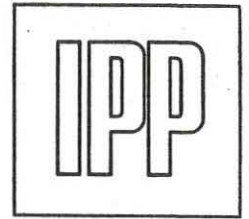


MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

8046 Garching bei München



Telefon: (08 11) 32991

Telegramm: Plasma München

Telex: München 5215808

0-02-08-26

IPP-PRESSEINFORMATION

23.9.1974

Zur 38. Physikertagung 1974 in Nürnberg

"Der Fusionsreaktor : Physikalische und Technische
Probleme "

Vortrag von

Prof. Dr. Rudolf WIENECKE

Wissenschaftlicher Direktor des Max-Planck-Instituts
für Plasmaphysik

Sperrfrist : Montag, den 23.9.1974, 12.00 Uhr

DER FUSIONSREAKTOR : PHYSIKALISCHE UND TECHNISCHE PROBLEME

Rudolf Wienecke

Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching bei München

1. Einleitung

Während es von der Entdeckung der Kernspaltung durch Otto Hahn bis zur Inbetriebnahme des ersten Spaltungsreaktors durch Fermi nur etwa 5 Jahre dauerte, ist es uns trotz größter Anstrengungen in den letzten Jahrzehnten nicht gelungen, Kernverschmelzungsreaktoren zur Gewinnung nutzbarer Energie zu entwickeln. Dabei sind uns diese Prozesse seit mehr als 40 Jahren durch die Untersuchungen von Rutherford und seinen Mitarbeitern bekannt, und wir wissen auch von den Astrophysikern, daß die Energiefreisetzung in den heißen Sternen durch diesen Vorgang erfolgt. Aber auch unter irdischen Verhältnissen ist uns in der Wasserstoffbombe in wenig angenehmer Form demonstriert worden, mit welcher Energietönung die Kernverschmelzung verbunden ist. Der Elementarvorgang eines Fusionsprozesses ist verhältnismäßig einfach und physikalisch verstanden. Man wird sich deshalb fragen, worin nun die Schwierigkeiten liegen, die Fusion, die ganz wesentliche Vorteile gegenüber der Energiegewinnung aus Spaltprozessen besitzt, in den Griff zu bekommen. Um dies zu erläutern, sei zunächst kurz auf die Grundlagen der Fusionsphysik zurückgegangen.

2. Physikalische Grundlagen der Kernverschmelzung

Für einen exothermen Verschmelzungsprozeß kommen nur die leichtesten Atomkerne in Betracht, wie es der Massendefekt zeigt. Insbesondere sind dies die Isotope des Wasserstoffs Deuterium und Tritium (Tab. 1). Deuterium ist in der Natur in ausreichenden Mengen im

Fusionsreaktionen	Brutreaktionen im Lithium (92,6% ${}^7\text{Li}$; 7,4% ${}^6\text{Li}$)
$\text{D} + \text{T} \longrightarrow {}^4\text{He} + \text{n} + 17,58 \text{ MeV}$	
$\text{D} + \text{D} \longrightarrow {}^3\text{He} + \text{n} + 3,27 \text{ MeV}$	
$\text{D} + \text{D} \longrightarrow \text{T} + \text{p} + 4,04 \text{ MeV}$	${}^7\text{Li} + \text{n} \longrightarrow {}^4\text{He} + \text{T} + \text{n}' - 2,47 \text{ MeV}$
$\text{D} + {}^3\text{He} \longrightarrow {}^4\text{He} + \text{p} + 18,34 \text{ MeV}$	${}^6\text{Li} + \text{n} \longrightarrow {}^4\text{He} + \text{T} + 4,78 \text{ MeV}$

Tab. 1

Wasser vorhanden, während das radioaktive Tritium (Halbwertszeit 12 Jahre) künstlich gewonnen werden muß. Dazu bietet sich ein Li-n-Prozeß an, wobei besonders das ^7Li von Bedeutung ist, da es bei Neutroneneinfang unter Bildung von ^4He und ^3T ein weiteres Neutron emittiert, das wieder mit Li reagieren kann (Brutprozeß). Die Reaktionsenergie teilt sich bei allen Prozessen im umgekehrten Massenverhältnis auf die neu entstehenden Teilchen auf.

Zur Verschmelzung zweier Kerne müssen diese gegen die Coulombsche Abstoßungskraft einander so nahe gebracht werden, daß die kurzreichweitigen Kernkräfte zur Wirkung kommen. In einem klassischen Bild ist dazu eine Schwellenergie von etwa 280 keV notwendig. Der Tunneleffekt macht jedoch auch eine Reaktion wahrscheinlich, wenn diese Energie nicht erreicht wird. Die hieraus folgenden statistischen Betrachtungen führen zur Einführung eines Wirkungsquerschnittes für den Fusionsprozeß in Abhängigkeit von der Relativenergie der Reaktionspartner (Abb. 1). Der D-T-Prozeß ist hinsichtlich der Größe des Wirkungsquerschnittes wie auch seiner Abhängigkeit von der Energie vorteilhaft gegenüber dem D-D-Prozeß.

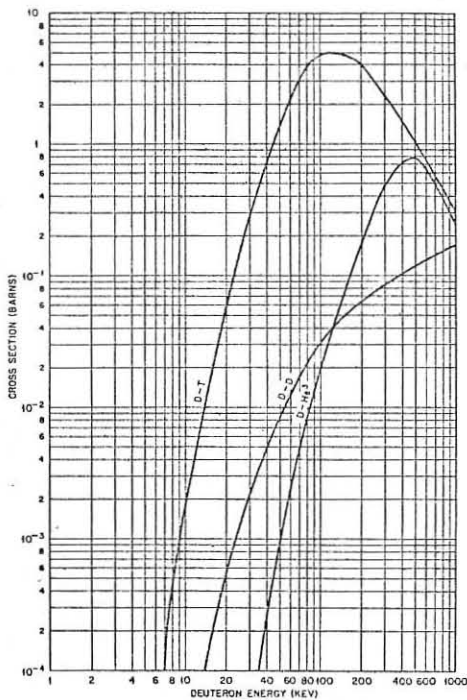


Abb. 1

Bei diesen Betrachtungen darf allerdings nicht außer acht gelassen werden, daß die Fusionsquerschnitte immer um Größenordnungen kleiner sind als die Coulomb-Querschnitte für die elastische Streuung. Alle Versuche, einen Fusionsreaktor auf der Basis zweier entgegengesetzt gerichteter Teilchenstrahlen hoher Energie oder des Beschusses eines Targets mit solchen Strahlen zu bauen, müssen hieran scheitern. Man wird zwar die

Die Abb. 2 zeigt, was schon aufgrund der Wirkungsquerschnitte zu erwarten war, daß die D-T-Reaktion dem D-D-Prozeß erheblich überlegen ist, da bei gleicher Temperatur die Leistungsdichte viel größer ist.

Die Frage nach der notwendigen Einschlußzeit zur Erzielung einer positiven Energiebilanz ist nicht ganz so leicht zu beantworten. Jedes heiße Plasma gibt an seine Umgebung Energie durch Strahlungsprozesse, durch Wärmeleitung und Konvektion ab. Auf die beiden letzten Prozesse kann durch äußere Maßnahmen (Magnetfeld) erheblicher Einfluß genommen werden. Dies gilt nicht für die vom Plasma emittierte Bremsstrahlung, die unter Reaktorbedingungen im Röntgengebiet liegt. Zu einer minimalen Abschätzung der Einschlußzeit kommt man, wenn man als einzigen Verlustmechanismus die Bremsstrahlung zuläßt, deren Leistungsdichte gegeben ist durch :

$$L_S = n_e (n_D + n_T) \cdot g(T) = n^2 \cdot g(T)$$

$$(n_e = n_D + n_T = n) .$$

Macht man nach Lawson nun die Voraussetzung, daß die thermische Energie dem Plasma momentan zugeführt wird, dieses für eine Zeit τ zusammengehalten wird und die während τ abgegebene Bremsstrahlung von außen ersetzt wird, um die Temperatur aufrecht zu erhalten, dann muß für eine positive Energiebilanz gelten :

$$L_S \cdot \tau + 3nkT < \eta (L_R \cdot \tau + L_S \cdot \tau + 3nkT) .$$

Dabei ist die Annahme gemacht, daß die durch Fusion und Strahlung nach außen abgegebene Energie zusammen mit dem thermischen Energieinhalt mit einem Wirkungsgrad η in nutzbare d.h. im allgemeinen in elektrische Energie umgewandelt wird. Setzt man die obigen Beziehungen ein, so kommt man, da sowohl L_S wie L_R proportional zu n^2 sind, zu der Beziehung

$$n\tau \geq \frac{3kT}{\frac{\eta}{1-\eta} h(T) - g(T)}$$

Man sieht, daß es entscheidend auf das Produkt $n\tau$ und nicht auf die Einschlußzeit allein ankommt. Da die Funktionen $h(T)$ und $g(T)$ bekannt sind, läßt sich die Grenzkurve $n\tau = n\tau(T)$ berechnen. Für $\eta = 1/3$ ist dies in der Abb. 3 geschehen. Man sieht, daß der minimal notwendige Wert $n\tau \geq 10^{14} \text{ sec cm}^{-3}$ ist und die geringste Temperatur, auch Zündtemperatur genannt, bei einer D-T-Reaktion $5 \text{ keV} \approx 50 \text{ Millionen K}$ beträgt.

Ähnliche Abschätzungen lassen sich auch mit ungefähr gleichem Ergebnis für einen stationären Betrieb durchführen. Wegen der Minimalabschätzung ist man ganz sicher gezwungen, tiefer in das "Lawson-Gebiet" vorzudringen.

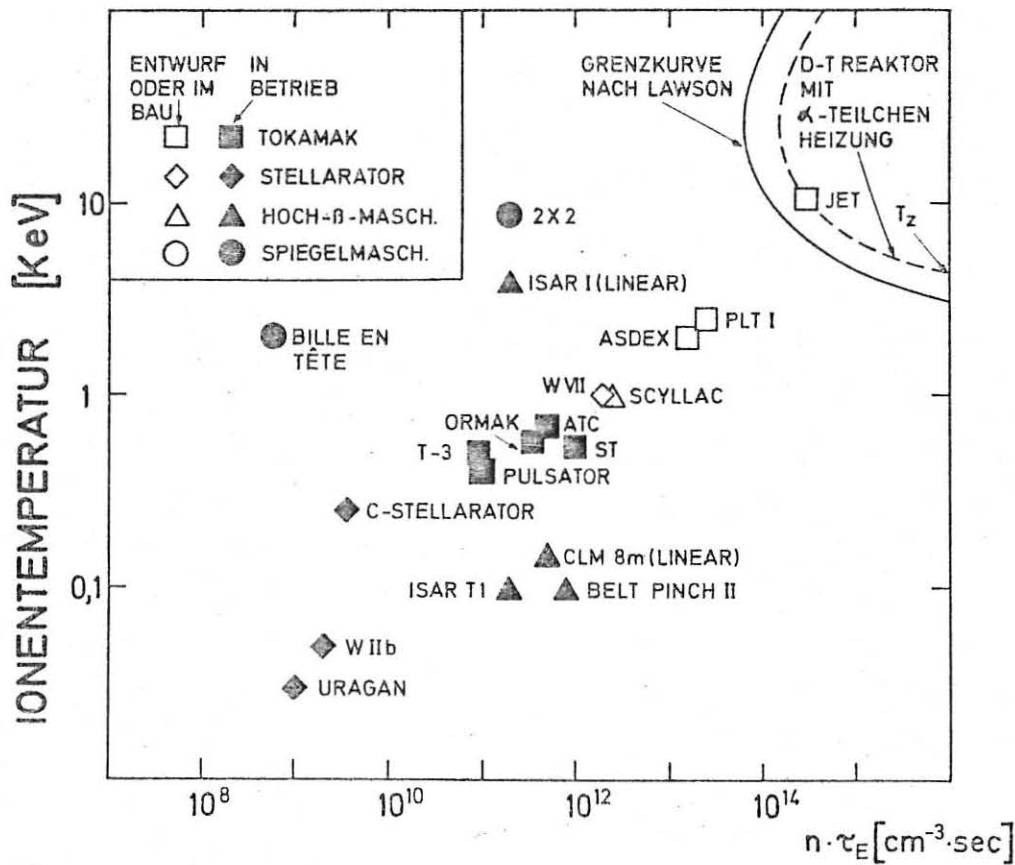


Abb. 3

Die Fragen nach der Erzeugung eines hinreichend heißen Plasmas und der Einschließung für genügend lange Zeit sind von verschiedenen Seiten angegangen worden. Bevor wir uns mit diesen unterschiedlichen Arbeitsrichtungen befassen, seien die Grundeigenschaften eines Plasmas kurz skizziert.

2. Eigenschaften eines Plasmas

Ein vollständig ionisiertes Wasserstoffplasma besteht aus einer gleichen Anzahl von Elektronen und Ionen. Im Gegensatz zu einem normalen Gas besitzt es eine elektrische Leitfähigkeit σ , die proportional zu $T^{3/2}$ mit der Temperatur ansteigt, unabhängig von der Teilchendichte ist und bei 10 Mill K etwa die Werte des Kupfers erreicht. Wegen der Leitfähigkeit können elektrische Ströme fließen und elektromagnetische Kräfte das Plasma beeinflussen.

Für die theoretische Beschreibung eines Plasmas sind zwei extreme Modelle gebräuchlich. Im Einzelteilchenmodell nimmt man an, daß die Ladungsträger sich nahezu unabhängig verhalten und versucht durch Korrekturen die Wechselwirkung der Teilchen untereinander zu berücksichtigen. Dieses Bild ist angemessen, wenn die Dichten niedrig und/oder die Temperaturen hoch sind, da die Coulomb-Querschnitte proportional zu T^{-2} abfallen. Das andere Modell geht von einem Kontinuum aus (magneto-hydrodynamisches Modell). Stöße spielen hier eine entscheidende Rolle, die individuellen Eigenschaften der einzelnen Teilchen treten zurück.

Einzelne Teilchen unterliegen der einfachen Kraftgleichung

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q \vec{E} + q [\vec{v} \times \vec{B}] + \vec{F} .$$

Das elektrische Feld beschleunigt die Teilchen, das Magnetfeld zwingt sie zu einer Gyration mit der Frequenz $\omega_g = \frac{q \cdot B}{m}$. Sind \vec{E} und \vec{B} nicht zueinander parallel, erfahren die Teilchen eine Driftbewegung mit der Geschwindigkeit $\vec{v}_D = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}$, die der Gyration überlagert ist und die unabhängig von der Art der Ladung ist. Sind nicht-elektrische Kräfte (Schwerkraft, Fliehkraft, Gradient eines B-Feldes) vorhanden, so führen diese neben einer allgemeinen Beschleunigung auch zu einer Driftbewegung mit der Geschwindigkeit

$$\vec{v}_D = \frac{\vec{F} \times \vec{B}}{q \cdot B^2}$$

Diese Drift führt zu einer Ladungstrennung und kann daher ein elektrisches Feld erzeugen.

Längs magnetischer Feldlinien sind die Teilchen frei beweglich. In der Querrichtung sind sie an die magnetischen Feldlinien gebunden, so lange sie nicht durch Stöße darin gestört werden. Wir haben daher ein anisotropes Verhalten eines Plasmas im Magnetfeld vorliegen. Dies wirkt sich insbesondere auf alle Transportvorgänge aus. Ein Maß für die Einflußnahme des Magnetfeldes auf die Vorgänge quer zu einem Magnetfeld ist durch das Verhältnis von Gyrationfrequenz zur Stoßfrequenz ν oder zur mittleren Stoßzeit τ gegeben.

Für ein nicht zu kleines Verhältnis $\omega_g / \nu = \omega_g \tau$ findet man eine Abhängigkeit der Transportkoeffizienten vom Magnetfeld in der Form :

$$A_{\perp} = \frac{A_{\parallel}}{\omega_g^2 \tau^2} \sim \frac{A_{\parallel} \nu^2}{B^2} \sim \frac{A_{\parallel} n^2}{T^3 B^2} \sim \frac{A_{\parallel} p^2}{T^5 B^2} .$$

Mit steigendem B, wachsender Temperatur und abnehmender Teilchenzahl oder Druck reduzieren sich diese Koeffizienten. Dies gilt insbesondere für die Diffusion und gibt die Möglichkeit, ein Plasma hinreichend lange einzuschließen oder in einem stationären Fall die Teilchenverluste so herabzudrücken, daß sie durch neue Teilchen von außen ersetzt werden

können.

Als Kontinuum betrachtet gilt für die Bewegungsgleichung

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = - \text{grad } p + [\vec{j} \times \vec{B}] .$$

Für die Stromdichte \vec{j} kann man schreiben :

$$\text{rot } \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \quad (\text{Verschiebungsstrom vernachlässigt}).$$

Dies ergibt mit einer Umformung

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = - \text{grad} \left(p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) + \frac{1}{\mu_0} (\vec{B} \text{ grad}) \vec{B}$$

Ist kein Vektorgradient vorhanden, oder ist er klein gegenüber den übrigen Termen, so gilt

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = - \text{grad} \left(p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right)$$

Das Magnetfeld verhält sich wie der Druck. Durch Gradienten von p und $\frac{B^2}{2\mu_0}$ können Plasmen beschleunigt und ihnen damit Energie zugeführt werden. Im stationären Fall folgt aus

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = 0$$

$$p_1 + \frac{B_1^2}{2\mu_0} = p_2 + \frac{B_2^2}{2\mu_0} = \text{const.}$$

Dies zeigt, daß ein Plasma durch ein Magnetfeld eingeschlossen werden kann. Im Extremfall kann ein Gleichgewicht zwischen gaskinetischem Druck p im Inneren und magnetischem Druck an der Außenseite des Plasmas existieren : $p_i = B_A^2 / 2\mu_0$

Man definiert einen Parameter β

$$\beta = \frac{p_i}{p_A + B_A^2 / 2\mu_0} \quad 0 \leq \beta \leq 1$$

und unterscheidet entsprechend dieser Definition zwischen Niedrig- und Hoch- β -Plasmen, je nachdem ob β näher bei Eins oder Null liegt. Ein endliches β kann nur aufrecht erhalten werden, wenn im Plasma Ströme fließen.

Das Ohmsche Gesetz für ein Plasma lautet in einer häufig benutzten Form :

$$\vec{j} = \sigma \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} - \frac{1}{n_e e} \vec{j} \times \vec{B} \right) - \frac{1}{v} \frac{d\vec{j}}{dt} .$$

Der letzte Term der rechten Seite ist bestimmend für das Hochfrequenzverhalten des Plasmas.

In dieser kurzen, nicht vollständigen Weise sind die Wechselbeziehungen eines Plasmas mit der Elektrodynamik aufgezeigt, die die Grundlage für die Heizung und den magnetischen Einschluß eines Plasmas darstellen.

Wie hat man nun von diesen Möglichkeiten Gebrauch gemacht ?

Dazu hat es in den letzten Jahrzehnten eine Vielzahl von Vorschlägen gegeben. Nur wenige sind übrig geblieben, die die Aussicht versprechen, zu einem Fusionsreaktor zu führen.

3. Anordnungen mit magnetischem Einschluß

3. 1. Spiegelmaschinen

Wegen der großen freien Weglängen der Teilchen parallel zum magnetischen Feld können lineare Anordnungen nur mit besonderen Hilfseinrichtungen Aussicht auf Erfolg haben. In der Spiegelmaschine wird dies mit einer starken Erhöhung des B-Feldes an den Enden eines im mittleren Teil der Apparatur mehr oder weniger homogenen Magnetfeldes versucht. Um diese Konfiguration mit Plasma zu füllen, schießt man senkrecht zur Achse einen Strahl hochenergetischer Deuterium- und Tritium-Atome ein, die durch Stöße mit dem Restgas ionisiert werden (Abb. 4).

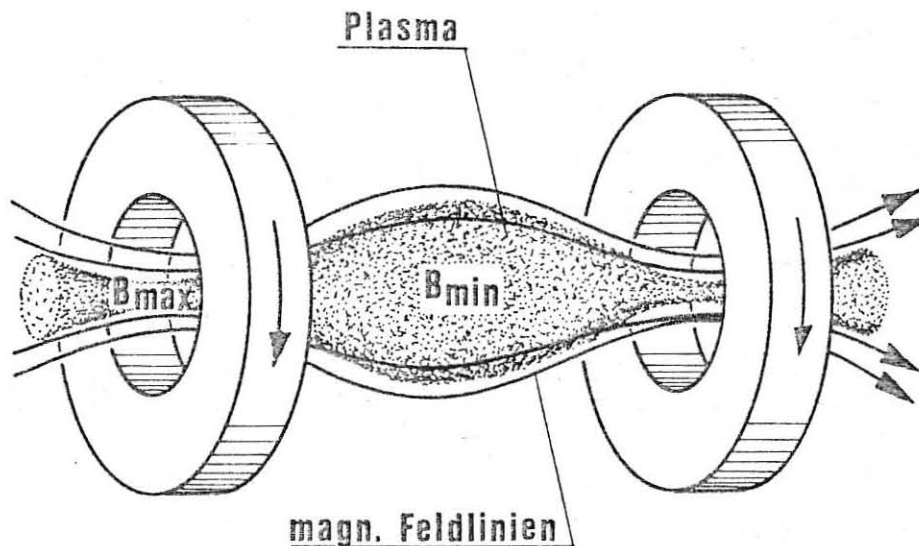


Abb. 4

Bei der nun einsetzenden Gyrationbewegung nähern sich die Ladungsträger entsprechend ihrer Geschwindigkeitsverteilung parallel und senkrecht zum Magnetfeld auch den "Flaschenhälsen". Durch den Anstieg des B-Feldes erhöht sich dabei ihre Gyrationfrequenz und damit auch ihre Energie senkrecht zum Feld. Dies kann nur auf Kosten der "Parallel-Energie" gehen, da keine Energie mehr zugeführt wird. Die Teilchen werden dadurch in ihrer Parallelbewegung abgebremst. Dies kann so weit gehen, daß die gesamte "Parallel-Energie" aufgezehrt und in "Senkrecht-Energie" umgewandelt wird. Das Teilchen bleibt dann stehen und kehrt seine Bewegungsrichtung um; es ist reflektiert worden. Nur die Teilchen, deren Geschwindigkeitsvektor im mittleren Teil der Anordnung innerhalb eines Kegels um die magnetische Achse liegen, dessen Öffnungswinkel bestimmt ist durch die Beziehung

$$\sin \theta = \left(\frac{B_0}{B_M} \right)^{1/2},$$

besitzen genügend "Parallel-Energie" um die Anordnung zu verlassen.

Diese Teilchenverluste haben zwei unterschiedliche Wirkungen. Einmal geht ein Teil der eingeschossenen Energie verloren. Zum anderen wird die Verteilungsfunktion der Teilchen erheblich gestört. Dies gibt Anlaß zu den "loss-cone"-Instabilitäten, die nur durch weitere Zusatzmaßnahmen unterdrückt werden können. Allerdings haben die Stöße der Teilchen untereinander die Tendenz, dieses "Loch" in der Verteilungsfunktion wieder auszugleichen. Die Spiegelmaschine kann daher nur arbeiten, wenn fortlaufend neue Teilchen von außen eingeschossen werden. Aus energetischen Gründen ist es außerdem notwendig, daß die Energie der entweichenden Teilchen zu mindestens 90 % zurückgewonnen wird.

Spiegelmaschinen werden zur Zeit in Europa nicht untersucht. Die Arbeitsgruppe in Livermore hat in letzter Zeit hoffnungsvolle Erfolge erzielt. Die Verluste an Teilchen bewegen sich in der Nähe der "klassisch" bestimmten Werte. Instabilitäten, die zeitweise große Schwierigkeiten bereiteten, scheinen durch zusätzliche Multipolfelder nahezu überwunden zu sein. Injektoren genügender Leistungsfähigkeit liegen im Bereich des Möglichen und auch bei der Energierückgewinnung der ausströmenden Teilchen sind in letzter Zeit etwa 80 % erreicht worden (Tab. 2).

Tabelle 2

Name u. Ort	B_{max} [T]	Spiegel- verh.	Spiegel- abstand [m]	n [m^{-3}]	τ [msec]	T_e [eV]	T_i [eV]
2 X II (Liverm.-USA)	0,65	2,0	1,0	$6 \cdot 10^{19}$	3,5	80-250	1000-10000
P R 6 (Moskau-UdSSR)	0,60	2,4	1,0	$3 \cdot 10^{18}$	0,3	3-15	50-250
DECA II B (F-a-R) Frankr.	0,63	1,8	1,2	$3 \cdot 10^{17}$	1,5		500-700
Bille en Tête (FaR) Frankr.	0,38	1,9	1,0	$6 \cdot 10^{17}$	1,0		2000

3. 2. Tokamaks und Stellaratoren

Endverluste lassen sich vermeiden, wenn die magnetischen Feldlinien das Reaktionsvolumen nicht verlassen. Dies läßt sich nur erreichen, wenn man zur topologischen Struktur eines Torus übergeht. Das Grundmagnetfeld wird durch äußere auf den Torus gewickelte Spulen parallel zur Achse erzeugt und fällt mit $1/R$ ($R =$ großer Torusradius) von innen nach außen ab. Damit handelt man sich neue Schwierigkeiten ein. Füllt man eine solche Anordnung mit einem Plasma, so tritt die gefürchtete Torusdrift auf, die durch den Gradienten des B-Feldes und die Fliehkraft der längs der Feldlinien sich bewegenden Teilchen zunächst eine Ladungstrennung und damit den Aufbau eines elektrischen Feldes senkrecht zur Torusebene bewirkt. Dieses Feld führt dann mit dem B-Feld zur $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift, die das Plasma gegen die äußere Wand treibt. Das Plasma besitzt in dieser einfachen Anordnung keine Gleichgewichtslage. Um sie zu erzwingen, muß man die magnetischen Feldlinien tordieren, so daß sie eine schraubenförmige Struktur erhalten. Dann kann nämlich längs dieser Feldlinien ein fortwährender Ladungsausgleich erfolgen und damit das Raumladungsfeld weitgehend unterdrückt werden. Jede einzelne Feldlinie läuft jetzt nach einem Umlauf nicht mehr in sich zurück, sondern ist um einen bestimmten Winkel ι , die Rotationstransformation, versetzt. Da sich diese Versetzung bei jedem Umlauf wiederholt, spannt jede Feldlinie im allgemeinen eine "magnetische Fläche" auf, die gleichzeitig eine Fläche konstanten Drucks ist. Die Erzeugung einer Rotationstransformation erfolgt experimentell auf zwei unterschiedliche Weisen.

Im Tokamak, der in der UdSSR entwickelt worden ist und dem man zur Zeit eine große Chance im Hinblick auf die Fortentwicklung zu einem Fusionsreaktor gibt, induziert man längs

der Torusachse einen starken elektrischen Strom, der gleichzeitig das durch Vorionisation erzeugte Plasma heizt (Abb. 5). Das poloidale Eigenmagnetfeld addiert sich zum von

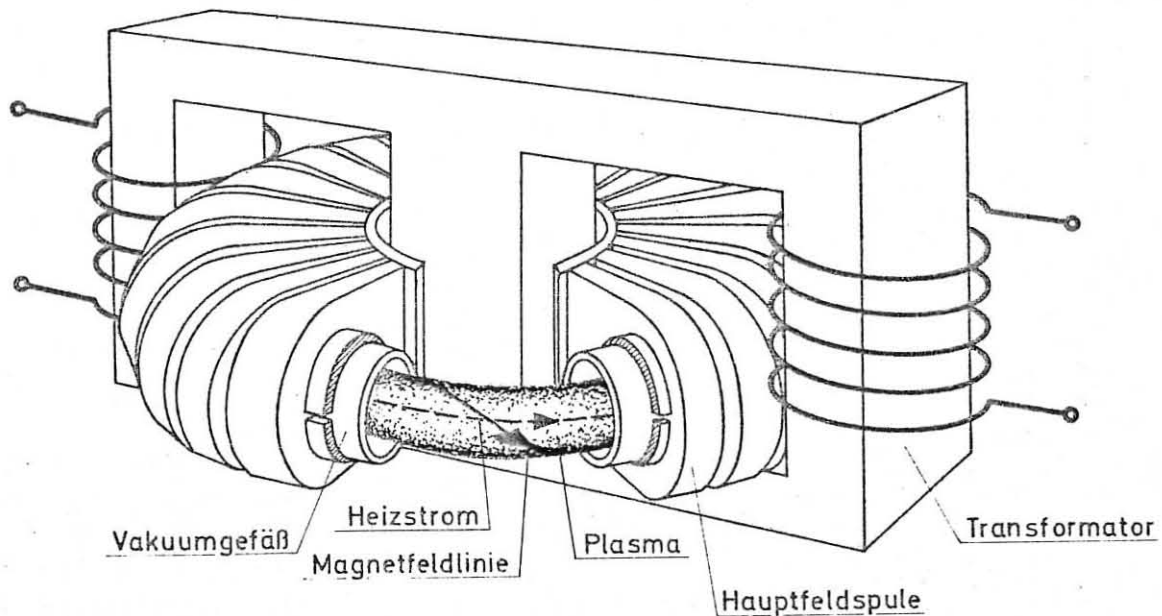


Abb. 5

außen angelegten toroidalen Feld und sorgt so für die gewünschte Rotationstransformation.

Im Stellarator, der in den USA seinen Ursprung hat, wird die notwendige Rotationstransformation durch Leiterpaare erzeugt, die helikal auf die äußere Wand des Torus gewickelt sind und von entgegengesetzt gerichteten starken Strömen durchflossen werden (Abb 6). Je nach der Zahl der Leiterpaare unterscheidet man zwischen $l = 1$; $l = 2$; $l = 3$ -Stellaratoren.

Grundsätzlich gemeinsam ist beiden Maschinen, daß sie bei niedrigem β arbeiten und deshalb plasmaphysikalisch ähnliche Probleme besitzen. In ihrer Arbeitsweise sind sie aber doch durch erhebliche Unterschiede geprägt.

Beim rotationssymmetrischen Tokamak ist zunächst die Rotationstransformation abhängig vom induzierten Strom und seinem zeitlichen Verlauf. Ein Tokamak kann aus diesen Gründen nicht stationär arbeiten und man kann auf seine Rotationstransformation während des Ablaufs der Entladung nur schwer Einfluß nehmen. Der Stellarator dagegen bietet die Möglichkeit zu einem stationären Betrieb, da die Rotationstransformation von außen erzeugt und unabhängig geregelt werden kann. Damit besitzt der Stellarator einen Freiheitsgrad mehr, obwohl nicht

ausdrücken und dem Plasma turbulenzartiges Verhalten aufprägen, starke Einflüsse auf das Diffusionsverhalten ausüben. Deswegen ist es heute eine der Hauptaufgaben der Theorie, sich mit dem Mikrogesehen innerhalb des Plasmas und seines Einflusses auf das Confinement zu beschäftigen und die Gesetzmäßigkeiten zu ergründen, wie die Skalierung zu erfolgen hat, wenn man zu höheren Temperaturen übergeht. Hier sind in den letzten Jahren bedeutende Fortschritte erzielt worden, und es besteht ein begründeter Optimismus bei Erhöhung der Temperatur ein Plasma zu erzeugen, das den Bedingungen eines Reaktors entspricht. Nach dem gegenwärtigen Stand unserer Kenntnisse ist zu erwarten, daß die Diffusionskoeffizienten etwa eine Abhängigkeit von der Stoßfrequenz haben werden, wie es die Abb. 7 zeigt. Im

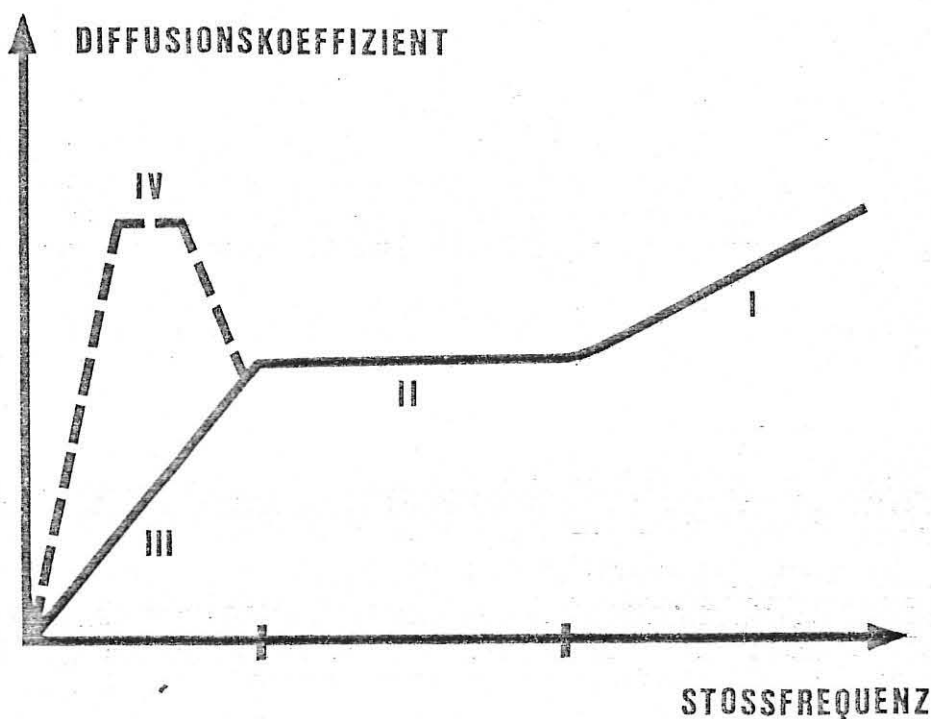


Abb. 7

Bereich I ist das Plasma weitgehend stoßbestimmt. Hier folgt der Diffusionskoeffizient modifiziert für eine Torusgeometrie dem klassischen Verhalten (Pfirsch-Schlüter-Bereich). Der Bereich II ist ein Zwischenbereich, in dem die freien Weglängen vergleichbar werden mit dem Abstand zwischen den auch im Inneren eines Torus vorhandenen Spiegeln. Im Bereich III schließlich, dem "Bananengebiet", sind manche Teilchen in den Spiegeln des B-Feldes gefangen.

Alle gegenwärtigen Tokamaks arbeiten in einem Dichtebereich von etwa 10^{13} cm^{-3} . Die höchsten Plasmaströme sind gegenwärtig im TFR in Frankreich mit 300 kAmp erreicht worden. Die letzten Ergebnisse sind sehr ermutigend, es hat sich keine Abweichung von dem erwarteten Verhalten eingestellt.

Ein großes Problem stellt gegenwärtig noch der materielle Limiter dar, eine Blende, die den Torusquerschnitt verringert und damit die radiale Ausdehnung des Stromkanals begrenzt. Der Limiter gibt Anlaß zu Verunreinigungen, die aufgrund der damit verbundenen erhöhten Strahlungsverluste die Temperatur begrenzen können.

Um zu höheren Temperaturen und längeren Einschlußzeiten zu gelangen, kommt man nicht umhin, größere Maschinen zu bauen. Gegenwärtig ist eine Reihe solcher Anordnungen im Bau oder in der Planung, wie es Abb. 8 zeigt.

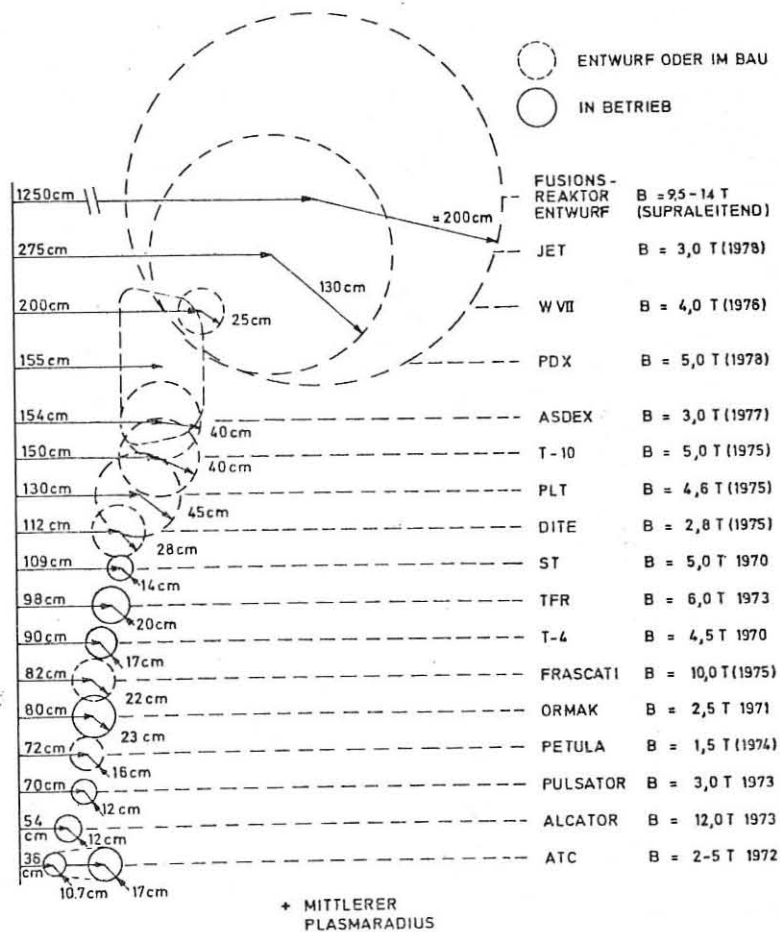


Abb. 8

Die in der europäischen Gemeinschaft assoziierten Fusionslaboratorien planen zur Zeit einen großen Tokamak, der es ermöglichen soll, in das für einen Reaktor relevante Gebiet der Plasmaparameter vorzudringen. Wir in Garching konstruieren gegenwärtig eine mittlere Tokamak-Anordnung zur Untersuchung der Frage, ob der materielle durch einen magnetischen Limiter ersetzt werden kann. Hierzu sind geeignet erzeugte Magnetfeldkonfigurationen sehr wahrscheinlich in der Lage, die gleichzeitig auch dazu benutzt werden können, die von den Wänden kommenden Verunreinigungen abzufangen und wieder nach außen abzuführen. In der

KFA Jülich ist ein Tokamak-Experiment in Vorbereitung, das speziell für Untersuchungen der Wechselwirkung des Plasmas mit der Wand vorgesehen ist. Stellaratoren werden gegenwärtig nur in der UdSSR, Großbritannien und bei uns in Garching untersucht. Nach vielen Schwierigkeiten ist es in den letzten Jahren gelungen, auch hier bedeutende Fortschritte zu erzielen. Insbesondere in unserer relativ kleinen Anordnung WENDELSTEIN W II b wurde der Nachweis erbracht, daß auch in Stellaratorgeometrie bei Ohmscher Heizung nahezu klassisches Verhalten erreicht werden kann und nicht die sogenannte "Bohm-Diffusion" mit ihrer fatalen Wirkung das Geschehen bestimmt (Abb. 9). Wir sind sehr hoffnungsvoll, daß

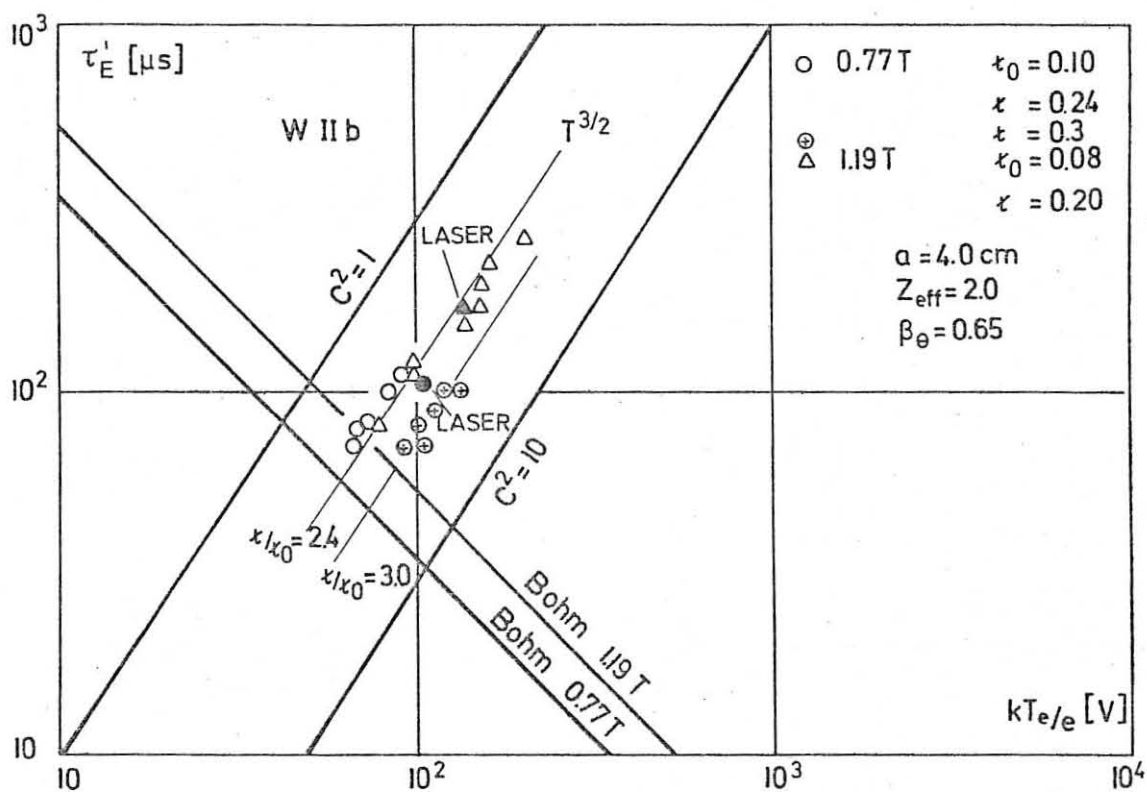


Abb. 9

sich diese Entwicklung fortsetzt, wenn unsere große Anordnung WENDELSTEIN W VII im nächsten Jahr in seiner ersten Stufe in Betrieb geht. Insbesondere sind wir daran interessiert, unter Ausnutzung der Stellarator-Vorteile die verschiedensten Heiz- und Nachfüllmechanismen zu studieren. Neben der Ohmschen Heizung, die ein Targetplasma liefern soll, sind der Einschub von energiereichen Neutralteilchenstrahlen und Clustern (in Zusammenarbeit mit der GfK), die Plasmaerzeugung durch Beschub kleiner fester Wasserstoffkugeln mit intensiven Laserstrahlen und eine HF-Heizung vorgesehen. Dazu wird gegenwärtig gemeinsam mit der CEA in Grenoble ein Vorexperiment aufgebaut, das speziell zum Studium der HF-Heizung dient. Wir glauben, daß wir durch die Stellaratorexperimente auch wesentliche Bei-

träge zur Entwicklung des Tokamaks liefern können und betrachten daher beide Arten von Experimenten eng miteinander verbunden.

3. 3. Hoch- β -Experimente

In der Fusionsforschung ist man neben der Entwicklung von Niedrig- β -Anordnungen einen zweiten, in der Methodik sehr verschiedenen Weg gegangen, bei dem die Heizung des Plasmas auf hohe Temperaturen zunächst mehr im Vordergrund stand als der Einschluß. Diesen als Pinch-Anordnungen bekannten Experimenten liegt folgendes Prinzip zugrunde : Läßt man durch eine einwindige gegenüber dem Durchmesser lange Spule einen stark ansteigenden Strom fließen, so wird an der Innenseite des in der Spule liegenden zylinderförmigen Entladungsgefäßes eine hohe Spannung induziert, die zum Gasdurchbruch und Aufbau eines Entladungsstromes führt (Abb. 10). Der im Plasma fließende Strom verhindert ein Eindringen

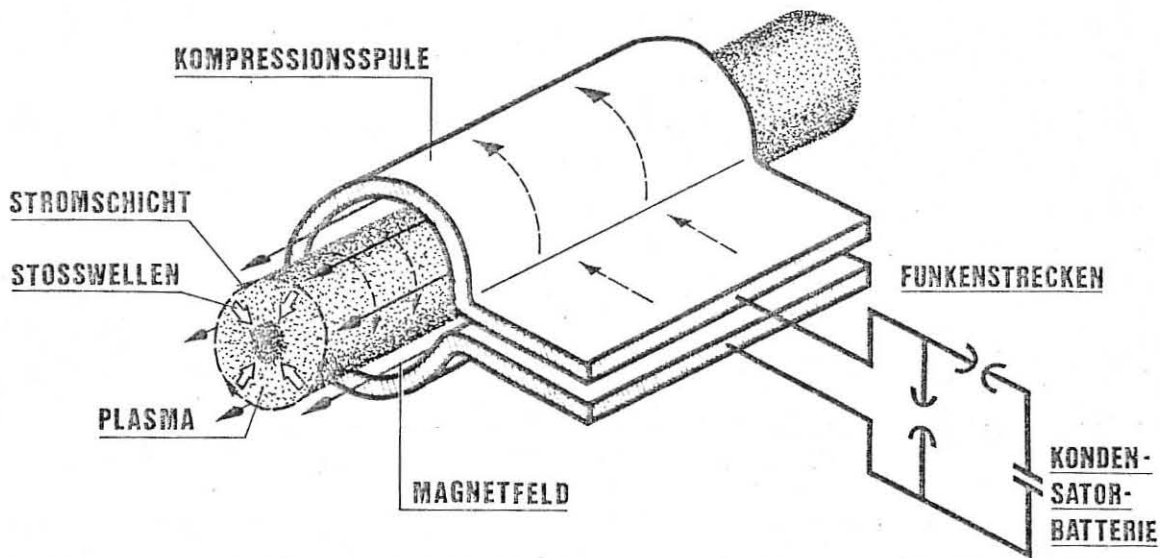


Abb. 10

des anwachsenden Magnetfeldes in das Innere des Gefäßes. Der dadurch an der Außenseite des Plasmas entstehende magnetische Druck treibt das Plasma sehr schnell zur Mitte des Gefäßes. Die implodierende Plasmaschicht kann dabei eine Geschwindigkeit erreichen, die ein Vielfaches der Schallgeschwindigkeit beträgt. Infolgedessen ist dieser Kompressionsvorgang mit einer Stoßwellenheizung verbunden, die insbesondere den Ionen hohe Energie zuführt. Aber auch das weiter ansteigende B-Feld heizt durch adiabatische Kompression das Plasma

weiter auf. Da im Idealfall im Inneren des Plasmas kein B-Feld vorhanden ist, liegt ein β von 1 vor. Praktisch wurden in solchen Anordnungen, die vorwiegend in Los Alamos, Culham, Jülich und Garching untersucht wurden, Temperaturen von etwa 50 Mill. K bei Teilchendichten im Bereich zwischen $10^{14} - 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ und β -Werten zwischen etwa 0,5 und 1 erreicht. Bei der linearen Anordnung des Θ -Pinches sind die Teilchen hinsichtlich ihrer radialen Bewegung durch das Magnetfeld eingeschlossen. Axial können sie frei mit Schallgeschwindigkeit ausströmen. Die damit verbundene Entlastungswelle erreicht nach kurzer Zeit die Mitte des Entladungsrohres. Man kann zwar auch hier durch Aufbringen von Spiegeln an den Enden dem Abströmen entgegenwirken. Dadurch handelt man sich aber wieder neue Schwierigkeiten hinsichtlich der Stabilität ein. Die lineare Plasmasäule ist gegenüber Störungen endlicher Wellenlängen magneto-hydrodynamisch stabil, jedoch ist eine seitliche Versetzung der gesamten Plasmasäule möglich. Dies bedeutet, daß die Homogenität des einschließenden Magnetfeldes außerordentlich hoch sein muß, um die seitliche Drift des Plasmas zu vermeiden. Gelegentlich wird auch eine Rotation des Plasmas beobachtet, die wahrscheinlich durch Endeffekte verursacht wird. Die Diffusion quer zum Magnetfeld verläuft nahezu klassisch. Abschätzungen zeigen, daß bei den bisher erreichten Einschlußzeiten dieses lineare Konzept kaum zu einem Reaktor führen kann, da die Länge einer solchen Anordnung im Bereich von Kilometern liegen würde. Deshalb geht man auch hier zu Torusanordnungen über, wobei man sich ähnliche Schwierigkeiten wie bei den Niedrig- β -Maschinen einhandelt. ISAR T 1 ist es durch außen angebrachte helikale Windungen gelungen, die toroidale Drift des Plasmas gegen die Wand zu verhindern. Durch den Einfluß der helikalen Ströme verformt sich das Plasma ebenfalls helikal und durch geeignete Wahl der Parameter läßt sich ein Gleichgewichtszustand erreichen. Allerdings entwickelt das Plasma eine $m = 1$ - Instabilität, die den Plasmaring als Ganzes gegen die Wand driften läßt. Die beobachteten Anwachsrate sind mit der Theorie in Übereinstimmung. Es ist in einem vorgesehenen Experiment geplant, diese Instabilitäten durch Einfluß der Wände zu unterdrücken.

Die Methode der schnellen magnetischen Kompression wird im Screw-Pinch auf eine axial-symmetrische Konfiguration angewandt, die in Abb. 11 dargestellt ist. Ein zweifach geschlitzter Metallmantel dient sowohl zur Erzeugung eines toroidalen Magnetfeldes wie auch zur Induktion eines toroidalen Stromes. Dazu werden zwei voneinander unabhängige Energieversorgungen benutzt, die verschieden programmiert werden können. Dadurch lassen sich ganz verschiedenartige schraubenförmige Magnetfeldkonfigurationen erzeugen, bei denen z.B. auch das toroidale Magnetfeld während des Versuchs seine Richtung ändern kann. Eine besondere Form des Screw-Pinches ist der sowohl in Jülich wie auch in Garching unter-

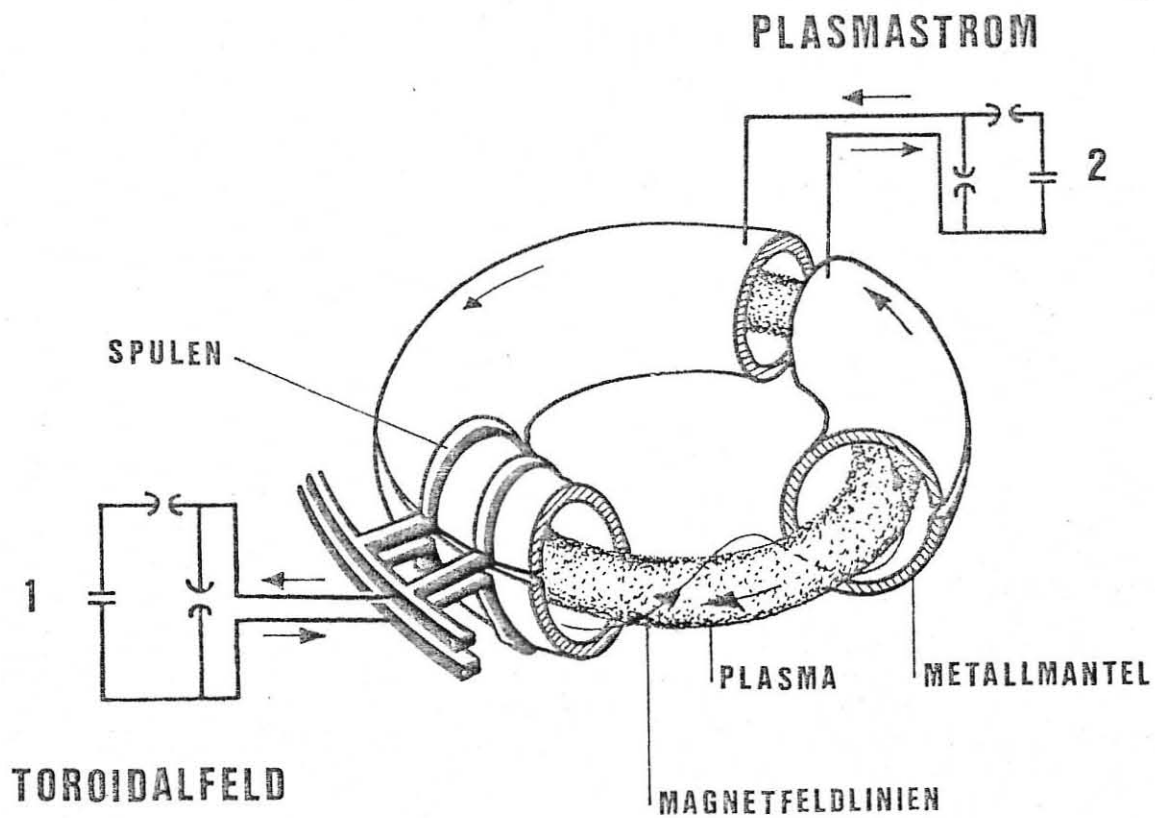


Abb. 11

suchte Belt-Pinch, bei dem der kleine Torusquerschnitt nicht kreisförmig sondern in der Richtung parallel zur Hauptachse ellipsenähnlich verformt ist. Ihrer Konzeption nach liegt diese Anordnung, die ein relativ hohes β erlaubt, zwischen einem Tokamak und einer toroidalen Θ -Pinch Anordnung. Der elongierte Querschnitt besitzt hinsichtlich der Stabilität des Plasmas gewisse Vorteile. Dies drückt sich insbesondere durch die Möglichkeit aus, höhere toroidale Ströme zu verwenden.

4. Trägheitseinschluß

Neben den drei Richtungen, die auf den magnetischen Einschluß eines Plasmas bauen, ist das ganz andersartige Prinzip des Trägheitseinschlusses in den letzten 2 Jahren hochaktuell geworden. Die Idee zu diesem Konzept ist sehr einfach. Man führe einer kleinen Kugel aus festem DT mit Hilfe eines Hochleistungslasers so viel Energie zu, daß der Festkörper auf Fusionstemperaturen aufgeheizt wird. Ehe das Material mit seiner thermischen Geschwindigkeit abgeströmt ist, müssen so viel Reaktionen stattgefunden haben, daß eine positive Energie-

bilanz erreicht wird. Eine Durchrechnung dieses Modells zeigt, daß eine Lichtenergie von $10^8 - 10^9$ Joule in einer Zeit von wenigen Nanosekunden einem Pellet zugeführt werden muß, wobei bei normaler Festkörperdichte ein Radius des Pellets von etwa 1 cm notwendig ist. Diese Forderungen sind mit unseren heutigen Möglichkeiten unerfüllbar. Gelingt es aber, den Festkörper wesentlich über seine Festkörperdichte zu komprimieren, so geht in diesem Maße die Einschlußzeit herunter. Damit wird auch der notwendige Pelletradius geringer und die aufzubringende Laserenergie sinkt beträchtlich. 1972 bekannt gewordene amerikanische Rechnungen zeigen, daß dies in der Tat möglich ist. Beschießt man ein Pellet gleichförmig mit Laserlicht, so bildet sich in kurzer Zeit an seiner Oberfläche eine dichte Plasmaschicht, die einen großen Teil des Laserlichts absorbiert, dabei selbst aufgeheizt wird und gegen die Richtung des einfallenden Lichtes abzufließen beginnt (Abb. 12). Wegen des Rückstoßeffektes läuft in den Festkörper eine Stoßwelle hinein, die das feste Material verdichtet und aufheizt. Ein Teil der im Plasma absorbierten Energie wird durch Wärmeleitung gleichzeitig an den Festkörper abgegeben und trägt zur weiteren Ablation an der Oberfläche bei. Formt man den Laserimpuls zeitlich so, daß sich eine Folge hintereinander her laufender Stoßwellen so ausbildet, daß alle etwa zur gleichen Zeit das Pellet-Zentrum erreichen, so ist nach

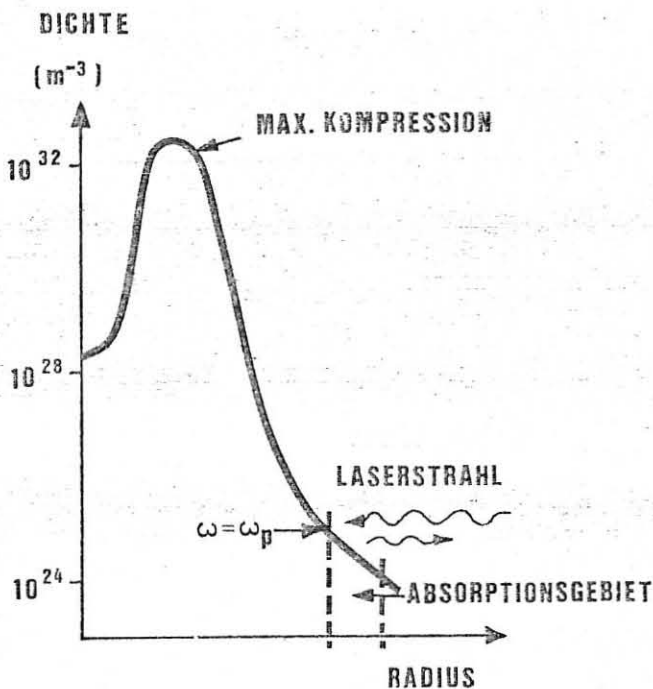


Abb. 12

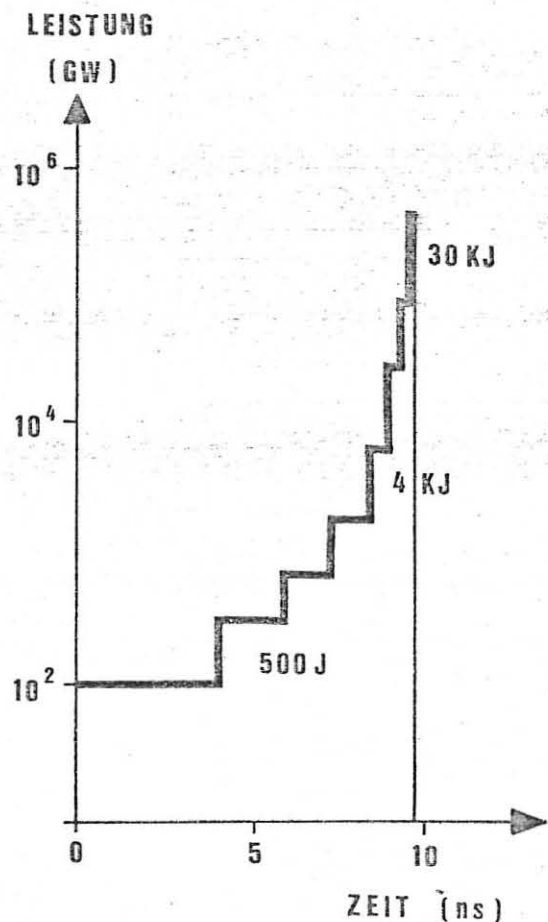


Abb. 13

den Rechnungen eine Verdichtung des Materials bis auf das 10^4 -fache der Normaldichte möglich. Dies setzt die notwendige Laserenergie auf $10^5 - 10^6$ Joule herab. Die Entwicklung derartiger Impulslaser scheint nicht unmöglich zu sein. In Abb. 13 ist für ein Beispiel die notwendige Impulsform berechnet. Man sieht die außerordentlichen Forderungen an das Lasersystem besonders in der letzten Phase des Impulses.

In den letzten Jahren sind auf diesem von der Physik her faszinierenden Gebiet ganz erhebliche Fortschritte gemacht worden. Man ist heute in der Lage, Impuls-Lasersysteme mit einer Energie zwischen 1 kJ und 10 kJ zu betreiben. Der Mechanismus der Absorptionsvorgänge wird verständlicher und Experimente in der UdSSR und den USA zeigen die Existenz einer starken Kompression. Trotzdem ist eine Reihe physikalischer Fragen offen. Insbesondere stellt die Wechselwirkung des Lichtes mit dem Plasma noch zahlreiche Probleme. Um einen Reaktor nach diesem Prinzip zu bauen, liegt ein weiter Entwicklungsweg vor uns, der auch Ausstrahlungen auf andere Gebiete von Physik, Chemie und Technik haben wird.

5. Technologie des Fusionsreaktors

Die Lösung aller physikalischen Probleme wäre vergebens, wenn nicht auch parallel dazu die durch einen Fusionsreaktor gestellten technischen Probleme gelöst wären. Um sie aufzufinden sind Konzeptentwürfe notwendig, die das ganze System in Betracht ziehen und die Kernprobleme offenlegen. Auch wirtschaftliche Betrachtungen müssen dabei eingeschlossen sein.

Solche Studien sind in letzter Zeit von verschiedener Seite durchgeführt oder in Angriff genommen worden, wobei die Tokamak-Anordnung eindeutig bevorzugt ist. Da andere Systeme ganz ähnliche Anforderungen an die Reaktortechnik stellen, scheint es gegenwärtig kein besonderer Nachteil zu sein, wenn man sich zunächst auf eine Richtung konzentriert, die speziellen Anforderungen anderer Arbeitsweisen aber nicht aus dem Auge läßt. Nur der Laser-Reaktor macht hier eine Ausnahme, da seine Verwirklichung zum Teil sehr andersartige technische Forderungen stellt. In Abb. 14 ist in einem Flußdiagramm die Funktionsweise eines Fusionsreaktors skizziert. Im Kern des Reaktors wird die Energie freigesetzt, die vorwiegend durch die Neutronen und Strahlung nach außen abgegeben und im aus Lithium bestehenden Blanket absorbiert wird. Die Wärme wird durch Konvektion des Lithiums einem konventionellen Kraftwerk zugeführt, nachdem vorher das erbrütete Tritium abgetrennt worden ist. Dieses wird zusammen mit dem Deuterium dem Reaktionsvolumen wieder zugeführt.

Sieht man sich ein solches Konzept etwas näher an (Abb. 15), so wird das heiße Plasma zunächst von einer ersten Wand umgeben, die der vollen Strahlenbelastung ausgesetzt ist.

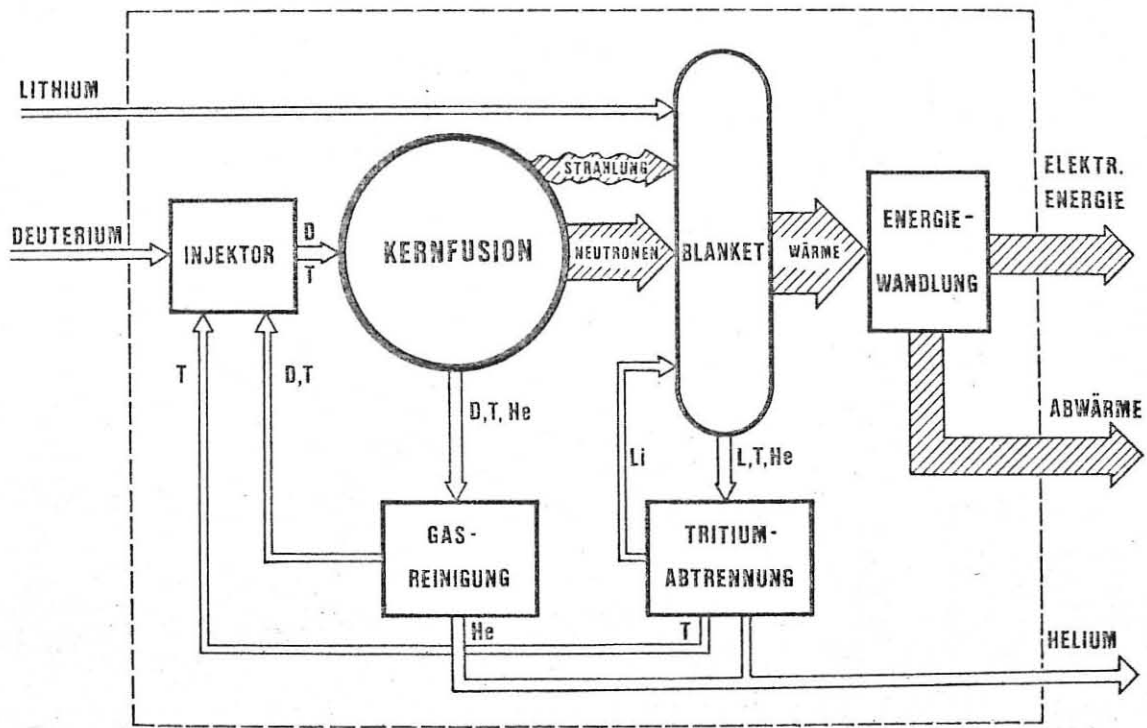


Abb. 14

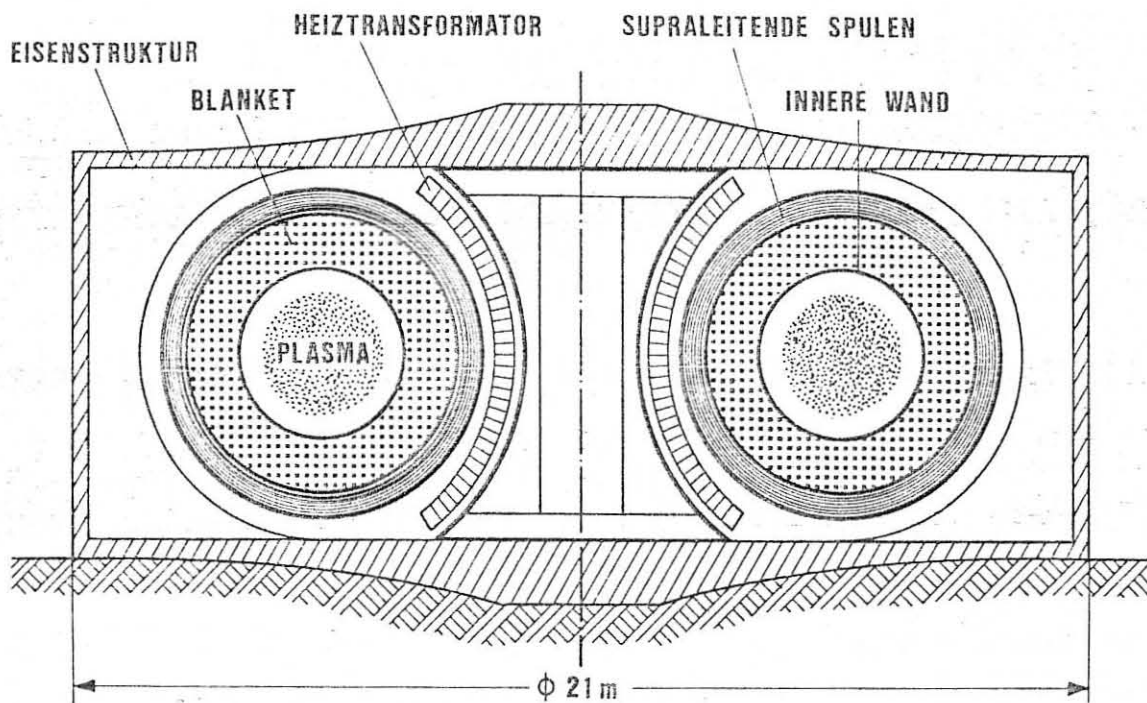


Abb. 15

Sie hat das notwendige Vakuum sicherzustellen. Die nächste Schicht besteht aus dem Lithium-Blanket, in dem die Absorption erfolgt, und das weiter außen von den supraleitenden Spulen umgeben ist. Der Heiztransformator befindet sich in diesem Modell außerhalb der Magnetfeldspulen.

Eines der ersten großen Probleme stellt die innere Wand dar, die in voller Wechselwirkung mit dem Plasma auf der einen Seite und mit dem heißen Lithium auf der anderen Seite steht. Sie muß bei möglichst kleinem eigenen Neutroneneinfangquerschnitt dem vollen Neutronenfluß von etwa $10^{14} - 10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ standhalten, ohne dabei ihre mechanischen Eigenschaften über lange Zeit zu ändern. Die innere Oberfläche der Wand darf nur in sehr begrenztem Umfang zerstäuben oder verdampfen, da jede in das Plasma eindringende Verunreinigung zu erhöhten Strahlungsverlusten beiträgt.

Plasma → Wand Wand → Plasma	Ionen und Atome	Cluster	Elektronen	Photonen
Ionen und Atome	Streuung Zerstäubung Desorption	Blasenbildung Zerstäubung	Sekundär- emission	—
Elektronen	Desorption Verdampfung	—		—
Photonen	Desorption	—	Photoeffekt	Reflexion (Synchrotron- Strahlung)
Neutronen	Zerstäubung		—	—

Tabelle 3

In Tab. 3 sind einige der wesentlichen Wechselwirkungsmechanismen dargestellt, die die gegenseitige Wechselwirkung zwischen Oberfläche und Wand angeben. Trotz aller Bemühungen, geeignete Materialien zu finden und die Wechselwirkung mit ihren schädlichen Folgen herabzudrücken, wird man bei stationären oder quasistationären Anordnungen nicht ohne einen Divertor auskommen, wie er bereits erfolgreich am C-Stellarator in Princeton benutzt wurde. Eine geeignete Magnetfeldführung in den Außenbereichen der Entladung, wie sie im IPP demnächst untersucht werden soll (Abb. 16), kann erheblich dazu beitragen, das Ein-

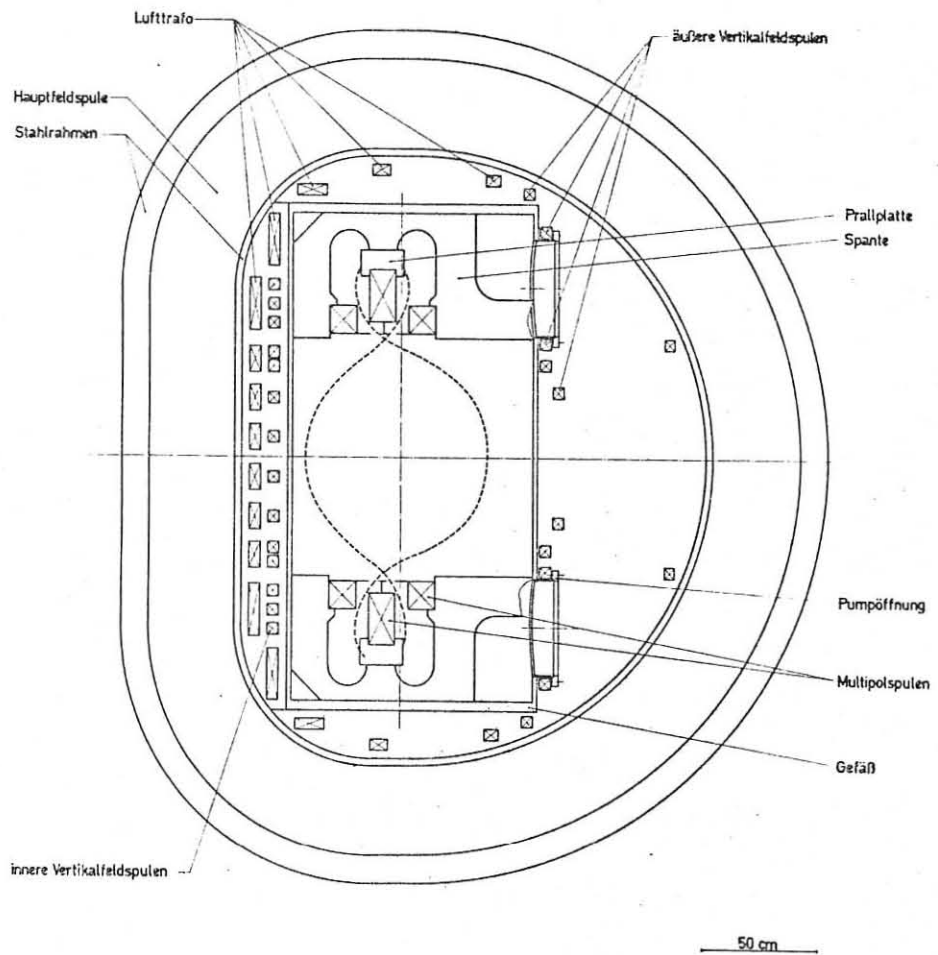


Abb. 16

dringen der von der Wand kommenden schweren Teilchen zu reduzieren. Es ist sicher eine Herausforderung an die Materialwissenschaft, dieses Problem in befriedigender Weise zu lösen.

Ein weiterer großer Problemkreis betrifft die Entwicklung großer supraleitender Spulen. Bisher werden alle Experimentieranlagen mit normalleitenden Spulen, die technisch erprobt sind, betrieben. Obwohl in der Supraleitungstechnik in letzter Zeit erhebliche Fortschritte gemacht worden sind und man auch sicher weiß, daß in einem Fusionsreaktor supraleitende Spulen aus ökonomischen Gründen erforderlich sind, besteht zur Zeit noch nicht das hinreichende Vertrauen, größere supraleitende Spulensysteme mit ihren enormen Kraftproblemen zum Einsatz zu bringen. Hier wird ein besonderer Schwerpunkt zu setzen sein, denn bei der nächsten Generation von Maschinen wird man aus energetischen Gründen kaum umhin können, zur Supraleitung überzugehen. Neben diesen hier herausgestellten Problemkreisen gibt es eine Vielzahl weiterer Fragestellungen, die in Angriff genommen werden müssen. Ohne Anspruch auf Vollständigkeit seien hier der Lithiumkreislauf, das Nachfüllproblem, die

Aktivierung des Strukturmaterials, die Reparierbarkeit eines Reaktors nach Störfällen genannt.

6. Welche Vorteile bietet ein Fusionsreaktor ?

Diese Frage läßt sich in wenigen Sätzen beantworten.

1. Der Brennstoff für einen Fusionsreaktor ist in nahezu unbegrenzten Mengen vorhanden und auch die jetzt bekannten Lithiumvorräte werden für viele Jahrhunderte ausreichen.
2. Durch Auswahl geeigneter Strukturmaterialien kann das radioaktive Inventar auf ein Minimum herabgedrückt werden. Es entstehen keine langlebigen Isotope, womit das Abfall-lagerungsproblem sehr vereinfacht wird.
3. Das notwendige Tritium-Inventar stellt bei einem maximal anzunehmenden Unfall das einzige ernste Problem dar. Dies scheint leicht beherrschbar zu sein, da ein " Durchgehen " eines Fusionsreaktors nicht möglich ist.
4. In einem Fusionsreaktor werden keine Materialien erzeugt, die mißbräuchlich verwandt werden können.

7. Aussichten

Die kontrollierte Kernfusion ist eine potentielle Energiequelle, die in umweltfreundlicher Form und frei von politischen Randbedingungen zur Energieversorgung beitragen kann. Obwohl wir diesen Beitrag in diesem Jahrhundert noch nicht erwarten können und große Schwierigkeiten physikalischer und technischer Art zu überwinden sein werden, haben wir die Überzeugung, daß alle Anstrengungen gemacht werden müssen, das Endziel zu erreichen. Es ist eine der größten wissenschaftlichen Herausforderungen, das in kontrollierter Weise nachzumachen, was im Inneren der Sterne geschieht. Wir haben dabei die einmalige Möglichkeit, unsere Energieversorgung auf unabsehbare Zeiten sicherzustellen. Es ist uns bekannt, daß die USA ihre Anstrengungen in dieser Richtung enorm gesteigert und konkrete Pläne aufgestellt haben, 1995 einen Prototyp-Reaktor in Betrieb zu nehmen. Ähnliche Aussagen gelten für die UdSSR, wobei auch auf die vereinbarte Zusammenarbeit zwischen den USA und der UdSSR hingewiesen werden muß.

Die erforderlichen Aufwendungen für die Kernfusionsforschung werden in den nächsten Jahren steigen, wenn wir nicht ins Hintertreffen geraten und das Feld anderen Ländern überlassen wollen. Dies könnte eine gefährliche Entwicklung einleiten. Da die finanziellen Mittel be-

schränkt sind, muß eine Strategie des maximalen Erfolgs bei minimalem Aufwand entwickelt werden. Unser Kenntnisstand ist noch nicht so weit fortgeschritten, einer Forschungsrichtung den absoluten Vorrang zu geben. In nächster Zukunft werden wir daher für ein ausgewogenes Programm zu sorgen haben. Das darf allerdings nicht ausschließen, Prioritäten und Schwerpunkte zu setzen. Neben der plasmaphysikalischen Forschung ist ein technologisches Entwicklungsprogramm dringend erforderlich.

Die Anforderungen, die die Fusionsforschung stellt, können in Europa kaum von einem Land allein getragen werden. Deshalb ist eine enge Zusammenarbeit mit den übrigen Ländern der Europäischen Gemeinschaft dringend notwendig. Diese Zusammenarbeit innerhalb der Gemeinschaft wird seit Jahren durch die Assoziation der europäischen Fusionsinstitute und EURATOM praktiziert. Sie führt jetzt zum ersten großen Gemeinschaftsunternehmen, dem JET (Joint European Torus).

In der Bundesrepublik haben die vier Kernforschungszentren HMI, GfK, KFA und IPP ein gemeinsames Fusions-Reaktor-Technologie-Programm aufgestellt, das ein Teil eines europäischen Programms sein wird.

Aber auch die Industrie sollte sich angesprochen fühlen, zu diesem großen Unternehmen " Kernfusion " in steigendem Maße und mit innerer Anteilnahme ihren Beitrag zu liefern.

Wir besitzen in Europa das wissenschaftliche und technische Potential, dieses Problem zu lösen. Es wäre in hohem Maße bedauerlich, wenn wir diese Chance nicht nützen und der Herausforderung nicht standhalten könnten.