

Manipolare impulsi di luce nello spazio-tempo

Presentiamo un breve riassunto di alcune tecniche originali sviluppate nel Centro Ricerche ENEA di Frascati che permettono di modulare in modo 'estremo' le caratteristiche spaziali e temporali della luce emessa dai sistemi laser, per rendere l'impulso laser spazialmente omogeneo, per raggiungere il limite di diffrazione e per ottenere impulsi con durata di appena un miliardesimo di secondo. In particolare, descriviamo i risultati sperimentali ottenuti applicando queste tecniche ai sistemi laser Eccimeri che emettono impulsi di luce ultravioletta.

Queste tecniche hanno suscitato grande interesse e attenzione da parte di diversi Laboratori internazionali, e alcune di esse sono state brevettate

DOI 10.12910/EAI2015-096

■ S. Bollanti, P. Di Lazzaro, F. Flora, L. Mezi, D. Murra, A. Torre

Introduzione

È sicuramente capitato a molti di noi di percepire l'annullamento della continuità del movimento in presenza di luci stroboscopiche, o di osservare come la luce emessa da una lampadina sia trasformata in un fascio direzionale quando viene posta nel fuoco di uno specchio parabolico, come nei fari delle automobili. In entrambi i casi, per ottenere il risultato desiderato è stata effettuata una manipolazione della luce, rispettivamente nel dominio del tempo e in quello dello spazio. In questo articolo riassumiamo alcune tecniche sviluppate in modo originale nel Centro ENEA di Frascati che permettono di modulare in modo 'estremo' le caratteristiche spaziali e temporali della luce emessa dai sistemi laser per rendere uniforme la distribuzione spaziale dell'intensità dei fasci di luce, per raggiungere il limite di diffrazione e per ottenere impulsi con durata di appena un miliardesimo di secondo. Alcune di queste

tecniche sono state brevettate e hanno suscitato grande interesse e attenzione da parte di diversi Laboratori internazionali.

Modulare la forma spaziale dell'intensità dei fasci di luce

Esistono molte applicazioni della luce, per esempio nei campi industriale e medico, come anche nell'ambito della ricerca, per le quali occorre distribuire in modo uniforme la radiazione luminosa su una data superficie. Contrariamente a quanto ci si possa aspettare, ottenere questo risultato non è semplice. Anche la radiazione coerente emessa da un laser spesso non soddisfa i requisiti più stringenti di uniformità spaziale e nettezza dei bordi del fascio. Se osservata su uno schermo o misurata su un piano perpendicolare alla propria direzione di propagazione, la radiazione laser presenta, infatti, una distribuzione spaziale di intensità spesso irregolare e decrescente allontanandosi dal centro del fascio. Lo possiamo osservare anche nel caso del laser Hercules dell'ENEA, uno dei laser ad

Contact person: Sarah Bollanti
sarah.bollanti@enea.it

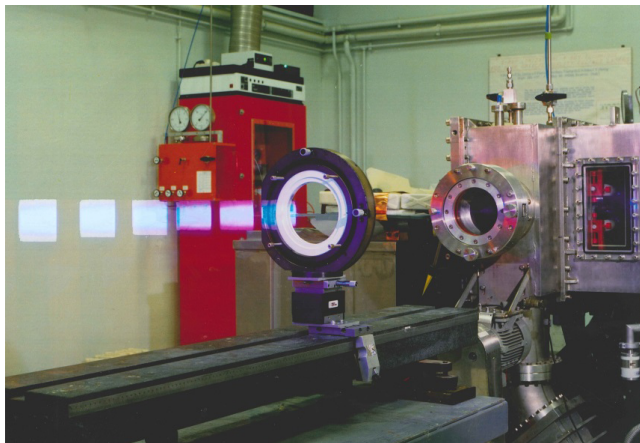


FIGURA 1 Sequenza di impulsi del laser Hercules a XeCl (cloruro di xenon), operante nei Laboratori ENEA di Frascati; gli impulsi ultravioletti sono visibili grazie alla fluorescenza da essi indotta su lastre di plexiglass
Fonte: ENEA

eccimeri con maggiore dimensione del fascio laser al mondo [1-3]. Nella foto della Figura 1 il fascio laser ultravioletto (invisibile al nostro occhio) è visualizzato grazie alla sua interazione con una successione di lastre di plexiglass, nelle quali la luce ultravioletta induce un'emissione bluastra. Sono così osservabili le "impronte" generate da diversi impulsi del laser, che rivelano qualitativamente le disuniformità nella distribuzione della radiazione.

Molti campi di applicazione richiedono una distribuzione di intensità laser altamente uniforme, pertanto è necessario ricorrere ad una manipolazione spaziale del fascio laser. A questo scopo sono stati sviluppati diversi metodi [4, 5], tra i quali il più diffuso consiste nel suddividere la sezione trasversa del fascio in tante sezioni più piccole, e nel farle sovrapporre sul piano di utilizzo. In questo modo le disuniformità dei vari fascetti si mediano e si annullano l'un l'altra. Questo sistema ottico viene chiamato "omogeneizzatore di fascio".

Nella versione più semplice, l'omogeneizzatore di fascio è costituito dalla combinazione di un "divisore", cioè una matrice di lenti sulla quale viene inviato il fascio, ed un "condensatore", un'unica lente che raccoglie tutti i fascetti generati dal divisore e li fa convergere, sovrapponendoli, sul suo piano focale, come illustrato nella Figura 2a.

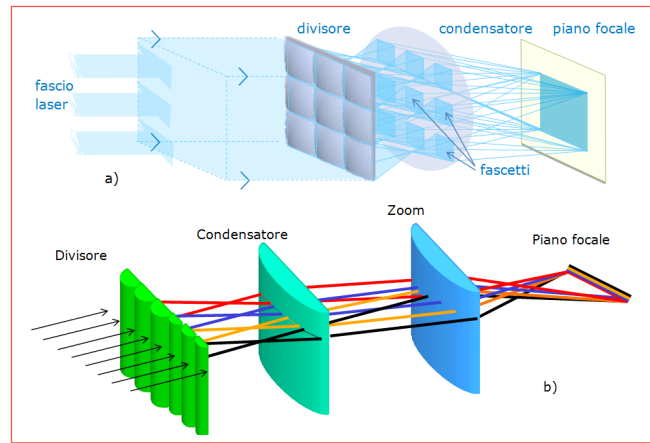


FIGURA 2 Schema di un omogeneizzatore di fascio:
a) omogeneizzatore di tipo tradizionale, con dimensioni finali del fascio fissate ed uguali per i due assi;
b) omogeneizzatore trasfocale brevettato da ENEA (mostrato relativamente ad un solo asse e con lenti del divisore di diversa dimensione), che permette di avere dimensioni finali del fascio variabili ed indipendenti per le due direzioni trasverse, e un grado di omogeneizzazione ottimizzato per le date caratteristiche del fascio in ingresso

Il sistema ottico omogeneizzatore si può rendere molto più efficiente e versatile. Si può ad esempio correggere localmente il livello di disuniformità del fascio laser, adottando dimensioni differenziate delle lenti del divisore, più piccole là dove maggiore è la disuniformità. L'omogeneizzatore può altresì essere progettato in modo che si possa variare con continuità la dimensione dello spot finale, regolando inoltre anche in maniera indipendente larghezza ed altezza, a seconda delle necessità della sua applicazione [6-8]. Tale omogeneizzatore, che prevede l'introduzione di un'ulteriore lente di 'zoom' dopo il condensatore, viene detto trasfocale. Entrambe le caratteristiche citate, adattamento alle disuniformità locali del fascio iniziale e possibilità di variare con continuità le dimensioni del fascio omogeneizzato, sono state ideate e brevettate dall'ENEA [9]. La possibilità di variare indipendentemente larghezza ed altezza del fascio omogeneizzato viene poi realizzata sostituendo lenti sferiche con lenti cilindriche operanti separatamente sulle due direzioni ortogonali. Un esempio di omogeneizzatore trasfocale con lenti cilindriche è mostrato nella Figura 2b.

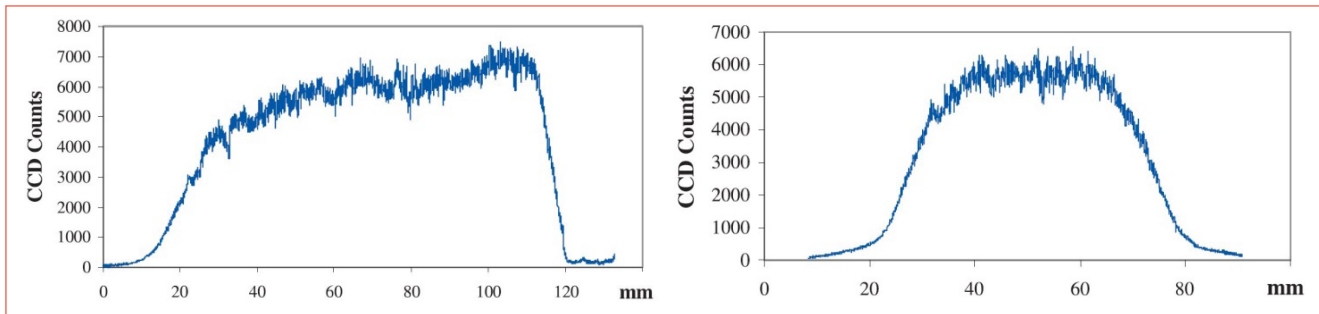


FIGURA 3 Profili di intensità del fascio del laser Hercules prima di passare nell'omogeneizzatore, sul piano ortogonale alla direzione di propagazione, lungo l'asse orizzontale (a sinistra) e verticale (a destra)
Fonte: [6]

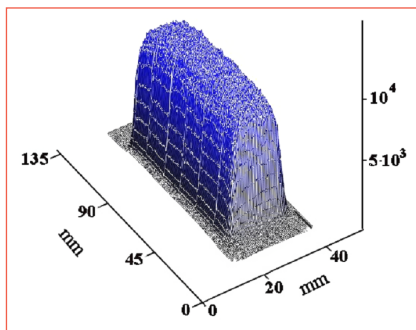


FIGURA 4 Profilo di intensità 3-D del fascio del laser Hercules, sul piano ortogonale alla direzione di propagazione, dopo l'omogeneizzatore ENEA
Fonte: [6]

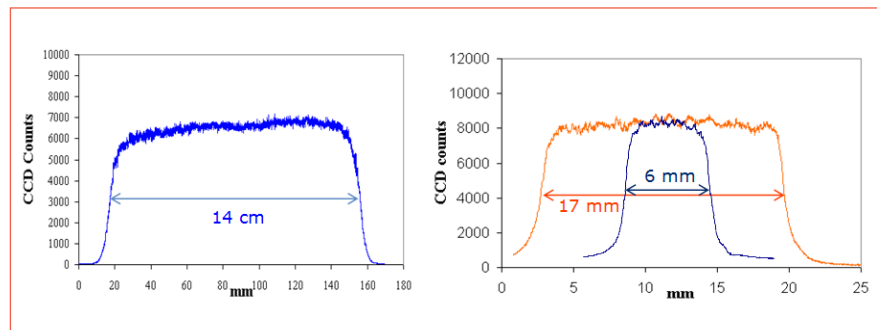


FIGURA 5 Profili di intensità del fascio del laser Hercules dopo l'omogeneizzatore ENEA, sul piano ortogonale alla direzione di propagazione, in orizzontale (a sinistra) ed in verticale per due diversi fattori di zoom (a destra). Da confrontare con gli analoghi profili del fascio laser in ingresso all'omogeneizzatore mostrati nella Figura 3
Fonte: [7]

Tornando al fascio del laser Hercules, per renderlo spazialmente uniforme è stato progettato e realizzato un omogeneizzatore che permettesse di variare la dimensione dello spot finale in una sola direzione, quindi con un'unica lente zoom cilindrica [6-7].

È stata effettuata una misura quantitativa della distribuzione spaziale dell'intensità del fascio prima del suo ingresso nell'omogeneizzatore, tramite una fotocamera CCD. Nella Figura 3 sono riportati i profili di intensità laser ottenuti nelle due direzioni orizzontale (al centro verticalmente) e verticale (al centro orizzontalmente).

Dopo aver fatto propagare il fascio attraverso l'omogeneizzatore ENEA, si ottiene la distribuzione di in-

tensità mostrata nella Figura 4 con rappresentazione in 3-D e nella Figura 5 tramite profili, con due diversi fattori di zoom per la direzione verticale. È evidente dal confronto tra la Figura 3 e la Figura 5 che l'uniformità della distribuzione spaziale di intensità del fascio e la ripidità dei suoi bordi sono nettamente migliorate.

Il fascio omogeneizzato del laser Hercules è stato utilizzato con successo in numerosi trattamenti superficiali, come, per esempio, la ricristallizzazione del silicio amorfo (finalizzata alla realizzazione di transistor a film sottile), la rimozione controllata di graffiti da diversi materiali (metalli, pietre, gomma), la pulizia e disossidazione dell'alluminio [10-12].

Modulare la focalizzabilità dei fasci di luce

C'è un'altra importante caratteristica della luce laser che si può notevolmente migliorare con un'opportuna manipolazione spaziale del fascio: il parallelismo durante la propagazione e quindi la focalizzabilità. In termini più scientifici, questa caratteristica dipende dalla regolarità del fronte d'onda del fascio laser in uscita dal risonatore (o cavità ottica) ed è quantificata tramite la divergenza intrinseca del fascio stesso. A differenza dell'uniformità spaziale, la divergenza intrinseca non è migliorabile una volta che il fascio laser è stato generato, a meno di non accettare di perdere una buona parte dell'energia del fascio stesso.

Per ottenere da un laser emissione di radiazione a bassa divergenza, quindi di alta qualità ottica, si deve allora intervenire nella fase iniziale di formazione del fascio all'interno del risonatore ottico, risonatore che deve introdurre alte perdite sui modi trasversi di oscillazione più divergenti. Tali risonatori sono detti instabili e sono stati oggetto di esteso studio e sviluppo nei Laboratori ENEA di Frascati. Nella Figura 6 vengono riportate come esempio una cavità instabile di tipo autofiltrante (SFUR) [13-15] e la sua generalizzazione (GSFUR),

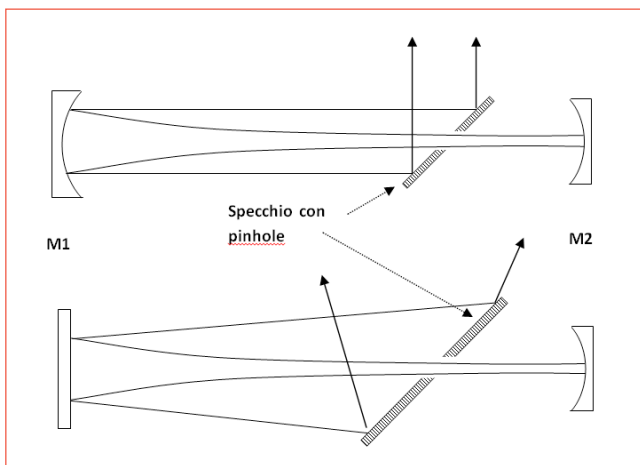


FIGURA 6 Schema di cavità instabile di tipo SFUR (sopra) e GSFUR (sotto). Nella realizzazione pratica di questi risonatori, il *pinhole* (forellino) è ricavato su di uno specchio totalmente riflettente inclinato di circa 45°, che opera come accoppiatore di uscita. M1 e M2 sono gli specchi del risonatore ottico totalmente riflettenti

quest'ultima ideata dal nostro Laboratorio per estrarre maggiore energia dal mezzo attivo mantenendo la stessa selezione dei modi trasversi [16, 17].

La presenza del *pinhole*, su cui gli specchi del risonatore focalizzano la radiazione intracavitaria, aiuta a selezionare rapidamente le componenti a più bassa divergenza, dato che solamente i raggi che si propagano pressoché paralleli all'asse ottico passano per il foro, la cui dimensione è scelta opportunamente.

La divergenza del fascio laser emergente dallo SFUR risulta vicina al limite teorico θ_{di} dovuto alla diffrazione, determinato dalla dimensione trasversa del fascio D e dalla sua lunghezza d'onda λ :

$$\theta_{di} = k \times \lambda / D,$$

dove il valore della costante k è compreso tra 1,27 (nel caso di profilo di intensità gaussiano) e 2,44 (profilo di intensità piatto, cosiddetto *top-hat*).

La determinazione sperimentale della divergenza θ di un fascio laser reale si effettua misurando la dimensione d dello spot generato da una lente di lunghezza focale f priva di aberrazioni, essendo le tre grandezze legate dalla relazione:

$$d = \theta \times f$$

Tuttavia, bisogna tenere presente che la misura della dimensione dello spot laser non è banale. Si può paragonare alla misura del diametro di un batuffolo di lana: così come il diametro del batuffolo cambia a seconda di quanto lo si stringe tra gli estremi di un calibro, così il diametro di uno spot laser dipende dagli estremi scelti sul profilo spaziale di intensità: prendere gli estremi del profilo dall'inizio della salita del profilo dell'intensità (valore zero) alla fine (sempre valore zero) sembra una buona idea ma non è fattibile, perché esiste sempre un rumore alla base del profilo che falsifica la determinazione del punto "zero". Convenzionalmente, in molti casi si scelgono come estremi i punti in cui il valore di intensità è pari a $1/e^2 = 0,135$ dell'intensità di picco, che garantisce di essere al di sopra dell'eventuale rumore di fondo. Il rapporto θ / θ_{di} è un parametro pari a quante volte la divergenza del fascio laser è superiore al suo valore minimo, ed è denominato *Times Diffraction Limit* (TDL) [18].

Utilizzando una cavità instabile di tipo GSFUR, il laser ad eccimeri Ianus dei Laboratori ENEA di Frascati [19, 20] ha generato un fascio molto vicino al suo limite di diffrazione. Abbiamo misurato dapprima il profilo spaziale di intensità in uscita dal laser (*near field*), che è riportato in Figura 7a, necessario per determinare la divergenza minima ad esso associata, cioè quella limitata dalla diffrazione. Nella figura i punti sono i dati sperimentali e la curva continua ne è l'interpolazione con una funzione prodotto di convoluzione tra una gaussiana ed una funzione rettangolo [21]. Il minimo al centro della distribuzione è dovuto alla presenza del foro sullo specchio di uscita.

Successivamente è stata misurata la distribuzione spaziale di intensità del fascio di Ianus nel fuoco di una lente (*far field*) e confrontata con quella che avrebbe un fascio ideale al limite diffrattivo, quest'ultima ricavata in maniera immediata grazie alle particolari proprietà di propagazione della funzione utilizzata per l'interpolazione del *near field* [21]. Il risultato del confronto, riportato in Figura 7b, fornisce il valore TDL = 1.1, cioè la divergenza ottenuta è solo il 10% maggiore di quella minima teoricamente ottenibile. Si tratta di un risultato di eccezionale valore.

I fasci di luce laser a bassa divergenza sono altamente focalizzabili, per cui la potenza del laser può essere concentrata su superfici molto piccole. Questa condizione, se ottenuta su fasci laser di alta potenza, permette di raggiungere intensità molto elevate, fino a $>10^{20}$ W/cm² (nel caso

di impulsi ultracorti), aprendo la strada alla generazione ed allo studio di plasmi puntiformi e a tutte le applicazioni della radiazione emessa da questi ultimi [22-24].

Modulare la durata degli impulsi di luce laser

Sin dai primi sistemi laser impulsati realizzati intorno al 1960, si è presentata la necessità di poter variare la durata degli impulsi laser rispetto alla loro naturale lunghezza temporale (*free-running*) che varia di diversi ordini di grandezza, dai millisecondi alle decine di nanosecondi, a seconda delle caratteristiche di guadagno e di vita media dello stato eccitato del mezzo attivo. Moltissime tecniche sono state proposte da allora, ricordiamo (senza nostalgia) tra le prime un prisma posto all'interno del risonatore ottico, messo in rapidissima rotazione da un piccolo motore: la rapida rotazione del prisma permetteva all'impulso di luce propagantesi all'interno della cavità ottica di "vedere" entrambi gli specchi della cavità per un tempo brevissimo, "forzando" il mezzo attivo a generare l'impulso laser in quella breve finestra temporale, dopo aver accumulato una grande inversione di popolazione durante il periodo in cui il prisma, ruotando, era disallineato rispetto agli specchi. Si trattava della prima versione della tecnica cosiddetta a 'impulso gigante' (*Q-switch*), ed oltre alla difficoltà di ottenere risultati riproducibili, l'intenso ru-

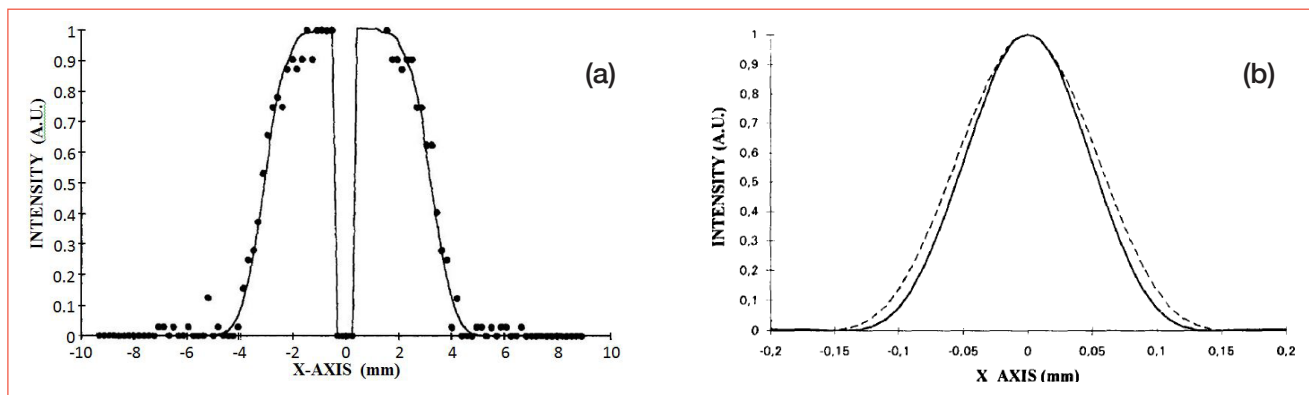


FIGURA 7 Profili spaziali di intensità del laser ad eccimeri Ianus equipaggiato con GSFUR: a) all'uscita del laser (*near field*), dove i punti sono i dati sperimentali e la linea continua la loro interpolazione; b) nel fuoco di una lente (*far field*), dove la linea tratteggiata è il profilo misurato sperimentalmente e quella continua è la distribuzione del fascio limitato per diffrazione
Fonte: [18]

more del motorino rendeva i ricercatori ipoacusici per periodi più o meno lunghi al termine degli esperimenti. Negli anni a seguire, le tecniche di accorciamento dell'impulso si sono raffinate, ma rimaneva il problema di generare una durata dell'impulso variabile a piacere a seconda delle esigenze: infatti, ciascuna tecnica proposta (*Q-switch* e *mode locking*, tra le più popolari) permetteva un accorciamento dell'impulso free-running ad un dato valore, non modificabile in modo semplice.

Partendo dai risultati della tecnica di auto-iniezione laser proposta alla fine degli anni 70 per laser a dye e a stato solido [25], in seguito perfezionata nel Laboratorio di Ottica Quantistica dell'Università di Roma [26], abbiamo sviluppato nel nostro Laboratorio Eccimeri una versione modificata di auto-iniezione [27, 28] che consente di ottenere impulsi laser ultravioletti di durata variabile da 2 ns a 12 ns, come descritto nel seguito.

In riferimento alla Figura 8, all'inizio la luce emessa dal mezzo attivo (AM) è sotto soglia di emissione laser, riempie tutto il risonatore e viene polarizzata linearmente dal polarizzatore P. La cella di Pockels (PC) è un cristallo KH_2PO_4 che ruota la polarizzazione della luce di una quantità che dipende dalla tensione applicata agli elettrodi posti intorno al cristallo [29].

Applicando una tensione tale da sfasare di un quarto di lunghezza d'onda i raggi straordinari e ordinari all'interno della PC (cioè trasformando la polarizzazione da lineare a circolare) per una durata uguale al tempo necessario alla luce per fare un giro completo del risonatore (ovvero $T_g = 2(L_1 + L_2)/c$, dove c è la velocità della luce), tutta la radiazione che all'inizio dell'impulso di tensione alla PC è contenuta tra PC e M2 viene espulsa dal

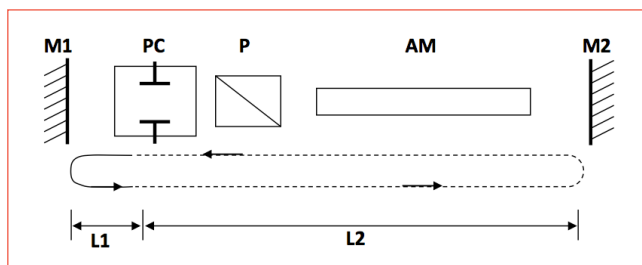


FIGURA 8 Schema del sistema laser auto-iniettato. AM è il mezzo attivo laser inserito nel risonatore ottico delimitato dai due specchi totalmente riflettenti M1 ed M2; P è il polarizzatore; PC è la cella di Pockels

polarizzatore P, perché passa due volte attraverso la PC e quindi la polarizzazione viene sfasata due volte di un quarto di lunghezza d'onda, ovvero la luce viene polarizzata linearmente in direzione perpendicolare rispetto alla polarizzazione iniziale [29]. Viceversa, la radiazione compresa tra PC ed M1 (Figura 8) passa solo una volta attraverso la PC, e quindi la polarizzazione circolare acquisita viene solo in parte espulsa da P.

La parte non espulsa è un "seme" di luce, di durata $2L_1/c$, che continua a propagarsi nel risonatore e viene amplificato dal mezzo attivo (Figura 9a) in modo molto efficace, perché gli specchi M1 ed M2 sono totalmente riflettenti, quindi non ci sono perdite. In pratica, è come se avessimo iniettato nel risonatore ottico un impulso di durata $2L_1/c$ proveniente da un laser esterno: in questo senso si parla di auto-iniezione.

Quando l'intensità raggiunge il valore massimo, un secondo impulso di tensione alla PC ruota la polarizza-

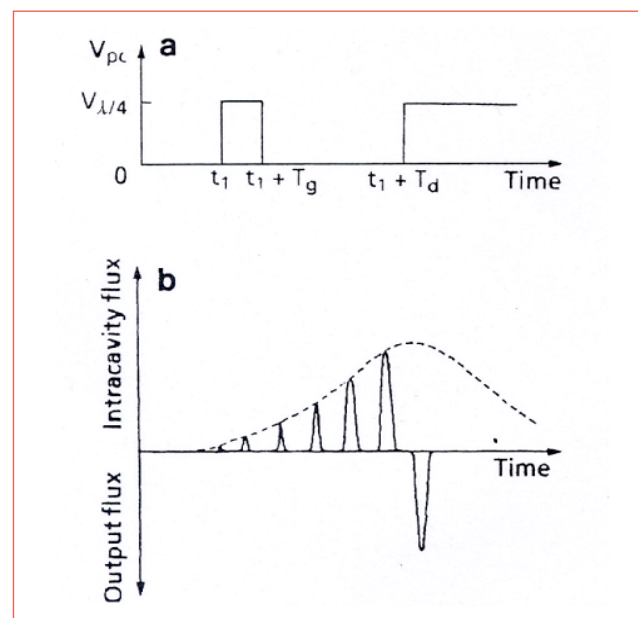


FIGURA 9 Schema di funzionamento elettro-ottico della tecnica di auto iniezione. a) Successione di impulsi elettrici applicati alla cella di Pockels. b) Corrispondente evoluzione dell'impulso laser all'interno del risonatore ottico. L'impulso estratto dal risonatore è disegnato 'negativo' per motivi di chiarezza grafica. Le scale temporali in a) e b) sono sincronizzate
Fonte: [28]

zione dell'impulso, che ha molte probabilità di trovarsi tra PC ed M2, perché $L2 \gg L1$ (Figura 8). L'impulso laser, trovandosi tra PC ed M2, attraversa due volte la PC acquisendo una polarizzazione lineare in direzione perpendicolare rispetto a P e quindi viene espulso da P, esce dal risonatore laser per essere utilizzato, vedi Figura 9b.

In questo modo, abbiamo estratto dal risonatore un

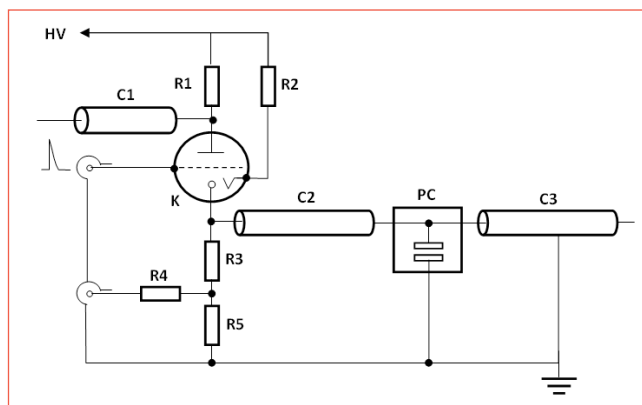


FIGURA 10 Schema del circuito elettrico in grado di generare impulsi elettrici di circa 1 kV con tempi di salita dell'ordine di 1 ns sulla cella di Pockels PC. C1, C2 e C3 sono cavi coassiali di lunghezza variabile; K è un krytron KN22 della EG&G; R1=11,8 M Ω ; R2=12,7 M Ω ; R3=40 Ω ; R4=40 Ω ; R5=12 Ω
Fonte: [27]

impulso di durata pari a $2L1/c$, molto più breve della durata free-running che è pari a $2N(L1+L2)/c$, dove $N \gg 1$ è un parametro che dipende dalla durata del guadagno sopra soglia del mezzo attivo laser. È chiaro che semplicemente variando $L1$ (vedi Figura 8) possiamo selezionare la durata degli impulsi laser a piacimento.

Tuttavia, quanto esposto è il principio di funzionamento ideale. Dallo schema in Figura 9, è chiaro che un impulso laser di durata pari a $2L1/c$ si ottiene solo se il tempo di salita dell'impulso di tensione è istantaneo. Per tempi di salita diversi da zero, la durata dell'impulso è sempre maggiore di $2L1/c$. Sorge quindi la necessità di realizzare un circuito in grado di applicare alla PC un impulso elettrico di circa 1kV con un tempo di salita più breve possibile. La Figura 10 mostra lo schema del circuito che abbiamo progettato e realizzato, e che ha generato impulsi elettrici da 850 V sulla PC con tempo di salita 10%-90% di 1 ns.

Durante il tempo di salita di un nanosecondo la luce si propaga per 30 cm, e la polarizzazione della luce che passa nella PC viene ruotata a valori intermedi, quindi viene espulsa dal polarizzatore P in percentuali variabili col tempo, e le perdite possono essere quantificate solo da un accurato codice di calcolo che simula l'evoluzione temporale dell'impulso laser al variare dei diversi parametri geometrici del risonatore, del valore e del momento di applicazione della tensione alla PC, e dei tempi di salita della stessa tensione. I risultati del

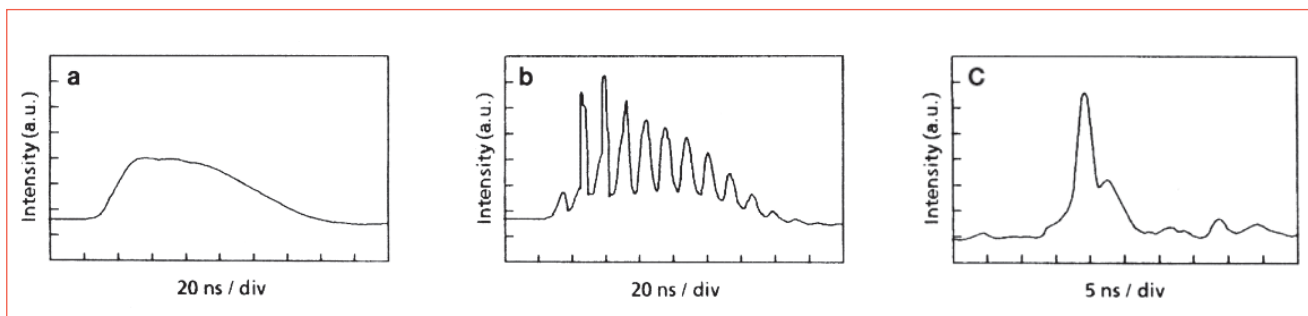


FIGURA 11 Evoluzione temporale dell'impulso laser all'interno del risonatore in diverse condizioni. a) Quando la PC è spenta (free-running). b) Quando viene applicato alla PC il primo impulso di tensione ma non il secondo per estrarre l'impulso laser, vedi Figura 8a. c) Impulso laser estratto. Bisogna tenere conto che la durata temporale degli impulsi è integrata dal tempo di salita di 2,2 ns del sistema di rivelazione (fotodiodo + cavo coassiale + oscilloscopio). Dopo opportuna deconvoluzione, la 'vera' durata dell'impulso laser in c) risulta pari a 1,8 ns a metà altezza
Fonte: [28]

codice di calcolo che abbiamo sviluppato [28] hanno permesso di ottimizzare le prestazioni della tecnica di auto-iniezione applicata ad un laser eccimero XeCl, ottenendo tra l'altro risultati sperimentali in ottimo accordo con le previsioni teoriche. Abbiamo generato impulsi laser di durata variabile tra 1,8 ns e 12,1 ns, con energia associata all'impulso variabile tra 4 mJ e 7 mJ, ed un aumento di intensità di picco rispetto al free-running pari a 3.

La Figura 11 mostra le tipiche evoluzioni temporali

dell'impulso laser all'interno del risonatore a PC spenta, a PC attivata ma senza estrazione dell'impulso, e un impulso laser di uscita dal risonatore (*cavity-dumped*) (vedi anche la Figura 9b). ●

Sarah Bollanti, Paolo Di Lazzaro, Francesco Flora, Luca Mezi, Daniele Murra

ENEA, Dipartimento Fusione e Tecnologie per la Sicurezza Nucleare, Laboratorio sorgenti, antenne e diagnostiche

Amalia Torre

ENEA, Dipartimento Fusione e Tecnologie per la Sicurezza Nucleare, Laboratorio teoria, simulazione e modellistica

abstract

Space- and time-modulation of light pulses

We present a brief summary of some original techniques developed at the ENEA Frascati Research Center that allow modulating the spatial and temporal characteristics of the light emitted by laser systems, to make homogeneous the spatial distribution of the laser intensity, to reach the diffraction limit and to obtain pulses with duration down to billionth of a second. In particular, we describe the experimental results obtained by applying these techniques to Excimer lasers emitting ultraviolet light pulses. Some of these techniques have been patented and attracted great interest and attention from various international laboratories.

bibliografia

- [1] S. Bollanti, P. Di Lazzaro, F. Flora, G. Giordano, T. Hermesen, T. Letardi, C. E. Zheng (1990), "Performance of a ten-liter electron avalanche discharge XeCl laser device", *Appl. Phys. B*, 50, 415-423
- [2] S. Bollanti, P. Di Lazzaro, F. Flora, T. Letardi, N. Lisi, C. E. Zheng (1992), "Space and time resolved discharge evolution of a large volume x-ray triggered XeCl laser system", *Appl. Phys. B*, 55, 84-91
- [3] T. Letardi, S. Bollanti, P. Di Lazzaro, F. Flora, N. Lisi, C. E. Zheng (1992), "Some design limitations for large-aperture high-energy per pulse excimer lasers", *Il Nuovo Cimento D*, 14, 495-507
- [4] F.M. Dickey, S.C. Holswade (2000), *Laser Beam Shaping: Theory and Techniques*, M. Dekker, New York, Basel
- [5] F.M. Dickey "Laser Beam Shaping", *Optics and Photonics News*, 14, 30-35 (2003)
- [6] S. Bollanti, P. Di Lazzaro, D. Murra, E. Tefouet Kana and G. Felici, "Edge steepness and plateau uniformity of a nearly flat-top-shaped laser beam", *Appl. Phys. B*, 78, 195-198 (2004)
- [7] S. Bollanti, P. Di Lazzaro, D. Murra, "More about the light beam shaping by the integration method", *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, 28, 179-186 (2004)
- [8] S. Bollanti, P. Di Lazzaro, D. Murra, "Performance of a zoom homogenizer for reshaping coherent laser beams", *Opt. Comm.*, 264, 174-179 (2006)
- [9] D. Murra, S. Bollanti, P. Di Lazzaro (2000), "Sistema ottico per la omogeneizzazione spaziale di fasci di luce, con uscita a sezione variabile", Brevetto No. IT01316395, U.I.B.M.; D. Murra, S. Bollanti, P. Di Lazzaro (2003), "Optical system for homogenization of light beams, with variable cross-section output", United States Patent No. US 6,639,728
- [10] A. Pecora, R. Carluccio, L. Mariucci, G. Fortunato, D. Murra, S. Bollanti, P. Di Lazzaro (2003), "Observation of super lateral growth in long pulse (170 ns) excimer laser crystallization of a-Si", *Thin Solid Films*, vol. 427, pp. 319-323
- [11] P. Di Lazzaro, D. Murra, S. Bollanti (2006), "Rimozione di graffiti mediante tecnologia laser", *Trattamenti e Finiture*, vol. 2, Aprile 2006, pp. 70-77, Tecniche Nuove Editore, Milano
- [12] S. Bollanti, P. Di Lazzaro, D. Murra, M. Piccinini (2006), "Pulizia e disossidazione di alluminio mediante irraggiamento laser", *Trattamenti e Finiture*, vol. 6, ottobre 2006, pp. 66-71, Tecniche Nuove Editore, Milano
- [13] P. G. Gobbi, S. Morosi, G. C. Reali, and Amin S. Zarkasi (1985), "Novel unstable resonator configuration with a self-filtering aperture: experimental characterization of the Nd:YAG loaded cavity", *Applied Optics*, vol. 24, Issue 1, pp. 26-33

- [14] V. Boffa, P. Di Lazzaro, G. Gallerano, G. Giordano, T. Hermesen, T. Letardi, C.E. Zheng (1987), "Self-filtering unstable resonator operation of XeCl excimer laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 23, pp. 1241-1244
- [15] R. Barbini, A. Ghigo, A. Palucci, S. Ribezzo (1988), "Line tunable tea CO₂ laser using SFUR configuration", *Opt. Comm.*, vol. 68, Issue 1, pp. 41-44
- [16] P. Di Lazzaro, T.W.P.M. Hermesen, C. Zheng (1988), "A generalization of the self-filtering unstable resonator", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 24, Issue 8, pp. 1543-1547
- [17] S. Bollanti, P. Di Lazzaro, D. Murra, C.E. Zheng (2002), "More about the self-filtering unstable resonators", *Opt. Comm.*, vol. 209, pp. 383-389
- [18] S. Bollanti, P. Di Lazzaro, D. Murra (1997), "How many times is a laser beam diffraction-limited?", *Opt. Comm.* 134, 503-513
- [19] S. Bollanti, P. Di Lazzaro, F. Flora, T. Letardi, D. Murra, C. Petrucci, O. Uteza (1996), "Study of a compact three-electrode oscillator-amplifier excimer laser system", *Opt. Comm.*, 132, 565-573
- [20] S. Bollanti, P. Di Lazzaro, F. Flora, G. Giordano, T. Letardi, G. Schina, C.E. Zheng (1998), "lanus, the three-electrode excimer laser", *Appl. Phys. B*, 66, 401-406
- [21] S. Bollanti, P. Di Lazzaro, D. Murra, A. Torre, C.E. Zheng (2005), "Propagation of doughnut-shaped super-Gaussian beams, convolution theorem and Hankel transform", *J. Mod. Opt.*, vol. 52, n. 4, pp. 551-561
- [22] S. Bollanti et al. (1998), "Soft X-ray plasma source for atmospheric-pressure microscopy, radiobiology and other applications", *Il Nuovo Cimento D*, vol. 20, pp. 1685-1701
- [23] S. Bollanti, F. Bonfigli, E. Burattini, P. Di Lazzaro, F. Flora, A. Grilli, T. Letardi, N. Lisi, A. Marinai, L. Mezi, D. Murra, C. Zheng (2003), "High-efficiency clean EUV plasma source at 10-30 nm, driven by a long-pulse-width excimer laser", *Appl. Phys. B*, vol. 76, pp. 277-284
- [24] S. Bollanti, P. Di Lazzaro, F. Flora, L. Mezi, D. Murra, A. Torre (2008), "First results of high-resolution patterning by the ENEA laboratory-scale extreme ultraviolet projection lithography system", *EPL*, vol. 84, 58003-p1-58003-p5
- [25] Y.S. Liu (1979) "Nanosecond pulse generation from a self-injected laser-pumped dye laser using a novel cavity-flipping technique", *Optics Letters*, vol. 3, pp.167-169
- [26] C.H. Brito Cruz, E. Palange, F. De Martini (1984) "A study of the self-injected laser for subnanosecond pulse generation", *Applied Physics B*, vol. 35 pp. 95-104
- [27] P. Di Lazzaro, F. Flora, A. Gerardino, T. Letardi (1993) "XeCl excimer laser system with a continuously tunable output pulsewidth", *Optics Communications*, vol. 95, pp. 336-344
- [28] P. Di Lazzaro, F. Flora, A. Gerardino, T. Letardi (1995) "The self-injected XeCl laser", *Applied Physics B*, vol. 61, pp. 619-628
- [29] Vedi ad esempio https://it.wikipedia.org/wiki/Effetto_Pockels