

50 Jahre

**Max-Planck-Institut für Plasmaphysik
Forschung für die Energie der Zukunft**



INHALTSÜBERSICHT



Abb. 1: Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Teilinstitut Greifswald.

Abb. 2: Luftaufnahme: Das Max-Planck-Institut für Plasmaphysik auf dem Forschungsgelände Garching.



| | |
|--|-------|
| 1 Vorwort – Auf dem Weg zum Fusionskraftwerk | 4-5 |
| 2 Die frühen Jahre – Pinche und Co. | 6-11 |
| 3 Stellaratoren – Von Wendelstein 1-A zu Wendelstein 7-X | 12-17 |
| 4 Stellarator-Theorie – Der optimierte Stellarator | 18-21 |
| 5 Tokamaks – Pulsator, ASDEX und ASDEX Upgrade | 22-27 |
| 6 Tokamak-Theorie – Unterwegs zum numerischen Tokamak | 28-33 |
| 7 Plasmaheizung – Neutralteilchen- und Hochfrequenz-Heizungen | 34-39 |
| 8 Oberflächenphysik – Wandprobleme | 40-43 |
| 9 Ausblick – ITER, DEMO und das erste Kraftwerk | 44-47 |
| Anhang – Zeitleiste: Das IPP von 1960 bis 2010 | 48-49 |
| Anhang – Literaturverzeichnis | 50-58 |
| Impressum | 59 |

Der Weg zum Fusionskraftwerk

GÜNTHER HASINGER

Der weltweite Strombedarf wird in diesem Jahrhundert etwa auf das Sechsfache ansteigen, die Hälfte davon nach 2050. Die Experten sind sich einig, dass diese gewaltige Nachfrage auf klimaverträgliche Weise nur durch den massiven Einsatz neuer Energietechnologien gedeckt werden kann. Wenn die Fusionsforschung erfolgreich ist, wird sie entscheidend dazu beitragen können, den steigenden Energiebedarf in der zweiten Hälfte des Jahrhunderts zu decken.

Die Vorteile der Fusionsenergie liegen auf der Hand: Ihr Brennstoff ist überall auf der Welt fast unbeschränkt verfügbar. Sie benutzt ein heißes Gas – ein „Plasma“ – aus den Wasserstoffisotopen Deuterium und Tritium, die aus Wasser beziehungsweise Lithium gewonnen werden. Eine Badewanne voll Wasser und das Lithium einer verbrauchten Laptop-Batterie könnten eine Familie für fünfzig Jahre mit Strom versorgen. Fusionskraft ist eine saubere Energie, es entstehen keine klimaschädlichen Kohlendioxid-Emissionen und keine langlebigen radioaktiven Abfälle. Allerdings ist Tritium ein radioaktives Element und die Wände des Kraftwerks werden durch beim Fusionsprozess erzeugte schnelle Neutronen aktiviert. Die dadurch verursachte Radioaktivität klingt aber innerhalb relativ kurzer Zeit ab und

benötigt deshalb kein geologisches Endlager. Da zu jeder Zeit immer nur eine kleine Menge Brennstoff im Plasma vorhanden ist, gibt es keine Explosionsgefahr und keine Kernschmelze. Im Gegensatz zu den klassischen erneuerbaren Energien wie Solar-, Wind- und Wasserkraft hat die Fusion eine extrem hohe Energiekonzentration, was minimale Landnutzung bedeutet. Sie ist unabhängig von Tages- oder Jahres-Schwankungen und deshalb ideal für die Grundlastversorgung von Ballungsräumen und großen Industriebetrieben. Wo heute ein Kohle- oder Kernkraftwerk steht, könnte später ein Fusionskraftwerk arbeiten.

Diese günstigen Eigenschaften motivieren die Anstrengungen der weltweiten Fusionsforschung seit ihren Anfängen. Als vor fünfzig Jahren das Max-Planck-Institut für Plasmaphysik (IPP) gegründet wurde, war der Weg zu einem Fusionskraftwerk allerdings noch völlig unklar. Die in den ersten Stellaratoren und Tokamaks erzielbaren Plasma-Werte entsprachen Fusionsleistungen von wenigen Milliwatt. Dem gegenüber steht eindrucksvoll das Weltrekord-Experiment des europäischen Gemeinschaftsprojekts JET (Joint European Torus) in Culham, England, das vor zwölf Jahren kurzzeitig eine Spitzenleistung von 16 Megawatt erreichte. Um mehr als das Milliardenfache ist die

Fusionsleistung damit gestiegen. JET hat – mit einer im IPP entwickelten Betriebsweise – Bedingungen erreicht, bei denen die eingesetzte Heizleistung durch die freigesetzte Fusionsleistung zu 65 Prozent zurück gewonnen wurde. Insgesamt ist man nur noch etwa eine Größenordnung von dem Zielwert für ein Fusionskraftwerk entfernt. Der nächste große Schritt ist die internationale Testanlage ITER, die derzeit in Cadarache, Südfrankreich, aufgebaut wird und zum ersten Mal ein Energie lieferndes Plasma erzeugen soll.

Bis zu einem fertigen Kraftwerk sind jedoch noch erhebliche Anstrengungen nötig. Wesentlich ist zunächst die Entwicklung eines magnetischen Einschluss-Systems, das in einem Grundlastkraftwerk zuverlässig einsetzbar ist. Anlagen vom Typ Tokamak – die derzeitigen Zugpferde der Forschung, auf deren Prinzip JET und ITER sowie die Garching Anlage ASDEX Upgrade basieren – arbeiten bisher nur im Puls-Betrieb. Wichtiges Forschungsziel sind daher so genannte „Advanced Szenarios“, die Langpuls- oder sogar Dauerbetrieb der Tokamaks möglich machen. Mit ASDEX Upgrade werden diese und andere Betriebsweisen entwickelt, die den Ansprüchen von ITER und einem Fusionskraftwerk genügen.

Eine attraktive Alternative bietet der von vorneherein zum Dauerbetrieb fähige Bautyp Stellarator. Mit dem Aufbau der Stellarator-Anlage Wendelstein 7-X in Greifswald liegt hier ein besonderer Schwerpunkt des deutschen Fusionsforschungsprogramms. Die experimentellen Arbeiten werden begleitet durch die theoretische Plasmaphysik, die nicht zuletzt wegen der rasanten Entwicklung moderner Hochleistungscomputer große Erfolge erzielt hat. Viele experimentelle Ergebnisse können heute durch umfangreiche numerische Simulationen quantitativ nachvollzogen werden. Ziel ist letztlich ein numerisches Fusionskraftwerk, also Simulationen auf Super-Computern, welche die Experimente an Wendelstein 7-X und ITER auf ein Demonstrationskraftwerk hin extrapolieren können.

All diese Arbeiten werden, zusammen mit den Ergebnissen der Materialforschung, in die Planung eines Demonstrationskraftwerks einfließen. Falls die Fusionsforschung plangemäß voranschreitet, könnte damit die Fusionsenergie etwa ab der Mitte des Jahrhunderts wirtschaftlich nutzbar werden.

„Eine Badewanne voll Wasser und das Lithium einer verbrauchten Laptop-Batterie könnten eine Familie für fünfzig Jahre mit Strom versorgen“

2 DIE FRÜHEN JAHRE

Pinche und Co.

ISABELLA MILCH

Erste Untersuchungen mit dem Ziel, die Kernverschmelzung zur Energiegewinnung nutzbar zu machen, begannen Ende der 1940er Jahre, vor allem in den USA, Russland und Großbritannien. Die Aufgabe: ein Wasserstoff-Plasma mit magnetischen Feldern stabil und wärmeisolierend einzuschließen, um es auf Zündtemperatur von über 100 Millionen Grad aufheizen zu können. Die ursprüngliche Hoffnung auf einen schnellen Durchbruch musste bald aufgegeben werden. Nach zehn Jahren Forschungsarbeit hatte sich die Erkenntnis durchgesetzt, dass zur Entwicklung der Fusion ein Langzeitprogramm mit intensiver Grundlagenforschung nötig sei.

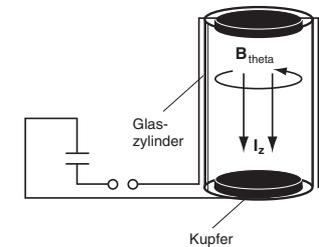
In diesem Stadium der Entwicklung begannen in Deutschland Überlegungen zu einer Ausweitung der Fusionsforschung. Am 28. Juni 1960 wurde das IPP als „Institut für Plasmaphysik GmbH“ gegründet. 1971 wurde es als Max-Planck-Institut für Plasmaphysik in die Max-Planck-Gesellschaft eingegliedert. Zur Gründungszeit war noch völlig offen, auf welchem Weg das gesteckte Ziel am besten zu erreichen sei. Die theoretischen und experimentellen Arbeiten des IPP waren daher in den Anfangsjahren so breit wie möglich angelegt: Man studierte das Verhalten des Plasmas sowohl in stromstarken Bogenentladungen als auch mit den verschiedensten Methoden magnetischen Plasmaeinschlusses in geradlinigen Anordnungen – zum Beispiel Spiegelmaschinen und Pinche – und ringförmigen Anlagen wie Stellaratoren.

In diesem bunten Zoo der Anlagentypen konnten zunächst allein die Pinche ein heißes Plasma von mehreren Millionen Grad liefern:

Pinche (engl. „to pinch“, zusammenquetschen) heizen das Plasma durch schnelle magnetische Kompression. Das einschließende Magnetfeld ist während der Entladung nicht konstant, sondern steigt zu Beginn schnell – in etwa einer Millionstel Sekunde – an. Dabei wird das Plasma zusammengedrückt und stark aufgeheizt, jedoch nur für wenige Millionstel Sekunden eingeschlossen¹.

Anlagen vom Typ Stellarator (lat. „stella“, Stern) dagegen – neben den Pinchen der zweite Arbeitsschwerpunkt in den Anfangsjahren des IPP – schließen das Plasma durch statische Magnetfelder ein. In den ersten IPP-Stellaratoren wurden diese Felder durch ebene Spulen hergestellt, die über das Plasmagefäß gefädelt waren sowie durch spiralförmige Spulen, die direkt auf das Gefäß aufgewickelt wurden. Beide zusammen erzeugen verdrehte Magnetfeldlinien, welche die zum Plasmaeinschluss nötigen ineinander liegenden magnetischen Flächen aufspannen. Ist eine stabile Gleichgewichtslage des Plasmas gefunden, bleibt es im Prinzip so lange eingeschlossen, wie Strom in den Magnetspulen fließt. Aufgeheizt wurden die Plasmen zunächst durch Kontakt mit heißen Metallflächen, wobei Temperaturen von 2000 Grad kaum überschritten werden konnten.

Während das Verhältnis von Plasma- zu Magnetfelddruck – genannt Beta – bei Stellaratoren niedrige Werte von wenigen Prozent besitzt, können Pinche Plasmen sehr hoher Energiedichte und damit auch sehr hohe Beta-Werte erreichen. Für ein Kraftwerk bringen hohe Beta-Werte wirtschaftliche Vorteile, da ein niedrigeres Magnetfeld große Kostenersparnis mit sich bringt.



▲ Abb. 1

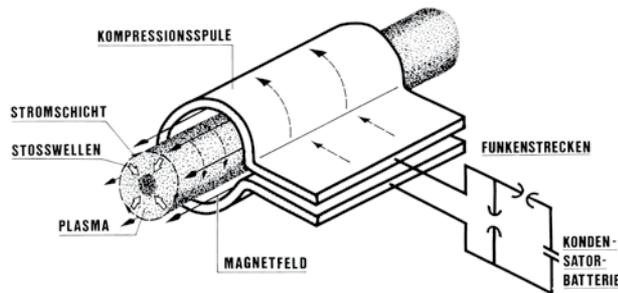
Abb. 1: Prinzip eines Z-Pinch.

Abb. 2: Prinzip eines Theta-Pinch.

Abb. 3: Der große lineare Theta-Pinch ISAR I erzeugte kurzzeitig Plasmatemperaturen von mehr als 50 Millionen Grad.

: Z-Pinch

Ziemlich klein waren die linearen Z-Pinche der ersten IPP-Jahre: In diesen Anlagen erzeugt ein parallel zur Längsachse des Plasmagefäßes – in z-Richtung – fließender, schnell ansteigender Strom das komprimierende Magnetfeld (Abb. 1). Ihr Plasmaeinschluss erwies sich als hochgradig instabil. Die Z-Pinche wurden hauptsächlich zur Erprobung neuer Messverfahren eingesetzt, aber auch zur Untersuchung von Plasma-Instabilitäten, die an den einfachen, für Messgeräte leicht zugänglichen Anlagen besonders gut zu analysieren waren: Heutige Lehrbuch-Beispiele wie Würstchen- oder Kink-Instabilität wurden hier erstmals beobachtet.



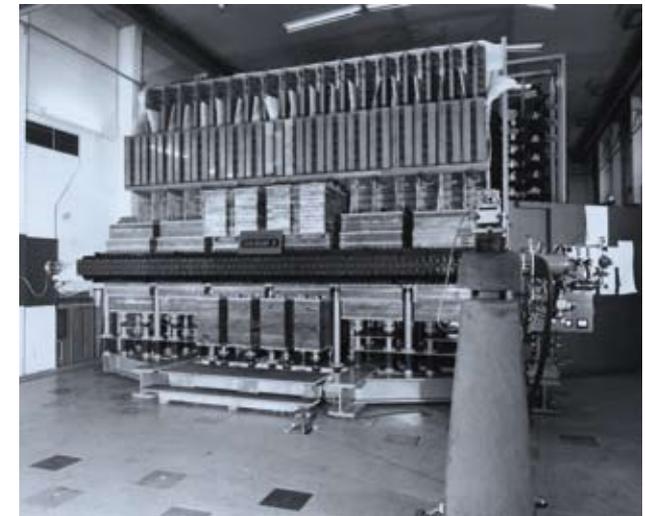
▲ Abb. 2

: Linearer Theta-Pinch

Schnell kamen lineare Theta-Pinche mit deutlich stabilerem Plasmaeinschluss hinzu: Der das komprimierende Magnetfeld erzeugende Strom fließt hier in einer einwindigen Spule um die Plasmasäule herum – in Richtung des Drehwinkels Theta (Abb. 2). Der Strom von vielen Millionen Ampere wird aus einer Kondensatorbatterie gespeist, die auf hohe Spannung aufgeladen und über schnelle Schalter über die Spule entladen wird. Eine der großen technologischen Herausforderungen dabei war es, hohe Ströme bei hohen Spannungen sehr schnell ansteigen zu lassen.

Innerhalb der Spule befindet sich in einem Quarzgefäß ein verdünntes Gas, das durch eine Vorentladung bereits mäßig heiß und leitend gemacht wird. Das schnell ansteigende Magnetfeld induziert in diesem Ausgangsplasma einen Strom, der das Plasmaintere gegenüber dem ansteigenden Strom abschirmt und zusammen mit dem Magnetfeld eine Kraft erzeugt, die das Plasma in das Zentrum des zylindrischen Rohres drückt. Bei dieser Kompression erreichen die Teilchen hohe Geschwindigkeiten von mehr als 1000 Kilometern pro Sekunde. Beim Zusammenprall des Plasmas auf der Rohrachse verwandelt sich diese Bewegungsenergie in Wärme – das Plasma wird so heiß, dass Fusionsreaktionen stattfinden.

Nach kleineren Vorgängern ging 1965 der große lineare Theta-Pinch ISAR I in Betrieb^{2,3}. Das 1,20 Meter lange Quarzgefäß für das Plasma besaß einen Durchmesser von 10 Zentimetern und wurde von einer 1,50 Meter langen Spule umschlossen (Abb. 3).



▲ Abb. 3

Gespeist wurde die Spule von einem schnellen Energiespeicher, einer 2,6 Megajoule-Batterie aus 2500 einzelnen Kondensatoren.

Durch Vorionisierung mit einem schnellen Stromstoß entlang der Achse des Entladungsgefäßes – wie im Z-Pinch – gelang es, Plasmen relativ geringer Dichte und hoher Reinheit zu erzeugen. Sie wurden anschließend durch das Theta-Pinch-Feld weiter komprimiert: In dem Deuterium-Plasma wurden Ionentemperaturen über 50 Millionen Grad gemessen sowie $2 \cdot 10^{10}$ Fusionsneutronen produziert. Allerdings begrenzten Plasmaverluste an den Enden des geradlinigen Entladungsgefäßes die Einschlusszeit auf sehr kurze 10 Mikrosekunden⁴.

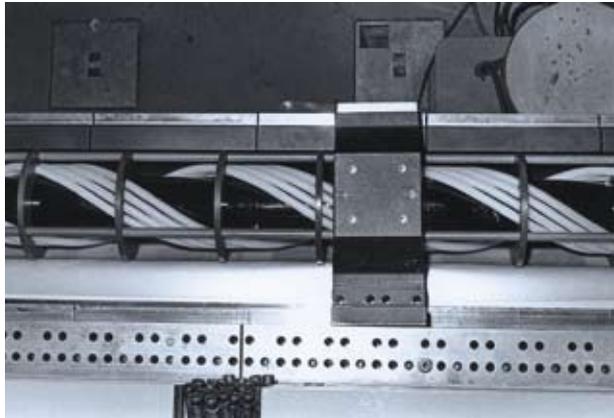
Abb. 4: Lineare Vorversuche an ISAR I für einen Hoch-Beta-Stellarator. Das geradlinige Plasmagefäß wurde mit schraubenförmigen Magnetwicklungen versehen.

Abb. 5: Prinzip eines Hoch-Beta-Stellarators.

Abb. 6: Der toroidale Theta-Pinch ISAR T1, ein Hoch-Beta-Stellarator: Durch den inneren Ring aus 48 Spulensegmenten, in dem das kreisförmige Plasmagefäß liegt, wird radial von außen – von der Kondensatorbatterie im Hintergrund – kurzzeitig ein starker Strom von 20 Millionen Ampere geschickt. Das schnell ansteigende Magnetfeld schiebt den Plasm Schlauch innerhalb von Bruchteilen einer Millionstel Sekunde zusammen und heizt ihn auf.

Abb. 7: Zur Wandstabilisierung muss das Vakuumgefäß eines Hoch-Beta-Stellarators der verschrauben Form des Plasmas folgen. In Vorbereitung von HBS II wurde im IPP ein solches Gefäß hergestellt. Das durch eine Flamme gezogene Quarzrohr wird erweicht und durch eine mechanische Vorrichtung geformt. Das Gefäß wurde 1975 zusammen mit einer entsprechend geformten Spule in ISAR T1-B erfolgreich eingesetzt.

Abb. 8: Auf das neue Gefäß aus getöntem Quarzglas werden hier die Stellarator-Magnetwicklungen aufgebracht.

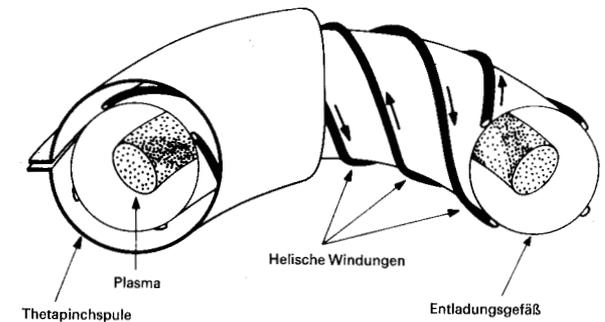


▲ Abb. 4

: Toroidaler Theta-Pinch

Dieses Grundübel linearer Pinche – die offenen Enden, an denen das Plasma verloren ging – lies sich nur in ringförmig geschlossenen Anlagen umgehen. 1968 beschloss man daher, den Schwerpunkt künftig auf toroidale Experimente zu legen, von denen bereits einige kleinere Anlagen betrieben worden waren. Es begannen Vorbereitungen, den großen linearen Theta-Pinch ISAR I ringförmig umzubauen⁵ (Abb. 4).

Ein Theta-Pinch-Feld allein kann in einer toroidalen Konfiguration jedoch kein Gleichgewicht zwischen Plasma und einschließendem Magnetfeld erzeugen. Wird aber – wie im Stellarator – zusätzlich ein helikales Feld überlagert, so sollten der Theorie nach stabile Gleichgewichte möglich werden: Es entsteht ein so genannter Hoch-Beta-Stellarator (HBS) (Abb. 5). Von einem



▲ Abb. 5

einfachen, zum Ring gebogenen Theta-Pinch weicht die HBS-Anordnung deutlich ab: Wegen des helikalen Feldes ist die Plasmasäule schraubenförmig verdreht, zugleich ist ihr Querschnitt elliptisch verformt – eine einzelne Magnetfeldlinie läuft in einer komplizierten Bahn um das Plasma herum.

: Programm-Erweiterung

Die Ergebnisse der ersten zehn IPP-Jahre bilanziert der Jahresbericht 1970: Es war einerseits gelungen, in den linearen Pinchen ein dichtes Plasma – allerdings sehr kurzzeitig – nahezu auf Fusionstemperatur zu bringen, andererseits in den ringförmigen Stellaratoren ein – zwar relativ dünnes und kaltes – Plasma für einige Zeit im Gleichgewicht zu halten. Nun wollte man „auf dem langen Weg zur wirtschaftlichen Nutzung der Kernverschmel-



▲ Abb. 6



▲ Abb. 7



▲ Abb. 8

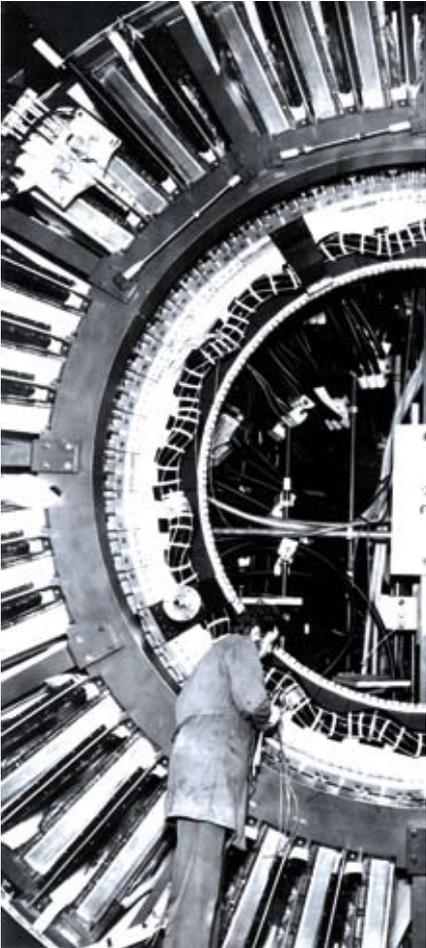
zung den nächsten Schritt (...) versuchen, nämlich beide Forderungen gleichzeitig (...) erfüllen, also ein Plasma, das heiß und dicht genug ist, in etwa so lange einzuschließen, wie in einem Fusionsreaktor erforderlich wäre“.

In Fortführung des bisherigen Programmes bedeutete dies, einerseits die magnetische Kompression eines Plasmas in einer ringförmigen Pinch-Anordnung zu untersuchen, sowie andererseits die Stellaratorexperimente zu höheren Temperaturen und Dichten auszudehnen. Es begannen die Vorbereitungen für den großen Stellarator Wendelstein 7-A; Ende 1971 ging nach einjähriger Umbauzeit zudem der Hoch-Beta-Stellarator ISAR T1 in Betrieb (Abb. 6). Mit einem Durchmesser von 2,70 Metern war er der seinerzeit größte Torus für Hoch-Beta-Experimente weltweit.

Ein Gleichgewicht in ringförmiger Konfiguration lässt sich auch ohne helikale Spulen, d.h. mit weniger komplizierten Feldern erreichen – wenn man nämlich im Plasmaring einen Strom induziert. Diese Anlagen sind axialsymmetrisch und arbeiten in Pulsen. Das Feld des induzierten Stromes und die von außen erzeugten Felder überlagern sich zu den gewünschten, schraubenartig um das Plasma herumlaufenden Kraftlinien. Steigen die Magnetfelder wie beim Theta-Pinch sehr rasch an und heizen das Plasma durch Stoßwellen und adiabatische Kompression auf, bezeichnet man die Betriebsart als „Screw-Pinch“ (engl. „screw“, Schraube). Er lässt sich als Überlagerung eines toroidalen Theta-Pinches und eines toroidalen Z-Pinches verstehen (Abb. 10). Voruntersuchungen zur Stabilität waren bereits an kleineren Anlagen gelaufen, zum Beispiel am linearen Screw-Pinch ISAR III.

Bleiben die magnetischen Einschlussfelder dagegen statisch, dann handelt es sich um einen Tokamak – eine Konfiguration, die 1969 in Russland sensationell gute Ergebnisse erzielt hatte. 1970 wurde daher beschlossen, das Spektrum der toroidalen IPP-Anlagen um ein axialsymmetrisches Niedrig-Beta-Experiment vom Tokamak-Typ zu ergänzen (siehe Kapitel 5). Die erste Tokamak-Anlage, Pulsator, ging Anfang 1972 in Betrieb.

Begleitet von zahlreichen kleineren Satellitenexperimenten konzentrierte sich die weitere Arbeit nun auf diese vier Anlagen: den Hoch-Beta-Stellarator ISAR T1, den Niedrig-Beta-Stellarator Wendelstein 7-A, den Screw-Pinch ISAR IV und den Tokamak Pulsator.



: Hoch-Beta-Stellarator

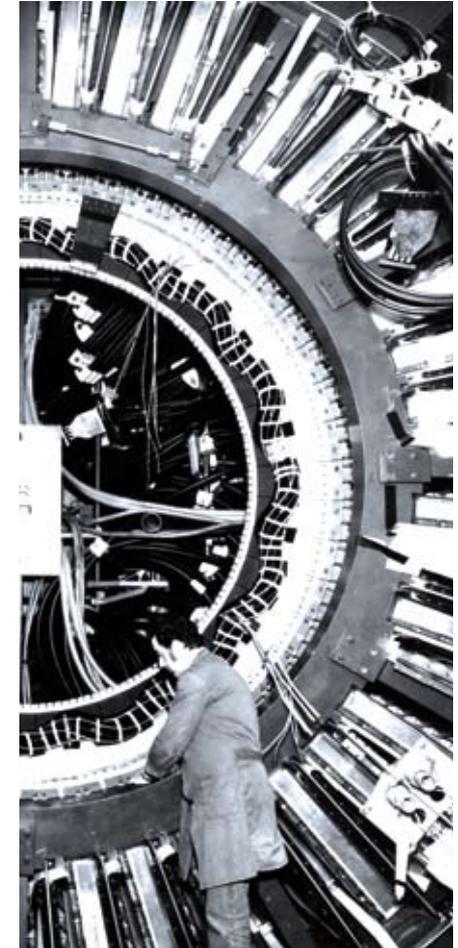
In Zusammenarbeit mit der Theorie sollte an ISAR T1 durch Kombination verschiedener helikaler Felder zunächst ermittelt werden, ob und wie lange Gleichgewicht und Stabilität erreicht werden können. Es gelang bald, die toroidale Drift des Plasmas nach außen zu beseitigen. Erstmals konnte mit ISAR T1 ein Plasma in einer Hoch-Beta-Stellaratorkonfiguration im vollständigen Torus im Gleichgewicht gehalten werden⁶. Die starke Kompression des Plasmas – verursacht durch die langen Anstiegszeiten der Batterie – führte jedoch zu unüberwindlichen Instabilitäten⁷.

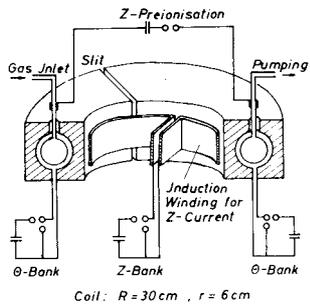
Experiment und Theorie sprachen für größere Anlagen, in denen das Stabilitätsproblem besser beherrschbar sein sollte. 1973 wurde daher ein neues Projekt konzipiert: Der deutlich größere HBS II mit 16 Metern Torusdurchmesser sollte die Stabilität der Hoch-Beta-Stellaratoren endgültig zeigen. Das Plasma sollte nur schwach komprimiert werden, um der stabilisierenden leitenden Wand nahe bleiben zu können (Abb. 7, 8, 9). Der Aufbau verzögerte sich jedoch zunächst durch die Unsicherheiten bei der Standortsuche für das große europäische Tokamakexperiment JET. Angesichts von Personalmangel und der inzwischen starken Konkurrenz von Tokamak und Stellarator wurde die HBS-Linie schließlich 1980 aufgegeben.

: Screw- und Belt-Pinch

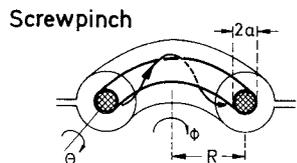
Zweiter Schwerpunkt der Hoch-Beta-Linie im IPP war der Screw-Pinch, eine ebenfalls kreisförmige, jedoch – im Unterschied zum schlanken, asymmetrischen HBS – gedrungene und rotationssymmetrische Konfiguration. Das in einem ringförmigen Plasma auftretende Gleichgewichtsproblem, eine radial nach außen wirkende Driftkraft, wurde im Screw-Pinch – wie beim Tokamak – aufgefangen durch Induktion eines toroidalen Plasmastroms und ein passendes vertikales Feld (Abb. 10). Der ab 1969 betriebene kleine Screw-Pinch ISAR IV (Torusdurchmesser: 60 Zentimeter) (Abb. 11) erreichte zwar ein Gleichgewicht, war jedoch hochgradig instabil.

Erst mit Übergang von einem kreisförmigen zu einem langgestreckten Plasmaquerschnitt verbesserte sich die Stabilität bei hohem Beta⁸. Der Plasmaquerschnitt hatte in etwa die Form eines Gürtels – daher auch der englische Name „Belt-Pinch“ (Abb. 12). In zunehmend größeren Ausbau-

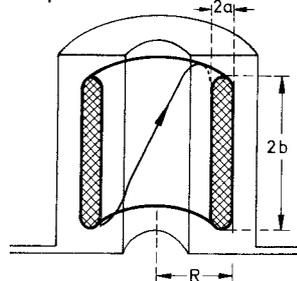




▲ Abb. 10



Belt pinch



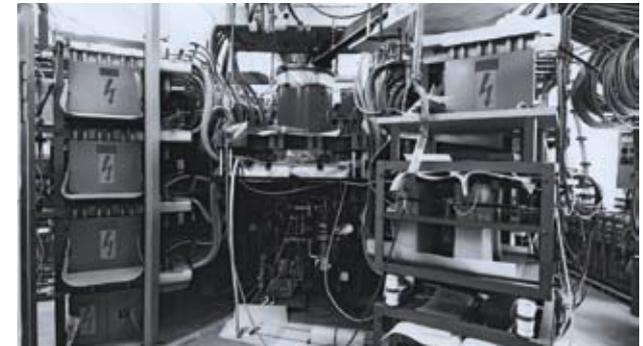
Konfiguration

▲ Abb. 12

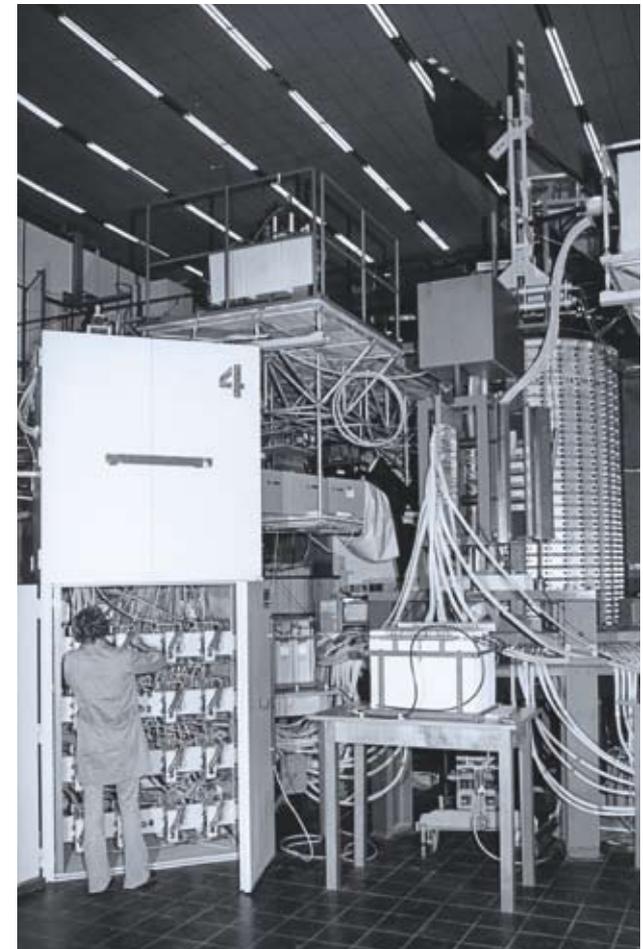
stufen konnten die zunächst aus theoretischen Überlegungen gefolgerten Vorteile der Querschnittsverformung gezeigt werden. Es ließen sich Plasmen mit Beta-Werten von einigen 10 Prozent für die durch Energieverluste gegebene Zeit von etwa 100 Mikrosekunden stabil einschließen. Dabei lag diese Energie-Einschlusszeit um rund zwei Größenordnungen über der typischen Anwachzeit von Plasmaintabilitäten, wie sie von theoretischen Rechnungen vorhergesagt wurden.

Inzwischen standen für Tokamaks jedoch starke externe Heizquellen wie Neutralteilchen- oder Wellenheizung im Megawatt-Bereich zur Verfügung (siehe Kapitel 7), mit denen das Plasma stationär und nicht nur kurzzeitig, wie im Belt-Pinch, auf höhere Energiedichten gebracht werden kann. Auch der gestreckte Plasmaquerschnitt wurde in ersten Tokamak-Experimenten untersucht: Man musste sich daher entschließen, den Belt-Pinch als erstes, unvollkommenes Vorexperiment für die Tokamaks einzustellen. Nach fast zehnjähriger Arbeit wurde Anfang 1979 mit dem Belt-Pinch IIa⁹ (Abb. 13) die Serie der Belt-Pinch-Experimente im IPP abgeschlossen.

Das mit den unterschiedlichen Pinch-Anlagen gewonnene physikalische Verständnis der Vorgänge im Plasma¹⁰ floss in die Arbeit an den aussichtsreicheren Konkurrenten der Niedrig-Beta-Linie – Tokamak und Stellarator – ein.



▲ Abb. 11



▲ Abb. 13

Abb. 9: Das zweite, der schraubenförmigen Gestalt des Plasmas angepasste Plasmagefäß für ISAR T1-B wird in die entsprechend geformte Thetapinch-Spule eingebaut.

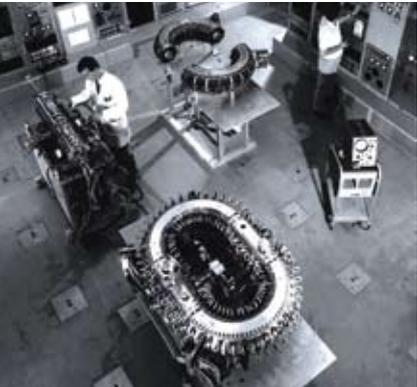
Abb. 10: Aufbau des Screw-Pinch ISAR IV. Die Induktionswindung im Zentrum induziert einen starken Längsstrom im Plasma, dessen Magnetfeld zusammen mit dem Feld der einwindigen Spule das Plasma einschließt.

Abb. 11: Der kleine Screw-Pinch ISAR IV.

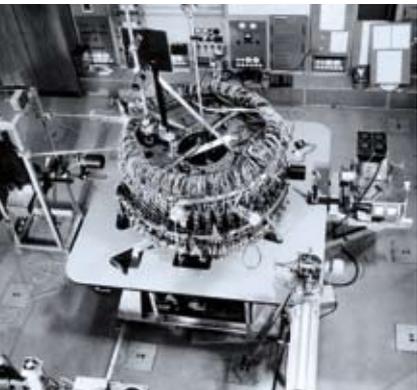
Abb. 12: Durch Übergang von einem kreisförmigen zu einem länglichen Plasmaquerschnitt lässt sich der toroidale Screw-Pinch in eine stabile Konfiguration überführen, den Belt-Pinch.

Abb. 13: Der Belt-Pinch IIa. Große, um das Entladungsgefäß herum angeordnete Kondensatorbatterien liefern extrem schnell ansteigende Ströme, deren Magnetfelder das Plasma zusammendrücken und dabei auf Temperaturen von vielen Millionen Grad aufheizen.

3 STELLARATOREN



▲ Abb. 1



▲ Abb. 2

Abb. 1: Die ersten IPP-Stellaratoren: Wendelstein 1-A, der erste Stellarator im IPP, ging 1960 in Betrieb (vorne), rechts hinten: Wendelstein 1-B, links: Wendelstein 4.

Abb. 2: Wendelstein 2-A, eine rein torusförmige Maschine.

Abb. 3: Messung der Teilchendichte in Wendelstein 2-A bei verschiedener Verdrillung des Magnetfeldes (iota).

Abb. 4: Wendelstein 2-B wurde 1970 in Betrieb genommen.

Abb. 5: Auf das Plasmagefäß von Wendelstein 7-A werden spiralförmige Magnetspulen montiert.

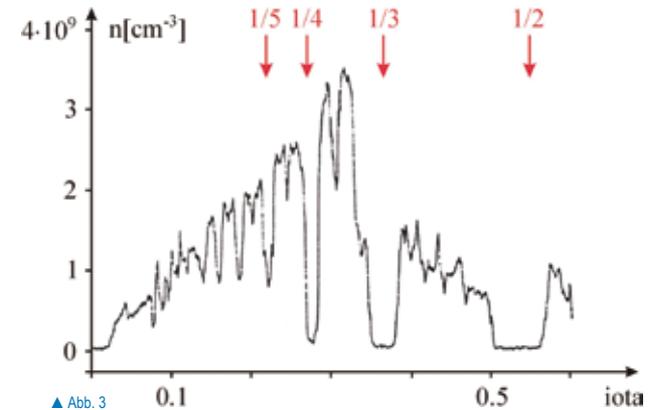
Von Wendelstein 1-A zu Wendelstein 7-X

THOMAS KLINGER

Der erste Stellarator des IPP, Wendelstein 1-A, ging 1960, noch im Gründungsjahr des Instituts in Betrieb, war jedoch im Münchener Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik aufgebaut (Abb. 1). Der Name „Wendelstein“ bezieht sich auf den Hausberg der Münchner in den Bayerischen Alpen und knüpft zugleich an das bis 1958 geheime US-Fusionsprojekt „Matterhorn“ in Princeton an. Hier hatte 1951 der US-amerikanische Astrophysiker Lyman Spitzer Jr. das Stellaratorkonzept vorgeschlagen¹.

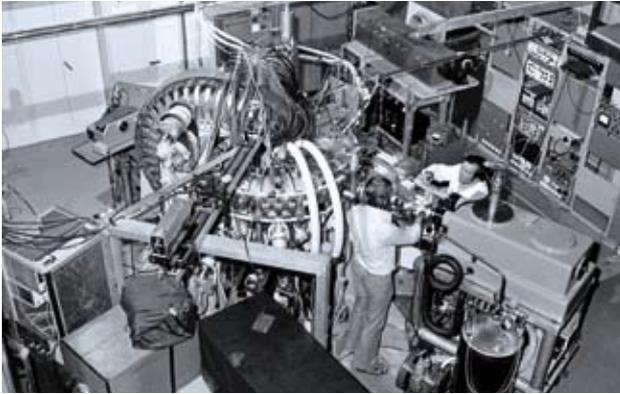
Auf Wendelstein 1-A – mit einem kleinen Plasmaradius von 2,5 Zentimetern – folgte der ebenso große Wendelstein 1-B. Ziel der Anlagen war es, das Einschlussverhalten der Plasmen systematisch zu untersuchen. Rasch bemerkte man, dass die zunächst gewählte „Rennbahnform“ – gerade Teilstücke, die zwischen zwei halbkreisförmige Gefäßstücke eingesetzt wurden – von Nachteil ist. 1965 entstand der Nachfolger Wendelstein 2-A infolgedessen als rein torusförmige Maschine (Abb. 2). Zunächst wurden Plasmen aus Alkali- bzw. Erdalkalimetallen – meist Cäsium oder Barium – untersucht, die durch Kontaktionisierung an einer heißen Metalloberfläche erzeugt und auch auf moderate Temperaturen aufgeheizt wurden. Sehr bald wurde die entscheidende Bedeutung der so genannten Rotationstransformation – ein Maß für die Verdrillung der Feldlinien – für den Einschluss erkannt.

Inzwischen hatte der in Princeton gebaute Model-C-Stellarator die Erwartungen an die Einschlussgüte der Stellaratoren gewaltig enttäuscht: Statt eines von Diffusion, also nur durch Teilchen-



▲ Abb. 3

stöße bestimmten Transportes musste man viel größere Verluste feststellen, die so genannte „Bohm-Diffusion“. Mit Wendelstein 2-A konnten die Wissenschaftler, die inzwischen samt ihren Maschinen im IPP in Garching angesiedelt waren, nachweisen, dass Stellaratoren sehr wohl den guten magnetischen Einschluss besitzen können, der von der Theorie vorhergesagt wurde, und nicht den schlechten, der Bohm-Diffusion zugeschrieben, wie er am Model-C-Stellarator beobachtet wurde. Das Aufsehen erregende Resultat wurde von US-Kollegen als „Munich mystery“ bezeichnet, worin sowohl Bewunderung als auch Skepsis mitschwang. Abbildung 3 zeigt eine klassisch gewordene Messung an Wendelstein 2-A. Aufgetragen ist die Teilchendichte des eingeschlossenen Plasmas gegen die Rotationstransformation des magnetischen Feldes. Die Plasmadichte bricht jeweils



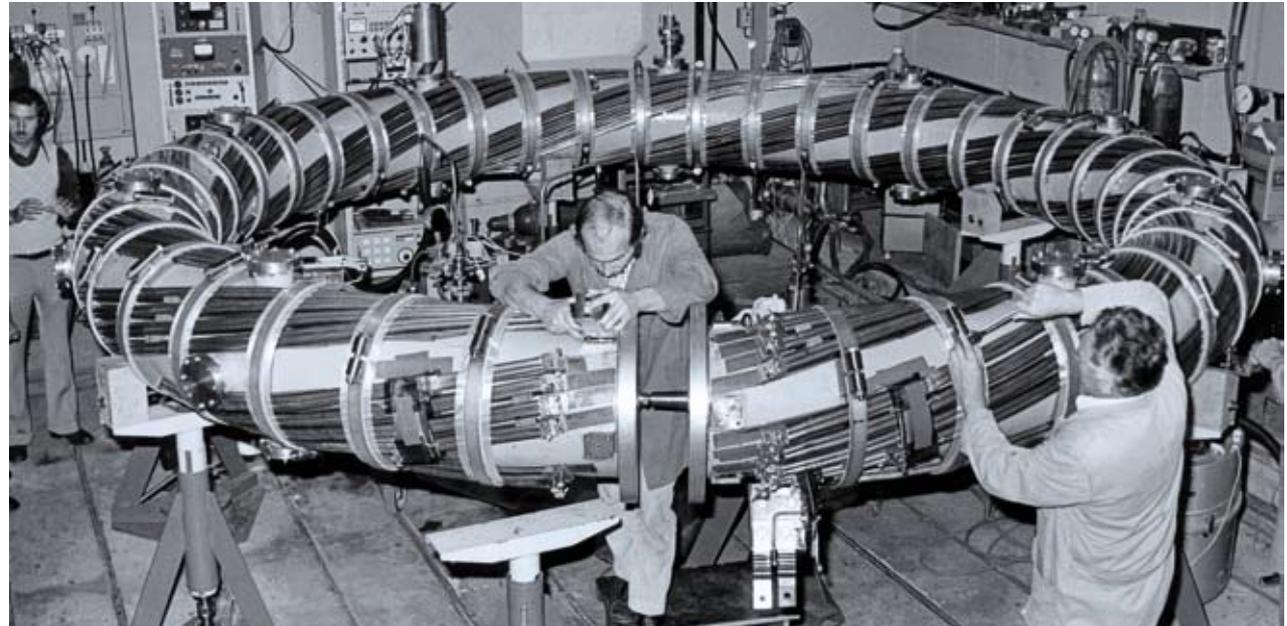
▲ Abb. 4

dramatisch ein, sobald die Rotationstransformation in der Nähe ganzzahliger Brüche $1/2$, $1/3$, $1/4$, ... kommt. Diese Einbrüche entsprechen dem schlechten Einschluss, wohingegen zwischen diesen Werten guter Einschluss entsprechend der „klassischen“ Diffusionstheorie gefunden wurde.

Dieses Verhalten wird mehr oder minder bei allen Stellaratoren der Wendelstein-Linie gefunden². Bereits früh wurden als Ursache magnetische Inseln ausgemacht, die sich in der Nähe ganzzahliger Werte der Rotationstransformation besonders leicht ausbilden können.

Der 1970 in Betrieb gegangene Wendelstein 2-B (Abb. 4) besaß die gleichen Dimensionen wie sein Vorgänger 2-A. Erstmals wurden nun aber Wasserstoff-Plasmen untersucht, die – wie in Tokamaks – von einem per Induktion eingekoppelten elektrischen Strom erzeugt wurden. Zudem wurde an Wendelstein 2-B damit begonnen, das Plasma mit Hilfe von Mikrowellen aufzuheizen – der Anfang einer langen Erfolgsgeschichte. Mitte der 1970er Jahre konnte mit Wendelstein 2-B gezeigt werden, dass der Stellarator in seinem Einschlussverhalten durchaus mit einem entsprechenden Tokamak mithalten kann. Weltweit hatte jedoch zu dieser Zeit der Siegeszug des einfacher berechenbaren Tokamak bereits begonnen.

Wendelstein 3 und 4 waren lineare Anlagen mit einer Länge von 0,8 bzw. einem Meter und mit einem Plasmaradius von 2,5 bzw. 10 Zentimetern. Auch Wendelstein 5 war kein Stellara-



▲ Abb. 5

tor, sondern ein Oktopol von etwa 1,3 Metern Durchmesser und 0,5 Metern Höhe – vier an Stützen aufgehängte stromführende Ringe. Sein Einschlussvermögen sollte mit dem eines Quadrupols, Wendelstein 6, verglichen werden. Die Vorbereitungen für die mit levitierten supraleitenden Innenringen geplante Anlage wurden 1973 eingestellt. Erst mit der Zahl sieben wurde unter dem Namen Wendelstein wieder ein Stellarator gebaut. Wendelstein 7-A (Abb. 5) war mit seinen 4 Metern Durchmesser und seinem 3,4 Tesla starken Feld der erste „erwachsene“ Stellarator des IPP. Ihm

3 STELLARATOREN

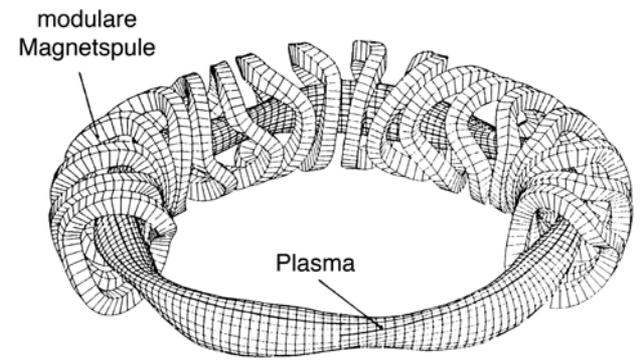
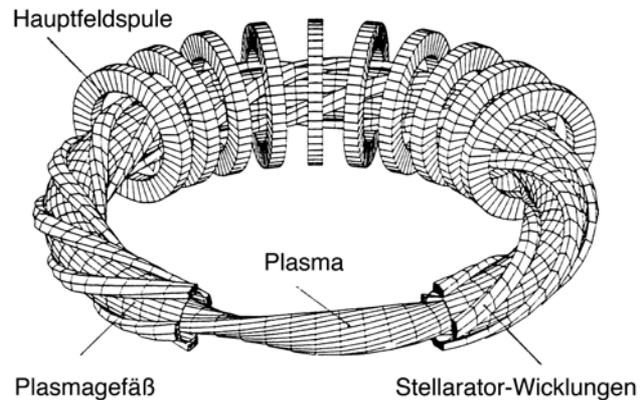


Abb. 6: Schema: Der klassische Stellarator Wendelstein 7-A (oben) mit Spiralwicklungen und ebenen Spulen sowie ein „Advanced Stellarator“ wie Wendelstein 7-AS mit modularem Spulensystem (unten).

Abb. 7: Eine der 45 nicht-ebenen Stellarator-Spulen von Wendelstein 7-AS (Foto: IPP, Peter Ginter).

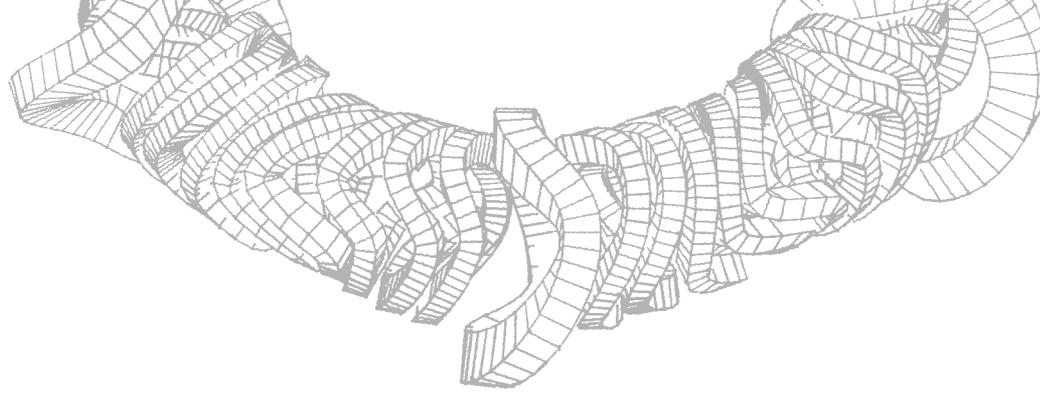
Abb. 8: Ein senkrechter Schnitt durch das Magnetfeld, aufgenommen mit einem Elektronenstrahl. Man erkennt gut die wie Zwiebelschalen ineinander geschachtelten magnetischen Flussflächen, die von den spiralförmig umlaufenden Feldlinien gebildet werden.

Abb. 9: Spulenkranz von Wendelstein 7-AS.

standen alle drei wesentlichen Methoden zur Plasmaerzeugung und -aufheizung zur Verfügung: Stromheizung, Mikrowellenheizung und Heizung durch neutrale energiereiche Teilchenstrahlen (siehe Kapitel 7).

Ursprünglich sollte Wendelstein 7-A bereits die herausragende Eigenschaft des Stellarators nachweisen können, den Dauerbetrieb. Er sollte ein heißes Plasma beliebig lange magnetisch einschließen können. Da sich Magnetspulen aus Kupfer beim Erzeugen hoher magnetischer Felder stark aufheizen, sollten supraleitende Spulen zum Einsatz kommen. Fast auf den absoluten Nullpunkt heruntergekühlt, können sie einen Strom verlustlos und damit ohne Erwärmung tragen. Allerdings mussten diese Pläne nach einigen technischen Problemen aufgegeben werden und Wendelstein 7-A wurde mit Kupferspulen realisiert – und die Untersuchung des Dauerbetriebs weit in die Zukunft verschoben.

Trotz dieser Anfangsprobleme wurde Wendelstein 7-A in seinen zehn Betriebsjahren ein überwältigender Erfolg. 1980 konnte hier weltweit zum ersten Mal das „reine“ Stellaratorprinzip – Einschluss ohne Plasmastrom – erfolgreich mit einem heißen Plasma demonstriert werden. Dies führte wenig später zu erstaunlichen Leistungsdaten des eingeschlossenen Plasmas³. Als Erklärung konnte die entscheidende Bedeutung des radialen elektrischen Feldes für die Teilchendiffusion in Stellaratoren herausgearbeitet werden. Allerdings wurde an Wendelstein 7-A auch klar, dass die Kombination aus ebenen und spiralförmig verwundenen Spulen keine Zukunft hat: Die Kräfteverteilung zwischen die-

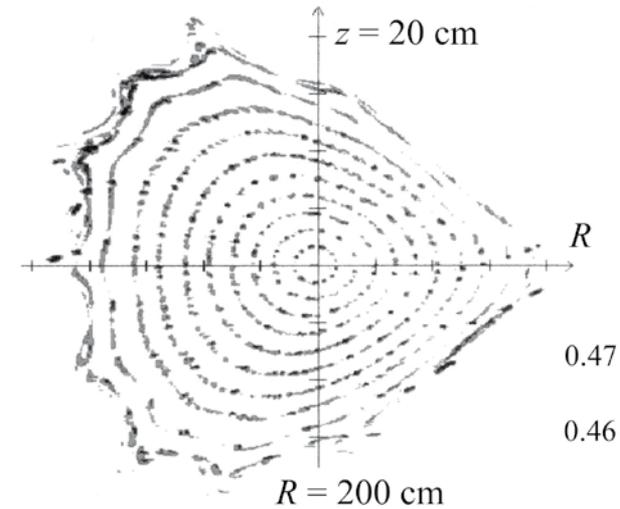


▲ Abb. 9



(Foto: IPP, Peter Cramer)

▲ Abb. 7



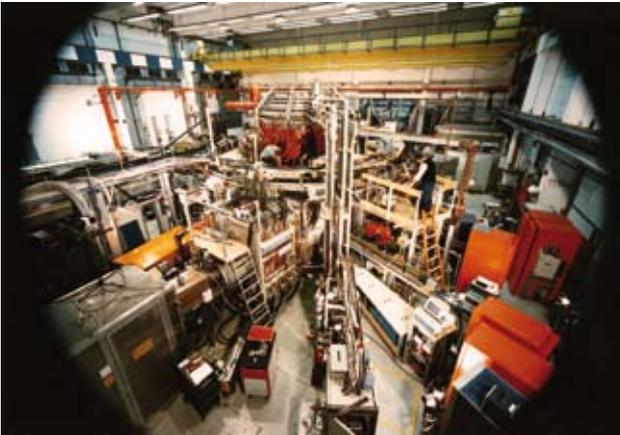
▲ Abb. 8

sen Spulen ist problematisch, die den ganzen Torus umwindende Spiralwicklung ist in einem Kraftwerk kaum vorstellbar und – am wichtigsten – das Spulensystem bietet zu wenig Flexibilität, um das Magnetfeld optimal an die Bedürfnisse der Physik anzupassen. Diese Einsichten führten zu dem späteren Markenzeichen der IPP-Stellaratoren, den modularen, nicht-ebenen Spulen⁴.

Motiviert durch die Erfolge von Wendelstein 7-A wurde das Stellaratorprinzip im IPP systematisch weiterentwickelt. Weil

man angesichts der komplexen, dreidimensionalen Geometrie des Stellarators rasch an die Grenzen der Papier- und Bleistift-Physik stieß, wurden die ersten leistungsfähigen Großrechner immer wichtiger. Die modularen Spulen zur Erzeugung des Magnetfeldes spielten eine Schlüsselrolle. Mit ihrer gekrümmten Form erzeugen die Spulen (Abb. 7, 8, 9) zugleich das torusförmige Feld als auch dessen Verdrillung. Mehr noch, lässt sich mit den nicht-ebenen Spulen das Magnetfeld des Stellarators relativ frei formen, so dass dessen lokale Stärke und Krümmung

3 STELLARATOREN



▲ Abb. 10

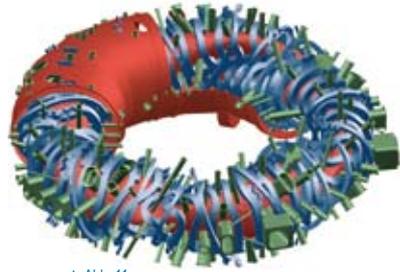
optimal an die physikalischen Gesetze des heißen Plasmas angepasst werden konnte. Man spricht in diesem Zusammenhang von „Optimierung“ (siehe Kapitel 4). Wendelstein 7-AS war teilweise optimiert; das „AS“ im Namen steht für „Advanced Stellarator“. So konnten die so genannten Pfirsch-Schlüter-Ströme, die von Dieter Pfirsch und Arnulf Schlüter im IPP vorhergesagt wurden, weitgehend reduziert werden, was den Gleichgewichtszustand des Stellaratorplasmas erheblich besser und damit für hohen Plasmadruck belastbarer macht.

Die Ergebnisse, die mit Wendelstein 7-AS erzielt wurden, stellen in vielerlei Hinsicht einen Durchbruch dar: Die Praxistauglichkeit der modularen Spulen wurde bewiesen, was für ein künftiges Stellaratorkraftwerk von größter Bedeutung ist. Es wurden zahlreiche Rekordwerte erzielt, so Temperaturen von 68 Millionen Grad Celsius für die Plasmaelektronen bzw. 17,5 Millionen Grad für die -ionen sowie eine Plasmadichte von $4 \cdot 10^{20}$ Teilchen pro Kubikmeter – alles erstaunlich gute Werte für eine relativ kleine Versuchsanlage mit kaum mehr als einem Kubikmeter Plasmavolumen⁶.

Um diese Parameter alle zugleich erreichen – und übertreffen – zu können, war allerdings eine Anlage mit größerem Volumen nötig. Das Konzept der nicht-ebenen Spulen wurde daher konsequent weiterverfolgt und die Optimierung des Stellaratorfeldes mit Hilfe leistungsfähigerer Supercomputer vorangetrieben. Ergebnis ist der vollständig optimierte Stellarator Wendelstein 7-X (Abb. 11). Neben anderen wesentlichen Verbesserungen

wurde hier vor allem auch der magnetische Einschluss schneller Plasmateilchen optimiert, was bei Wendelstein 7-AS noch fehlte. Mit supraleitenden Spulen will die Anlage zudem die wesentliche Stellaratoreigenschaft zeigen, den Dauerbetrieb. Die Baugenehmigung für Wendelstein 7-X wurde 1996 erteilt; zurzeit entsteht die Anlage – im Zuge der Wende – an der nordöstlichen Ostseeküste im 1994 gegründeten IPP-Teilinstitut in Greifswald.

Parallel dazu wurde in Garching Wendelstein 7-AS weiter betrieben und entwickelt. 1992 konnte hier das am Tokamak ASDEX entdeckte H-Regime mit verbessertem magnetischen Einschluss gefunden werden – erstmals in einem Stellarator. Man entschloss sich daher, den Kontakt zwischen Plasma und Wand zu verbessern und einen so genannten Inseldivertor einzubauen. Das Funktionsprinzip des Inseldivertors ist dem des toroidalen Divertors im Tokamak (siehe Kapitel 5) sehr ähnlich, jedoch der dreidimensionalen Geometrie des Stellaratorfeldes angepasst. Dabei werden besondere Randbereiche durchschnitten, die magnetischen Inseln, die im Stellaratorfeld eine natürliche Begleiterecheinung sind. Nach Einbau des Divertors haben sich die Plasmaeigenschaften des Wendelstein 7-AS nochmals dramatisch verbessert. Es wurde eine neue Betriebsweise, das HDH-Regime („High Density H-Regime“), gefunden, das zugleich Verunreinigungen im Plasmazentrum vermeidet und den Energieeinschluss verbessert⁷. Die Arbeiten an Wendelstein 7-AS wurden im Sommer 2002 beendet, um Kräfte für den Aufbau von Wendelstein 7-X freizusetzen.



▲ Abb. 11

Abb. 10: Die Experimentieranlage Wendelstein 7-AS.

Abb. 11: Computergrafik: Kryostat, Magnetspulen und Plasmagefäß der Fusionsanlage Wendelstein 7-X.

Abb. 12: Montage von Wendelstein 7-X: In der Experimentierhalle wird gerade ein Stück der wärmeisolierenden Außenhülle über ein Modul der Anlage gehoben.



▲ Abb. 12

Technische Probleme machten die ursprüngliche Vorstellung zunichte, Wendelstein 7-X im Jahr 2008 in Betrieb nehmen zu können. Nach mehreren Revisionen des Zeitplans konnte der Aufbau der technisch hochkomplexen Anlage Dank eines gewaltigen Kraftaktes des gesamten Instituts auf die richtige Spur gesetzt werden. Inzwischen sind alle Hauptkomponenten

geliefert und erfolgreich getestet, allen voran die 70 supraleitenden Magnetfeldspulen. Der Zeitplan ist seit fast drei Jahren stabil, der Abschluss der Montage (Abb. 12) für Mitte 2014 vorgesehen⁸. Nach der Inbetriebnahme ist ab 2015 eine erste, zweijährige Experimentierphase geplant, während der die optimale Plasmaerzeugung auszuarbeiten ist⁹. Anschließend soll

ein hochbelastbarer Divertor eingebaut werden. Mit seiner Hilfe kann dann ab 2019 das – von keiner Versuchsanlage der Fusionsforschung bisher erreichte – Hauptziel von Wendelstein 7-X in Angriff genommen werden, der Dauerbetrieb.

Der optimierte Stellarator

JÜRGEN NÜHRENBURG

„Klassische“ Stellaratoren, wie sie im IPP bis Ende der 1980er Jahre untersucht wurden, können das Plasma weniger gut einschließen als Tokamaks. Probleme machten insbesondere die schnellen „stoßfreien“ Teilchen, die das Einschlussgebiet zu rasch verließen: In ringförmigen Fusionsplasmen haben die geladenen Plasmateilchen bei den Temperatur- und Dichtewerten, die für die Fusion notwendig sind, extrem lange freie Weglängen zwischen Stößen. Das magnetische Moment eines Teilchens, das durch seine schnelle Kreisbewegung (Gyration) um die magnetischen Feldlinien entsteht, ist eine so genannte adiabatische Invariante, d.h. der Wert bleibt bei langsamen Änderungen des Magnetfeldes konstant. Da der Gyroradius im Vergleich zum Plasmaradius sehr klein ist, darf – bei gutem Einschluss – auch die Bahn des Gyrozentrums das Plasmagebiet nicht verlassen. Die Energieerhaltung des Teilchens längs dieser Bahn in einem statischen Magnetfeld bewirkt, dass Teilchen, die sich mit hinreichend kleiner Geschwindigkeit parallel zum Magnetfeld in eine Region ansteigender Feldstärke bewegen, reflektiert werden. Dies führt zum Einfangen der Teilchen zwischen Gebieten großer Feldstärke.

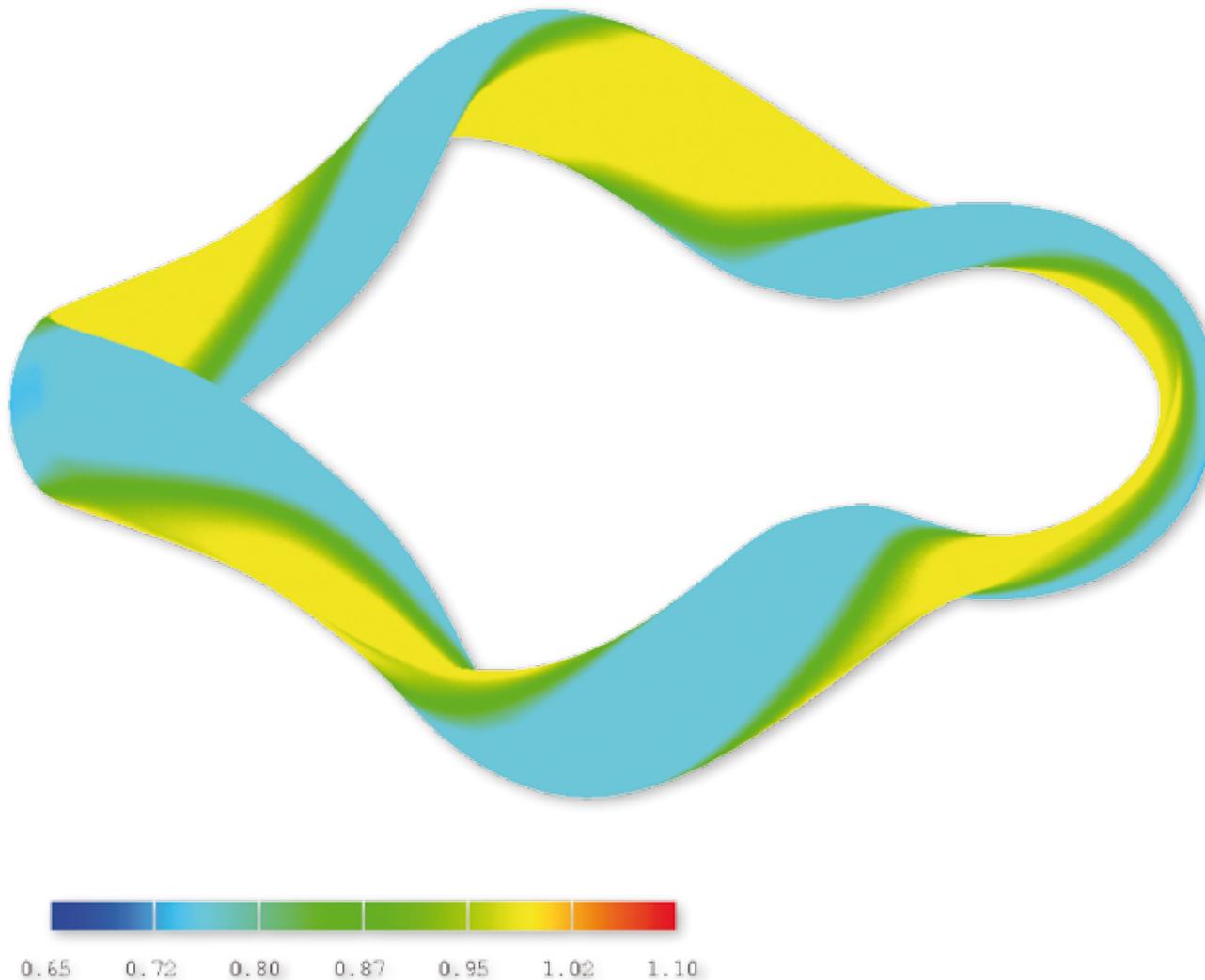
Zusätzlich jedoch driften die Bahnen auf Grund von Feldstärkegradienten und Feldlinienkrümmung senkrecht zu den Feldlinien. Diese beiden Effekte bewirken im Allgemeinen, d.h. für beliebige ringförmige Plasmen, dass energiereiche reflektierte Teilchen „stoßfrei“ verloren gehen. Sie driften aus dem Einschlussgebiet heraus und sind samt ihrer Energie für die Fusion verloren. Wenn aber das Plasmagebiet eine Symmetrie aufweist

– in einem Ring bzw. Torus ist dies die Axialsymmetrie um die Haupt-Torusachse mit dem toroidalen Winkel als ignorabler Koordinate –, dann existiert eine zusätzliche Konstante der Bewegung, die stoßfreien Driftbahnenverlust verhindert. Dies ist beim axialsymmetrischen Tokamak der Fall.

Wenn die Plasmageometrie gerade sein könnte, existierten zwei zusätzliche Symmetrien, erstens Axialsymmetrie um die Achse der Plasmasäule, die so genannte poloidale Symmetrie, und zweitens helikale Symmetrie. Weil jedoch in einer geraden, aber notwendigerweise endlich langen Plasmasäule die Teilchen an den Enden verloren gingen, muss das Plasmagebiet ringförmig geschlossen sein. Diese beiden Symmetrien sind also in Fusionsanlagen nicht realisierbar.

Beschreibt man jedoch die Driftbahnen in Koordinaten, die der Geometrie der Feldlinien speziell angepasst sind – so genannte magnetische Koordinaten¹, in denen die Feldlinien gerade erscheinen –, so sieht man, dass die gyrierenden Teilchen nicht alle geometrischen Eigenschaften eines Magnetfeldes wahrnehmen. Die einzige dreidimensionale Funktion, die in ihre Bewegungsgleichungen in magnetischen Koordinaten eingeht, ist die magnetische Feldstärke. Hieraus folgt die Frage, die allerdings der Intuition zunächst zu widersprechen scheint: Kann die Feldstärke in einem nicht-axialsymmetrischen, d.h. tatsächlich dreidimensionalen toroidalen Plasmagebiet eine der drei oben beschriebenen Symmetrien in diesen speziellen Koordinaten besitzen?

Abb. 1: Quasi-helikalsymmetrische Plasmaform und zugehörige Topographie der Magnetfeldstärke am Plasmarand. Die Farbcodierung gibt die Stärke des Magnetfeldes an.



▲ Abb. 1

Für helikalsymmetrische² und axialsymmetrische³ Gestalt der Magnetfeldstärke ist die Antwort im Wesentlichen positiv. Solche Einschlusskonfigurationen wurden quasi-symmetrisch genannt, da sich die Symmetrie ja nicht auf die Geometrie selbst bezieht. Die dritte – quasi-poloidale – Symmetrie kann nicht verwirklicht werden. Wichtig war hier jedoch die Erkenntnis, dass es genügen würde, den Driftbahnenverlust für ein komplexeres Ersatzteilchen als das Gyro-Teilchen zu vermeiden: Im Zusammenhang mit dem Einfangen der Teilchenbahn zwischen Gebieten großer Feldstärke existiert nämlich eine zweite adiabatische Invariante, das Wirkungs-Integral zwischen Reflektionspunkten. Deshalb ist es hinreichend, die Konturen dieser zweiten adiabatischen Invarianten poloidal, d. h. um die Achse der Plasmasäule herum, zu schließen. Einschlusskonfigurationen dieses Typs existieren tatsächlich. Sie wurden quasi-isodynamisch⁴ genannt, weil Gyro-Teilchen, die nur poloidal driften, als isodynamisch⁵ bezeichnet werden.

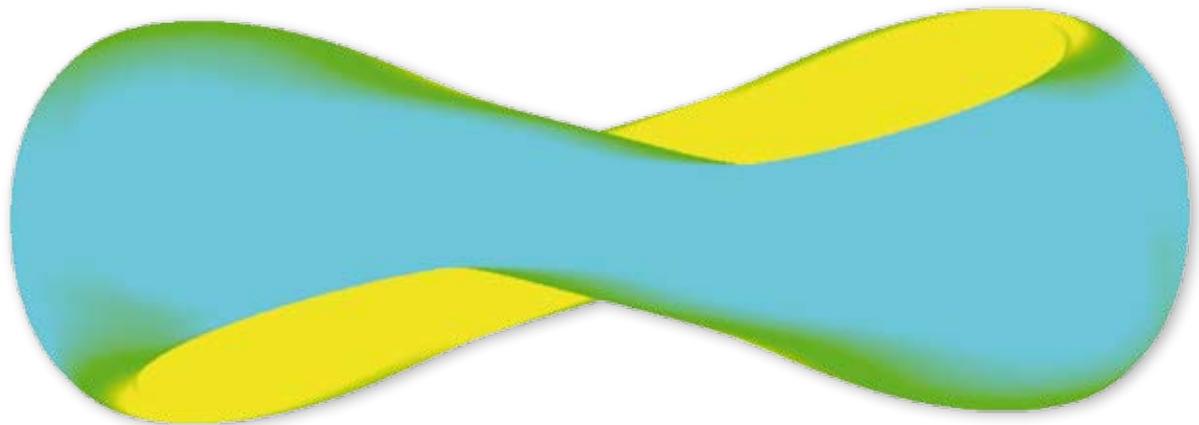
All dies zeigt, dass der früher für fundamental gehaltene Nachteil von Stellarator-Magnetfeldern, nämlich stoßfreie reflektierte Teilchen nicht einzuschließen, überwunden werden kann. Aus den obigen Resultaten entwickelten sich drei innovative Linien der Stellarator-Forschung. Die Entdeckung quasi-helikalsymmetrischer Konfigurationen eröffnete die erste Möglichkeit, einen Stellarator mit stoßfreiem Einschluss zu bauen und führte zu der Anlage HSX (Helicallly Symmetric Experiment) an der Universität von Wisconsin, USA. Abbildung 1 zeigt die Topographie der Magnetfeldstärke am Plasmarand; das helikale Merkmal der Magnetfeldstärke ist offensichtlich.

4 STELLARATOR-THEORIE

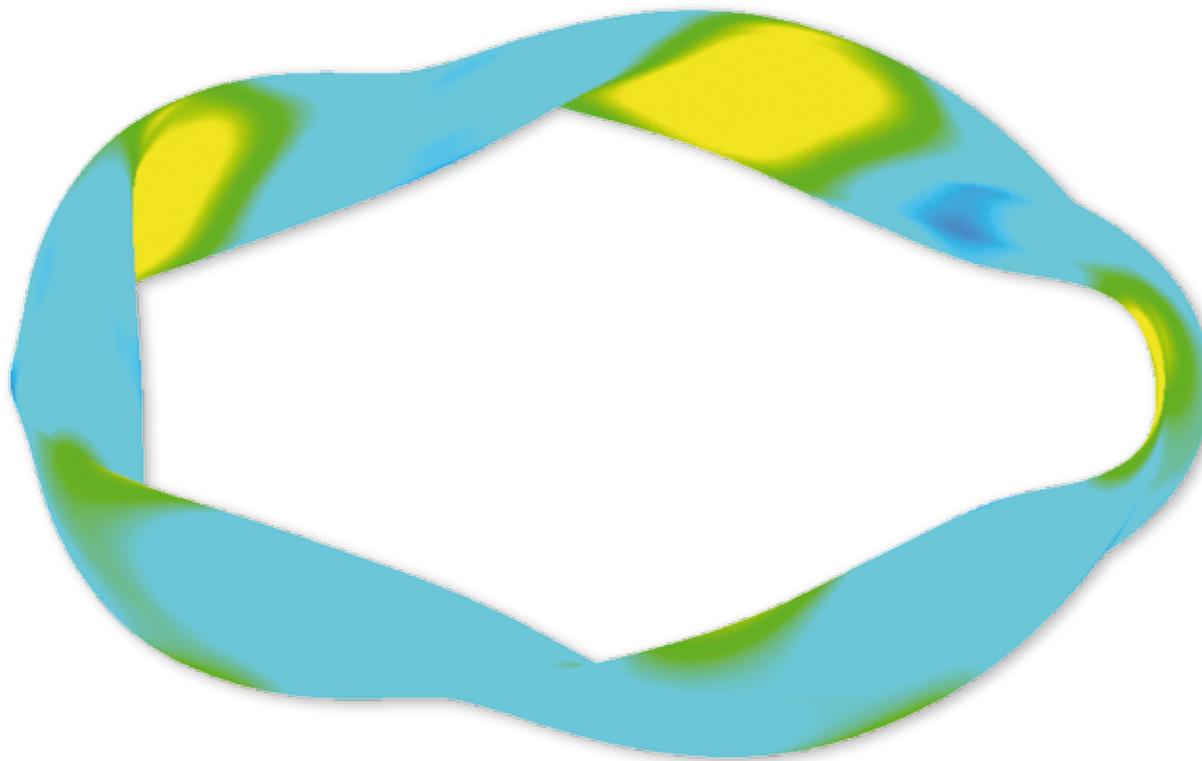
Das Konzept der Quasi-Axialsymmetrie (Abb. 2) erlaubt es, in eine tokamakartige Konfiguration, d.h. eine Konfiguration mit starkem toroidalem Strom, zusätzlich eine extern erzeugte Verschraubung der Feldlinien einzuführen, ohne ihren stoßfreien Teilcheneinschluss zu zerstören. Diese Linie, die wenig anfällig ist für Stromabbrüche und weniger Stromtrieb verlangt, wurde in Projekten im Princeton Plasma Physics Laboratory in den USA und im National Institute for Fusion Studies in Japan untersucht.

Das dritte Einschlussprinzip schließlich, die Quasi-Isodynamik, erlaubt es, den vom Plasma getriebenen toroidalen Strom zu eliminieren. Sie wird mit Wendelstein 7-X im IPP in Greifswald realisiert. Abbildung 3 zeigt die zugehörige Plasmageometrie mit ihrer magnetischen Topographie. Sie führt dazu, dass die Bahnen der Teilchen, die innerhalb einer Periode reflektiert werden, poloidal driften können, statt nach außen wegzulaufen. Die komplexe dreidimensionale Charakteristik der Abbildungen 1 bis 3 lässt ahnen, dass diese Konfigurationstypen nur mit Hilfe großer Rechenprogramme zu finden sind, die erst auf den Großrechnern der 1980er Jahre bearbeitet werden konnten. Auf diese Weise wurde der theoretische Entwurf von Wendelstein 7-X entwickelt – ein optimierter Stellarator, der mehrere physikalische Ziele zugleich erfüllen soll: Dazu gehören die Anforderungen bezüglich Gleichgewicht, Stabilität, Transport und Baubarkeit, die alle von Wendelstein 7-X verwirklicht werden.

Wesentliche Elemente dieser Optimierung waren auf der theoretischen Seite qualitatives Wissen über geometrische



▲ Abb. 2



Charakteristika, die günstigen Einfluss auf das Einschlussverhalten von Stellaratoren haben. Auf rechnerischer Seite waren als Grundelemente einer nichtlinearen Optimierungsprozedur nichtlineare, aber richtig gestellte Randwertprobleme zur Beschreibung von Stellaratorkonfigurationen zu lösen. Schließlich war auf der strategischen Seite eine Risikostrategie für die Verwirklichung physikalischer Eigenschaften nötig, nämlich die Aussortierung denkbarer Konfigurationen mittels derjenigen physikalischen Eigenschaft, deren Nichterfüllung am leichtesten zu zeigen war.

20 21

Abb. 2: Quasi-axialsymmetrisches Plasma.

Abb. 3: Eine quasi-isodynamische Plasmageometrie wird mit Wendelstein 7-X im IPP in Greifswald realisiert.



▲ Abb. 3

Pulsator, ASDEX und ASDEX Upgrade

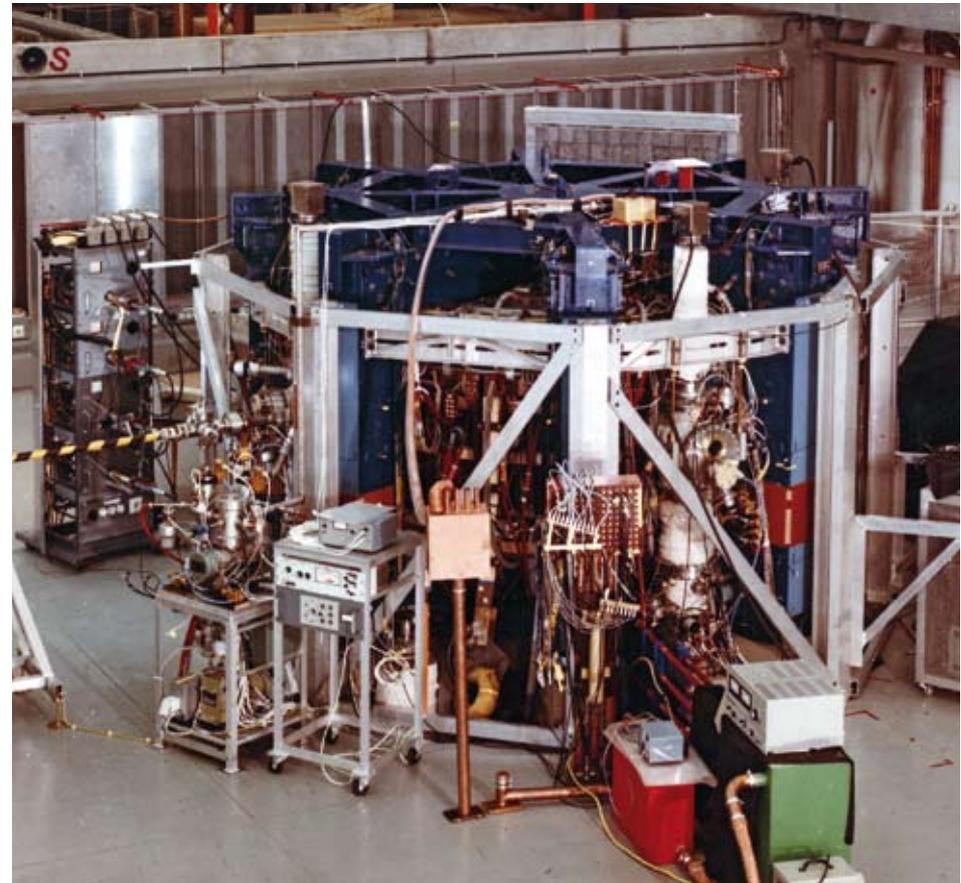
FRIEDRICH WAGNER, HARTMUT ZOHN

Zehn Jahre nach Beginn der Stellaratorforschung wandte sich das IPP 1970 mit der Anlage Pulsator auch der Tokamak-Linie zu. Von nun an wollte man beide Konzepte parallel entwickeln und vom Vergleich profitieren. Schon in die Planung von Pulsator gingen Erfahrungen aus der Stellaratorforschung ein – etwa zur Bedeutung der rotationssymmetrischen Plasmaform oder zur Nutzung helikaler Magnetspulen. In das Plasmagefäß von Pulsator eingebaut, wollte man mit Hilfe solcher Spulen die Entladungen in der Startphase durch ein partielles äußeres Gleichgewicht unterstützen. Ihr eigentlicher Nutzen zeigte sich später bei der Bekämpfung von Instabilitäten des Plasmas – ein Verfahren, das sich heute in den Zusatzspulen wiederfindet, mit denen Randidstabilitäten bei ITER unterdrückt werden sollen.

: Pulsator

Mit Pulsator wurde ab 1973 sechs Jahre lang experimentiert. Mit einem großen Plasmaradius von 70 und einem kleinen Radius von 12 Zentimetern war Pulsator eine vergleichsweise kleine Anlage. Das Magnetfeld hatte eine Stärke von 2,7 Tesla, der Plasmapstrom betrug 125 Kiloampere, die Pulslänge 0,12 Sekunden (Abb. 1). Der Tokamak wurde nur mit Stromheizung und einem reinen Wasserstoffplasma betrieben, dessen Ringform von einem metallischen Limiter nach außen begrenzt wurde.

Mit Pulsator wurden Fragen des Plasmagleichgewichts und der -stabilität untersucht¹. Besonders hervorzuheben ist die Entdeckung des Hochdichtebetriebs bei Tokamaks², die zeitgleich,



▲ Abb. 1

Abb. 1: Der erste Tokamak des IPP, Pulsator.

Abb. 2: Zwei Querschnitte durch das ASDEX-Gefäß und die magnetischen Flächen des Feldes: rechts mit Limiter, links mit Divertor. Der Limiter begrenzt das Plasma und fängt alle Teilchen auf, die über die letzte geschlossene Magnetfläche hinausgehen. Im Divertorbetrieb werden die Teilchen, die die Separatrix nach außen überqueren, in den Divertor geführt und dort auf den Prallplatten neutralisiert.

aber unabhängig auch bei ALCATOR-A am MIT gelang³ – eine bedeutende Erweiterung des Arbeitsbereiches, denn mit der auf das Siebenfache erhöhten Plasma-Dichte stiegen nahezu proportional die Energieeinschlusszeit und damit auch der Energieinhalt. Das Plasma näherte sich damit in einem gewaltigen Schritt den Zündbedingungen: Das ausschlaggebende Dreierprodukt aus Temperatur, Dichte und Einschlusszeit schoss um den Faktor 60 nach oben. Detaillierte Untersuchungen zeigten, dass ein spitzes Dichteprofil bei hoher Dichte nur mit einer nach innen gerichteten Konvektion der Teilchen zu erklären ist⁴, ein Aspekt des Teilchentransports, der auch heute – zum Beispiel für ITER und dessen Erfolgchancen – eine große Rolle spielt.

Es zeigte sich bei Pulsator zum ersten Mal auch die Tendenz des Plasmas zur Selbstorganisation, d.h. seine Fähigkeit, unter gleichen Randbedingungen verschiedene Betriebszustände mit unterschiedlichen Einschlusseigenschaften einzunehmen. Solche Bifurkationen wurden beim Pulsator-Nachfolger ASDEX von entscheidender Bedeutung für den Fortschritt der Forschung.

: ASDEX

Von Anfang an ein Problem war die Verschmutzung des Pulsator-Plasmas durch Kontakt mit dem metallischen Limiter, der die Ringkontur des Plasmas nach außen begrenzte. Schon 1970 wurde daher an der Idee eines nicht-materiellen magnetischen Limiters gearbeitet: Zusätzliche Magnetspulen erzeugen magnetische Felder, die das Randplasma abschälen und auf Prallplatten len-

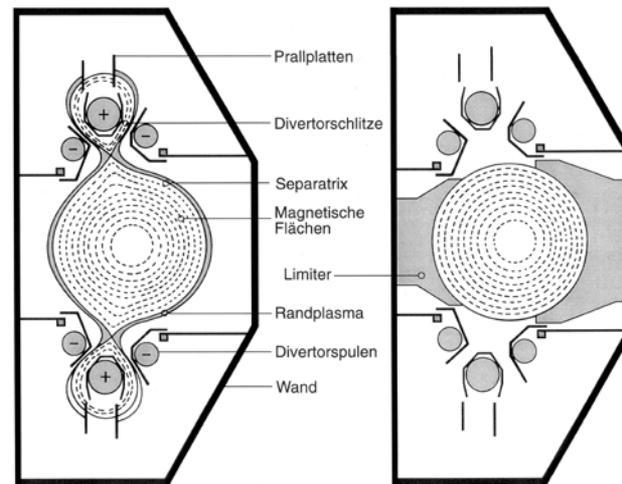
ken. Eine magnetische Grenzfläche, die Separatrix, trennt dieses Randplasma von dem nun komplett berührungsfrei eingeschlossenen inneren Plasma. Nach Klärung grundsätzlicher Gleichgewichts- und Stabilitätsfragen reifte dieses Konzept zur Grundlage des Nachfolge-Experimentes ASDEX (Axialsymmetrisches Divertor-Experiment).

Eine magnetische Separatrix ersetzte hier den materiellen Limiter. Sie wurde durch drei ober- und unterhalb des Plasmas angebrachte axial-symmetrische Spulen erzeugt, deren Magnetfeld die Randschicht des Plasmas in zwei ober- und unterhalb des Plasmas

liegende Kammern führte. Erst hier, weit entfernt von der Plasmaoberfläche, hatte das Plasma an speziell ausgerüsteten Platten Wandkontakt (Abb. 2). ASDEX⁵ in Garching und der 1980 kurz vorher in Betrieb gegangene Tokamak PDX⁶ in Princeton waren die ersten Anlagen, die mit diesem „Divertor“ eine Lösung für die Handhabung der Energie- und Teilchenflüsse in einem späteren Kraftwerk anboten.

Mit Hilfe des Divertors konnte ASDEX saubere Plasmen mit sehr guten Einschlusseigenschaften erzeugen, was den Divertor zum Standardbauteil moderner Tokamaks machte. Entsprechend wurden das große europäische Gemeinschaftsexperiment JET in England sowie Doublet in den USA nachgerüstet, das japanische Experiment JT-60 an die Divertorgeometrie von ASDEX angepasst. Jüngere Experimente wie der Garchinger Nachfolger ASDEX Upgrade, TCV in der Schweiz, KSTAR in Südkorea, EAST in China und nicht zuletzt auch ITER bauen von vorne herein auf den Divertor.

ASDEX wurde ab 1973 konzipiert und ging 1980 in Betrieb. Die Maschinenkenndaten: Ein großer bzw. kleiner Plasmradius von 1,65 bzw. 0,4 Metern, ein Magnetfeld von 2,8 Tesla und ein Plasmastrom von maximal 500 Kiloampere. Erst für ASDEX wurden neben der Stromheizung zusätzliche Heizverfahren entwickelt – Neutralteilchen-, Ionenzyklotron- und Lower Hybrid-Heizung (siehe Kapitel 7). In einer umfassenden Erweiterung wurde 1986 der ASDEX-Divertor schließlich aktiv gekühlt, um längere Plasmapulse zu ermöglichen. Wenn auch nur zehn Sekun-



▲ Abb. 2

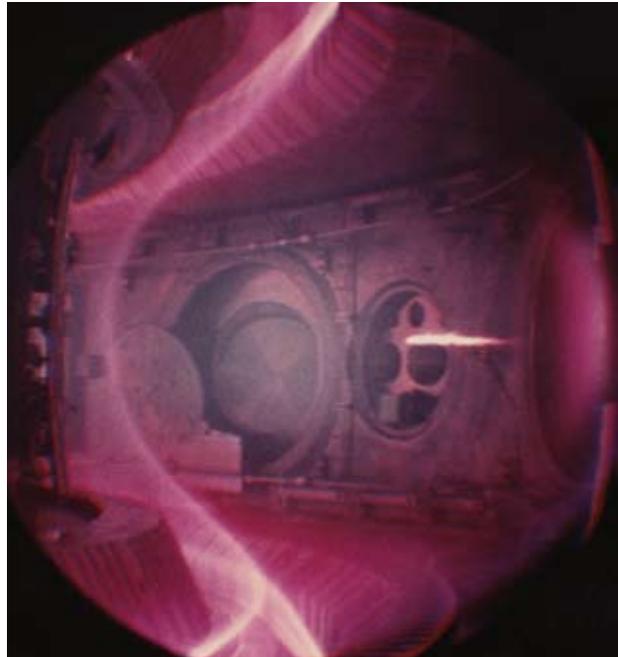
5 TOKAMAKS



▲ Abb. 3

den lang, waren dies doch die ersten Schritte im IPP hin zum Dauerbetrieb von Tokamaks (Abb. 3).

Aufgrund der Reinheit seines Plasmas konnte ASDEX die zugrunde liegende Physik in exemplarischer Form zeigen. Von

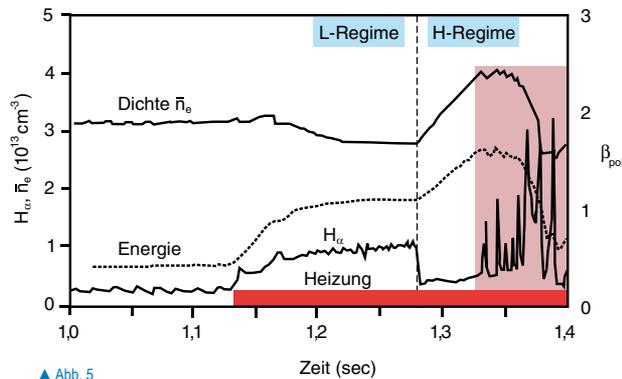


▲ Abb. 4

besonderer Bedeutung waren die vielfachen Bifurkationen in den Einschlusseigenschaften der ASDEX-Plasmen. In ihnen wurde die eigentliche Natur von thermodynamisch offenen, stark getriebenen Systemen sichtbar. Zwei Themenfelder sollen hier genauer dargestellt werden:

1: Der Vorteil von Divertor- gegenüber Limiter-Entladungen konnte an ASDEX überzeugend vorgeführt werden. Die Anlage verfügte über klappbare poloidale Limiter, für spezielle Untersuchungen wurde zudem ein toroidaler Limiter hinzugebaut. So konnte man prüfen, ob sich der höhere Reinheitsgrad des Divertorplasmas, der sich im Vergleich mit dem Poloidal-Limiter ganz deutlich zeigte, mit der geringeren spezifischen Heizleistung beim Kontakt mit der begrenzenden Wand erklären lässt. Tatsächlich erwiesen sich die Vermeidung von Verunreinigungsquellen in der Nähe der Plasmaoberfläche, der Kontakt mit den Targetplatten bei niedrigen Plasmatemperaturen und das Vermögen der Randschicht, Verunreinigungen in den Divertor zu transportieren, als Ursachen für die Leistungsfähigkeit des Divertors. Infolgedessen zeigten sich Plasmen von hoher Qualität und ausgezeichneter Reproduzierbarkeit (Abb. 4).

2: Von großer programmatischer Relevanz waren die mit ASDEX gewonnenen Erkenntnisse zum Energie- und Teilcheneinschluss. Sie kamen in einer kritischen Phase der Tokamakforschung: Der Versuch, die Plasmen zusätzlich zur Stromheizung mit anderen Verfahren zu heizen und damit den Zündbedingungen näherzukommen, hatte Anfang der 1980er Jahre weltweit zu einer fatalen Einsicht geführt: Die Wärmeisolation nahm mit steigender Temperatur ab. Es wurde damit zweifelhaft, ob Tokamaks die Zündung je erreichen können. (Später zeigte sich, dass Stellaratorplasmen unter denselben Symptomen leiden). Die Lösung brachte ein 1982 an ASDEX entdeckter Plasmazustand, das High-Confinement-Regime, kurz H-Regime: Es zeigte sich, dass im Verlauf der Heizphase das dynamische Verhalten des Plasmas plötzlich umschlagen kann. Es springt vom gewohnten schlechten Einschluss, dem Low-Confinement, in das H-Regime. Hier verdoppelt sich die Energieeinschlusszeit, der Energieinhalt steigt und mit der Verbesserung des Teilcheneinschlusses erhöht sich auch die Dichte (Abb. 5). Die Bedeutung dieser Entdeckung zeigt sich beim Blick auf den Testreaktor ITER, dessen Planung das H-Regime zugrunde liegt: Ohne diesen Plasmazustand würde die Fusionsausbeute auf zwanzig bis dreißig Prozent absinken; ein Kraftwerk dieser Betriebsweise müsste deshalb ungleich größer sein.



▲ Abb. 5

An ASDEX wurden eine Reihe wichtiger Merkmale des H-Regimes identifiziert: Am Plasmarand baut sich eine Transportbarriere auf, in der die – für die schlechte Wärmeisolation verantwortliche – Turbulenz nahezu verschwindet. Randinstabilitäten des Plasmas, so genannte Edge-Localised-Modes, entstehen infolge des guten Einschlusses, weil die Druckgradienten am Plasmarand an eine Stabilitätsgrenze laufen. Das H-Regime entwickelt sich unabhängig von der Heizmethode, aber nur oberhalb einer kritischen Heizleistung.

Bald konnte man den Weg ins H-Regime geradezu rezeptartig beschreiben: Der Zugang erleichtert sich durch die richtige Divertorkonfiguration, durch vorsichtige Handhabung des Gaseinlasses und die erreichte hohe Plasmareinheit. Mit dieser Anleitung konn-

ten bald darauf auch andere Anlagen das H-Regime einstellen – zunächst PDX, dann DIII-D (vormals Doublet), danach JET. Die höchste bislang erreichte Fusionsausbeute bei JET – 65 Prozent der Heizleistung wurden als Fusionsleistung zurückgewonnen – wurde in Deuterium-Tritium-Entladungen im H-Regime erzielt.

Inzwischen versteht man den Übergang in das H-Regime recht gut⁷: Offensichtlich bildet sich mit Einsetzen des H-Regimes am Rand des turbulenten Plasmas eine Scherströmung um den kleinen Umfang, in der turbulente Wirbel zerrissen werden – und damit zugleich der mit den Wirbeln verbundene schnelle Energietransport nach außen verschwindet. Das Plasma zieht sich quasi am eigenen Schopf aus dem hohen Turbulenzniveau des L-Regimes heraus. Teile dieses Mechanismus lassen sich auch in ganz andersartigen turbulenten Systemen finden, zum Beispiel den farbigen Bändern in der Atmosphäre des Jupiter.

Mit ASDEX wurde im IPP bis 1990 geforscht. Heute wird die Anlage unter dem neuen Namen HL-2A im South-Western-Institute for Plasma Physics in Chengdu betrieben. Die Schenkung hat die chinesische Fusionsforschung beflügelt und zur Entwicklung einer wissenschaftlichen Basis beigetragen, mit der China einer der Partner in der ITER-Kooperation werden konnte.

: ASDEX Upgrade

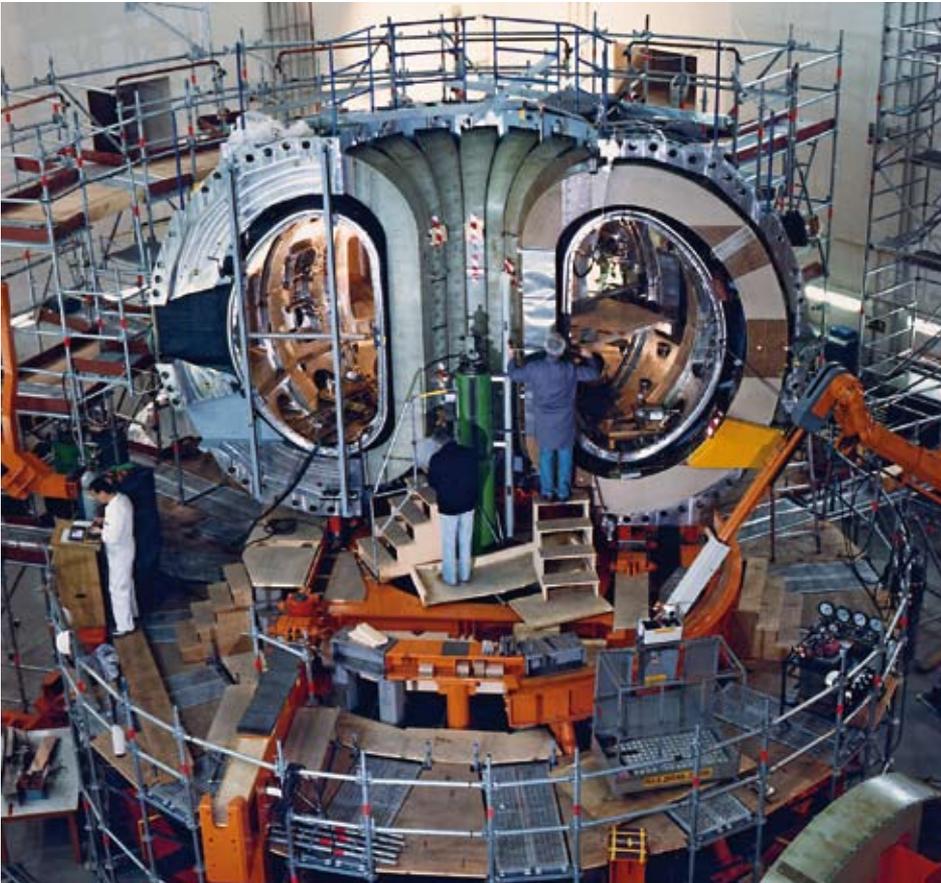
Mit dem 1991 in Betrieb gegangenen Nachfolger ASDEX Upgrade werden die an ASDEX gefundenen Erkenntnisse auf ihre



Abb. 3: Das Plasmagefäß von ASDEX nach der Härtung.

Abb. 4: Blick in das ASDEX-Plasma. Man erkennt die scharfe, von der Separatrix erzeugte Plasmakontur und die Ablenkung in die Divertorkammern an Boden und Decke des Gefäßes.

Abb. 5: Übergang vom L- in das H-Regime: Obwohl sich die Heizleistung nicht ändert, springt die Energieeinschlusszeit auf das Doppelte, steigt der Energieinhalt und erhöht sich – mit der Verbesserung des Teilcheneinschlusses – die Dichte.



▲ Abb. 6

Kraftwerkstauglichkeit hin untersucht. Dazu erhielt das Experiment eine Spulenordnung (Abb. 6), die in einer Divertorkonfiguration toroidale Plasmen mit D-förmigem Plasmaquerschnitt erzeugen kann⁸. In solchen Plasmen lassen sich Strom und Energieinhalt im Vergleich zu Plasmen mit kreisrundem Querschnitt deutlich erhöhen. Obwohl ASDEX Upgrade mit 1,65 Metern den selben großen Radius wie der Vorgänger besitzt, kann der Strom bis auf 1,4 Megaampere erhöht werden – im Vergleich zu 500 Kiloampere bei ASDEX. Die Anordnung der Spulen wäre auch für ein Kraftwerk geeignet; tatsächlich ist die für das ITER-Experiment (siehe Kapitel 9) gewählte Spulenkonfiguration der von ASDEX Upgrade sehr ähnlich.

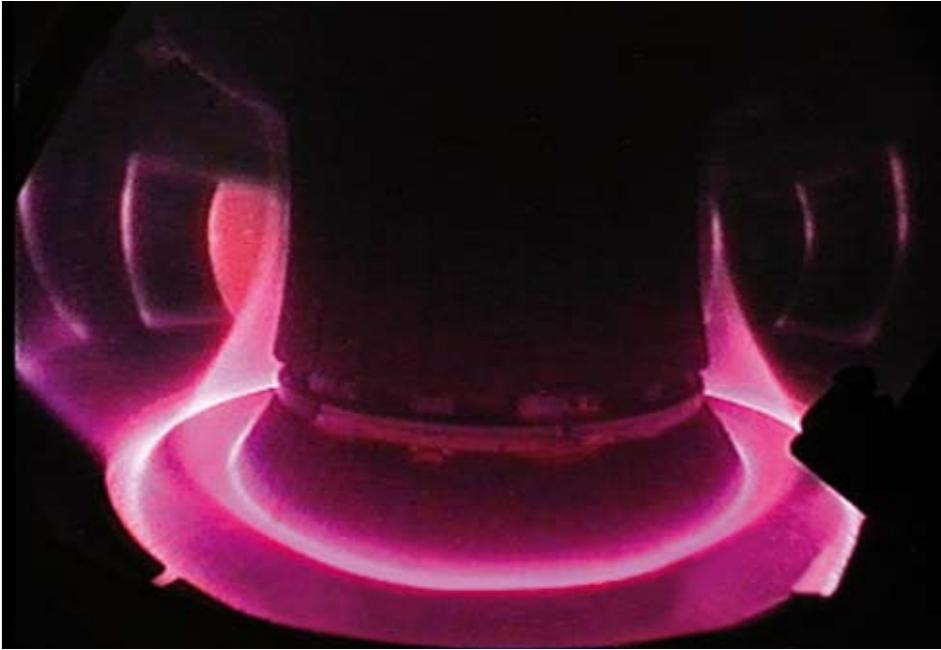
Zur Untersuchung der Leistungs- und Teilchenabfuhr ist ASDEX Upgrade mit starken Zusatzheizsystemen ausgestattet. Die installierte Heizleistung von 28 Megawatt erzeugt Wärmeflüsse, die denen in einem künftigen Kraftwerk entsprechen. ASDEX Upgrade konnte zeigen, dass man – durch gezielte Zugabe von Verunreinigungsatomen am Plasmarand und im Divertor – die abgeführte Leistung effizient über die ganze Wand verteilen kann, ohne dabei die Reinheit des Zentralplasmas zu gefährden⁹. Mit diesen vorteilhaften Eigenschaften konnte man an ASDEX Upgrade erstmalig kraftwerksrelevanten Betrieb mit einer vollständig mit Wolfram bedeckten Gefäßwand demonstrieren, ohne dass das Plasma zu stark durch Wolframatomer verunreinigt wird¹⁰. Dies ist wichtig, da Wolfram als aussichtsreichster Kandidat für die innere Verkleidung der Gefäßwand eines Fusionskraftwerks gilt.

Abb. 6: ASDEX Upgrade während des Aufbaus.

Abb. 7: Blick in das 100 Millionen Grad Celsius heiße Plasma von ASDEX Upgrade. Der D-förmige Querschnitt und die Ablenkung auf die Divertorplatten am Boden sind gut zu erkennen.

Abb. 8: Das Plasmagefäß von ASDEX Upgrade. Die Wände sind vollständig mit Wolfram bedeckt.

Abb. 9: Kontrollraum. Von hier aus wird der Ablauf der Experimente an ASDEX Upgrade gesteuert.



▲ Abb. 7



(Foto: IPP, Peter Günter)

▲ Abb. 8

Mit seiner hohen Heizleistung kann ASDEX Upgrade nicht nur die Leistungsabfuhr besonders gut untersuchen, sondern auch den Einschluss des Zentralplasmas. Das Hauptaugenmerk liegt dabei auf der Entwicklung von Betriebsszenarien, die den Ansprüchen eines Fusionskraftwerks genügen. Pionierarbeit wurde dazu bei der aktiven Kontrolle von Instabilitäten geleistet, die den Plasmadruck begrenzen¹¹. Das entwickelte Verfahren, die störenden Instabilitäten zu beseitigen, soll auch in ITER zur Anwendung kommen. Einen weiteren Durchbruch brachte die Entdeckung eines Betriebszustands, in dem die Wärmeisolation gegenüber dem an ASDEX gefundenen H-Regime noch einmal verbessert ist¹². Mit dieser so genannten ‚Improved H-Mode‘ könnten Fusionsleistung und Pulsdauer künftiger Anlagen entscheidend erhöht werden.

Diese Rolle von ASDEX Upgrade als Wegbereiter für ein Fusionskraftwerk zieht Wissenschaftler aus aller Welt an, die heute an der Anlage mitarbeiten. Das experimentelle Programm wird inzwischen von einem Gremium verabschiedet, das paritätisch mit Mitgliedern des IPP und der Europäischen Fusionslaboratorien besetzt ist. Damit sollte gewährleistet sein, dass im IPP noch auf Jahre hinaus internationale Spitzenforschung in der Tokamakphysik geleistet werden kann.



(Foto: IPP, Volker Steger)

▲ Abb. 9

Unterwegs zum numerischen Tokamak

Die modernen Konzepte, ein Plasma magnetisch einzuschließen, sind das Ergebnis eines langen Auswahlprozesses. Am Beginn standen drei grundsätzliche Erkenntnisse, die bereits vor der IPP-Gründung gewonnen wurden – zum Teil von Forschern, die später hier tätig waren und die Entwicklung entscheidend beeinflussten:

- 1: Die einfachste in sich geschlossene magnetische Einschlusskonfiguration mit ausreichenden Stabilitätseigenschaften, der Tokamak, wurde in der Theorie in den 1950er Jahren beschrieben, als die Fusionsforschung noch teilweise der Geheimhaltung unterlag. Daher wurde die Gleichung, die das Gleichgewicht der Kräfte in einer solchen Anordnung beschreibt, unabhängig von Harold Grad in den USA, Vitaly D. Shafranov in der damaligen Sowjetunion sowie von Reimar Lüst und Arnulf Schlüter¹ in Deutschland formuliert.
- 2: Sieht man von turbulenten Fluktuationen im Plasma ab, dann bestimmt ausschließlich die dissipative Energieübertragung über Stöße, wie viele Teilchen aus einer Konfiguration mit geschlossenen magnetischen Flussflächen nach außen verloren gehen. Die ersten ringförmigen Plasmen zeigten jedoch deutlich höhere Verluste als erwartet. Die Erklärung: Die Dissipation nimmt ihre Energie aus dem Ausdehnungsdrang des Plasmas nach außen. In einem magnetisch eingeschlossenen Plasma fließen elektrische Ströme; die Dissipation entsteht durch den elektrischen Widerstand, den diese überwinden müssen. Dieter Pfirsch und Arnulf Schlüter² entdeckten nun,

dass sich die elektrischen Ströme in einer ringförmigen Anordnung – im Unterschied zu einer geradlinigen – nicht auf kürzestem Weg schließen können, sondern einen Umweg entlang der Feldlinien nehmen müssen. Daher erhöht sich der Widerstand, den sie überwinden müssen, damit auch die Dissipation und letztlich die Ausdehnungsgeschwindigkeit des Plasmas: Die Teilchenverluste – und wegen analoger Effekte auch die Energieverluste – in einem ringförmigen Plasma sind um den „Pfirsch-Schlüter“-Faktor, d. h. um etwa eine Größenordnung, höher als in einem (unendlich langen) geradlinigen Plasma.

- 3: Der toroidale Einschluss in seiner symmetrischsten Form – ein reifenförmiges Plasma – fordert zusätzliche Ströme in toroidaler Richtung, um einen magnetischen Käfig mit schraubenförmigen Magnetfeldlinien zu bilden. Diese Ströme werden im einfachsten Fall durch einen Transformator im Plasma induziert und können dann nur zeitlich beschränkt fließen. Einen Ausweg bietet die komplexere Geometrie des Stellarators. In Princeton von Lyman Spitzer erfunden, verbindet sich diese Idee in ihrer heutigen Gestalt mit dem von Friedrich Meyer und Hermann Ulrich Schmidt³ im Münchner Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik gefundenen M&S-Effekt.

Ein magnetisch eingeschlossenes Plasma ist ein extrem komplexes System, zu dessen Verständnis äußerst anspruchsvolle physikalische Modelle und numerische Codes erforderlich sind. Zwar ist es relativ einfach, einen Tokamak zu bauen und darin ein Plasma zu erzeugen. Zunehmend aufwändigere Theorien

Gyrokinetic Vlasov equation

$$\frac{\partial F_\sigma}{\partial t} + \dot{\mathbf{X}} \cdot \nabla F_\sigma + v_{\parallel} \frac{\partial F_\sigma}{\partial v_{\parallel}} + \dot{\mu} \frac{\partial F_\sigma}{\partial \mu} = 0$$

with

$$\dot{\mathbf{X}} = v_{\parallel} \hat{\mathbf{b}}_0 + \frac{B_0}{B_{0\parallel}} (\mathbf{v}_{\xi} + \mathbf{v}_{\nabla B} + \mathbf{v}_c),$$

$$v_{\parallel} = -\frac{\dot{\mathbf{X}}}{m_\sigma v_{\parallel}} \cdot \left(q_\sigma \nabla \bar{\phi}_1 + \frac{q_\sigma}{c} \hat{\mathbf{b}}_0 \dot{A}_{1\parallel} + \mu \nabla B_0 \right),$$

and

$$\dot{\mu} = 0. \quad (1)$$

Gyrokinetic Poisson equation

$$-\nabla^2 \phi_1(\mathbf{x}) = 4\pi \sum_{\sigma} n_{1\sigma} q_{\sigma} \quad (2)$$

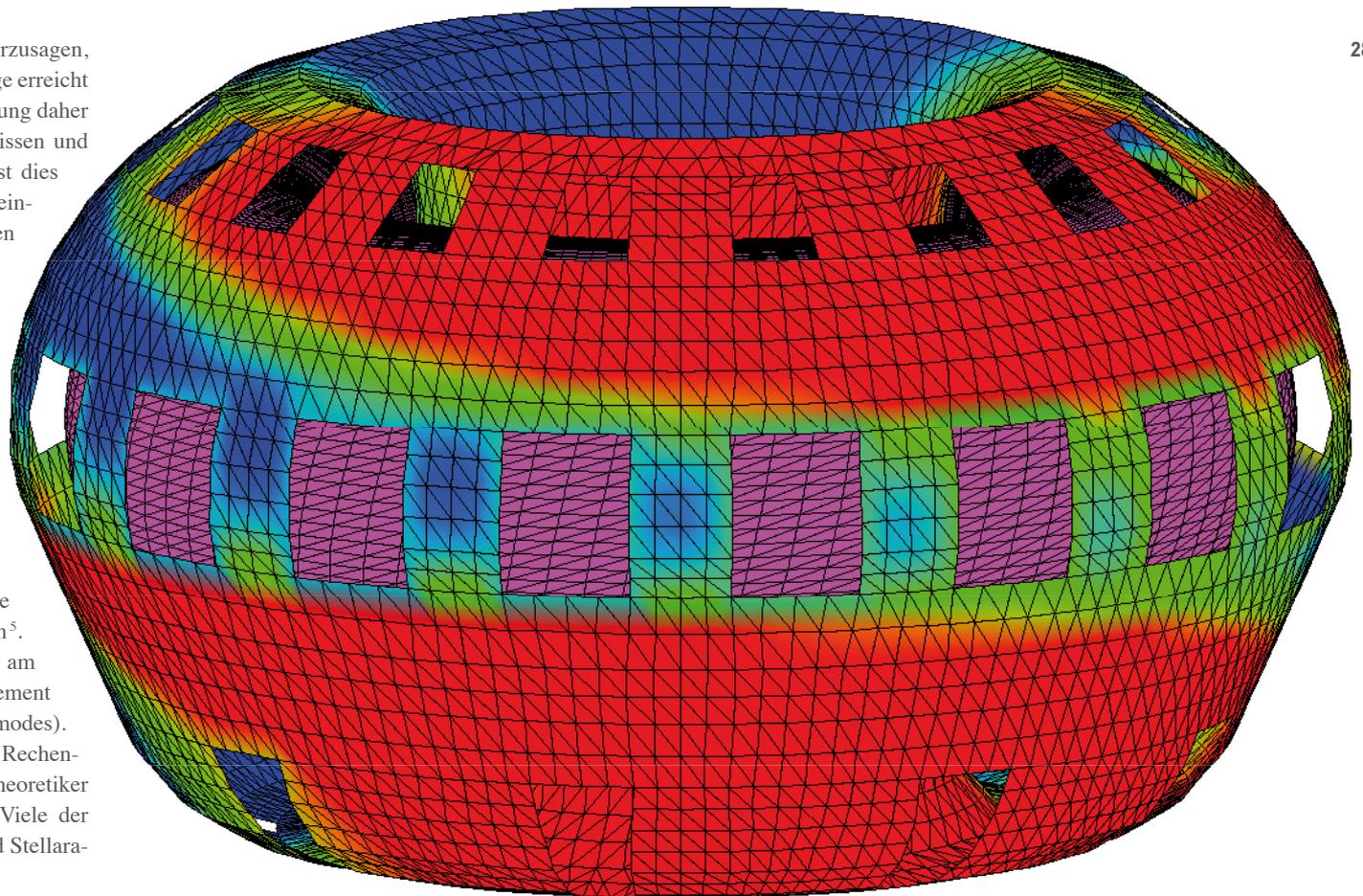
Gyrokinetic Ampère's law (parallel component)

$$-\nabla_{\perp}^2 A_{1\parallel} = \frac{4\pi}{c} j_{1\parallel} \quad (3)$$

Abb. 1: Berechnung der Kink-Instabilitäten für ITER: Zu sehen sind die Ströme, die das sich verformende Plasma (lila eingefärbt) in der von zahlreichen Öffnungen durchbrochenen Gefäßwand hervorruft.

sind dann aber nötig, um ihn zu optimieren oder vorherzusagen, welche Plasmadrücke und -temperaturen in einer Anlage erreicht werden können. Bis heute wird die Tokamak-Entwicklung daher weitgehend von experimentell gewonnenen Erkenntnissen und deren empirischer Extrapolation bestimmt. (Anders ist dies beim Stellarator. Hier setzt bereits die Erzeugung des einfachsten Plasmas komplexe theoretische Überlegungen voraus.)

Die Entwicklung der Tokamak-Theorie verlief daher zweigleisig: Einerseits strebte man ein grundlegendes Verständnis der Vorgänge im Plasma an⁴, andererseits waren die laufenden Experimente und die Planung neuer Anlagen möglichst unmittelbar zu unterstützen. Zu den grundlegenden Theoriearbeiten, die zum Teil erst später ihre Bedeutung für das Experiment zeigten, gehörte der Beweis, dass elektrisch leitende Gefäßwände zwar das Wachstum von instabilen Plasmaverformungen bremsen, sie aber ohne Rotation des Plasmas nie voll unterdrücken können⁵. Analytisch hergeleitet wurde auch, dass starke Ströme am Plasmarand destabilisierend wirken – ein wichtiges Element zur Erklärung der ELM-Fluktuationen⁶ (Edge localised modes). Der mit solchen analytischen Arbeiten verbundene Rechenaufwand wurde jedoch schnell übermäßig: IPP-Theoretiker wurden daher zu Pionieren der Computer-Algebra. Viele der frühen bahnbrechenden Erkenntnisse zu Tokamaks und Stellaratoren fußen auf diesen Entwicklungen.



▲ Abb. 1

Beispiele für wichtige Theorie-Beiträge zum Tokamak-Forschungsprogramm: Ein optimierter Tokamak, vor allem, wenn er einen Divertor haben soll, erfordert schon zur Bestimmung der Plasmaform numerische Rechnungen. Die Familie der IPP-Gleichgewichtscodes, die lange Zeit weltweit führend war, entwickelte sich aus einem Rechenmodell für den geomagnetischen Ringstrom ⁷.

Die Stabilitätsgrenze für den in einer Anlage erzielbaren Plasmapressure – in seinem Verhältnis zur Magnetfeldenergiedichte – hängt stark von der Form des Magnetfeldes und den Profilen der Plasmaparameter ab. Die analytische Bestimmung dieser Grenze war seit den 1970er Jahren ein Hauptthema der Code-Entwicklung. IPP-Wissenschaftler beteiligten sich an einem federführend von der ETH Lausanne betriebenen Code-Projekt ⁸ – eine fruchtbare Zusammenarbeit, die sich über die Jahre auf viele Gebiete, vor allem auch der Stellaratortheorie, ausdehnte.

Um die Heizung eines Plasmas planen und die mit ihr verbundene Wandbelastung abschätzen zu können, muss man den Energie- und Teilchentransport im Plasma verstehen. Die Modelle dazu waren in den 1970er und 1980er Jahren noch weitgehend empirisch, da die berechenbaren stoßerzeugten Verluste im Allgemeinen von – damals noch völlig unverstandenen – turbulenten Fluktuationen überwogen werden. Der wegweisende IPP-Princeton-Transportcode ⁹ war ein gekoppeltes Diffusionsmodell, das einzelne Module für verschiedene physikalische Prozesse flexibel verbinden konnte.

Unmittelbare Mitarbeit von Theoretikern ist wichtig für die Planung neuer Anlagen. Dies begann bei ASDEX, wurde aber zentral bei der Projektstudie für das letztlich verworfene Zündexperiment ZEPHYR Ende der 1970er Jahre. Die physikalische Auslegung von ASDEX Upgrade schließlich wurde federführend von der Theorie bestimmt. Sie war vor allem für die physikalischen Aspekte der Plasmaform, des Divertors und für die Abschätzung der zu erwartenden Plasmaparameter zuständig – häufig Neuland für die Code-Entwicklung. Eine Theorie für den Wandkontakt eines Plasmas gab es zwar schon lange, doch ohne Berücksichtigung des Magnetfeldes. Der neu entwickelte Code ¹⁰ brachte nicht nur bessere Ergebnisse, sondern wurde später auch ein Pionierinstrument für die Nutzung der neuartigen Multiprozessor-Rechensysteme. Die Beschreibung der gesamten Randzone des Plasmas ist bis heute stark empirisch geprägt, doch von hoher praktischer Bedeutung. Das heute dazu am meisten genutzte Code-Paket SOLPS wurzelt in einem Projekt, das zum großen Teil im IPP entwickelt wurde ¹¹.

Ein Plasma kann auf sehr unterschiedliche Arten aufgeheizt werden. Die physikalisch komplexeste, aus technischen Gründen dennoch attraktive Methode ist es, elektromagnetische Wellen im Frequenzbereich der Ionen-Zyklotron-Resonanz – typisch unter 100 Megahertz – in das Plasma einzustrahlen. Um die Wellenausbreitung zu beschreiben, ist die globale Lösung der Schwingungsfelder über das gesamte Plasmavolumen erforderlich, obwohl wichtige Effekte wie Absorption oder Umwandlung zwischen verschiedenen Wellentypen auf sehr viel kleineren

```
!>Computes the electromagnetic fields from the modified distribution function
Subroutine field_solve_kkxy(p_g_1,p_emfields)
! Arguments
!>modified distribution function of type g 1
Complex, Dimension(l11:l12,lj1:lj2,lk1:lk2,l11:l12,lm1:lm2,ln1:ln2), Intent(IN) :: p_g_1
!>array of the electromagnetic fields
complex, dimension(l11:l12,lj1:lj2,lbz:ubz,1:n_fields), intent(out) :: p_emfields

Call perfon ('FldSolvesf')

call calc_charge_curr_dens(p_g_1,moments)

IF (n_fields .GT. 2) THEN
! solve coupled Phi-Bpar system (Apar remains decoupled)
p_emfields(l11:l12,,:,lk1:lk2,1) = moments(:,1,1) * C3_C1C3C22 - moments(:,1,3) * C2_C1C3C22
p_emfields(l11:l12,,:,lk1:lk2,3) = moments(:,1,3) * C1_C1C3C22 - moments(:,1,1) * C2_C1C3C22
ELSE
! only independent field equations to solve
p_emfields(l11:l12,,:,lk1:lk2,1) = moments(:,1,1) * a22det_inv
END IF

if (n_fields.gt.1) p_emfields(l11:l12,,:,lk1:lk2,2) = moments(:,1,2) * a11det_inv

If (delzonal) Then
Call del_zonal_phi(p_emfields(:,1,1))
End If

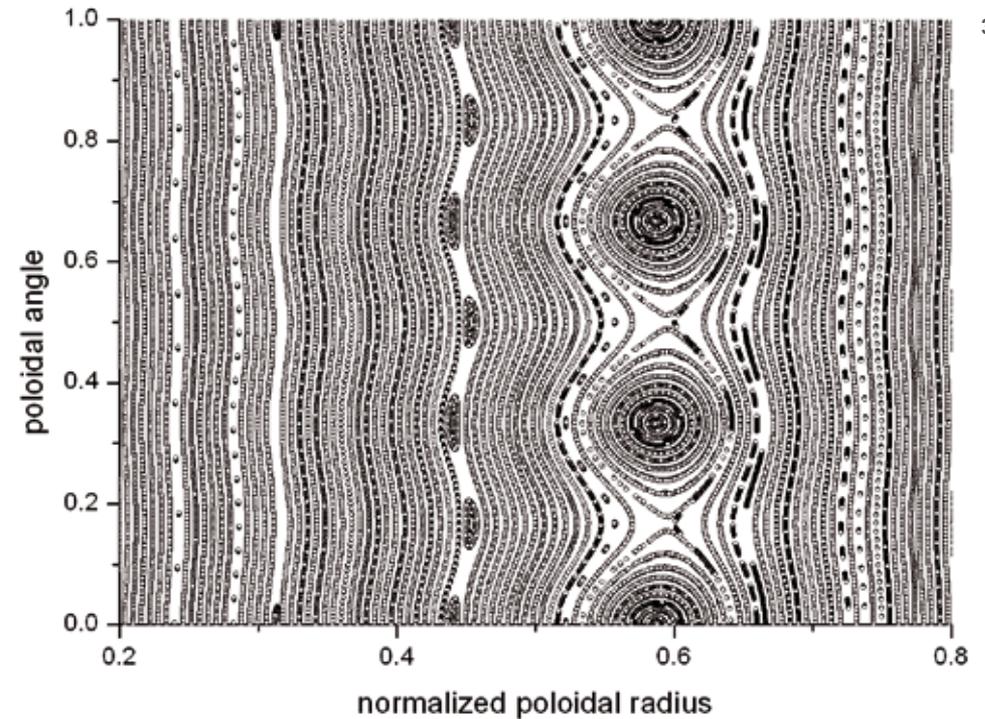
Call perffoff

End Subroutine field_solve_kkxy
```

▲ Abb. 2

Skalen ablaufen. Weltweit wird dazu seit zwei Jahrzehnten vor allem das aus dem IPP stammende Code-System TORIC verwendet¹², das heute unter IPP-Federführung weiterentwickelt wird.

In den 1990er Jahren begann eine Entwicklung, die verspricht, die bisherige Aufspaltung in grundlagenorientierte und angewandte Theorie zu überwinden. Sie war ja entstanden, weil die zentrale Frage bei der Planung von Experimenten – der zu erwartende Energie- und Teilchenverlust – nur empirisch zu beantworten war. Transport von Teilchen und Energie in einem Fusionsplasma sind in der Regel durch turbulente Prozesse bestimmt. Denn der extrem steile Abfall der Plasmatemperatur – auf nur etwa einem Meter mehr als 100 Millionen Grad – treibt Instabilitäten, die letztlich zu Turbulenz mit charakteristischen Wirbelgrößen im Zentimeter-Bereich führen. Die Erklärung turbulenter Vorgänge ist eine der größten Herausforderungen für die theoretische Physik. Anders als in Gasen oder Flüssigkeiten gibt es in magnetisierten Plasmen zwar eine kleinste aufzulösende Skala, den Gyrationradius der Teilchen um ihre Magnetfeldlinie. Dennoch sind unterschiedliche räumliche Skalen von wenigen Millimetern bis hin zu den Abmessungen eines Fusionskraftwerks sowie Zeitskalen von einigen Mikrosekunden bis zu mehreren Sekunden aufzulösen. Dies ist selbst mit heutigen Hochleistungsrechnern noch nicht möglich.

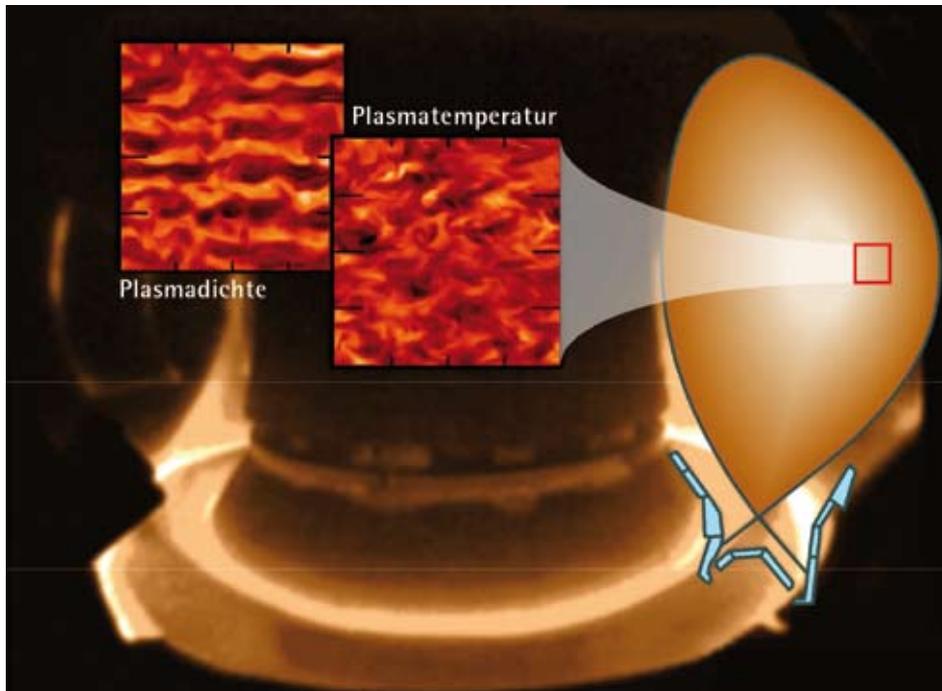


▲ Abb. 3

Abb. 2: Ausschnitt aus dem Plasmaturbulenz-Code GENE.

Abb. 3: Rechnerische Modellierung von Plasmainstabilitäten: „magnetische Inseln“, die den Einschluss des Plasmas verschlechtern.

Im IPP wurden Untersuchungen zur Turbulenz bereits vor mehr als zwanzig Jahren begonnen, zunächst allerdings mit sehr einfachen Physikmodellen, die die experimentellen Beobachtungen



▲ Abb. 4

auch nicht annähernd erklären konnten. Daher liegt selbst der Planung von ITER noch wesentlich die statistische Auswertung der experimentellen Datenbasis zugrunde, an der IPP-Daten und -Statistik-Expertise einen wesentlichen Anteil hat.

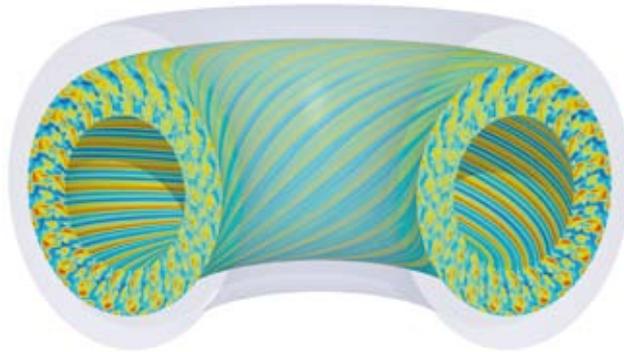
Für den Entwurf eines Demonstrationskraftwerks ist ein solcher Ansatz jedoch nicht mehr möglich. Für die hier nötige genaue Vorhersage braucht man realistische Plasmamodelle, die auf grundlegenden Prinzipien beruhen und die Turbulenz direkt numerisch simulieren. Solche Modelle wurden in den vergangenen zehn Jahren entwickelt^{13, 14}. Mit dem dramatisch gestiegenen Potential der Hochleistungsrechner und der Erarbeitung effizienter numerischer Methoden ist die Vorhersagekraft der Turbulenzcodes deutlich gestiegen. So kann man heute den Transport von Wärme und Teilchen im Plasmazentrum bereits sehr gut beschreiben. Sind zum Beispiel die Heizleistung sowie die Temperatur am Plasmarand bekannt, lässt sich die zu erwartende Temperatur im Plasmazentrum errechnen. Noch nicht gut verstanden ist allerdings, was genau zur Ausbildung von Transportbarrieren im Plasma führt.

Im IPP wurden weltweit führende Turbulenzcodes entwickelt – GEM¹⁵ für die Turbulenz am Plasmarand und GENE für das Plasmazentrum (Abb. 2, 4 und 5). Dabei wurde die Entwicklung der hochkomplexen numerischen Code-Pakete immer mehr zur Team-Arbeit, wobei sich auch institutsübergreifende Entwicklergruppen bilden. Intensiv arbeiten IPP-Wissenschaftler vor allem mit dem CRPP in Lausanne zusammen. Neben einer gemeinsamen Weiterentwicklung des GENE-Codes wurde im IPP der aus Lausanne stammende ORB-Code¹⁶ deutlich verbessert. Damit stehen nun für die Beschreibung der Turbulenz im Plasmazentrum zwei Programmpakete mit den besten Physikmodellen, aber verschiedenen numerischen Methoden zur Verfügung.

Abb. 4: Computersimulation mit dem IPP-Turbulenzcode GENE: Turbulente Fluktuationen in ASDEX Upgrade. Sie führen zu einem erhöhten Transport von Teilchen und Energie aus dem Plasma hinaus.

Abb. 5: Plasmaturbulenzen, berechnet mit dem IPP-Code GENE.

Abb. 6: Großskalige Plasmastörungen – hier eine toroidale Alfvén-Eigenmode – können schnelle Teilchen auf die Gefäßwand von ASDEX Upgrade auswerfen (links). Die numerische Simulation stimmt mit den Messwerten – Gyroradius und Einfallswinkel der verlorenen Teilchen (rechts) – gut überein.



▲ Abb. 5

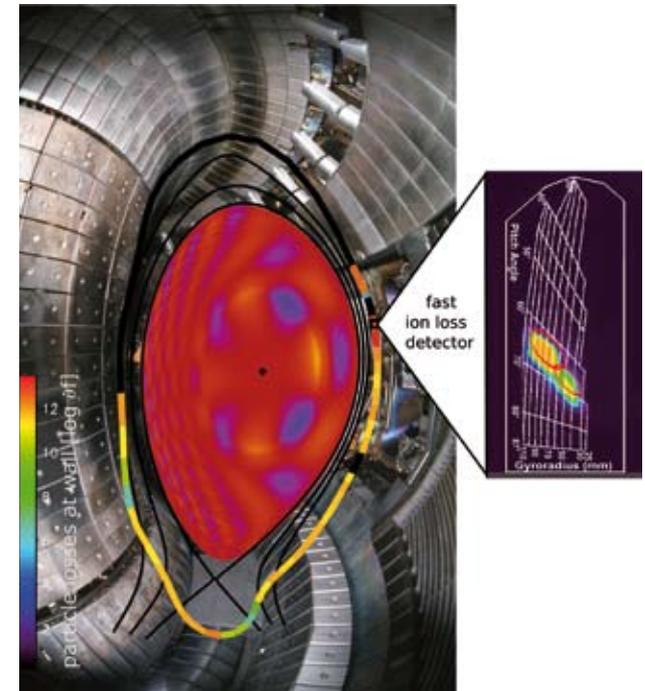
Um die Wärmeisolierung in einem Fusionskraftwerk verlässlich vorherzusagen, muss es jedoch auch gelingen, die Bildung von Transportbarrieren – insbesondere die am Plasmarand – zu verstehen und zu simulieren. Außerdem wird erst die nächste Generation von Hochleistungsrechnern in der Lage sein, den turbulenten Transport über das gesamte Plasmavolumen und für ausreichend lange Zeit genau genug nachzuvollziehen. Um dies nicht nur in einer Demonstration, sondern routinemäßig tun zu können, wird man wohl auf die in etwa zehn Jahren zur Verfügung stehenden Rechner warten müssen.

Im Testreaktor ITER wird erstmals die thermonukleare Selbstheizung des Plasmas deutlich sichtbar werden. In bisherigen Anlagen blieb der Einfluss der Fusionsheizung auf die Energiebilanz des Plasmas relativ gering – selbst bei JET, der immerhin schon 17 Megawatt Fusionsleistung erzeugte. Bei ITER dagegen wird die Plasmaheizung erstmals von den fusionserzeugten Helium-Ionen dominiert werden. Es ist zu erwarten, dass die energiereichen Teilchen Instabilitäten in Form einer umlaufenden Wellenbewegung des Magnetfeldes anregen. Die schnellen Ionen, die sich mit fast gleicher Geschwindigkeit wie die Welle bewegen, können einen Teil ihrer Energie an die Welle abgeben. Dabei werden die Teilchen radial nach außen transportiert und können sogar auf die Gefäßwände treffen, was erhebliche Wärmebelastung zur Folge hätte.

In heutigen Anlagen spielt dieser Effekt noch keine große Rolle. Trotzdem kann er hier studiert werden – an Hand von schnell-

len Plasmateilchen, die durch Wellenheizung künstlich erzeugt werden. An ASDEX Upgrade werden solche Instabilitäten und die damit verbundenen Verluste schneller Teilchen mit verschiedenen Diagnostiken beobachtet. Inzwischen ist es gelungen, den Antrieb und die Dämpfung dieser Instabilitäten zu verstehen und entsprechende Programmpakete zu entwickeln, zum Beispiel den weltweit führenden IPP-Code LIGK¹⁷. Der in Culham entwickelte¹⁸ und am IPP deutlich verbesserte HAGIS-Code¹⁹ kann den Auswurf der schnellen Teilchen berechnen. Die entsprechenden Messungen an ASDEX Upgrade können inzwischen erklärt werden²⁰: Die errechneten Werte stimmen mit den gemessenen bestens überein (Abb. 6). Um das gleiche für ein Kraftwerksplasma zu erreichen, muss das verwendete Physikmodell allerdings weiter verbessert werden.

Ziel ist insgesamt ein Code-Paket, dessen physikalische Modelle auf grundlegenden Prinzipien aufbauen und das die Planung eines Kraftwerks möglich macht – quasi ein „numerischer Tokamak“. Bereits zur Planung von ITER-Entladungen werden solche Programmpakete benutzt werden. Für ihre Entwicklung sind neben guten Physikmodellen ebenso effiziente Numerik und schnelle Hochleistungsrechner Voraussetzung. Daher hat das IPP eine europaweite Hochleistungsrechner-Initiative gestartet: Inzwischen steht dem Europäischen Fusionsprogramm im Forschungszentrum Jülich ein schneller Hochleistungsrechner zur Verfügung sowie die numerische Expertise einer Spezialisten-gruppe, deren Kern mit fünf Mitarbeitern im IPP in Garching arbeitet.



▲ Abb. 6

Neutralteilchen- und Hochfrequenz-Heizungen

ECKEHARDT SPETH, JEAN-MARIE NOTERDAEME, VOLKER ERCKMANN
HEINRICH LAQUA, FRITZ LEUTERER

Die Fortschritte der Fusionsforschung sind nicht zuletzt auf wirkungsvolle Methoden der Plasmaheizung zurückzuführen. Seit Mitte der 1970er Jahre werden im IPP Heizungen für die Tokamak- und Stellarator-Experimente entwickelt und betrieben: Neutralteilchen-Einschuss einerseits und Einstrahlung hochfrequenter elektromagnetischer Wellen andererseits.

: Neutralteilchen-Heizung

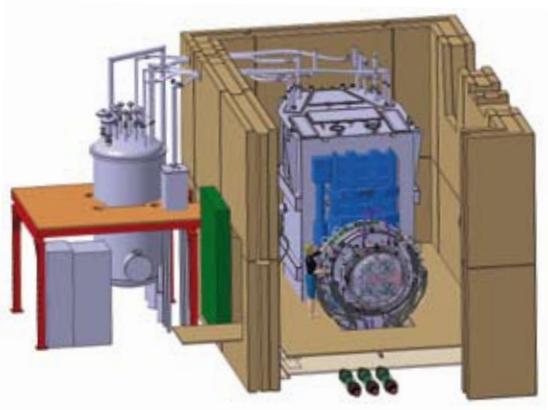
Das Prinzip der Heizung mit Neutralteilchen ist einfach!: Schnelle neutrale Atome können durch das einschließende Magnetfeld hindurch in das Plasma eindringen und werden dort durch Stöße mit den Plasmaelektronen und -ionen ionisiert. Die schnellen Ionen, die auf diese Weise erzeugt werden, sind nun im Magnetfeld ebenfalls eingeschlossen. Ihre Bewegungsenergie geben sie durch Stöße an die Plasmateilchen ab und heizen dadurch das Plasma auf. Da die schnellen Ionen einen elektrischen Strom im Plasma darstellen, kann zugleich ein Teil des Ohmschen Heizungsstroms durch Neutralteilchen-Injektion ersetzt werden.

Um einen Strahl schneller Atome herzustellen, werden – meist positiv geladene – Wasserstoff-Ionen elektrostatisch aus einer Plasmaquelle extrahiert und dann in einem elektrischen Feld auf Energien bis zu 80 Kiloelektronenvolt pro Nukleon beschleunigt. Für Heizleistungen im Megawatt-Bereich sind extrem hohe Strahlströme von mehreren 100 Ampere notwendig. Durch Stöße mit kalten Neutralgas-Molekülen in einem so genannten Neutralisator werden die Ionen dann zu schnellen Neutralatomen



▲ Abb. 1

umgeladen. Dabei sinkt mit wachsender Energie der Anteil der Neutralteilchen am Gesamtstrahl, der Neutralisationsgrad. (Er läge bei Ionen mit Energien über 100 Kiloelektronenvolt pro Nukleon unakzeptabel niedrig: Weniger als 20 Prozent der Ionen würden neutralisiert.) Zusammen mit dem gemischten Ionen- und Neutralteilchenstrahl verlässt ein beträchtlicher Strom an kaltem Neutralgas den Neutralisator. Es muss weggepumpt



▲ Abb. 3

werden, da ansonsten die Plasmadichte und die Isotopenreinheit des geheizten Plasma nicht mehr einstellbar wäre. Die hierfür erforderlichen Pumpgeschwindigkeiten von mehreren Millionen Litern pro Sekunde liefern großflächige Kryo- oder Titangetterpumpen. Solche Systeme benötigen eine große Oberfläche von mehreren zehn Quadratmetern – mit einer der Gründe, weshalb Neutralteilchen-Injektoren groß sind.

Als 1980 im Stellarator Wendelstein 7-A zum ersten Male ein stromloses Plasma erzeugt und für kurze Zeit aufrechterhalten werden konnte, war dies damals nur durch den Einsatz von Neutralteilchenheizung möglich. Ebenfalls mit ihrer Hilfe wurde zwei Jahre später im Tokamak ASDEX ein neuer Plasmazustand mit verbessertem Plasmaeinschluss entdeckt, das H-Regime. Der seit 1991 betriebene Nachfolger ASDEX Upgrade ist mit einer starken Neutralteilchenheizung von 20 Megawatt ausgestattet, was erlaubt, im Konzert der weltweiten Konkurrenz wirkungsvoll mitzuwirken. Die drei zurzeit größten Experimente, der europäische JET in England, JT-60U in Japan und DIII-D in den USA, sind mit Heizleistungen zwischen 20 und 30 Megawatt ausgerüstet.

Für den Wirkungsgrad der Neutralteilchen-Heizung ist – wegen der Energieabhängigkeit des Neutralisationsgrades – die Strahlenergie ausschlaggebend. Sie muss umso höher sein, je größer das zu heizende Plasma ist. Will man für große Fusionsanlagen wie ITER Energien von vielen 100 Kiloelektronenvolt pro Nukleon verwirklichen, muss man auf Strahlen aus negativen Ionen ausweichen. Mit ihrem energieunabhängigen, hohen

Neutralisationsgrad von etwa 60 Prozent bieten sie einen Ausweg aus dem Wirkungsgrad-Dilemma. Seit 2003 wird daher im IPP im Rahmen mehrerer europäisch finanzierter Verträge eine Quelle für negative Wasserstoff-Ionen entwickelt. Sie ist mit einem Hochfrequenz-Plasma ausgerüstet und ist daher praktisch wartungsfrei. 2006 wurde diese IPP-Entwicklung mit dem Schrödinger-Preis ausgezeichnet.

: Radiowellen-Heizung

Radiowellen-Heizungen nutzen Hochfrequenz-Wellen in dem Frequenzbereich um die 100 Megahertz, in dem die Plasma-Ionen um die Magnetfeldlinien kreisen: deshalb werden sie auch Ionenzyklotronresonanz-Heizung (ICRF) genannt. Von einer Antenne in das Plasma eingekoppelt, transportieren verschiedene Wellentypen die Leistung vom Plasmarand ins Innere, wo die Wellenenergie von den Plasmateilchen absorbiert wird. Dabei werden Elektronen oder Ionen geheizt oder auch das Plasma anderweitig beeinflusst, etwa um Strom zu treiben oder den Transport von schnellen Teilchen zu verändern.

Die ICRF-Heizung in Stellaratoren Ende der 1950er Jahre in Princeton war einer der ersten Ansätze überhaupt, ein Plasma zu heizen. Ende der 1970er Jahre wurden in den Tokamaks TFR in Frankreich und PLT in den USA Leistungen im Megawatt-Bereich eingesetzt. Im IPP startete 1981 eine Arbeitsgruppe mit der Aufgabe, den Tokamak ASDEX und den Stellarator Wendelstein 7-A mit ICRF zu heizen.



▲ Abb. 2

Abb. 1: Das Plasma von ASDEX Upgrade wird mit Neutralteilchen (Box vorne rechts), Radiowellen (orange Übertragungsleitung vorne links) und Mikrowellen (silbernes Rohr hinten rechts) aufgeheizt.

Abb. 2: Beschleunigungsgitter: Mit Elektroden dieser Art werden die Teilchen auf Geschwindigkeiten bis 9000 Kilometer pro Sekunde beschleunigt.

Abb. 3: Computergrafik: Die neuartige Ionenquelle des IPP (im Vordergrund rechts), eingebaut im Teststand ELISE. Der hier erzeugte Teilchenstrahl mit einem Querschnitt von einem Quadratmeter soll eine Leistung von 1,2 Megawatt transportieren.

7 PLASMAHEIZUNG

Als hervorragende Ergebnisse seien erwähnt: der Nachweis, dass das an ASDEX entdeckte H-Regime nicht von der Art der Heizung abhängig ist², man Antennen einfacher gestalten kann³ und das Plasma selbst Leistung im Radiofrequenzbereich produziert⁴. Das erste H-Regime in ASDEX Upgrade wurde mit ICRF-Heizung erzielt. Die starken Veränderungen der Plasmarandschicht bei hohen Heizleistungen im H-Regime führten zwar zuerst zu Schwierigkeiten. Die zu ihrer Überwindung entwickelte Methode⁵ wird auch bei ITER angewendet werden. Das ICRF-System an ASDEX Upgrade hat mit 7,2 Megawatt eingekoppelter bei 8 Megawatt installierter Leistung einen weltweiten Rekord erzielt. Die Auskleidung der Gefäßwand mit einer Wolfram-Oberfläche hat den Betrieb der ICRF zwar erschwert, aber es gibt Lösungsansätze.

Am Stellarator Wendelstein 7-AS zeigte sich anfänglich eine ähnliche Problematik⁶, die zudem noch durch die unzureichende Absorption in der kleinen Maschine verstärkt wurde. Die Optimierung der Antenne^{7,8} führte schließlich zum Erfolg. ICRF wurde ebenso benutzt, um ein Plasma zu erzeugen und aufrecht zu erhalten⁹. Auch die Gefäßwand der Maschine wurde mit ICRF konditioniert¹⁰, ein Verfahren, das an Tokamaks einschließlich ASDEX Upgrade weiter entwickelt wurde und auch für Wendelstein 7-X und ITER vorgesehen ist. Für ITER wird im IPP in einem europäischen Verbund zudem die Radiowellen-Antenne entwickelt.

Das IPP ist intensiv am ICRF-Programm des europäischen Tokamaks JET beteiligt. Zu so verschiedenen Zwecken wie Plasmarotation, Stabilisierung von magnetohydrodynamischen Aktivitäten, Untersuchung des Transports von Elektronen und Beeinflussung des Transports von schnellen Teilchen wurde das ICRF-System erfolgreich eingesetzt¹¹. Im IPP ist der ICRF-Einsatz eng an Theoriearbeiten angebinden. So ist das Programm TORIC^{12,13}, das die Ausbreitung und Absorption der Wellen im Plasma berechnet, weltweit zur Referenz avanciert.



▲ Abb. 4

(Foto: IPP, Peter Ginter)



(Foto: IPP, Anja Richter Ullmann)

▲ Abb. 5

: Mikrowellenheizung

Mit 28 Gigahertz pro Tesla arbeitet die Mikrowellen-Heizung mit Hochfrequenz-Wellen in dem Frequenzbereich, in dem die Plasma-Elektronen um die Magnetfeldlinien kreisen – daher der Name Elektron-Zyklotron-Resonanz-Heizung (ECRH). Mit Mikrowellen ist eine stark lokalisierte Plasmaheizung möglich, weil sie gut fokussierbar sind und nur dort im Plasma absorbiert werden, wo die Magnetfeldstärke zur Frequenz der eingestrahlten Welle passt. Bei schräger Einstrahlung wird die Verteilung der Elektronen im Plasma asymmetrisch verzerrt, so dass sich mit Mikrowellen auch ein lokaler Plasmastrom treiben lässt.

Die ECRH-Aktivitäten begannen im IPP in den frühen 1980er Jahren am Stellarator Wendelstein 7-A. Mikrowellen einer Frequenz von 28 Gigahertz und einer Leistung von 200 Kilowatt konnten für 40 Millisekunden in das Plasma eingestrahlt werden. So wurde 1983 der erste stromfreie Plasmaaufbau und -betrieb möglich¹⁴. Die grundsätzlichen Vorteile der ECRH – einfache Einkopplung ohne plasmanahe Antennen, eine stark lokalisierte Leistungsabgabe im Plasma und die fast vollständige Leistungsabsorption – konnten bereits in den ersten Experimenten gezeigt werden. Das IPP stieß daher die industrielle Entwicklung eines Mikrowellensenders – eines so genannten Gyrotrons – bei höherer Frequenz von 70 Gigahertz an. Der Sender konnte 1984 für 100 Millisekunden 200 Kilowatt Leistung in das Plasma von Wendelstein 7-A speisen.

Große Fortschritte wurden bei der möglichst Moden-reinen Übertragung der Mikrowellen erreicht. Damit wurden 1984 in Wendelstein 7-A zum ersten Mal Experimente zur stimulierten Wärmewellenausbreitung möglich¹⁵. Am Nachfolger Wendelstein 7-AS wurde das erste flexible Einstrahlensystem mit beweglichen Antennen in der Plasmakammer eingebaut¹⁶. Das ECRH-System wurde auf 1 Megawatt Wellenleistung erweitert und bestand nun aus fünf 70-Gigahertz-Gyrotrons. Da höhere Plasmadichten nur mit höheren Frequenzen erreichbar sind, stimulierte das IPP die Entwicklung leistungsstarker 140-Gigahertz-Gyrotrons in Zusammenarbeit mit dem Forschungszentrum Karlsruhe und dem Institute of Applied Physics der Russischen Akademie der Wissenschaften in Nizny Novgorod. Schließlich standen für Wendelstein 7-AS vier Gyrotrons bei 140 Gigahertz

Abb. 4: Übertragungsleitung für die Radiowellenheizung im Fusionsexperiment ASDEX Upgrade.

Abb. 5: ECRH – Zehn dieser Mikrowellensender – so genannte Gyrotrons – werden an Wendelstein 7-X bei einer Frequenz von 140 Gigahertz insgesamt 10 Megawatt Heizleistung im Dauerbetrieb zur Verfügung stellen.

Abb. 6: ICRF – Radiowellensender (geöffnet) zur Heizung von ASDEX Upgrade.



▲ Abb. 6

7 PLASMAHEIZUNG



mit einer Gesamtleistung von 2,3 Megawatt und ein Gyrotron bei 70 Gigahertz mit 0,5 Megawatt zur Verfügung. Die erhöhte Leistung führte zur Entdeckung von neuen Betriebszuständen für das Plasma, wie das H-Regime an Stellaratoren¹⁷ (siehe Kapitel 3) und das „Electron-Root“-Regime¹⁸.

An Wendelstein 7-AS wurde schließlich auch die Dichtebeschränkung der Mikrowellenheizung überwunden: durch Anregung von Elektron-Bernstein-Wellen. Sowohl die Heizung als auch der Stromtrieb im überdichten Plasma wurden so zum ersten Mal gezeigt¹⁹. Die Experimente wurden eng begleitet von der theoretischen Modellierung der Strahlausbreitung und -absorption.

Die Ergebnisse bildeten die experimentelle und technologische Basis für das ECRH-System des Nachfolgers Wendelstein 7-X²⁰. Das Zehn-Megawatt-System wird vom Karlsruher Institut für Technologie gemeinsam mit dem IPP und dem Institut für Plasmaphysik der Universität Stuttgart entwickelt und gebaut. Wegen der zahlreichen physikalisch-technologischen Gemeinsamkeiten liefern die Testergebnisse des ECRH-Systems von Wendelstein 7-X auch wertvolle Beiträge für das Mikrowellen-System für den Testreaktor ITER.

(Foto: IPP, Anja Richter, Ulmann)

▲ Abb. 7

Ab 1993 wurde auch der Tokamak ASDEX Upgrade mit vier Gyrotrons ausgerüstet: Sie liefern bei 140 Gigahertz 2 Megawatt Leistung für zwei Sekunden bzw. 2,8 Megawatt für eine Sekunde. Die mit der ECRH mögliche lokalisierte Energieabgabe wird hier weniger zum Heizen als zur Verbesserung von Einschluss und Stabilität des Plasmas genutzt – mit beachtlichen Ergebnissen: der turbulente Charakter des Elektronenwärmetransports konnte nachgewiesen²¹, die verursachende Turbulenz mit ECRH verändert und ihr Einfluss auf das Dichteprofil erklärt werden²². Außerdem gelang es erstmalig, Neoklassische Tearing-Moden – Instabilitäten, die den Energieeinschluss erheblich reduzieren – zu unterdrücken²³, wobei die Effizienz der Methode durch modensynchrone Modulation der Mikrowellen gesteigert werden konnte²⁴. Durch zentrale Elektronenheizung wurde verhindert, dass sich schwere Verunreinigungen im Plasma ansammeln²⁵; schließlich konnte die Sägezahninstabilität gezielt beeinflusst und unterdrückt werden²⁶.

Gegenwärtig wird eine neue Anlage – mit 105 bis 140 Gigahertz und 4 Megawatt für 10 Sekunden – aufgebaut, deren Gyrotrons erstmals bei mehr als einer Frequenz arbeiten können²⁷. Mit ihrer Hilfe will man ein Verfahren entwickeln, die in ITER zu erwartenden magnetohydrodynamischen Instabilitäten zu stabilisieren. In dem seit 2007 vollständig mit Wolfram ausgekleideten ASDEX Upgrade will man sie nutzen, um die Wolfram-Ansammlung im Plasma zu kontrollieren²⁸ und um – mit Hilfe des von der ECRH getriebenen Stroms – Plasmaentladungen mit hohem intern getriebenem Strom zu entwickeln.



▲ Abb. 8



▲ Abb. 9

Abb. 7: Durch diesen Strahlenkanal werden die Mikrowellen einer Leistung von insgesamt 10 Megawatt über Metallspiegel bis in das Plasma von Wendelstein 7-X gelenkt.

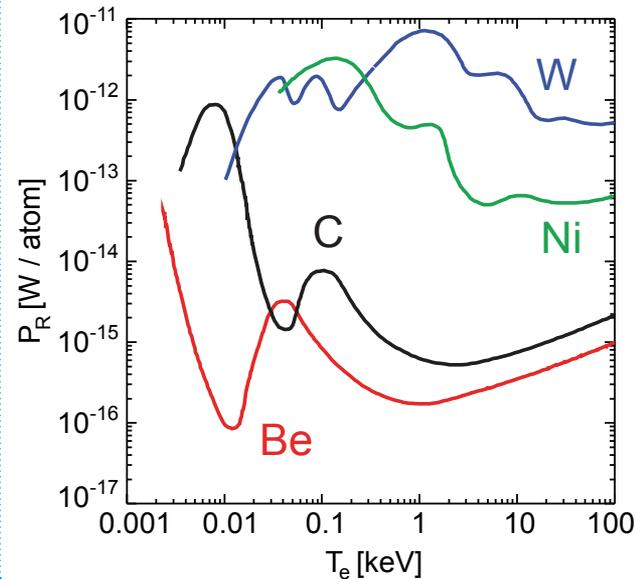
Abb. 8: Absorber – mit Wasser durchflossene Teflonschläuche – für die Mikrowellen-Streustrahlung im Strahlenkanal.

9: Quasioptische Übertragungsleitungen für Mikrowellen an ASDEX Upgrade.

Wandprobleme

JOACHIM ROTH

Auch in einem optimal eingeschlossenen Fusionsplasma ist die Wechselwirkung des Plasmas mit der Gefäßwand nicht nur unvermeidbar, sondern sogar notwendig, weil die erzeugte Energie und die Fusionsprodukte Neutronen und Helium über die Gefäßwände abgeführt werden müssen. Materialprobleme, die sich durch den Kontakt des Plasmas mit den Gefäßwänden ergeben, werden im Bereich Materialforschung bearbeitet.



▲ Abb. 1

Schon 1962, in den Anfangszeiten des IPP, wurde eine Arbeitsgruppe „Wandprobleme“ zur Lösung derartiger Fragen im Wendelstein-Stellarator gegründet. Die Wechselwirkung zwischen Plasma und Wand beschränkte zwar noch nicht die Lebensdauer der Wände. Die Verunreinigung des Plasmas mit Atomen oder Molekülen, die von der Wand desorbierten, erschwerte jedoch die Aufheizung des Plasmas. Denn beim damaligen Stand der Vakuumtechnik verunreinigten an der Wand adsorbierte, leicht freisetzbare Moleküle – hauptsächlich Kohlenmonoxid und Wasser – die Plasmen viel zu stark. Für die ersten Fusionsanlagen des IPP entwickelte die Arbeitsgruppe deshalb neue Techniken der Vakuumphysik, Wandreinigung und plasmainduzierten Desorption von Adsorbaten. 1968 entstand aus dieser Arbeitsgruppe eine eigenständige Abteilung Oberflächenphysik mit den Themen „Wandzerstäubung durch energetische Ionen“ und „Gasaufzehrung“, d. h. Wasserstoffrückhaltung in den Wänden.

Mit zunehmendem Erfolg der Plasmaphysik änderten sich die Fragestellungen und Wandmaterialien und damit auch die Aufgaben der Oberflächenphysik. Ausschlaggebend wurde nun die Verunreinigung des Plasmas durch erodierte Wandatome und die damit verbundenen Energieverluste, die das Aufheizen des Plasmas begrenzen. Abbildung 1 zeigt die Energieabstrahlung aus dem Plasma durch verschiedene Verunreinigungsatome als Funktion der Plasmatemperatur^{1,2}. In den noch vergleichsweise kühlen Plasmen der frühen Anlagen – etwa bei Pulsator, dem ersten Tokamak des IPP, oder den ersten ASDEX-Plasmen – strahlten hauptsächlich leichte Atome wie Kohlenstoff und Sauerstoff aus

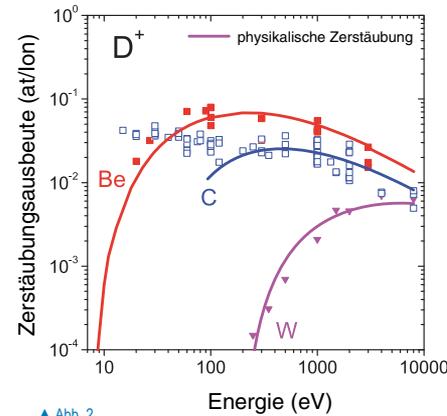
Abb. 1: Strahlungsverlustleistung für Beryllium, Kohlenstoff, Nickel und Wolfram bei jeweils einprozentiger Konzentration der Verunreinigungen im Plasma.

Abb. 2: Zerstäubungsausbeuten ausgewählter ITER-Materialien.

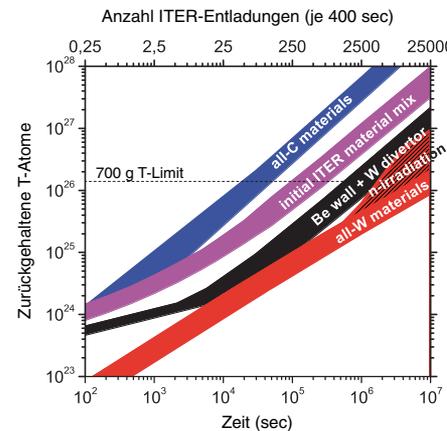
Abb. 3: Aufbau des Tritiuminventars in der Gefäßwand von ITER für verschiedene Materialauswahl.

desorbierten Wandmolekülen Energie ab. Die Oberflächenphysik beschäftigte sich deshalb schwerpunktmäßig mit der Wandreinigung und der plasmainduzierten Desorption von Adsorbaten.

Dies änderte sich völlig mit dem Einsatz der Neutralteilchen-Heizung. In den nun viel heißeren Plasmen sind leichte Atome vollständig ionisiert, die Linienstrahlung der Atome spielt daher keine Rolle mehr und Sauerstoff- und Kohlenstoffatome sind im Plasma besser verträglich. Durch die höhere Energie der auftretenden Plasmateilchen wurden nun aber auch schwere Wandatome zerstäubt – in Abbildung 1 stellvertretend repräsentiert durch Nickel –, die auch bei hohen Plasmatemperaturen nicht vollständig ionisiert sind. Je mehr Elektronen noch an die Atomkerne gebunden sind, desto mehr Energie entziehen sie dem Plasma und strahlen sie als Ultraviolett- oder Röntgenlicht wieder ab. Ausschlaggebend wurde damit die Verunreinigung des Plasmas durch erodierte Wandatome. Es stellte sich die Frage, wie man durch Beschichtung der Wand mit leichten Elementen das schwere Grundmaterial schützen kann, und mit welchen Zerstäubungsausbeuten man für typische Fusionsmaterialien rechnen muss. Man entwickelte daher Schutzschichten für die Wand – durch Karbonisieren oder Borieren – und baute eine Datenbasis für Zerstäubungsausbeuten durch Deuterium- und Heliumionen auf. Zudem waren die physikalischen Grundlagen zu klären und zu modellieren³. Bei Kohlenstoff kam die chemische Erosion als Fragestellung hinzu⁴, weil sich – insbesondere bei niedrigen Energien der auftretenden Wasserstoffionen – flüchtige Kohlenwasserstoffe bilden können.



▲ Abb. 2



▲ Abb. 3

Abbildung 2 zeigt Zerstäubungsausbeuten der heute für ITER favorisierten Materialien Beryllium, Kohlenstoff und Wolfram in Abhängigkeit von der Energie der auftretenden Deuterium-Ionen⁵. Für Beryllium und Wolfram zeigt sich dabei eine Schwelenergie von 10 bzw. 200 Elektronenvolt für die Zerstäubung, die mit zunehmender Ordnungszahl der Materialien ansteigt. Sofern die Plasmatemperatur in der Plasmarandschicht und im Divertor zuverlässig unter 50 Elektronenvolt gehalten werden kann, eignet sich Wolfram besser als leichte Elemente wie Beryllium oder Kohlenstoff als Wandmaterial. Heute wird ASDEX Upgrade als weltweit erste Anlage erfolgreich mit vollständiger Wolframauskleidung betrieben⁶.

2002 wurde die Abteilung Oberflächenphysik mit dem Bereich Materialforschung zusammengelegt mit der erweiterten Zielsetzung, auch neue Materialien zu entwickeln, die der hohen Wärmebelastung und der Schädigung durch energiereiche Neutronen standhalten. Neben den Anforderungen der IPP-Fusionsanlagen bestimmt heute die Vorschau auf die Bedingungen in künftigen Experimenten wie ITER oder dem ersten Demonstrationskraftwerk das wissenschaftliche Programm. In diesen Anlagen wird der radioaktive Brennstoffbestandteil Tritium verwendet werden; die Wandmaterialien werden einem intensiven Fluss energiereicher Neutronen ausgesetzt sein. Im aktuellen Forschungsprogramm wird daher auch untersucht, wie die in den Reaktorwänden akkumulierbare Tritiummenge möglichst niedrig zu halten ist, wobei die neutroneninduzierten Strahlenschäden zu berücksichtigen sind.

Tritium kann sich durch direkte Implantation in den plasmabegrenzenden Oberflächen ansammeln sowie durch Wanderosion und den anschließenden Einbau von Tritium in die re-deponierten Schichten. Co-Deponierung von Tritium ist der wesentliche Prozess bei den leichten Elementen mit ihrer hohen Zerstäubung, während für das schwere Wolfram die direkte Implantation und Diffusion in größere Tiefen des Materials bestimmend sind. Beide Prozesse wurden im IPP in Simulationsexperimenten mit Ionen- und Teilchenstrahlen gründlich untersucht. So werden erste Vorhersagen möglich für das Tritiuminventar in ITER für verschiedene Materialauswahlen (Abb. 3)⁷. Der Vergleich zeigt für Wolfram – auch nach hoher Neutronenbestrahlung – ein erträgliches Tritiuminventar

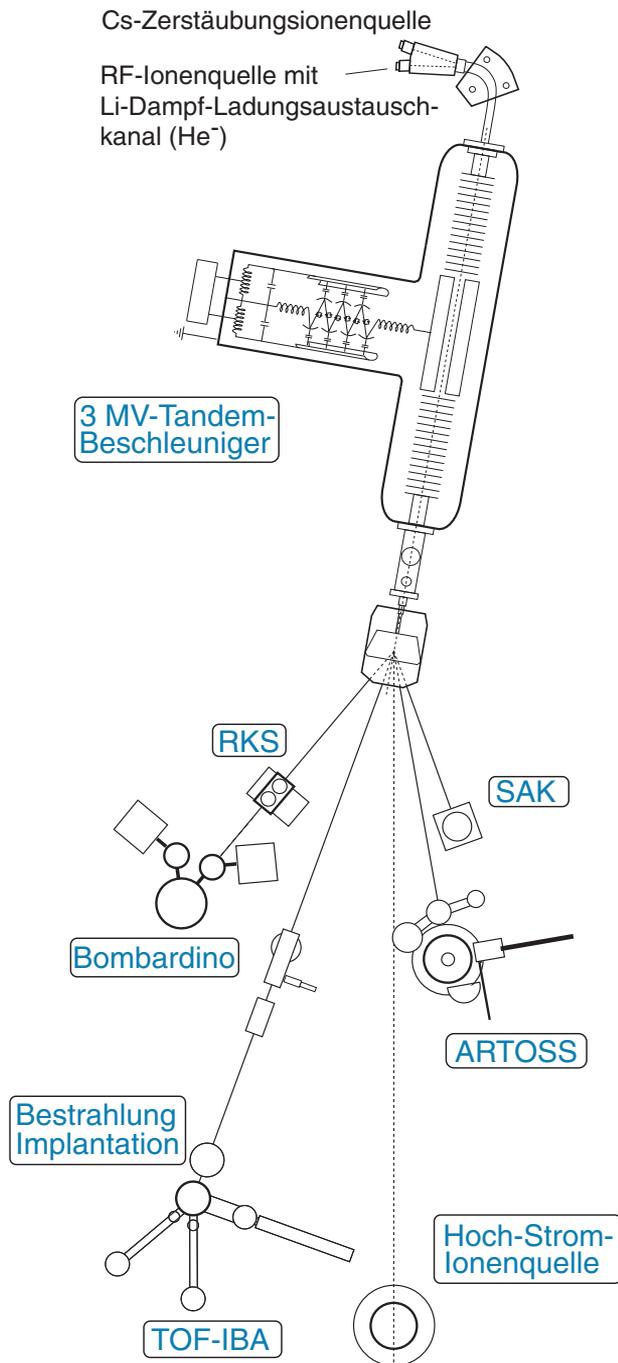
nach Betriebsende von ITER, während es für Kohlenstoff bereits nach zehn Stunden Plasmabetrieb den erlaubten Grenzwert von 700 Gramm erreicht. Wird Beryllium als Wandmaterial und Wolfram im Divertor verwendet, dann dominiert die Co-Deponierung von Tritium mit Beryllium die Inventarbildung. Etwas unsicher bleiben dabei die vorauszusetzenden Eigenschaften des Randschicht- und Divertorplasmas, die von heutigen Experimenten hin zu ITER extrapoliert werden müssen. Hinzu kommen große Unsicherheiten, wenn verschiedene Materialien gleichzeitig verwendet werden: Chemische und physikalische Mischprozesse führen dann zu neuen Verbindungen, deren thermomechanische Stabilität und Tritiumaufnahme noch genauer untersucht werden müssen. Um neutroneninduzierte Strahlenschäden abzuschätzen, wird die Schädigung mit Hilfe energiereicher Wolfram-Ionen simuliert⁸. Die verspröde Wirkung der in großer Materialtiefe erzeugten Helium-Atome vermag diese Simulation jedoch nicht zu berücksichtigen.

Um Materialien und mögliche Wechselwirkungen zu untersuchen, sind sehr spezielle Test- und Analysemethoden nötig. Im Bereich Materialforschung entstanden daher Anlagen zur Bestrahlung von Materialien mit Ionenstrahlen, welche die Bedingungen in der Randschicht und im Divertor von ITER simulieren. Mit der Testanlage GLADIS können Oberflächen mit Wärmeffüssen bis zu 90 Megawatt pro Quadratmeter belastet werden (Abb. 4)⁹. Darüber hinaus stehen definierte Plasmaexperimente zur Verfügung sowie ein Labor mit vielfältigen Analysemöglichkeiten für implantierte Wasserstoffisotope sowie chemische und mechani-



Abb. 4: Der Wärmefluss-Teststand GLADIS.

Abb. 5, 6: Der Tandem-Beschleuniger, ein Analyseinstrument der Materialforschung.



▲ Abb. 5

sche Materialeigenschaften. Hinzu kommt die Probenuntersuchung mit Licht- und Elektronenmikroskopen mit Nanometerfeiner Auflösung. Mit dem großen Tandem-Beschleuniger des Bereiches (Abb. 5) lassen sich schließlich die Wasserstoffinventare in Metallen in Tiefen von 7 bis 30 Mikrometern bestimmen¹⁰. Dafür stehen mehrere Strahlrohre zur Verfügung, die zu verschiedenen Ionenstrahl-Simulationsexperimenten führen. In speziellen Analysekamern können Wandproben aus den Plasmaanlagen quantitativ untersucht werden.

Zur Vorbereitung eines Demonstrationskraftwerks gehört die Entwicklung neuer Materialien mit hoher Widerstandsfähigkeit gegen Neutronenschädigung sowie – in den pulswise arbeitenden Tokamaks – mit hoher mechanischer Festigkeit bei thermischer Wechselbelastung. Hierfür entwickelt und optimiert der Bereich Materialforschung neue Materialien und Legierungen, die in Zusammenarbeit mit externen Partnern hergestellt werden. So konnten große Fortschritte erzielt werden bei der Entwicklung von Diffusionssperrschichten für Tritium¹¹, von Wolfram-Legierungen mit Selbstpassivierung gegen Oxidation bei hohen Temperaturen¹² und bei der Optimierung von Wolfram-Beschichtungen als plasmabelastete Schutzschicht auf Wärmesenkenmaterialien. Wegen der längeren Betriebszeiten, der höheren Wandflüsse und Oberflächentemperaturen und der intensiveren Neutronenbestrahlung im ersten Demonstrationskraftwerk wird die Plasma-Wand-Wechselwirkung und Materialphysik ein wichtiges Thema bleiben.



▲ Abb. 6



▲ Abb. 1

Abb. 1: Blick in das Plasmagefäß von ASDEX Upgrade.

Abb. 2: Der internationale Testreaktor ITER.

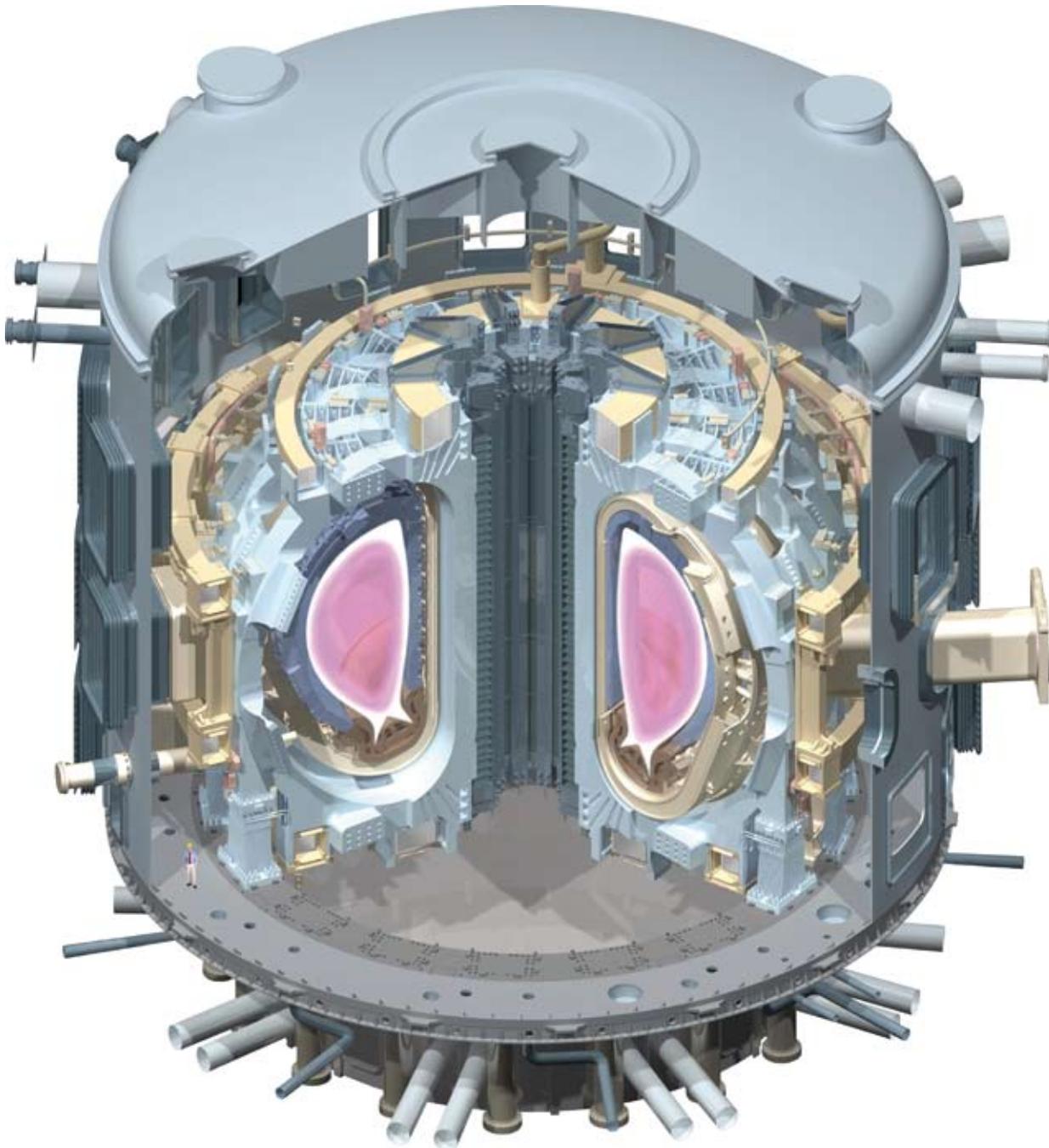
ITER, DEMO und das erste Kraftwerk

HARTMUT ZOHM

Obwohl die Untersuchung magnetisch eingeschlossener Plasmen auf vielen Gebieten noch Grundlagenforschung ist, geben die bisher erzielten Erfolge – speziell der Tokamak-Linie – das Vertrauen, den nächsten entscheidenden Schritt zum Fusionskraftwerk zu wagen: Mit dem Tokamak ITER¹ (lateinisch: der Weg) soll zum ersten Mal die Selbstheizung des Plasmas durch die bei der Fusionsreaktion entstehenden energiereichen Heliumkerne untersucht werden. Das ITER-Plasma soll zehnmal soviel Fusionsenergie erzeugen wie zum Aufheizen des Plasmas von außen eingekoppelt wird. Zusätzlich soll ITER bereits wesentliche Fusionstechnologien erproben, wie das Erbrüten des Brennstoffs Tritium aus Lithium in der ersten Wand.

Das ITER-Experiment ist ein Tokamak, der in seiner Geometrie dem Garching Experiment ASDEX Upgrade folgt. Mit einem großen Radius von 6,2 Metern wird ITER aber fast viermal größer sein (Abb. 1 und 2). Angesichts dieser Dimensionen wird die Experimentieranlage in internationaler Anstrengung verwirklicht; zum Bau von ITER haben sich die Partner China, Europa, Indien, Japan, Südkorea, Russland und die USA zusammengeschlossen. Standort ist Cadarache in Frankreich; das erste Plasma wird im Jahr 2019 erwartet. Bei entsprechendem Erfolg könnte ITER um 2025 ein stabiles, sich selbst heizendes Fusionsplasma demonstrieren.

Die experimentelle Tokamakforschung des IPP (siehe Kapitel 5) hat im Wechselspiel mit der Theorie (siehe Kapitel 6) in vieler Hinsicht zum Entwurf von ITER beigetragen. So soll ITER in



▲ Abb. 2

(Foto: ITER)

dem an ASDEX entdeckten H-Regime betrieben werden und die an ASDEX Upgrade entwickelten Methoden zur Kontrolle der Plasmastabilität verwenden. Auch die für ITER gewählte Spulen- und Divertorgeometrie nach dem Vorbild von ASDEX Upgrade zeugt von der Vorreiterrolle der IPP-Experimente. In Europa verfolgt die Fusionsforschung dabei den Ansatz einer ‚Stufenleiter zu ITER‘, denn auch das europäische JET-Experiment (Joint European Torus) in Culham/Großbritannien, mit 3 Metern großem Radius die derzeit weltgrößte Fusionsanlage², wurde nach der Entdeckung des H-Regimes an ASDEX mit der für ASDEX Upgrade typischen Divertorgeometrie ausgestattet (Abb. 3). Diese geometrische Ähnlichkeit der Plasmaquerschnitte zeigt Abbildung 4. Erkenntnisse, die an ASDEX Upgrade gewonnen werden, können so an JET auf ihre Anwendbarkeit in einer größeren Anlage überprüft werden. Dabei sind IPP-Wissenschaftler auch stark an den Experimentierbetrieb an JET eingebunden. In diesem Zusammenspiel der Experimente ASDEX Upgrade und JET werden bereits heute die Grundlagen für den Betrieb von ITER erarbeitet und eine neue Generation von Plasmaphysikern für ITER ausgebildet.

ITER profitiert aber bei Auslegung und Bau nicht nur von der experimentellen und theoretischen Tokamakforschung im IPP, sondern auch von vielen anderen Arbeiten der IPP-Wissenschaftler. So leistet das Institut entscheidende Beiträge zur Entwicklung der Plasmaheizung für ITER, vor allem auf dem Gebiet der Neutralteilchen-Heizung (siehe auch Kapitel 7) und beteiligt sich an der Entwicklung von Plasmadiagnostiken.

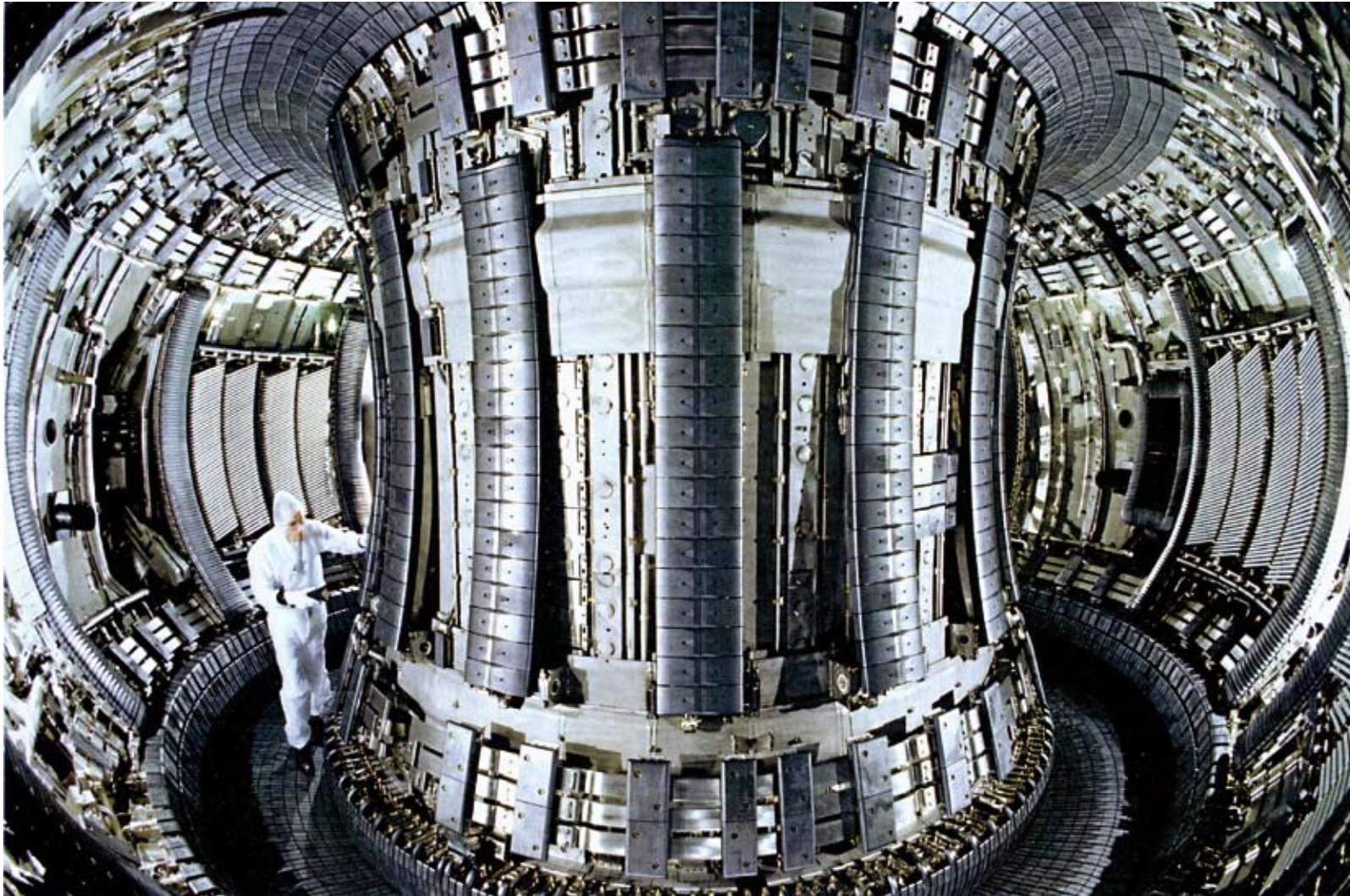


PHOTO: JET/EFDA

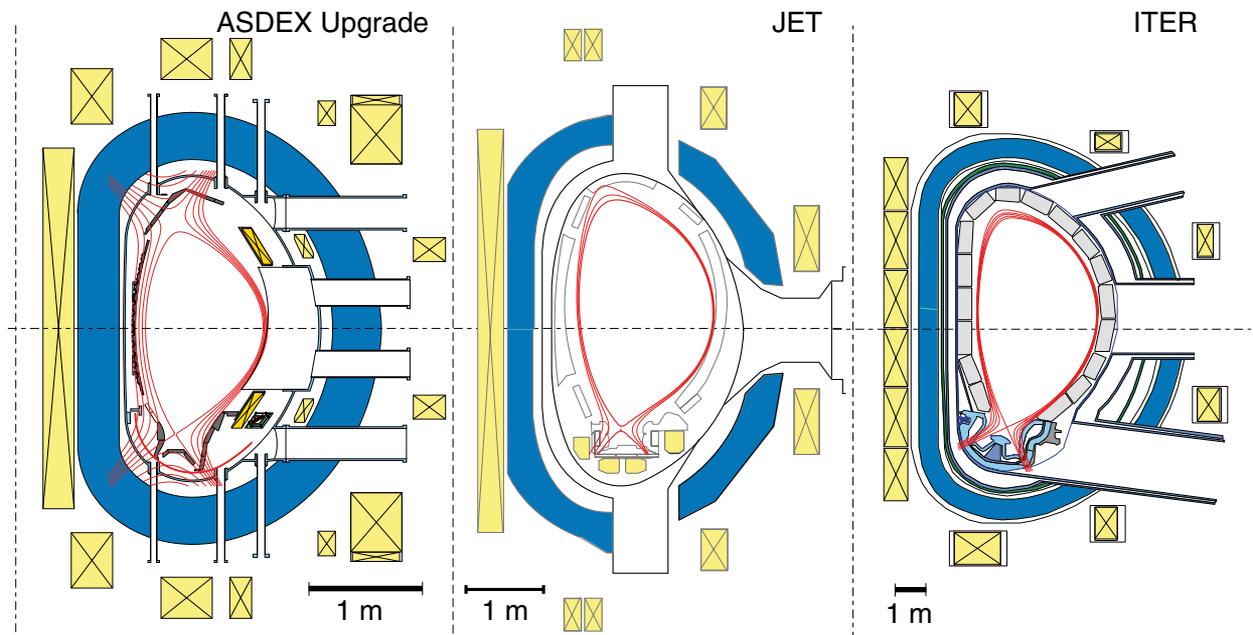
Abb. 3: Das europäische Gemeinschaftsexperiment JET.

Abb. 4: Stufenleiter zu ITER: Mit ASDEX Upgrade und JET werden im europäischen Fusionsprogramm zwei ITER geometrisch sehr ähnliche Fusionsanlagen betrieben, mit deren Hilfe sich Größenskalerungen aufstellen lassen.

Auch bei der Wahl des geeigneten Materials für die erste Wand von ITER fließt die IPP-Erfahrung auf dem Gebiet der Plasma-Wand-Wechselwirkung (siehe Kapitel 8) entscheidend ein.

Ist ITER erfolgreich, steht die Tür zum Fusionskraftwerk weit offen. Heutige Planungen gehen davon aus, dass nach ITER ein Demonstrationskraftwerk gebaut wird. Es soll nachweisen, dass sich Fusionsenergie verlässlich erzeugen lässt und soll bereits Strom ins Netz einspeisen. Diese DEMO genannte Anlage wäre keine Experimentieranlage mehr, sondern ein auf einen einzigen Betriebspunkt hin optimiertes Kraftwerk. Voraussetzung dafür ist ein grundlegendes physikalisches Verständnis des Systems, so dass man dessen Eigenschaften mit Sicherheit vorhersagen kann. Die Erarbeitung der physikalischen Grundlagen für ein Fusionskraftwerk ist daher weiterhin vorrangigstes Ziel der Arbeiten des IPP und wird die Plasmaphysiker in Theorie und Experiment noch für einige Zeit beschäftigen. Parallel dazu werden auch die spezifischen Technologieentwicklungen, etwa bei den Plasmaheizungen, weiter vorangetrieben werden.

Konzeptstudien³ für ein Fusionskraftwerk lassen erwarten, dass es eine elektrische Leistung von mindestens 1000 Megawatt erbringen wird. Daher geht man davon aus, dass auch DEMO zumindest mehrere 100 Megawatt ans Netz liefern wird. Nach heutigem Verständnis wird auch DEMO, wie ASDEX Upgrade und ITER, ein Tokamak sein. Sollten sich aber die von der Theorie vorhergesagten günstigen Eigenschaften des Stellaratorkonzepts (siehe Kapitel 3) in künftigen Experimenten wie

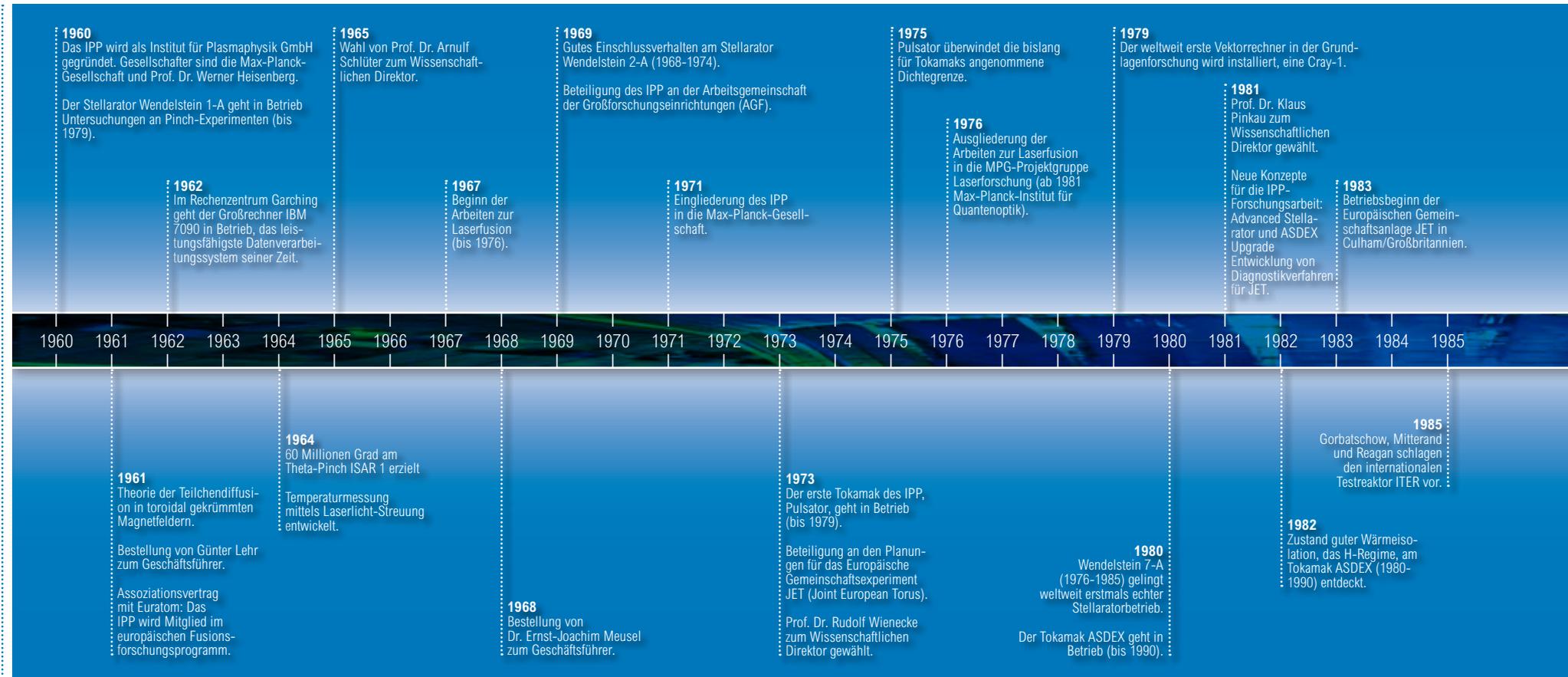


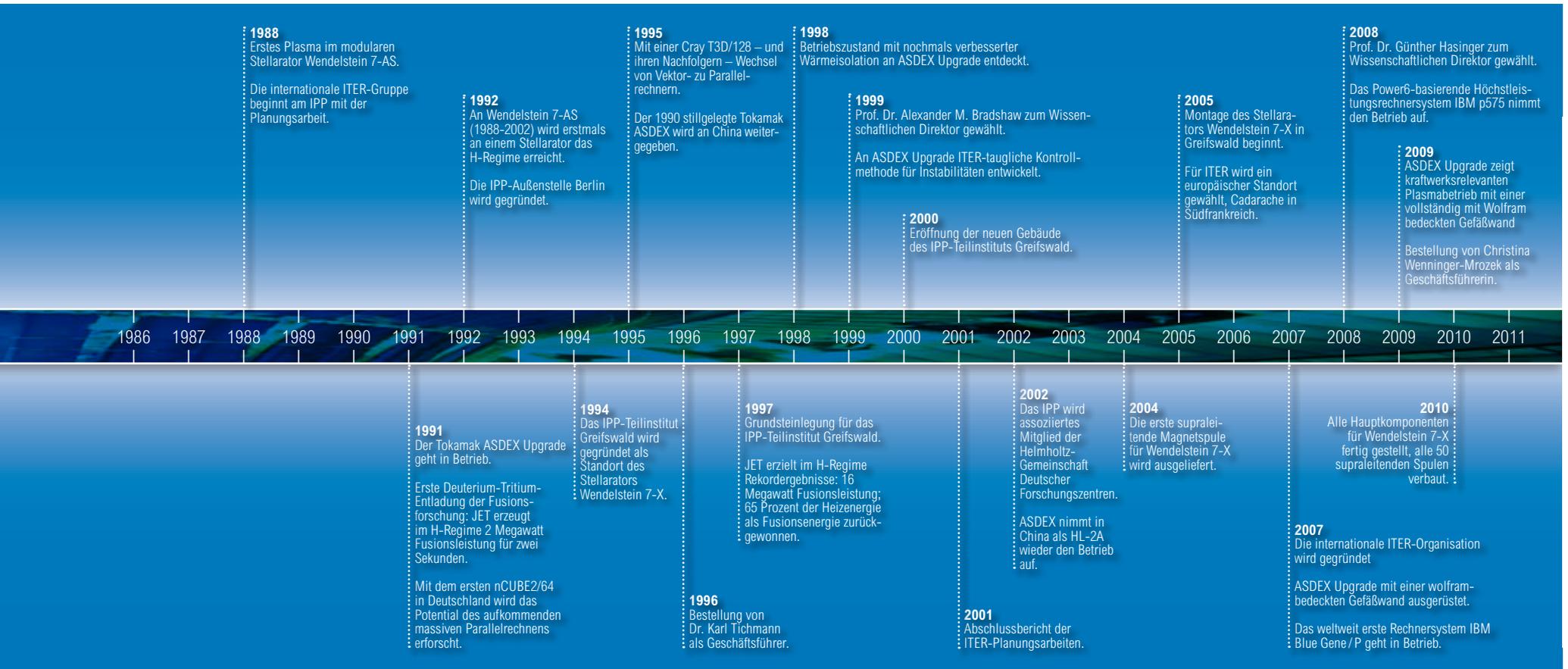
▲ Abb. 4

Wendelstein 7-X bestätigen, würde der Stellarator zu einer sehr interessanten Alternative. Es ist daher erklärtes Ziel des IPP, beide Forschungslinien weiter zu verfolgen, um so das optimale Konzept für ein Fusionskraftwerk zu finden.

ANHANG – ZEITLEISTE

Das IPP von 1960 bis 2010





ANHANG – LITERATURVERZEICHNIS

Die frühen Jahre – Pinche und Co.

1. Plasmaphysik in Gasen; E. Fünfer, Physikertagung Düsseldorf 1964, Plenarvorträge 346, (1964)
2. Isar 1, a Fast Megajoule Theta Pinch Experiment with Extremely High Compression Fields; C. Andelfinger, G. Decker, E. Fünfer, A. Heiss, M. Keilhacker, J. Sommer, M. Ulrich, 2nd Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion, CN 21/49, Culham 1965
3. Experimenteller Nachweis von Spiegelinstabilitäten am Theta-Pinch ISAR 1; M. Kaufmann, J. Neuhauser, H. Röhr, IPP-Report 1/105 (1970)
4. Survey on the linear Theta-Pinch Work in Garching; E. Fünfer, Inv. Pap. on the APS Topical Conference on Pulsed High Density Plasmas, Los Alamos 1967, LA 3770
5. Experimente mit einem linearen $l=1$ Hoch-Beta-Stellarator an ISAR 1; M. Kaufmann, E. Fünfer, J. Junker, J. Neuhauser, IPP-Report 1/111, 1970
6. Toroidal High-Beta Stellarator Experiments on ISAR T1; E. Fünfer, M. Kaufmann, W. Lotz, M. Münich, J. Neuhauser, G. Schramm, U. Seidel, Proc. 2nd Topical Conference on Pulsed High-Beta Plasmas, Garching, IPP 1/127, A 2 (1972)
7. High-Beta-Stellarator Experiments on ISAR T1; E. Fünfer, M. Kaufmann, W. Lotz, J. Neuhauser, G. Schramm, U. Seidel, Nucl. Fusion 15, (1975) 133
8. Plasma Confinement in the Toroidal Belt-Pinch; W. Grossmann, H. Krause, R. Wilhelm, H. Zwicker, Proc. 2nd Topical Conference on Pulsed High-Beta Plasmas, Garching, IPP 1/127, F1 (1972)
9. Stability of High-Beta Equilibria and Transport in Belt-Pinch IIa; G. Becker, O. Gruber, H. Krause, F. Mast, R. Wilhelm, Nucl. Fusion 18, (1978) 1653
10. The Garching Belt Pinch Experiments; R. Wilhelm, Nucl. Fusion, Vol.25, No.9 (1985) 105



Stellaratoren – Von Wendelstein 1-A zu Wendelstein 7-X

1. The Stellarator Concept; L. Spitzer Jr., Phys. Fluids 1 (1958) 253
2. Electron energy transport in the presence of rational surfaces in the Wendelstein 7-AS stellarator; R. Brakel, Nuclear Fusion 42 (2002) 903
3. Neutral Injection in the Wendelstein VII-A Stellarator with reduced Ohmic Current; WVII-A Team, Neutral Injection Team, IAEA-CN-38/H-2-2, IAEA-Conference, Brussels, 1980
4. A stellarator field produced by twisted coils; Rehker, S., Wobig, H., 6th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Moscow USSR, Vol. I, (1973) 117
5. Quasi-helically Symmetric Stellarators; J. Nührenberg, R. Zille, Phys. Lett. A 129 (1988) 113
6. Physics Optimisation of Stellarators; G. Grieger et al., Phys. Fluids B 4 (1992) 2081
7. Major Results from the Stellarator Wendelstein 7-AS; M. Hirsch et al., Plasma Phys. Controlled Fusion 50 (2008) 053001
8. W7-AS: One step of the Wendelstein stellarator line; F. Wagner et al., Phys. Plasmas 12 (2005) 072509
9. New Advanced Operational Regime on the W7-AS Stellarator; K. McCormick et al., Physical Review Letters 89 (2002) 015001
10. Status of Wendelstein 7-X Construction; L. Wegener, Fusion Eng. Design 84 (2009) 106
11. Physics Programme for Initial Operation of Wendelstein 7-X; H. S. Bosch et al., Contrib. Plasma Phys. (2010)

Stellarator-Theorie – Der optimierte Stellarator

1. Guiding center drift equations; A.H. Boozer, Phys. Fluids 23 (1980) 904
2. Quasi-helically symmetric toroidal stellarators; J. Nührenberg and R. Zille, Phys. Lett. A129 (1988) 113
3. Quasi-axisymmetric tokamaks; J. Nührenberg et al., Theory of Fusion Plasmas (1994) 3
4. Quasi-isodynamic stellarators; S. Gori et al., Theory of Fusion Plasmas (1996) 335
5. Some considerations on closed configurations of magnetohydrostatic equilibrium; D. Palumbo, Nuov. Cimento B 53 (1968) 507



Tokamaks – Pulsator, ASDEX und ASDEX Upgrade

1. The Pulsator Tokamak; Pulsator team, Nucl. Fusion 25, (1985) 1059
2. High-density tokamak discharges in the pulsator device with the ratio of plasma kinetic pressure to magnetic pressure greater than 1; Klüber O. et al., Nucl. Fusion 15, (1975) 1194
3. High-density discharges in ALCATOR Tokamak; Gaudreau M. et al., Phys. Rev. Letters 39, (1977) 1266
4. Particle Transport Phenomena in ASDEX; Behringer K. et al., Proc. IAEA Tech. Comm. Mtg. Garching, (1981) 42
5. The ASDEX Tokamak; Keilhacker M. et al., Nucl. Fusion 25, (1985) 1045
6. Attainment of high confinement in neutral beam heated divertor discharges in the PDX Tokamak; Kaye S. M. et al., J. Nucl. Mater. 121, (1984) 115
7. A quarter-century of H-mode studies; F. Wagner, Plasma Phys. Control. Fusion 49, B1 (2007)
8. Special Issue on ASDEX Upgrade; ASDEX Upgrade Team, Fusion Science and Technology 44 3 (2003) 569
9. H-mode discharges with feedback controlled radiative boundary in the ASDEX Upgrade tokamak; A. Kallenbach et al., Nuclear Fusion 35, 10 (1995), 1231-1246
10. Plasma wall interaction and its implication in an all tungsten divertor tokamak; R. Neu et al., Plasma Physics and Controlled Fusion 49, 12B (2007), B59-B70
11. Experiments on neoclassical tearing mode stabilization by ECCD in ASDEX Upgrade; H. Zohm et al., Nuclear Fusion 39, 5 (1999), 577-580
12. Stationary H-Mode Discharges with Internal Transport Barrier on ASDEX Upgrade; O. Gruber et al., Physical Review Letters 83, 9 (1999), 1787-1790

Tokamak-Theorie – Unterwegs zum numerischen Tokamak

1. Axialsymmetrische magnetohydrodynamische Gleichgewichtskonfigurationen; R. Lüst, A. Schlüter, Z. Naturforsch. 12a (1957) 850
2. Der Einfluß der elektrischen Leitfähigkeit auf das Gleichgewichtsverhalten von Plasmen niedrigen Drucks in Stellaratoren; D. Pfirsch, A. Schlüter, Rep. MPI/PA/7/62, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching (1962)
3. Torusartige Plasmakonfigurationen ohne Gesamtstrom durch ihren Querschnitt im Gleichgewicht mit einem Magnetfeld, F. Meyer, H.U. Schmidt, Z. Naturforsch. 13a (1958) 1005
4. Nonlinear Magnetohydrodynamics; D. Biskamp, Cambridge University Press (1993)
5. A theorem on MHD-Instability of plasmas with resistive walls; D. Pfirsch, H. Tasso, Nucl. Fusion 11 (1971) 259
6. The general „peeling“ instability; D. Lortz, Nucl. Fusion 15 (1975) 49
7. Computation of ideal MHD equilibria; K. Lackner, Comp. Phys. Commun. 12 (1976) 33
8. Erato stability code; R. Gruber et al., Comp. Phys. Commun. 21 (1981) 323
9. A computer model of radial transport in Tokamaks; D. F. Duchs, D. E. Post, P. H. Rutherford, Nucl. Fusion 17 (1977) 565
10. Plasma-wall transition in an oblique magnetic field; R. Chodura, Physics of Fluids 25 (1982) 1628
11. Computational Studies in Tokamak Equilibrium and Transport; B. J. Braams, PhD thesis (1986) Rijksuniversiteit, Utrecht, Niederlande
12. Numerical simulation of ion cyclotron waves in tokamak plasmas; M. Brambilla, Plasma Phys. Control. Fusion 41 (1999) 1
13. Electron temperature gradient driven turbulence; F. Jenko et al., Physics of Plasmas 7, 1904 (2000)
14. Scale Separation between Electron and Ion Thermal Transport; T. Görler and F. Jenko, Physical Review Letters 100, 185002 (2008)
15. Free-energy conservation in local gyrofluid models; B. Scott, Phys. Plasmas, 12 (2005) 102307
16. A global collisionless PIC code in magnetic coordinates; S. Jolliet, A. Bottino, P. Angelino et al., Computer Physics Comm., 177 (2007) 409
17. LIGKA: A linear gyrokinetic code for the description of background kinetic and fast particle effects on the MHD stability in tokamaks; Ph. Lauber et al, J. Comp. Phys., 226/1 (2007)
18. The HAGIS self-consistent nonlinear wave-particle interaction model; Pinches S.D. et al, Computer Physics Comm., 111 (1998)
19. Nonlinear Effects of Energetic Particle Driven Modes in Tokamaks; M. Brüdgam, PhD-Thesis, TU München 2010
20. Fast-Ion Losses due to High-Frequency MHD Perturbations in the ASDEX Upgrade Tokamak; M. Garcia-Munoz, et al., Phys. Rev. Letters 100, 055005 (2008)



Plasmaheizung – Neutralteilchen- und Hochfrequenz-Heizungen

1. Neutral beam heating of fusion plasmas; E. Speth, Rep. Progr. Phys. 52 (1989) 57-121
2. Observation of a high-confinement regime in a tokamak plasma with ion-cyclotron-resonance heating; K. Steinmetz, J.-M. Noterdaeme, F. Wagner, F. Wesner and et al., Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 124
3. The role of the Faraday screen in ICRF antennas: Comparison of an optically open and an optically closed screen on ASDEX; J.-M. Noterdaeme, R. Ryter, M. Söll and ICRH Group, Controlled Fusion and Plasma Heating, (Schliersee, 1986), Europhysics Conference Abstracts Vol. 10C(1), EPS 137-140
4. Parametric decay in the edge plasma of ASDEX during fast wave heating in the ion cyclotron frequency range; R. Van Nieuwenhove, G. Van Oost, J.-M. Noterdaeme, M. Brambilla, J. Gernhardt and M. Porkolab, Nucl. Fusion 28 (1988) 1603-1609
5. ICRF heating results in ASDEX Upgrade and W7-AS; J.-M. Noterdaeme, S. Wukitch, D.A. Hartmann, M. Brambilla, F. Braun, G. Cattanei, J. Gafert, J.F. Lyon, R. Neu, V. Plyushnin, W. Suttrop, S. J., W. Schneider, P. Verplancke, F. Wesner, ICRF Team, NI Team, ASDEX Upgrade Team and W7-AS Team, 16th IAEA Conf. on Fusion Energy, (Montreal, 1996), Vol. 3, IAEA 335-342
6. Minority Heating Experiments on the W7-AS Stellarator; M. Ballico, G. Cattanei, J.M. Noterdaeme, W. Becker, F. Braun, F. Hofmeister and F. Wesner, Radio Frequency Power in Plasmas, (Charleston, USA, 1991), Vol. 224, AIP (1992) 150-154
7. A Toroidally Broad Antenna for Ion Cyclotron Resonance Heating of Large Tokamaks; G. Cattanei and A.B. Murphy, Nucl. Fusion 29 (1989) 15-26
8. ICRF Results from W7-AS; D. Hartmann, G. Cattanei, F. Braun, T. Sperger, F. Wesner, S. Fiedler, W7-AS Team, J.F. Lyon and V. Plyusnin, Radio Frequency Power in Plasmas, (Savannah, 1997), AIP Conference Proceedings Vol. 403, AIP 49-56
9. ICRF Heating experiments in the W7-AS stellarator using a narrow k// antenna; M. Ballico, G. Cattanei, V. Plyusnin, W7-AS Team and ICRH Team, Controlled Fusion and Plasma Physics, (Lisboa, 1993), Vol. III, EPS (1993) 945-948
10. ICRF wall conditioning experiments in the W7-AS stellarator; R. Brakel, D. Hartmann, P. Grigull and W7-AS Team, Journal of Nuclear Materials 29 (2001) 1160
11. Heating, Current Drive and Energetic Particles Studies on JET in Preparation of ITER Operation; J.M. Noterdaeme, R. Budny, A. Cardinali, C. Castaldo, R. Cesario, F. Crisanti, J. deGrassie, D. D'Ippolito, F. Durodie, A.C. Ekedahl, L.C. Ingesson, E. Joffrin, D. Hartmann, J. Heikinen, T. Hellsten, T.T.C. Jones, V. Kiptily, P. Lamalle, X. Litaudon, F. Nguyen, J. Mailloux, M. Mantsinen, M.-L. Mayoral, D. Mazon, F. Meo, I. Monakhov, J.R. Myra, J. Paméla, V. Pericoli, O. Sauter, Y. Sarazin, S. Sharapov, A. Tuccillo, D. Van Eester and EFDA-JET, Fusion Energy, (Lyon, 2002), Vol. IAEA-CN-94, IAEA EX-W1
12. Numerical simulation of ion cyclotron waves in tokamak plasmas; M. Brambilla, Plasma Phys. and Control. Fusion 41 (1999) 1-34
13. Advances in numerical simulations of ion cyclotron heating in non-Maxwellian plasmas; M. Brambilla and R. Bilato, Nucl. Fusion 49 (2009) 085004

ANHANG – LITERATURVERZEICHNIS

14. First ECRH-experiments on the W VII-A stellarator; R.Wilhelm, G. Janzen, G. Müller, et al., Plasma Phys. and Controlled Fusion 26, (1984) 259
15. Wave Absorption and Transport Studies on ECR-Heated Stellarator Plasmas in W VII-A; V. Erckmann, ECRH-Team (IPF Stuttgart) and W7-A Team, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1984 (Proc. 10th Int. Conf. London 1984), Vol 2, IAEA Vienna (1985) 419
16. Electron Cyclotron Resonance Heating Transmission Line and Launching System for the W7-AS Stellarator; V. Erckmann, W7-AS Team, W. Kasperek, G.A. Müller, P.G. Schüller and M. Thumm, Fusion Technology, Vol. 17, (1990), 76
17. H mode of the W 7-AS stellarator, V. Erckmann, F. Wagner, J. Baldzuhn, R. Brakel, et al., Phys. Rev. Letters 70, No.14 (1993), 2086–2089
18. Strong Microwaves in Plasmas; H. Maaßberg, C.D. Beidler, V. Erckmann, U. Gasparino, J. Geiger, H. Laqua, N. Marushchenko, S. Murakami and the W7-AS Team, Editor A.G. Litvak, Inst. of Appl. Physics, Nizhny Novgorod, Russia, Vol.1 (2000) 7-26
19. Resonant and Nonresonant Electron Cyclotron Heating at Densities above the Plasma Cutoff by O-X-B Mode Conversion at the W7-AS Stellarator; H. P. Laqua, V. Erckmann, H.J. Hartfuß, H. Laqua, W7-AS Team, and ECRH Group, Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 3467
20. Electron Cyclotron Heating for W7-X: Physics and Technology; V. Erckmann, P. Brand, H. Braune, G. Dammertz, G. Gantenbein, W. Kasperek, H. P. Laqua, H. Maassberg, N. B. Marushchenko, G. Michel, M. Thumm, Y. Turkin, M. Weissgerber, A. Weller, and the W7-X ECRH- teams at IPP Greifswald, FZK Karlsruhe, and IPF Stuttgart, Fusion Science and Technology, Vol. 52, No.2 (2007) 291-312
21. Electron heat transport in ASDEX Upgrade: experiment and modelling; F. Ryter et al., Nuclear Fusion 43 (2003) 1396
22. Relationship between density peaking, particle thermodiffusion, Ohmic confinement and microinstabilities in ASDEX Upgrade; C.Angioni et al., Physics of Plasmas, 12 (2005) 040701-1
23. Complete suppression of neoclassical tearing modes with current drive at the electron cyclotron resonance frequency in ASDEX Upgrade tokamak; G. Gantenbein et al., Phys.Rev.Lett. 85 (2000) 1242
24. Enhancement of the stabilization efficiency of a neoclassical magnetic island by modulated electron cyclotron current drive in the ASDEX Upgrade tokamak; M. Maraschek et al., Phys.Rev.Lett. 98 (2007) 025005
25. Influence of the heating profile on impurity transport in ASDEX Upgrade; R. Dux et al., Plasma Physics and Contr. Fusion 45 (2003) 1815
26. Sawtooth control experiments in ASDEX Upgrade; A. Mück et al., Plasma Physics and Contr. Fusion 47 (2005) 1633 -1655
27. Status of the new ECRH system for ASDEX Upgrade; F. Leuterer et al., Fusion Engineering and Design, 74 (2005) 199
28. Progress and first results with the new multifrequency ECRH system for ASDEX Upgrade; D. Wagner et al., IEEE Transactions on Plasma Science, 37 (2009) 395



Oberflächenphysik und Materialforschung – Wandprobleme

1. Calculation and experimental test of the cooling factor of tungsten; T. Pütterich, R. Neu, R. Dux et al., Nucl. Fus. 50 (2010) 025012
2. Calculations of Energy-Losses due to Atomic Processes in Tokamaks with Applications to the International Thermonuclear Experimental Reactor Divertor; D. Post, Physics of Plasmas 2 (1995) 2328
3. Sputtering Data; W. Eckstein, C. Garcia-Rosales, J. Roth, W. Ottenberger, Report IPP 9/82 (1993)
4. Chemical Sputtering; W. Jacob, J. Roth, Topics of Applied Physics 110 (Springer, Berlin 2007) 329
5. Plasma-wall interaction: Important ion induced surface processes and strategy of the EU Task Force; J. Roth, E. Tsitrone, A. Loarte, Nuclear Instruments and Methods B258 (2007) 253
6. Ten years of W programme in ASDEX Upgrade – challenges and conclusions; R. Neu et al., Physica Scripta (2009) 014038
7. Tritium inventory in ITER plasma-facing materials and tritium removal procedures; J. Roth et al, Plasma Physics and Controlled Fusion 50 (2008) 103001
8. Deuterium retention in self-damaged tungsten; B. Tyburska, V. Kh. Alimov, O.V. Ogorodnokova, K. Schmid, K. Ertl, Journal of Nuclear Materials 395 (2009) 150
9. High heat flux facility GLADIS: Operational characteristics and results of W7-X pre-series target tests; H. Greuner, B. Böswirth, J. Boscary, P. McNeely, Journal of Nuclear Materials 367-370 (2007) 1444
10. Differential cross-section of the $D(^3\text{He}, p)^4\text{He}$ nuclear reaction and depth profiling of deuterium up to large depths; V. Kh. Alimov, M. Mayer, J. Roth, Nuclear Instruments and Methods B324 (2005) 169
11. Deuterium permeation through Eurofer and α -alumina coated Eurofer; D. Levchuk, F. Koch, H. Maier, H. Bolt, Journal of Nuclear Materials 328 (2004) 103
12. Self passivating W-based alloys as plasma-facing material; F. Koch, S. Köppl, H. Bolt, Journal of Nuclear Materials 386-388 (2009) 572

ANHANG – LITERATURVERZEICHNIS

Ausblick: ITER, DEMO und das erste Kraftwerk

1. <http://www.iter.org>
2. JET Special Issue; JET Team, Fusion Science and Technology 53 (2008) 861
3. Power plant conceptual studies in Europe; D. Maisonnier et al., Nucl. Fusion 47 (2007) 1524



Impressum

Max-Planck-Institut für Plasmaphysik
50 Jahre Forschung für die Energie der Zukunft

Herausgeber:
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik (IPP)
info@ipp.mpg.de
www.ipp.mpg.de

Redaktion: Isabella Milch
Gestaltung: Graphisches Atelier Fenke, München
Druck: FIBO Druck- und Verlags GmbH, Neuried

Copyright 2010
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching und Greifswald
ISBN 978-3-00-031750-7



ISBN 978-3-00-031750-7