

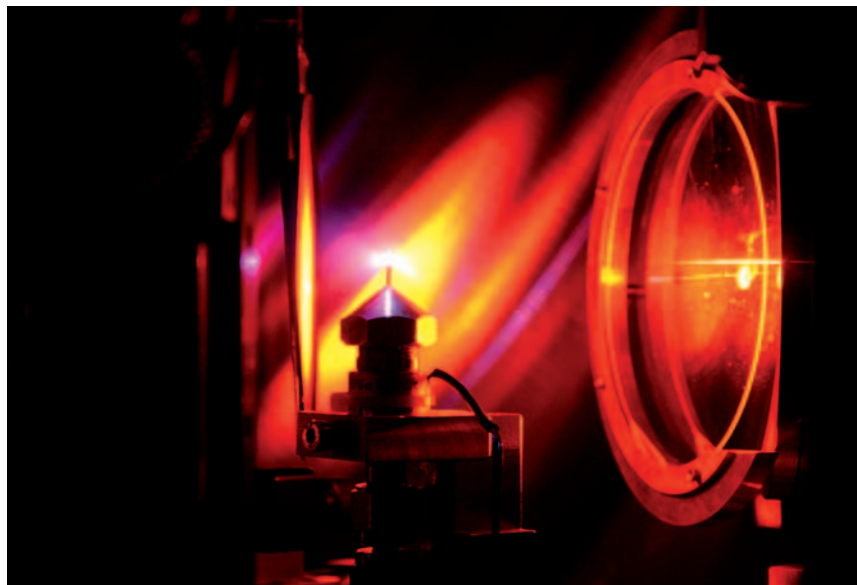
# Surfen auf dem Laserstrahl

Kompakte Hochintensitätslaser eröffnen Perspektiven für neuartige Teilchenbeschleuniger

Heinrich Schwoerer

Würde man das gesamte auf die Erde einfallende Sonnenlicht auf eine Bleistiftspitze fokussieren, so wäre diese einer Lichtintensität von rund  $10^{20}$  Watt pro Quadratcentimeter ausgesetzt. Eine vergleichbare Intensität entsteht für wenige Femtosekunden in den Pulsen moderner kompakter Hochintensitätslaser. Diese passen in ein kleines Labor und erlauben es unter anderem, Elektronen oder Ionen auf kurzen Strecken stark zu beschleunigen.

Die Physik mit Hochintensitätslasern hat ihre Wurzeln in der Laserkernfusion und somit in der Physik dichter und heißer Plasmen. Dem entsprechend wurden früher gigantische Laser genutzt, die Fusionslaseranlagen, deren Kosten und Größe die Zahl systematischer Experimente stark limitierte. Die komplexe Dynamik dieser Plasmen macht eine systematische Untersuchung jedoch nötig. Sie wurde vor weniger als einem Jahrzehnt durch das Auftauchen kompakter Hochintensitätslaser möglich. Diese produzieren zwar viel weniger Lichtenergie und -leistung als ihre „großen Brüder“, können aber durch wesentlich kürzere Lichtpulse und ausgezeichnete Strahlqualität dieselbe Lichtintensität  $I$  auf einer Probe erzeugen. Da für den Energieübertrag vom intensiven Lichtpuls auf geladene Teilchen wie z. B. Elektronen das Produkt  $I\lambda^2$  aus der Intensität und dem Quadrat der Wellenlänge  $\lambda$  des Lichts entscheidend ist, lassen sich mit diesen neuen kleinen Lasern dieselben fundamentalen Prozesse der Wechselwirkung von Licht mit Materie untersuchen wie mit den großen Brüdern. Die Geschwindigkeit des wissenschaftlichen Fortschritts in der Laserplasmaphysik hat sich durch diese apparative Entwicklung deutlich erhöht: In wenigen Jahren sind neue Beschleunigungskonzepte entstanden, die es erlauben, Strahlen geladener Teilchen mit teilweise bisher einzigartigen Eigenschaften zu erzeugen. Diese Teilchenemissionen aus Laserplasmen öffnen viele neue Anwendungen in der Beschleunigerphysik, der Kern- und Astrophysik, der Röntgenphysik und in Zukunft vielleicht auch in der Biophysik und der Quantenelektrodynamik. Die wesentlichen Beiträge zur Physik in extrem hohen Feldern kommen inzwischen seltener von den Fusionslaseranlagen als von den etwa zehn kleinen Ultrakurzpuls-Hochintensitätslasern auf der Welt. Davon steht je einer in Jena, München und Berlin.



Blick in die evakuierte Experimentierkammer des Hochleistungslasers JETI in Jena. Der von rechts kommende Laserpuls erzeugt in dem Gas über der Düse

(Mitte) durch Selbstfokussierung einen Plasmakanal (weiß), in dem Elektronen beschleunigt werden. Rechts ist der vergoldete Fokussierspiegel zu sehen.

Im Labor lassen sich heute maximale Lichtintensitäten von rund  $10^{20}$  W/cm<sup>2</sup> erreichen. Die im Fokus des Laserpulses herrschende elektrische Feldstärke von über  $10^{11}$  V/cm ist etwa hundertmal höher als die Feldstärke, die das Elektron im Wasserstoffatom bindet. Der Druck des Lichts auf einen festen Körper im Fokus beträgt viele Gigabar, und er wird auf Temperaturen von vielen Millionen Grad erhitzt. Zugleich entstehen in dem lasererzeugten Plasma Stromdichten bis zu  $10^{12}$  A/cm<sup>2</sup> und Magnetfelder von einigen tausend Tesla. Solche Materiezustände und Felder dieser Größe

## KOMPAKT

- Kompakte Ultrakurzpuls laser beruhen auf der wiederholten Verstärkung schwacher Pulse („chirped pulse amplification“) und liefern bis zu zehn Pulse pro Sekunde, die rund 100 fs kurz sind und eine Energie von 1 J aufweisen.
- Mit diesen Pulsen lassen sich Plasmen erzeugen, in denen Elektronen wie im Kielwasser eines Schiffs innerhalb von wenigen Millimetern auf Energien von einigen 100 MeV beschleunigt werden („wake field acceleration“).
- Durch Laserbeschuss einer dünnen Metallfolie lassen sich auch Ionenstrahlen mit ausgezeichneten Eigenschaften erzeugen.

Dr. habil. Heinrich Schwoerer, Institut für Optik und Quantenelektronik, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Max-Wien-Platz 1, 07743 Jena

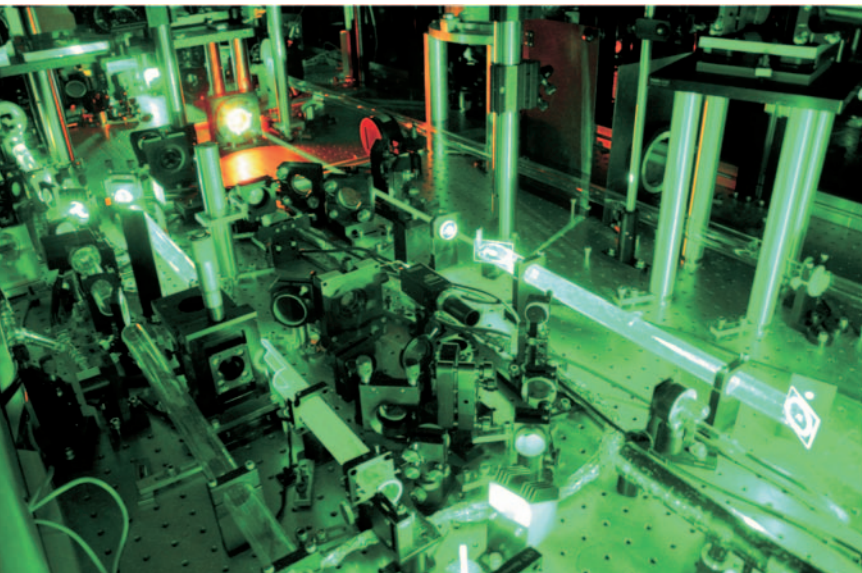


Abb. 1: Die Verstärkerkammer des Jenaer Hochleistungslasers passt auf einen optischen Tisch.

existieren sonst zum Beispiel in Sternen, an Rändern schwarzer Löcher oder in galaktischen Jets. Im Labor lassen sie sich zur Zeit mit zwei Klassen von Lasern erreichen.

Die historisch erste ist die der Hochleistungslaser oder Petawatt-Laser aus dem Umfeld der Laserfusionsforschung. Sie geben einzelne,  $10^{-12}$  s kurze Laserschüsse mit typischerweise 1000 Joule Energie ab und füllen eine große Halle. Die zweite Klasse sind die Ultrakurzpulslaser, die auf der Basis von Spektroskopielasern entwickelt wurden. Sie passen auf wenige Tische in einem kleinen Labor (*table top*) und besitzen Pulsenergien um 1 J. Ihre Pulse sind kürzer als  $10^{-13}$  s, und sie liefern bis zu 10 Schüsse pro Sekunde [1].

### Strecken, verstärken und komprimieren

Bei beiden Klassen erzeugen zunächst modengekoppelte Laserresonatoren ultrakurze Laserpulse ( $< 10^{-13}$  s) mit niedriger Pulsenergie (nJ) und mit hoher Wiederholrate ( $10^8$  Hz). Einzelne dieser Pulse werden anschließend etwa um einen Faktor eine Milliarde bis eine Billion verstärkt und dann im letzten Schritt auf einen möglichst kleinen Fleck fokussiert. Die um zehn Größenordnungen verstärkten ultrakurzen Pulse bringen unweigerlich eine sehr hohe Intensität auf allen optischen Oberflächen und in allen durchstrahlten Materialien mit sich. Um optisch nichtlineare Prozesse unter Kontrolle zu halten und letztlich auch die Zerstörung der Komponenten zu vermeiden, muss daher die Lichtintensität vor dem Verstärken verringert werden, indem man Strahlquerschnitt und Pulsdauer kontrolliert vergrößert. Typische Strahldurchmesser betragen mehrere Zentimeter bei *table-top*-Lasern und mehrere Dezimeter bei Hochenergielasern. Die Laserpulse werden um einen Faktor 1000 bis 10000 gestreckt, die Intensität also um denselben Faktor reduziert. Zeitliches Strecken und Komprimieren geschehen in einfachen, passiven optischen Aufbauten aus Reflexionsgittern und Teleskopen, in denen die verschiedenen Spektralkomponenten der ultrakurzen Pulse unterschiedlich

lange Wege zurücklegen. Nach der Verstärkung werden die Pulse wieder nahezu auf ihre ursprüngliche Dauer komprimiert. Diese Methode wird „chirped pulse amplification“ genannt, was sinngemäß mit „Verstärkung spektral dispergierter Pulse“ zu übersetzen ist [2].

Zwischen Strecken und Komprimieren findet die Verstärkung statt, und hier unterscheiden sich nun die Laserklassen. Der etablierte Verstärkungsmechanismus ist die stimulierte Emission in einem laseraktiven Medium, in dem kurz vorher durch geeigneten Energieeintrag eine Besetzungsinversion des Laserüberganges erzeugt wurde. Das laseraktive Material ist meist entweder ein mit seltenen Erden dotiertes Glas oder ein mit Titan<sup>3+</sup>-Ionen dotierter Saphir-Kristall (Ti:Saphir). Die großen Fusionslaser verwenden Gläser, unter anderem weil sie sich in nahezu unbeschränkter Größe produzieren lassen und somit sehr viel Energie speichern können. Allerdings ist die spektrale Verstärkungsbandbreite gering und somit die minimal erreichbare Pulsdauer mit einigen hundert Femtosekunden relativ groß. Zudem lassen sich die großen Strahlen nicht perfekt fokussieren, sodass letztlich die maximale Intensität auf einige  $10^{20}$  W/cm<sup>2</sup> beschränkt bleibt. Da alle heutigen Hochenergie-Laserverstärker mit Blitzlampen gepumpt werden, erzeugt nur ein kleiner Anteil dieses spektral breiten Pumplichtes im Laserglas die gewünschte Besetzungsinversion – der größte Teil heizt das Glas auf und ändert damit dessen Transmissionseigenschaften, sodass zwischen einzelnen Schüssen eine mehrminütige Pause zum Abkühlen notwendig ist. Zur Zeit ist der stärkste in zivilen Experimenten eingesetzte Laser dieser Art der Petawatt-Laser Vulcan am Rutherford Appleton Laboratory in Großbritannien, der etwa alle 20 Minuten einen Laserschuss mit 500 J, einer Dauer von 500 fs und einer Intensität von  $5 \cdot 10^{20}$  W/cm<sup>2</sup> liefern kann. Aufgrund der räumlichen und finanziellen Ausmaße ist nur eine Großforschungseinrichtung in der Lage, ein solches Lasersystem zu betreiben.

Die zweite Laserklasse sind die wesentlich kleineren Ti:Saphir-Ultrakurzpulslaser: Aufgrund der großen spektralen Bandbreite des Laserüberganges in Ti:Saphir ( $\lambda = 800 \text{ nm} \pm 100 \text{ nm}$ ) und der hohen Zerstörschwelle bei optischer Bestrahlung eignet sich dieser Kristall nicht nur ausgezeichnet zur Erzeugung ultrakurzer Pulse, sondern auch zu ihrer Verstärkung. Die Absorption, die zur Besetzungsinversion des gewünschten Laserübergangs führt, liegt im grünen Spektralbereich und lässt sich mit kommerziellen Festkörperlasern erreichen (Abb. 1). Als erste Verstärkerstufe wird meist ein sog. regenerativer Verstärker verwendet, der selbst ein Ti:Saphir-Laserresonator ist. Der zu verstärkende Puls wird mit einem Polarisator und einer schnell schaltenden, die Polarisation drehenden Pockels-Zelle in den Resonator eingekoppelt, durchläuft einige dutzendmal den Resonator und wird nach Erreichen der Verstärkung wieder ausgekoppelt. Hier werden die ersten etwa sechs Größenordnungen der Verstärkung erreicht, von Nano- zu Millijoule pro Puls. Trotz der großen Verstärkung bleibt das räumliche Strahlprofil aufgrund der Resonatorgeometrie ideal.

Die folgenden Verstärker sind einfache Multipass-Anordnungen, in denen der Laserpuls mehrmals durch einen Ti:Saphir-Kristall läuft. Die Pulsenergie kann nach zwei Multipass-Verstärkerstufen auf einige Joule ansteigen. Zuletzt durchlaufen die während der Verstärkung noch gestreckten und in ihrem Strahlquerschnitt auf mehrere Zentimeter aufgeweiteten Pulse den Kompressor und werden nahezu auf die ursprüngliche Dauer komprimiert.<sup>1)</sup> Typische Parameter sind Pulsenergien von 1 bis 2 Joule und Pulsdauern zwischen 30 und 100 fs – das entspricht Spitzenleistungen von einigen zehn Terawatt –, eine Zentralwellenlänge von 800 nm und eine Wiederholrate von bis zu 10 Hz [1]. Der Laserpuls entspricht einer 25 µm dünnen „Lichtscheibe“ mit einem Durchmesser von 50 mm, sie ist also dünner als das Blatt Papier, das Sie gerade in den Fingern halten.

Die Intensität im komprimierten Puls ist bereits so hoch, dass die nichtlineare Dispersion von Luft sein Spektrum und seine Wellenfront stören würde. Daher muss der Laserpuls ab dem Eingang zum Kompressor im Vakuum propagieren. Die abschließende möglichst gute Fokussierung wird in der Regel mit parabolischen Spiegeln erreicht, da diese weder chromatische noch sphärische Abbildungsfehler haben. Über den Brennfleck gemittelt, erzeugen heutige Ti:Saphir-Laser schließlich Intensitäten von  $10^{20}$  W/cm<sup>2</sup>.

Ti:Saphir-Laser zeichnen sich durch ihren kompakten Aufbau (sie passen auf eine Fläche von etwa 20 m<sup>2</sup>) und ihre einfache Bedienung aus. Die elektrische Anschlussleistung beträgt ungefähr 20 kW. Laser mit Leistungen von mehreren Terawatt müssen zwar noch immer zum Teil selbst gebaut werden, sie sind jedoch keine Abenteuer mehr. Sie lassen sich als Arbeitspferd für tagtägliche Experimente einsetzen und von einem Doktoranden neben seinem eigentlichen Experiment betreiben.

## Materie unter Beschuss

Die Energie, die ein Elektron im äußeren Feld des Laserpulses über die Strecke des Atomdurchmessers gewinnt, übersteigt die Bindungsenergie der äußeren Elektronenschalen. Daher tritt die sog. Feldionisation auf, der bei hohen Intensitäten dominante Ionisationsprozess. Wir werden also in sehr guter Näherung zunächst die Wechselwirkung des Lichts mit freien Elektronen und mit einem Plasma beschreiben.

### Freies Elektron im intensiven Feld

Auf die Elektronen wirkt die Lorentz-Kraft  $\vec{F}_L = e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$ , mit der Elementarladung  $e$  und der Elektronengeschwindigkeit  $v$ . Wir beginnen mit einem freien Elektron in einer schwachen und ebenen elektromagnetischen Welle, deren Dauer lang sein soll gegenüber ihrer Periode, sodass die Phase der Trägerwelle unter der Einhüllenden des Laserpulses keine Rolle spielt. Das Elektron schwingt dann transversal entlang der Richtung des elektrischen Feldes  $E(x)$  mit

der Geschwindigkeit  $v_x = (eE/m\omega) \sin(\omega t)$  mit der Elektronenmasse  $m$  und der Laserfrequenz  $\omega$  von etwa  $2\pi \cdot 4 \cdot 10^{14}$  Hz. Ist der Laserpuls über das Elektron hinweggelaufen, ruht es jedoch wieder an seinem ursprünglichen Ort.

Mit wachsender elektrischer Feldstärke nähert sich die Geschwindigkeit des Elektrons der Lichtgeschwindigkeit  $c$ , sodass der magnetische Anteil der Lorentz-Kraft  $\vec{v} \times \vec{B}$  wichtig wird: Die Dreifingerregel zeigt bereits, dass das Elektron dann zusätzlich in Lichtausbreitungsrichtung ( $z$ ) beschleunigt wird (Abb. 2a). Die relativistisch korrekte Lösung der Bewegungsgleichung des Elektrons ergibt einen zusätzlichen longitudinalen Impuls, dessen Amplitude mit der doppelten Laserfrequenz oszilliert [3]. Freie Elektronen bewegen sich somit bei hoher Feldstärke anharmonisch, und sie emittieren Strahlung bei Vielfachen der Laserfrequenz (nichtlineare Thomson-Strahlung). Für unseren idealisierten Fall einer ebenen Welle kommt das Elektron allerdings nach dem Ende des Laserpulses an einer nach vorne verschobenen Position wieder zur Ruhe und hat immer noch keine Energie gewonnen.

### Ponderomotorische Kraft

Um eine irreversible Beschleunigung zu erreichen, muss die idealisierte Vorstellung einer ebenen Welle aufgegeben werden. Dies geschieht auf ganz natürliche Weise in einem fokussierten Strahl (Abb. 2b): Löst man für ein räumlich variierendes Intensitätsprofil, z. B. für einen transversal gaußförmigen Strahl, dieselben Bewegungsgleichungen wie oben, so ergibt sich die zum

1) Eine geringe Verlängerung im Vergleich zu den ursprünglichen Pulsen aus dem Femtosekundenoszillator kommt durch eine Reduktion der spektralen Bandbreite während der Verstärkung zustande.

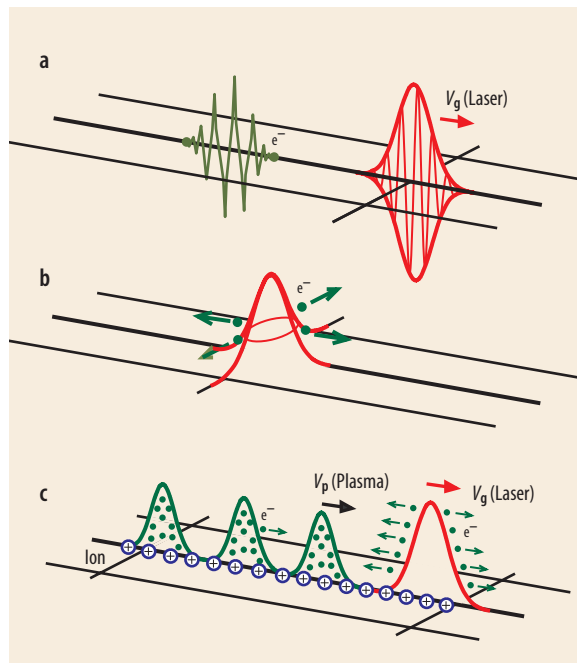


Abb. 2: In intensiven Lichtfeldern und lasererzeugten Plasmen werden Elektronen aufgrund unterschiedlicher Mechanismen beschleunigt: a) Ein freies Elektron wird durch die magnetische Feldstärke der elektromagnetischen Welle vorwärts getrieben. b) In einem fokussierten Laserpuls wirkt die ponderomotorische Kraft auf die Elektronen entlang des Gradienten der Lichtintensität (nach außen). c) Ein durch ein Plasma propagierender Laserpuls erzeugt eine longitudinale Plasmawelle (wake field), auf der Elektronen beschleunigt werden.

Gradienten der Intensität  $I$  proportionale ponderomotorische Kraft  $\vec{F}_{\text{pond}} \propto -\lambda^2 \cdot \nabla I$ . Sie ist zu niedrigeren Intensitäten gerichtet [4], die Elektronen werden also radial aus dem Laserstrahl hinausgedrückt. Dies ist auch plausibel: Ein auf der optischen Achse startendes Elektron erfährt zunächst durch das elektrische Feld eine Beschleunigung nach außen. Dort ist aber das rücktreibende Feld kleiner, also kommt es nicht mehr ganz zu seinem Ausgangspunkt zurück, wird in der nächsten Halbwelle wieder hinausbeschleunigt und so weiter. Die Elektronen werden nun also durch den Lichtpuls irreversibel beschleunigt. Für  $I = 10^{20} \text{ W/cm}^2$  erreicht ein anfangs im Strahlzentrum ruhendes Elektron eine Endenergie von etwa 6 MeV. Da die Elektronen mit unterschiedlichen Anfangsenergien und an unterschiedlichen Orten im Laserpuls starten, sind die Elektronenenergien jedoch breit verteilt.

Am besten wirken die eben beschriebenen Beschleunigungsmechanismen natürlich am Ort der höchsten Intensität, also im Laserfokus. Aufgrund elementarer Beugungseigenschaften des Lichts begrenzt die numerische Apertur der Fokussierung jedoch die Fokusgröße: Bei kleiner Fokusfläche, also hoher Intensität, ist auch die Fokusslänge, also die Beschleunigungsstrecke, sehr kurz. Eine elegante Möglichkeit, diese zu verlängern, ist die Selbstfokussierung des intensiven Laserpulses in einem homogenen Plasma durch die eben eingeführte ponderomotorische Kraft [5]. Sie verdrängt die Elektronen aus dem Zentrum des Strahls und erzeugt somit entlang der optischen Achse einen Kanal geringerer Elektronendichte. Aufgrund des dichteabhängigen Brechungsindex des Plasmas wirkt dieser Kanal auf den Laserstrahl wie eine positive Linse. Im Zusammenspiel mit weiterer Ionisation und Beugung kann dies zur Bündelung des Strahls über viele Fokusslängen führen (Abb. 3).

### Plasmabeschleunigung

In einem Plasma schiebt die ponderomotorische Kraft des Laserpulses die Plasmaelektronen zunächst vor sich her, dann werden sie vom Puls überholt und von seiner hinteren Flanke wieder zurückgeschoben. Die Ionen sind aufgrund ihrer größeren Masse zu träge und bilden einen statischen positiven Ladungshinter-

grund, sodass eine longitudinale Ladungsdichteveriation entsteht. Wenn die Laserpulsdauer gerade halb so lang ist wie eine Periode der Plasmaeigenschwingung, wird diese Plasmaschwingung resonant angetrieben und es entsteht eine Welle, deren Phase mit der Gruppengeschwindigkeit des Laserpulses hinter diesem herläuft (Abb. 2c). Diese Situation ähnelt einer Welle im Kielwasser (engl. „wake“) eines Schiffes. Da auf dieser Welle Elektronen beschleunigt werden können, spricht man von „wake field acceleration“. Die Elektronen müssen dazu idealerweise von außen auf die Vorderflanke des Laserpulses injiziert werden und die Welle verlassen, bevor diese sie überholt hat [4].

Wird diese resonante und laserproduzierte longitudinale Plasmawelle stark getrieben, dann kann die Energieverteilung der von ihr beschleunigten Elektronen sehr schmal werden. Man kann sich diesen Prozess durch einen Vergleich mit einer Wasserwelle veranschaulichen: In einer seichten Wasserwelle bewegt sich nur die Phase der Welle mit hoher Geschwindigkeit, wohingegen die Wassermoleküle selbst nur um ihre Ruhelage kreisen. Ist der Hub der Welle jedoch sehr hoch und bricht sie schließlich, so fängt sie auf ihrer Wellenfront ein wenig von oben einstürzendes Wasser ein und reißt es mit sich, bis es schließlich außer Phase gerät und wieder abgebremst wird. Ähnliches widerfährt einigen Elektronen, wenn die Plasmawelle stark genug getrieben wird: Eine elektronenleere Blase entsteht, in die von hinten einige Elektronen einströmen und alle auf die gleiche Geschwindigkeit beschleunigt werden. Dieser Mechanismus wurde in Simulationen vorhergesagt [6] und 2004 von drei Arbeitsgruppen in Großbritannien, Frankreich und den USA erstmals im Experiment nachgewiesen [7–9].

Die Energien dieser Elektronen können mehrere 100 MeV betragen. Auf der kurzen Wechselwirkungsstrecke von unter einem Millimeter erfahren die Elektronen also den gewaltigen Energiegewinn von über 100 GeV/m. Dieser Wert ist um mehrere Größenordnungen höher als in konventionellen Beschleunigern, deren beschleunigende Feldstärke durch elektrische Überschläge limitiert ist. Da im Laserplasmabeschleuniger die Materie ohnehin ionisiert sein muss, können die Feldstärken viel größer sein, allerdings bisher eben

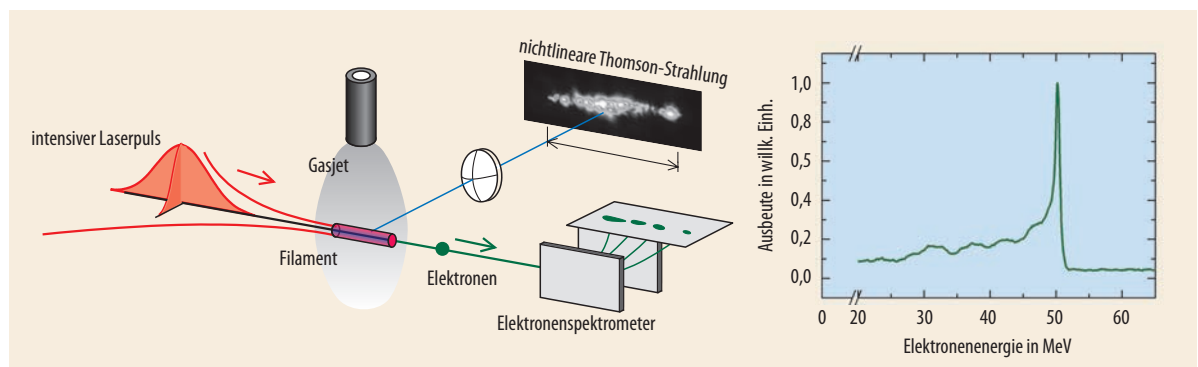


Abb. 3: Zur Laserbeschleunigung im Gasjet wird der intensive Laserpuls (1 J, 100 fs,  $10^{19} \text{ W/cm}^2$ , 10 Hz) in einen Gasjet hoher Dichte ( $\approx 10^{19}$  Elektronen pro  $\text{cm}^{-3}$ ) fokussiert (links). Durch ponderomotorische Selbstfokussierung führt sich der Strahl in

einem langen Filament, in dem Elektronen auf relativistische Energien beschleunigt werden (rechts). Sie emittieren nichtlineare Thomson-Strahlung, deren Abbild das Filament darstellt [10].

nur auf einer Strecke von wenigen Millimetern. Die relative Breite der Energieverteilung beträgt nur wenige Prozent und die Divergenz des Strahls einige mrad. Die Elektronenpulse sind kürzer als 100 fs und sie enthalten bis zu  $10^9$  Teilchen.

Technologisch und wissenschaftlich interessante Anwendungen dieser Elektronenstrahlen ergeben sich in der Röntgen- und Kernphysik: Werden die Elektronen in einem schweren Target gestoppt, so entstehen wiederum kurze Röntgen- und  $\gamma$ -Strahlungspulse innerhalb eines sehr kleinen Quellenvolumens. Mit dieser lasererzeugten harten Strahlung gelang es in den vergangenen Jahren, alle elementaren Kernreaktionen wie  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, p)$  und Kernspaltung auszulösen und auch erste erfolgreiche Versuche zu Messungen von Reaktionsquerschnitten sowie zur Kernfusion zu unternehmen [10, 11].

Da die elementaren Beschleunigungsprozesse sehr gut verstanden sind, ist es denkbar, in Zukunft zum Beispiel durch Aneinanderreihen mehrerer Beschleunigerstufen noch wesentlich höhere Elektronenenergien zu erreichen. Damit rücken allmählich typische Beschleunigerexperimente in den Blick. Ein sehr naheliegendes ist die Erzeugung von Undulatorstrahlung mit laserbeschleunigten ultrakurzen Elektronenpulsen. Erste Experimente wurden in Jena und in Großbritannien bereits gestartet. Das mittelfristige Ziel dieser ambitionierten Projekte ist ein kompakter, rein lasergetriebener Freie-Elektronen-Laser zunächst im infraroten Spektralbereich. Darüber hinaus ist, wie wir weiter unten sehen werden, die Elektronenbeschleunigung der primäre Mechanismus zur Beschleunigung von Ionen mit den heutigen Lasern.

### Photonen auf Kollisionskurs

In allen bisherigen Experimenten wurden Laserstrahlen und lasererzeugte Teilchenstrahlen direkt auf einen Detektor oder auf ein ruhendes Target gerichtet. Da sich ein Laserstrahl in einfacher Weise aufspalten und umlenken lässt, ist es möglich, zwei Laserstrahlen gegeneinander zu richten. In dem in den letzten Jahren in Jena entwickelten Photonen-Collider werden zwei gegeneinander laufende intensive und ultrakurze Laserpulse auf denselben Punkt fokussiert (Abb. 4).

Je nach der Lage der Brennpunkte und der Materiedichte kann man mit diesem Aufbau Kollisionen von Photonen mit Photonen bzw. Elektronen oder von Elektronen mit Elektronen realisieren. Die Flüsse sind beträchtlich: Jeder Laserstrahl trägt  $10^{18}$  Photonen einer Energie von 1,5 eV innerhalb von  $10^{-13}$  s auf eine Fläche von weniger als  $10 \mu\text{m}^2$  ein (ca.  $10^{38}$  Photonen/s  $\text{cm}^2$ ). Jeder Elektronenpuls besteht aus bis zu  $10^9$  Elektronen mit Energien von einigen zehn MeV in derselben Dauer und Fläche (ca.  $10^{29}$  Elektronen/s  $\text{cm}^2$ ).

Beschleunigt der eine Laserpuls Elektronen, so können die Photonen des anderen an diesen gestreut werden. Die Elektronen schwingen im elektromagnetischen Feld der ihnen entgegengerichteten Photonen

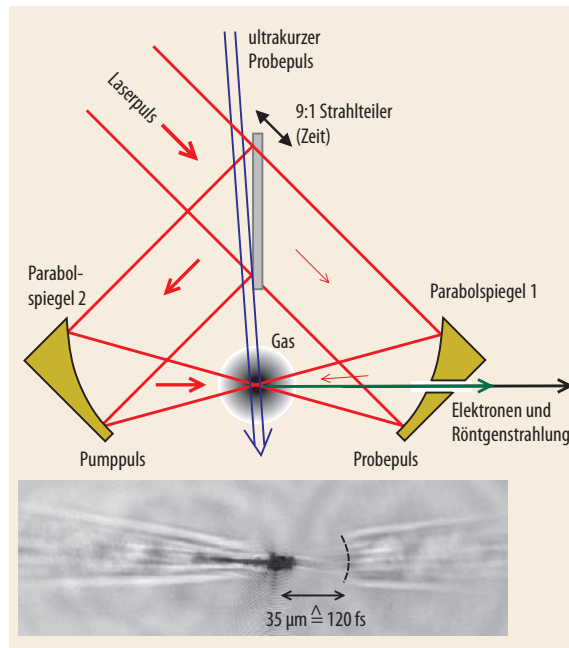


Abb. 4: In dem Photonen-Collider wird der Laserpuls in zwei Pulse aufgespalten, die aus entgegengesetzter Richtung auf denselben Punkt fokussiert werden (oben). Die Weglängen lassen sich durch Verschieben des Strahlteilers zeitlich abgleichen. Im Schattenbild des Plasmas um den Laserfokus und kurz vor der Kollision (unten) sind die Ionisationsfronten der beiden Laserpulse zu sehen (die sich in dieser Einstellung etwas rechts vom gemeinsamen Fokus treffen) [12].

wie in einem Undulator.<sup>2)</sup> Die Periodenlänge ist die Lichtwellenlänge, die sie aufgrund ihrer eigenen Geschwindigkeit jedoch lorentz-kontrahiert wahrnehmen. Die Energie der gestreuten Photonen ist winkelabhängig und in Rückwärtsrichtung am höchsten. Für eine Elektronenenergie von 10 MeV (das entspricht einem relativistischen Lorentz-Faktor  $\gamma = 20$ ), wie sie im Collider einfach erzielt wird, ist die rückgestreute relativistische Thomson-Strahlung bereits harte Röntgenstrahlung bei  $E_{\text{Th}} = 4\gamma^2 \cdot E_L = 2,4 \text{ keV}$ . Dabei ist dieser Röntgenstrahlungspuls so kurz wie der Laserpuls, denn er kann ja nur entstehen, während sich Laserpuls und laserbeschleunigte Elektronen durchdringen. Darüber hinaus erlaubt die Thomson-Streuung eine subtile, zeitaufgelöste Diagnostik für die Elektronenbeschleunigung selbst, denn erst wenn es schnelle Elektronen gibt, können Laserphotonen an ihnen auch streuen. Im Moment ist dies die einzige Methode, den Energiegewinn pro Strecke der Elektronen zu messen [12].

Beschleunigt man mit beiden Laserstrahlen Elektronen, so werden Elektron-Positron-Paare erzeugt ( $e^- + e^- \rightarrow e^- + e^- + e^- + e^+$ ), deren Nachweis bislang allerdings wegen des hohen elektromagnetischen Untergrundsignals noch nicht gelungen ist. Mit zukünftig noch schnelleren Elektronen sollten sich dann auch Paare schwererer, auch kurzlebiger Teilchen erzeugen lassen, die wiederum vielleicht sofort vom Laserfeld beschleunigt werden können und somit im Laborsystem lange leben. Und schließlich kann man darüber spekulieren, was geschieht, wenn man die beiden intensiven Laserpulse im Vakuum kollidieren lässt. Man

2) Ein Undulator besteht aus einer Reihe von abwechselnd orientierten Permanentmagneten. Fliegt ein Elektron durch einen Undulator, so wird es auf eine periodische Bahn gezwungen, wodurch Synchrotronstrahlung entsteht.

nähert sich allmählich einem Regime der nichtlinearen Quantenelektrodynamik bei niedrigen Energien (eV), aber hohen Feldstärken, das bislang experimentell nicht zugänglich ist und in dem z. B. die Photon-Photon-Streuung oder dispersive Effekte der Vakuum-polarisation in die Nähe der Beobachtbarkeit rücken [13]. Der Jenaer Photonen-Collider ist gewiss nur der erste Schritt in diese Richtung, stärkere Laser werden folgen: Der zurzeit am Rutherford Appleton Laboratory entwickelte GEMINI-Laser soll in den nächsten Jahren zwei Strahlen mit jeweils einem halben Petawatt aufeinander schießen.

### Mitgerissene Ionen

Zunächst aber wieder zurück zur Gegenwart und zur Beschleunigung von Ionen: Die für die Elektronenbeschleunigung notwendige Ladungstrennung im Plasma ist mit der Lichtfrequenz moduliert und propagiert mit der Lichtgeschwindigkeit. Ionen sind zu schwer, um bei den heutigen Lichtintensitäten auf dieser Welle zu reiten. Trennt man jedoch die Elektronenbeschleunigung durch das Licht räumlich von der Region der Ladungstrennung durch eine Barriere für das Licht, so wirkt ein erstaunlicher Mechanismus zur Beschleunigung von Ionen: Der Laserpuls wird dazu auf eine wenige Mikrometer dünne Metallfolie fokussiert (Abb. 5). Er beschleunigt im Plasma vor der Folie Elektronen, wobei die schnellsten nach vorne, also in die Metallfolie hinein fliegen. Ist diese so dünn, dass die Elektronen in ihr keinen wesentlichen Energieverlust erleiden, und dick genug, dass die Rückseite noch intakt ist, wenn die Elektronen aus ihr austreten, so bauen diese schnellen Elektronen auf der Rückseite der Folie ein hohes elektrisches Feld gegen die zurückbleibenden Ionen auf. Dieses kann für kurze Zeit Feldstärken von 100 GV/m und mehr erreichen und beschleunigt die Ionen senkrecht von der rückseitigen Folienoberfläche ins Vakuum. Aufgrund seiner Geo-

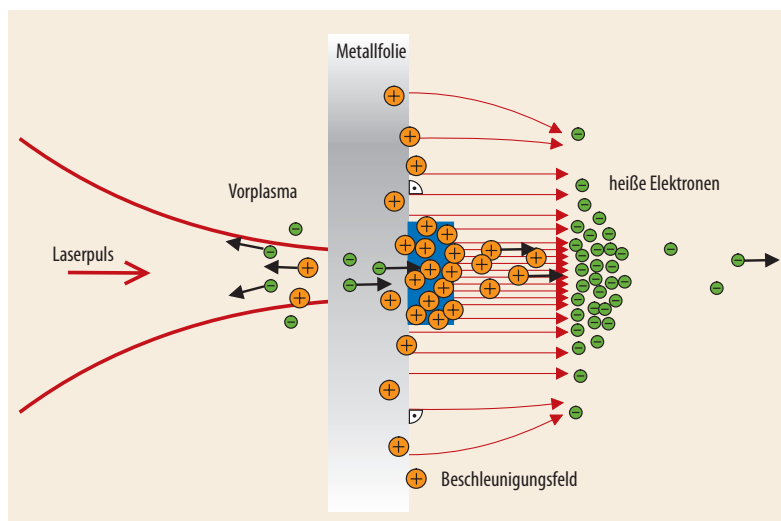


Abb. 5: Durch Laserbeschuss einer dünnen Metallfolie lassen sich Protonen beschleunigen. Laserbeschleunigte Elektronen bauen jenseits der Folienrückseite ein hohes elektrisches Feld auf, das leichte positive Ionen mitreißt [14, 16].

metrie wird dieser Prozess „target normal sheath acceleration“ genannt [14]. Er beschleunigt die leichtesten Ionen der Oberfläche, in der Regel Wasserstoff- und Kohlenstoffionen aus Adsorbaten. Anschaulich propagieren die Protonen sehr laminar, d. h. die transversale Emittanz der Protonenstrahlen ist sehr klein [15]. Die Ursachen dafür sind die kleine Quellgröße und die ultrakurze Beschleunigungsdauer, die Ladungsneutralität des Strahls und die geringe kinetische Energie der Ionen vor ihrer Beschleunigung.

Durch die transversale Inhomogenität des Beschleunigungsfeldes ist das resultierende Protonenspektrum allerdings zunächst kontinuierlich. Oberhalb einer maximalen Energie, die bei table-top-Lasern bei einigen MeV liegt, werden keine Protonen emittiert. Beschränkt man jedoch die Anwesenheit von Protonen auf der Folienrückseite auf das im Wesentlichen homogene Zentrum des Beschleunigungsfeldes (blaue Fläche in Abb. 5), so durchlaufen alle Protonen nahezu das gleiche Potential und ihre Energieverteilung wird schmal. Eine auf diese Weise erreichbare Einengung der Energieverteilung der Ionen wurde theoretisch vorhergesagt und im vergangenen Jahr auch experimentell bestätigt [16, 17].

Die ausgezeichneten Strahleigenschaften laserbeschleunigter Ionen lassen an viele Anwendungen denken: So könnten laserbeschleunigte Ionen in konventionelle Ionenbeschleuniger injiziert werden [15] oder auch als Probepulse für eine zeitaufgelöste Diagnostik heißer und dichter Plasmen dienen [18]. Eine weitere elementare kernphysikalische Perspektive ergibt sich durch die Kombination aus lasererzeugten heißen dichten Plasmen und laserbeschleunigten Protonen: Durch Protonenstoß lassen sich kurzlebige angeregte Kerne erzeugen und deren Abregung in der heißen, dichten Plasma-Umgebung untersuchen, was für astrophysikalische Fragestellungen von Interesse ist. Und schließlich rücken allmählich auch für die Laserphysik ganz neue Anwendungen ins Blickfeld, wie die Produktion kurzlebiger Radionuklide mit Lasern anstelle von Beschleunigern oder Kernreaktoren oder in Zukunft vielleicht biologisch relevante Protonen- oder Ionenbestrahlung von Gewebe mit laserbeschleunigten Teilchen [19]. Bisher sind die erreichten Energien zwar noch zu gering und die Energieverteilung ist zu breit. Die gute Übereinstimmung zwischen den heutigen Experimenten, dem intuitiven Verständnis und den umfassenden numerischen Simulationen macht jedoch erste Vorexperimente mit der nächsten Lasergeneration sinnvoll.

### Spitzenintensitäten in Aussicht

Kompakte Terawatt-Laser werden in Zukunft noch kompakter, leichter zu bedienen und auch billiger werden. Die Repetitionsrate und die erreichbare Spitzenintensität werden vielleicht noch etwas steigen und hoffentlich wird es auch mehr Geräte geben, denn der Bedarf an Strahlzeiten für grundlegende Experimente ist

viel höher als die wenigen existierenden Laboratorien anbieten können. Die DFG fördert die „Relativistische Laserplasmadynamik“ in einem Sonderforschungsbe- reich, an dem die Universitäten Düsseldorf, München (LMU) und Jena sowie das Max-Born-Institut in Ber- lin beteiligt sind.

Und schließlich existieren speziell in Europa auch große Projekte für noch viel stärkere Laser, die Spitzen- intensitäten von  $10^{23}$  W/cm<sup>2</sup> und mehr erreichen sol- len. Diese werden Elektronenenergien weit über ein GeV erreichen und in der Lage sein, Protonen direkt durch das ponderomotorische Potential auf relativis- tische Energien zu beschleunigen. Auch Effekte der nichtlinearen Quantenelektrodynamik in hohen Feld- ern kommen damit in die Reichweite der Experimente. Doch werden sie den flexiblen und „kleinen“ Lasern nur einen Teil der Show stehlen, denn die Erfahrung der letzten Jahre zeigt, dass diese das physikalische Verständnis der Wechselwirkung intensiven Lichts mit Materie effektiv und mit vielen Überraschungen voranbringen.

**Literatur**

[1] G. Chériaux und J.-P. Chambaret, Meas. Sci. Technol. **12**, 1769 (2001)  
 [2] D. Strickland und G. Mourou, Optics Comm. **56**, 219 (1985)  
 [3] P. Gibbon, Short Pulse Laser Interaction with Matter, an Intro- duction, Imperial College Press (2005)  
 [4] F. Amiranoff, Meas. Sci. Technol. **12**, 1795 (2001)

[5] C. Gahn et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 4775 (1999)  
 [6] A. Pukhov und J. Meyer-ter Vehn, Applied Physics B **74**, 355 (2002)  
 [7] S. Mangles et al., Nature **431**, 535 (2004)  
 [8] C. Geddes et al., Nature **431**, 538 (2004)  
 [9] J. Faure et al., Nature **431**, 541 (2004)  
 [10] B. Liesfeld et al., Applied Physics B **79**, 1047 (2004)  
 [11] H. Schworer, J. Magill und B. Beleites (Hrsg.). Lasers and Nuclei – Application of Ultrahigh Intensity Lasers in Nuclear Science, (Lecture Notes in Physics, Vol. 694), Springer-Verlag, Heidel- berg, 2006  
 [12] H. Schworer et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 014802 (2006)  
 [13] T. Heinzl et al., hep-ph/0601076  
 [14] S. Wilks et al., Physics of Plasmas **8**, 542 (2001)  
 [15] M. Roth, Physik Journal, Januar 2004, S. 31  
 [16] H. Schworer et al., Nature **439**, 445 (2006)  
 [17] B. Hegelich et al., Nature **439**, 441 (2006)  
 [18] L. Romagnani et al., Phys. Rev. Lett. **95**, 195001 (2005)  
 [19] S. Bulanov und V. Khoroshkov, Plasma Physics Reports **28**, 453 (2002)

**DER AUTOR**

Heinrich Schworer hat an der Uni Hei- delberg Physik studiert und anschließend an der ETH Zürich promoviert. Nach einer Assistenzstätigkeit in der Physikalischen Chemie an der Uni Würzburg wechselte er 1999 an die Uni Jena, wo er einen 10-Tera- watt-Laser aufgebaut hat und seither be- treibt. Im Jahr 2002 habilitierte er sich in Jena und ist dort seither Oberassistent. Seit Herbst 2005 ist er zudem Gast- professor an der Uni Stellenbosch in Südafrika.

