



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

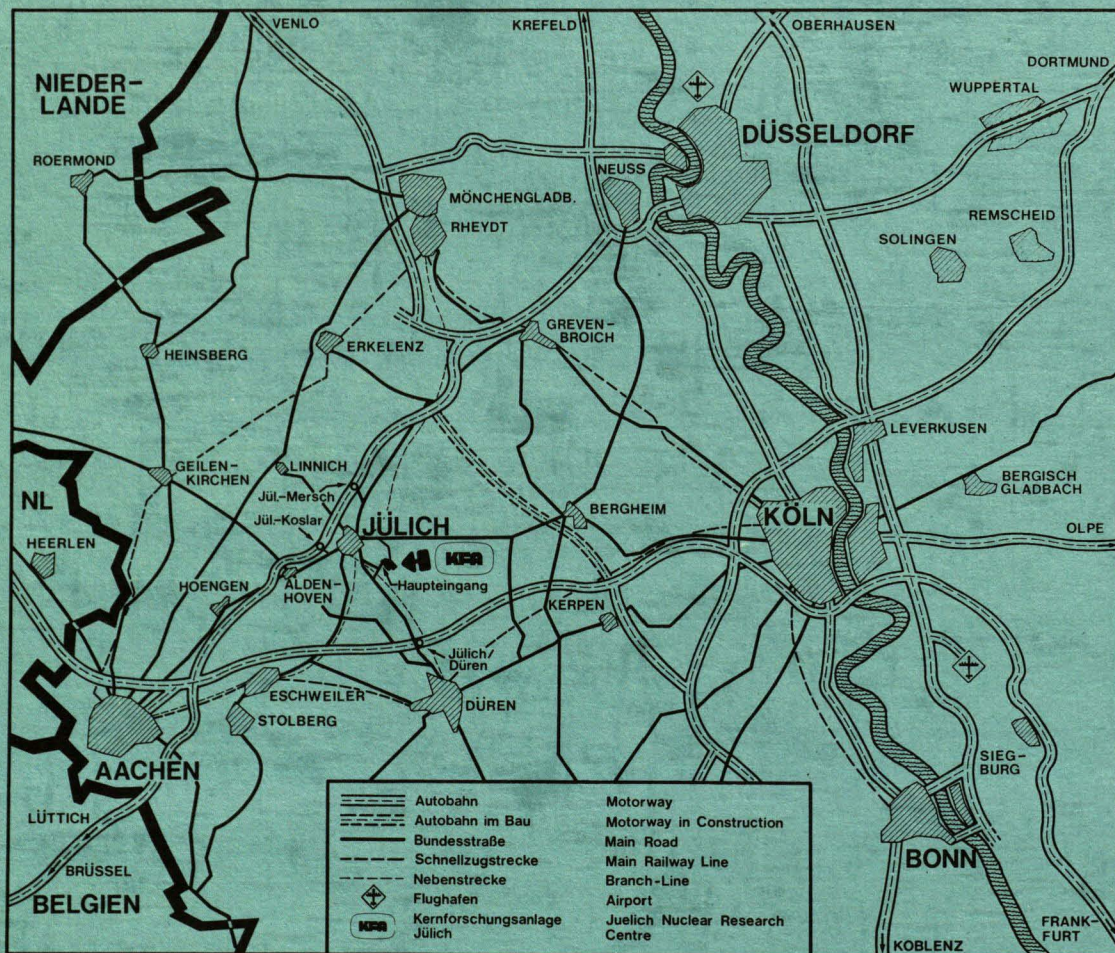
Institut für Plasmaphysik
Association EURATOM - KFA

**Eine Abschätzung zum Konzept
der Konvektionskühlung durch die
Randschicht toroidaler Fusionsplasmen**

von

G. H. Wolf

Jül - 1666
Juli 1980
ISSN 0366-0885



Als Manuskript gedruckt

Berichte der Kernforschungsanlage Jülich - Nr. 1666

Institut für Plasmaphysik Jül - 1666

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH

Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)

Telefon: 02461/611 · Telex: 833556 kfa d

**Eine Abschätzung zum Konzept
der Konvektionskühlung durch die
Randschicht toroidaler Fusionsplasmen**

von

G. H. Wolf

An Estimate on the Concept of Convection Cooling in the Boundary-Layer of Toroidal Fusion Plasmas

G.H. Wolf

Institut für Plasmaphysik der Kernforschungsanlage Jülich
GmbH, Association EURATOM-KFA, 5170 Jülich, F. R. G.

Abstract

A simple model is considered in which the heating power transmitted to a toroidally confined plasma is eventually being carried away by means of a convective plasma flow in the boundary layer. The boundary layer of thickness δ fills the interspace between the outermost - closed - magnetic surface and the first wall which encloses the plasma column toroidally. The model requires that $\delta \geq 10^{15}/n$ [cm], a quantity also of relevance for the cold-gas-blanket concept. For the convection cooling process proposed here, however, all magnetic field lines inside the boundary layer have to lead to the first wall after a finite number of toroidal pathlengths in order to permit a thermal plasma flow to the wall. Such a magnetic field configuration corresponds approximately to a helical magnetic limiter, as can be produced e.g. by resonant helical perturbation fields of short decay length.

The model connects the total heating power with average values of the plasma parameters T and n in the boundary layer and of the angle ϵ which gives the direction of the plasma flow towards the wall. The values of ϵ and of δ may be controlled by the field configuration of the magnetic limiter. This results in an estimate on the plasma temperature T in front of the first wall: for $\epsilon n \approx 10^{12}$ [cm⁻³] one obtains T to be of the order of 10 [eV] or below, applied for the parameters of TEXTOR and INTOR.

Eine Abschätzung zum Konzept der Konvektionskühlung durch
die Randschicht toroidaler Fusionsplasmen

G.H. Wolf

Institut für Plasmaphysik der Kernforschungsanlage Jülich
GmbH, Assoziation EURATOM-KFA, D-5170 Jülich

Abstract

Es wird ein einfaches Modell betrachtet, bei dem die in einem toroidalen Plasma umgesetzte Heizleistung letztlich durch konvektives Abströmen des Plasmas aus der Randschicht abgeführt wird. Dabei befindet sich die Randschicht der Dicke δ im Zwischenraum zwischen der äußersten magnetischen Oberfläche und der den Plasmaschlauch umhüllenden toroidalen Ersten Wand. Zur Gültigkeit des Modells wird vorausgesetzt, daß $\delta \geq 10^{15}/n$ [cm], eine auch für das Konzept des Kaltgasmantels relevante Größe. Für die hier vorgeschlagene Konvektionskühlung ist es jedoch erforderlich, daß alle magnetischen Feldlinien in der Randschicht nach einer endlichen Anzahl toroidaler Umläufe zur Ersten Wand führen und ein thermisches Abströmen des Plasmas zulassen. Diese Magnetfeld-Konfiguration entspricht näherungsweise einem helikalen magnetischen Limiter, wie er z.B. durch resonante helikale Störfelder kurzer Reichweite erzeugbar sein kann.

Verknüpft werden die Heizleistung und Mittelwerte der Plasmamaparameter T und n in der Randschicht sowie des Abströmwinkels ϵ , der ebenso wie δ durch die Magnetfeldstruktur des magnetischen Limiters eingestellt werden kann. Dies führt zu einer Aussage über die zu erwartende Randschichttemperatur vor der Ersten Wand: für $\epsilon n \approx 10^{12}$ [cm⁻³] liegt T im Bereich von 10 [eV] oder darunter, abgeschätzt für die Parameter von TEXTOR und INTOR.

Einleitung

Zur Beherrschung der Leistungsauskopplung, der Asche-Abfuhr und der Plasma-Reinhaltung besteht ein großes Interesse

1. die Randschicht-Temperatur von Fusionsplasmen möglichst niedrig zu halten, um unter die Schwellwerte kritischer Plasma-Wand-Wechselwirkungsprozesse zu kommen und 2. die Leistung möglichst gleich verteilt und großflächig abzuführen, um die Wärmebelastung von Limitern [1], Divertorprallplatten [2] und mechanischen Divertoren (Scrape-off-Limitern) [3] in tolerierbaren Grenzen zu halten. Intensiv diskutierte Maßnahmen zu diesem Zweck sind Kalt-Gas-Mantel [4, 5], Strahlungskühlung [6], vorzugsweise aus randnahen Bereichen, und beschleunigter radialer Plasma-Transport durch anomale Diffusion, Turbulenz, Ergodisierung [7, 8] etc. Dieser Teilchentransport zur Wand wird aufgrund der Tatsache, daß jedes dem Plasma verlorengelassene Teilchen seine kinetische Energie mit sich führt, häufig auch unter der Bezeichnung "konvektive Verluste" zusammengefaßt; da seine Beschreibung bisher jedoch mittels eines - evtl. überhöhten - Diffusionskoeffizienten erfolgte, wollen wir hierfür im folgenden zur besseren Unterscheidung die Kennzeichnung "diffusive Verluste" wählen.

Erstaunlicherweise sind bisher keine Ansätze bekannt, in welchen - im Gegensatz zu den oben erwähnten diffusiven Verlusten - zur Abschätzung der Leistungsauskopplung in der Randschicht freies thermisches Abströmen zur Ersten Wand als Modell zugrunde gelegt wurde, d.h. bei denen die für den Fall eines magnetischen Limiters typische konvektive Leistungsauskopplung betrachtet wurde.

Zwar wurde das Modell einer Randschicht außerhalb der Separatrix zur Berechnung von Teilchen-Bilanzen, Abschirmwirkungen und Nachfüllverfahren bei Anwesenheit magnetischer Divertoren herangezogen [z.B. 9, 10], eine Aussage über die konvektive Leistungsauskopplung ist jedoch dem Autor nur

für den Sonderfall einer stoßfreien Auspuff-Strömung in einen Bündeldivertor hinein bekannt [2].

In der vorliegenden Arbeit wird daher versucht, diese Lücke zu schließen und mittels eines sehr einfachen Modells eine dementsprechend nur grobe Aussage über die zu erwartende Plasma-Temperatur in der Randschicht unmittelbar vor der Ersten Wand zu erhalten. Eine Verfeinerung dieses Modells einschließlich konsistenter Übergangsbedingungen zum Plasmakern ist einer weiteren Arbeit vorbehalten [11].

Modell

Es wird angenommen, daß der magnetisch eingeschlossene toroidale Plasmaschlauch von einer magnetischen Separatrix begrenzt sei, welche sich ihrerseits im Abstand δ von der ebenfalls als toroidal angenommenen Ersten Wand befinde. Dieser Zwischenraum zwischen der Separatrix (d.h. der äußersten - geschlossenen - Magnetischen Oberfläche) und der Ersten Wand habe dann die Form eines Hohl-Torus der Dicke δ , und die magnetischen Feldlinien darin seien durch einen mittleren Winkel ϵ charakterisiert*, unter welchem sie zur Ersten Wand hin geneigt sind. Dabei wird angenommen, daß eine solche Magnetfeldstruktur näherungsweise durch plasmanähe helikale Stromleiter erzeugt werden kann, die parallel zu den Magnetfeldlinien in der ungestörten äußersten Magnetischen Oberfläche verlaufen und deren Multipolarität so gewählt ist, daß die entsprechenden resonanten Störmagnetfelder zum Plasmakern hin rasch abfallen. Diese Struktur ist eine Variante der in [7, 12, 13, 14] beschriebenen Anordnungen und sei im folgenden als Helikaler Magnetischer Limiter bezeichnet. Ein besonderer Vorteil

* genauer durch einen Mittelwert aus den örtlichen Absolutbeträgen von ϵ

dieser Anordnung besteht in den sehr geringen Stromstärken, welche zur Erzeugung der Ströfelder benötigt werden. Es wird angenommen, daß der Wert von ϵ im Bereich zwischen 10^{-3} und 10^{-1} einstellbar ist.

Der Gegensatz zum Helikalen Magnetischen Divertor liegt im wesentlichen darin, daß das entlang der Feldlinien in der Randschicht δ thermisch abströmende Plasma nach Auftreffen auf die toroidale Erste Wand (bzw. deren Panzerung) dort nicht abgepumpt wird, sondern in vollem Umfang wieder in Form von Molekülen bzw. Atomen in die Randschicht zurückströmt (100 % Recycling). Das bedeutet in der Praxis, daß jener Teil des abströmenden Plasmas, welcher von der Wandoberfläche absorbiert wird oder - z.B. zur Asche-Abfuhr - durch geeignete Pumpöffnungen [z.B. 3] absichtlich abgepumpt wird, durch externe Gaszufuhr zu kompensieren ist. Dabei muß die Gaszufuhr so eingestellt werden, daß die mittlere Teilchendichte $\langle n \rangle$ in der Randschicht δ einen derartigen stationären Wert annimmt, daß der Netto-Teilchenstrom durch die Separatrix-Oberfläche zu Null wird, d.h. die geschünschte stationäre Teilchendichte im Plasmakern nach Erreichen festgehalten wird. In der folgenden Abschätzung wird der Wert von $\langle n \rangle$ als freier Parameter vorausgesetzt; da die gewünschte Teilchendichte im Plasmakern bei einigen $10^{14} \text{ [cm}^{-3}\text{]}$ liegt, scheint im Rahmen des beschriebenen Modells für $\langle n \rangle$ ein erreichbarer Wert im Bereich zwischen $3 \cdot 10^{13} \text{ [cm}^{-3}\text{]}$ und $10^{14} \text{ [cm}^{-3}\text{]}$ plausibel zu sein. Hierin liegt der Unterschied zum Kühlkonzept des Kalt-Gas-Mantels, für dessen Wirksamkeit wesentlich höhere Randschicht-Dichten notwendig sind. Die Ähnlichkeit mit diesem Konzept besteht jedoch in der Tatsache, daß zum Funktionieren des vorliegenden Modells die von der Wand rezyklierten Neutralteilchen im wesentlichen nicht über die Separatrix vordringen dürfen, weswegen deren Eindringtiefe $\lambda \leq \delta$ sein muß. Das führt zur Bedingung $\delta \geq 10^{15} / \langle n \rangle \text{ [cm}^{-3}\text{]} [4]$.

In Abb. 1 sind die wesentlichen Größen des Modells gezeigt. Dabei ist a der Plasmaradius, welcher sich - im Falle des angenommenen magnetischen Limiters - bis zur äußersten geschlossenen magnetischen Oberfläche erstreckt, d.h. der Separatrix-Radius. Daran anschließend befinde sich die noch mit Plasma der mittleren Temperatur $\langle T \rangle$ und der mittleren Dichte $\langle n \rangle$ angefüllte Randschicht der Dicke δ , in der die Feldlinien mit dem mittleren Neigungswinkel ϵ zur als Torusoberfläche angenommenen Ersten Wand laufen.

Abschätzung

Die mittlere Temperatur $\langle T \rangle$ des Plasmas in der Randschicht bestimme sich mittels einer stationären Leistungsbilanz aus der durch radiale Wärmeleitung aus dem Plasmakern in die Randschicht einfließenden Heizleistung und aus der konvektiven Abfuhr dieser Leistung zur Wand. Dabei wird angenommen, daß der die Randschichttemperatur bestimmende Prozess nicht die Leistungszufuhr, sondern allein die Leistungsabfuhr sei. Diese Annahme ist insoweit vernünftig, als die Leistungszufuhr eine vom Plasmakern her aufgeprägte Größe ist, die höchstens durch vorherige Strahlungsverluste vermindert werden kann - dies führt dann eben zu noch niedrigeren Werten von $\langle T \rangle$.

Die gesamte Heizleistung P_H ist das Volumenintegral über die mittlere Heizleistungsdichte p_H

$$P_H = \pi a^2 p_H \cdot 2\pi R \quad (1)$$

wobei P_H dem Plasma entweder durch äußere Heizung zugeführt wird oder aber, im Falle der Zündung, durch α -Heizung gemäß

$$p_H(\alpha) = \frac{n_i^2}{4} \langle \sigma v \rangle Q_\alpha \quad (2)$$

Im vorliegenden Modell wird angenommen, daß die Abfuhr der gesamten Verlustleistung P_V nur innerhalb der Randschicht mit der Dicke δ erfolgt, wobei dort eine Verlustleistungsdichte p_V herrsche. Dann gilt ($\delta \ll a$)

$$P_V = 2\pi a \delta p_V \cdot 2\pi R \quad (3)$$

Im stationären Zustand muß sich Leistungsgewicht gemäß $P_H = P_V$ einstellen, so daß

$$P_V = P_H \frac{a}{2\delta} \quad (4)$$

Im weiteren sei angenommen, daß p_V nur durch Konvektion vonstatten geht, d.h. durch thermisches Abströmen des Plasmas aus der Randschicht zur Wand entlang der magnetischen Feldlinien. Die in der Randschicht vorhandenen Mittelwerte von $\langle n \rangle$ und $\langle T \rangle$ werden im weiteren ohne Mittelungszeichen weitergeführt, zumal im Rahmen des hier behandelten Modells ohnehin keine Vorschrift über die vorzunehmenden Mittelungsprozeduren gegeben wird.

Als nächster Schritt sei eine Teilcheneinschlußzeit τ_p eingeführt, die jedoch nicht, wie sonst im allgemeinen üblich, auf das gesamte Plasmavolumen bezogen ist, sondern nur auf die Randschicht mit der Dicke δ . Dann gilt

$$\tau_p = \frac{\delta}{v_r} \quad (5)$$

Die Flugzeit der von der Wand rezyklierten oder durch Gas-einlaß ersetzten Brennstoff-Moleküle bzw. -Atome bis zu ihrem Einfang in der Randschicht geht nicht in τ_p ein, sie bestimmt lediglich die Neutralteilchendichte n_0 . Zur Berechnung von v_r , der radialen Komponente der Plasmaströmung, wird angenommen, daß das Plasma entlang des Magnetfeldes mit thermischer Geschwindigkeit der Ionen (bzw. Ionen-Schallgeschwindigkeit) abströme, also mit v_{th} . Das Verhältnis von

v_{th} zu v_r ergibt sich aus dem Winkel ε , den die Feldlinien in der Randschicht schräg zur toroidalen Gefäßoberfläche bilden; wegen $\varepsilon \ll 1$ also zu

$$v_r = \varepsilon v_{th} \quad (6)$$

Für die konvektive Verlustleistung aus der Randschicht gilt

$$p_v = \frac{3/2 n_i k T_i + 3/2 n_e k T_e + n(E_i - E_o)}{\tau_p} \quad (7)$$

Dabei sei die Wärmeabfuhr die Elektronen-Wärmeleitung infolge z.B. erhöhter Elektronen-Emission aus der Wand [15] oder anderer Effekte der Potential-Schicht vernachlässigt; sie würden zu einer weiteren Erniedrigung der Randschichttemperatur führen.

E_i ist die Ionisationsenergie der rezyklierten Atome, E_o ihre kinetische Energie, mit welcher sie in die Randschicht eindringen. Mit $n_i k T_i = n_e k T_e = n k T$ vereinfacht sich Gl (8) zu

$$p_v = \frac{3n k T + n(E_i - E_o)}{\tau_p} \quad (8a)$$

Obwohl Aussagen über E_o noch dürftig sind [16], erscheint die Annahme $E_o < E_i$ gerechtfertigt. Wenn man $(E_i - E_o)$ gegenüber $2kT$ vernachlässigt, folgt für p_v

$$p_v = \frac{3n k T}{\tau_p} \quad (8b)$$

Bezeichnen wir mit m die Ionen-Masse (1 bzw. 2,5 der Protonen-Masse), so folgt

$$v_{th} = \sqrt{\frac{kT}{m}} \quad (9)$$

und kombinieren wird die Gln (9), (6), (5) und (8b), so folgt

$$p_v = \frac{3\varepsilon n (kT)^{3/2}}{\delta \sqrt{m}} \quad (10)$$

Eingesetzt in Gl (4) folgt

$$p_H \frac{a}{2\delta} = \frac{3\epsilon n (kT)^{3/2}}{\delta \sqrt{m}} \quad (11)$$

Daraus ist ersichtlich, daß T von δ unabhängig wird und sich folgend ausdrücken läßt

$$T = \frac{1}{k} \left[\frac{p_H a \sqrt{m}}{6\epsilon n} \right]^{2/3} \quad (12)$$

Das Herausfallen der Randschicht-Dicke δ in Gl (12) gibt uns die Möglichkeit, diesen Wert mittels der Magnetfeldstruktur der Limiter-Spulen so zu wählen, daß er der Eindringtiefe λ der rezyklierten Neutralteilchen entspricht, wie dies eingangs bei der Definition des Modells gefordert wurde. Da sich der Winkel ϵ innerhalb der Randschicht ändert, und zwar im allgemeinen mit wachsendem r zunimmt, kann es sogar zweckmäßig sein, δ hinreichend größer als λ zu wählen, um so zu größeren effektiven Werten von ϵ zu gelangen.

Im weiteren sei die Beziehung (12) auf die vorgesehenen Parameter [1, 17] von

TEXTOR ($a = 0,5 \text{ m}$; Volumen $V = 8,64 \text{ m}^3$; $P_H = 3 \text{ MW}$,
 $p_H = 0,35 \frac{\text{W}}{\text{cm}^3}$) und

INTOR ($\bar{a} = 1,64 \text{ m}$; $V = 277,5 \text{ m}^3$; $P_H(\alpha) = 124 \text{ MW}$; $p_H = 0,45 \frac{\text{W}}{\text{cm}^3}$)

angewandt. Das Ergebnis ist in der Tabelle I wiedergegeben und graphisch in Abb. 2 dargestellt.

Aus Abb. 2 ist ersichtlich, daß im Rahmen des betrachteten Modells bei nicht zu kleinem Abströmwinkel ϵ (z.B. im Bereich von $\epsilon \approx 10^{-2}$) und nicht zu kleinen Teilchendichten n in der Randschicht (z.B. im Bereich von $n \approx 10^{14} [\text{cm}^{-3}]$) Temperaturen dort auf die Größenordnung von $T \approx 10 [\text{eV}]$ absinken können. Da dieser Wert nicht mehr groß ist gegenüber der vernachlässigten Ionisierungsenergie E_i der rezyklierten Neutralteilchen, ist ein weiteres signifikantes Absinken der Elektronen-

$n \text{ [cm}^{-3}\text{]}$	T [eV]	
	TEXTOR (m_p)	INTOR ($m_{2,5}$)
10^{14}	0,3	1,2
10^{13}	1,6	5,3
10^{12}	7	25
10^{11}	33	115
10^{10}	160	535

Tabelle I: Randschichttemperaturen gemäß Gl. (12) abgeschätzt für die vorgesehenen Betriebsparameter von INTOR und TEXTOR (Aufbaustufe I)

temperatur T_e aufgrund der zu leistenden Ionisierungsprozesse zu erwarten. Dies würde sich günstig auf das hier nicht betrachtete elektrische Potential vor der Ersten Wand (Bögen, Ionen-Nachbeschleunigung) auswirken und zu einer gewissen Kombination mit dem Konzept des Kalt-Gas-Mantels [4, 5] führen. Eine weitere Temperatur-Erniedrigung folgt aus den Strahlungsverlusten aus der Randschicht [6] sowie aus den durch die kurze Teilchen-Einschlußzeit τ_p gemäß Gl. (5) erhöhte Neutralgasdichte n_0 und die damit verbundenen erhöhten Ladungsaustausch-Verluste.

Darüber hinaus begünstigen nahezu alle Eigenschaften dieser Randschicht (Breite δ , Temperatur T, Teilcheneinschlußzeit τ_p) die Anwendung mechanischer Divertoren [3] zur Asche-Abfuhr.

Schlußfolgerung

Im Rahmen eines sehr einfachen Modells wurde abgeschätzt, welche Randschichttemperaturen sich einstellen, falls die im Plasmaschlauch umgesetzte Heizleistung in dieser Randschicht durch freies thermisches Abströmen des Plasmas konvektiv abgeführt wird. Unter günstigen Umständen (z.B. für $n \approx 10^{14} \text{ [cm}^{-3}\text{]}$ und dem Einfallswinkel der magnetischen Feldlinien auf die toroidale Erste Wand $\epsilon \approx 10^{-2}$) kann dabei der Temperaturbereich von 10 [eV] erreicht werden (TEXTOR, INTOR). Eine derartige Randschicht kann z.B. durch sehr schwache helikale magnetische Störfelder kurzer Reichweite erzeugt werden, wobei die Dicke der Randschicht so eingestellt werden muß, daß sie der Eindringtiefe der rezyklierten Neutralteilchen entspricht. Alle Eigenschaften dieser Randschicht begünstigen die Anwendung mechanischer Divertoren zur Asche-Abfuhr.

Betrachtet man Leistungsreaktoren, deren Plasmaradien und Heizleistungen über INTOR hinausgehen, so erhöhen sich zwar (gemäß G. (12)) formal die Werte von T in der Randschicht, jedoch ist zu berücksichtigen, daß dann auch deren Energie-Einschließungsvermögen $n\tau_E$ ebenfalls ansteigt, so daß ein entsprechender Anteil der Gesamtleistung durch vorsätzlich erhöhte Strahlungsverluste ausgekoppelt werden kann. Demnach sollte gegenüber den Verhältnissen bei einer gerade zündfähigen Maschine keine weitere Erschwerung eintreten.

Wegen der Einfachheit des Modells ist dessen Einbau in eine konsistentere Betrachtungsweise erforderlich. Erste Schritte dazu wurden unternommen [11].

Acknowledgements

Meinen Kollegen G. Fuchs (KFA), J. Bohdanský und W. Feneberg (IPP Garching) möchte ich für Diskussionen zu diesem Fragenkreis danken.

Referenzen

- [1] Nucl. Fusion 20, 3, S. 349 (1980) und INTOR - Zero Phase, Report of the Intern. Tokamak Reactor Workshop, Vienna, 5-16 Febr., 11 June - 6 July, 1-23 Oct. and 10-19 Dec. 1979, IAEA, Vienna (1980)
- [2] P.J. Harbour, M.F.A. Harrison, A.D. Sanderson, P.E. Stott, Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res. III, S. 431, Vienna (1979)
- [3] W. Bieger, K.H. Dippel, G. Fuchs und G.H. Wolf Proc. of the Int. Symp. on Plasma-Wall-Interaction, S. 609, Jülich (1976) Pergamon Press EUR 5782 e
- [4] F. Engelmann, W.J. Goedheer, A. Nocentini, F.C. Schüller, Proc. of the Int. Symp. on Plasma-Wall-Interaction, S. 627, Jülich (1976), Pergamon Press EUR 5782 e
- [5] B. Lehnert et al., Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res. III, S. 265, Vienna (1979)
- [6] A. Gibson, J. of Nucl. Mat. 76/77, S. 92 (1978)
- [7] W. Engelhardt und W. Feneberg, J. Nucl. Mat. 76/77, S. 518 (1978)
- [8] A.V. Nedospasov und M.Z. Tokar, Proc. 4th Int. Conf. Plasma Surface Interactions, Garmisch (1980)
- [9] G. Haas, M. Keilhacker und K. Lackner, J. Nucl Mat. 76/77, S. 279 (1978)
- [10] M. Keilhacker in Culham Laboratory Report CLM-R 196, S. 43, (1979)
- [11] W. Feneberg and G.H. Wolf, to be published
- [12] F. Karger et al., Proc. 8th Europ. Conf. Contr. Fusion and Plasma Physics, Vol. 1, 4 (1977)
- [13] F. Karger and K. Lackner, Phys. Rev., Lett. 61A, S. 385 (1977)

- [14] G.H. Wolf et al., Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res., I, S. 426, Vienna (1979)
- [15] A. Nicolai und G. Fuchs, J. of Nucl. Mat. 76/77, S. 556 (1978)
- [16] W. Eckstein und H. Verbeek, Report IPP-Garching IPP 9/32 (1979)
- [17] TEXTOR Technical Data I, Herausgeber: Ass. Euratom-KFA (1980)

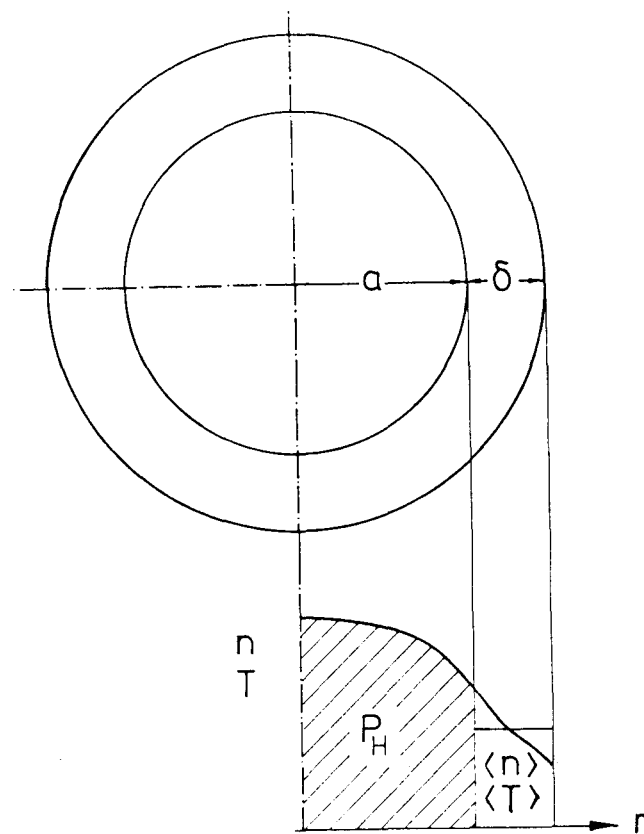


Abb. 1. Schematische Darstellung des zugrunde gelegten einfachen Modells. Die Separatrix des magnetischen Limiters befindet sich bei $r = a$.

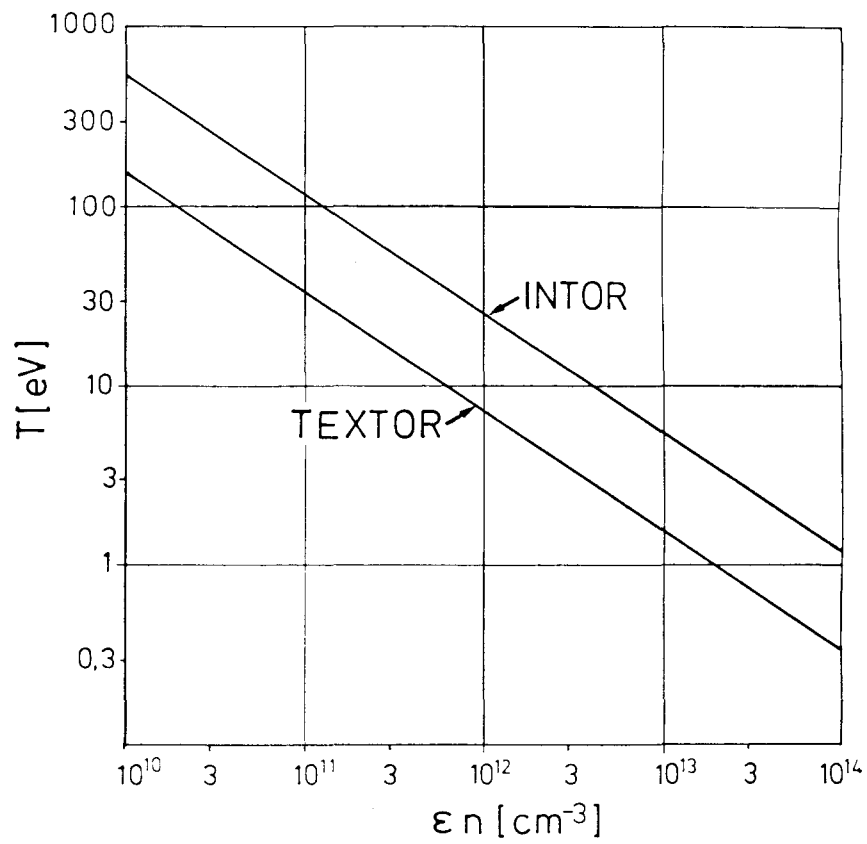


Abb. 2. Plasmatemperatur gemäß Gl. (12) in der Randschicht von TEXTOR und INTOR bei Konvektionskühlung mit $\epsilon = v_r/v_t$.