abel inversion to non-axisymmetric density distribution. *Optics Communications*, 199:143–148, 2001.
- [55] J.D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. Wiley, 1998.
- [56] Ju Gao. Thomson scattering from ultrashort and ultraintense laser pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 93(24):243001, 2004.
- [57] Ju Gao. Laser intensity measurement by thomson scattering. *Applied Physics Letters*, 88(9), 2006.
- [58] S. P. D. Mangles, A. G. R. Thomas, M. C. Kaluza, O. Lundh, F. Lindau, A. Persson, F. S. Tsung, Z. Najmudin, W. B. Mori, C.-G. Wahlström, and K. Krushelnick. Laser-wakefield acceleration of monoenergetic electron beams in the first plasma-wave period. *Phys. Rev. Lett.*, 96(21):215001, 2006.
- [59] L.A. Gizzi, S. Betti, C.A. Cecchetti, A. Gamucci, A. Giulietti, D. Giulietti, P. Köster, L. Labate, N. Pathak, and F. Vittori. High charge, multi-mev electron bunches from laser plasma acceleration at moderate laser intensity. Technical Report Internal Report prot. 0003922 of 25/11/2008, IPCF - CNR, Pisa, November 2008.
- [60] K. Nakamura, W. Wan, N. Ybarrolaza, D. Syversrud, J. Wallig, and W. P. Leemans. Broadband single-shot electron spectrometer for gev-class laser-plasma-based accelerators. *Review of Scientific Instruments*, 79(5):053301, 2008.
- [61] Y. Glinec, J. Faure, A. Guemnie-Tafo, V. Malka, H. Monard, J. P. Larbre, V. De Waele, J. L. Marignier, and M. Mostafavi. Absolute calibration for a broad range single shot electron spectrometer. *Review of Scientific Instruments*, 77(10):103301, 2006.
- [62] Marco Galimberti, Antonio Giulietti, Danilo Giulietti, and Leonida A. Gizzi. Sheeba: A spatial high energy electron beam analyzer. *Review of Scientific Instruments*, 76(5):053303, 2005.
- [63] R. Faccini, F. Anelli, A. Bacci, D. Batani, M. Bellaveglia, R. Benocci, C. Benedetti, L. Cacciotti, C.A. Cecchetti, A. Clozza, L. Cultrera, G. Di Pirro, N. Drenska, M. Ferrario, D. Filippetto, S. Fioravanti, A. Gallo, A. Gamucci, G. Gatti, A. Ghigo, A. Giulietti, D. Giulietti, L.A. Gizzi, P. Koester, L. Labate, T. Levato, V. Lollo, P. Londrillo, S. Martellotti, E. Pace, N. Patack, A. Rossi, F. Tani, L. Serafini, G. Turchetti, C. Vaccarezza, and P. Valente. Multi-gev electron spectrometer. *Nuc. Inst. Met. Phys. A*, 623(2):704–708, 2010.