

## 5. Fusionsforschung

Über 90% des Weltenergiebedarfs wird z. Zt. aus fossilen Energiequellen (Kohle, Erdöl, Erdgas) gedeckt. Begrenzte Brennstoffvorräte, drohende Klimaschäden, aber auch die rasch wachsende Erdbevölkerung verlangen auf längere Sicht eine Änderung unseres Energiesystems. Die Auswahl an ausreichend ergiebigen Energiequellen ist begrenzt: Kernspaltung, Sonnenenergie (Wind, Wasser, Solarthermie, Photovoltaik), Geothermie und Fusionsenergie sind als Möglichkeiten vorhanden. Ziel der Fusionsforschung ist die Gewinnung der Energie, die bei der Verschmelzung von Wasserstoffatomkernen zu Heliumatomkernen frei wird. Zum Zünden des Fusionsfeuers muss der Brennstoff – ein Wasserstoff-Plasma – in Magnetfeldern eingeschlossen werden und auf sehr hohe Temperaturen (100 Millionen Kelvin) aufgeheizt werden, damit die hohe kinetische Energie der positiv geladenen Wasserstoff-Kerne deren abstoßende elektrostatische Kraft überwinden kann und es zur Kernverschmelzung kommt. Bei so hohen Temperaturen darf das heiße Plasma die Gefäßwände nicht berühren, da das Wandmaterial sonst schmilzt. Deshalb ist der berührungslose, magnetisch schwebende Gaseinschluss unbedingt erforderlich. Die dafür erforderlichen hohen magnetischen Felder können energetisch sinnvoll nur durch supraleitende Spulen erzeugt werden. Mit dem Bau des Testreaktors ITER in *Cadarache/Frankreich* wird die internationale Staatengemeinschaft die erheblichen Fortschritte in der Fusionsforschung fortsetzen. Es soll erstmals ein selbständig brennendes UND energielieferndes Plasma erzeugt werden. Die ehemals kritischen Probleme der Wärmeisolation, der Plasmaheizung, der Plasmareinhaltung sowie der Energieauskopplung gelten dank der intensiven Forschung der letzten Jahrzehnte (vor allem auf der Testanlage JET in *Culham/UK*) als gelöst. Fusionsleistungen von mehreren Megawatt wurden als selbst brennendes Plasma bereits realisiert, jedoch noch OHNE Energieauskopplung.

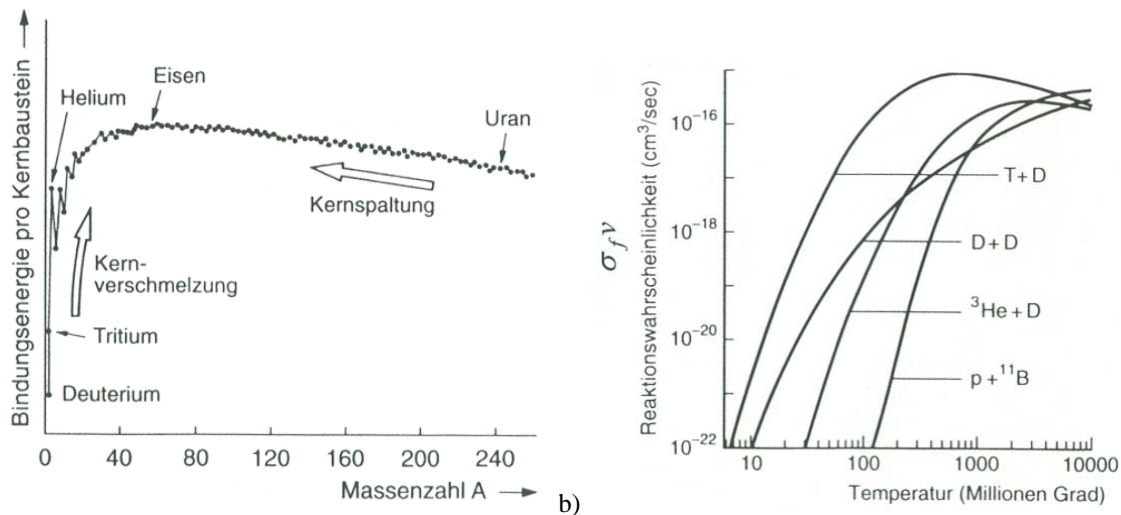
### Fazit:

*Der für die Fusion benötigte Grundstoff Wasserstoff ist in nahezu unbegrenzter Menge über die ganze Erde verteilt vorhanden, so dass die Kernfusion einen größeren Beitrag zur Energieversorgung der Zukunft leisten könnte. Den Fragen der Energieumwandlung, der Brennstoffaufbereitung und der Strukturbeständigkeit der Werkstoffe sind noch große Anstrengungen zu widmen, die nur durch den Zusammenschluss der führenden Industrienationen zu einer Forschungsgemeinschaft erbracht werden können.*

### 5.1 Fusionsreaktionen

Die Kernbausteine (Protonen, Neutronen) sind von einer Atomsorte zur anderen verschieden stark aneinander gebunden. Durch Umordnung der Kernbausteine in fester gebundene Gruppierungen – entweder durch Kernspaltung (Fission) schwerer Kerne in mittelschwere Kerne oder durch Kernverschmelzung (Fusion) leichter Kerne wie Wasserstoff in schwerere Kerne können große Energiemengen freigesetzt werden. Die **Bindungsenergie pro Kernbaustein** nimmt mit steigender Masse der Kerne (Massenzahl  $A$ ) bis zum Eisen zu und dann zu schweren Kernen wieder ab. Sehr schwere Kerne (schwerer als Uran = Transurane) sind nicht mehr stabil und zerfallen; sie sind natürlich radioaktiv (Bild 5.1-1). Die stabilsten Atomkerne sind jene mit der höchsten Bindungsenergie je Kernbaustein (Maximum bei etwa 8.8 MeV je Kernbaustein bei den Massezahlen 50 ... 60. Dies sind die Ferromagnetika Eisen Fe (über die Häufigkeit der Isotopenvorkommen gemittelte Massezahl 55.8), Kobalt Co (58.9), Nickel Ni (58.7) und der Leiterwerkstoff Kupfer Cu (63.5). Daher wird bei der Verschmelzung leichterer Kerne bzw. der Spaltung schwerer Kerne Energie frei. Ein großer Energiegewinn ergibt sich bei der Verschmelzung von H-Kernen zu He. Es sind

unterschiedliche **Fusionsreaktionen mit H-Ionen** bekannt. Für die Fusion interessant sind die Fusionsreaktionen mit den Wasserstoff-Isotop-Kernen (**H-Ionen**) mit der Massezahl 2 (**Deuterium D**) und mit Massezahl 3 (**Tritium T**) als Reaktionspartner. Die freigesetzte Fusionsenergie  $W_f$  je Verschmelzung ist als kinetische Energie auf die Fusionsteilchen verteilt. Bild 5.1-1a ist so zu lesen, dass die auf der Ordinate aufgetragene Bindungsenergie eine negative Energie ist; das freie (ungebundene) Teilchen hat die Bindungsenergie Null.

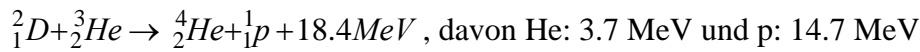
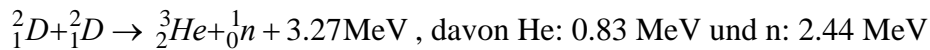
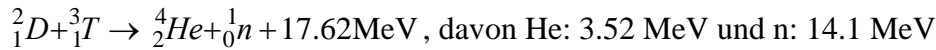


**Bild 5.1-1:** a) Die Bindungsenergie pro Kernbaustein nimmt mit steigender Masse der Kerne (Massenzahl  $A$ ) bis zum Eisen zu und dann zu schweren Kernen wieder ab. B) Die Wahrscheinlichkeiten verschiedener Verschmelzungsreaktionen haben bei einer bestimmten Temperatur ein ausgeprägtes Maximum. Die D-T-Fusion besitzt über einen großen Energiebereich eine weitaus größere Wahrscheinlichkeit als alle anderen Reaktionen [5.11]

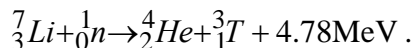
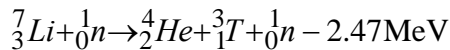
Verschmelzen zwei Deuteriumkerne  ${}^2_1D+{}^2_1D$  (Masse je D-Kern  $2.0141m_u$ ;  $1 m_u = 1$  atomare Masseneinheit  $= 1.6603 \cdot 10^{-27}$  kg) zu einem He-Kern  ${}^4_2He$  mit der Masse  $4.0026 m_u$ , so ist dieser leichter als die Summe der Massen der beiden D-Kerne. Es tritt der **Massendefekt**  $(2 \cdot 2.0141 - 4.0026)m_u = (4.0282 - 4.0026)m_u = 0.0256m_u$  auf (das sind 0.6% der Ausgangsmasse), der gemäß der *Einstein-Relation*

$$W_f = m \cdot c^2 = 0.0256m_u \cdot c^2 = 0.0256 \cdot 1.6603 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \cdot (2.99793 \cdot 10^8 \text{ m/s})^2 = 0.382 \cdot 10^{-11} \text{ J}$$

einer freiwerdenden Energie  $W_f = 0.382 \cdot 10^{-11} \text{ J} = 23.86 \text{ MeV}$  entspricht. Um diesen Energiebetrag ist der He-Kern fester gebunden als die beiden D-Kerne, also um 5.96 MeV je Kernbaustein, da der He-Kern 2 n (Neutronen) und 2 p (Protonen) enthält. Tatsächlich entsteht bei der Verschmelzung zweier D-Kerne ein leichterer He-Kern und ein freies Neutron (Fusionsneutron) mit einer geringeren freien Energie 3.27 MeV (s.u.). Bei der Verschmelzung von einem Deuterium- und Tritium-Kern zu einem Heliumkern entsteht neben einem zusätzlichen Neutron (n) ein größerer Anteil freier Energie 17.62 MeV. Weil die 2 Protonen und 2 Neutronen im He-Kern stärker gebunden sind als zuvor die Kernbausteine n und p im D- und T-Kern, verbleibt die überschüssige Energie (die Fusionsenergie  $W_f = 17.62 \text{ MeV}$ ), die als kinetische Energie  $W_\alpha$  auf den He-Kern (3.52 MeV) und als kinetische Energie  $W_n$  auf das Neutron (14.1 MeV) verteilt ist:  $W_f = W_\alpha + W_n$ . Die D-T-Reaktion und weitere mögliche Verschmelzungsreaktionen sind nachfolgend angegeben.



Das für die Deuterium-Tritium-Fusion nötige Tritium kann durch die Fusionsneutronen aus Lithium im Kraftwerk erzeugt werden, da es in der freien Natur nicht vorkommt. Es ist radioaktiv und zerfällt von selbst. Die Brutreaktion für T ist



Bei den gegenwärtigen Experimenten verzichtete man meist auf Tritium und arbeitete mit Wasserstoff oder Deuterium.

Bei extrem hohen Temperaturen  $T$  ist das Wasserstoffgas vollständig ionisiert ( $T = \text{ca. } 10^8 \text{ K}$ ) in (+) Ionen (die Atomkerne) und (-) Elektronen, d. h. die Elektronen haben sich bei allen Atomen von den Kernen durch Stoßprozesse getrennt, so dass freie Elektronen und nackte Kerne mit hoher kinetischer Energie  $W_{kin} = 3kT/2$  als „Plasma“ den Gasraum erfüllen. Sollen zwei Kerne mit den Kernladungszahlen  $Z_1$  und  $Z_2$  (Wasserstoff:  $Z = 1$ ) einander in einem zentralen Stoss auf eine Entfernung  $r$  nahe kommen, so muss die kinetische Energie beider Kerne  $2W_{kin} = 3kT$  die potentielle Energie des einen Kerns im elektrischen Zentralpotential des anderen Kerns wegen der abstoßenden elektrischen Kraft überwinden:

$$2W_{kin} = 3kT = Z_1 e \cdot \frac{Z_2 e}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (5.1-1)$$

Für eine Kernverschmelzung muss der eine Stosspartner an den Kernradius des anderen Stosspartners herankommen (Kernradius eines Nukleons ca.  $r = 10^{-15} \text{ m}$ ). Aus (5.1-1) folgt mit  $Z_1 = Z_2 = 1$  und der Boltzmann-Konstante  $k = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$  eine dafür erforderliche Temperatur

$$T = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{3 \cdot k \cdot 4\pi\epsilon_0 r} = \frac{(1.602 \cdot 10^{-19})^2}{3 \cdot 1.38 \cdot 10^{-23} \cdot 4\pi \cdot 8.854 \cdot 10^{-12} \cdot 10^{-15}} = 5.57 \cdot 10^9 \text{ K}$$

Da auf Grund der statistisch auf die Kerne verteilten kinetischen Energie auch schon bei tieferer Temperatur ein Teil der Kerne die für eine Verschmelzung nötige Bewegungsenergie aufweisen, können wird die erforderliche Mindesttemperatur 1 ... 2 Zehnerpotenzen niedriger ansetzen.

### Fazit:

*Eine Verschmelzung leichtester Atomkerne infolge ihrer Wärmebewegung (**thermonukleare Reaktion**) ist erst bei Temperaturen von ca. 100 ... 200 Millionen Grad möglich. Im Inneren der Sonne herrschen Temperaturen von 20 Mio. Grad unter hohem Druck, so dass dort die thermonukleare Reaktion die von den Fixsternen abgestrahlte Energie (Sonnenenergie) liefert. Bei der Verschmelzung der leichtesten Kerne zu Helium wird je kg verschmolzener Masse rund 8-mal soviel Energie frei wie bei der Kernspaltung.*

Die oben erwähnte Abschätzung der erforderlichen Temperatur kann durch die genauere Betrachtung der gaskinetischen Vorgänge untermauert werden. Die **Reaktionsrate  $R^*$**  ist die

Anzahl der Fusionsreaktionen je Volumen  $V$  und Zeit  $t$ . Wenn  $n_1, n_2$  die Anzahl der Teilchen/Volumen der beiden Reaktionspartner sind, so ist die Reaktionsrate abhängig von der Trefferwahrscheinlichkeit. Je größer der Querschnitt der Teilchen ist („**wirksamer**“ **Stoßquerschnitt**  $\sigma_f$ ), desto größer ist die Trefferwahrscheinlichkeit und damit die Reaktionsrate. Die Reaktionsrate ist somit proportional zum wirksamen Stoßquerschnitt und zur Teilchengeschwindigkeit  $v$  der aufeinander treffenden Partner, aber auch zum Produkt der beiden Teilchendichten.

$$R^* = n_1 \cdot n_2 \cdot \overline{(\sigma_f \cdot v)} \quad (5.1-2)$$

Das Produkt aus Stoßquerschnitt und Teilchengeschwindigkeit steigt zunächst mit steigender Temperatur, da mit der Temperatur die Teilchengeschwindigkeit zunimmt. Bei sehr hohen Teilchengeschwindigkeiten ist aber die Energie der aufeinander prallenden Stoßpartner so groß, dass es nicht mehr zur Verschmelzung kommt – die Kerne werden in ihre Bausteine zerschmettert. Deshalb hat das Produkt  $\overline{\sigma_f \cdot v}(T)$  ein Maximum (Bild 5.1-1b).

Beispiel 5.1-1:

$$n_1 = n_2 = 10^{20}/\text{m}^3, \quad \overline{\sigma_f v} = 10^{-22}\text{m}^3/\text{s}:$$

Die Reaktionsrate beträgt  $R^* = 10^{18}$  Reaktionen je  $\text{m}^3$  und  $\text{s}$  !

Das Diagramm Bild 5.1-1b zeigt, dass die D-T-Reaktion die höchste Reaktionsrate  $R^*$  bei „niedrigsten“ Temperaturen von „nur“ 100 ... 200 Mio. Grad liefert. Damit ist die **erforderliche Temperatur für eine Fusionsreaktion ca. 100 ... 200 Mio. Grad**. Allerdings muss *Tritium* erst künstlich erzeugt werden, da es in der Natur sehr selten vorkommt (radioaktiv!). Die investierte Aufheizenergie soll durch die Energieausbeute der Fusionsenergie mindestens wieder gewonnen werden („Nullbedingung“). Diese Bedingung wird abgeschätzt:

Das Plasma enthalte in einem Kubikmeter  $n$  Kerne (z. B.  $n/2$  Deuteronen und  $n/2$  Tritonen) und ebenso viele Elektronen. Bei jedem Fusionsakt wird die Energie  $W_f$  frei. Das heiße Plasma kann nur eine begrenzte Lebensdauer  $\tau_E$  (**Einschlusszeit**) auf der Erde existieren, bevor das Plasma explosiv auseinander fliegt oder aus der Magnetfalle entweicht. Die Anzahl der Reaktionsakte je Volumen und Zeit ist gemäß (5.1-2)  $R^* = (n/2) \cdot (n/2) \cdot \overline{(\sigma_f \cdot v)}$ .

Während der Einschlusszeit  $\tau_E$  wird die Fusionsenergie  $W_f \cdot (n/2)^2 \cdot \overline{(\sigma_f \cdot v)} \cdot \tau_E$  frei, die wegen der Abstrahlverluste etc. nur mit dem Wirkungsgrad  $\eta_f < 1$  verfügbar ist. Die Aufheizenergie ist die kinetische Energie der beiden Stosspartner, also bei  $n/2$  Ionen als Stoßpartnern und  $n/2$  Elektronen als Stoßpartner (in Summe  $2n$  Teilchen)  $4 \cdot (n/2) \cdot (3kT/2) = 3nkT$ . Der Bruchteil  $1 - \eta_T$  geht durch Abstrahlung verloren. Daher wird die Fusion energetisch lohnend, wenn die verloren gegangene Aufheizenergie kleiner als die durch die Fusion gewonnene Energie ist (**Lawson-Kriterium**):

$$(1 - \eta_T) \cdot 3nkT < \eta_f \cdot \overline{\sigma_f v} \cdot \frac{n^2}{4} \cdot W_f \tau_E \quad \text{oder} \quad n \cdot \tau_E > \frac{12 \cdot (1 - \eta_T)}{\eta_f} \cdot \frac{kT}{\overline{\sigma_f v} \cdot W_f} \quad (5.1-3)$$

Da  $\overline{(\sigma_f \cdot v)}$  steil mit  $T$  ansteigt, ist die rechte Seite umso kleiner, je höher  $T$  ist. Die Funktion  $T / \overline{\sigma_f v}$  hat für die D-T-Reaktion ein Minimum gemäß Bild 5.1-1b bei  $T = 2 \cdot 10^8 \text{K}$ .

Mit der Annahme  $\eta_f \approx \eta_T \approx 1/3$  folgt aus (5.1-3):

$$n \cdot \tau_E > \frac{12 \cdot (1 - 0.33)}{0.33} \cdot \frac{1.38 \cdot 10^{-23} \cdot 2 \cdot 10^8}{10^{-15} \cdot 10^{-6} \cdot 17.62 \cdot 10^6 \cdot 1.602 \cdot 10^{-19}} = 2.38 \cdot 10^{19} \approx 10^{20} \text{ s/m}^3$$

$n \cdot \tau_E > 10^{20} \text{ s/m}^3$

(5.1-4)

Bei genauerer Betrachtung der Verluste folgt, dass bei der Fusion **Strahlungs- und Wärmeverluste** auftreten:

**a) Bremsstrahlung  $p_b = P_b/V$ :** Elektronen werden bei Stößen mit Ionen abgelenkt. Jede Beschleunigung bzw. Verzögerung der Elektronen führt wegen der damit verbundenen Ladungsbeschleunigung/-verzögerung gemäß den *Maxwell'schen* Gleichungen dazu, dass die Elektronen elektromagnetische Wellen abstrahlen. Diese Strahlungsenergie ist ein Plasma-Energieverlust.

**b) Diffusions- und Wärmeverluste  $p_d = P_d/V$ :** Es werden Teilchen durch die Stöße aus dem Plasma geschleudert. Sie nehmen ihren Anteil an kinetischer Energie mit. Dieser Verlust an kinetischer Energie ist ein Verlust an Wärme des Plasmas.

Die oben eingeführte **Einschlusszeit  $\tau_E$**  ist als jene Zeit definiert, während der das Plasma seine gesamte thermische Energie  $W_{th}$  durch Diffusions- und Wärmeverluste ( $P_d$ -Verluste) verliert.

$$W_{th} = P_d \cdot \tau_E \quad (5.1-5)$$

Die Teilchendichte der Ionen und Elektronen je Volumeneinheit ist  $n_i = n_e = n$  und deren kinetische Energie ist gleich verteilt, so dass Elektronen- und Ionentemperatur gleich groß ist:  $T_i = T_e = T$ . Die kinetische Energie je Teilchen mit der Masse  $m$  ist  $m \cdot (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) / 2 = (3/2) \cdot kT$ . Die thermische Energiedichte als Energie pro Volumen ist bei  $2n$  Teilchen je Volumen  $W_{th} / V = 2n \cdot (3/2) \cdot kT$ . Die Verlustdichte durch Diffusion und Wärmeleitung ist

$$\underline{\underline{p_d = P_d / V = n \cdot (3 \cdot kT) / \tau_E}} \quad (5.1-6)$$

### **Fazit:**

*Die Einschlusszeit sollte möglichst groß sein, damit die Verluste klein sind.*

## **5.2 Stabiler Fusionsbetrieb**

Für einen **stabilen Fusionsbetrieb** sind folgende Arbeitsschritte zu beachten:

1. Das Plasma wird durch eine extern zugeführte Heizleistungsdichte  $P_h/V = p_h$  aufgeheizt.
2. Nach Einsetzen der Fusion wird die Fusionsenergie  $W_f$  auf die  $\alpha$ -Teilchen (He- bzw. T-Kerne) als kinetische Energie  $W_\alpha$  und auf die Neutronen als kinetische Energie  $W_n$  verteilt:

$$W_f = W_\alpha + W_n \quad (5.2-1)$$

Die thermonukleare Leistungsdichte der Fusion ist durch die Anzahl der Reaktionen je Volumen und Zeit, also der Reaktionsrate, und der Fusionsenergie je Reaktion, gegeben:

$$p_t = R \cdot W_f = p_\alpha + p_n \quad , \quad (5.2-2)$$

wobei die Leistungsdichte der kinetischen Energie je Alphateilchen oder Neutron durch  $p_\alpha = R \cdot W_\alpha$ ,  $p_n = R \cdot W_n$  gegeben ist.

3. **Im stabilen Fusionsbetrieb** ist keine weitere Heizleistung mehr erforderlich:

$p_h = 0$ . Die Verluste werden mit der Energie der im Plasma verbleibenden  $\alpha$ -Teilchen gedeckt:

$$p_\alpha = p_b + p_d \quad . \quad (5.2-3)$$

4. Die Neutronen verlassen das Plasma. Ihre Energie wird als Nutzenergie zur Dampferzeugung verwendet:

$$p_{\text{Nutz}} = p_n \quad . \quad (5.2-4)$$

***Dieser stabile Fusionsbetrieb konnte bis jetzt noch nicht erreicht werden!***

Im JET-Experiment (Joint European Torus) in *Culham* (bei *Oxford*), *UK*, wurde aber schon die „Nullreaktorbedingung“ erreicht:

$$p_t = p_\alpha + p_n = p_h \quad (5.2-5)$$

Die ist der „leerlaufende, verlustfreie Reaktor“, da er seine eigene Heizleistung durch Fusion selbst erzeugt.

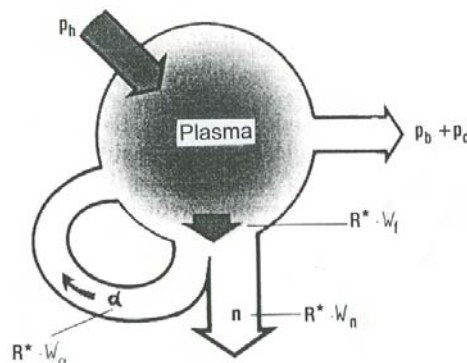


Bild 5.2-1: Energieflussdiagramm bei stabilem Fusionsbetrieb [3.1]

Die Abschätzung für die Zündbedingung erfolgte bereits grob in (5.1-3). Anhand von Bild 5.2-1 erhalten wir für die D-T-Reaktion

a) bei einer Gesamtkernteilchendichte  $n$  die Teilchendichte der Reaktionspartner  $n_D = n_T = n/2$

b) Im folgenden werden die Verluste durch Bremsstrahlung vernachlässigt:  $p_b = 0$ . Dann muss die kinetische Energie der Alphateilchen nur die Wärme- und Diffusionsverluste decken:  $p_\alpha = p_d$ .

c) Die kinetische Leistungsdichte der Alphateilchen, die durch die Fusionsreaktion erhalten wird, ist gemäß (5.2-2)

$$p_{\alpha} = R^* \cdot W_{\alpha} = (n/2)^2 \cdot \overline{(\sigma_f v)} \cdot W_{\alpha} \quad (5.2-6)$$

Mit der Diffusions- und Wärmeverlustdichte (5.1-6)  $p_d = 3 \cdot n \cdot kT / \tau_E$  ergibt sich daraus die **Zündbedingung** ähnlich zu (5.1-3):

$$n \cdot \tau_E = \frac{12 \cdot kT}{W_{\alpha} \cdot \overline{(\sigma_f v)}} \quad (5.2-7)$$

Für die **D-T-Reaktion** erhalten wir mit einer angestrebten Temperatur im Plasma von  $T = 2 \cdot 10^8 \text{ K}$  eine optimale Reaktionswahrscheinlichkeit von  $\overline{\sigma_f v} = 10^{-15} \text{ cm}^3 / \text{s}$ , so dass mit der Boltzmann-Konstante  $k = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$  und einer angestrebten Teilchendichte  $n = 10^{20} / \text{m}^3$  sowie einer kinetischen Energie je Alphateilchen je Fusionsreaktion  $W_{\alpha} = 3.52 \text{ MeV} = 5.6 \cdot 10^{-13} \text{ J}$  (siehe Abschnitt 5.1) eine Mindest-Einschlusszeit von

$$\tau_E = \frac{1}{n} \cdot \frac{12 \cdot kT}{W_{\alpha} \cdot \overline{(\sigma_f v)}} = \frac{1}{10^{20}} \cdot \frac{12 \cdot 1.38 \cdot 10^{-23} \cdot 2 \cdot 10^8}{5.6 \cdot 10^{-13} \cdot 10^{-15} \cdot 10^{-6}} = 0.6 \text{ s},$$

also  $\tau_E = 0.6 \text{ s}$  folgt. Aus (5.1-4) wird bei gleicher Teilchendichte eine Mindest-Einschlusszeit von 1 s abgeschätzt.

### **Fazit:**

Die Zündbedingung lautet, dass bei einer Plasma-Teilchendichte von  $10^{20}$  Teilchen je  $\text{m}^3$  und einer Plasmatemperatur von 100 ... 200 Mio. K eine Mindesteinschlusszeit von 1 ... 2 s gewährleistet sein muss, um einen stabilen Fusionsbetrieb zu erhalten. Das Produkt  $n \cdot \tau_E \cdot T$  muss somit zumindest  $4 \cdot 10^{22} \text{ K s/cm}^3$  für die Zündbedingung betragen. Wegen dieser extrem niedrigen Teilchendichte – 250000-fach dünner als die Lufthülle der Erde – besitzt das gezündete Plasma trotz der hohen Temperatur eine kaum größere Leistungsdichte als eine normale Glühbirne.

Die weltweit besten Werte des Produkts  $n \cdot \tau_E \cdot T$  sind bei 200 Mio. Grad heißem Plasma in den Experimenten JET und dem japanischen JT-60 nur noch um den Faktor 6 von der Zündbedingung entfernt.

## **5.3 Magnetfeldanordnungen für den berührungslosen Plasmaeinschluss**

Für das Zustandekommen von Fusion durch thermische Bewegung der Wasserstoffkerne sind 200 Mio. Grad Temperatur im Plasma erforderlich. Kein festes Material hält 100 ... 200 Mio. K Temperatur stand. Daher muss das Plasma berührungslos durch magnetische Kräfte eingeschlossen werden, wobei das heiße Gas die Gefäßwand nicht berührt. Durch die auf bewegte geladene Teilchen wirkende Lorentz-Kraft werden die Teilchen stets senkrecht zur augenblicklichen Geschwindigkeit beschleunigt. Dadurch werden die zuvor geraden Teilchenbahnen zu Kreisbahnen verändert. Wird der Vektor der Teilchengeschwindigkeit  $\vec{v}$

in eine zum Feldvektor  $\vec{B}$  parallele Komponente  $\vec{v}_t$  und eine zu  $\vec{B}$  normale Komponente  $\vec{v}_n$  zerlegt,

$$\vec{v} = \vec{v}_t + \vec{v}_n \quad (5.3-1)$$

so wirkt die *LORENTZ*-Kraft  $\vec{F}$  auf ein mit  $\vec{v}$  bewegtes geladenes Teilchen (elektrische Ladung  $q$ ) wegen  $\vec{v} \times \vec{B} = \vec{v}_t \times \vec{B} + \vec{v}_n \times \vec{B} = \vec{v}_n \times \vec{B}$  gemäß

$$\vec{F} = q(\vec{v} \times \vec{B}) = q \cdot v_n B \cdot \vec{e}_{vB} \quad |\vec{e}_{vB}| = 1 \quad (5.3-2)$$

stets normal auf die von  $\vec{v}$  und  $\vec{B}$  aufgespannte Ebene (Normalenvektor  $\vec{e}_{vB}$ ; Bild 5.3-1a). Das Teilchen mit der Masse  $m$  wird nach dem 2. *Newton*'schen Axiom stets normal zu  $B$  und  $v$  mit der Zentripetalbeschleunigung  $\vec{a} = \vec{F} / m$  beschleunigt. Das führt zur Kreisbahn mit dem Radius  $r$ , der wie folgt ermittelt wird. Die auf das Teilchen wirkende Fliehkraft auf der Kreisbahn ist  $F_F = m \cdot v_n^2 / r$ . Das Gleichgewicht zwischen *Lorentz*-Kraft und Fliehkraft  $F = F_F$  ergibt den Kreisbahnradius

$$\underline{\underline{r = m \cdot v_n / (q \cdot B)}} \quad (5.3-3)$$

Die Kreisfrequenz des geladenen Teilchens auf der Kreisbahn ist durch  $\omega = v_n / r = \underline{\underline{(q \cdot B) / m}} = 2\pi \cdot f$  bestimmt (**Zyklotronfrequenz**). Sie ist von der Masse des Teilchens umgekehrt proportional abhängig, aber unabhängig von der Teilchengeschwindigkeit. Die wesentlich leichteren Elektronen kreisen im Verhältnis  $m_{\text{Kern}}/m_e$  sehr viel schneller als die Wasserstoffkerne auf  $r \sim \sqrt{m_e / m_{\text{Kern}}}$  kleineren Kreisbahnen.

$$f = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{q \cdot B}{m} \quad (5.3-4)$$

#### Beispiel 5.3-1:

Elektrische Ladung eines Tritiumkerns:  $q = e = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ As}$ . Mit der Ruhmasse  $m = 5.1 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$  ergibt sich bei einer Flussdichte  $B = 5 \text{ T}$  eine Frequenz der Rotation auf der Kreisbahn von  **$f = 25 \text{ MHz}$** . (Bitte selbst nachrechnen!). Bei  $T = 200 \text{ Mio. K}$  ist die mittlere Teilchengeschwindigkeit aus der kinetischen Energie zu berechnen:

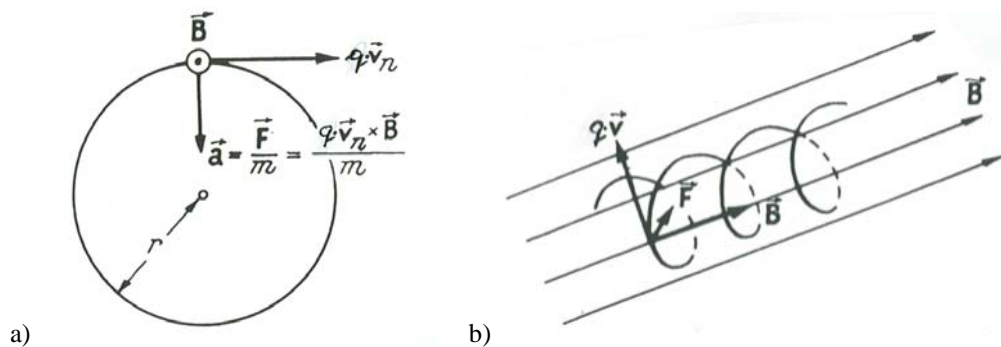
$$m \cdot v^2 / 2 = (3/2) \cdot kT \Rightarrow v = \sqrt{3kT / m} = 12.74 \cdot 10^5 \text{ m/s} = v_n$$

Daraus ergibt sich ein Kreisbahnradius  $\underline{\underline{r = m \cdot v_n / (q \cdot B) = 8.1 \text{ mm}}}$ .

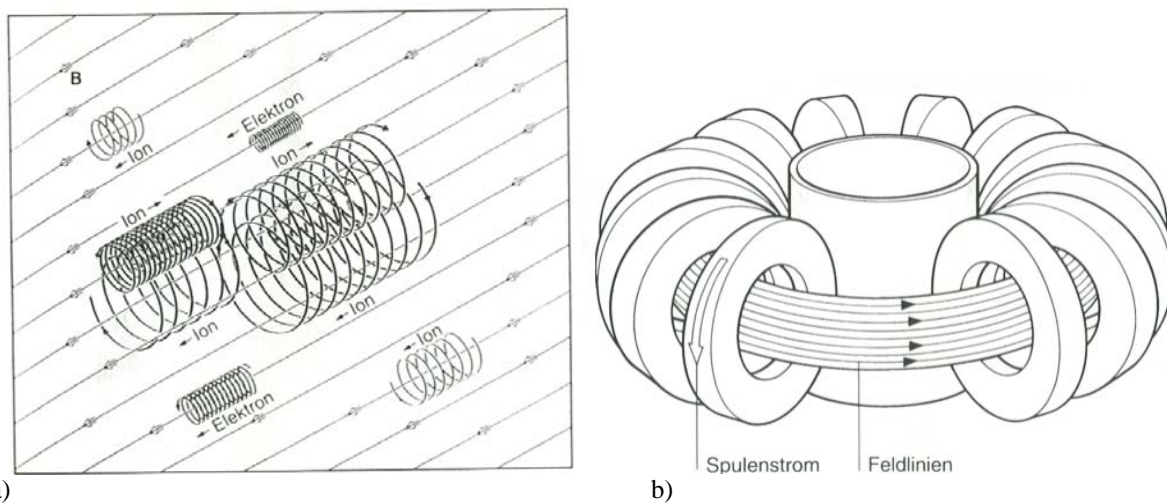
Die Überlagerung von Kreisbahn und normal auf die Kreisbahnebene gerichtete lineare Bewegung ( $\vec{v}_t$  parallel zum  $B$ -Feld, wodurch diese Geschwindigkeitskomponente nicht durch die *Lorentz*-Kraft beeinflusst wird) entstehen schraubenförmige Bahnkurven (Bild 5.3-1b). Die positiv geladenen, bewegten Teilchen laufen wegen  $q_e = -q_p$  auf **Schraubenlinien** in und gegen die  $B$ -Feldrichtung mit entgegengesetztem Umlaufsinn wie die negativ geladenen Teilchen (Bild 5.3-2a). Somit ist kein seitliches Entweichen der Teilchen quer zum Feld möglich! Werden durch Ringspulen, die zu einem Torus zusammengestellt sind, die  $B$ -



Feldlinien kreisförmig geschlossen, so ist durch diese kreisförmig in sich geschlossene Feldlinien auch kein stirnseitiges Entweichen der Teilchen möglich, wodurch sich ein vollständiger magnetischer Einschluss ergibt (Bild 5.3-2b)! Da die Geschwindigkeiten der Teilchen bei gegebener Gastemperatur um den Mittelwert statistisch verteilt sind (*Maxwell-Boltzmann*-Statistik), sind die Radien der Kreisbahnen der Teilchen nicht gleich groß, aber im wesentlichen die Radien der Elektronenbahnen deutlich kleiner. Die Umlauffrequenzen der Elektronen sind wegen der geringeren Masse deutlich höher.



**Bild 5.3-1:** Bahn eines geladenen Teilchens im *B*-Feld: a) Die Zentripetalbeschleunigung *a* durch die *Lorentz*-Kraft infolge der auf *B* normal gerichteten Geschwindigkeitskomponente *v<sub>n</sub>* führt zur Kreisbahn (Radius *r*), b) Die zusätzliche Geschwindigkeitskomponente *v<sub>t</sub>* (keine *Lorentz*-Kraftwirkung) führt in Überlagerung mit a) zur Schraubenlinie [5.12]



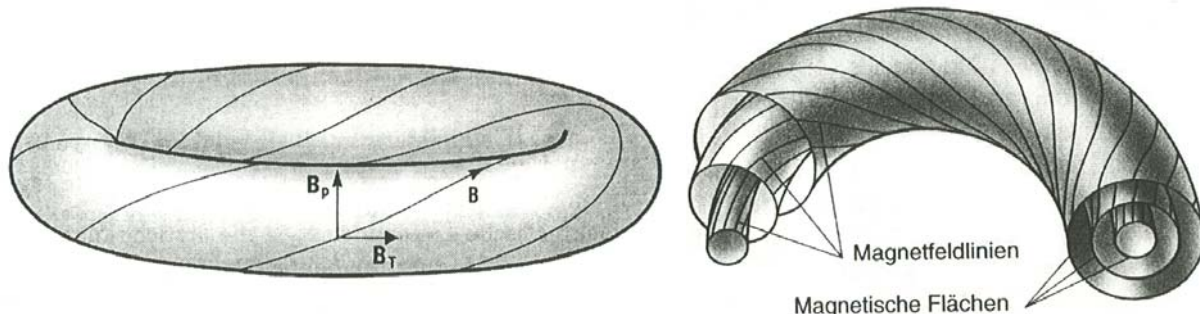
**Bild 5.3-2:** a) Bahnen der Elektronen und Ionen im homogenen *B*-Feld, b) *Q* Ringspulen mit der Windungszahl *N<sub>c</sub>* je Spule (Spulenstrom *I<sub>c</sub>*) bilden einen Torus und kreisförmig geschlossene Feldlinien [5.11]

Die *Q* Ringspulen mit der Windungszahl *N<sub>c</sub>* je Spule (Spulenstrom *I<sub>c</sub>*) bilden einen Torus und kreisförmig geschlossene Feldlinien *H<sub>t</sub>*, die gemäß dem *Ampere*'schen Durchflutungssatz (5.3-5) am Torusinnenradius eine größere Feldstärke aufweisen als am Außenradius.

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{s} = Q \cdot N_c \cdot I_c = 2\pi \cdot r \cdot H_t \quad \rightarrow \quad B_t(r) = \mu_0 \cdot Q \cdot N_c \cdot I_c / (2\pi \cdot r) \quad (5.3-5)$$

Damit ist das Feld nicht mehr homogen. Das Torusfeld *B<sub>t</sub>* ist innen größer als außen. Wegen *B* ~ 1/*r* wird der Kreisbahnradius der kreisenden Teilchen zum Torusaußenradius hin größer. Es erfolgt damit im Mittel über längere Zeiträume eine Drift der Teilchen von innen nach außen. Die räumliche Lage des magnetisch schwebenden Plasmas wird **INSTABIL**. Als Abhilfe wird ein zusätzliches „poloidales“ Feld *B<sub>p</sub>* in Richtung des Ringspulenstroms *I<sub>c</sub>*

benötigt. Gemäß  $\vec{B} = \vec{B}_p + \vec{B}_t$  verschraubt diese zusätzlich Feldkomponente die resultierenden  $B$ -Feldlinien (Bild 5.3-3). Dies führt zu einer Vergleichmäßigung (Homogenisierung) der Flussdichte; die Teilchen bleiben innerhalb der jeweiligen „ $B$ -Hüllfläche“, die von den Feld-Schraubenlinien aufgespannt werden.



a) b) **Bild 5.3-3:** a) Ein zusätzliches „poloidales“ Feld  $B_p$  verschraubt die resultierenden  $B$ -Feldlinien. b) Magnetische Flächen („ $B$ -Hüllflächen“), die von den Feld-Schraubenlinien aufgespannt werden [3.1].

Als wesentliches Gestaltungsmerkmal ist das „Aspektverhältnis“  $A = \text{Torusradius } R / \text{Plasmaradius } a$  die kennzeichnende Größe der Torusgeometrie.

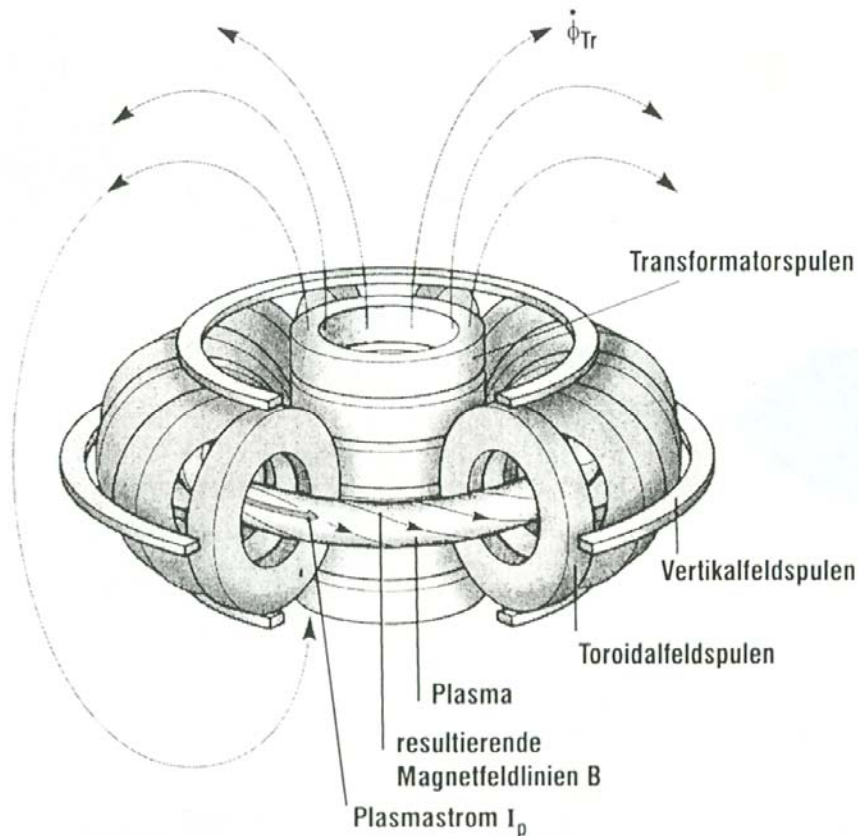
### 5.4 TOKAMAK und STELLARATOR

Die Erzeugung des poloidalen Felds  $B_p$  kann auf zwei Arten erfolgen:

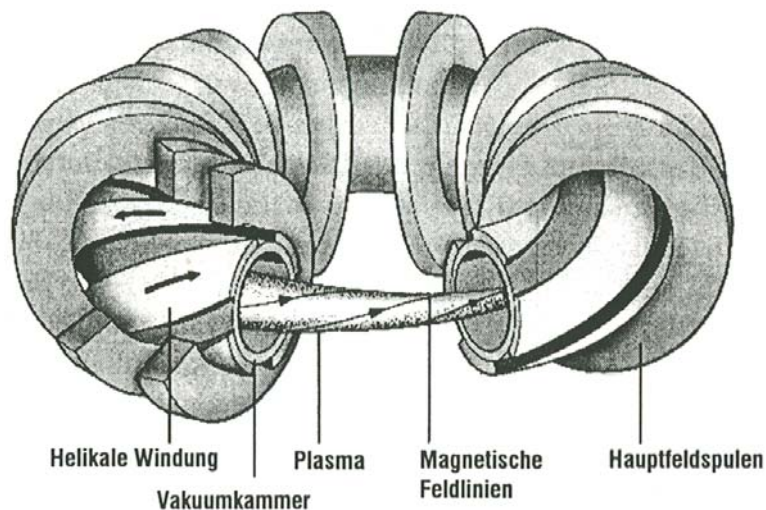
- a) durch eine kreisförmigen Plasmastrom im Torusinneren (**Tokamak-Prinzip**)
- b) durch zusätzliche schraubenförmig um den Torus gewundene Spulen (helikale Spulen) (**Stellarator-Prinzip**)

<b>TOKAMAK</b>	<b>STELLARATOR</b>
Ein veränderlicher Strom in einer zentralen Transformatorspule induziert einen ringförmigen Plasmastrom $I_p$ , dessen Eigenfeld $B_p$ die resultierenden Feldlinien $B$ verdrillt.	Helikale Spulen (= schraubenlinienförmige Leiter) mit abwechselnder Stromrichtung erzeugen ein Feld $B_p$ , das die resultierenden Feldlinien $B$ verdrillt.
Aspektverhältnis $A = 3.5 \dots 4$	Aspektverhältnis $A = 10 \dots 15$
Die Plasmasäule ist Torus-förmig. Sie behält einen kreisförmigen Querschnitt.	Die Plasmasäule wird im Querschnitt elliptisch deformiert und verwunden.
Die Aufheizung des Plasmas kann auch über $I_p$ erfolgen: <b>Stromheizung</b>	Aufheizung des Plasmas über externe Heizquelle (z. B. HF-Heizung)
Gepulster Betrieb wegen Trafostrom-Änderung. Kontinuierlicher Betrieb möglich, wenn über anschließende Fremdheizung (Fusionswärme) der Plasmastrom aufrecht erhalten wird.	Kontinuierlicher Betrieb möglich.
Großprojekte / Großexperimente sind zahlreich erfolgt.	Helikale Spulen sind aufwendig, daher Alternative mit nichtplanaren Ringspulen für künftige Großexperimente

Tabelle 5.4-1: Tokamak- und Stellarator-Prinzip



**Bild 5.4-1: Tokamak-Prinzip:** Eine zentrale Transformatorspule erregt einen veränderlichen Fluss  $\Phi_{Tr}$ , der in der im Torus-Ringspulenfeld (Toroidalfeldspulen) eingeschlossenen Plasmasäule eine Ringspannung induziert, die den Ringstrom, den Plasmastrom  $I_p$ , treibt. Dieser Plasmastrom erregt das Poloidalfeld, das die resultierenden  $B$ -Feldlinien verschraubt. Die zusätzlichen Vertikalfeldspulen dienen zur Erregung eines zusätzlichen vertikal orientierten Magnetfelds, das für die Extraktion der „Asche“ (langsame He-Kerne als Fusionsprodukt) aus der Plasmasäule dient [3.1].



**Bild 5.4-2: Stellarator-Prinzip:** Dem Torus-Ringspulenfeld (Toroidalfeldspulen = Hauptfeldspulen) wird das Eigenfeld der am Plasmavakuumgefäß angebrachten Helikalspulen überlagert. Bei z. B. 4 Helikalspulen sind abwechselnd zwei positiv und negativ von Gleichstrom durchflossen. Das resultierende Magnetfeld im Plasma enthält verschraubte Feldlinien. Sie sind auf magnetischen „Hüllflächen“ angeordnet, die einen elliptischen Querschnitt aufweisen. Die räumliche Lage der Ellipsenquerschnitte (Hauptachsen) ändert sich kontinuierlich längs des Torusumfangs [3.1].

Beim *Tokamak*-Prinzip (Bild 5.4-1) erregt eine aus einer großen Wechselspannungsquelle erregte zentrale Transformatorspule einen zeitlich veränderlichen Fluss  $\Phi_{Tr}(t)$  der in der im Torus-Ringspulenfeld (Toroidal-feldspulen) eingeschlossenen Plasmasäule eine Ringspannung

$$u_i(t) = -d\Phi_{Tr}(t)/dt \quad (5.4-1)$$

induziert, die den Ringstrom, den Plasmastrom  $I_p$ , treibt. Wenn sich der Fluss  $\Phi_{Tr}(t)$  linear mit der Zeit von einem positiveren Wert auf einen negativeren Wert ändert ( $\Phi_{Tr}(t) \sim -t$ ), dann ist die induzierte Spannung positiv und zeitlich konstant, ebenso der von ihr getriebene Plasmaringstrom. Dieser Plasma-Gleichstrom erregt das Poloidal-feld, das die resultierenden  $B$ -Feldlinien verschraubt. Dadurch wird das Plasma stabil im Torusinneren innerhalb eines Torus mit dem Radius  $a$  gehalten.

Beim *Stellarator*-Prinzip (Bild 5.4-2) wird dem Torus-Ringspulenfeld (Toroidal-feldspulen = Hauptfeldspulen) das Eigenfeld der am Plasmavakuumgefäß außen angebrachten Helikalspulen überlagert. Bei z. B. 4 Helikalspulen sind abwechselnd zwei positiv und negativ von Gleichstrom durchflossen. Das resultierende Magnetfeld im Plasma enthält verschraubte Feldlinien. Sie sind auf magnetischen „Hüllflächen“ angeordnet, die einen elliptischen Querschnitt aufweisen. Die räumliche Lage der Ellipsenquerschnitte (Hauptachsen) ändert sich kontinuierlich längs des Torusumfangs. Dadurch wird das Plasma stabil im Torusinneren innerhalb eines Torus mit dem Radius  $a$  gehalten. Die helikale Spulenausführung innerhalb der Torusringspulen ist fertigungstechnisch und konstruktiv aufwendig. Als *Abhilfe* können nach einer Idee des deutschen *Garching*er Forschungsteams die Eigenfelder der vier Helikalspulen auch direkt durch die Hauptfeldspulen miterregt werden, wenn diese Hauptfeldspulen durch räumlich dreidimensional gekrümmte Spulen (also „nichtplanar“ Ringspulen) ersetzt werden (Bild 5.4-3). Dabei wurde mit Hilfe der numerischen Feldberechnung die inverse Aufgabe gelöst, zu einem bekannten, gegebenem Magnetfeld gemäß Bild 5.4-2 jene Ringspulen-anordnung zu finden, dieses Magnetfeld OHNE zusätzliche Helikalfeldspulen erregt. Als Ergebnis sind vier unterschiedliche Spulenformen ermittelt worden, die z. B. als fünf Vierergruppen am Umfang (insgesamt 20 Spulen) angeordnet sind (Bild 5.4-3).

### Verlauf der Betriebsgrößen:

a) beim *Tokamak*-Prinzip (Bild 5.4-4):

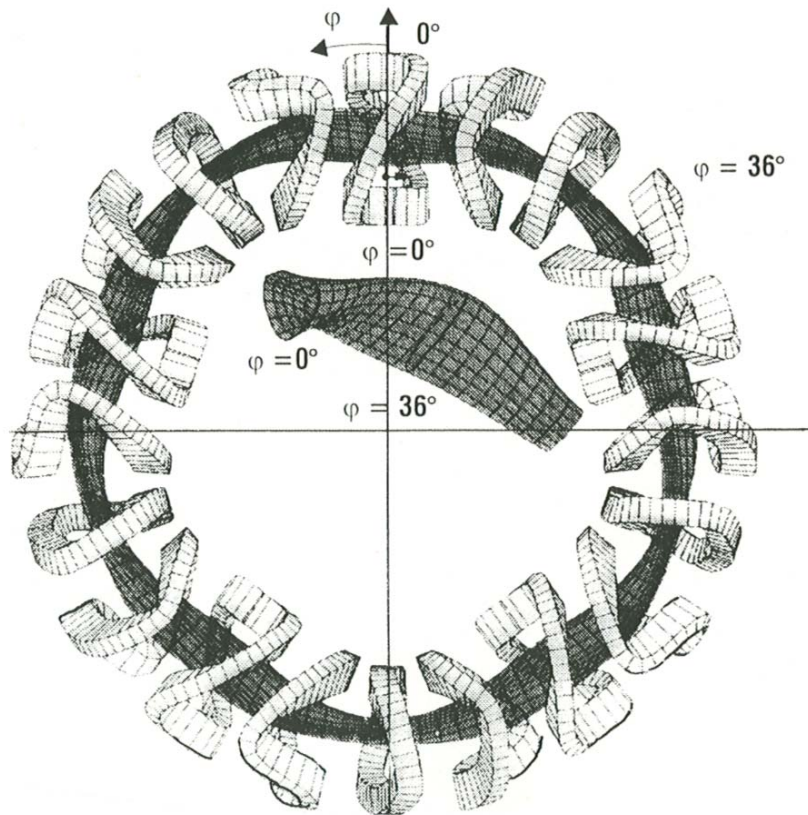
- Aus großen Kurzschluss-Generatoren (Synchrongeneratoren für hohen Strom bei niedriger Spannung) wird die zentrale Transformatorspule mit dem Transformatorstrom  $I_{Tr}$  gespeist, der den Fluss  $\Phi_{Tr}$  erregt. Die Gesamtimpedanz der Transformatorspule und der mit ihr verkoppelten Sekundärspule im Kurzschluss, nämlich dem Plasmaring, ist wie bei jedem sekundär kurzgeschlossenen Transformator niedrig, der Strombedarf aber hoch, deshalb sind spezielle Kurzschlussgeneratoren erforderlich.

- Durch zunächst rasche Änderung von  $I_{Tr}$  wird eine relativ hohe induzierte Spannung  $u_i$  erreicht (z. B. 10 V). Zum Zeitpunkt  $t_z$  erfolgt das Zünden des Plasmas bei ca.  $10^{-5}$  mbar durch die vom Fluss  $\Phi_{Tr}$  in die Plasmasäule induzierte Induktionsspannung  $u_i$ , so dass ein Ringstrom fließt.

- Während der Brenndauer  $t_B$  fließt der zeitlich konstante Ringstrom  $I_p$ . Der von ihm verursachte Spannungsfall (Brennspannung) ist deutlich kleiner als die Zündspannung ( $< 1$  V), so dass nun der Transformatorstrom sich wesentlich langsamer ändern muss. Die von  $I_p$  verursachten Stromwärmeverluste bewirken das Aufheizen des Plasmas durch den Ringstrom  $I_p$  in der „Brennphase“. Hier erfolgt der Betrieb des Tokamaks, und es soll Fusionsbetrieb



einsetzen. Die Drehzahl der Kurzschlussgeneratoren sinkt durch die Belastung während der Brenndauer (bremsendes Luftspalmmoment). Die über kurze Zeit in die Trafo-Spule übertragene Energie wird aus der kinetischen Energie der rotierenden Läufermassen der KS-Generatoren gedeckt.



**Bild 5.4-3:** Stellarator-Prinzip, ausgeführt mit nichtplanaren Toroidalwindungen anstelle von Torus-Ringspulen und Helikalwindungen. Das resultierende Magnetfeld ist identisch mit Bild 5.4-2 (*Wendelstein*-Projekte). Die Feldlinien sind auf magnetischen „Hüllflächen“ angeordnet, die einen elliptischen Querschnitt aufweisen (siehe Vergrößerung in der Bildmitte). Die räumliche Lage der Ellipsenquerschnitte (Hauptachsen) ändert sich kontinuierlich längs des Torusumfangs von der Winkelage  $\varphi = 0^\circ$  der Ellipsen-Hauptachsenrichtung bei  $\alpha = 0^\circ$  am Torusumfang auf  $\varphi = 36^\circ$  bei  $\alpha = 45^\circ$  am Torusumfang [3.1].

- Nach der Abschaltzeit  $t_a$  erfolgt das Abschalten des Plasmastroms nach Erreichen des maximalen negativen Transformatorstroms in der zentralen Trafospule durch rasches Rückführen des Transformatorstroms auf Null. Die hohe, negativ induzierte Spannung wirkt dem Plasmastrom entgegen und bringt ihn zum Erliegen.
- Während der anschließenden Zeit  $t_p$  erfolgt das Rückführen des Trafostroms auf den positiven Transformatorstrom. Über die antreibenden Motoren werden die KS-Generatoren wieder auf Betriebsdrehzahl gebracht („Aufladen“ der Läufer-Schwungmassen der KS-Generatoren).

In Bild 5.4-4b ist an den Betriebsdaten während der Brenndauer zu erkennen, wie weit die erreichten Betriebsgrößen vom *Lawson*-Kriterium entfernt sind: die Elektronentemperatur beträgt 20 Mio. Grad statt 200 Mio. Grad, die Teilchendichte von  $10^{20}/\text{m}^3$  ist erreicht, ebenso die erforderliche Einschlusszeit von ca. 2 s.

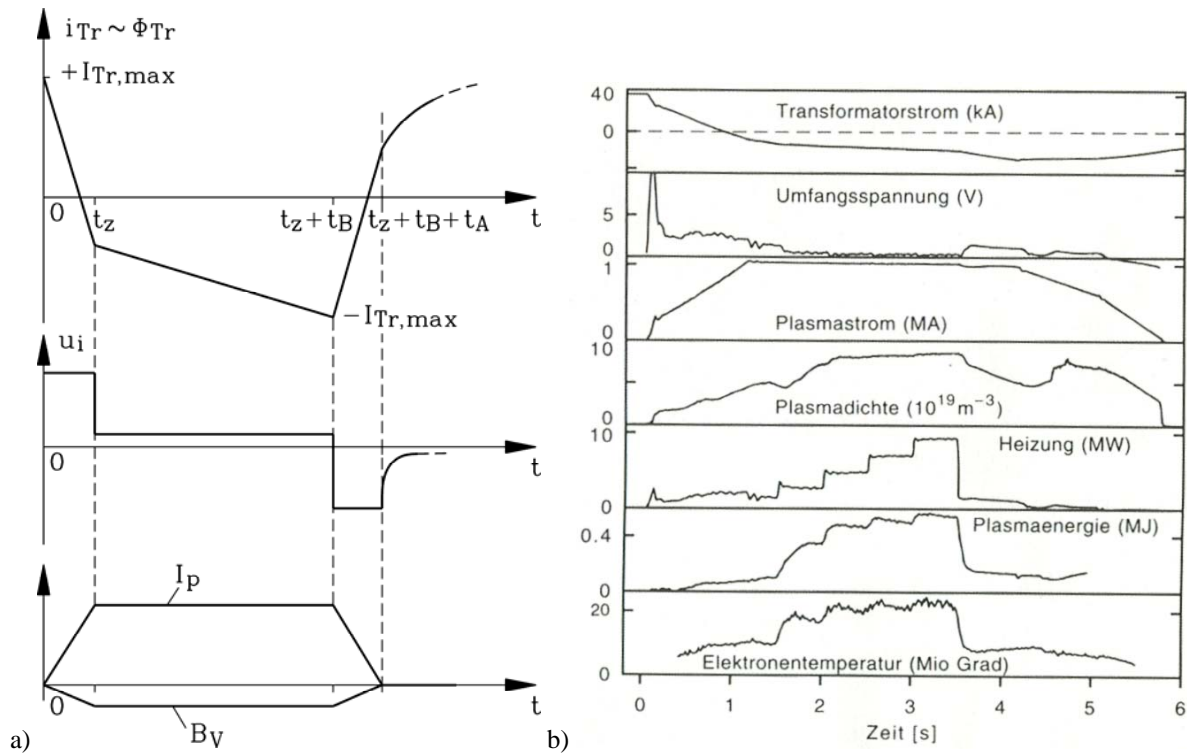


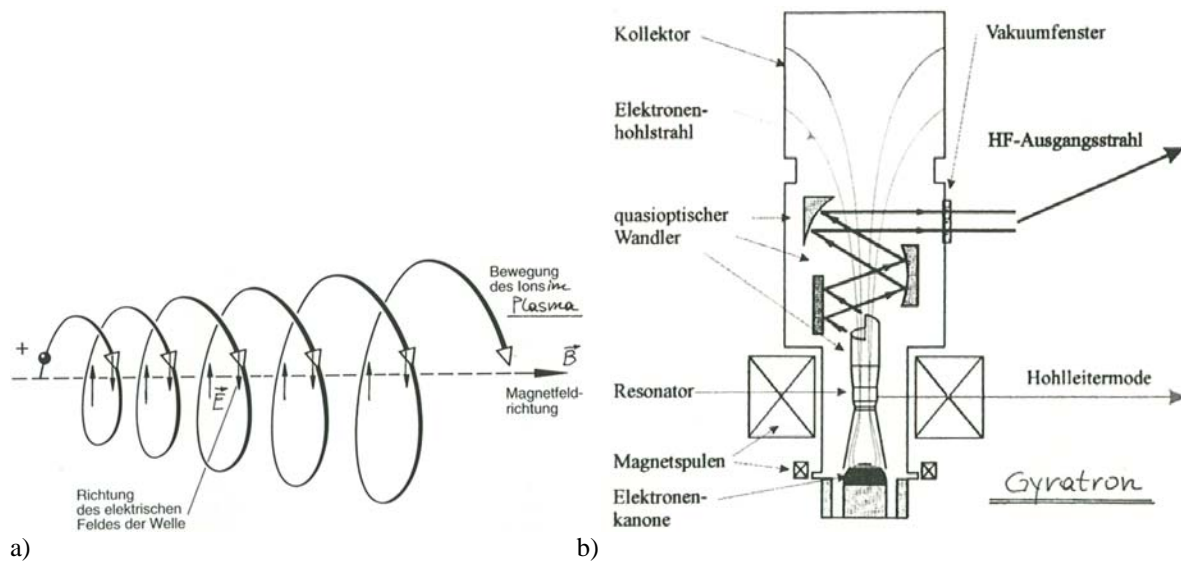
Bild 5.4-4: Verlauf der Betriebsgrößen beim Tokamak-Prinzip: a) Prinzipverlauf, b) Messergebnisse [5.11].

b) beim Stellarator-Prinzip (Bild 5.4-6):

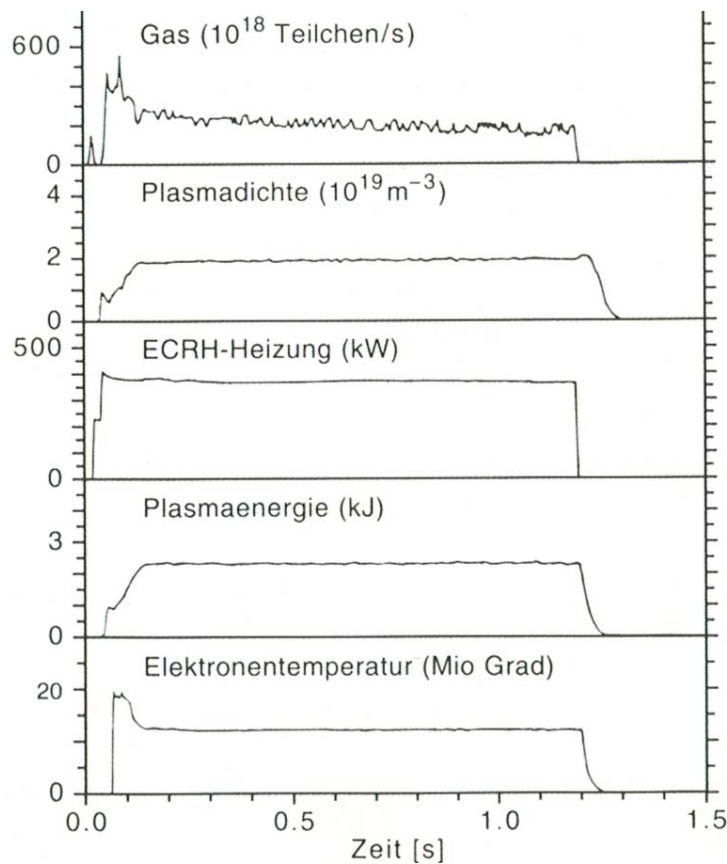
Das **Aufheizen des Plasmas** auf die erforderliche hohe Gastemperatur muss durch eine Beschleunigung der geladenen Teilchen in einem  $E$ -Feld erfolgen, welche dadurch eine deutlich erhöhte kinetische Energie und dadurch Temperatur erhalten. Das elektrische Feld wird in Form einer elektromagnetischen Welle als HF-Strahlung in das Plasma berührungslos eingekoppelt. Verwendet wird das Gyratron, eine Senderöhre für zirkular polarisierte Wellen, die auf dem Wanderfeldröhren-Prinzip von *R. Kompfner* basiert. Durch die Wechselwirkung von einem modulierten Elektronenstrahl mit einer  $E$ - $B$ -Feldwelle entsteht in dem Gyratron ein zirkular polarisierter  $E$ -Feld-Vektor mit Hochfrequenz. Diese Hochfrequenz wird auf die Zyklotronfrequenz der im Toroidalfeld kreisenden Wasserstoffionen abgestimmt. Im Plasma gyrieren (= kreisen) die Plasmaladungsträger (s. o.) mit der Zyklotronfrequenz im Magnetfeld  $B$  der Toroidalspulen (z. B. Tritium bei  $B = 5 \text{ T}$ : 25 MHz). Die Ladungsträger nehmen über die elektrische Kraft  $F = qE$  zusätzliche kinetische Energie aus dem HF-Feld auf mit der Wirkung, dass sich die Bahnradien der Kreisbahnen vergrößern. Damit nimmt die Anzahl der Stöße je Zeiteinheit zu, wodurch die Erhöhung der kinetischen Energie auf andere Teilchen übertragen wird. Die Temperatur  $T$  im Plasma steigt!

Der Verlauf der Betriebsgrößen bei Stellaratorbetrieb ist einfacher als beim Tokamak-Prinzip, da kontinuierlicher Betrieb auch ohne Erreichend der Fusion für Experimente möglich ist.

1. Einschalten des Magnetfelds. Dieses verwundene Magnetfeld hat auch ohne einen Plasmastrom Einschlusseigenschaften, so dass kein Plasmastrom erforderlich ist.
2. Einbringen von Wasserstoffgas in das Plasmagefäß und Aufheizen des Wasserstoffgases mit HF-Wellen. Die Sender müssen über eine hohe Einkoppelleistung im 10 ... 50 MW-Bereich verfügen (im Bild 5.4-6 nur 0.4 MW).
3. Nach Erreichen der erforderlichen Betriebstemperatur des Plasmas ist die Brenndauer mit theoretisch beliebig langer Dauer möglich, wo Fusion erfolgen kann.



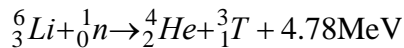
**Bild 5.4-5:** HF-Aufheizung des Plasmas beim *Stellarator*: a) Die zirkular polarisierte *E*-Welle (mit normal dazu gerichtetem *B*-Feld) hat im Idealfall die gleiche Umlauffrequenz wie die im Plasma kreisenden Wasserstoff-Ionen und ist tangential an die Teilchenkreisbahn orientiert, so dass die Teilchen durch die elektrische Kraft gleichmäßig auf der Kreisbahn beschleunigt werden. Durch die erhöhte Geschwindigkeit steigt der Radius der Kreisbahn, so dass die Schraubenlinie sich weitet. Die Zahl der Stöße nimmt zu; die Erhöhung der kinetischen Energie wird auf andere Teilchen übertragen. Die Plasmatemperatur steigt. b) *Gyatron*: Ein Elektronenstrahl wird in einem HF-Feld (in einem auf Resonanz abgestimmten Hohlleiter-Resonator) moduliert und verstärkt aus der Elektronenstrahlenergie das HF-Feld. Das durch die Wechselwirkung mit dem Elektronenstrahl verstärkte, zirkular polarisierte HF-Feld wird über ein Reflektorsystem ausgekoppelt und in die Plasmasäule eingestrahlt. Der Elektronenstrahl wird im Kollektor abgebremst (Kühlung erforderlich!) [5.11].



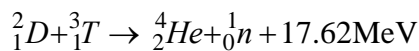
**Bild 5.4-6:** Verlauf der Betriebsgrößen beim *Stellarator*-Prinzip: Messergebnisse aus [5.11].

In Bild 5.4-6 ist an den Betriebsdaten während der Brenndauer zu erkennen, wie weit die erreichten Betriebsgrößen vom *Lawson-Kriterium* entfernt sind: die Elektronentemperatur beträgt 14 Mio. Grad statt 200 Mio. Grad, die Teilchensolldichte nur  $2 \cdot 10^{19}/\text{m}^3$  statt  $10^{20}/\text{m}^3$  bei einer Einschlusszeit von ca. 1 s.

Den **Aufbau eines Fusionsreaktors** zeigt Bild 5.4-7. Für die D-T-Fusion muss T aus Li („erzeugt“ (erbrütet) werden, da es in der Natur nicht vorkommt. Der Li-Mantel („Blanket“) z.B. aus Li-Keramik wird mit Neutronen beschossen.



Die Abbremsung der Neutronen im Blanket führt dazu, dass die Neutronen-Bremsenergie den Blanket aufheizt; die Kühlung erfolgt mit He-Gas. Auch aus der D-T-Fusion entstehen Neutronen, die – weil sie ungeladen sind – nicht dem magnetischen Einschluss unterliegen und daher die Plasmasäule verlassen und mit ihrer Bremsenergie das Blanket aufheizen. Die geladenen He-Kerne bleiben eingeschlossen und heizen mit ihren Stößen das Gas weiter.



Die Kühlung des Blankets erfolgt über einen hinter dem Blanket angeordneten Wasser-Wärmetauscher, der zur Dampferzeugung genutzt wird. Der Dampf wird in einer Dampfturbine entspannt (expandiert), die dabei über das Leit-Laufschaukel-System in Rotation versetzt, einen elektrischen *Synchron-Generator* zur Stromerzeugung antreibt. Ein **Strahlungsschild** gegen die elektromagnetische Bremsstrahlung (*Cerenkov-Strahlung*) der geladenen Teilchen und die Neutronenstrahlung (Neutronenverlust) ist erforderlich. Energiearme (langsame) He-Kerne werden durch das Zusatzfeld der Vertikalfeldspulen aus dem Plasma als „Asche“ abgeführt.

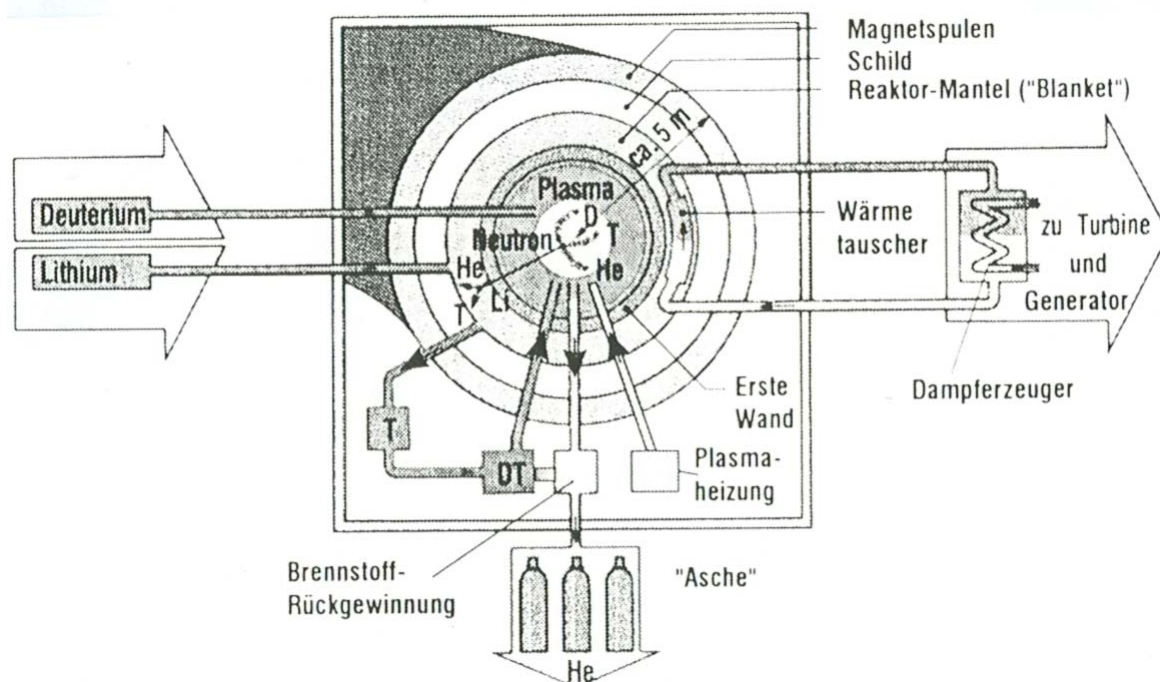


Bild 5.4-7: Schematischer Schnitt durch einen Fusionsreaktor [3.1].



Mögliche **Daten eines künftigen Tokamak-Fusionsreaktors** könnten folgendermaßen aussehen:

Gesamtradius:	17 m	
Gesamthöhe:	23 m	
Plasmaradius $r$ :	7 m	
Plasmahöhe $h$ :	6 m	
Plasmabreite $b$ :	3.4 m	
Mittl. Plasmaradius $a$ :	2.35 m	$(a = (h + b)/4)$
Plasmavolumen:	760 m <sup>3</sup>	$(V = 2r\pi \cdot a^2\pi = 2 \cdot 7\pi \cdot 2.35^2\pi = 763m^3)$
Magnetfeld:	9 T	
Max. Plasmastrom:	12 MA	
Startheizung:	60 MW	
Wandlast durch Neutronen:	3 MW/m <sup>2</sup>	
Fusionsleistung:	3 GW (dauernd)	

Die **Energieausbeute eines künftigen Fusionsreaktors** stellt sich wie folgt dar:

a) **Zündbedingung:** Teilchendichte:  $n = 10^{20}/m^3$ , Temperatur:  $T = 200$  Mio. K

b) **D-T-Fusion:** Teilchendichte:  $n_D = n_T = n/2$ ,  $n = 10^{20}/m^3$

c) Bei einer **Temperatur:**  $T = 200$  Mio. K ist  $\overline{\sigma_f v} = 10^{-21}$  m<sup>3</sup>/s für die D-T-Fusion.

d) Die **Reaktionsrate  $R^*$**  beträgt dabei

$$R^* = n_D \cdot n_T \cdot \overline{\sigma_f \cdot v} = (10^{20}/2) \cdot (10^{20}/2) \cdot 10^{-21} = 2.5 \cdot 10^{18} / (m^3 \cdot s).$$

e) Die **Energiebilanz je Fusionsreaktion** ist  ${}^2_1D + {}^3_1T \rightarrow {}^4_2He + {}^1_0n + 17.62 MeV$ . Von der erzeugten Fusionsenergie wird auf den He-Kern 3.52 MeV und auf das Neutron  $n$  14.1 MeV übertragen. Für den STABILEN Brenn-Betrieb ist es erforderlich, dass die Energie  $W_\alpha = 3.52$  MeV die Verluste deckt und die Energie  $W_n = 14.1$  MeV ausgekoppelt wird als Nutzenergie.

f) Die **Fusionsleistung** im Reaktor mit  $V = 760$  m<sup>3</sup> Plasmavolumen ist

$$P_F = R^* \cdot W_n \cdot V = 2.5 \cdot 10^{18} \cdot 14.1 \cdot 10^6 \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 760 = \underline{4.29 \cdot 10^9 W}.$$

Der Fusionsreaktor kann somit theoretisch über 4.3 GW Leistung abgeben.

g) Die reale **Fusionsleistung** im Reaktor mit  $V = 760$  m<sup>3</sup> Plasmavolumen ist um die Verluste vom Plasma bis zu Turbine zu verringern: Eine **Fusionsleistung von 3 GW erscheint realistisch**.

Die **Anforderung an die Magnetspulen**, um so hohe Magnetfelder verlustarm zu erregen, ist jedenfalls supraleitender Betrieb für die Gleichstromspulen. Die Torus-Ringspulen sind wegen der enormen Erregerströme **künftig ausschließlich supraleitend** (z. B. NbTi-Supraleiter bei einer Kühlung mit flüssigem HeI bei 4.3 K). Die elektrischen Anforderungen sind in Tabelle 5.4-2 zusammen gestellt. Die **Kräftebeanspruchung des Spulensystems bei Tokamak** gemäß Bild 5.4-9b sind durch die Umfangskräfte („Reifenkräfte“) bestimmt. Gemäß  $d\vec{F} = I_c \cdot d\vec{s} \times \vec{B}_t$  sind die *Lorentz*-Kräfte aus Tangential-Torusfeld und Supra-Spulenstrom radial nach außen gerichtete Kräfte, die normal auf die Spulenkreisform stehen und daher wie Fliehkräfte (Kräfte auf einen rotierenden Reifen = „Reifenkräfte“) wirken. Sie sind bei den Kreisspulen innen größer als außen, weil das Torusfeld (Tangentialfeld)  $B_t \sim 1/r$  innen größer ist als außen (Formel (5.3-5)). Bei Ausfall einer Spule (diese hat „gequencht“ und ist stromlos) besteht die Tendenz zum „Aufreißen“ des Torus (Bild 5.4-9a), da die Spulen gleichsinnig durchflossen sind und sich gleichsinnig durchflossene parallele Stromleiter abstoßen. Daher ist für jede der Ringspulen eine seitliche mechanische Abstützung erforderlich. Die nach innen gerichteten größeren Reifenkräfte (Druckkräfte) müssen durch einen inneren Stützzyylinder  $S$  (Bild 5.4-9a) oder eine Gewölbestruktur aufgefangen werden.

Diese Gewölbestructur wird durch die Ausformung der Kreisspulen als D-förmige Spulen (Bild 5.4-10) mit geraden inneren Spulenseiten („D-Form“) begünstigt. Man erhält dadurch eine Minderung der Biegespannung im Spulenkörper.

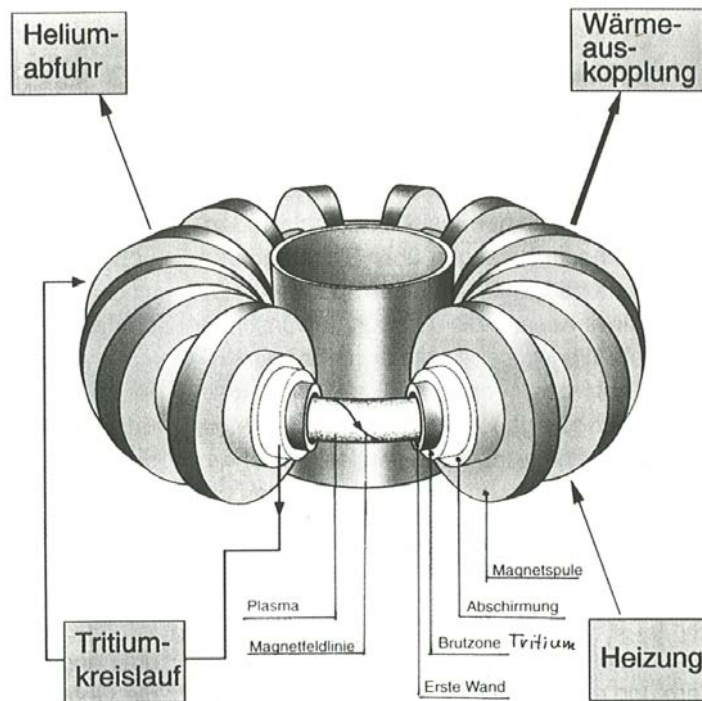
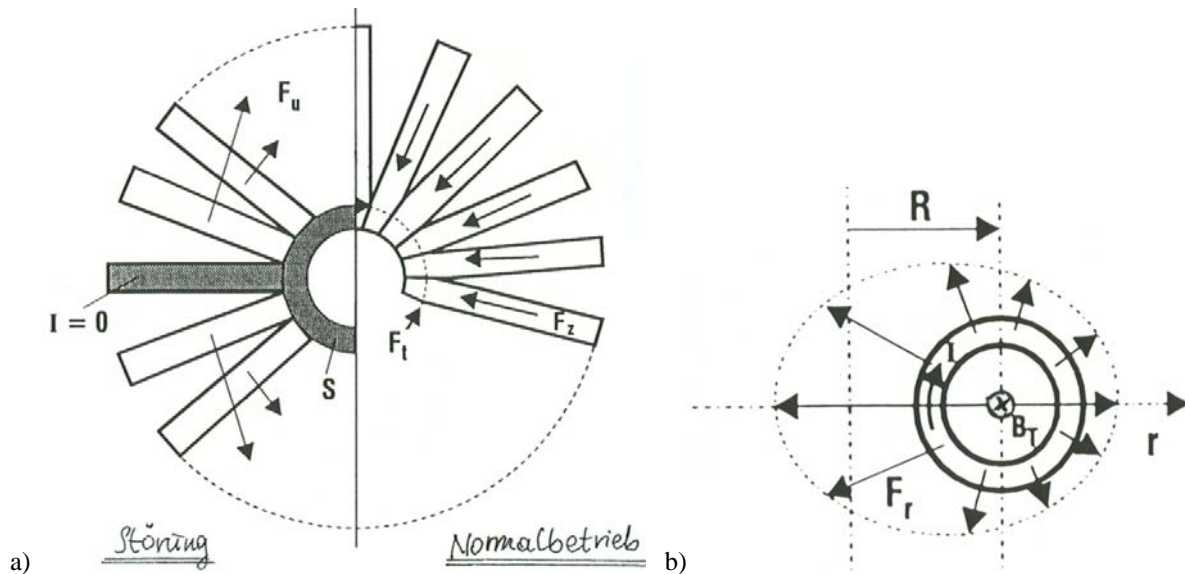


Bild 5.4-8: Schematischer Schnitt durch einen möglichen Tokamak-Fusionsreaktor [3.1].

Maximale Magnetflußdichte	12 - 15 T *
Wicklungsstromdichte	2 - 3 kA/cm <sup>2</sup>
Gespeicherte Magnetfeldenergie: je Spule Gesamtsystem	1 - 2 GWs * 40 - 100 GWs
Dimensionen: Torusfeldspulen Poloidalfeldspulen Wicklungsvolumen	18 m x 10 m * bis ca. 30 m ø 10 m <sup>3</sup> /Spule
Magnetische Wechselfelder: ** Transformatorspule (Feldhub) Torusfeldspulen: Transienten der PF-Spulen Plasmaabbruch	± 13 T, mit ≤ 10 T/s  ± 2 T, mit ca. 1 T/s ≤ 40 T/s für ca. 20 ms
Entladespannungen	10 - 20 kV
Strahlenbelastung Neutronenfluenz γ-Strahlung	10 <sup>23</sup> m <sup>-2</sup> 10 <sup>8</sup> Gy
Lebensdauer	> 20 Vollastjahre

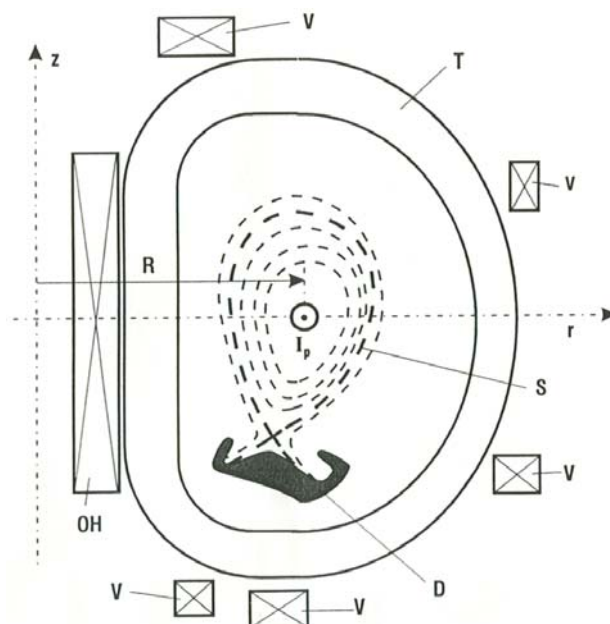
\*: Stellaratorwerte niedriger      \*\*: Wechselfelder nur bei Tokamak  
Gy : Gray (Einheit für Strahlendosis: 1 Gy = 1 J/kg)

Tabelle 5.4-2: Anforderungen an die Magnetspulensysteme bei Tokamak- u. Stellarator-Fusionsreaktoren [3.1].



**Bild 5.4-9:** a) Kräfte auf die Torus-Ringspulen links bei Störung (eine der Supraleiter-Spule ist normalleitend) und rechts im störungsfreien Normalbetrieb, b) „Reifen“-Kräfte auf eine Torus-Ringspule im supraleitenden Normalbetrieb [3.1].

Die **Vertikalfeldspulen (Poloidalfeldspulen) V** erzeugen ein zusätzliches Vertikal-Magnetfeld, das die Hüllflächen des verschraubten Torus-B-Felds nach unten verzerrt. Es entsteht dadurch eine Hüllfläche, die die geschlossenen inneren Hüllflächen von den äußeren offenen Hüllflächen trennt: die „Separatrix“ *S* (Bild 5.4-10). An dieser Umfangslinie von *S* („Kreuzungspunkt“ im Hüllflächenschnitt) „öffnet“ sich der magnetische Einschluss und langsame He-Kerne, die daher nur geringe ablenkende *Lorentz*-Kräfte erfahren, treten nach unten hin aus. So erfolgt die Abfuhr der energiearmen He-Teilchen („Asche“) und die Abfuhr von aus der Gefäßwand heraus geschlagenen Fremdteilchen (Verunreinigungen). Sie treffen auf die speziell geformte Divertorkammer *D* auf. Diese bildet zwei Ringkanäle, wo die „Asche“ abgepumpt werden kann.



**Bild 5.4-10:** D-förmige Torus-Ringspule *T*, zentrale Transformatorspule *OH*, Vertikalfeld-Ringspulen *V* (Poloidalfeldspulen), mittlerer Plasma-Torusradius *R*, „Separatrix“ *S*, Plasmaringstrom  $I_p$  und Divertorkammer *D* [3.1].

## 5.5 Plasmaexperimente - Stand der Forschung

**Plasmaexperimente** wurden sowohl mit *Tokamak*- als auch mit *Stellarator*anordnungen gemacht, wobei die Anzahl der *Tokamak*-Experimente deutlich überwiegt. Dies liegt daran, dass beim Stellarator die helikale Spulenstruktur erst später erdacht wurde, aufwendiger zu gestalten ist und die HF-Heizung wesentlich aufwendiger ist als die Plasmaringstromheizung. Die Erfindung der nichtplanaren Spulen als Ersatz für die helikalen Spulen ist zwar genial, aber fertigungstechnisch ebenfalls aufwendig und war erst mit Hilfe der modernen Großrechneranlagen und der perfektionierten numerischen 3D-Feldberechnungen möglich.

Im folgenden werden einige wesentliche Forschungsvorhaben zur Entwicklung eines Fusionsreaktors genannt, wobei der Schwerpunkt auf der europäischen Tätigkeit liegt.

a) **ASDEX-Projekt** (Axialsymmetrisches Divertorexperiment) und **ASDEX-Upgrade-Projekt** in *Garching, Deutschland*. Seit 1990 wurden Randschichtuntersuchungen an Divertorplasmen durchgeführt, um das Ausbringen der „Fusionsasche“ (der langsamen He-Kerne) aus dem Plasmaeinschluss zu optimieren. Der *Tokamak*-Torus wurde dazu mit Kupfer-Spulen erregt (Bilder 5.5-1 bis 5.5-4). Die Daten des Fusionsreaktors im ASDEX-Upgrade-Projekt sind:

- Torusradius / Torushöhe: 5 m / 9 m
- Plasmaradius: 1.65 m
- Plasmavolumen: 14 m<sup>3</sup>
- Das Torusspulensystem besteht aus 16 D-förmigen Torusspulen mit einem Spulengleichstrom  $I_c = 84$  kA. Sie erregen ein Torusfeld  $B = 3.9$  T.
- Die zentrale Transformatorspule induziert einen Plasmastrom von 2 MA für eine Brennzeit von 10 s.
- Die vom Plasmastrom erzeugte Heizleistung beträgt 10 MW.

b) **JET-Projekt** (Joint European Torus) in *Culham bei Oxford, United Kingdom*. Der Versuchs-*Tokamak*-Fusionsreaktor wurde seit 1983 betrieben und mehrere Meilensteine der modernen Fusionsforschung wurden mit diesem Reaktor erzielt. Die Torus-Ringspulen sind aus Kupfer und werden in 25s-Pulsen betrieben. Während eines Pulses werden 300 MW Spulenverlustleistung benötigt. Der von der zentralen Transformatorspule induzierte Plasmagleichstrom für die Plasmaheizung und für den Magnetfeldeinschluss des Plasmas beträgt  $I_p = 7$  MA. Der Plasmabetrieb wurde in die Nähe der Plasmazündung geführt, dann 1 MW Fusionsleistung im Jahre 1991 erreicht, später die „Nullreaktorbedingung“ verwirklicht. In diesem Zustand deckt der Reaktor die Heizleistung durch die eigene Fusionsleistung, kann aber noch keine zusätzliche Fusionsleistung zur Auskopplung von Energie zur Dampferzeugung abgeben. In diesem Betrieb wurden 16 MW Fusionsleistung 1999 erreicht. Für weitere Leistungssteigerungen ist der Reaktor nicht geeignet, so dass ein größerer Forschungsreaktor (ITER) zur Fortsetzung der Experimente in *Cadarache, Frankreich*, zur Zeit gebaut wird.

c) **TFTR-Projekt** (Tokamak Fusion Test Rector) in *Princeton, USA*. Der Tokamak-Versuchsreaktor erreichte 12 MW Fusionsleistung im Jahre 1995; er wurde mit Torus-Ring-Spulen aus Kupfer im gepulsten Betrieb erregt.

d) **JT60-Projekt** (Japanese Torus) am *JAERI-Institute in Naka, Japan*. Der Tokamak-Versuchsreaktor ist mit Torus-Ring-Spulen aus Kupfer ausgerüstet und erreichte ähnlich wie JET Betriebsbedingungen im Plasma, die dem *Lawson*-Kriterium am nächsten kommen.

	TORE SUPRA	T-15
Torusradius	2,25	2,43
Plasmaradius a [m]	0,70	0,70
Plasmastrom I <sub>p</sub> [MA]	1,7	1,4 - 2,3
Plasmabrenndauer [s]	30 - 120	5
Magnetflußdichte im Plasmazentrum B <sub>T</sub> [T]	4,5	3,5-5,0
Maximale Magnetflußdichte am Supraleiter B <sub>m</sub> [T]	9,0	6,5-9,3
Mittlere Wicklungsstromdichte [MA/m <sup>2</sup> ]	40	25-36
TF-Spulenform	Kreis	Kreis
TF-Spulendurchmesser (mittl.) [m]	2,6	2,59
Zahl der TF-Spulen	18	24
Magnetische Energie in den TF Spulen [MJ]	600	380-790

Tabelle 5.5-1: Supraleitende Torusspulen bei TORE SUPRA und T15 [3.1]



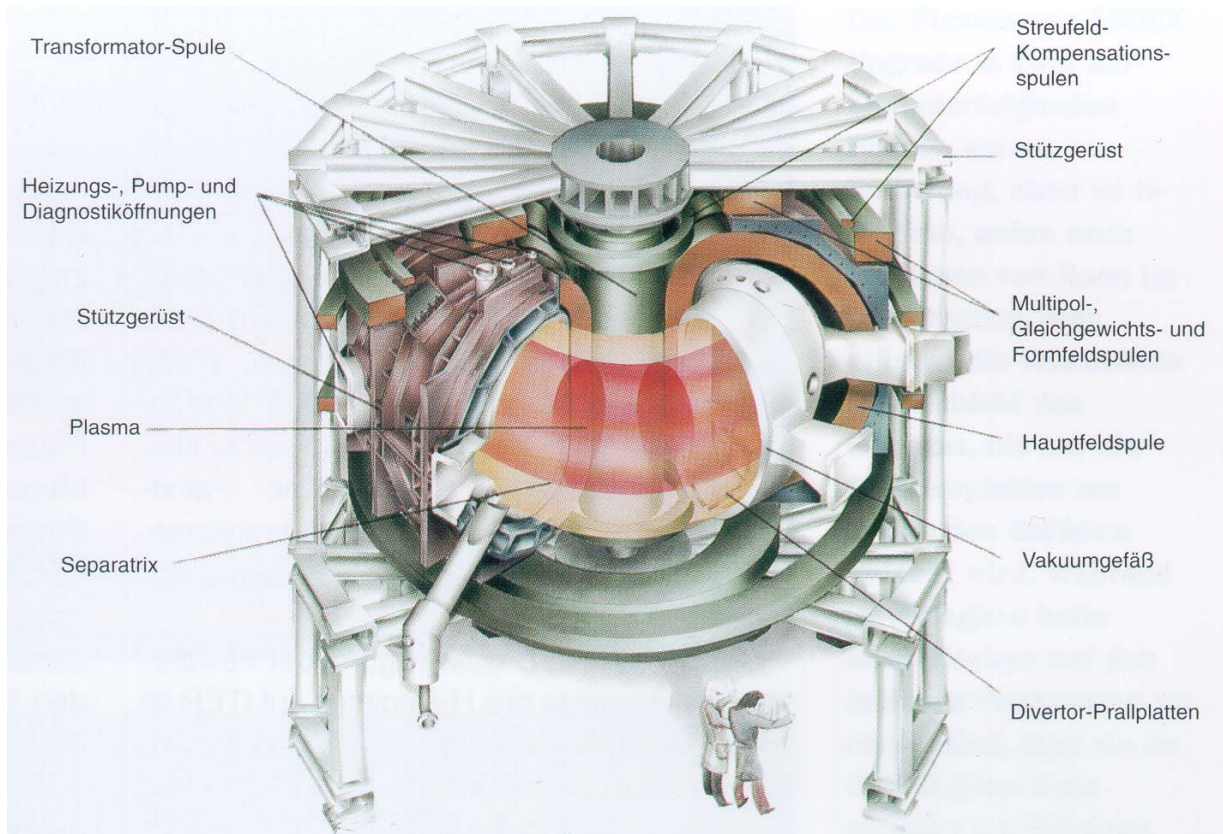
	TORE SUPRA	T 15
Supraleiter	NbTi	Nb <sub>3</sub> Sn
Matrix	Cu/CuNi	Cu
Abmessungen [mm]	2,8 x 5,6	18 x 5
Kupfer zu Supraleiterverhältnis α	2 : 1	4 : 1
He-Anteil am Wicklungs- bzw. Leiterquerschnitt	28,6	13
Nennstrom bei 9/9,3 T [kA]	1,4	5,6
Kritischer Strom [kA] beim Feld B [T] und Temperatur T [K]	1,4/9/4,2	10/8,5/4,2
Transiente Feldbelastung beim Plasmaabbruch: ΔB [T] τ [ms]	0,6 10 - 20	0,7 20
Querschnitt		

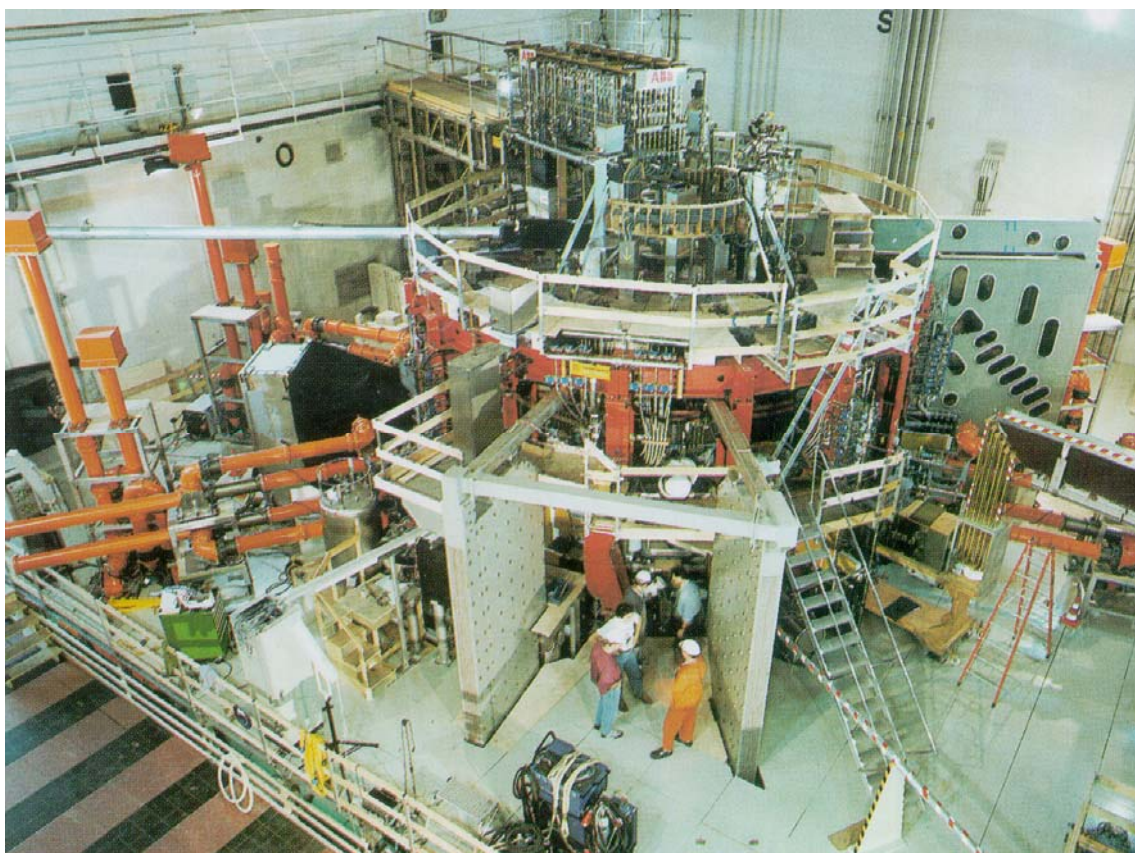
Tabelle 5.5-2: Aufbau der supraleitenden Torusspulen bei TORE SUPRA und T15 [3.1]

Parallel zu den Fusionsexperimenten wurde die Technologie **supraleitender Torus-Ring-Spulen** entwickelt, erprobt und erfolgreich soweit abgeschlossen, dass beim ITER-Projekt nun supraleitende Ringspulen zum Einsatz kommen [5.9], [5.10]. In Europa war zunächst das TORE SUPRA-Projekt am *CEA-Institut in Cadarache, Südfrankreich* aktiv.





**Bild 5.5-1:** Aufbau des ASDEX Upgrade-Fusionsexperiments [5.11]



**Bild 5.5-2:** Ansicht des ASDEX Upgrade-Fusionsexperiment nach dem Tokamakprinzip in Garching [5.11]



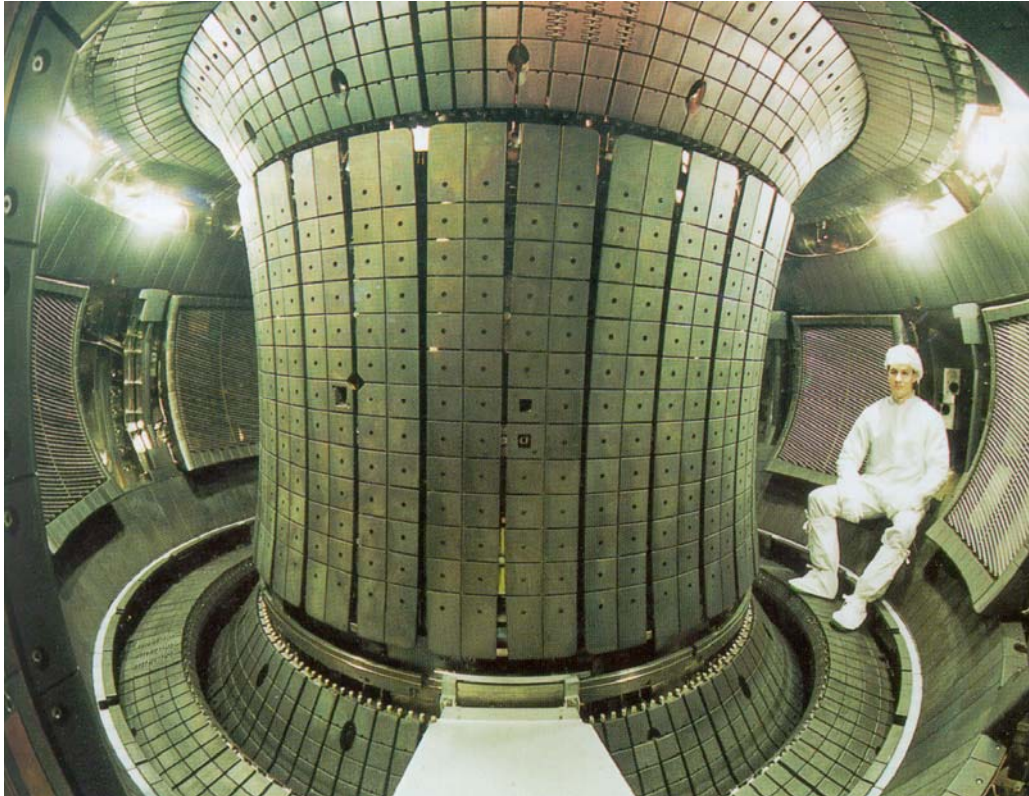


Bild 5.5-3: Ansicht des Plasmagefäßes des ASDEX Upgrade-Experiments nach dem *Tokamak*prinzip in *Garching*. Graphitziegel als Auskleidung schützen die Gefäßwand vor den Strahlen des heißen Plasmas und das Plasma vor Verunreinigungen (= herausgeschlagene Teilchen aus der Gefäßwand) [5.11]

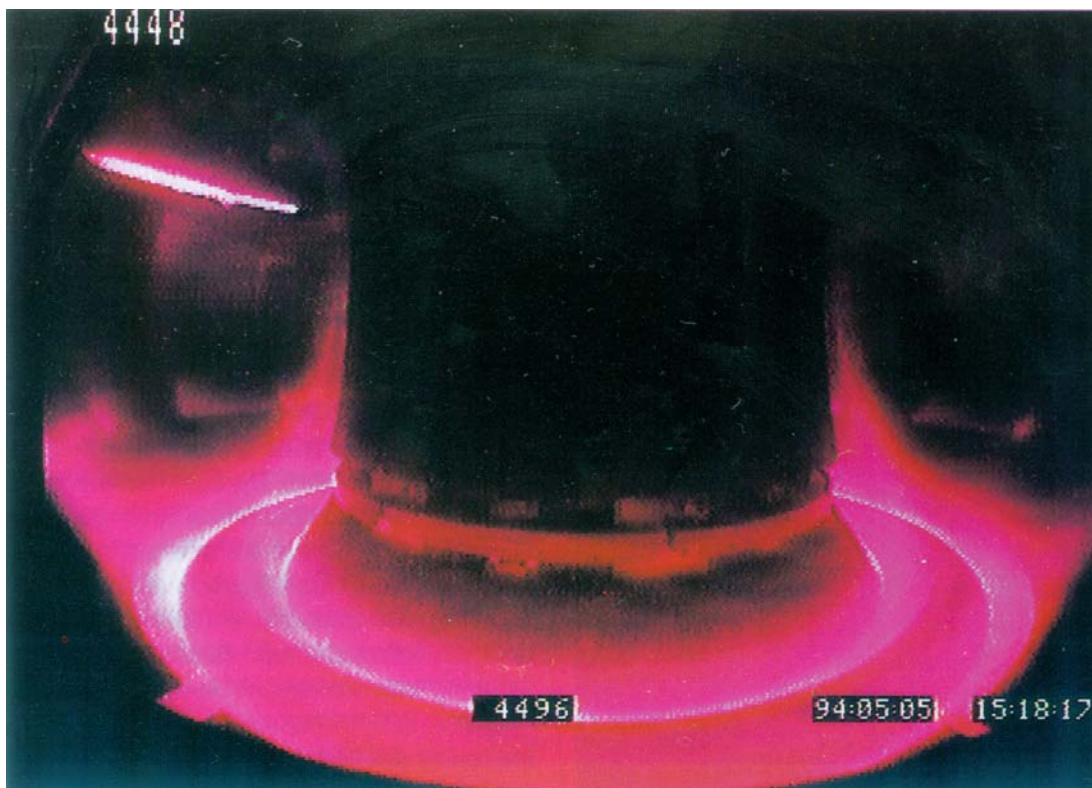


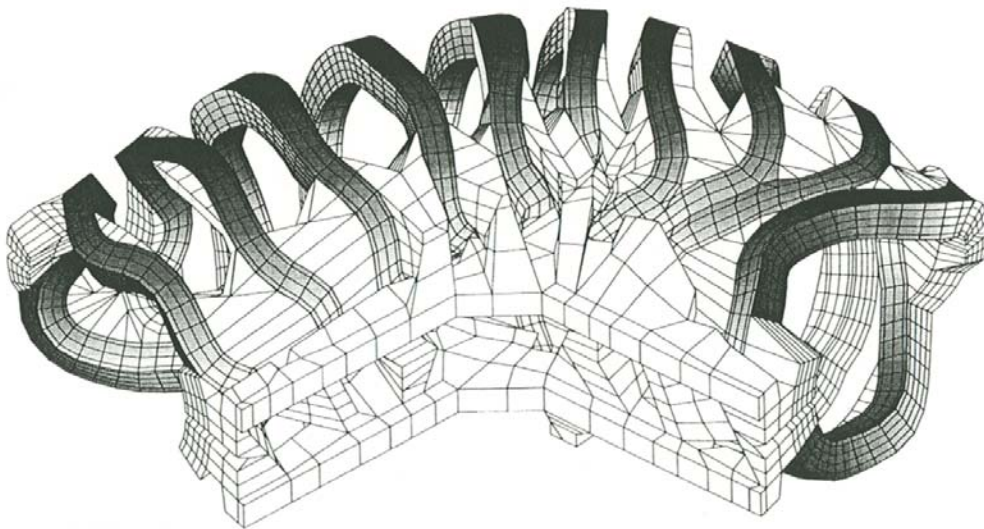
Bild 5.5-4: Ansicht des brennenden Plasmas im ASDEX Upgrade-Experiment nach dem *Tokamak*prinzip in *Garching*. Links oben wird ein Pellet (gefrorene Deuteriumkugel) mit 1.2 km/s in das Plasma eingeschossen, wo es verdampft. Die Einschussrate beträgt maximal 80 Pellets/Sekunde. Mit der Pellet-Einschussrate wird die Plasmadichte geregelt [5.11].

Seit 1988 erfolgte der Test supraleitender Ringerregerspulen im Dauerbetrieb. Parallel dazu fand im damaligen Ostblock das T15-Projekt (Torus 15) am *Kurchatov-Institut* in *Moskau* in der damaligen Sowjetunion (heute *Russland*) statt, wo ab 1988 ebenfalls der Test supraleitender Spulen durchgeführt wurde (Tabelle 5.5-1 und 5.5-2). Zur gleichen Zeit wurden im Rahmen des TRIAM-1M-Projekts an der *Kyushu-Universität*, *Japan*, supraleitenden Spulen getestet.

Wesentliche **Plasmaexperimente** nach dem *Stellarator*-Prinzip sind:

a) **Wendelstein 7-AS-Projekt** (Advanced Stellarator) in *Garching, Deutschland*. Dieses Projekt wurde seit 1988 bearbeitet, wobei die nichtplanaren Erregerspulen Kupfer-Spulen sind. Dieses Projekt wird im Nachfolgeprojekt **Wendelstein W7-X** in *Greifswald, Deutschland* fortgesetzt, das zur Zeit in der Inbetriebnahmephase ist. Die nichtplanaren Torus-Ringspulen sind supraleitende NbTi-Spulen, deren Magnetfeld an der Spulenoberfläche im Normalbetrieb 6 T beträgt und 3 T im Plasma. Der fünffach periodische Spulenkranz (Bild 5.5-5) besteht aus 50 nichtplanaren Spulen (Bild 5.5-6). Zusätzlich sind 20 planare Ringspulen für Experimentierzwecke vorhanden. Außen umfasst ein gemeinsamer Kryostat alle 70 Spulen, die bei 4 K durch LHe I gekühlt werden. Die innere Wand des Kryostaten (in Bild 5.5-6 gelb) ist gleichzeitig die Wand des Plasmagefäßes. Diverse Anschlussstutzen für Messgeräte, Heizungen und Vakuumpumpen führen durch den thermisch isolierten kalten Spulenbereich nach außen.

b) **LHD-Projekt** (Large Helical Device) am *National Institute for Fusion Science*, in *Nagoya/Toki, Japan*. Die Stellarator-Anordnung verwendet zwei helikale Spulen und konventionell-planare Torus-Ringspulen. Allerdings sind ALLE Spulen aus NbTi-Supraleiter. Das Experiment wurde im Jahre 1997 begonnen.



**Bild 5.5-5:** Konstruktionszeichnung eines Teils der supraleitenden nichtplanaren Torus-Ringspulen und der mechanischen Abstützungskonstruktion für das *Stellarator*-Experiment *Wendelstein W7-X* in *Greifswald, Deutschland* [3.1].



Mittlerer Torusradius	$R = 5,5 \text{ m}$
Mittlerer Spulenradius	$r_c = 1,5 \text{ m}$
Mittlerer Radius des Plasmas	$a = 0,5 \text{ m}$
Induktion auf der Plasmaseele	$B_T = 3 \text{ T}$
Induktion am Leiter	$B_{\max} = 6 \text{ T}$
Windungszahl der Magnete	$w = 120 \times 50$
Leiternennstrom	$I = 14,8 \text{ kA}$
Gespeicherte Energie	$Q_s = 620 \text{ MWs}$
Induktivität (Klemmen)	$L = 5,66 \text{ H}$
Stromänderung (normal)	$dI/dt \leq 50 \text{ A/s}$
Schnellentladungszeitkonstante	$\tau = 3 \text{ bis } 5 \text{ s}$

Tabelle 5.5-3: Daten der supraleitenden nichtplanaren Torus-Ringspulen für das *Stellarator*-Experiment *Wendelstein W7-X* in *Greifswald, Deutschland* [3.1].

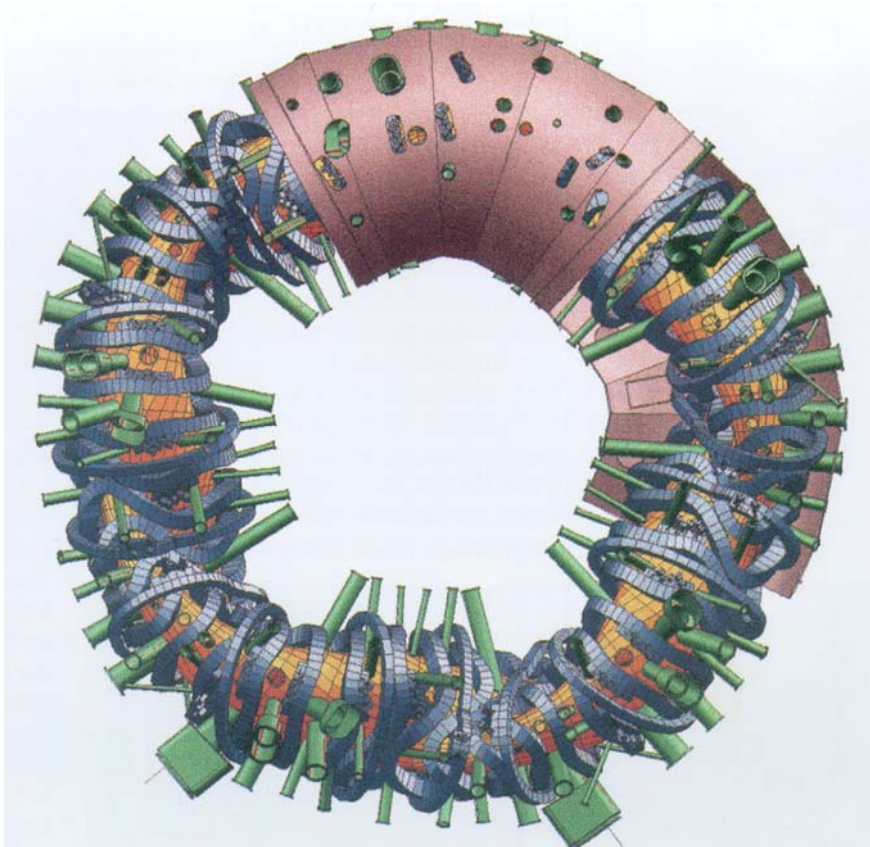
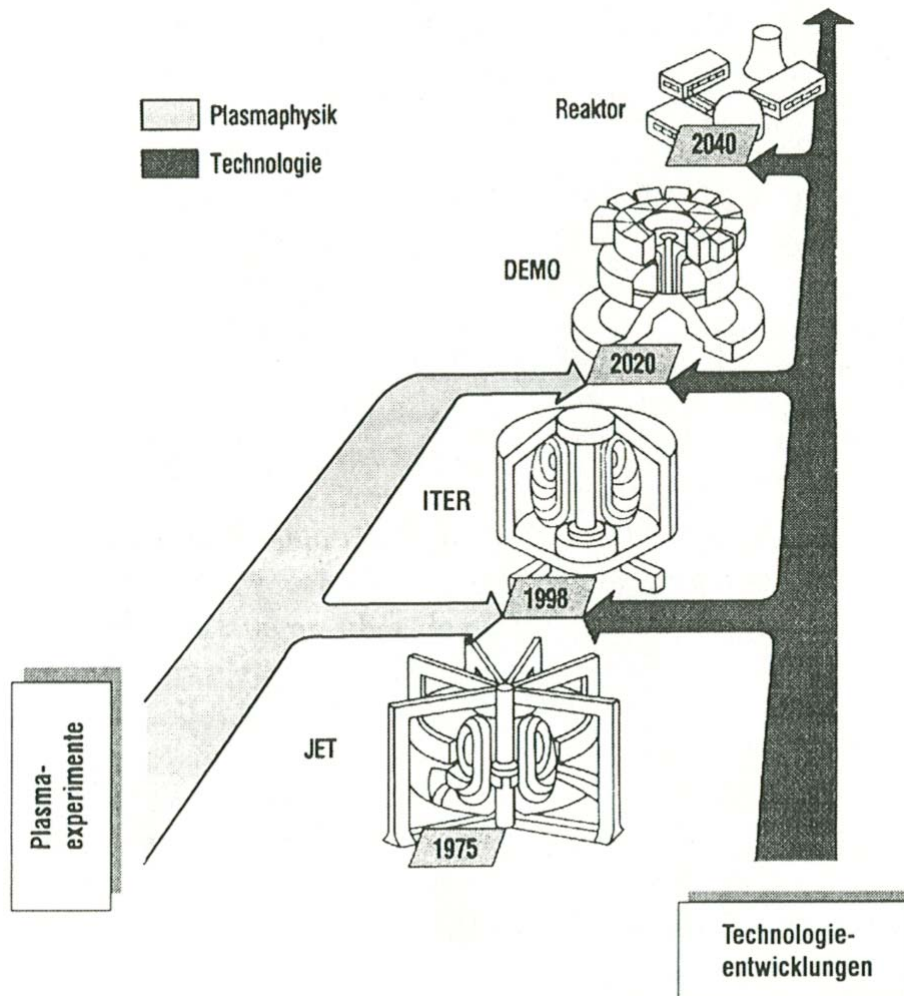


Bild 5.5-6: Torus mit den nichtplanaren Torus-Ringspulen für das *Stellarator*-Experiment *Wendelstein W7-X* in *Greifswald, Deutschland*. Fünffach periodischer Spulenkranz, 50 nichtplanare Spulen, zusätzlich 20 planare Ringspulen für Experimentierzwecke. Außen gemeinsamer Kryostat für alle 70 Spulen (4 K, LHe I). Diverse Anschlussstutzen für Messgeräte, Heizungen, Vakuumpumpen führen durch den thermisch isolierten kalten Spulenbereich [5.11].

### **Roadmap zur kommerziellen Nutzung der Fusion:**

Nach dem Abschluss der Experimente am *JET-Tokamak* in *Culham* wurde mehrere Jahre um den Standort für das Nachfolgeexperiment *ITER* (International Tokamak Experiment Reactor) gerungen. Da es von einer Staatengemeinschaft als Joint-venture-Forschungsprojekt international finanziert wird, waren naturgemäß mehrere Staaten interessiert, dieses

prestigeträchtige Projekt bei sich installieren zu können, so dass es erst verspätet zu einer Standortentscheidung kam. Allerdings wurden bereits ab 1998 die ersten Spulensysteme gefertigt und erprobt (s.u.). Zur Zeit (2007) findet der Aufbau des Fusionsexperiments ITER, ein *Tokamak*-Versuchsfusionsgenerator, in *Cadarache, Südfrankreich*, statt. In einem Nachfolgeprojekt (DEMO) soll dann ab ca. 2020 eine dem kommerziell nutzbaren Generator sehr nahe Versuchsanlage erprobt werden. Der Serieneinsatz könnte dann frühestens ab 2040 erfolgen (Bild 5.5-7), es sei denn, dass durch die sich verschärfende Energiesituation eine deutliche Erhöhung der Forschungsmittel eine Beschleunigung der Forschungsarbeiten erlaubt.



**Bild 5.5-7:** Roadmap zur Weiterführung der Plasmaexperimente, um das *Lawson*-Kriterium zur Energieauskopplung zu erfüllen, und zur Technologieentwicklung bis zum kommerziell nutzbaren Fusionsreaktor [3.1].

Als Vorarbeit zum ITER-Projekt wurden im LCT-Projekt (Large Coil Task) in den Jahren 1976 bis 1988 sechs supraleitende D-Spulen als Ringerregerspulen für das Torusfeld entworfen, gebaut und erfolgreich getestet. Dieses Projekt war – wie ITER nun auch – international besetzt. Drei der sechs Spulen stammten aus den USA, je eine aus *Japan*, der *Schweiz* und der *EU*. Sie wurden im *Oak Ridge National Laboratory*, USA, getestet. Im ITER-Projekt werden alle Spulen supraleitend sein [5.9], [5.10].

Ziel des Projekts ist es, das Verhältnis „Fusionsleistung / Heizleistung“ = 10 zu erreichen, was als Betrieb „nahe an der Zündung“ bezeichnet wird. Dazu sollen 18 D-Spulen als Ringerregerspulen mit den Abmessungen 8.0 x 12.5 m ein Torusfeld von 5.7 T im Plasma und

11.8 T an Spulenoberfläche erregen. Wegen dieser hohen Flussdichte bei 4.3 K muss der Spulenleiterwerkstoff aus Nb<sub>3</sub>Sn gefertigt sein.

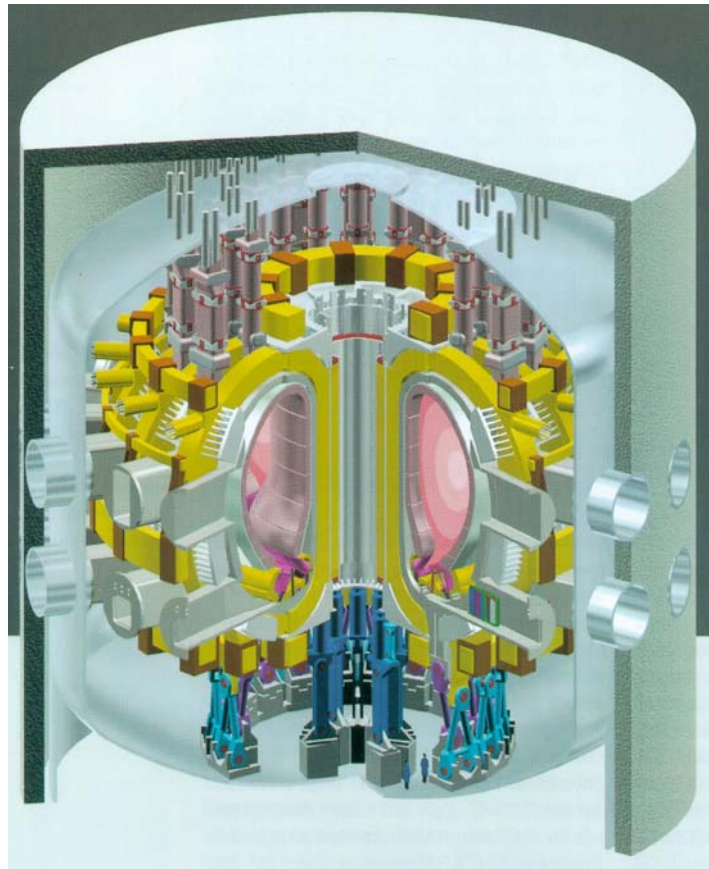


Bild 5.5-8: Entwurf des ITER-Tokamak-Fusionsexperiments (Plasma im Querschnitt dargestellt, Blanket außen um das Plasma, Plasmagefäß mit am Boden angebrachten Divertorplatten, Magnete (supraleitend), Kryostat für Magnete und elektromagnetische Abschirmung) [5.11].

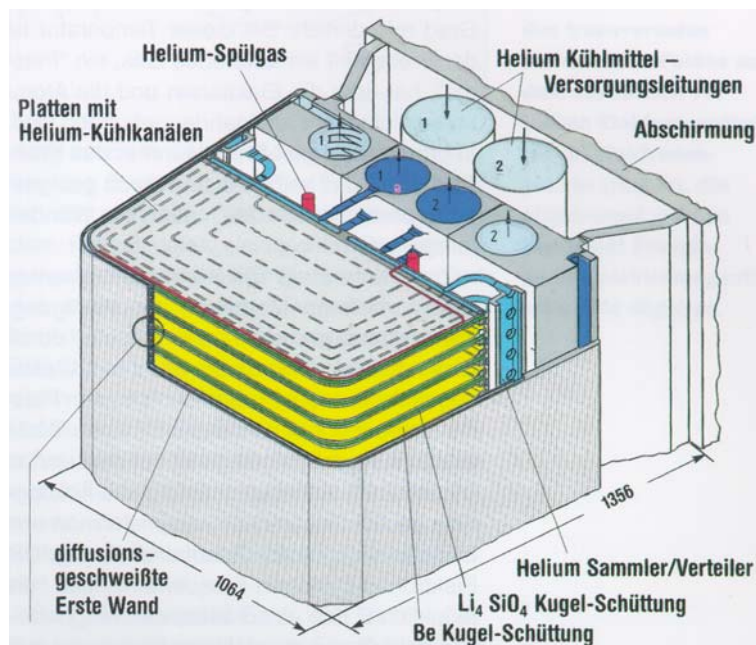


Bild 5.5-9: Außensegment des Blankets eines Fusionsgenerators [5.11].



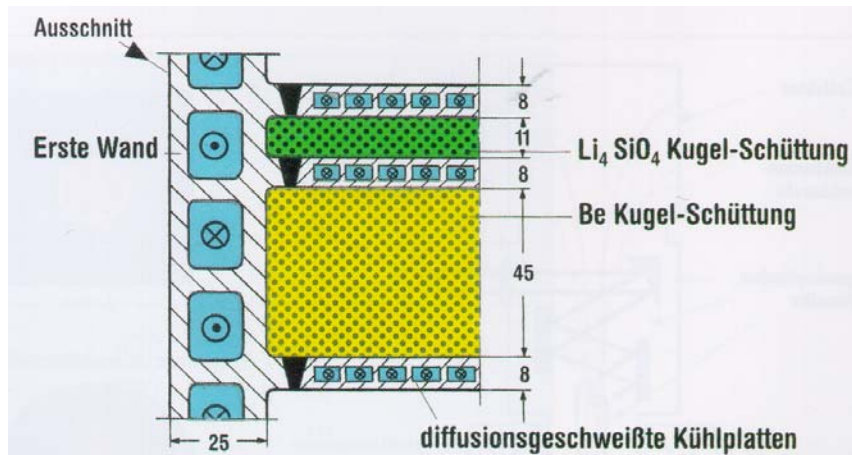


Bild 5.5-10: Querschnitt eines Blanket-Außensegments [5.11].

Die zentrale Transformatorspule mit einem Durchmesser  $\varnothing$  4 m und einer Höhe  $H = 10$  m soll eine Flussdichte von 13.5 T erregen. Wieder wird der Supraleiterwerkstoff  $Nb_3Sn$  mit den Daten  $J_c = 700 \text{ A/mm}^2$ , 12 T bei 4.3 K verwendet. Die sechs Poloidalfeldspulen mit einem Durchmesser von maximal 24 m erregen ein Feld von 5 ... 6 T an der Spulenoberfläche. Daher kann der Supraleiterwerkstoff  $NbTi$  bei 4.3 K verwendet werden. Der Reaktor ist für eine Zündzeit von 60 s, eine Brennzeit von 1000 s und eine Abschaltzeit von 60 s bemessen.

#### 1. Phase des Projekts ITER (abgeschlossen) 1998-2002:

Zunächst wurde die zentrale Transformatorspule (Central Solenoid) in *Japan* und den *USA* gefertigt. Der Test dieser CS-Spule erfolgte im japanischen Institut *JAERI* in *Naka*, im Jahr 2000 bei 45 kA Nennstrom und einer Feldänderungsgeschwindigkeit von  $dB/dt = 0.5 \text{ T/s}$ . Danach erfolgte der Bau einer supraleitenden Prototyp-Torusspule mit der Gesamtmasse von 63 Tonnen in *Russland* und in der *EU*, die für einen Gleichstrom von 63 kA Nennstrom bemessen ist. Der Test dieser Spule wurde 2001 im *Forschungszentrum Karlsruhe* durchgeführt mit dem Ergebnis, dass selbst ein Betrieb mit einem Gleichstrom 80 kA-Betrieb ohne Quenchen möglich ist (Eigenfeldtest). Der Fremdfeldtest im Feld der zentralen Transformatorspule wurde im Jahr 2002 durchgeführt.

2. Phase des Projekts ITER (abgeschlossen): 2003-2006: Es erfolgte die Auswahl des Standorts *Cadarache/Frankreich* und die Engineeringphase für den Bau des Reaktors, wobei 3 Mrd. Euro Baukosten für den Reaktor veranschlagt wurden.

#### **Experiment ITER: Daten**

Gesamtradius:	18 m
Gesamthöhe:	36 m
Plasmaradius:	8.14 m
Plasmahöhe:	9.4 m
Plasmabreite:	5.6 m
Plasmavolumen:	$2000 \text{ m}^3$
Magnetfeld:	5.7 T
Max. Plasmastrom:	21 MA
Startheizung:	100 MW
Wandlast durch Neutronen *):	$10^{25} \text{ Teilchen/m}^2$
Fusionsleistung:	500 MW (für 1000 s)

\*) bei künftigen Reaktoren (z. B. DEMO) etwa 10-mal so hoch