

Auf den Wegen zum Fusionskraftwerk

Organisierter und selbst-organisierender magnetischer Einschluss

Friedrich Wagner

Die Kernfusion verheißt, aus billigen und überall vorhandenen Brennstoffen praktisch grenzenlos Energie zu erzeugen. Doch bis sich das „Sonnenfeuer“ in einem Kraftwerk einsperren und nutzen lässt, ist es ein weiter Weg. Ein entscheidender Fortschritt gelang Anfang der 80er-Jahre mit der Entdeckung der H-Mode, die durch einen deutlich verbesserten Einschluss des Plasmas ausgezeichnet ist.

Angesichts des zunehmenden Energiebedarfs einer wachsenden Menschheit wird weltweit Fusionsforschung betrieben. In einem Plasma, also einem ionisierten Gas, können die Ionen bei hoher Temperatur die abstoßende Coulomb-Kraft überwinden und verschmelzen. Da ein Gramm Fusionsbrennstoff die Energie von elf Tonnen Kohle enthält, ist es seit mehr als einem halben Jahrhundert ein Menschheitstraum, diesen Prozess zu kontrollieren und die Kernfusion als praktisch unerschöpfliche Energiequelle zu nutzen. Der Fusionsprozess mit den geringsten Anforderungen an das Plasma, z. B. an seine Temperatur, und dem größten Energiegewinn ist die Verschmelzung eines Deuterons (d) und eines Tritons (t) zu Helium, einem Neutron und der Energie von 17,6 MeV. Aber auch dieser Prozess verlangt eine Temperatur von 150 bis 200 Millionen Grad (Infokasten) [1]. Die wichtigste Aufgabe der Fusionsforschung besteht darin, für guten Einschluss von Energie und Teilchen zu sorgen. Dieser Artikel konzentriert sich auf einige wesentliche Fragen der zugrunde liegenden Physik.

Der magnetische Einschluss beruht auf der Lorentz-Kraft auf die Elektronen und Ionen, die ein Plasma bilden. Um Verluste an den Enden von geraden Anordnungen zu vermeiden, haben sich toroidale, d. h. ringförmige Magnetfeldsysteme bewährt. Geladene Teilchen laufen entlang der Feldlinien um den Torus und führen eine spiralförmige Bewegung mit dem Larmor-Radius ρ_L aus. Damit wäre der magnetische Einschluss perfekt, gäbe es nicht drei Probleme:

- (1) In toroidaler Geometrie ist das Magnetfeld inhomogen und auf der Torus-Innenseite (Hochfeldseite) größer als auf der Außenseite. Die Teilchenbahn senkrecht zum Feld ist somit nicht geschlossen und verläuft nicht periodisch in der vorgegebenen Geometrie. Vielmehr driftet das Teilchen vertikal von seiner Feldlinie weg und kann den Torus verlassen.
- (2) Ein Plasma ist eine durch Stöße und elektrische



In der Experimenthalle des IPP in Greifswald wird das Fusionsexperiment Wendelstein 7-X aufgebaut. Links sind zwei der fünf Module zu sehen. Eines davon steht auf der Experimentierplattform, auf der sich rechts ein Teil des Außengefäßes befindet.

und magnetische Felder stark korrelierte Flüssigkeit. Die Coulomb-Stöße lassen die Teilchen senkrecht von Feldlinie zu Feldlinie springen, sodass Teilchen und Energie nach außen fließen. Dieser Verlustmechanismus wird als klassischer Transport bezeichnet.

■ (3) Plasmen sind als thermodynamisch offene Systeme mit hohem Druck im Zentrum und steilen Gradienten am Rand weit entfernt vom Gleichgewicht. Deshalb ist die Dynamik des Plasmas von Instabilitäten und Turbulenz bestimmt mit einem breiten Spektrum an Orts- und Zeitcharakteristiken. Kleinskalige Instabilitäten sind von Gradienten des Drucks, also der Dichte, der Ionen- und Elektronentemperatur getrieben und führen zu turbulenten Flüssen.

KOMPAKT

- Damit ein Fusionsplasma zünden und Energie liefern kann, muss das Produkt aus Dichte, Temperatur und Energieeinschlusszeit größer als ein gewisser Schwellenwert sein.
- Plasmaturbulenzen vereitelten bis zu Beginn der 80er-Jahre eine Annäherung an diese Zündbedingung.
- In der H-Mode (H für *high confinement*) tritt selbstorganisiert eine Transportbarriere auf, die das Plasma wie ein Eimer umgibt und dadurch den Plasmaeinschluss verbessert.
- Die H-Mode ist universell und tritt sowohl bei Tokamaks als auch bei Stellaratoren auf. Beide Konzepte werden mit ITER bzw. Wendelstein 7-X vorangetrieben.

Prof. Dr. Friedrich Wagner, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Wendelsteinstr. 1, 17491 Greifswald – Preisträgerartikel anlässlich der Verleihung der Stern-Gerlach-Medaille 2009 auf der 73. Jahrestagung der DPG in Hamburg.

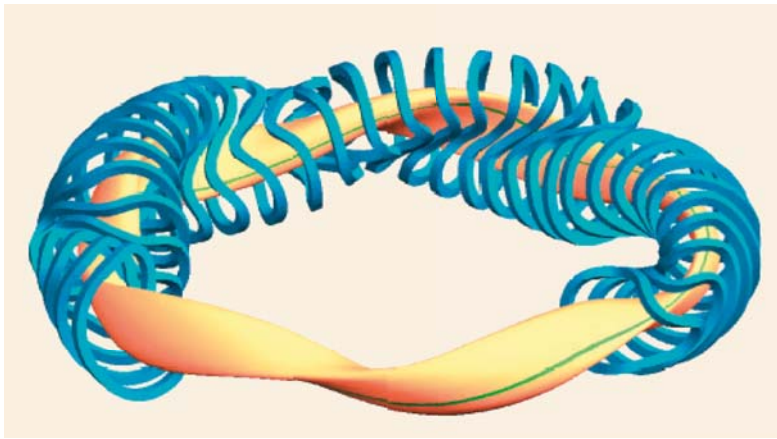


Abb. 1 Flussfläche (gelb), eine Feldlinie (grün) sowie der Kranz der modularen Spulen des Wendelstein 7-X Stellarators.

Alle drei Mechanismen beschränken die Qualität des magnetischen Einschlusses und machen Fusionsforschern das Leben schwer. Sie bestimmen die sog. Energieeinschlusszeit τ_E , ein Maß für die Güte der thermischen Isolation in einer gegebenen Geometrie. Innerhalb dieser Zeit muss der Energieinhalt des Plasmas aufgrund von Verlustmechanismen erneuert werden (s. Infokasten). Die Fusionsforscher ringen weltweit um Methoden, die Einschlusszeit zu verlängern. Dieser Artikel beschreibt, wie man die Driftverluste in dreidimensionalen Geometrien vermeidet – also den magnetischen Einschluss optimiert – und wie die Natur – in ihrem Drang nach Selbstorganisation – die turbulenzbestimmten Flüsse ohne Eingriff von außen verringert.

Die unter (1) genannten Driftverluste lassen sich durch einen einfachen Trick vermeiden: Dem starken Toroidalfeld, das in Richtung des Rings weist, wird ein poloidales Feld senkrecht dazu überlagert, das sich

um den kleinen Radius des Torus – also in einer poloidalen Ebene – schließt. Als Folge windet sich jede Feldlinie helikal um den Torus. In toroidaler Geometrie ist eine glatte und zusammenhängende Bedeckung einer Torusfläche mit Feldlinien möglich. Auf einer solchen toroidalen Flussfläche ist der Druck konstant, da sich entlang der Feldlinien alle Druckunterschiede innerhalb der Flussfläche ausgleichen können. Eine Feldlinie, die eine senkrechte – also poloidale – Referenzfläche durchschneidet, schließt sich i. A. nicht nach einem toroidalen Umlauf, sondern ist um einen Winkel – den Winkel der Rotationstransformation ι – poloidal versetzt. Magnetischer Einschluss ergibt sich aus ineinander verschachtelten toroidalen Flussflächen mit Feldlinien, die auf den Flächen verbleiben, ohne diese radial kurz zu schließen.

Ein Teilchen, das sich entlang einer helikal umlaufenden Feldlinie bewegt, ist parallelen ($\nabla_{\parallel} B$) und senkrechten ($\nabla_{\perp} B$) Feldgradienten ausgesetzt. Aus dem magnetischen Moment der Gyration folgt ein diamagnetisches Verhalten, sodass Elektronen und Ionen in Bereichen mit hohem Feld in ihrer Parallelbewegung abgebremst und dann wieder zu niedrigem Feld hin beschleunigt werden. Abhängig vom Verhältnis der Geschwindigkeiten parallel und senkrecht zum Feld (v_{\parallel}/v_{\perp}) zerfällt das Teilchenensemble in zwei Klassen – freie (umlaufende) und gefangene Teilchen. Die gefangenen Teilchen laufen in periodischen Bahnen mit Spiegelpunkten ($v_{\parallel} = 0$) auf der Hochfeldseite. Die vertikalen Driften sind entlang der Bahn stückweise nach außen, aber auch zum Zentrum des Torus hin gerichtet, sodass sich geschlossene Bahnen ergeben. Allerdings sind die Driftabweichungen von den Feldlinien zwar endlich, aber weit größer als der Lamor-Radius ρ_L . Dies gilt insbesondere für die Driftabweichungen der gefan-

EINIGE GRUNDLAGEN DER KERNFUSION

Die Sonne macht es vor: Vier Protonen verschmelzen im p-p-Zyklus zu Helium. Dabei „verbrennt“ die Sonne pro Sekunde etwa vier Millionen Tonnen Material zu Energie. Für die technische Fusion will man dagegen die Verschmelzung von schwerem mit überschwerem Wasserstoff nutzen, die Reaktion mit höchstem Fusionsquerschnitt und größter Energieausbeute, gemäß



Deuteronen werden aus dem Wasser gewonnen; das radioaktive Tritium t mit kurzer Halbwertszeit von 12,3 Jahren entsteht im Kraftwerk in einem Brutprozess aus Lithium. Die Brennstoffsituation der Fusion erfüllt alle Forderungen der Nachhaltigkeit und globalen Verfügbarkeit. Fusionskraftwerke werden eine elektrische Leistung von rund 1 GW produzieren. Klimaschädliche Gase entstehen nicht, katastrophale Unfälle sind nicht möglich. Der radioaktive Abfall der Fusion – von den

Neutronen aktivierte Strukturmaterialien – ist nach einer Abklingzeit von ca. hundert Jahren wieder verwendbar.

Die Energie der bei der Fusion entstehenden α -Teilchen dient der inneren Plasmaheizung. Mit ihr als Quellterm lassen sich die Zünd- und Brennbedingungen eines Fusionskraftwerks aus einer Leistungsbilanz bestimmen. Hier werden die innere Heizung mit den Strahlungs- und Transportverlusten gleichgesetzt. Die Temperatur muss am Maximum der Fusionsausbeute bei etwa 200 Millionen Grad liegen. Das Ergebnis der Bilanzbetrachtung, die John Lawson als erster angestellt hat, ist eine Bedingung für das **Tripelprodukt** $n T \tau_E > 6 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3} \text{ keV s}$. Von der Plasmadichte n hängt die Häufigkeit der Fusionsstöße ab, T ist die Plasmatemperatur, mit der die Coulomb-Abstoßung überwunden wird, und τ_E die Energieeinschlusszeit als Maß für die Qualität der thermischen Isolation des magnetischen Einschlusses. Fusionsforscher

kennen genau ihr Ziel. Den Weg dorthin zu finden ist die Aufgabe; mit ITER sollte dies nun möglich sein.

Plasmen brauchen einen definierten Rand, sonst füllen sie den zur Verfügung stehenden Raum in unkontrollierter Weise aus. Früher diente dafür eine materielle Blende aus Graphit, der sog. Limiter, der das Plasma jedoch stark verunreinigt. In modernen Experimenten begrenzt eine **magnetische Separatrix**, die durch zusätzliche toroidale Spulen erzeugt wird, das Plasma. Die Spulen erzeugen auf der Separatrix einen **X-Punkt** (oder mehrere), an dem das poloidale Feld gerade verschwindet. Die Separatrix trennt die geschlossenen Flussflächen innen von offenen Feldbereichen in der sog. **Randschicht**. Magnetfelder führen die Randschicht von der Plasmaoberfläche in eine separate Kammer, den **Divertor**, den „Aschenkasten“ des Reaktors. Dort werden die Leistungsflüsse aus dem Plasma und das Helium als Asche abgeführt.

genen Teilchen, die durch ihre räumliche Beschränkung auf die Niederfeldseite keine volle Driftkompensation erfahren. Sie spielen eine Rolle, wenn wir an radiale Versetzungen der geladenen Teilchen durch Coulomb-Stöße und den daraus resultierenden Transport denken. Der stoßbestimmte Transport – erhöht durch die Geometrie des Torus – wird neo-klassischer Transport genannt.

Tokamak und Stellarator

Aus einer Vielfalt von Konzepten haben sich zwei toroidale Systeme für den magnetischen Einschluss von Fusionsplasmen als tauglich erwiesen: Der Stellarator wurde Anfang der 50er-Jahre im Princeton Plasma Physics Laboratory, der Tokamak Ende der 50er-Jahre im Kurchatov-Institut in Moskau konzipiert. Das Max-Planck-Institut für Plasmaphysik (IPP) in Garching – nach der Wende mit einem Teilinstitut in Greifswald – hat beide Linien parallel entwickelt, um aufgrund ihrer Komplementarität ein tieferes Verständnis der Physik des Plasmaeinschlusses zu gewinnen und – angesichts der Beschränkungen beider Konfigurationen – das Entwicklungsrisiko zu mindern.

Im Tokamak entsteht die poloidale Feldkomponente B_θ durch einen ringförmigen Plasmastrom I_p , den wie bei einem Transformator eine Primärwicklung induziert. Um Stromnulldurchgänge zu vermeiden, lässt sich nur jeweils eine Halbwelle nutzen, mit der Folge eines gepulsten Betriebs beim klassischen Tokamak – was aus der Sicht des Kraftwerks zu ungünstigen Wechselbelastungen führt. Mit ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) entsteht derzeit der erste Fusionstestreaktor in Cadarache, Frankreich. ITER (lat. „der Weg“) soll in langen Pulsen 500 MW Fusionsleistung liefern bei einem Verhältnis Q von Fusionsleistung zur aufgewendeten externen Heizleistung von 10 [2]. ITER ist noch kein fertiges Kraftwerk, und sein Name verrät, dass wichtige Fragen noch zu klären sind.

Beim Stellarator erzeugen nichtplanare Spulen beide Feldkomponenten. Das einschließende Feld besteht dabei, solange der Strom in den Spulen fließt (Abb. 1) [3]. Der Stellarator Wendelstein 7-X in Greifswald soll die grundsätzliche Eignung eines Stellarators als Fusionsreaktor nachweisen, mit Ausnahme des Deuterium-Tritium-Betriebs. W7-X soll zeigen, dass sich ein Stellaratorplasma – anders als beim Tokamak – im Dauerbetrieb aufrecht erhalten lässt, und dass es gelungen ist, die bisherigen Mängel dieses Konzepts zu beseitigen. Dazu im Folgenden mehr.

Ein grundsätzlicher Unterschied zwischen Tokamak und Stellarator ergibt sich aus dem Ampereschen Gesetz. Das Ringintegral des Feldes um den kleinen Torusquerschnitt ist im Tokamak endlich und ergibt den eingeschlossenen Plasmastrom. Unter diesen Bedingungen lässt sich ein System axialsymmetrischer, ineinander geschachtelter toroidaler Flussflächen erzeugen mit einem endlichen Winkel der Rotationstransfor-

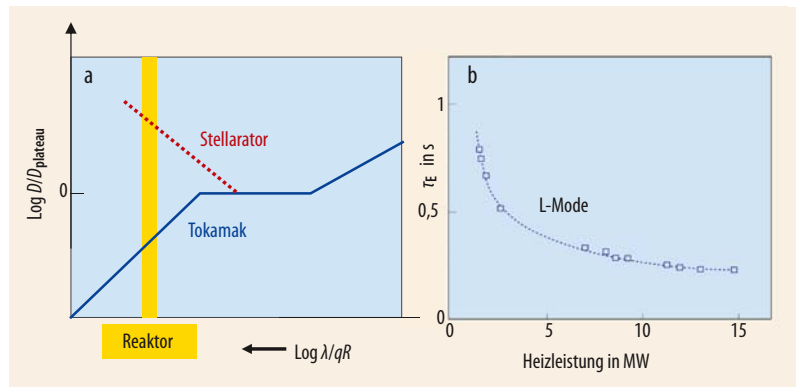


Abb. 2 Während beim Tokamak der Diffusionskoeffizient (und damit die Verluste) mit zunehmender freier Weglänge abnimmt, ist es beim Stellarator umge-

kehrt (a). Aufgrund von turbulenten Prozessen nimmt die Energieeinschlusszeit τ_E bei JET in der L-Mode mit der Heizleistung ab (b).

mation, wie es für Gleichgewicht und Einschluss notwendig ist. Ein Tokamak ist also zweidimensional, die toroidale Winkelkoordinate ϕ spielt keine Rolle. Als Folge der kontinuierlichen Symmetrie ergibt sich letztlich gemäß des Theorems von Emmy Noether, dass die radialen Abweichungen aller Teilchenbahnen – im Grenzfall fehlender Wechselwirkungen – endlich sind, die Teilchen also im Einschlussvolumen verbleiben.

Im Stellarator verschwindet dagegen das Ringintegral, und Gleichgewichtssysteme mit einschließenden Eigenschaften sind – wenn überhaupt – nur unter Preisgabe der Axialsymmetrie möglich: Die Flussflächengeometrie eines Stellarators ist notwendigerweise dreidimensional (Abb. 1). Das Magnetfeld variiert entlang der Feldlinie nicht nur aufgrund des Toruseffekts mit höheren Feldern näher an der Symmetrieachse, sondern auch aufgrund der kleinräumigeren Variation durch die helikalen Spulen. Dies führt im Stellarator zu einer dritten Klasse von Teilchen. Diese im „helikalen Rippel“ gefangenen Teilchen sitzen aufgrund der weiter oben eingeführten vertikalen Drift auf offenen Bahnen. Im Phasenraum öffnet sich ein Verlustkegel, über den Elektronen und Ionen entkommen. Dies geschieht mit unterschiedlichen Raten, sodass sich das Plasma aufladen würde. Allerdings stellt sich im Gleichgewicht ein (ambipolares) elektrisches Feld ein, das die Flucht der schnellen Komponente verlangsamt und die für ein Plasma so grundsätzliche Quasineutralität sicherstellt. Dennoch führt dieser Verlustmechanismus im klassischen Stellarator unter Reaktorbedingungen zu einem unzureichenden Einschluss des thermischen Plasmas wie auch der energiereichen α -Teilchen aus den Fusionsprozessen. So hat man beim Stellarator bezweifelt, ob die notwendige Einschlussqualität überhaupt zu erreichen sei.

Die Periode der Ernüchterung

Die neoklassischen Diffusionskoeffizienten in Abhängigkeit von mittleren freien Weglängen unterscheiden sich für die beiden Reaktorkonzepte (Abb. 2a): Im stoßarmen Bereich der Reaktorplasmen, wenn die mittlere

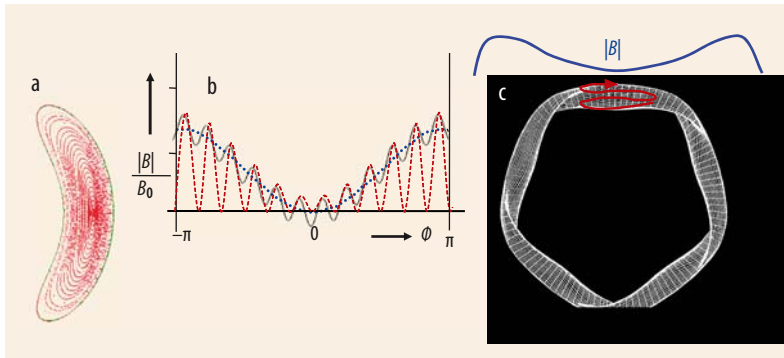


Abb. 3 a) Der Querschnitt von W7-X in der „Bohnenebene“ zeigt, dass die verschachtelten Flussflächen vom Plasmrand (grün) begrenzt werden. b) Die Feldstärke variiert mit dem toroidalen Winkel ϕ entlang einer $l=1$ Feldlinie im Tokamak (blau) bzw. entlang einer Feld-

linie im klassischen Stellarator (grau) und entlang einer Feldlinie eines optimierten Stellarators (rot). c) Aufsicht auf einen Sektor eines „linked-mirror“-Stellarators mit höherem Feld in den Ecken. Gefangene Teilchen präzidieren poloidal in den geraden Stücken (rote Kurve).

freie Weglänge der Teilchen weit größer ist als der Torusumfang, nimmt der Diffusionskoeffizient D für zweidimensionale Systeme wie den Tokamak mit zunehmender Weglänge ab: Abnehmende Stoßhäufigkeit führt zu geringeren radialen Flüssen. Anders ist dies in dreidimensionaler Geometrie wie dem Stellarator: Hier steigt mit zunehmender freier Weglänge die Verlustrate, weil die Driftabweichungen der im helikalen Rippel gefangenen Teilchen von der Flussfläche mit länger werdender Stoßzeit wachsen. Die stoßbehafteten Transportverluste spielen also für den Tokamak keine Rolle, dem klassischen Stellarator aber nehmen die Verluste dieser Teilchen die Reaktorperspektive.

Nun zu einem anderen Thema: Die in den Plasmaparametern – wie etwa dem zentralen Druck – weiter entwickelten Tokamaks wurden durch den turbulenten Transport gefährdet. Als man Ende der 70er-Jahre die Plasmen durch starke Zusatzheizung näher an die Zündbedingungen heranführen wollte, zeigte sich, dass ein ansteigender Plasmadruck mit einem höherem Turbulenzgrad einher ging: Die Einschusszeiten sanken stark ab und zeigten in Tokamaks, aber auch in Stellaratoren, eine negative Skalierung mit der

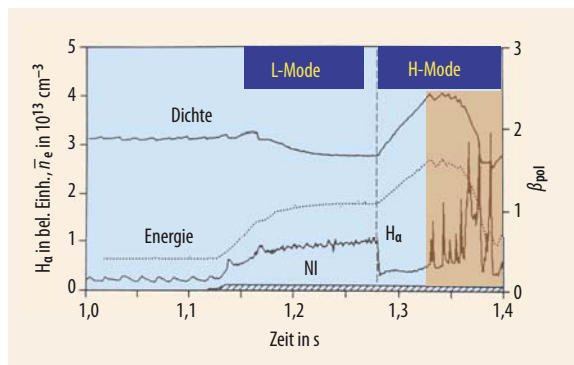


Abb. 4 Bei starker Zusatzheizung (NI), die hier bei 1,125 s einsetzt, geht das Plasma zunächst in die L-Phase über und dann bei 1,28 s spontan in die H-Phase, wie Dichte, β_{pol} (ein Maß für den Energieinhalt) und H_α -Strahlung (Einschluss-Monitor) anzeigen. Im hellbraunen Bereich treten Randinstabilitäten auf, die hier nicht weiter betrachtet werden.

Heizleistung: $\tau_E \sim P^{-0.5}$. Obwohl die Temperatur durch die Heizung stark anstieg, kam man der Zündbedingung nicht wie erwartet näher, weil sich durch die Abnahme von τ_E das Tripelprodukt (s. Infokasten) kaum veränderte. Auch bei JET, der größten und damit relevantesten Fusionsapparatur, nahm die Einschusszeit mit der Heizleistung ab (Abb. 2b) [4]. Dieses Plasmaverhalten wurde als L-Mode (L: low confinement) bezeichnet, war robust und unausweichlich und schien das Schicksal der Fusionsforschung mit magnetischem Einschluss zu besiegen.

Die Lösungen

Der organisierte magnetische Einschluss

Aufbauend auf Fortschritte in der Theorie gelang es, die genannten Beschränkungen für Stellaratoren zu beseitigen: So zeigte A. Boozer (Princeton), dass die Variation von $|B|$ in einer Flussfläche, ausgedrückt in den der Geometrie angepassten magnetischen Koordinaten, für den Verlauf der Teilchenbahnen entscheidend ist [5]. J. Nührenberg (IPP) wies nach, dass sich in dreidimensionaler Geometrie $|B|$ zweidimensional gestalten lässt [6] – das war die Entdeckung der quasi-symmetrischen Konfigurationen. Diese haben vergleichbare neo-klassische Verluste wie kontinuierlich symmetrische – für thermische wie überthermische Teilchen. Eine ganze Familie von quasi-symmetrischen Systemen nutzt die helikale, die poloidale oder die axiale Symmetrie. Der Tokamak ist – wenn man so will – ein Sonderfall der quasi-axialsymmetrischen Familie, während W7-X – locker gesprochen – die quasi-poloidale Symmetrie nutzt.¹⁾

Parallel zur Entwicklung der Stellaratortheorie wurde mit Wendelstein 7-AS, dem Vorläuferexperiment von W7-X, das Konzept der modularen Spulen getestet. Nur solche Spulen erlauben es, das für die Optimierung notwendige Spektrum an räumlichen Fourier-Koeffizienten in $|B|$ zu realisieren.

Die Plasmaeigenschaften eines Stellarators zu optimieren bedeutet, das einschließende Feld zu definieren und die Geometrie der Flussflächen festzulegen. Ein wichtiger Aspekt der Geometrie ist die toroidale Periodizität, die bei W7-X fünffach ist. Die Optimierung des Einschlusses für thermische und energiereiche Teilchen beruht darauf, die radiale Driftgeschwindigkeit gefangener Teilchen und ihre Dichte zu reduzieren. Dazu eignen sich drei Prinzipien: Beim bohnenförmigen Querschnitt von W7-X, wie er an den Ecken des pentagonförmigen Plasmaringes vorliegt, reduziert die hohe Elongation der Flussflächen die toroidale Feldlinienkrümmung und damit die toroidale Feldinhomogenität (Abb. 3a). Abb. 3b zeigt die toroidale Variation der Feldstärke $|B|$ entlang einer Feldlinie für einen Tokamak, einen klassischen Stellarator mit überlagertem helikalen Feld und einem optimierten Stellarator, in dem das Feld in den Feldminima, in denen die gefangenen Teilchen sich bewegen, konstant gehalten ist. In dieser Geometrie ist (in idealisierter Form) die Torus-

¹⁾ Streng genommen basiert W7-X auf einer toroidalen Umsetzung von isodynamischen Konzepten, welche nur tangentielle Driften zulassen [7], aber in toroidaler Geometrie nicht realisierbar sind.

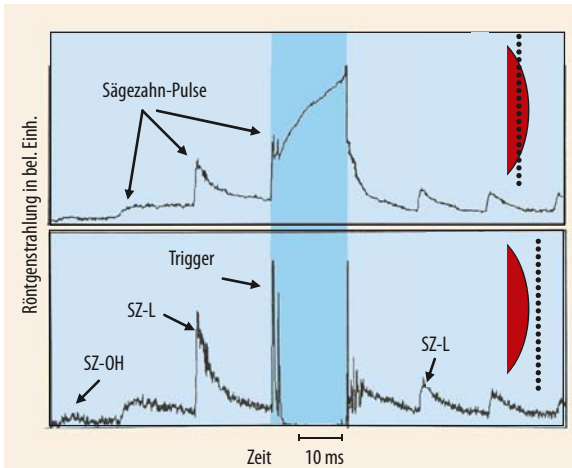


Abb. 5 Die mit Photodioden detektierte weiche Röntgenstrahlung innerhalb des Plasmarandes (oben) bzw. aus dem Rand-schichtplasma belegt die Transportbarriere. Die gestrichelten Linien rechts zeigen die Sehlinie der Dioden durch das Plasma (rot) bzw. daran vorbei. Wärmepulse aus der Plasmamitte modulieren den zeitlichen Verlauf der Strahlung („Sägezahn-Instabilitäten“). Zu sehen ist der Übergang von der ohmschen Phase mit kleinen Wärmepulsen (SZ-OH) in die L-Mode mit Wärmepulsen höherer Amplitude (SZ-L). Ein Wärmepuls mit hoher Amplitude (Trigger) induziert eine kurze H-Phase (dunkelblau).

krümmung beseitigt. Betrachtet man ein gerades Stück des Pentagon mit erhöhtem Magnetfeld in den Ecken, so lässt sich erkennen, dass der Magnetfeldspiegel in den Bereichen mit hoher Feldinhomogenität die Dichte der gefangenen, zu starker Drift neigenden Teilchen reduziert (Abb. 3c). Ein im geraden Stück zwischen den Magnetfeldspiegeln gefangenes Teilchen präzediert poloidal und bleibt eingeschlossen. Der Verlust durch vertikale Drift ist unterbunden.

Im teilweise optimierten Stellarator W7-AS gelang es bereits, die Optimierungsprinzipien in Gleichgewicht und Stabilität nachzuweisen. Zum neoklassischen Transport wurde gezeigt, wie sich das ambipolare elektrische Feld nach der Spezies mit dem höchsten Verlust einstellt – das konnten die Elektronen, aber auch die Ionen sein – und wie sich der Energieeinschluss dadurch verbessert. Auf diese Weise gelang es in der kleinen Anlage W7-AS, Gradienten der Elektronentemperatur von 60 Millionen Grad über 10 cm aufrecht zu erhalten.

Der selbstorganisierte magnetische Einschluss

Am Tokamak ASDEX, der von 1980 bis 1991 im IPP in Garching betrieben wurde und heute als HL-2A im SWIP in Chengdu/China läuft, wurde 1982 ein scharfer Übergang aus dem L-Regime in eine bislang unbekannte Betriebsform mit stark verbessertem Einschluss entdeckt, der H-Mode (H: high confinement) [8]. Abb. 4 zeigt drei Messspuren, die den Energie- und Teilcheninhalt repräsentieren sowie die H_α -Strahlung vom Plasmarand, welche sich als Monitor für den Plasmaeinschluss verwenden lässt. In eine mit dem Plasmastrom von 0,32 MA geheizte Phase wurde bei 1,125 s die Heizleistung von 0,35 auf 3 MW erhöht. Das Plasma reagiert anfangs mit dem Übergang in die L-Mode und einem schlechteren Einschluss der Teilchen:

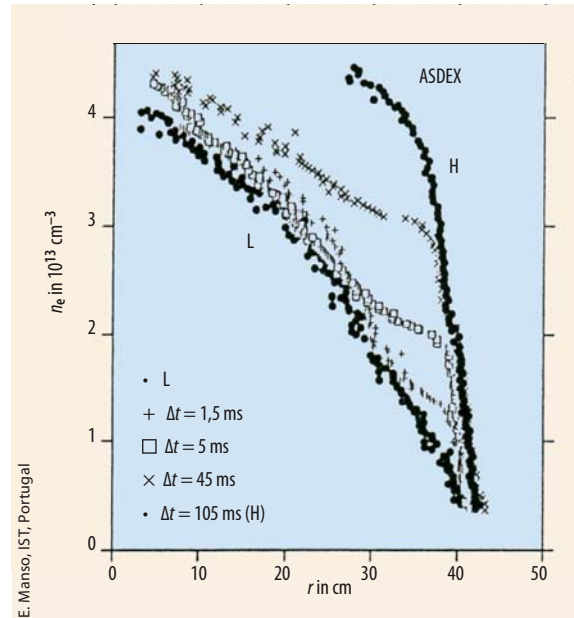


Abb. 6 Der Verlauf des Dichteprofiles von der L-Mode hinein in die H-Phase verdeutlicht den Aufbau der Transportbarriere. Δt ist die Zeit nach dem H-Übergang.

Die Dichte nimmt ab, die Plasmaenergie steigt nicht proportional zur Heizleistung, und der Einschlussmonitor steigt an.

Bei $t = 1,28$ s kippt das Plasmaverhalten: Der Einschlussmonitor fällt in einem Sprung, der innerhalb von 10 μ s stattfinden kann, auf einen niedrigen Wert und zeigt die Verbesserung des Einschlusses um etwa den Faktor 2 an. Teilchen- und Energieinhalt steigen an.²⁾ Dieser Übergang in die H-Mode kann als Schwellenwertprozess oberhalb einer kritischen Heizleistung P_{thr} auftreten – sofern allerdings weitere Bedingungen erfüllt sind. Dieses Ergebnis hat große Bedeutung: Nur in der H-Mode kann der Testreaktor ITER sein Ziel erreichen: $Q = 10$ bei 0,5 GW Fusionsleistung. In der L-Mode kann er dagegen nicht über unbedeutende Werte hinauskommen.

Was nun ist die zugrunde liegende Physik des H-Regimes? Noch lässt sich der Übergang in die H-Mode im Rahmen einer Turbulenzmodellierung nicht geschlossen nachvollziehen. Wichtige Bausteine zum Verständnis sind jedoch identifiziert [9]. So wurde schnell erkannt, dass sich am Plasmarand eine Zone mit geringen Transportraten – eine Transportbarriere – bildet [10]. Das Plasma umgibt sich mit einem Rand, ähnlich einem Eimer, der das Innere einschließt. Zum Nachweis dieser Randschicht wurde das Verhalten von Wärmepulsen beobachtet, die in der Plasmamitte durch eine stromgetriebene Instabilität – sog. Sägezahn-Relaxationsschwingungen – in ASDEX (wie auch in anderen Tokamaks) auftreten und zum Plasmarand laufen. Die Stärke der Zusatzheizung wurde im Experiment knapp unterhalb der kritischen Leistungsschwelle P_{thr} gehalten; das Plasma verblieb folglich in der L-Mode.

Die Entwicklung der Transportbarriere lässt sich mithilfe von weicher Röntgenstrahlung aus dem Plas-

²⁾ Bei $t = 1,33$ s ändert sich das Plasmaverhalten erneut. Es stellen sich Instabilitäten ein, sog. ELMs (edge localised modes), auf die hier nicht weiter eingegangen wird.

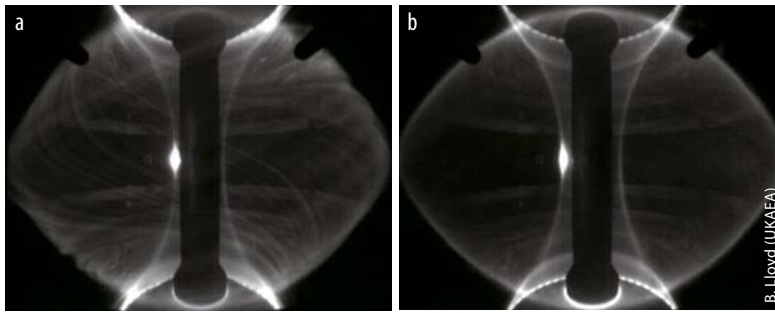


Abb. 7 Während einer Entladung in der L-Phase zeigt sich beim Tokamak MAST (Culham, UK) in Filamenten, also in Plasmaausbrüchen entlang der helikalen Magnetfeldlinien, die Turbulenz (a). Der Plasmarand ist unscharf. Während der

H-Phase (b) ist die Turbulenz verschwunden, und der turbulenzfreie Plasmarand bildet sich scharf ab. Die zwei leuchtenden Punkte oben und unten sind die Schnittpunkte der toroidal umlaufenden X-Punkt-Linie ($\iota = 0$).

Abb. 7 zeigt links eine L-Mode und rechts eine H-Mode aufgenommen im H_α -Licht am sphärischen Tokamak MAST (UK) [12].

Auch ohne die Theorie der H-Mode zu verstehen, gelang es zunächst rezeptartig, die Bedingungen für ihre Ausbildung zu identifizieren – also Bedingungen, welche die Leistungsschwelle P_{thr} reduzieren. Wichtig dabei ist, dass eine magnetische Separatrix das Plasma begrenzt und nicht ein Limiter, also eine materielle Konstruktion (Infokasten). Eine Separatrix ist in Divertortokamaks wie MAST rea-

marand detektieren (Abb. 5). Mit Beginn der Zusatzheizung steigt die Amplitude der Wärmepulse, ehe sie sich dann wieder auf einem kleineren Niveau stabilisieren. Beim dritten Sägezahn nach Beginn der Zusatzheizung ist die Amplitude so hoch, dass sich eine transiente H-Phase einstellt. Das Messsignal (korreliert mit dem Plasmapress) zeigt die Folgen der Transportbarriere: Es steigt innerhalb des Plasmarandes an und, weil die Barriere vorübergehend den Plasmaausfluss in die Randschicht unterbricht, entleert sich diese. Die Randbarriere hat steile Gradienten in der radialen Zone mit unterdrückter Diffusivität zur Folge, welche ohne Erhöhung der Heizleistung zu deutlich höheren Energieinhalten führen. Der Verlauf des Dichteprofiles von ASDEX von der L-Mode hinein in die H-Phase verdeutlicht den Aufbau der Transportbarriere (Abb. 6).

Ein weiterer wichtiger Erkenntnissschritt war die Beobachtung, dass der Turbulenzgrad in der Transportbarriere abnimmt. Zu diesem Zweck wurde mit CO_2 -Laserstreuung am Plasmarand von ASDEX das Niveau der Dichtefluktuationen gemessen [11]. Beim H-Übergang fällt das Streusignal auf kleine Werte. In der Tat liegt der Ionenstrom innerhalb der Barriere auf dem Niveau des neo-klassischen Transports; der Elektronenstrom bleibt allerdings turbulenzbestimmt. Vermutlich überstehen höherfrequente und kleinskaligere Turbulenzanteile die Mechanismen, welche die Transportbarriere herbeiführen.

lisiert, wobei ASDEX dieses Konzept zum ersten Mal unter fusionsrelevanten Bedingungen getestet hat – und dafür mit der Entdeckung der H-Mode zusätzlich belohnt wurde. Um die H-Mode ebenfalls zu erreichen, wurden vor Jahren JET und Doublet (GA, USA) in Divertortokamaks umgebaut. Weil daneben die Lage des oder der X-Punkte der Separatrix von Bedeutung sind, wurde in JT-60, dem großen japanischen Tokamak, der Divertor mit außen liegendem X-Punkt in einen mit unten angebrachtem X-Punkt umgebaut.

Am IPP in Garching wird mittlerweile mit dem ASDEX-Nachfolger ASDEX Upgrade die H-Mode in einer ITER-ähnlichen Geometrie studiert. Die H-Mode hat sich inzwischen zum Standard-Betriebsmodus entwickelt, die in vielen Experimenten erreichbar ist, kleinen wie großen. So war auch eine Größenskalierung von τ_E und P_{thr} möglich mit einer entsprechenden Vorhersage für ITER. Eine japanische Gruppe untersuchte die Skalierung der ITER-Kosten mit dem Einschusskalierungsfaktor $H = \tau_E^H / \tau_E^L$ [13]. Sie fanden eine Kostenersparnis um mehr als einen Faktor 2.

Während die H-Mode sich bei ASDEX bei hoher Heizleistung spontan bildete, wurde nach ihr im Stellarator W7-AS gezielt gesucht, mit Erfolg im Jahr 1993 [14]. W7-AS realisierte die H-Mode zunächst bei hohem Winkel der Rotationstransformation $\iota \sim 0,5$, weil dann eine natürliche magnetische Separatrix das Plasma begrenzt. W7-AS bestätigte die Signaturen des Übergangs mit der Bildung der Randtransportbarriere und der Unterdrückung von Randturbulenz. Das Auftreten der H-Mode beim Stellarator verdeutlichte die Universalität dieses Plasmazustands. Aufgrund der magnetischen Unterschiede zum Tokamak konnte die Physik, die den Übergang bestimmt, weiter eingegrenzt werden: Der Übergang in die H-Mode stellt eine Bifurkation dar mit einer nichtlinearen Relation von Fluss und Gradient. Am Übergang springt das Plasma – erkennbar in der Dichte und im Energieinhalt – vom Ast der L-Mode auf den der H-Mode, und es zeigen sich Hysterese und „limit-cycle“-Oszillationen.

Die Theorie erkannte als möglichen Grund für die Transportbarriere das ambi-polare elektrische Feld E_r am Plasmarand [15]. Dieses erzwingt Gleichheit der radialen Elektronen- und Ionenflüsse mit der Gleich-

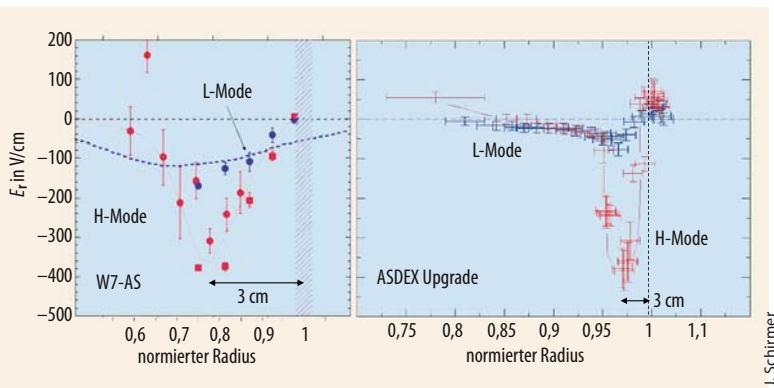


Abb. 8 Sowohl im Stellarator W7-AS (links) als auch im Tokamak ASDEX Upgrade (rechts) tritt beim Übergang von L-Mode (blau) in H-Mode (rot) ein Sprung im radialen elektrischen Feld auf.

J. Balduhn

J. Schirmer

gewichtsbeziehung $\langle j_r \rangle = 0$. E_r sorgt für eine tangentielle Strömung des Plasmas innerhalb der Flussflächen. Biglari, Diamond und Terry zeigten, dass diese Strömung, sollte sie radial verschert sein, die Turbulenz unterdrücken kann [16].

Mit dem DIII-D-Tokamak in San Diego/USA (vormals Doublet) gelang es, die Rolle des elektrischen Feldes experimentell zu belegen. Auch die Zerlegung der Turbulenz (Dekorrelation) in kleinere, für den Transport weniger bedeutsame Wirbel wurde nachgewiesen ebenso die Gültigkeit der von der Theorie vorhergesagten Grenzbedingung für die Unterdrückung der Turbulenz. Da auch numerische Turbulenzmodellierung den Mechanismus der „shear-flow de-correlation“ bestätigt, ist dieser Teil der Erklärung der H-Mode weitgehend akzeptiert [17].

Offen ist die Frage nach der Herkunft des radialen elektrischen Feldes. Abb. 8 zeigt dessen radialen Verlauf in der L- und H-Phase für einen Stellarator und einen Tokamak. Der Sprung von E_r am Plasmarand ist evident. Für die Änderung der Ambipolaritätsbedingungen am Plasmarand wurden viele turbulente und neo-klassische Effekte als potenzielle Mechanismen diskutiert [18]. Ein wichtiges Resultat steuerte R. Weynants an TEXTOR (FZJ) bei [19]: Durch Polarisation des Plasmarandes mit einer Sonde wurde das E_r -Feld zu einem Kontrollparameter. Auf diese Weise wurde die Kausalität der Ereignisse verifiziert – erst bildet sich das elektrische Feld, dann kommt es zur Einschlussverbesserung.

Die Evidenz verstärkt sich, dass die zum Magnetfeld senkrechte Plasmaströmung aus der Energie des Turbulenzfeldes selbst generiert wird. Die zweidimensionale Turbulenz kaskadiert zu größeren Skalen bis hin zu denen, die durch die Geometrie des Plasmas gegeben sind. Ähnlich wie bei den Strömungen im Ozean, in der Atmosphäre oder auf der Oberfläche von Saturn und Jupiter transformiert der Reynolds-Stress, also die endliche Korrelation von turbulenten Geschwindigkeitsvektoren, die Turbulenz in verscherte Strömung, die auf die Ursache – die Turbulenz – zurückwirkt und sie unterdrückt. In einer Reihe von sehr schönen Experimenten haben M. Shats und Mitarbeiter am H1-Stellarator in Canberra die Existenz der „Zonal Flows“ nachgewiesen und die 3-Wellenkopplung mit dem Energietransfer zu niedrigen k -Werten durch diese Kopplung im Experiment gezeigt.

H wie Hoffnung

In der H-Mode wurden bislang die attraktivsten Fusionsparameter erzielt. Mit JET wurden im Deuterium-Tritium-Betrieb die bislang höchste Fusionsleistung von 16 MW erzielt mit reaktorrelevanten Ionentemperaturen von 25 keV [4]. Für ITER schließlich ist der Betrieb in der H-Mode unabdingbar zum Erreichen der angestrebten Ziele. Die Leistungsgrenze P_{thr} wird

hier bei etwa 70 MW erwartet. Für W7-X sollte die Optimierung die neo-klassischen Verluste bei langen freien Weglängen unter die turbulenten Beiträge senken. Auch die Ausbildung der H-Mode wird für W7-X erwartet. Die Richtung geringster Viskosität ist in W7-X aufgrund der Optimierung angenähert in poloidaler Richtung und sollte so effizient die Turbulenz zerkleinern. An dieser Stelle treffen sich die Mechanismen von organisiertem und selbstorganisierendem Einschluss.

Danksagung

Fusionsforschung ist heute Teamarbeit. Ich hatte das große Glück, mit ausgezeichneten Kollegen sowohl bei ASDEX wie bei W7-AS und W7-X zusammenarbeiten zu können. Viele haben ihre Einsichten und ihr physikalisches Verständnis mit mir geteilt. Dafür bin ich sehr dankbar.

Literatur

- [1] H.-S. Bosch und A. Bradshaw, Phys. Blätter November 2001, S. 53
- [2] ITER Physics Basis, Nucl. Fusion **39** (1999) 2251
- [3] G. Grieger und I. Milch, Phys. Blätter November 1993, S. 1001
- [4] M. Keilhacker et al., Nucl. Fusion **39**, 209 (1999)
- [5] A. H. Boozer, Phys. Fluids **27**, 2441 (1984)
- [6] J. Nührenberg und R. Zille, Phys. Letts. A **129**, 113 (1988)
- [7] D. Palumbo, Nuovo Cimento B **X53**, 507 (1968)
- [8] F. Wagner et al., Phys. Rev. Lett. **49**, 1408 (1982)
- [9] F. Wagner, Plasma Phys. Contr. Fusion **49**, B1 (2007)
- [10] F. Wagner et al., Phys. Rev. Lett. **53**, 1453 (1984)
- [11] ASDEX team, Nucl. Fusion **29**, 1959 (1989)
- [12] A. Kirk et al., Plasma Phys. Control. Fusion **48**, B433 (2006)
- [13] K. Itoh et al., Fusion Eng. Des. **15**, 297 (1992)
- [14] V. Erckmann et al., Phys. Rev. Lett. **70**, 936 (1993)
- [15] S.-I. Itoh und K. Itoh, Phys. Rev. Lett. **60**, 2276 (1988)
- [16] H. Biglari et al., Phys. Fluids B **4**, 1385 (1990)
- [17] K. Burrell, Phys. Plasmas **6**, 4418 (1999)
- [18] J. W. Connor und H. R. Wilson, Plasma Phys. Contr. Fusion **42**, RI (2000)
- [19] R. Weynants et al., Plasma Phys. Contr. Fusion **40**, 635 (1998)

DER AUTOR

Friedrich Wagner wurde durch seinen Gymnasiallehrer für die Physik begeistert. Sein erstes Forschungsfeld war die Tieftemperaturphysik mit den Themen superfluides Helium und Supraleitung. Als Folge der Energiekrise, die er in den USA erlebte, wechselte er das Feld und betrieb seither Fusionsforschung am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik. Er habilitierte sich in Heidelberg, weil er neben der Forschung in der Lehre den Kontakt zu jungen Physikern suchte. Die Stationen seiner Lehre waren Heidelberg, die TUM und nun die Ernst-Moritz-Arndt-Universität in Greifswald. Im IPP war er Projektleiter des Tokamak-Experiments ASDEX und des Stellarators W7-AS. In Greifswald war er für eine kurze Zeit Projektleiter des Wendelstein 7-X Stellarators. Er diente dem IPP lange Jahre als Mitglied des Direktoriums. Ab 2007 war er für zwei Jahre Präsident der Europäischen Physikalischen Gesellschaft.



G. Prager