

Die nächste Stufe der Beschleunigung

Zwei kompakte Plasmabeschleuniger erreichen mit der richtigen Kopplung höhere Elektronenenergien.

Unser Verständnis der Natur verdanken wir nicht zuletzt immer leistungsfähigeren Teilchenbeschleunigern, weil sie genauere Erkenntnisse über Aufbau und Zusammensetzung der Materie auf kleinsten Längenskalen liefern. Um noch kleinere Strukturen, etwa innerhalb von Atomkernen oder Nukleonen aufzulösen, ist es einerseits wichtig, die Parameter der Teilchenstrahlungspulse genau zu kontrollieren und auszuwählen. Andererseits beruhen viele Untersuchungen auf immer höheren Teilchenenergien. Sehr hohe Amplituden der elektrischen Felder zerstören aber die Beschleunigungsstrukturen – nur längere Beschleunigungsstrecken führen zu höheren Energien. Hier stoßen die aktuell größten Beschleuniger bereits an die Grenzen des Praktikablen und ökonomisch Sinnvollen. Das motiviert die Suche nach alternativen Konzepten für kompaktere Teilchenbeschleuniger.

Beispielsweise kann Beschleunigung auch in Plasmen stattfinden. In ihnen liegt die Materie bereits in ionisierter Form vor, sodass die zulässige Beschleunigungsfeldstärke prinzipiell nicht limitiert ist. In einem solchen Plasma halten sich im ungestörten Zustand positive Ionen und negative Elektronen genau die Waage. Ein hochintensiver Laserpuls lenkt die Elektronen um wenige Mikrometer aus. So entstehen äußerst starke elektrische Felder, die eine Oszillation der Elektronen um ihre Ausgangslage bewirken. Bewegt sich der Laserpuls mit einer Geschwindigkeit knapp unterhalb der Vakuum-Lichtgeschwindigkeit durch das Plasma, regt er hinter sich eine kollektive Schwingung der Elektronen an – ähnlich wie es ein fahrendes Boot auf der Oberfläche eines ruhigen Sees macht. Diese „Plasmawelle“ pflanzt sich mit derselben Geschwindigkeit fort wie der Laserpuls. Ihre Periodenlänge hängt von der Plasmadichte ab. Sie liegt genau wie die transversale Ausdehnung der Welle bei den der-

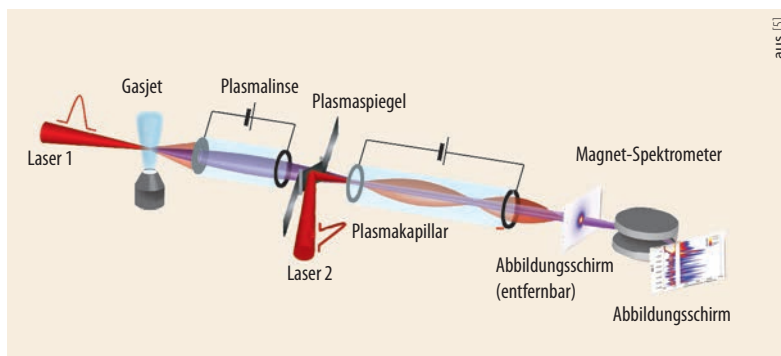


Abb. 1 Zweistufige, plasmabasierte Beschleunigung: Nach Beschleunigung mit dem ersten Laser in einem Gasjet fokussieren azimuthale Magnetfelder einer Plasmalinse die Elektronen in eine zweite Stufe. Der Strahl dringt durch einen beweglichen Plasmaspiegel, auf den si-

multan ein Puls des zweiten Lasers trifft. Dieser erzeugt in der Plasmakapillare eine zweite Plasmawelle, die den Elektronenstrahl weiter beschleunigt. Ein Magnetspektrometer bestimmt hinter dem Aufbau die Energieverteilung der Elektronen.

zeit durchgeführten Experimenten in der Größenordnung von 10 bis 30 μm . Im Innern der Plasmawelle entstehen periodische longitudinale Felder, die Feldstärken von bis zu 100 GV/m erreichen. Gelingt es, Elektronen aus dem Hintergrundplasma in den elektrischen Feldern der Plasmawelle einzufangen [1], beschleunigen die Elektronen auf Distanzen von wenigen Millimetern oder Zentimetern auf Energien bis zu 4,2 GeV [2]. Die erzeugten Elektronenpulse sind nur wenige Femtosekunden lang [3, 4] und damit ideal geeignet, um ultrakurze Strahlungspulse zu erzeugen.

Bisher begrenzte neben der verfügbaren Laserenergie das so genannte Dephasing die maximal

erreichbare Energie der Elektronenpulse. Beim Dephasing erreichen die Elektronenpulse, die im Laufe der Beschleunigung schneller werden als die Welle selbst, in der Plasmawelle allmählich die Feldbereiche mit entgegengesetzten Vorzeichen. Hier werden die Elektronen wieder abgebremst. Um diesen Effekt zu umgehen, bieten sich mehrere hintereinander geschaltete Beschleunigerstufen („Staging“) an. Dafür müssen der Elektronenpuls und die Plasmawelle der folgenden Stufe zeitlich synchron sein und in der lateralen Richtung übereinstimmen. Die nicht vernachlässigbare Divergenz des Elektronenpulses erfordert es, ihn zu refokussieren, bevor er die

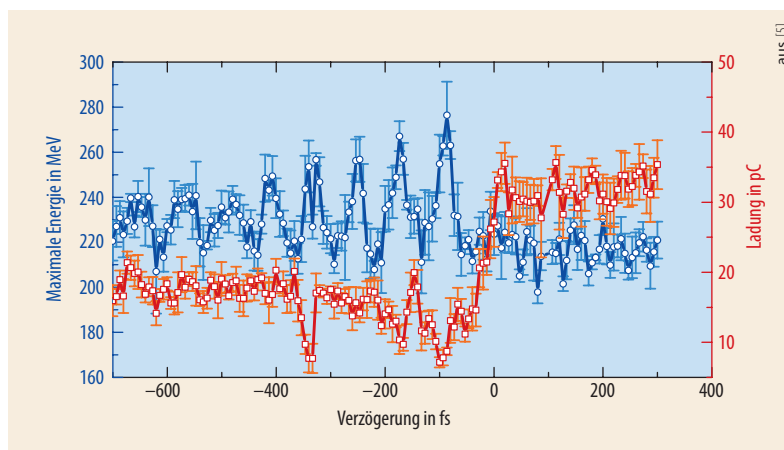


Abb. 2 Die Verzögerung zwischen Elektronenpuls und zweiter Plasmawelle bestimmt die maximale Energie (blau) und

die Ladung der Elektronen (rot). Nur wenn die Welle den Elektronen voraus-eilt (negative Zeiten), wechselwirken sie.

nächste Stufe durchläuft. Forscher am Lawrence Berkeley National Laboratory in den USA haben ein Experiment durchgeführt, in dem sie erstmals die Elektronenpulse in lasererzeugten Plasmawellen in einem zweistufigen Prozess beschleunigten [5]. Dabei nutzten sie zwei miteinander synchronisierte Laserpulse, um die aufeinander folgenden plasmabasierten Beschleunigerstufen zu betreiben (Abb. 1). Je ein Laserpuls erzeugte in jeder Stufe eine Plasmawelle. In der ersten Stufe erreichten die Elektronen maximale Energien von 200 MeV. Die zweite Stufe erhöhte die Energie nochmals um 80 MeV. Hier zeigten die Forscher insbesondere, dass das Timing zwischen Elektronenpuls und zweiter Plasmawelle bestimmt, wie gut die zweite Stufe die Elektronen beschleunigt. Wenn sie die Verzögerung variierten, beobachteten sie verschiedene Energien. Bewegt sich die zweite Plasmawelle hinter dem Elektronenpuls (positive Verzögerung), beeinflusst die Welle

die Elektronen nicht. Das periodische Feld der zweiten Welle wirkt nur für negative Verzögerung auf den Elektronenstrahl: Ein Nachbeschleunigen und Abbremsen wechseln sich ab (Abb. 2).

Eine ebenfalls plasmabasierte Magnetfeldlinse transportierte den Elektronenpuls effizient von der ersten zur zweiten Beschleunigungsstufe [6]: Azimutale Magnetfelder entstanden in einer Plasmakapillare, durch die eine Hochspannung einen Entladungsstrom von 650 A trieb. Diese Felder refokussierten über eine Distanz von wenigen Zentimeter den Elektronenpuls, der nach der ersten Beschleunigungsstufe leicht divergierte. Dadurch beschleunigte die Plasmawelle der zweiten Stufe einen signifikanten Anteil der Elektronen nach.

Dieses Experiment ist ein Meilenstein für die plasmabasierte Elektronenbeschleunigung, weil es die limitierenden Effekte überwindet. Dank der ausschließlich

plasmabasierten Komponenten bleibt dieser mehrstufige Plasmabeschleuniger mit einer Länge unter zehn Zentimeter sehr kompakt. Einer Kombination sehr vieler Beschleunigungsstufen steht nun nichts mehr im Weg, was auch in Europa Gegenstand der Forschung ist [7]. Damit könnten plasmabasierte Elektronenbeschleuniger in naher Zukunft auch Energien von 10 GeV übertreffen. In kleineren Laboren rücken damit Experimente in greifbare Nähe, die derzeit noch sehr große konventionelle Beschleunigeranlagen benötigen.

Malte C. Kaluza

Prof. Dr. Malte C. Kaluza, Physikalisch-Astronomische Fakultät, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Max-Wien-Platz 1, 07743 Jena

- [1] A. Pukhov et al., *Appl. Phys. B* **74**, 335 (2002)
- [2] W. Leemans et al., *Phys. Rev. Lett.* **113**, 245002 (2014)
- [3] O. Lundh et al., *Nature Phys.* **7**, 219 (2011)
- [4] A. Buck et al., *Nature Phys.* **7**, 543 (2011)
- [5] S. Steinke et al., *Nature* **530**, 190 (2016)
- [6] J. van Tilborg et al., *Phys. Rev. Lett.* **115**, 184802 (2015)
- [7] www.eupraxia-project.eu

■ Über Perkolation zur Turbulenz

Die raumzeitliche Dynamik turbulenter Flecken in ausgedehnten Systemen deutet gerichtete Perkolation an.

Strömungsmuster zeigen eine faszinierende Vielfalt: Streifen in der Jupiteratmosphäre, in Wirbelstraßen nach einem Hindernis oder in Hurrikanen, Windhosen oder anderen Phänomenen. Jedes dieser Muster scheint für sich allein zu bestehen und eine individuelle Erklärung zu erfordern. Aber auch hinter solch großskaligen räumlichen Mustern können universelle Gesetzmäßigkeiten stecken, wie nun zwei Experimente an prototypischen Scherströmungen im Übergangsbereich von laminarer zu turbulenter Strömung zeigen [1, 2].

Im Mittelpunkt der Experimente stehen Strömungen, in denen Turbulenz auftritt, ohne dass das laminare Strömungsprofil instabil wird. Dazu gehören neben der Rohrströmung auch die Strömung zwischen zwei gegeneinander verscherten parallelen Platten (die ebene Couette-Strömung) und

die druckgetriebene Strömung zwischen zwei Platten (die ebene Poiseuille-Strömung). Wie bei vielen anderen Strömungen wird das Verhalten durch eine dimensionslose Kennzahl bestimmt, die Reynolds-Zahl Re . Sie ergibt sich aus der Strömungsgeschwindigkeit U , dem halben Plattenabstand h und der kinematischen Viskosität ν gemäß $Re = Uh/\nu$. Bei kleinen Re zerfallen alle Störungen, und das laminare Profil ist stabil. Bei höheren Re wachsen aus starken Störungen turbulente Flecken, obwohl das laminare Profil gegenüber kleinen Störungen noch stabil ist. In den Flecken reicht die Turbulenz von Platte zu Platte, ist allerdings in den beiden anderen Richtungen heterogen, sodass sich in Draufsicht ein Wechsel zwischen laminaren und turbulenten Gebieten zeigt.

Die turbulenten Flecken haben ihre eigene Dynamik: Sie strecken

sich in Strömungsrichtung oder quer dazu aus, ziehen sich zusammen, teilen sich auf oder zerfallen auch gelegentlich. So entstehen in einer Raum- und einer Zeitrichtung die in Abb. 1 gezeigten, an Dendriten erinnernden verästelten Muster. Da die Bewegung im Details sehr kompliziert ist, dient zur weiteren Beschreibung eine gemittelte Größe: der Anteil der Fläche, der turbulent ist. Da dieser Flächenanteil mit der Reynolds-Zahl variiert – bei kleinen Re (ohne Turbulenz) verschwindet er; bei großen Re erreicht er den Wert 1 –, beschreibt er als Ordnungsparameter den Übergang von der laminaren zur vollentwickelten, raumfüllenden Turbulenz.

Björn Hof vom Institute of Science and Technology Austria und Kollegen untersuchen diesen Ordnungsparameter für die ebene Couette-Strömung [1]. Um die Advektion durch die Bewegung der