

## PREMIO NOBEL PER LA FISICA 2018

assegnato a

Arthur Ashkin

*«for for the optical tweezers and their application  
to biological systems»*

e

Gérard Mourou and Donna Strickland

*“for their method of generating high-intensity,  
ultra-short optical pulses”*

di Sergio Musazzi\*



\* Ricercatore e divulgatore scientifico



Lo scorso 2 ottobre, la Royal Swedish Academy of Sciences ha conferito il Premio Nobel per la Fisica 2018 ad Arthur Ashkin, Gérard Mourou e Donna Strickland per «i loro lavori rivoluzionari nel campo della fisica dei laser».

In particolare, Ashkin è stato premiato per le sue «pinzette ottiche» e le loro applicazioni ai sistemi biologici; mentre Mourou e la Strickland hanno ricevuto il premio per lo «sviluppo di metodi che hanno permesso di generare impulsi ottici ultracorti ad altissima intensità».

La giuria di Stoccolma ha inoltre precisato che «i tre vincitori hanno cambiato per sempre la fisica dei laser, permettendo di osservare, sotto una nuova luce, oggetti microscopici e processi rapidissimi: lo sviluppo di laser sempre più potenti e avanzati» – continua la motivazione del premio – «ha permesso, infatti, di mettere a punto strumenti di precisione che hanno spianato la strada verso aree di ricerca inesplorate e che hanno (e avranno) innumerevoli ricadute nel campo industriale e medico, oltre che nella fisica di base».

### Chi sono i vincitori

Arthur Ashkin, a cui è andata la prima metà del premio (l'altra metà è stata divisa in parti uguali dagli altri due vincitori), è un anziano scienziato americano (classe 1922) formatosi alla Columbia University e alla Cornell University.

Fin dagli anni Sessanta del secolo scorso, in concomitanza con lo sviluppo delle prime sorgenti laser, ha lavorato alla manipolazione di micro-particelle mediante fasci di luce coerente, inventando le cosiddette «pinzette ottiche», uno strumento che, come suggerisce il nome, consente di controllare per mezzo della luce (e quindi senza



Arthur Ashkin, Gérard Mourou, Donna Strickland  
(Illustrazione di Niklas Elmehed. Copyright Nobel Media AB 2018)

alcun contatto meccanico), la posizione di particelle microscopiche come atomi, molecole e cellule biologiche. Va ricordato a questo proposito che il lavoro di Ashkin ha fornito le basi per un altro Premio Nobel per la Fisica: quello di Steven Chu (nel 1977) per gli studi condotti sul raffreddamento e intrappolamento degli atomi. Membro di numerose società scientifiche, Ashkin ha svolto tutta la propria attività di ricerca presso i Bell Laboratories. In pensione ormai dal 1992, non ha mai sospeso la propria attività scientifica e continua, come lui stesso ha affermato, a «lavorare da casa».

Gerard Mourou è uno scienziato francese che attualmente collabora con l'Università del Michigan, con l'Ecole Polytechnique di Palaiseau e con altri importanti istituti di ricerca. Negli anni Ottanta, assieme alla Strickland, aveva messo a punto una tecnica innovativa denominata CPA (*Chirped Pulse Amplification*), che permetteva di amplificare un impulso laser in misura molto maggiore rispetto a quanto consentito dai metodi tradizionali. Inoltre, nel 1994 aveva fornito un altro importante contributo riguardante la propagazione dei fasci laser. Sfruttando l'azione combinata dei fenomeni di diffrazione e rifrazione della luce aveva sviluppato una tecnica che consentiva di limitare la divergenza di un fascio laser in propagazione libera.

La canadese Donna Strickland è la terza donna, dopo Maria Curie e Maria Goeppert-Mayer, a vincere il Nobel per la Fisica. Laureata in ingegneria fisica alla Mc Master University (Canada) ha completato il dottorato di ricerca all'Università di Rochester dove, assieme a Mourou (che allora era il suo supervisor), ha contribuito allo sviluppo della CPA. Attualmente lavora presso l'Università di Waterloo in Canada, dove dirige un gruppo di ricerca che si occupa dello sviluppo di laser ultraveloci e ad alta intensità finalizzati allo studio dell'ottica non lineare.

## Le ricerche premiate

### Le pinzette ottiche

Le pinzette ottiche (*optical tweezers*, chiamate anche «trappole ottiche») sono strumenti scientifici che sfruttano fasci laser focalizzati per generare forze (dell'ordine del piconewton) che consentono di intrappolare e manipolare oggetti microscopici (inizialmente solo particelle di materiale dielettrico e assorbente, attualmente anche particelle metalliche e riflettenti).

Il funzionamento delle pinzette ottiche si basa sulla forza di gradiente, vale a dire una forza  $F$  di tipo elastico che si genera all'interno del fascio laser nella direzione perpendicolare a quella di propagazione:

$$F = -kx$$

dove  $k$  è detta *stiffness* della trappola e  $x$  è la distanza dal centro della particella all'asse del fascio laser.

Questa forza venne osservata per la prima volta da Ashkin nel 1969 in un esperimento mirato a riprodurre gli effetti del vento solare. L'esperimento consisteva nell'irraggiare con un fascio laser leggermente focalizzato alcune particelle di silice (di dimensioni micrometriche) sospese in acqua.

Con grande stupore, Ashkin notò che le particelle non solo venivano spinte nella direzione di propagazione del fascio laser a causa della pressione di radiazione – che era il risultato atteso – ma che venivano anche attratte verso l'asse del fascio laser da una forza inaspettata di cui si ignorava l'esistenza.

L'insorgere di questa forza, si è compreso poi, è una conseguenza della conservazione della quantità di moto dei fotoni nell'interazione con le particelle. I fotoni di cui è composto il fascio laser, infatti, possiedono una quantità di moto  $p$  (anche se la loro massa a riposo è nulla) la cui intensità è data dall'espressione:

$$p = hu/\lambda$$

dove  $h$  è la costante di Plank,  $u$  è la frequenza della radiazione elettromagnetica e  $\lambda$  è la corrispondente lunghezza d'onda; la direzione e il verso di  $p$  coincidono con quelli di propagazione del fascio laser.

La quantità di moto della luce può cambiare se viene fatta variare la sua intensità (come per esempio nei fenomeni di assorbimento) o se viene fatta variare la sua direzione di propagazione (per riflessione o rifrazione). In questi casi, si verifica uno scambio di energia fra la luce e l'oggetto che la assorbe, la riflette o la rifrange.

Più precisamente, quando un'onda elettromagnetica è assorbita, riflessa o rifratta da un oggetto, si verifica una variazione della quantità di moto dei fotoni che, per essere compensata (come previsto dal principio di conservazione), richiede che si generi una forza che agendo sull'oggetto provochi una variazione della quantità di moto uguale e contraria.

Nel caso di una particella posta in un fascio di luce focalizzato, la particella risente di due forze differenti: una forza (detta di *scattering*) che spinge la particella nella direzione di propagazione del fascio, e una forza a essa perpendicolare (detta di gradiente) che attira la particella nel punto in cui l'intensità del fascio è massima. Una particella, pertanto, può essere confinata in un punto del fascio luminoso (trappola ottica) se si verificano le seguenti condizioni:

- la forza di gradiente è maggiore della forza di *scattering*;
- l'indice di rifrazione della particella è maggiore di quello del mezzo circostante;
- l'energia cinetica della particella è minore di quella della buca di potenziale creata dalla trappola.

Nonostante il comportamento di una trappola ottica sia sempre lo stesso, l'interpretazione del fenomeno che la genera varia in funzione delle dimensioni della particella o, più precisamente (nell'ipotesi di particelle sferiche di raggio  $R$ ) in funzione del parametro  $Z = R/\lambda$ , rapporto fra il raggio della particella e la lunghezza d'onda della luce.

Nel caso  $Z \ll 1$  (definito regime di Rayleigh) la trappola ottica è descritta dalla teoria elettromagnetica e i fenomeni coinvolti nell'interazione luce-particella sono essenzialmente quelli di assorbimento, diffusione (*scattering*) e ri-emissione. In questo caso la particella è assimilata a un dipolo elettrico e la trattazione matematica del processo si riduce a quella che descrive l'interazione di un'onda elettromagnetica con un dipolo. Nell'ipotesi che la dimensione trasversa della regione di massima focalizzazione del fascio (*beam waist*) sia confrontabile con la lunghezza d'onda della luce e che la particella sia posizionata in questa regione, si ricava che sulla particella agisce una forza di *scattering* (diretta nella direzione di propagazione del fascio) che dipende dalla quantità di luce assorbita e riflessa dalla particella, e una forza di gradiente (diretta nella direzione perpendicolare all'asse del fascio e orientata dalla periferia verso il centro) che invece è direttamente proporzionale all'intensità della radiazione incidente.

Nel caso  $Z \gg 1$  (definito regime di Mie) la trappola ottica può essere descritta in termini qualitativi mediante l'ottica geometrica. Infatti, essendo la particella molto più grande della lunghezza d'onda della radiazione laser, si possono trascurare gli effetti di diffrazione e considerare il fascio di luce incidente come un insieme di raggi luminosi.

Nel caso in cui il fascio laser sia debolmente focalizzato, possieda un profilo d'intensità gaussiano (col massimo di intensità lungo l'asse del fascio) e la particella sia spostata rispetto al suo asse (Figura 1a), la particella è sottoposta a un gradiente d'intensità.

Ne consegue, allora, che il raggio rifratto nella posizione più vicina all'asse del fascio (raggio 2) è più intenso di quello rifratto in una posizione più lontana (raggio 1), e quindi la forza  $F_2$  che nasce dalla variazione della quantità di moto del raggio 2 risulta essere più intensa dell'analoga forza  $F_1$  derivante dalla variazione della quantità di moto del raggio 1. Il risultato (la somma vettoriale delle due forze) è la nascita di una forza di gradiente  $F_{grad}$  che sospende la particella verso l'asse del fascio.

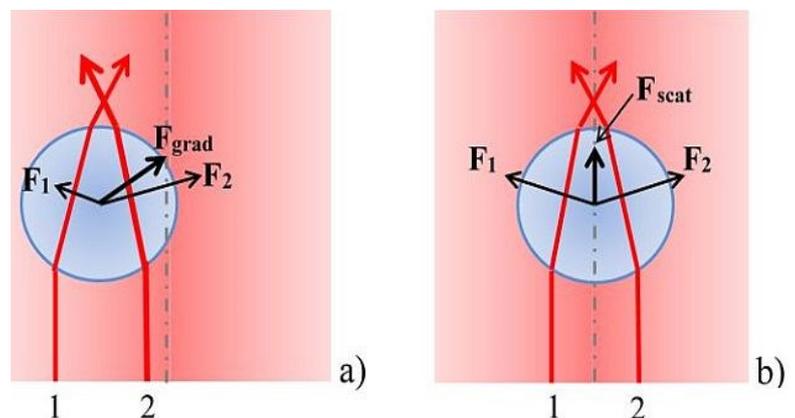


Figura 1 Particella intrappolata in un fascio laser debolmente focalizzato

Quando la particella si trova esattamente in corrispondenza dell'asse del fascio (Figura 1b), la forza di gradiente scompare perché i due raggi rifratti risultano simmetrici e le variazioni della quantità di moto nella direzione ortogonale all'asse si compensano. La particella rimane comunque sottoposta a una forza residua (la forza di scattering  $F_{scat}$ ) che la spinge nella direzione di propagazione del fascio laser.

Per intrappolare la particella anche lungo questa direzione è necessario focalizzare il fascio laser. In questo caso, infatti, la forza di scattering che è presente quando la particella si trova prima del punto focale (Figura 2a) e quella che si genera quando la particella supera questo punto (Figura 2b) hanno verso opposto. Il punto di equilibrio, dove cioè le due forze sono uguali e opposte (e quindi la loro somma è nulla), è situato poco oltre il punto focale, nella direzione di propagazione del fascio. La particella, pertanto, troverà la propria posizione stabile proprio in quel punto.

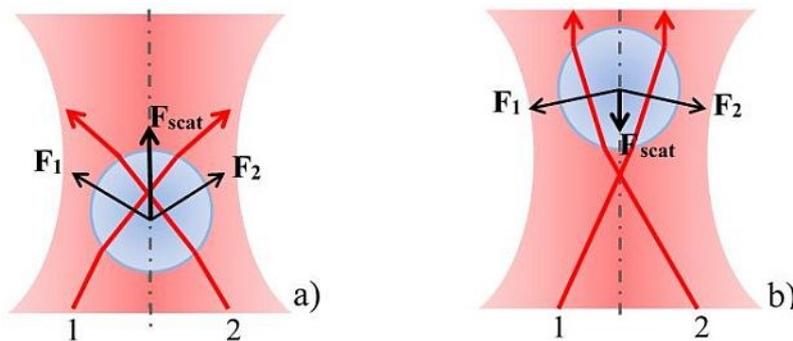


Figura 2 - Particella intrappolata in un fascio laser focalizzato

Nel caso  $Z = 1$  (definito *Complex Region*) è richiesto un approccio molto complesso che richiede la soluzione delle Equazioni di Maxwell. In questo caso ci si trova in una situazione intermedia fra le due precedenti e occorre considerare sia la dimensione della regione focale sia quella della particella.

Questa capacità dei fasci laser focalizzati di catturare una particella in maniera non invasiva e di posizionarla con precisione nelle tre dimensioni è stata utilizzata in numerose applicazioni in ambito scientifico, medico e biologico. Le pinzette ottiche sono state utilizzate, per esempio, per la determinazione delle proprietà reologiche di nuovi materiali nella scienza dei materiali, per la caratterizzazione dei motori molecolari in biologia e nella movimentazione dei condensati di Bose-Einstein in fisica.

Le principali applicazioni, tuttavia, sono state in ambito biologico. Un oggetto biologico, infatti, può essere manipolato senza alcun contatto meccanico (e quindi senza subire contaminazioni), inoltre, utilizzando sorgenti laser con la lunghezza d'onda in una regione spettrale dove l'assorbimento ottico dell'acqua è trascurabile (ad esempio nel medio IR), gli effetti di riscaldamento, che potrebbero danneggiare il campione, sono fortemente ridotti.

Merita, infine, di essere ricordato l'uso delle pinzette ottiche (unitamente a una trappola magnetica) per la cattura e il raffreddamento di atomi neutri (il cui diametro è dell'ordine di 0,1 nanometri) che consentì agli autori della misura (S. Chu, C. Cohen-Tannoudji e W.D. Phillips) di vincere il Premio Nobel per la Fisica nel 1997.

### La CPA (*Chirped Pulse Amplification*)

La *Chirped Pulse Amplification* (CPA) è una tecnica innovativa che consente di amplificare impulsi laser ultracorti fino a potenze dell'ordine del petawatt ( $10^{15}$  Watt).

Questa tecnica era stata originariamente utilizzata (fin dagli anni Sessanta) per aumentare la potenza disponibile in un radar. Il merito di Mourou e della Strickland è stato di averla adattata all'amplificazione degli impulsi laser ultracorti. Il contributo dei due premi Nobel è stato determinante per lo sviluppo della fisica dei laser.

Prima della loro invenzione (la metà degli anni Ottanta), infatti, la potenza di picco degli impulsi laser non poteva superare un valore massimo di soglia (ordini di grandezza inferiore all'attuale petawatt) oltre il quale il mezzo attivo presente nella cavità ottica del laser si sarebbe inesorabilmente danneggiato.

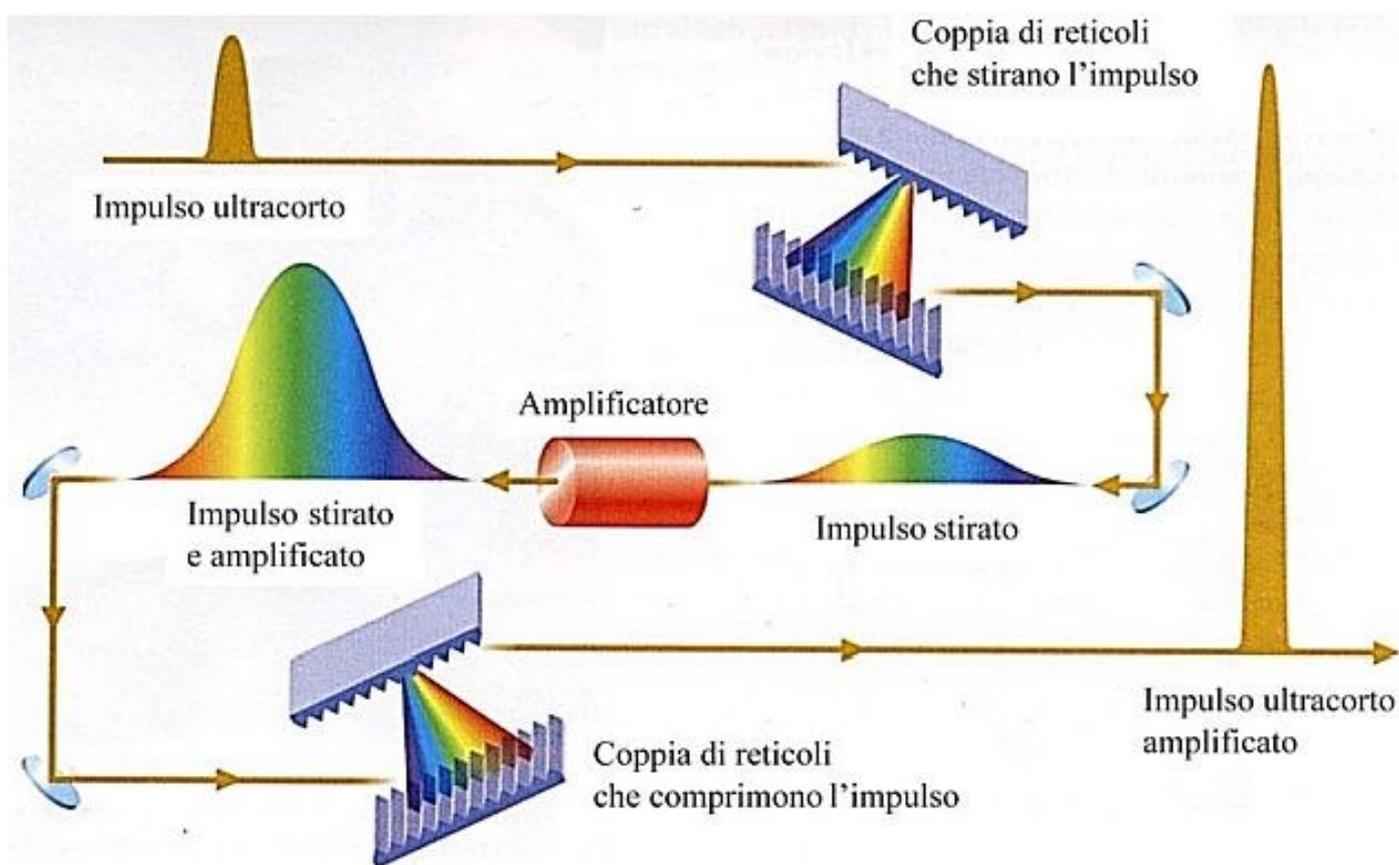
Per intensità dell'ordine del gigawatt ( $10^9$  Watt) per centimetro quadro, infatti, nel mezzo attivo del laser (dove avviene il processo di amplificazione della luce) si innescano dei processi non-lineari che danno origine a fenomeni indesiderati quali l'autofocalizzazione del fascio (*self-focusing*) che porta alla formazione di un plasma locale e al conseguente danneggiamento del mezzo attivo.

Questi processi, oltre a peggiorare la qualità ottica del fascio laser, possono provocare anche effetti di retroreflessione che sono potenzialmente in grado di danneggiare gli stessi componenti ottici del laser.

Mourou e la Strickland sono riusciti a superare il problema dilatando temporalmente il singolo impulso prima dell'amplificazione, per poi comprimerlo nuovamente. Aumentando la durata dell'impulso, infatti, si riduce la sua potenza di picco rendendo così possibile la sua amplificazione (di un fattore  $10^6$  o più) senza superare la soglia d'innescio degli effetti non-lineari.

La successiva compressione temporale, che riporta l'impulso alla durata originale, consente di ottenere impulsi la cui ampiezza è ordini di grandezza superiore a quella che si riusciva a ottenere prima dell'introduzione della CPA.

Lo schema ottico della CPA è mostrato nella seguente figura.



Schema ottico della CPA

Come si può notare, il processo di amplificazione dell'impulso laser può essere suddiviso in tre diverse fasi. Nella prima, la durata temporale dell'impulso viene dilatata per mezzo di un sistema ottico composto da una coppia di reticoli di diffrazione opportunamente orientati. Questa configurazione, infatti, è tale da far percorrere alle diverse componenti spettrali dell'impulso cammini ottici di diversa lunghezza, in modo tale da separarle temporalmente.

L'impulso, in questo modo, risulta dilatato temporalmente e modulato in frequenza (tecnicamente viene definito *chirped*). Con questo espediente l'energia dell'impulso rimane invariata, ma poiché ora è distribuita su un intervallo temporale molto più esteso, la potenza di picco dell'impulso risulta essere molto minore di quella iniziale e l'impulso può così essere ulteriormente amplificato senza rischi per la sorgente laser.

Il processo di amplificazione (seconda fase) viene effettuato inviando l'impulso *chirped* in un amplificatore ottico (un dispositivo che aumenta l'energia dell'impulso sfruttando il fenomeno dell'emissione stimolata).

Nella terza fase, l'impulso amplificato viene nuovamente compresso e riportato alla durata originale mediante un procedimento analogo a quello usato nella fase di stiramento ma che agisce sulle componenti spettrali in senso opposto. In questo modo, sempre a parità di energia (che ora è ordini di grandezza superiore a quella iniziale) l'impulso torna ad essere molto stretto, ma con una potenza di picco estremamente elevata (fino a un massimo dell'ordine del petawatt).

La CPA è ora una tecnica normalmente utilizzata in tutte le più importanti stazioni laser che sfruttano impulsi di elevata potenza per applicazioni scientifiche e industriali.

Esempi di questi super-laser sono: il *VULCAN Petawatt Upgrade Laser* presso la Central Laser Facility dei Rutherford Appleton Laboratory's (USA), il *DIOCLES Laser* presso la University of Nebraska-Lincoln (USA), il *GEKKO Petawatt Laser* presso la GEKKO XII Facility dell'Università di Osaka (Giappone), l'*OMEGA EP Laser* presso la University of Rochester (USA) e il *NOVA Laser* (ora dismesso) presso il Lawrence Livermore National Laboratory (USA).

Esistono anche sistemi laser commerciali con potenze di picco più basse (comprese fra 10 e 100 gigawatt) che utilizzano la CPA in sistemi laser basati su sorgenti Titanio-Zaffiro.

*Sergio Musazzi (Ricercatore e divulgatore scientifico)*