

mit  $N = Z$ , vor allem zu  $^{56}\text{Ni}$ . Durch Positronenemission entstehen auch größere Mengen interessanter, seltener Isotope wie  $^{45}\text{Sc}$ ,  $^{49}\text{Ti}$  und  $^{64}\text{Zn}$ . Trotz des verbleibenden Überschusses freier Protonen können schwerere Kerne jedoch nicht entstehen, weil die Nuklide der  $^{64}\text{Ge}$ -Umgebung einen sehr kleinen Wirkungsquerschnitt für Protoneneinfang und eine lange Halbwertszeit gegen  $\beta$ -Zerfall besitzen.

Wie G. Martínez-Pinedo (GSI, Darmstadt) dann allerdings erkannte, spielt bei den im Supernovazentrum herrschenden Bedingungen die Neutrinowechselwirkung mit freien Nukleonen eine wichtige Rolle. Die intensive Bestrahlung der vom Neutronenstern wegfliegenden Materie durch Elektronantineutrinos wandelt einen kleinen Teil der freien Protonen in Neutronen um, die daraufhin sofort von Kernen mit Neutronendefizit absorbiert werden. In diesen (n,p)-Reaktionen entstehen Nuklide, die größere Wirkungsquerschnitte für den Protoneneinfang besitzen und dann über (p, $\gamma$ )-Reaktionen höhere Massenzahlen erreichen [3]. Rechnungen zur Nukleosynthese mit

diesem neuen vp-Prozess zeigen, dass die gegen Protoneneinfang und  $\beta$ -Zerfall sehr stabilen Nuklide von  $^{64}\text{Ge}$ ,  $^{68}\text{Se}$ ,  $^{72}\text{Kr}$  und  $^{76}\text{Sr}$  so mittels (n,p)-Reaktionen umgangen werden können und der Aufbau schwererer protonenreicher Isotope mit Massenzahlen bis über 100 möglich wird (Abb.) [3, 5, 7]. Dabei entstehen typische p-Prozess-Kerne wie  $^{92,94}\text{Mo}$ ,  $^{96,98}\text{Ru}$  und  $^{102}\text{Pd}$  in großen Mengen.

Dieser Prozess, der nicht von einer anfangs vorhandenen Verteilung schwerer Elemente abhängt und daher ein primärer Prozess ist, kann somit die p-Nuklide in den Sternexplosionen erzeugen, die auch als aussichtsreiche Quelle der r-Prozess-Elemente gelten. Weiter verbesserte Supernova-Simulationen müssen dies bestätigen und zeigen, ob und wann der Neutrinowind zu späteren Zeiten einen Neutronenüberschuss entwickelt. Fröhlich et al. [3] schlagen vor, dass der neue Prozess die von Beobachtungen alter Sterne nahe gelegte Anreicherung des interstellaren Mediums mit Strontium bereits in einer frühen Entwicklungsphase der Milchstraße erklären könnte.

Dies kann nur durch genauere Beobachtungen überprüft werden. Präzise Vorhersagen der Elementverteilung im vp-Prozess erfordern zudem gemessene Kerndaten. Von vielen der protonenreichen Isotope, deren Zerfall die p-Nuklide liefert, sind Massen, Zerfallszeiten und Wirkungsquerschnitte für den Nukleoneneinfang bislang nur theoretisch bestimmt. Zukünftige Experimente wie der Rare Isotope Accelerator (RIA) in den USA oder das Projekt FAIR bei der GSI in Darmstadt haben sich die Messung dieser für die nukleare Astrophysik extrem wichtigen Kerneigenschaften zum Ziel gesetzt.

Hans-Thomas Janka

Priv.-Doz. Dr. Hans-Thomas Janka, Max-Planck-Institut für Astrophysik, Karl-Schwarzschild-Str. 1, 85748 Garching

- [1] G. Wallerstein et al., Rev. Mod. Phys. **69**, 995 (1997)
- [2] M. Arnould und S. Goriely, Phys. Rep. **384**, 1 (2003)
- [3] C. Fröhlich et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 142502 (2006)
- [4] J. Pruet et al., Astrophys. J. **623**, 325 (2005)
- [5] C. Fröhlich et al., Astrophys. J. **637**, 415 (2006)
- [6] R. Buras et al., Astron. Astrophys. **447**, 1049 (2006)
- [7] J. Pruet et al., arXiv: astro-ph/0511194

## Lang lebe die erste Wand

Neue Experimente zur Kernfusion zeigen, wie sich Instabilitäten am Plasmarand, die die Lebensdauer der ersten Wand im geplanten Fusionsreaktor ITER beeinträchtigen können, kontrollieren und vermeiden lassen.

Die technische Nutzung der Fusion von Deuterium und Tritium zu Helium (bzw.  $\alpha$ -Teilchen) und Neutronen als Energiequelle erfordert ein heißes Plasma, mit Temperaturen von über 100 Millionen Kelvin. Die Herausforderung besteht darin, ein solches Plasma thermisch gut zu isolieren, sodass diese Temperatur mit geringer Heizleistung erreicht wird und ein Fusionsreaktor wirtschaftlich arbeiten kann. Außerdem sollte die Heizleistung durch Wärmeleitung nach außen gleichmäßig und verteilt auf eine möglichst große Fläche abgeführt werden, damit die umgebende erste materielle Wand nicht schmilzt oder durch übermäßige Erosion zerstört

wird. Das Großexperiment ITER<sup>1</sup>, dessen Baubeginn bei Cadarache in Südfrankreich nun bevorsteht, soll die Energieerzeugung durch Fusion praktisch demonstrieren.<sup>2</sup> ITER wird auch der erste Fusionsreaktor sein, der unter realistischen Bedingungen die Materialien für die erste Wand erproben kann.

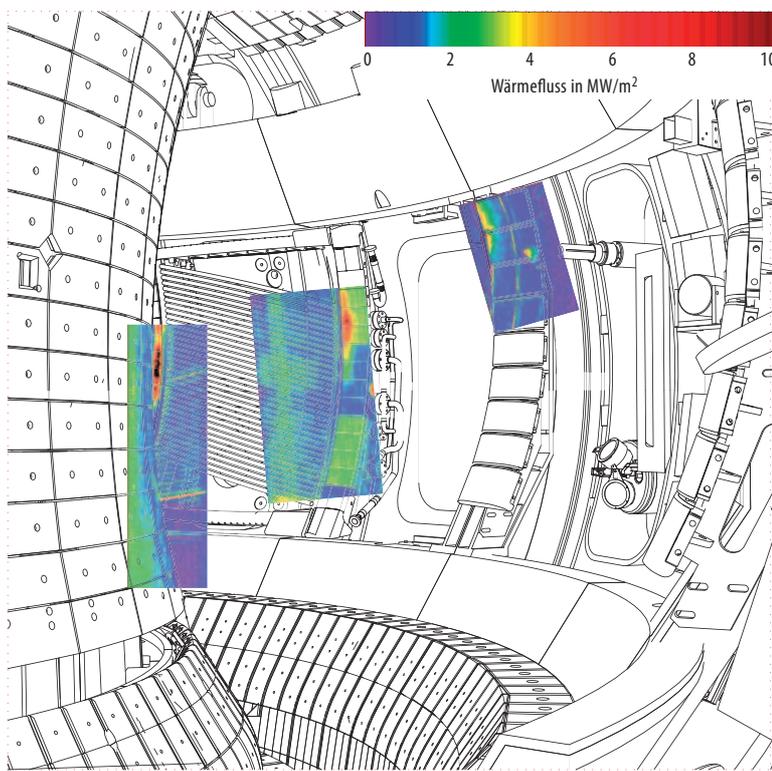
Um das Fusionsplasma zu erzeugen, bedient sich ITER des seit fünf Jahrzehnten bekannten Tokamak-Prinzips: Das Plasma wird dabei in einem ringförmigen, axialsymmetrischen Magnetfeld eingeschlossen, das durch außerhalb angebrachte Spulen sowie einen im Plasma induzierten elektrischen Strom erzeugt wird.

Der hohe Druck im Plasmazentrum wird durch Kräfte proportional zu  $j \times B$  kompensiert, die das Plasma im Kraftgleichgewicht halten. Wie hoch der Plasmadruck bzw. die Temperatur im heißen Plasmakern wird, hängt von der Heizleistung und der Wärmeisolation ab. Der Wärmetransport bestimmt letztlich die Abmessungen eines Fusionsreaktors: Je besser das Plasma eingeschlossen ist, desto kleiner kann die Maschine sein. Aufgrund der in sich geschlossenen Feldlinien wird der Einschluss nur durch den Transport senkrecht zum Magnetfeld bestimmt, und dieser ist in heißen Fusionsplasmen durch Turbulenz dominiert.

<sup>1</sup> www.iter.org

<sup>2</sup> Dabei sollen mit 50 MW externer Heizleistung 500 MW Fusionsleistung erzeugt werden. Damit wird sich ITER mit ca. 100 MW in den  $\alpha$ -Teilchen vorwiegend selbst heizen.

Blick in das Plasma-gefäß von ASDEX Upgrade. Die eingeblendeten Thermographieaufnahmen zeigen die ungleichmäßige Wärmebelastung (bis zu  $10 \text{ MW/m}^2$ ) während einer lokalisierten Mode (ELM) auf die plasmanahen Einbauten. (Quelle: A. Herrmann, IPP Garching)



Zur Verbesserung des Wärme-einschlusses setzt ITER auf das bereits vor über 20 Jahren am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik in Garching entdeckte „High-confinement“-Regime (H-Mode), bei dem die Turbulenz am Plasmarand durch eine verscherte Strömung proportional zu  $E \times B$  unterdrückt wird. Dies führt zu einer schmalen Zone, in welcher der Druck zum Plasmaintern hin schnell ansteigt, sowie zu einer etwa doppelt so hohen im Plasma gespeicherten Energie. Ein Fusionsreaktor mit vorgegebener thermischer Leistung kann daher mit H-Mode-Einschluss wesentlich kompakter sein als ohne.

Allerdings hat die Sache einen Haken: Der hohe Druckgradient am Plasmarand liefert freie Energie, die die Konfiguration kurzzeitig instabil machen kann. Dadurch treten sog. „Edge Localised Modes“ (ELMs) auf, die schnell anwachsen und für einige  $100 \mu\text{s}$  den Teilchen- und Wärmeverlust aus dem Plasma stark erhöhen. Das Plasma kühlt dadurch am Rand schnell ab und wird wieder stabil, bevor nach mehreren 10 bis 100 ms ein neuer ELM auftritt und der gesamte Zyklus wieder von vorne beginnt.

Einerseits wird das Plasma durch die ELM-Verluste von Verunrei-

nungen befreit, z. B. dem Reaktionsprodukt Helium, was durchaus wünschenswert ist. Andererseits führt der kurzzeitige Energieverlust zu problematisch hohen Wärmebelastungen auf die Wand, die in gegenwärtigen Experimenten in der Spitze zwischen 10 und etwa  $100 \text{ MW/m}^2$  betragen können (Abb.). Für ITER kann das möglicherweise bedeuten, dass die Spitzenbelastung durch ELMs oberhalb der Ablationsschwelle von Graphit bzw. der Schmelzgrenze von Wolfram liegen wird [1] – aus diesen Materialien werden die am stärksten belasteten Wände bestehen. Das würde nicht nur die Lebensdauer der ersten Wand mindern, sondern auch zur unerwünschten Deposition von radioaktivem Tritium an unzugänglichen Stellen im Plasmagefäß führen. Daher ist es das Ziel, den Energieverlust durch ELMs zu begrenzen oder sogar einen hinreichenden Verunreinigungstransport aus dem Plasma ganz ohne ELMs zu erreichen.

In einem kürzlich in Nature Physics erschienenen Artikel berichten nun Evans et al. [2] über neue Experimente zur Unterdrückung von ELMs. Die Autoren haben dazu das eigentlich axialsymmetrische Magnetfeld des Tokamaks DIII-D im

kalifornischen San Diego ( $B \approx 2 \text{ T}$ ) durch ein kleines, stationäres Radialfeld ( $B \approx 1 \text{ mT}$ ) mit helikaler Symmetrie als Störung überlagert. Mit eingeschaltetem Störfeld verschwinden die ELMs fast vollständig, ohne dass der Energieeinschluss merklich abnimmt.<sup>3</sup>

Hat das radiale magnetische Störfeld den gleichen helikalen Verlauf wie das ungestörte axialsymmetrische Magnetfeld am Plasmarand, tritt ein Resonanzeffekt ein: Die Magnetfeldlinien werden radial ausgelenkt und verlaufen bei hinreichend hohem Störfeld stochastisch, d. h. sie füllen ein Volumen aus. Da der Transport entlang Feldlinien erheblich schneller stattfindet als senkrecht zum Magnetfeld, bedeutet dies eine Erhöhung des radialen Teilchen- und Wärmeverlusts gerade im Bereich des hohen Druckgradienten, der dadurch reduziert wird. Aufgrund der unterschiedlichen Feldliniensteigung im Innern und am Rand des Plasmas wirkt sich das Störfeld so gut wie nicht auf den Einschluss im heißen Hauptplasma aus.

Eine Hypothese, um die ELM-Unterdrückung zu erklären, besteht darin, dass der zusätzliche radiale Transport gerade ausreicht, um den Plasmadruck am Rand unterhalb der kritischen Schwelle für ELMs zu halten. Allerdings bleiben noch Fragen offen: Warum sinkt nur die Plasmadichte, nicht aber die Temperatur? Warum hält der zusätzliche Transport den Plasmadruck immer gerade unterhalb der kritischen Schwelle und variiert nicht kontinuierlich mit der Störfeldstärke, was eine variable ELM-Frequenz zur Folge hätte? Diese und andere Fragen müssen noch in weiteren Experimenten an DIII-D sowie anderen Tokamaks untersucht werden.

Zur Beeinflussung von ELMs gibt es allerdings auch andere aussichtsreiche Verfahren, die stark von der Plasmaform abhängen. So können bei geeigneter Plasmaform kleinskalige irreguläre ELM-Ereignisse („Typ II“) auftreten, die kaum mehr messbare Leistungsspitzen auf der Wand produzieren. Dies wurde im Garching Tokamak

<sup>3</sup> Außerdem nimmt die Plasmadichte leicht ab, was auf einen etwas erhöhten Teilchentransport aus dem Plasma hinweist.

ASDEX Upgrade, im europäischen Gemeinschaftsexperiment und derzeit weltweit größten Tokamak JET in Culham, England, sowie im japanischen Tokamak JT-60U beobachtet [3]. Darüber hinaus lassen sich gewöhnliche ELMs („Typ I“) durch schnelle Plasmabewegungen oder auch durch Einschleusen von gefrorenen Deuterium-Pellets in das Plasma auslösen, sodass die ELM-Frequenz in gewissen Grenzen frei eingestellt werden kann [4]. Experimente am Lausanner Tokamak TCV und am ASDEX Upgrade haben gezeigt, dass mit steigender ELM-Frequenz der Energieverlust pro ELM abnimmt. Eine aktive ELM-Kontrolle erlaubt es daher

möglicherweise, die Wärmebelastung unter die Ablationsschwelle zu drücken und eine schnelle Erosion der Wand zu vermeiden, falls aus anderen Gründen die komplette Unterdrückung von ELMs nicht möglich sein sollte.

Bislang ist noch offen, ob sich diese Möglichkeiten einsetzen lassen, um die ELMs bei ITER zu beeinflussen. Derzeit wird der Einbau eines Satzes von Störfeldspulen innerhalb oder außerhalb des Plasmagefäßes geprüft. Aufgrund des Platzbedarfs wäre dies wahrscheinlich eine größere Herausforderung als z. B. ein Injektor für Deuterium- oder Tritium-Pellets, der ohnehin zur Plasmanachfüllung benötigt

wird. Ob allerdings und mit welchen Methoden ELMs in ITER unterdrückt werden können, können zur Zeit wohl nur weitere experimentelle Untersuchungen an den gegenwärtigen Maschinen sowie Fortschritte bei der numerischen Modellierung des Transports während ELMs zeigen.

Wolfgang Suttrop

Priv.-Doz. Dr.  
Wolfgang Suttrop,  
Max-Planck-Institut  
für Plasmaphysik,  
85740 Garching

- [1] G. Federici et al., J. Nucl. Mat. **313**, 11 (2003)
- [2] T. Evans et al., Nature Physics **2**, 335 (2006)
- [3] J. Stober et al., Nucl. Fusion **45**, 1213 (2005)
- [4] P. T. Lang et al., Nucl. Fusion **45**, 502 (2005)

## ■ Reibung ohne Kontakt

**Hoheempfindliche Messungen mit Hilfe eines Rastersondenmikroskops haben gezeigt, dass dielektrische Schwankungen in einem Substrat zu kontaktfreier Reibung zwischen Substrat und einem schwingenden Kantilever führen.**

Die Reibung zwischen zwei Festkörpern geht üblicherweise mit mechanischem Kontakt einher. Reibungskräfte sind proportional zur Last, mit der die beiden Körper gegeneinander gedrückt werden. Man unterscheidet zwischen statischer Reibung ( $F_s$ ) und kinetischer Reibung ( $F_k$ ). Erstere ist eine Schwellenkraft, die überwunden werden muss, um ein System vom Stillstand zum Gleiten überzuführen.  $F_k$  hingegen ist die Kraft, die im gleitenden Zustand herrscht. Sie hängt unter üblichen Bedingungen nicht stark von der Gleitgeschwindigkeit  $v$  ab.

Festkörperreibung verhält sich damit qualitativ anders als die Reibung zwischen einer Flüssigkeit und einem Brownschen Teilchen bzw. zwischen zwei Festkörpern, die komplett durch eine flüssige Schicht getrennt sind. Diese beiden Fälle kann man gut beschreiben, wenn man annimmt, dass  $F_k$  linear von  $v$  abhängt. Eine solche lineare Abhängigkeit lässt sich im Rahmen der linearen Antworttheorie verstehen, die immer dann anwendbar ist, wenn ein System sich in der Nähe des thermodynamischen

Gleichgewichtes befindet. Die Bewegung des Brownschen Teilchens oder der durch eine flüssige Schicht getrennten Festkörper wird durch thermische Stöße mit den Flüssigkeitsatomen gedämpft. Die thermischen Schwankungen innerhalb der Flüssigkeit sind daher mit dem Dämpfungseffekt gekoppelt, den die Flüssigkeit ausübt. Formal wird die Beziehung zwischen einer thermischen Zufallskraft und der Reibungskraft auf ein Teilchen (oder allgemein auf einen Freiheitsgrad) im Fluktuations-Dissipations-Theorem (FDT) beschrieben [1], dessen bekannteste Version die Einstein-Relation ist. Sie besagt, dass die Diffusionskonstante  $D$  eines Brownschen Teilchens und sein Reibungskoeffizient  $\gamma$  über die Gleichung  $D = k_B T / \gamma$  zusammenhängen.  $\gamma$  gibt dabei über die Gleichung  $F = \gamma \langle v \rangle$  an, wie groß die Reibungskraft  $F$  ist, wenn dem Teilchen eine Driftgeschwindigkeit  $\langle v \rangle$  von außen aufgezogen wird.

Was passiert aber mit der Dämpfung, wenn es keine Flüssigkeit zwischen den beiden Festkörpern gibt und die beiden Festkörper sich nicht berühren? Zunächst sei ein-

mal daran erinnert, dass es müßig ist – vermutlich sogar prinzipiell unmöglich –, *rigoros* zu definieren, was Kontakt auf molekularer Ebene bedeutet. Schließlich haben Wechselwirkungen große Reichweiten, und zudem lassen sich auf Grund der quantenmechanischen Natur insbesondere der Elektronen keine scharfen Grenzflächen ziehen. Dennoch kann man die Frage stellen, was zur Dämpfung führt, wenn sich zwei Festkörper, die sich nach unserem intuitiven Verständnis nicht berühren, gegeneinander bewegen. Hier kann man wieder das FDT bemühen, das nicht nur für die Brownsche Molekularbewegung bedeutsam ist, sondern in vielen Bereichen der (statistischen) Physik angewendet wird. So wird ein in der Zeit schwankendes elektromagnetisches Feld unweigerlich zur Dämpfung der Bewegung (freier) Ladungen führen. Dieses Prinzip haben sich Forscher an der Cornell University in Ithaca, New York, zu Nutze gemacht, um die Schwankungen des elektromagnetischen Feldes über einer dielektrischen Schicht zu bestimmen [2, 3]. Es wurde vermutet, dass solche di-