

# HiPER: UN LASER EUROPEO PER STUDI DI FUSIONE INERZIALE

STEFANO ATZENI

*Dipartimento di Energetica, Università di Roma «La Sapienza» e CNISM*

DIMITRI BATANI

*Dipartimento di Fisica «G. Occhialini», Università di Milano Bicocca e CNISM*

LEONIDA A. GIZZI

*CNR, Istituto per i Processi Chimico-Fisici, Pisa*

## 1. – Introduzione

Nel 2004 l'European Strategy Forum on Research Infrastructures (ESFRI), costituito dall'Unione Europea nel 2002, ha ricevuto il mandato di elaborare una *roadmap* per la realizzazione della prossima generazione di grandi infrastrutture di ricerca. La *roadmap*, definita tramite un'ampia consultazione e dopo diverse fasi di valutazione, è stata approvata nel mese di settembre 2006<sup>(1)</sup> e include 35 progetti, in ambiti che vanno dalle scienze umane, all'informatica, alla fisica di base e applicata. L'inclusione nella *roadmap* indica una valutazione di massima positiva riguardo all'interesse scientifico, alla fattibilità e all'impatto dei progetti. Non comporta però un impegno all'effettiva realizzazione da parte dell'Unione Europea, che a questo riguardo intende principalmente svolgere un ruolo di "incubatore" e coordinatore rispetto ai paesi europei che, per la realizzazione delle infrastrutture, dovrebbero realizzare accordi multilaterali specifici (con eventuale partecipazione di partner extra-europei). Nei prossimi tre anni ciascun progetto della *roadmap* potrà concorrere per ottenere finanziamenti dell'Unione per una *preparatory phase*, che porti al progetto dettagliato della *facility*, nonché anche alla definizione degli aspetti finanziari e legali relativi alla realizzazione dell'infrastruttura nell'ambito di una cooperazione internazionale.

Due dei 35 progetti della *roadmap* riguardano grandi impianti laser, denominati, rispettivamente HiPER e ELI. Entrambi mirano a generare impulsi brevi di elevatissima potenza, ma con finalità, e quindi specifiche progettuali, sostanzialmente diverse. HiPER (*High Power Laser for Energy Research*)<sup>(2)</sup> è destinato principalmente a studi sulla fusione a confinamento inerziale, con obiettivo prioritario la dimo-

strazione della fattibilità scientifica dello schema detto a "ignizione veloce" (*fast ignition*). Permetterà inoltre la realizzazione di esperimenti di fisica in diversi altri settori: simulazione in laboratorio di eventi astrofisici (per esempio fenomeni legati alle esplosioni di supernove), creazione di stati estremi della materia caratterizzati da alte densità di energie (per esempio materia calda e molto compressa, come si ritrova nei nuclei dei pianeti giganti o all'interno di nane brune), accelerazione di particelle.

Il progetto ELI (*Extreme Light Infrastructure*)<sup>(3)</sup>, mira invece al conseguimento di campi elettrici e magnetici il più possibile intensi, per studi di fisica fondamentale, con possibili applicazioni soprattutto nel campo dell'accelerazione di particelle. In questa nota presentiamo motivazioni, scelta dei parametri principali e alcuni aspetti progettuali e programmatici del progetto HiPER. ELI è invece presentato nell'articolo di D. Giulietti e A. Macchi in questo stesso fascicolo, a pag. 76.

## 2. – Fusione inerziale, "Ignizione Veloce" e HiPER

Come anticipato, HiPER è stato innanzitutto concepito per esperienze legate alla fusione termonucleare. Ricordiamo che la fusione inerziale<sup>(4,5)</sup> si realizza tramite microesplosioni di piccole quantità (milligrammi) di combustibile (una miscela di deuterio e trizio) fortemente compresso. Lo schema "classico" di fusione inerziale prevede l'impiego di potenti impulsi laser per far implodere un bersaglio a forma di guscio sferico, contenente uno strato criogenico combustibile (si veda la fig. 1). Al termine dell'implosione, il combustibile viene compresso a elevatissima densità mentre una zona centrale,

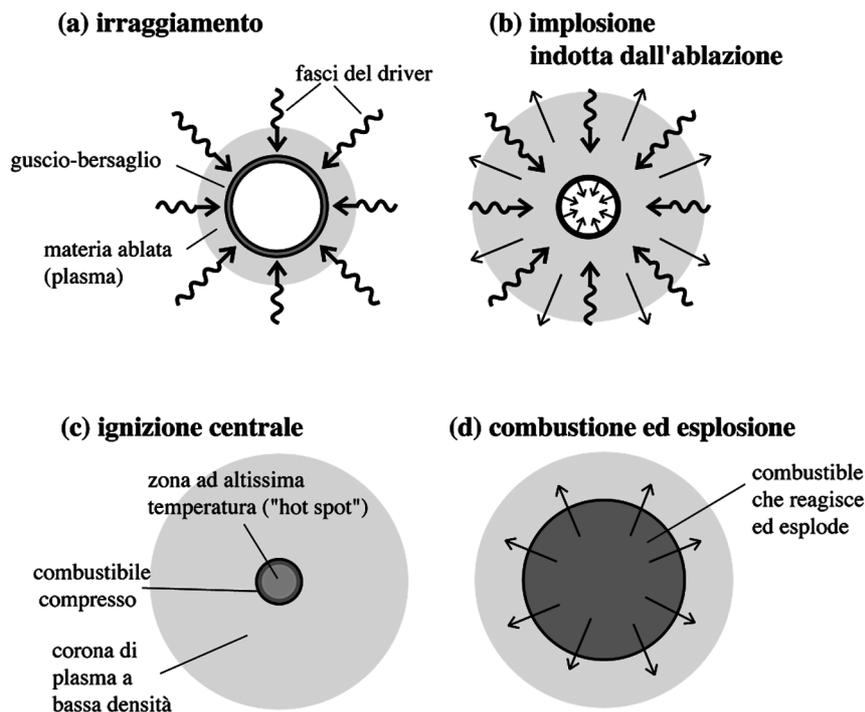


Fig. 1. - Schema di principio della fusione a confinamento inerziale a irraggiamento diretto e ignizione centrale. (Adattata dal rif. (4).)

relativamente piccola, raggiunge una temperatura di circa  $10^8$  K. In questo *hot spot* si avvia la combustione termonucleare (in gergo: il plasma ignisce) che poi si propaga all'intero combustibile procedendo efficacemente finché la densità del combustibile stesso si mantiene elevata. Poiché le pressioni in gioco sono così alte da non poter essere contenute da alcun recipiente o campo, il "confinamento" del combustibile, e quindi la sua capacità di reagire, è dovuto solo alla sua inerzia, da cui il nome dello schema. Il confinamento è quindi mantenuto per un tempo all'incirca pari a quello impiegato da un'onda sonora per transitare attraverso il combustibile. Una combustione efficace, ma con rilascio energetico contenibile in un reattore, si può ottenere impiegando bersagli contenenti al più 10 mg di combustibile che deve essere compresso a una densità media superiore a  $200 \text{ g/cm}^3$  (pari a 1000 volte la densità di una miscela di deuterio e trizio liquidi). In base alle conoscenze attuali — frutto di tre decenni di ricerca teorica e computazionale, di sperimentazione e di sviluppi nelle tecnologie dei laser e dei bersagli — si ritiene che l'ignizione centrale richieda impulsi laser (distribuiti su un elevato numero di fasci e opportunamente temporizzati), con lunghezza d'onda  $\lambda = 0.35 \mu\text{m}$  (terza armonica del laser a Nd) con energia di

circa di 1 MJ, durata di una decina di ns e potenza di picco di circa 500 TW<sup>(4,5)</sup>. Queste sono, approssimativamente, le specifiche di due grandi laser oggi in costruzione, la National Ignition Facility (NIF)<sup>(6)</sup>, presso il Lawrence Livermore National Laboratory, California, e il Laser MegaJoule (LMJ)<sup>(7)</sup>, presso il centro CESTA del Commissariat à l'Énergie Atomique (CEA) di Bordeaux, progettati per conseguire per la prima volta in laboratorio l'ignizione. Il sistema NIF, oggi operativo a potenza ridotta, verrà completato nel 2009. Nel 2010 dovrebbero già essere eseguiti esperimenti d'ignizione che, se avranno successo, saranno la prima dimostrazione della "fattibilità" della fusione controllata.

A questo punto è naturale chiedersi perché proporre una nuova *facility* laser per studi fusionistici visto che già due *facility* sono in fase avanzata di realizzazione. In che cosa differisce HiPER da NIF e LMJ? Quale contributo originale e alternativo può dare alla ricerca sulla fusione?

Per poter rispondere occorre considerare innanzitutto alcuni requisiti di un reattore per produzione di energia elettrica basato sulla fusione inerziale. Se l'ignizione è un requisito essenziale, molte altre sono le condizioni da soddisfare per realizzare un reattore in grado di immettere potenza nella rete elettrica<sup>(4,8)</sup>. Af-

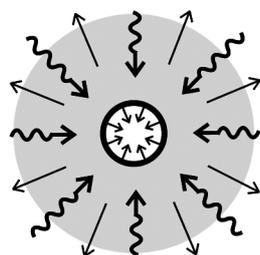
finché l'energia prodotta ecceda largamente l'energia impiegata per operare il laser, il prodotto dell'efficienza del laser per la moltiplicazione energetica del bersaglio (in gergo, il "guadagno"  $G$ ) deve essere almeno pari a 10. Ciò si potrebbe realizzare, per esempio, con bersagli con guadagno di 150 e con un laser con efficienza del 7%. Per varie ragioni l'energia dell'impulso laser deve essere contenuta entro 3–5 MJ. Affinché il reattore rilasci una potenza elettrica compresa fra alcune centinaia di MW e alcuni GW, il laser deve operare con frequenza di 1–10 Hz. Questi valori di guadagno, efficienza, frequenza di operazione vanno quindi confrontati con quelli previsti per NIF e LMJ. Innanzitutto, come specifica progettuale originaria, queste due *facility* mirano a conseguire guadagni dell'ordine di 10–20. Anche se recenti studi indicano la possibilità di ottenere guadagni più elevati<sup>(9)</sup>, essi saranno in ogni caso lontani dal valore 150 sopra indicato. Inoltre, entrambi i laser hanno efficienza inferiore all'1% e frequenza di operazione di pochi colpi al giorno. Questo implica non solo la necessità di un grande sviluppo tecnologico per giungere alla realizzazione di un reattore, ma anche la difficoltà di realizzare vaste e articolate campagne sperimentali volte a ottimizzare la resa dei bersagli. Aggiungiamo, infine, che NIF e LMJ vengono realizzati nell'ambito di programmi principalmente militari, il cui fine è il mantenimento di competenze in ambiti considerati di una qualche rilevanza per gli armamenti nucleari. Quindi, anche se è quasi completamente caduta la copertura della classificazione (segreto militare) e anche se è previsto un parziale accesso per i ricercatori accademici, NIF e LMJ restano comunque *facility* nazionali, poco flessibili, e con ridotta possibilità di partecipazione della comunità accademica.

Alcune scelte progettuali di NIF e LMJ, la cui progettazione fu avviata attorno al 1990, sono state fortemente condizionate proprio dalla necessità di poter simulare in modo affidabile, con le conoscenze allora disponibili, alcuni aspetti delle esplosioni nucleari. Infatti entrambi i sistemi adotteranno come opzione principale l'approccio alla fusione inerziale a irraggiamento indiretto<sup>(4,5)</sup>. Invece di far incidere i fasci laser direttamente sul combustibile, questi verranno fatti incidere sulla parete interna di una cavità (detta *holhraum*), a sua volta contenente la capsula fusionistica. Nella cavità, che si comporta approssimativamente come un corpo

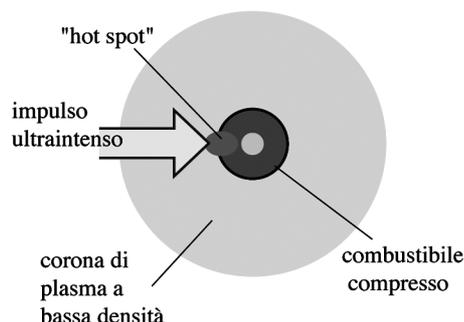
nero, verranno generati e confinati raggi X soffici, che indurranno poi l'implosione del bersaglio. Questo approccio ha una motivazione duplice: da una parte simula aspetti del funzionamento di un'arma nucleare, dall'altra, in base alle conoscenze disponibili vent'anni fa, sembra rendere possibile una migliore uniformità di irraggiamento del bersaglio e ridurre inoltre l'instabilità di Rayleigh-Taylor (RTI) il cui sviluppo ostacola la compressione del bersaglio e la formazione dell'*hot spot* centrale. Ciò a spese, tuttavia, di una efficienza inferiore, dovuta al passaggio intermedio della conversione in raggi X, e di una maggiore complessità dei bersagli, che costituiscono seri ostacoli all'utilizzazione in un reattore per produzione di energia.

Il progetto HiPER, essendo esclusivamente civile e avendo come obiettivo principale lo studio della fusione inerziale come fonte di energia, non ha invece alcun interesse per l'irraggiamento indiretto. Ma come ovviare alla necessità di ottenere un'implosione quasi perfettamente simmetrica del bersaglio che permetta di realizzare l'ignizione centrale? Fortunatamente, in questo quadro, nuove prospettive per la fusione inerziale sono state aperte da una serie di sviluppi avvenuti negli ultimi 15 anni. Questi riguardano un nuovo schema di ignizione (la *fast ignition*) e tecniche che consentono una significativa riduzione della crescita dell'RTI. Su queste ultime ritorneremo più avanti, quando discuteremo sommariamente il progetto del sistema fascio-bersaglio per HiPER. Descriviamo invece brevemente lo schema di *fast ignition*, proposto nel 1993<sup>(10,11)</sup>. Esso è basato sulla separazione della fase di compressione del combustibile, ottenuta come nello schema convenzionale ("diretto" o "indiretto"), dalla successiva fase di generazione dell'*hot spot*, prodotta da un secondo apposito impulso (si veda la fig. 2). Questo approccio non richiede la generazione di un piccolo *hot spot* centrale, che implica un'elevatissima simmetria e maggiori velocità di implosione. Risulta inoltre energeticamente più efficiente, consentendo, in linea di principio, di conseguire l'ignizione con impulsi laser di energia molto minore di quelli necessari per lo schema classico a ignizione centrale, e di ottenere guadagni superiori a 200 con impulsi di energia laser totale di circa 1 MJ<sup>(12,13)</sup>. Il prezzo da pagare consiste nel disporre di una sorgente capace di creare l'*hot spot* nel combustibile compresso concentrando l'energia necessaria nello spazio (il volume dell'*hot spot*, da portare a

(a) e (b)  
irraggiamento simmetrico  
e implosione



(c) creazione dell'hot spot  
con un impulso ultraintenso



(d) combustione ed esplosione

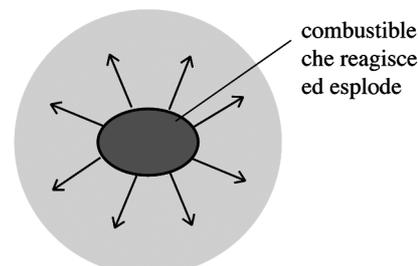


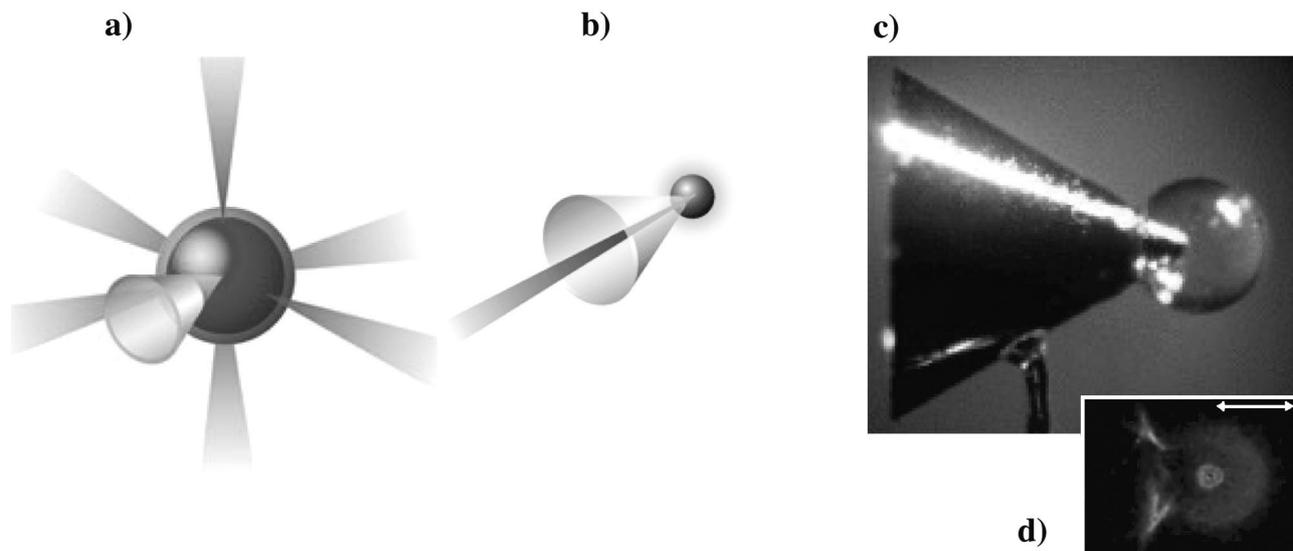
Fig. 2. – Fusione inerziale a ignizione veloce: l'hot spot viene creato da un impulso laser ultraintenso [fase (c)] nel combustibile compresso.

temperature superiori ai 10 keV) e nel tempo (che deve essere inferiore al tempo di confinamento dell'hot spot). In base a simulazioni numeriche<sup>(14)</sup>, interpretate tramite modelli teorici, per ignire deuterio-trizio compresso a densità  $\rho = 300 \text{ g/cm}^3$  è necessario depositare un'energia  $E = 20 \text{ kJ}$  in un tempo  $\Delta t = 20 \text{ ps}$  in un volume di combustibile deuterio-trizio di dimensioni lineari di  $40 \mu\text{m}$ . Potenza e intensità corrispondenti sono dell'ordine, rispettivamente di 1 PW e  $10^{20} \text{ W/cm}^2$  (incrementando la densità si riducono energia e potenza, ma cresce l'intensità del laser<sup>(10,14)</sup>). L'interazione di impulsi laser con queste intensità con il plasma genera elettroni con energie di alcuni MeV e range dell'ordine di  $1 \text{ g/cm}^2$ , paragonabile alle dimensioni dell'hot spot necessario per l'ignizione<sup>(4)</sup>. Generando questi elettroni in modo "controllato" e trasportandoli efficientemente dalla regione di interazione laser-plasma fino al plasma compresso è allora possibile creare l'hot spot dall'esterno.

Questi valori di potenza e intensità laser sono elevatissimi, ma conseguibili con laser a impulsi ultracorti, amplificati usando la tecnica della *Chirped Pulse Amplification* (CPA), dimostrata nel 1984<sup>(15)</sup> e rapidamente applicata a impulsi laser di sempre maggiore energia<sup>(16)</sup>. Tale tecnica consente di amplificare impulsi di durata dell'ordine del picosecondo o inferiore utilizzando amplificatori progettati per operare con impulsi di durata molto maggiore. Essa consiste nello "stirare" temporalmente l'impulso di breve durata prodotto da un oscillatore a banda ampia, per poi amplificarlo e quindi ricomprimerlo. Espansione e compressione vengono effettuate usando reticoli diffrattivi che

"separano" o "riuniscono" le diverse componenti della banda. È stata proprio la disponibilità di questa nuova tecnica laser, a consentire di generare impulsi di potenza anche superiore al PW (con energia di centinaia di J e durata inferiore al ps) e a rendere possibile una vasta ricerca sperimentale<sup>(17)</sup>. Questa ha portato, per esempio, a confermare che impulsi laser con intensità di  $10^{20} \text{ W/cm}^2$  possono produrre con ottima efficienza fasci di elettroni con le energie necessarie per la *fast ignition*<sup>(18)</sup>. Invece, non si ha ancora una comprensione completa del trasporto degli elettroni energetici dal luogo di produzione (dove la densità del plasma uguaglia la densità critica per la propagazione della radiazione laser incidente) al combustibile compresso. Comunque, in un esperimento<sup>(19)</sup> che ha avuto ampia risonanza è stata dedotta una trasmissione del 25% dell'energia laser al plasma compresso. Nell'esperimento, risultato di una collaborazione giapponese-britannica, ed eseguito presso l'Institute of Laser Engineering (ILE) dell'Università di Osaka, un guscio di plastica deuterata è stato prima compresso utilizzando un impulso di luce laser di alcuni kJ in circa 1 ns, e poi riscaldato da un secondo impulso di energia di alcune centinaia di J in circa 1 ps. Per facilitare l'accoppiamento di questo secondo impulso al plasma compresso è stata utilizzata la configurazione "a guida conica" illustrata nella fig. 3: nel bersaglio sferico è inserito un cono cavo, in cui si propaga il fascio intenso, che così procede nel vuoto e raggiunge il combustibile senza dover attraversare uno spesso strato di plasma.

Il successo di questo esperimento ha stimolato e sostenuto la ricerca sull'ignizione velo-



**Fig. 3.** – Bersagli *fast ignitor* a guida conica. a) Compressione del bersaglio; b) propagazione dell'impulso d'ignizione all'interno del cono; c) bersaglio usato nell'esperimento descritto nel rif. <sup>(19)</sup>; il diametro del guscio sferico è di circa 0.5 mm; d) immagine in raggi X dell'implosione: la zona centrale gialla e rossa indica il plasma compresso. (Dal rif. <sup>(19)</sup>.)

ce<sup>(11)</sup>. Lo stesso ILE e il Laboratory of Laser Energetics (LLE) dell'Università di Rochester hanno già programmato esperimenti analoghi con nuovi laser (denominati rispettivamente FIREX<sup>(20)</sup> e OMEGA-EP<sup>(21)</sup>, oggi in fase di completamento) che forniranno maggiore energia sia per la compressione, sia per il successivo riscaldamento (10 kJ all'ILE; 2.6 kJ all'LLE). Questi esperimenti, dovrebbero produrre risultati verso il 2010. Dati i lunghi tempi di realizzazione di grandi impianti sperimentali è allora opportuno considerare già oggi il passo successivo, per il quale HiPER si candida.

### 3. – La facility

Nel contesto appena delineato, su sollecitazione iniziale della Central Laser Facility (CLF) del Rutherford Appleton Laboratory (RAL) dello *Science and Technology Facilities Council* (STFC) britannico, si è sviluppato lo studio che ha condotto al progetto HiPER. HiPER mira a ottenere l'ignizione e un significativo guadagno energetico usando l'approccio dell'ignizione veloce, con un laser di dimensioni/costi significativamente inferiori a quelli di NIF e LMJ. Vuole essere caratterizzata da un certo grado di flessibilità, anche per poter essere impiegato, oltre che nella ricerca sulla fusione, per esperienze di fisica di base e applicata. Inoltre, accanto al sistema laser principale si propone di realizzare una linea laser in grado di generare

impulsi di 1 kJ, con frequenza di ripetizione di 1 Hz e con elevata efficienza energetica. Tale sistema dovrebbe innanzitutto permettere di sperimentare, su scala ridotta, le tecnologie necessarie per i futuri laser ad alta frequenza di ripetizione che saranno il cuore di un reattore commerciale a fusione. Al tempo stesso consentirà studi, non eseguibili con nessun altro laser oggi esistente, sul comportamento dei componenti ottici e meccanici posti nella camera di reazione e soggetti ad un intenso irraggiamento.

Queste richieste hanno portato alla definizione dei parametri di massima e ad una prima ipotesi di struttura dell'impianto (si veda la fig. 4)<sup>(22)</sup>. Si tratta sostanzialmente di un sistema laser impulsato a molti fasci, capace di fornire un primo impulso per comprimere il combustibile e un secondo impulso, di durata molto più breve ed intensità più elevata, per creare l'*hot spot* e avviare l'ignizione veloce. Il sistema include inoltre una serie di fasci per diagnostica e la catena ad alta frequenza di ripetizione di cui sopra. L'impianto comprende una camera di reazione primaria, per le esperienze più direttamente fusionistiche, e altre camere da vuoto per esperimenti di fisica di base, per lo sviluppo delle diagnostiche e per prove tecnologiche.

L'impulso laser previsto per la compressione ha lunghezza d'onda pari a 0.35 μm (terza armonica della frequenza della radiazione prodotta dal laser al neodimio), energia totale di

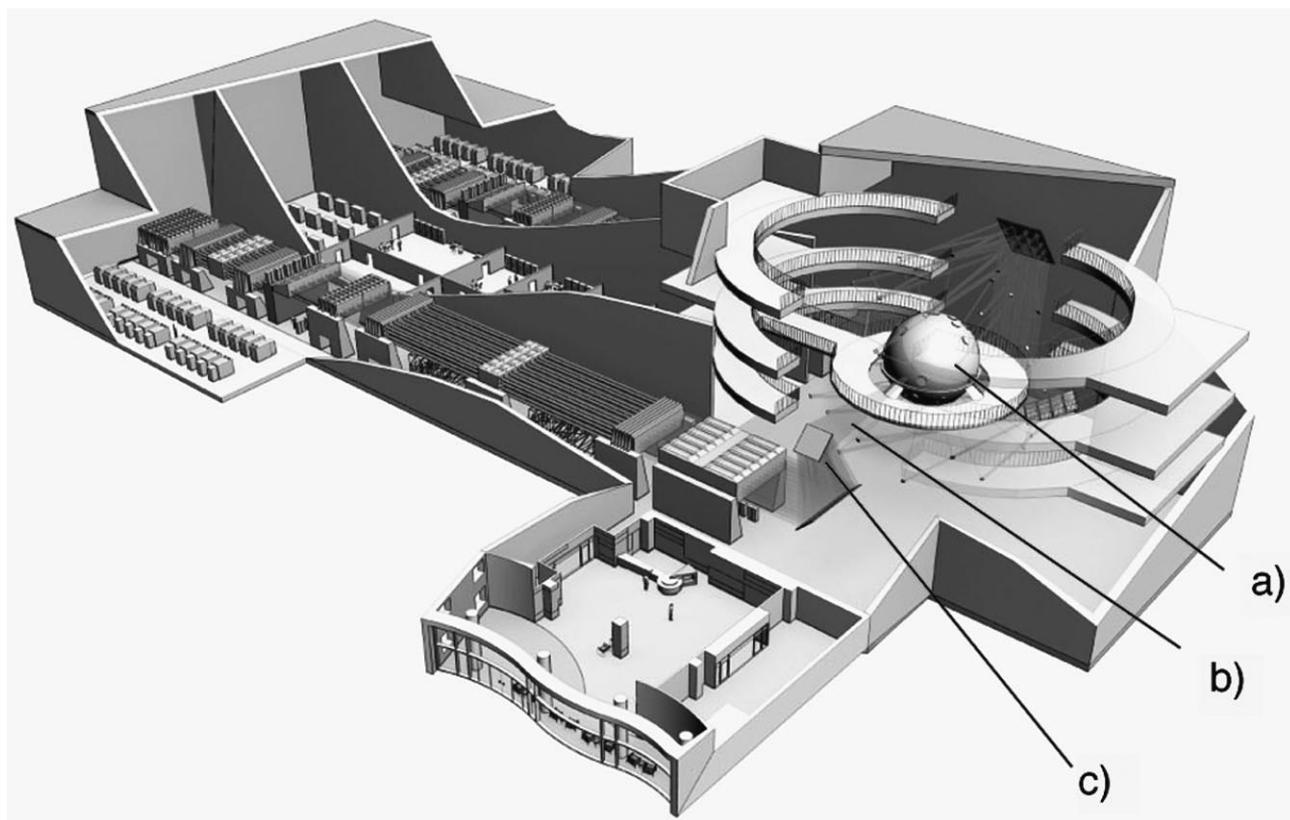


Fig. 4. – Schema della *facility* HIPER; 60 fasci convergono nella camera sperimentale a); il fascio ultraintenso per l'ignizione b) è focalizzato dallo specchio c).

250 kJ, durata di alcuni ns, potenza variabile nel tempo e programmabile in modo flessibile, ed è trasportato da 60 fasci focalizzati in modo da irraggiare simmetricamente il bersaglio. Per quanto riguarda l'impulso per l'ignizione, esso avrà probabilmente lunghezza d'onda di  $0.53\ \mu\text{m}$  (seconda armonica del neodimio) energia di 70–100 kJ, durata di circa 10 ps, e sarà focalizzato su una regione di diametro inferiore ai  $40\ \mu\text{m}$ .

L'architettura del laser per la compressione è analoga a quella impiegata nei laser NIF e LMJ e quindi non presenta incognite di rilievo. Impiega laser a stato solido con vetro al neodimio, che emettono luce laser alla lunghezza d'onda di  $1.06\ \mu\text{m}$ . Tale luce dovrà essere convertita in terza armonica, in quanto al decrescere della lunghezza d'onda migliorano l'assorbimento della luce laser e l'efficienza della compressione, mentre si riduce lo sviluppo delle cosiddette instabilità parametriche nell'interazione laser-plasma<sup>(4,5)</sup>. Verranno inoltre adottate raffinate tecniche di *beam smoothing*<sup>(23)</sup> per rendere l'irraggiamento il più possibile uniforme.

Per quanto riguarda l'impulso di ignizione, ottenuto tramite la CPA, elementi critici<sup>(24)</sup> so-

no i reticoli diffrattivi di grandi dimensioni che serviranno a ricomprimere l'impulso e molto probabilmente anche a focalizzarlo sul bersaglio. Tali reticoli sono al momento attuale estremamente costosi e facilmente danneggiabili; il loro sviluppo presenta ancora diversi problemi tecnologici non pienamente risolti. Grandi progressi sono comunque stati realizzati negli ultimi anni, in particolare nell'ambito dei citati progetti FIREX e OMEGA-EP. È quindi pensabile che HiPER possa trarre profitto delle tecnologie sviluppate durante la realizzazione di tali progetti, e di ragionevoli futuri sviluppi.

Infine, oltre ai fasci laser per la compressione e l'ignizione, la *facility* include anche fasci laser per diagnostica<sup>(25)</sup>, in particolare per ottenere radiografie dei bersagli fusionistici. In questo caso, un fascio laser è focalizzato su un bersaglio secondario, che genera un intenso impulso di raggi X, di raggi  $\gamma$  o di protoni<sup>(26)</sup> da usare per la radiografia del bersaglio principale durante l'interazione con il fascio laser. In tal modo è possibile eseguire misure di parametri del bersaglio (temperatura, densità, campi elettrici o magnetici, a seconda della tecnica impiegata) con risoluzioni spaziali (dell'ordine di pochi  $\mu\text{m}$ )

e temporali (pochi ps) non altrimenti conseguibili. Queste sono necessarie, per esempio, per lo studio del trasporto di energia da parte del fascio di elettroni energetici, o per lo studio delle instabilità idrodinamiche nel combustibile compresso.

HiPER utilizzerà tecnologie innovative, fra cui l'ottica adattativa<sup>(27)</sup>, impiegata non solo per correggere eventuali difetti dei fasci laser, che potrebbero compromettere l'uniformità di irraggiamento, ma anche per la focalizzazione finale dei fasci laser di ignizione. Ciò permetterà di realizzare geometrie a focalizzazione variabile, conseguendo quindi una certa flessibilità operativa, senza richiedere costose e complesse movimentazioni dei fasci laser. In questo caso si pensa di impiegare, con opportune varianti, tecnologie usate già oggi per la realizzazione di grandi telescopi<sup>(28)</sup> (si veda la fig. 5).

La linea per la sperimentazione di tecnologie laser ad alta efficienza e frequenza di operazione costituirà un aspetto tecnologicamente innovativo di HiPER e lo renderà unico nel panorama internazionale. Costituirà un banco di prova per lo sviluppo della tecnologia laser verso il *driver* reattoristico e uno strumento prezioso per studi sui materiali, dove interessa la potenza media più che la potenza di picco o l'energia per impulso. Si tratterà di un sistema laser a stato solido, pompato da diodi laser. Utilizzando questi ultimi è infatti possibile effettuare un pompaggio selettivo dei mezzi attivi, con una drastica riduzione della perdita energetica tipica dei tradizionali sistemi di pompaggio con lampade a flash. Si possono così raggiungere le efficienze

necessarie per il reattore. Le ridotte perdite, nonché scelte progettuali che consentono un più uniforme e rapido raffreddamento del mezzo attivo, permettono poi di operare ad alta frequenza di ripetizione. HiPER potrà trarre profitto dall'esperienza sui sistemi laser basati su questa tecnologia oggi in fase di sviluppo (POLARIS<sup>(29)</sup>, in Germania, e LUCIA<sup>(30)</sup> in Francia).

Infine un elemento del programma, a supporto della vera e propria *facility* HiPER, è costituito dal sistema laser LIL-PETAL<sup>(31)</sup>, attualmente in fase di realizzazione presso il CEA di Bordeaux. Questo laser integrerà il laser LIL (con quattro fasci e impulsi di alcune decine di kJ in alcuni ns) a suo tempo realizzato per verificare la fattibilità tecnologica delle catene laser di LMJ, con un fascio di altissima potenza (con energia di circa 2 kJ in alcuni ps).

I parametri di massima di HiPER sono stati definiti<sup>(32)</sup> cercando di limitare le dimensioni del laser, ma prevedendo un certo margine operativo per il conseguimento dell'ignizione. Ci si è basati su simulazioni dei bersagli, che utilizzano codici validati sugli attuali esperimenti e, per quei processi per i quali non è ancora disponibile una modellistica accurata, su ragionevoli estrapolazioni. Parte essenziale della *preparatory phase* del progetto sarà costituita da campagne sperimentali, proprio per ridurre l'incertezza di teorie e modelli di simulazione.

I fasci laser per la compressione sono stati dimensionati per assicurare la compressione alla desiderata densità di una massa sufficientemente grande di combustibile. Questo di-

70

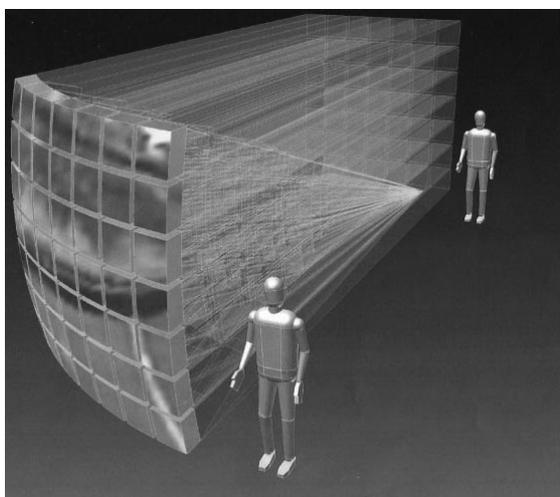


Fig. 5. – Schema per la focalizzazione del fascio ultraintenso (a sinistra) e (a destra) specchi adattativi segmentati, realizzati dalla SAGEM per il GTC (Gran Telescopio Canarias; vedi <http://www.gtc.iac.es/>).

mensionamento è basato su simulazioni monodimensionali dell'implosione<sup>(32)</sup> e su analisi di stabilità supportate da simulazioni bidimensionali. Queste simulazioni sono state effettuate con codici ampiamente testati e che riproducono risultati di esperimenti condotti sulle maggiori *facility* attualmente operanti. Anche le varie scelte progettuali sono state confermate da esperimenti (sia pure in scala inferiore a quella di HiPER). Un esempio di insieme di parametri fascio bersaglio è mostrato nella fig. 6<sup>(32)</sup>. Si considera un impulso laser alla terza armonica del neodimio ( $\lambda = 0.35 \mu\text{m}$ ), con andamento temporale costituito da un "preimpulso", di alta potenza e durata di un centinaio di ps, seguito, dopo circa 4 ns, dall'impulso principale, di potenza crescente da un valore di 1.6 TW (corrispondente a intensità di circa  $10^{13}$

$\text{W}/\text{cm}^2$ ) fino ad un valore massimo di circa 40 TW (intensità di circa  $5 \times 10^{14} \text{ W}/\text{cm}^2$ ). Al termine dell'implosione una massa di circa 0.3 mg di combustibile è compressa a una densità superiore ai  $300 \text{ g}/\text{cm}^3$  (con un picco di  $500 \text{ g}/\text{cm}^3$ ) e permane in tale stato di elevata compressione per un intervallo di tempo di circa 100 ps. Nel caso in figura l'energia dell'impulso è di 135 kJ, da confrontare con i 200–250 kJ ipotizzati per HiPER. Vi sono quindi ampi "margini di sicurezza". La complessa forma temporale dell'impulso laser è necessaria per assoggettare il bersaglio a una successione di onde d'urto non troppo forti, in modo da minimizzare il costo energetico della compressione. Il preimpulso serve a generare un'intensa onda d'urto e termica, che decade rapidamente nello spazio e nel tempo<sup>(33)</sup>, generando elevata en-

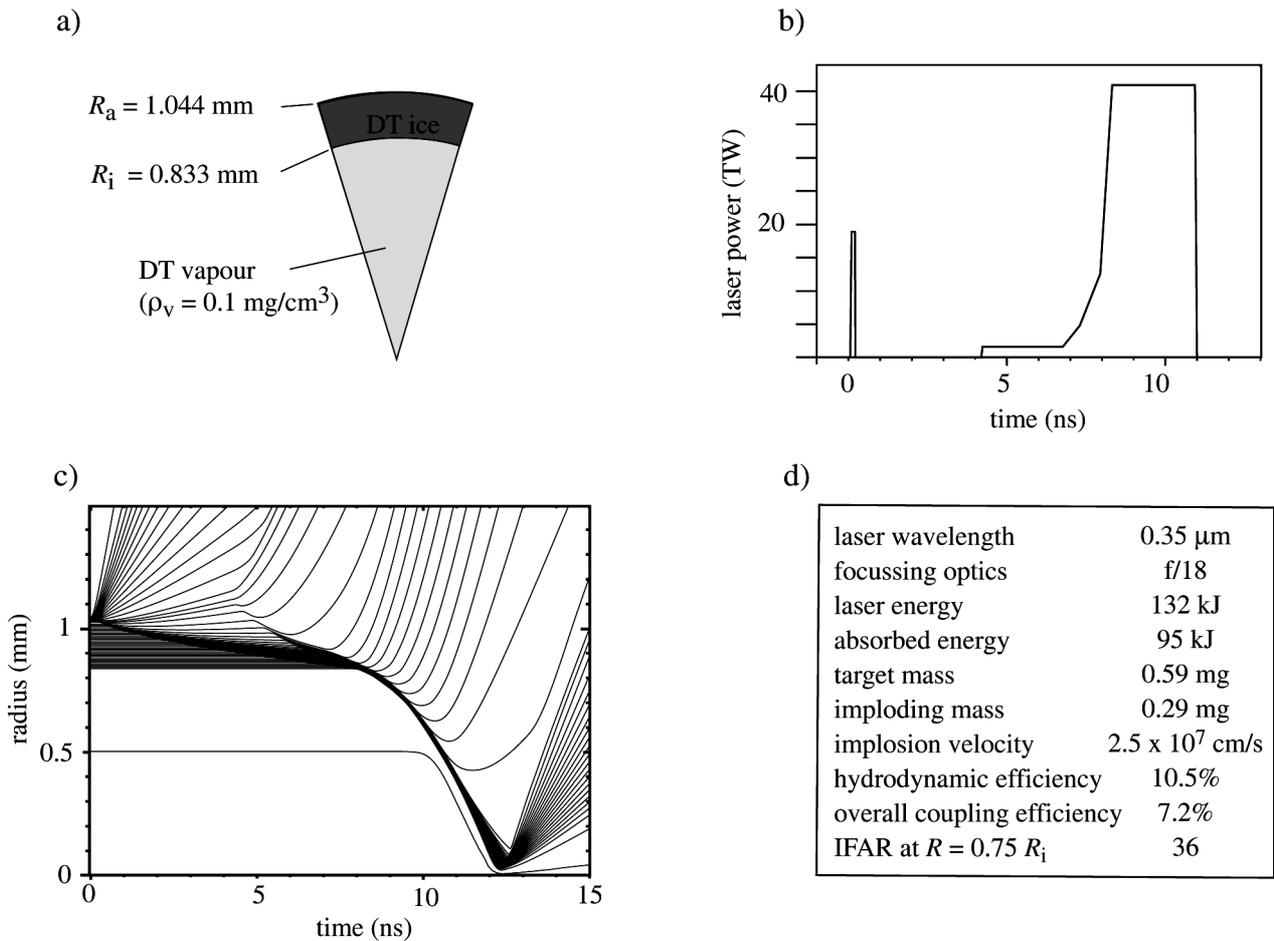


Fig. 6. – Bersaglio per sperimentazione su HiPER. a) Rappresentazione schematica del bersaglio; b) andamento temporale della potenza dell'impulso laser; c) diagramma d'implosione, ottenuto da una simulazione monodimensionale (la figura riporta alcune linee lagrangiane che rappresentano le curve orarie di elementi del bersaglio); al termine dell'implosione il combustibile è compresso a densità media superiore a  $300 \text{ g}/\text{cm}^3$ ; d) alcuni parametri dell'impulso laser e risultati della simulazione (IFAR: in-flight-aspect-ratio, rapporto fra raggio e spessore del guscio che implode). (Dal rif. <sup>(32)</sup>.)

tropia solo nella regione esterna del bersaglio, senza “toccare” quella interna. Ciò è particolarmente utile per ridurre la crescita dell’instabilità idrodinamica di Rayleigh-Taylor<sup>(4,5)</sup> sulla superficie esterna del bersaglio, come dimostrato in esperimenti eseguiti recentemente l’LLE<sup>(33)</sup>. Vale la pena anche di notare come questa parte del progetto sia analoga a quella relativa a NIF e LMJ, ma richieda un sistema laser di dimensioni nettamente inferiori. Rimane da verificare la piena compatibilità di questi schemi con l’inserzione di una guida conica<sup>(34)</sup>, nel caso si utilizzino bersagli come quelli usati nel citato esperimento dell’ILE. Osserviamo comunque che questa non è l’unica opzione considerata per HiPER; altri schemi<sup>(35)</sup> prevedono infatti che, grazie all’enorme pressione di radiazione associata, l’impulso di ignizione possa “scavare” un canale di penetrazione all’interno del plasma fino al combustibile denso che deve riscaldare.

Il fascio d’ignizione è dimensionato per ignire

un combustibile con densità media attorno a  $300 \text{ g/cm}^3$  (come quello generato al termine della simulazione della fig. 6), nell’ipotesi che il 20–25% dell’energia laser venga effettivamente trasferita nell’*hot spot* nel combustibile compresso da elettroni veloci con distanza di penetrazione di  $1\text{--}1.5 \text{ g/cm}^2$ . In base a simulazioni bidimensionali<sup>(32,36)</sup>, un esempio delle quali è mostrato nella fig. 7, il bersaglio in esame, irraggiato con elettroni con le caratteristiche suddette, rilascia fino a 13 MJ, con un guadagno energetico superiore a 50<sup>(36)</sup>. (Simili prestazioni sono previste anche da un recente studio dell’LLE<sup>(37)</sup>).

#### 4. – Sperimentazione di supporto

L’interazione tra fascio laser ultraintenso e plasma è senz’altro l’aspetto del progetto che presenta maggiori incognite, perché riguarda condizioni sinora sperimentate solo margi-

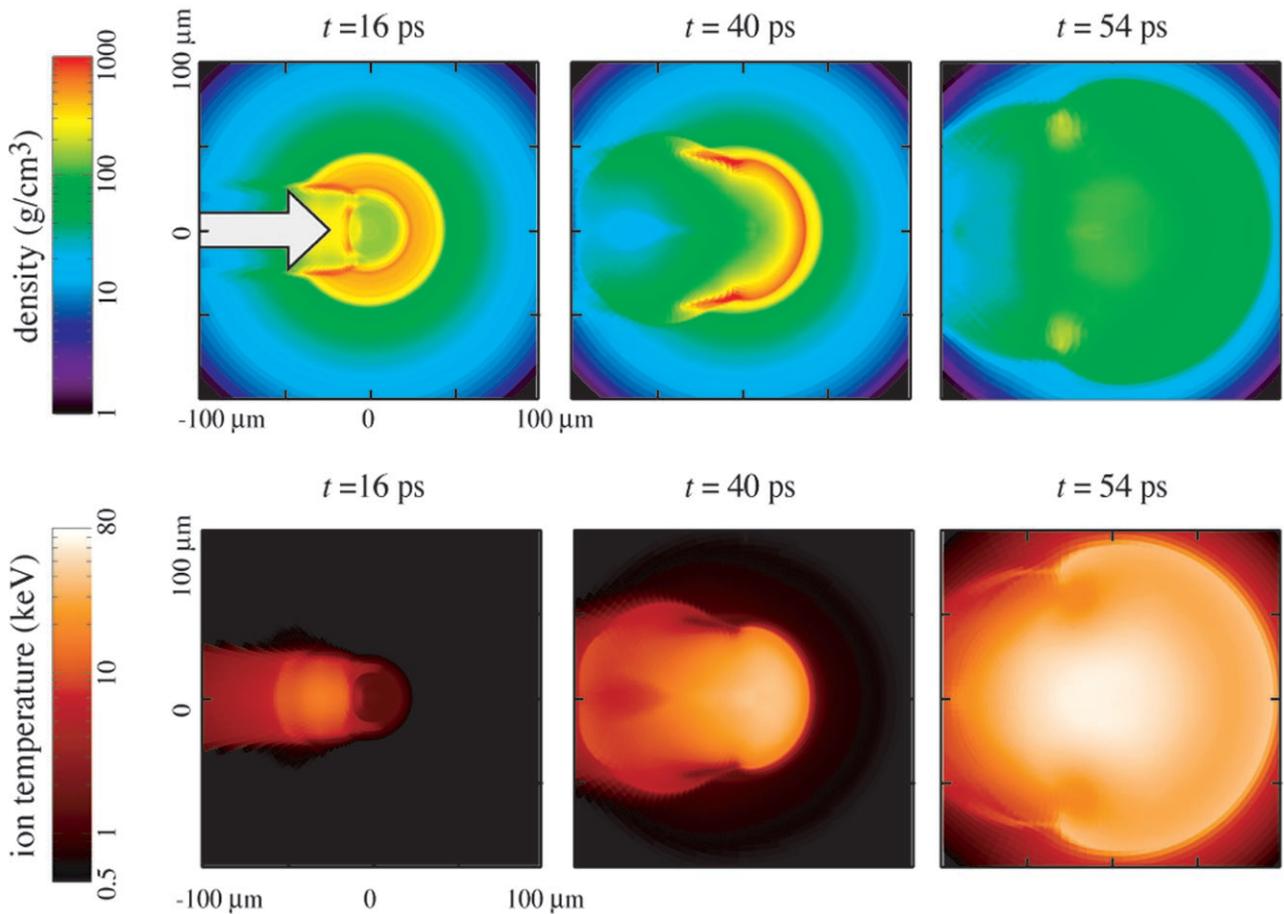


Fig. 7. – Simulazione bidimensionale dell’ignizione veloce e combustione termonucleare del bersaglio illustrato della fig. 6. Il bersaglio compresso è irraggiato da un fascio di particelle veloci con distanza di penetrazione di  $1.2 \text{ g/cm}^2$ , che depositano 20 kJ in 16 ps in una regione di raggio di circa  $20 \mu\text{m}$ . (Adattata dal rif.<sup>(32)</sup>.)

nalmente in configurazioni semplificate ed estremamente difficili anche da simulare in modo completo ed integrato. (Ciò a causa della molteplicità di scale spaziali e temporali coinvolte: per studiare interazione laser e accelerazione degli elettroni è infatti necessario risolvere scale spaziali inferiori alla lunghezza di Debye, molti ordini di grandezza inferiori alle dimensioni (millimetriche) del bersaglio. Analoga considerazione vale per le scale temporali, dove la frequenza di plasma è molti ordini di grandezza più breve della durata dell'impulso laser.)

Gli esperimenti effettuati nell'ultimo decennio<sup>(11)</sup> hanno fornito importanti elementi a supporto del progetto, ma non hanno consentito una piena comprensione dei fenomeni osservati. Fra gli elementi positivi possiamo citare la misurazione di efficienze di conversione dell'energia del laser in energia del fascio di elettroni molto elevate (fino al 50%). Si è anche visto che l'energia media degli elettroni è approssimativamente proporzionale al fattore  $(I\lambda^2)^{1/2}$  dove  $I$  è l'intensità del laser e  $\lambda$  la sua lunghezza d'onda. A intensità di  $10^{20}$  W/cm<sup>2</sup> e lunghezze d'onda di circa 0.5 μm gli elettroni prodotti dovrebbero avere energie dell'ordine di 2 MeV, corrispondenti a penetrazione dell'ordine di 1-1.5 g/cm<sup>2</sup>. Questo almeno in base ai modelli "collisionali" della propagazione degli elettroni, cioè sostanzialmente in base allo *stopping power* ottenuto da estensioni delle classiche trattazioni di Bethe e Bloch. D'altra parte, la sperimentazione sulla propagazione degli elettroni relativistici nella materia ha riservato anche notevoli sorprese<sup>(18)</sup>. Si è infatti visto che nella propagazione, oltre agli effetti collisionali, sono anche importanti gli effetti dovuti agli intensissimi campi elettromagnetici associati alle elevatissime correnti elettriche (dell'ordine del GA) e alla separazione di carica associate alla propagazione stessa. Ai fini dell'ignizione veloce, questi processi possono avere effetti positivi, quali la riduzione della distanza di penetrazione (che potrebbe non rendere necessario il ricorso alla conversione di frequenza della luce laser), o negativi, quali la filamentazione del fascio, o la quasi totale inibizione della propagazione. (Da osservare, fra l'altro che gli esperimenti attuali riguardano l'interazione fra laser e solido, oppure gas, mentre in HiPER l'interazione avviene con un plasma a temperatura elevatissima.)

Per questi motivi il progetto attuale mantiene

una certa flessibilità riguardo all'intensità e alla lunghezza d'onda dell'impulso laser di ignizione. Mentre al momento ci si basa su simulazioni "modello" e su estrapolazioni dei dati sperimentali disponibili, è indispensabile effettuare esperimenti con laser di energia maggiore. Si spera così di poter chiarire molti elementi legati alla propagazione degli elettroni prima che inizi la fase di realizzazione del progetto. Per questo una parte importante di HiPER consiste nella realizzazione di "esperimenti di accompagnamento" volti alla misura di parametri utili alla ulteriore definizione del modello di base. Durante la fase preparatoria, questa attività sperimentale si avvarrà sia della rete di laboratori laser piccoli e medi per studi mirati e sviluppo di diagnostiche, sia dei grandi laboratori internazionali per esperimenti più direttamente in regime fusionistico. Fra l'altro, l'equipe di HiPER intende partecipare alla sperimentazione su OMEGA-EP e FIREX, e a tal fine ha avviato contatti con ILE e LLE. Inoltre due laboratori delle maggiori istituzioni partecipanti ad HiPER, il Rutherford Appleton Laboratory (RAL) (dell'STC inglese) e il Laboratoire pour l'Utilisation des Laser Intenses (del CNRS francese) hanno già avviato uno schema di accesso per esperimenti collaborativi legati al progetto HiPER. Un primo esperimento congiunto, recentemente condotto da ricercatori inglesi, francesi ed italiani presso la CLF del RAL usando un sistema laser Petawatt, ha proprio riguardato lo studio del trasporto dell'energia da parte degli elettroni. Esperimenti con impulsi laser di maggiore energia, focalizzati su plasmi compressi, verranno poi condotti con il laser LIL-PETAL

Un'analoga iniziativa di collaborazione intereuropea è già in corso riguardo all'uso e all'integrazione dei codici numerici necessari per le simulazioni, e riguarda sia la simulazione idrodinamica di irraggiamento e compressione sia le fasi d'irraggiamento ultraintenso e ignizione.

Oltre allo studio della propagazione elettronica, il fascio ultraintenso e la sua combinazione con il fascio energetico per la compressione consentiranno tutta una gamma di esperimenti innovativi che riguardano materia calda e fortemente compressa, simulazione di processi di rilevanza astrofisica<sup>(38)</sup> e accelerazione di particelle<sup>(39,40)</sup>. Inoltre, focalizzando opportunamente i fasci di breve durata si potranno ottenere intensità vicine a  $10^{23}$  W/cm<sup>2</sup>, finora mai raggiunte in laboratorio.

## 5. – La collaborazione HiPER: un'opportunità per la ricerca fusionistica italiana

Dalla descrizione appena effettuata è evidente che HiPER, pur essendo di dimensioni inferiori a NIF e LMJ, è comunque una *facility* complessa, ambiziosa, e tecnologicamente molto avanzata. Non stupisce che i costi di realizzazione vengano stimati in 850 milioni di euro e quelli di funzionamento in 80 milioni annui. La costruzione del sistema dovrebbe richiedere cinque anni. Quindi, ipotizzando che progetto dettagliato, studio della localizzazione e accordi istituzionali vengano conclusi nel prossimo triennio, HiPER potrebbe divenire operativo verso il 2015.

Il progetto HiPER ha suscitato un notevole interesse tra i ricercatori che lavorano nei campi della fusione inerziale, dei temi di fisica ad essa collegati, e degli altri citati nel precedente paragrafo, nonché dei tecnologi dei laser di potenza. Alla progettazione preliminare hanno partecipato ricercatori di dieci paesi europei, con il contributo anche di colleghi statunitensi, canadesi e giapponesi.

Il 2 maggio 2007 il gruppo di lavoro di HiPER ha inviato all'Unione Europea la proposta di partecipazione alla *preparatory phase*, con la richiesta del relativo finanziamento (nell'ambito del programma FP7-INFRASTRUCTURES). Partecipano alla proposta, coordinata dall'STFC britannico, istituzioni di dieci paesi europei, con l'STFC stesso e il CEA francese in ruolo di preminenza in quanto a impegno finanziario e di personale. Collaborano anche istituti di Corea del Sud, Rep. Popolare Cinese, Giappone, Canada e USA. Per l'Italia partecipano il CNISM (Consorzio Interuniversitario per le Scienze Fisiche della Materia, tramite i gruppi universitari di Roma "La Sapienza", Milano-Bicocca e Pisa), il CNR (tramite il laboratorio ILIL dell'Istituto per i Processi Chimico-Fisici, di Pisa) e l'ENEA.

In Italia la comunità scientifica attiva sulla fusione inerziale e i plasmi prodotti da laser ha dimensioni decisamente ridotte. Ciò nonostante, ha avuto un ruolo di primo piano nella definizione del progetto HiPER. Per esempio, il progetto dei bersagli e la determinazione dei parametri di massima del laser è stato basato su modelli e simulazioni idrodinamiche realizzate all'Università di Roma La Sapienza, che ha anche coordinato il gruppo di lavoro internazionale sugli aspetti di fisica della fusione. Anche per quanto riguarda la definizione

del programma sperimentale, con particolare riferimento alle diagnostiche di plasmi prodotti da laser e alla fisica del trasporto degli elettroni veloci, il contributo italiano (tramite ricercatori dell'Università di Milano-Bicocca e del laboratorio ILIL dell'IPCF del CNR di Pisa) è stato molto rilevante. Dal punto di vista organizzativo, la comunità italiana esprime ruoli di responsabilità all'interno del progetto, con due *task leader* e due membri del *Management Committee* provvisorio del progetto stesso.

Ciò è stato possibile grazie alla competenza acquisita nel corso degli anni dai gruppi sudetti in alcune aree specifiche, come la teoria dell'ignizione o le simulazioni numeriche fluidodinamiche, o la realizzazione di esperimenti proprio sulle tematiche dell'interazione laser ultraintensa. Negli anni ultimi anni quest'ultimo tema di ricerca ha infatti potuto fruire dei "programmi di accesso" alle grandi *facility* finanziati dall'Unione Europea (programmi di accesso che hanno sovente poi dato origine a collaborazioni bilaterali, o multilaterali, tra diversi gruppi sperimentali). Questi, assieme ai pur esigui finanziamenti attribuiti attraverso programmi nazionali competitivi (FIRB, FISR, PRIN), hanno permesso il consolidamento di capacità e competenze sperimentali anche in Italia, nonostante essa sia l'unica tra le principali nazioni europee dove non esistano oggi *facility* laser competitive a livello internazionale. Inoltre, questi programmi hanno contribuito a creare le condizioni per la formazione di un numero significativo di giovani ricercatori italiani, che oggi sono inseriti in alcuni tra i principali laboratori laser europei. È auspicabile che sia i ricercatori oggi attivi in Italia, sia i ricercatori italiani attualmente impiegati all'estero, sia i giovani che si affacceranno al mondo della ricerca nei prossimi anni, vengano coinvolti in un'attività a lungo termine quale HiPER. Per l'Italia, infatti, la partecipazione ad HiPER potrebbe essere un'occasione unica per una prima collaborazione ufficiale nel campo dei grandi laser e della fusione inerziale, un settore in notevole sviluppo a livello internazionale, nel quale, analogamente ad altri settori quali la fisica delle alte energie, la fusione magnetica, l'astronomia e l'astrofisica delle alte energie, la realizzazione di infrastrutture competitive richiede l'aggregazione delle capacità finanziarie e organizzative di più nazioni.

## Bibliografia

- (1) EUROPEAN STRATEGY FORUM ON RESEARCH INFRASTRUCTURES, *European Roadmap on Research Infrastructures, Report 2006* (European Communities, Luxembourg 2006, ISBN 92-79-02694-1, vedi il sito <http://cordis.europa.esfri/roadmap.htm>)
- (2) M. DUNNE, *Nature Phys.* **2** (2006) 2; M. DUNNE, *8th Fast Ignition Workshop, Cambridge, Ma, 3-5 Nov. 2006* ([http://fsc.ile.rochester.edu/fiw06\\_presentations.html](http://fsc.ile.rochester.edu/fiw06_presentations.html)); sito pubblico di HiPER: <http://www.hiper-laser.org/>; sito della collaborazione HiPER: <http://ifelaser.clf.rl.ac.uk>
- (3) Sito di ELI: <http://www.extreme-light-infrastructure.eu/>
- (4) S. ATZENI and J. MEYER-TER-VEHN, *The Physics of Inertial Fusion* (Oxford University Press) 2004.
- (5) J. D. LINDL, *Inertial Confinement Fusion* (Springer, New York) 1998.
- (6) G. H. MILLER, E. I. MOSES and C. R. WEST, *Nucl. Fusion*, **44** (2004) S228; sito del progetto NIF: <http://www.llnl.gov/nif/>
- (7) C. CAVALIER, *Plasma Phys. Controll. Fusion*, **47** (2005) B389; sito del progetto LMJ: <http://www-lmj.cea.fr/cea.htm>
- (8) W. A. HOGAN *et al.* (Curatori), *Energy from Inertial Fusion* (IAEA, Vienna) 1994.
- (9) B. A. HAMMEL *et al.*, *Plasma Phys. Controll. Fusion*, **48** (2006) B497; T. J. B. COLLINS *et al.*, *Phys. Plasmas*, **14** (2007) 056308.
- (10) M. TABAK *et al.*, *Phys. Plasmas*, **1** (1994) 1626.
- (11) Una serie di articoli di rassegna sulla *fast ignition* è apparsa in: E. M. CAMPBELL *et al.* (Curatori), Special Issue on Fast Ignition, *Fusion Sci. Technol.*, **49**, no. 3 April 2006.
- (12) M. TABAK *et al.*, *Phys. Plasmas*, **12** (2005) 057305.
- (13) M. TABAK, D. HINKEL, S. ATZENI, E. M. CAMPBELL and K. TANAKA, *Fusion Sci. Technol.*, **49** (2006) 254.
- (14) S. ATZENI, *Phys. Plasmas*, **6** (1999) 3316; S. ATZENI and M. TABAK, *Plasma Phys. Controll. Fusion*, **47** (2006) B769.
- (15) D. STRICKLAND and G. A. MOUROU, *Opt. Commun.*, **56** (1985) 219.
- (16) M. D. PERRY and G. A. MOUROU, *Science*, **264** (1994) 917.
- (17) Si vedano per esempio il rif. <sup>(11)</sup> e i volumi degli atti dei corsi di Erice *Atoms, Solids and Plasmas in Superstrong Fields* a cura di D. Batani *et al.*, (Kluwer, New York) 2001; *Atoms and Plasmas in Superstrong Fields*, a cura di D. Batani *et al.* (SIF, Bologna) 2004; e dei workshop di Varenna *Superstrong Fields in Plasmas*, a cura di M. Lontano *et al.*, *AIP Conf. Proc.*, **426** (1997); **611** (2002); **827** (2006).
- (18) Per una rassegna si veda: R. J. FREEMAN, D. BATANI *et al.*, *Fusion Sci. Technol.*, **49** (2006) 297.
- (19) R. KODAMA *et al.*, *Nature*, **412** (2001) 798; **418** (2002) 933.
- (20) M. MIYANAGA, *et al.*, in *Inertial Fusion Science and Applications 2003*, a cura di B. HAMMEL *et al.* (American Nuclear Society, Lagrange Park, IL), 2004, p. 517; K. MIMA *et al.*, *Fusion Sci. Technol.*, **47** (2005) 662.
- (21) C. STOECKL *et al.*, *Fusion Sci. Technol.*, **49** (2006) 367; J. A. DELETTREZ *et al.*, *Plasma Phys. Controll. Fusion*, **47** (2005) B791.
- (22) HiPER Technical Design Report; scaricabile dal sito di HiPER <sup>(2)</sup>.
- (23) Si veda, per es. la sez. 3.2 del rif. <sup>(8)</sup>.
- (24) Per un'ampia rassegna sulle tecnologie dei laser per *fast ignition* si veda: J. ZUGEL, *Fusion Sci. Technol.* **49** (2006) 453.
- (25) P. E. STOTT *et al.* (Curatori), *Advanced diagnostics for magnetic and inertial fusion* (Kluwer, New York) 2002.
- (26) M. BORGHESI *et al.*, *Plasma Phys. Controll. Fusion*, **12A** (2001) A267; *Phys. Plasmas*, **9** (2002) 2214.
- (27) Si veda, per es., la sez. IVB del rif. <sup>(22)</sup>.
- (28) Sito dell'Extremely Large Telescope: <http://www.eso.org/projects/e-elt/>
- (29) Sito di Polaris: [http://www.ultra-optics.de/ultraphotonic/polaris\\_laser.htm](http://www.ultra-optics.de/ultraphotonic/polaris_laser.htm)
- (30) J. CHANTELOUP, *Proc. SPIE*, **5707** (2005) 105.
- (31) N. BLANCHOT *et al.*, *Appl. Optics*, **45** (2006) 6013; sito del progetto PETAL: <http://www.petal.aquitaine.fr>
- (32) S. ATZENI, C. BELLEI, A. SCHIAVI, *Phys. Plasmas*, **14** (2007) 052705.
- (33) K. ANDERSON and R. BETTI, *Phys. Plasmas*, **11** (2004) 5; J. P. KNAUER *et al.*, *Phys. Plasmas* **12** (2005) 56306.
- (34) S. P. HATCHETT *et al.*, *Fusion Sci. Technol.*, **49** (2006) 327.
- (35) Y. SENTOKU *et al.*, *Fusion Sci. Technol.*, **49** (2006) 278.
- (36) J. HONRUBIA and J. MEYER-TER-VEHN, da pubblicare; si veda la sez. 4.7 dell'HiPER Technical Design Report <sup>(22)</sup>.
- (37) R. BETTI *et al.*, *Phys. Plasmas*, **13** (2006) 100703.
- (38) B. REMINGTON *et al.*, *Science*, **284** (1999) 1488.
- (39) Sull'accelerazione di elettroni: S. P. D. MANGLES *et al.*, *Nature*, **431** (2004) 535; C. G. R. GEDDES *et al.*, *Nature*, **431** (2004) 538; J. FAURE *et al.*, *Nature*, **431** (2004) 541.
- (40) Per rassegne sull'accelerazione di protoni si vedano: M. BORGHESI *et al.*, *Fusion Sci. Technol.*, **49** (2006) 412 e la Sez. 4 di S. BULANOV, *Plasma Phys. Controll. Fusion*, **12B** (2006) B37.

# LASER SUPERINTENSI PER TUTTI

DANILO GIULIETTI

*Dipartimento di Fisica, Università di Pisa e INFN, sezione di Pisa*

ANDREA MACCHI

*polyLab, CNR-INFN, Pisa*

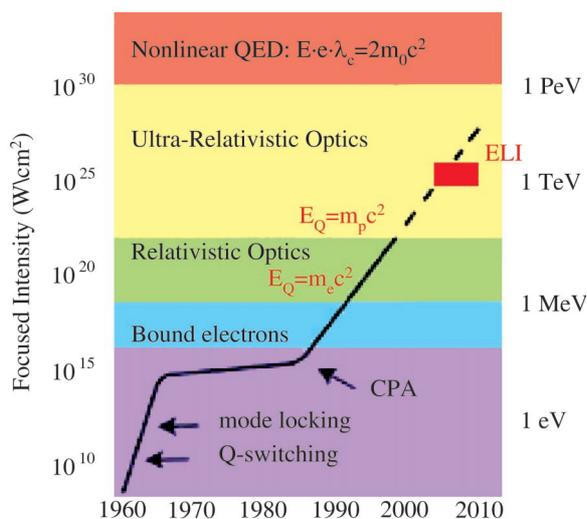
Nuove *facilities* nazionali ed europee per la produzione di impulsi laser ad altissime intensità aprono prospettive interdisciplinari tra la fisica della materia e la fisica del nucleo, delle particelle e delle interazioni fondamentali.

## 1. - Introduzione

L'idea originaria di focalizzare la luce sulla materia per riscaldarla e modificarne lo stato di aggregazione è probabilmente attribuibile ad Archimede di Siracusa (287-212 A.C.), almeno stando ai risultati di un recente esperimento svolto al MIT di Boston<sup>(1)</sup> dove, basandosi sulla scarsa documentazione storica a noi giunta, è stato mostrato che Archimede sarebbe stato effettivamente in grado di incendiare le navi romane che assediavano la città. Oggi, in numerosi laboratori nel mondo la materia viene portata alle condizioni "estreme" di un plasma con "temperature" fino a miliardi di gradi usando, esattamente come Archimede, specchi parabolici per focalizzare la luce sul bersaglio, ma con due ulteriori "vantaggi". In primo luogo, la coerenza spaziale della luce laser (ed altri accorgimenti) permettono di avere macchie focali di dimensioni prossime alla lunghezza d'onda (micrometri); in secondo luogo, la tecnologia di generazione e amplificazione degli impulsi ultrabrevi permette di concentrare quantità "ordinarie" di energia (Joule) in tempi estremamente corti (femtosecondi). Mettendo insieme questi numeri appare la possibilità di realizzare intensità di irraggiamento dell'ordine di  $10^{23}$  W/cm<sup>2</sup>, cioè circa 24 ordini di grandezza oltre l'intensità della luce solare sulla superficie della terra.

Lo sviluppo di sistemi laser in grado di fornire intensità sul bersaglio sempre maggiori è stato continuo sin dal 1985, quando Donna Strickland e Gerard Mourou<sup>(2)</sup> hanno implementato per frequenze ottiche la tecnica di *Chirped Pulse Amplification* (CPA). In pratica la CPA consiste nell'allungare un impulso laser ultrabreve (la cui durata può essere da alcuni picosecondi a pochi

femtosecondi) tramite una linea ottica dispersiva in maniera da ridurre la potenza e consentirne l'amplificazione in energia, per poi ricomprimere l'impulso al termine della linea di amplificazione ottenendo così un'altissima potenza. A tutt'oggi, l'evoluzione della CPA ha consentito di ottenere intensità sino a  $10^{21}$  W/cm<sup>2</sup><sup>(3)</sup> e la tendenza verso intensità ancora maggiori appare costante. Tali impulsi superintensi aprono la via a regimi di interazione laser-materia che vanno oltre l'ambito tradizionale della fisica della materia, dell'ottica e dell'elettronica quantistica, aprendo allo studio di fenomeni fondamentali e ad applicazioni scientifiche che sono tradizionalmente associate alla fisica nucleare e delle particelle.



**Fig. 1. - Il progresso temporale delle intensità ottenute sperimentalmente nello spot focale di impulsi laser e della corrispondente energia di oscillazione di un elettrone nel campo elettromagnetico. La figura è tratta dal sito del progetto ELI: <http://www.extreme-light-infrastructure.eu/>**

Questo carattere vasto e interdisciplinare del campo può far capire il numero di iniziative volte allo sviluppo di nuove *facilities* basate su laser di potenza. In Italia, l'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare ha avviato un Progetto Strategico, denominato PLASMONX<sup>(4)</sup>, che si pone come obiettivo lo sviluppo di innovative tecniche di accelerazione laser-plasma e sorgenti di radiazione X-gamma. Il progetto prevede la realizzazione di un laser (FLAME: *Frascati Laser for Acceleration and Multidisciplinary Experiments*)<sup>(4)</sup> capace di produrre impulsi da circa 6 J in 20 fs alla cadenza di 10 Hz, che sarà installato in un laboratorio in via di realizzazione accanto al LINAC da 200 MeV del progetto SPARC<sup>(5)</sup>. La sincronizzazione tra FLAME ed il LINAC di SPARC costituirà una *facility* unica al mondo dove impulsi laser e pacchetti di elettroni di alta brillantezza, sincronizzati fra loro, potranno interagire consentendo di realizzare esperimenti di accelerazione a plasma e sorgenti X-gamma basate sullo *Scattering Thomson* (vedi nel seguito). Una testimonianza della fecondità del progetto è costituita dal fatto che esso ha già favorito la nascita di altri due progetti ad esso correlati finanziati dalla Commissione Nazionale V dell'INFN e cioè MAMBO<sup>(6)</sup>, per lo sviluppo di mammografia in radiazione X monocromatica e QFEL<sup>(7)</sup>, dedicato allo studio di un regime quantistico del *Free Electron Laser*.

A livello europeo, due progetti per la realizzazione di *laser facilities* di larga scala sono stati inseriti nella *roadmap* delle nuove infrastrutture di ricerca nel VII programma quadro (FP7) della Comunità Europea. Si tratta dei progetti *Extreme Light Infrastructure* (ELI)<sup>(8)</sup>, (fig. 2) che descriveremo nel seguito, e del progetto HiPER, rivolto alla fusione termonucleare indotta da laser, presentato a pag. 64 in questa stesso fascicolo<sup>(9)</sup>. Il progetto ELI sarà caratterizzato da più linee di impulsi di durata intorno a 15 femtosecondi ed energie tali da potere ottenere intensità sul bersaglio sino a  $10^{25}$  W/cm<sup>2</sup>. Rispetto ad HiPER od a altri progetti di grandi laser per ricerche fusionistiche (quali ad esempio i progetti francesi del laser Megajoule<sup>(10)</sup> o americano della *National Ignition Facility*<sup>(11)</sup>, entrambi finalizzati principalmente a scopi militari) ELI sarà quindi caratterizzato dall'estrema brevità degli impulsi. Per ottenere altissime intensità sui bersagli ELI userà inoltre tecniche avanzate di focalizzazione per poter ottenere impulsi in

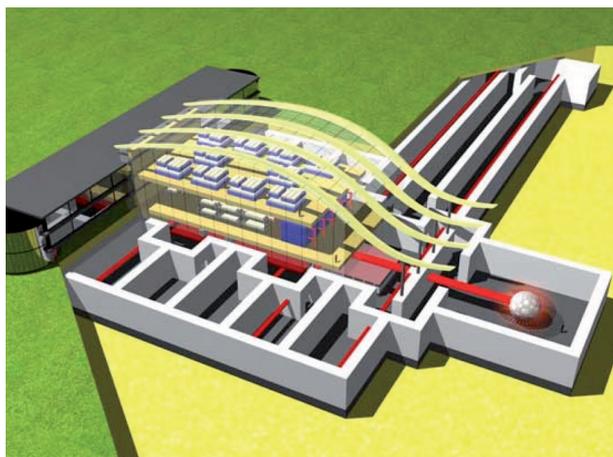


Fig. 2. - Visione artistica della possibile costruzione della *Extreme Light Infrastructure* (ELI, [www.eli-laser.eu](http://www.eli-laser.eu)), che evidenzia la distribuzione delle *beamlines* di impulsi ultracorti in più aree per lo studio di interazioni laser-materia ad altissime intensità.

regime “Lambda-cube” ( $\lambda^3$ ), ovvero focalizzati su *spot* di diametro prossimo ad una singola lunghezza d’onda. ELI sarà un progetto modulare, partendo al livello del Petawatt ( $10^{15}$  W) (con frequenza di ripetizione dell’impulso  $f=1$  kHz) e poi esteso al sub-Exawatt ( $10^{18}$  W) ( $f \approx 0.01$  Hz). Le ricerche connesse ad ELI si articoleranno su tre linee: *Ultra-High Field Science*, centrata sulla fisica dei campi laser super-intensi; *Attosecond Laser Science*, sulla generazione e l’applicazione di impulsi XUV nel regime degli attosecondi ( $10^{-18}$  s); *High Energy Beam Facility* sullo sviluppo ed utilizzazione di impulsi ultra-corti di elettroni, ioni e radiazione di grande energia. Le applicazioni variano dall’esplorazione di nuove frontiere nella fisica fondamentale alla spettroscopia ultraveloce di processi atomici e chimici, dal controllo e l’attivazione di processi nucleari tramite laser allo studio di sorgenti di ioni per applicazioni in medicina.

Nel seguito cercheremo di descrivere brevemente gli aspetti essenziali della fisica dell’interazione laser-materia ad altissime intensità, con enfasi sugli aspetti maggiormente innovativi e particolarmente legati ai progetti ELI e PLASMONX.

## 2. - Interazioni superintense

Al crescere dell’intensità  $I$  dell’impulso laser, come indicato in fig. 1, l’interazione laser

materia entra in regimi ancora largamente inesplorati. Per  $I$  oltre  $10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> il campo elettrico dell'onda elettromagnetica diviene maggiore del campo che tiene legato l'elettrone nell'atomo di idrogeno; oltre questo limite quindi l'impulso laser è in grado di produrre una ionizzazione istantanea della materia portandola ad uno stato di plasma. Per  $I$  oltre  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup> la velocità di oscillazione degli elettroni nel campo elettromagnetico diviene prossima alla velocità della luce  $c$ . Questo implica inoltre che la dipendenza della densità di corrente elettronica dal campo elettrico diviene non-lineare, aprendo la strada ad una serie di fenomeni (auto-focalizzazione, trasparenza indotta, generazione di alte armoniche, ...) che sono alla base della cosiddetta "ottica relativistica"<sup>(12)</sup>. I plasmi in interazione con impulsi di tali intensità sono quindi un esempio di sistema dinamico a molti corpi e relativistico, di notevole interesse per la fisica non-lineare.

Altra quantità che caratterizza fortemente l'interazione superintensa è la pressione di radiazione  $P = I/c$ , che può assumere valori sino a  $10^{11}$  N/cm<sup>2</sup>, ovvero dieci miliardi di atmosfere, valori raggiunti in natura solo all'interno delle stelle. In tale regime la pressione di radiazione domina largamente l'idrodinamica del plasma prodotto, imprimendo alla materia accelerazioni estreme, dell'ordine di quelle presunte in prossimità di stelle pulsar. Inoltre, poiché la forza media dell'impulso laser agisce effettivamente sugli elettroni, quantità macroscopiche di questi ultimi possono essere separate spazialmente dagli ioni generando intensi campi elettrostatici.

Per sistemi laser al femtosecondo ( $10^{-15}$  s), l'interazione è ulteriormente caratterizzata dalla brevità dell'impulso laser, corrispondente in pratica a pochi cicli di oscillazione del campo elettromagnetico, così che nella regione focale l'impulso è assimilabile ad un "proiettile" avente altissima densità di energia elettromagnetica. Questa durata ultrabreve consente di avere regimi di interazione fortemente non-adiabatica, permettendo un trasferimento efficiente dell'energia dell'impulso al plasma, ed ha un ruolo fondamentale per diverse applicazioni, quali ad esempio la generazione di "onde di scia" per l'accelerazione di elettroni, o la produzione di impulsi di raggi X o  $\gamma$  di durata ancora minore, cioè nel regime degli attosecondi o zeptosecondi ( $10^{-21}$  s).

### 3. – Accelerazione laser di elettroni nei plasmi.

L'attuale freno allo sviluppo ulteriore della ricerca nel campo delle particelle elementari, strettamente connesso al potere accelerare particelle ad energie sempre più elevate, sta nel gigantismo delle macchine acceleratrici e nel loro costo ormai difficilmente sostenibile anche da parte di consorzi multinazionali come il CERN. Le dimensioni degli apparati acceleratori debbono essere comunque considerevoli, sia che l'accelerazione avvenga su una traiettoria rettilinea che circolare. Infatti, essendo i massimi campi elettrici applicabili, senza oltrepassare la soglia di *breakdown* dei materiali, dell'ordine del  $10^6$  V/m, occorrerebbero circa  $10^3$  km per raggiungere energie di 1 TeV. Con macchine acceleratrici su percorso circolare, fornendo ad ogni giro un certo quantitativo d'energia alla particella, queste dimensioni possono essere significativamente ridotte, mantenendosi comunque sull'ordine di una decina di km di diametro, pena insostenibili perdite d'energia della particella cariche dovute ad irraggiamento di sincrotrone.

Perché dunque gli acceleratori a plasma? Il plasma non presenta la limitazione del *breakdown*, consentendo l'esistenza al suo interno di campi elettrici milioni di volte più intensi rispetto a quelli degli acceleratori convenzionali. Per questo motivo i plasmi sono stati da tempo considerati come sede ideale dove accelerare particelle cariche, raggiungendo in prospettiva energie del TeV su distanze dell'ordine di 1 metro. Campi elettrici così elevati in un plasma possono essere quelli associati ad un'onda elettronica di plasma il cui campo elettrico longitudinale (cioè nella direzione di propagazione dell'onda) è adatto ad accelerare particelle cariche che si muovano in quella direzione con velocità prossima alla velocità di fase dell'onda. Il meccanismo è analogo a quello mediante il quale un appassionato di surf acquista energia cinetica (velocità) discendendo dalla cresta dell'onda che sta cavalcando. L'ampiezza del campo elettrico delle onde di plasma è determinata essenzialmente dall'entità della separazione di carica ed il suo valore massimo (espresso in V/cm) è dell'ordine della radice quadrata della densità elettronica (espressa in elettroni/cm<sup>3</sup>):  $E_{V/cm}^{Max} \approx \sqrt{n_{cm^{-3}}}$ <sup>(13)</sup>.

Come eccitare le onde di plasma con impulsi laser? Il meccanismo proposto da Tajima e

Dawson nel loro lavoro pionieristico del 1979<sup>(14)</sup> si basa sulla forza ponderomotrice (ovvero la forza associata alla pressione di radiazione) esercitata da intensi impulsi laser che si propagano nel plasma, ed è analogo a quello che genera un'onda sulla scia di un motoscafo che si muova sulla superficie del mare in condizioni di perfetta bonaccia. L'impulso laser crea al suo passaggio una diminuzione locale della densità elettronica prodotta dall'azione delle forze ponderomotive ad esso associate. Se l'estensione dell'impulso è circa uguale a metà della lunghezza d'onda di plasma, allora si genera dietro di esso un'onda elettronica di grande ampiezza. Infatti gli elettroni dell'onda di plasma compiono un'oscillazione attorno alla loro posizione d'equilibrio in un tempo che è proprio il periodo di oscillazione dell'onda di plasma ( $T_p$ ). Quindi perché le forze ponderomotive del fronte di salita e di discesa dell'impulso laser siano in fase con questa oscillazione dell'elettrone alla frequenza di plasma occorre proprio che l'impulso laser duri circa metà di tale periodo ( $T_p/2$ ). Per il meccanismo (sopra descritto) mediante il quale l'onda di plasma viene creata, la sua velocità di fase risulta essere uguale alla velocità di gruppo dell'impulso laser nel plasma, ovvero prossima alla velocità della luce nel vuoto, condizione necessaria ad accelerare elettroni (o altre particelle) ad energie ultra-relativistiche. In regimi tipici la durata dell'impulso è dell'ordine

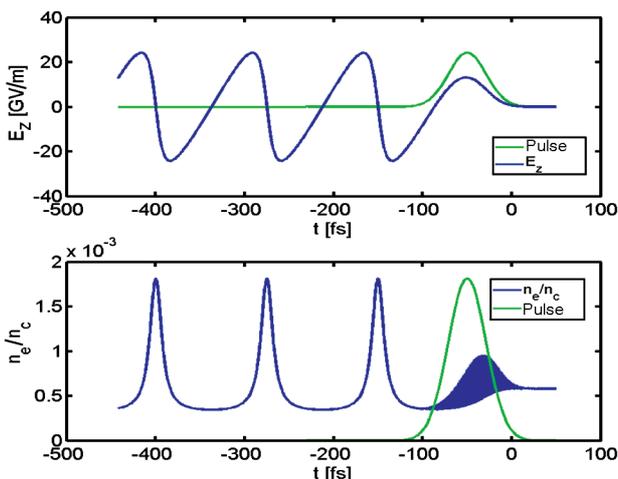


Fig. 3. – In alto: campo elettrico longitudinale (linea blu) ed involuppo dell'impulso laser nel caso di un impulso gaussiano di durata 50 fs, energia 4j e beam waist 25  $\mu\text{m}$ ; l'impulso si propaga in un plasma di densità elettronica pari a  $n_e = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . In basso: densità elettronica del plasma; la macchia blu è dovuta alla oscillazione veloce della densità che è accuratamente risolta nel codice di simulazione (CDR-PLASMONX).

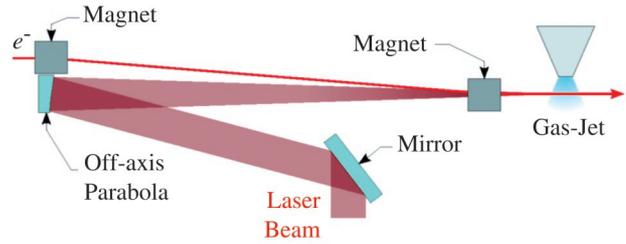


Fig. 4. – Schema dell'apparato sperimentale per l'accelerazione di elettroni esternamente iniettati nell'onda di plasma generata dalla focalizzazione dell'impulso laser in un gas-jet (CDR-PLASMONX).

di una decina di femtosecondi, cui corrispondono densità del plasma di circa  $10^{18} \text{ el/cm}^3$ . In fig. 3 è riportato il risultato di una simulazione unidimensionale: un impulso laser ultra-corto di intensità relativistica, crea al suo passaggio un'onda di plasma nel cui campo elettrico longitudinale possono essere intrappolati ed accelerati degli elettroni.

Tre diversi esperimenti, riportati nel numero di settembre 2004 di "Nature"<sup>(15)</sup>, hanno investigato il regime estremamente non-lineare o di *blow-out*, nel quale l'impulso laser genera una sorta di cavità viaggiante nel plasma che intrappola gli elettroni. I risultati sono incoraggianti in prospettiva per un uso efficiente degli acceleratori laser-plasma come sorgente di elettroni ad alta energia, mostrando sia un aumento del guadagno di energia che della qualità del fascio in termini ad esempio di monoeconomicità e collimazione. Le leggi di scala ricavate da esperimenti e simulazioni indicano che con impulsi laser ancora più corti e con maggiore energia, quali quelli previsti in ELI, gli acceleratori a laser-plasma potranno essere usati in esperimenti di fisica delle particelle così come per la produzione di impulsi X ultracorti in *Free Electron Lasers* o via *scattering Thomson*.

#### 4. – Sorgenti X da plasm laser: stato dell'arte e aspetti innovativi.

In generale, i plasm prodotti dall'irraggiamento di materia con laser di alta potenza costituiscono intense sorgenti di impulsi di radiazione X. Già con le intensità raggiungibili con sistemi laser impulsati "tradizionali" (tra  $10^{12}$  e  $10^{14} \text{ W/cm}^2$ ) sono sviluppabili sorgenti X la cui efficienza e le caratteristiche spettrali possono essere ottimizzate per varie applicazioni scegliendo opportunamente il materiale del bersa-

glio e sfruttando diversi meccanismi di emissione di riga o nel continuo (per una rassegna vedi<sup>(16)</sup>). Queste sorgenti X che possono essere definite di *tipo standard* (o di prima generazione) sono ormai consolidate e sono alla base di numerose applicazioni sia in ambito fisico che multidisciplinare. Una sorgente X da plasmilaser di *tipo standard* è operativa presso l'ILIL-IPCF del CNR di Pisa<sup>(17)</sup> ed ha già prodotto risultati applicativi che vanno dalla micro-radiografia *single-shot* alla dosimetria, dalla calibrazione spettrale di sensori CCD alla diffrattometria, alla spettroscopia a risoluzione spaziale. I sistemi CPA di alta potenza e breve durata consentono lo sviluppo di sorgenti "avanzate" di impulsi X con energie fino decine di keV e durate ultrabrevi (< lps), basate ad esempio sull'emissione di radiazione di *K-alpha* dovuta a transizioni di *shell K* in atomi eccitati dagli elettroni di alta energia prodotti nell'interazione laser-plasma, che trovano applicazione nella cristallografia ultraveloce<sup>(17,18)</sup>.

Gli sviluppi futuri di tali sorgenti di radiazione procedono nella direzione di accorciare sia la lunghezza d'onda (verso la regione gamma) sia la durata degli impulsi (verso gli attosecondi). Una possibilità è quella offerta dallo *Scattering Thomson* dei fotoni dell'impulso laser da parte di elettroni ad alta energia. Questo tema, di particolare interesse per il progetto PLASMONX, è approfondito nel paragrafo seguente. Altre possibilità, che saranno studiate in ELI, sono legate all'emissione di radiazione dovuta alle oscillazioni coerenti di elettroni relativistici nei campi risultanti dalla propagazione di un impulso superintenso in un plasma, quali ad esempio le oscillazioni di "betatrone" indotte da un canale di svuotamento di carica<sup>(19)</sup>.

### 5. - Sorgenti X-gamma da *scattering Thomson* e il progetto PLASMONX

Lo *Scattering Thomson* (ST) di radiazione elettromagnetica da una particella carica è un processo nel quale  $N$  fotoni di energia  $E$  sono assorbiti da una particella carica che, nel suo sistema a riposo, riemette un fotone di energia  $N \cdot E$ . Nel caso in cui la particella interagisca con un impulso laser di intensità relativistica, il moto della particella è relativistico ed esso acquista spiccate caratteristiche di anarmonicità, producendo radiazione diffusa con un ampio

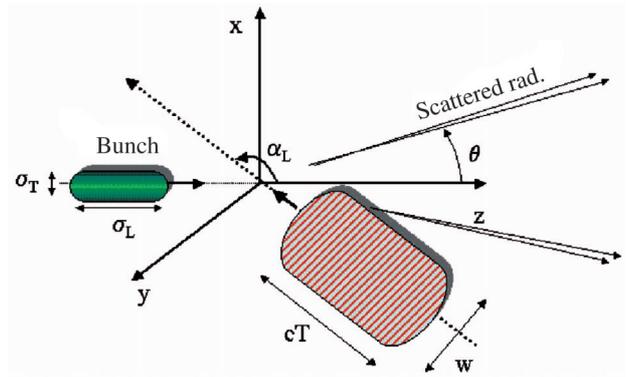


Fig. 5. - Geometria dello *scattering Thomson* di un impulso laser da parte di un pacchetto di elettroni (CDR-PLASMONX).

spettro di armoniche della radiazione incidente (*Scattering Thomson* non-lineare).

Lo *scattering Thomson* di un fascio laser da un *bunch* di elettroni ultrarelativistici può essere utilizzato come base per una sorgente di radiazione X-gamma accordabile in frequenza. La radiazione diffusa risulta collimata nella direzione di moto degli elettroni, entro un cono di apertura  $2/\gamma$  (essendo  $\gamma$  il fattore relativistico degli elettroni) e l'energia dei fotoni diffusi è massima nella configurazione di *backscattering* (cioè l'impulso laser si propaga in direzione antiparallela a quella degli elettroni) e vale  $E_{Back} \cong 4\gamma^2 E_{Laser}$ , essendo  $E_{Laser}$  l'energia dei fotoni incidenti<sup>(20)</sup>.

La possibilità di disporre di una sorgente di radiazione X-gamma altamente monocromatica ed accordabile in un ampio spettro di frequenze consente applicazioni svariate nel campo della fisica dei materiali e particolarmente in quello della diagnostica medica. Le radiografie in luce monocromatica non solo consentono una maggiore risoluzione nell'immagine radiografica, ma

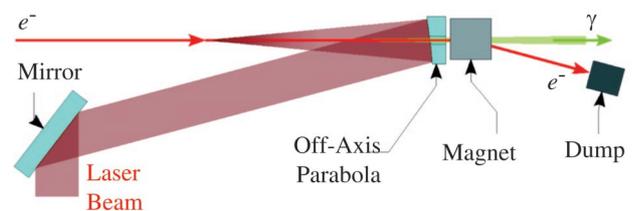


Fig. 6. - Schema dell'apparato sperimentale per la generazione di radiazione X accordabile in frequenza basata sullo *Scattering Thomson* di fotoni ottici su pacchetti di elettroni relativistici (CDR-PLASMONX).

soprattutto una riduzione sensibile della dose impartita al paziente<sup>(6)</sup>. Il principale interesse nello sviluppo di un tale tipo di sorgente sta nel fatto che le sue dimensioni (e conseguentemente il costo) risultano decisamente più contenute rispetto a quelle di un sincrotrone.

Si può stimare che il processo di *Scattering Thomson* in configurazione di *backscattering* e in regime lineare di un beam di elettroni prodotti dall'acceleratore di SPARC permette di generare fasci di radiazione X e  $\gamma$  con un *energy spread* che può essere ridotto fino all'1%. È importante sottolineare che la possibilità di produrre radiazione monocromatica è strettamente legata al valore molto basso dell'emittanza trasversa del *beam* di elettroni prodotto dal LINAC di SPARC. Nel caso di *scattering* di impulsi del laser FLAME ( $\lambda = 0.8 \mu\text{m}$ ) da 1J di energia il numero di fotoni prodotti per *shot* su un accetanza di  $0.3/\gamma$  e quindi un *energy spread* del 10% è circa  $10^9$ , corrispondenti a circa  $10^{10}$  fotoni/s in regime di ripetizione di 10 Hz. I requisiti dell'applicazione mammografica (esperimento MAMBO) sono di  $10^{11}$  fotoni per immagine, che deve essere raccolta nell'arco di pochi secondi: le prestazioni previste di PLASMONX si avvicinano quindi a tali richieste, costituendo un rilevante *test bed* per questa applicazione.

## 6. – Accelerazione laser di ioni e sue applicazioni

L'accelerazione di ioni nell'interazione laser-plasma ha ricevuto minor attenzione dell'accelerazione di elettroni sino al 2000, quando tre diversi gruppi sperimentali<sup>(21)</sup> hanno riportato l'osservazione di intensi getti di protoni con energie di decine di MeV emessi dal retro (cioè dalla faccia opposta alla superficie irraggiata) di bersagli metallici sottili, dove i protoni sono presenti come impurezze superficiali, dovute ad esempio a idrocarburi rilasciati nelle camere di interazione da pompe a vuoto. Questo aspetto "casuale" della scoperta è stato invero utile per comprendere (dopo non poche discussioni) il meccanismo di accelerazione, schematizzabile come segue. L'interazione genera alla superficie di interazione un elevato numero di elettroni ad alta energia che attraversano il bersaglio e, scappando nel vuoto, generano alla superficie posteriore un intenso campo elettrostatico che accelera gli ioni. Sono quindi favoriti gli ioni che si trovano nello strato

superficiale (sia come impurezze o come strato depositato appositamente) e gli ioni di idrogeno (protoni), grazie al rapporto favorevole carica/massa. Curiosamente, questo quadro teorico è stato confermato sperimentalmente usando come sonda proprio un secondo fascio di protoni accelerati da laser, le cui deflessioni hanno consentito di ricostruire il profilo e del campo elettrostatico accelerante<sup>(22)</sup>. Questo utilizzo dei protoni come diagnostica ultraveloce di campi elettromagnetici (potenzialità che la rende unica nel suo genere) ha permesso uno studio accurato di numerosi altri fenomeni caratteristici nell'interazione laser-plasma, grazie alle notevolissime proprietà di direzionalità e laminarità del fascio di protoni.

Alla base del grande interesse in sorgenti di protoni e ioni energetici c'è la proprietà unica di questi di rilasciare la propria energia nella materia principalmente alla fine del proprio cammino (picco di Bragg), il che rende gli ioni più adatti di elettroni e fotoni per applicazioni dove è richiesta una deposizione (all'interno di un corpo) molto localizzata di energia, per le quali gli studi più recenti sull'ottimizzazione delle proprietà della sorgente sono incoraggianti<sup>(23)</sup>. Queste ultime includono in particolare l'adronterapia oncologica, praticata con successo in centri di cura che usano come sorgente ac-

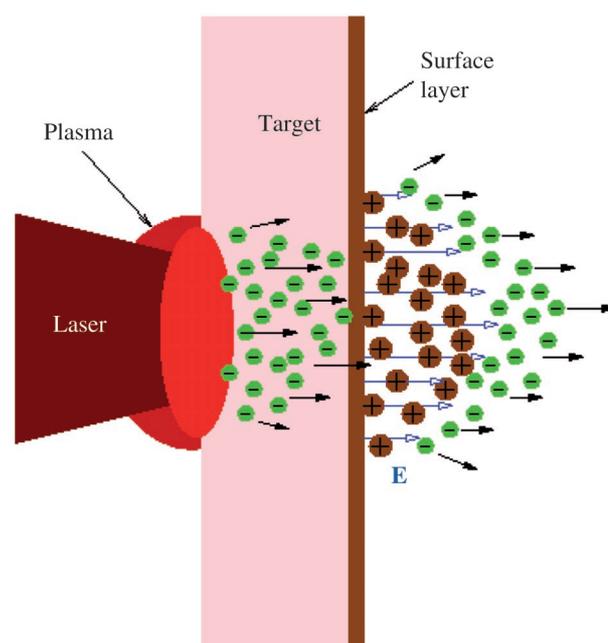


Fig. 7. – Accelerazione di ioni sul retro di un bersaglio solido irraggiato da laser. Gli elettroni di alta energia che scappano nel vuoto generano un intenso campo elettrico che accelera gli ioni (protoni) presenti sulla superficie.

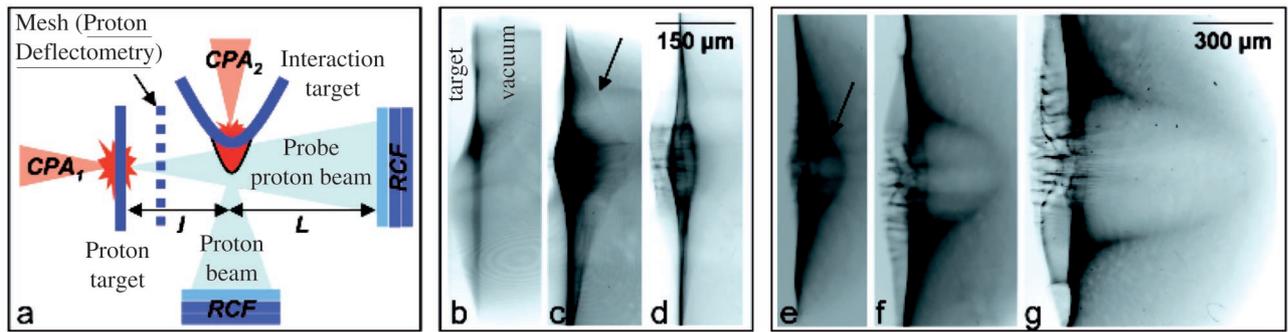


Fig. 8. – *Proton Imaging*. (a) In questo esperimento, per studiare il campo elettrico che accelera i protoni sul retro del bersaglio, un secondo fascio di protoni viene usato come sonda. (b)-(g) Dalla sequenza di immagini sul rivelatore è possibile ricostruire la distribuzione del campo elettrico con risoluzione temporale di qualche picosecondo<sup>(22)</sup>.

celeratori “tradizionali”. La prospettiva di utilizzare sorgenti laser-plasma a tale scopo è legata alle possibilità di raggiungere le energie necessarie (circa 200 MeV) ed un adeguato grado di “monoenergeticità” dello spettro, ma soprattutto di poter ottenere queste condizioni con sistemi laser “compatti” e ad alta frequenza di ripetizione, il che consentirebbe un risparmio significativo dei costi rispetto ad acceleratori tradizionali.

Con la possibilità offerta da ELI di produrre intensità oltre  $10^{23}$  W/cm<sup>2</sup> si prevede, sulla base di studi teorici e simulazioni, di raggiungere nuovi regimi di accelerazione capaci di spingere le energie degli ioni oltre la barriera del GeV. Tali fasci di ioni relativistici potrebbero essere utilizzati per la produzione di pioni e neutrini di bassa energia in futuri esperimenti su oscillazioni di neutrino e violazione di CP<sup>(24)</sup>.

### 7. – Dai femtosecondi agli attosecondi

Procedendo in parallelo allo sviluppo delle tecniche di amplificazione degli impulsi laser, le tecniche per produrre impulsi sempre più brevi hanno in pratica raggiunto il limite minimo concepibile per gli oscillatori al titanio-zaffiro (aventi lunghezza d’onda circa 800 nm), ottenendo impulsi di durata inferiore a 5 fs, in pratica un ciclo e mezzo di oscillazione. Per tali impulsi, è da notare come, esprimendo l’andamento temporale del campo nella forma standard  $A(t) \cos(\omega t + \phi)$ , a differenza di quanto avviene per impulsi “lunghi” il valore della fase “assoluta”  $\phi$  caratterizza fortemente l’impulso, rendendo quindi desiderabile il suo controllo.

C’è grande interesse verso la produzione ed il controllo di impulsi di radiazione coerente agli

attosecondi ( $10^{-18}$  s), in quanto per esempio questi consentirebbero di risolvere temporalmente la dinamica elettronica all’interno di atomi e molecole e di osservare reazioni chimiche “in tempo reale”<sup>(25)</sup>. La via verso gli attosecondi passa attraverso l’aumento della frequenza di un impulso laser ai femtosecondi attraverso processi ottici non-lineari. Un esempio è la produzione di alte armoniche della frequenza fondamentale, quale ad esempio si osserva in atomi o molecole sottoposti a campi laser intensi, o anche nella radiazione riflessa da un bersaglio solido irradiato ad altissima intensità. Se le armoniche prodotte risultano allacciate in fase, esse possono essere selezionate e “ricombinate” in modo da produrre un impulso di radiazione XUV con durata pari a pochi cicli di oscillazione, ovvero di alcuni attosecondi. Stabilita una strategia per la generazione di tali impulsi ultra-ultrabrevi, una questione preliminare ad ogni possibile utilizzo è la misura della loro durata. A questo fine, la tecnica della “attosecond streak camera”<sup>(26)</sup> utilizza la fotoionizzazione creata dall’impulso XUV in presenza di un impulso laser al femtosecondo; l’energia e la distribuzione angolare dei fotoelettroni dipendono dalla fase relativa dell’impulso laser al momento della ionizzazione; quindi dalla loro misura si può risalire alla durata dell’impulso XUV. Recentemente, al Laboratorio Nazionale CNR-INFM per la “Ultrafast and Ultraintense Optical Science” di Milano, attraverso l’analisi dello spettro dei fotoelettroni prodotti sono stati caratterizzati impulsi XUV isolati di durata 130 as, ovvero circa 1.2 periodi della frequenza centrale<sup>(27)</sup>.

Le prospettive per lo sviluppo completo della attosecond science non sono legate esclusivamente all’aumento delle intensità degli impulsi

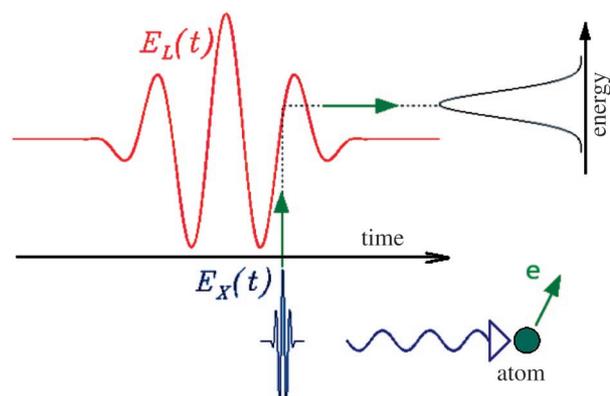


Fig. 9. – Principio della “attosecond streak camera”. Un elettrone emesso per fotoionizzazione da un impulso XUV agli attosecondi in presenza di un impulso laser di pochi fs acquisisce un’energia dipendente dalla fase del campo. Dalla misura dello spettro dei fotoelettroni è quindi possibile risalire alla durata dell’impulso XUV.

XUV ma anche ad ottenere un controllo sempre maggiore della forma e della durata di tali impulsi. Ci si aspetta comunque che una *large facility* quale ELI, grazie alla disponibilità di più linee di fascio capaci di fornire impulsi intensi al femtosecondo (fs) sincronizzati fra loro, offra la possibilità di esperimenti elaborati di spettroscopia agli attosecondi (as), orientati allo studio di processi ultraveloci in fisica atomica e molecolare, ma anche in plasmi o materia in condizioni estreme. Inoltre, impulsi di pochi fs ed altissima

intensità consentiranno di abbattere la barriera del fs anche per impulsi di elettroni o ioni accelerati nell’interazione laser-plasma o per neutroni prodotti da reazioni nucleari controllate da laser (vedi ad es. (28)).

## 8. – Verso “l’ultima frontiera” degli alti campi

Osservando la fig. 1, è naturale chiedersi se esiste in assoluto un valore massimo fisicamente realizzabile dell’intensità di un’onda elettromagnetica o, equivalentemente, del campo elettrico associato. L’elettrodinamica quantistica (QED) prevede che quando il campo è abbastanza intenso da accelerare un elettrone al doppio della sua energia di riposo su una distanza pari alla lunghezza d’onda Compton (limite di Schwinger), il “vuoto” in cui l’onda si propaga diviene instabile per creazione di coppie (*vacuum breakdown*). L’intensità corrispondente a questa soglia è maggiore di  $10^{29}$  W/cm<sup>2</sup>, cioè almeno quattro ordini di grandezza maggiore di quanto si prevede di ottenere con la prossima generazione di laser *facilities* quali ELI, per le quali i valori massimi previsti sono già al limite di saturazione imposto dalla fluensa di saturazione del mezzo attivo. Tuttavia, è teoricamente possibile andare oltre questi limiti attraverso i cosiddetti schemi di “specchi relativistici” (29,30) (vedi fig. 10) nei quali in oppor-

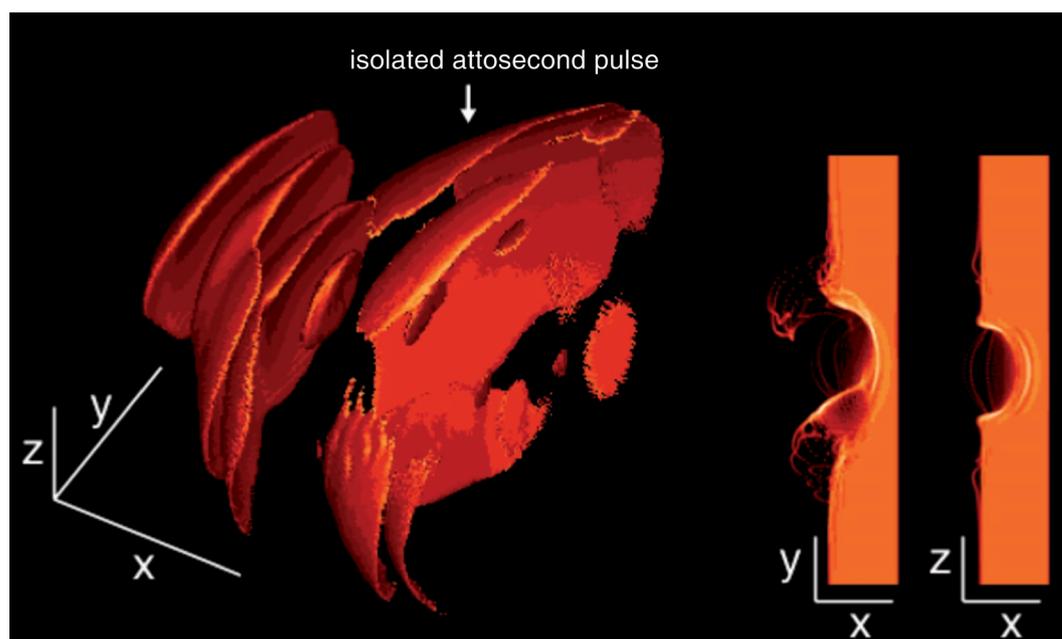


Fig. 10. – Simulazione numerica 3D che mostra la distribuzione di intensità spaziale (a sinistra) di un singolo impulso agli attosecondi generato nel regime “ $\lambda^3$ ” (30) di riflessione nonlineare da un bersaglio ad alta densità (a destra). L’immagine dell’impulso è stata scelta come logo per il progetto ELI.

tune condizioni il plasma irraggiato si comporta come uno specchio in moto a velocità prossima a  $c$ , in grado quindi di aumentare la frequenza e di accorciare la durata dell'impulso incidente creando le condizioni per ottenere campi ultraintensi su intervalli di spazio e tempo estremamente brevi. Questa strategia, la cui investigazione sperimentale è tra gli obiettivi di ELI, apre quindi la possibilità di usare laser superintensi per studiare effetti caratteristici di QED quali la creazione di coppie, la birifrangenza del vuoto, o l'effetto Hawking-Unruh<sup>(31)</sup>.

## 9. – Conclusioni

Le innovative tecniche di amplificazione degli impulsi laser ultracorti hanno avviato una corsa, che sembra inarrestabile, verso intensità sempre più elevate. Gli scenari fisici che così vanno dischiudendosi e le applicazioni che ne seguono stanno impegnando numerosi gruppi di ricerca in tutto il mondo. L'aspetto forse più saliente di questo campo di ricerca consiste nella sua interdisciplinarietà, che sta coinvolgendo assieme esperti di fisica del plasma, fisica nucleare e delle particelle elementari o di astrofisica, così come scienziati interessati in applicazioni tecnologiche che vanno dalla fisica dei materiali alla medicina, in un'"avventura" della quale è ancora difficile prevedere tutta la portata.

In Italia gruppi sperimentali e teorici da tempo impegnati in studi sull'interazione laser-materia ad alte intensità hanno favorito l'avvio di un Progetto Strategico dell'INFN, che oggettivamente pone il nostro Paese in una posizione di primo piano nello scenario mondiale. Con il progetto PLASMONX si sta realizzando presso i LNF una facility unica nel suo genere, dove un laser ultra-intenso (300 TW) potrà essere sincronizzato con un LINAC di avanzata concezione, consentendo esperimenti pilota sull'accelerazione a plasma e sorgenti innovative di radiazione X-gamma monocromatica.

Anche grazie a questo considerevole impegno nazionale, l'Italia risulta largamente coinvolta nel più vasto programma ELI, recentemente incluso fra i 35 progetti selezionati da ESFRI (*European Strategy Forum on Research Infrastructures*) sulla *roadmap* per un loro finanzia-

mento all'interno di FP7. ELI sarà la prima facility dedicata agli studi fondamentali dell'interazione laser-materia in un nuovo ed insuperato regime di intensità laser, il cosiddetto regime ultra-relativistico ( $I > 10^{23}$  W/cm<sup>2</sup>).

## Bibliografia

- (1) "Death-Ray test", *Science* **310** (2005) 435.
- (2) D. STRICKLAND e G. MOUROU, *Optics Commun.* **55** (1985) 219.
- (3) G. MOUROU e V. YANOVSKY, "Relativistic Optics; a Gateway to Attosecond Physics" *Optics & Photonics News*, May (2004), p. 40.
- (4) <http://www.lnf.infn.it/acceleratori/plasmonx/>
- (5) <http://www.lnf.infn.it/acceleratori/sparc/>
- (6) <http://www.uniss.it/istituti/matfis/mambo.html>
- (7) <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/f05/PAPERS/MOPP016.PDF>
- (8) <http://www.extreme-light-infrastructure.eu/>
- (9) <http://www.hiperlaser.eu/>, S. ATZENI, D. BATANI e L. A. GIZZI, *Nuovo Saggiatore*, questo numero, p. 64.
- (10) <http://www-lmj.cea.fr/html/cea.htm>
- (11) <http://www.llnl.gov/nif/project/>
- (12) G. MOUROU, T. TAJIMA e S. V. BULANOV, *Rev. Mod. Phys.* **78** (2006) 309.
- (13) D. GIULIETTI, "Shaped pre-formed plasmas for laser wakefield acceleration experiments", in: *Atoms and Plasmas in Superintense Laser Fields*, *SIF Conf. Proc.* vol. **88** (SIF, Bologna) 2004, p. 119.
- (14) T. TAJIMA e J. M. DAWSON, *Phys. Rev. Lett.* **43** (1979) 262.
- (15) S. P. D. MANGLES *et al.*, *Nature*, **431** (2004) 535; G. GEDDES *et al.*, *Nature*, **431** (2004) 538; G. FAURE *et al.*, *Nature*, **43** (2004) 541.
- (16) D. GIULIETTI e L. A. GIZZI, *Rivista Nuovo Cimento* **21**, n. 10 (1998).
- (17) <http://ilil.ipcf.cnr.it/>
- (18) A. ROUSSE, C. RISCHÉL e J.-C. GAUTHIER, *Rev. Mod. Phys.* **73** (2001) 17.
- (19) A. ROUSSE *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **93** (2004) 135005.
- (20) P. TOMASSINI *et al.*, *Appl. Phys. B: Laser & Optics* **80** (2005) 419.
- (21) E. CLARK *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000) 670; A. MAK-SIMCHUK *et al.*, *ibid.* 4108; R. SNAVELY *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **85** (2000) 2945.
- (22) L. ROMAGNANI *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **95** (2005) 195001.
- (23) B. HEGELICH *et al.*, *Nature* **439** (2006) 441; H. SCHWOERER *et al.*, *ibid.* 445; T. TONCIAN *et al.*, *Science* **312** (2006) 410.
- (24) F. TERRANOVA *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, **558** (2006) 430.
- (25) F. KRAUSZ, "Relativistic Optics; a Gateway to Attosecond Physics" *Optics & Photonics News*, May (2004), 40.
- (26) J. ITATANI *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **88** (2002) 173903; R. KIENBERGER *et al.*, *Nature*, **427** (2004) 817.
- (27) G. SANSONE *et al.*, *Science*, **314** (2006) 443.
- (28) N. NAUMOVA *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **93** (2004) 195003; A. MACCHI, *Appl. Phys. B: Laser & Optics*, **82** (2006) 337.
- (29) S. V. BULANOV *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **91** (2003) 085001; S. GORDIENKO *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005) 103903; F. PEGORARO *et al.*, *Phys. Lett. A*, **347** (2005) 133.
- (30) N. NAUMOVA *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **92** (2004) 063902.
- (31) P. CHEN e T. TAJIMA, *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 256.