

LIMITER FÜR DEN STELLARATOR W VII-AS

---

Zum Stand der technischen Voruntersuchungen

P. GRIGULL

IPP 2/276

August 1985



**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK**

**8046 GARCHING BEI MÜNCHEN**

# MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

## GARCHING BEI MÜNCHEN

### LIMITER FÜR DEN STELLARATOR W VII-AS

Zum Stand der technischen Voruntersuchungen

P. GRIGULL

IPP 2/276

August 1985

*Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.*

August 1985

**Abstract**

In a first stage the Stellarator W VII-AS will work with two rail-type primary limiters placed horizontally at the top and bottom of the plasma at one toroidal position of the largest vertical plasma extension. Their number may be increased within a certain range.

Their area will be  $0.24 \text{ m}^2$  per limiter. The front will be adapted to the plasma shape in the toroidal direction with respect to an approximately homogenous surface thermal load concerning an e-folding length  $\lambda_F = 2.2 \text{ cm}$  of the energy flux density within the scrape-off layer.

The limiter front will be made from *TiC*-coated graphite tiles (thickness  $2 \text{ cm}$ ) which are attached elastically to an INCONEL-(or stainless steel-) plate with cooling pipes at the back.

The tiles will be inertially cooled during the pulse but actively between pulses. Coolant will be water. If the deformation of the contact area may be neglected an effective heat transition coefficient of  $k = 500 \pm 200 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$  is expected.

The permissible surface thermal load is limited by the allowable *TiC* sublimation rate at pulse durations above  $\approx 1 \text{ s}$ . For shorter pulses the thermal shock strength of the graphite becomes decisive. From analytical estimations an upper limit of  $10 \text{ MW/m}^2$  follows for pulse durations  $\leq 3 \text{ s}$  and a projected minimum pulse interval of  $177 \text{ s}$ . If the thermal contact breaks off (pure radiation cooling) this value is reduced to about the half, except the pulse interval is increased drastically.

Assuming peak loads of  $10 \text{ MW/m}^2$  integral thermal loads of about  $600 - 700 \text{ kW}$  per limiter are permissible for e-folding lengths about  $2 \text{ cm}$  and external rotational transforms  $\iota_0 \leq 0.5$ . This values are reduced drastically for larger  $\iota_0$  and smaller or greater  $\lambda_F$ -values due to increasingly peaked distributions. For this a modification of the limiter shape during the working stage may possibly become necessary.

For thermal loads exceeding the above limits the maximum surface temperature will become limited effectively only above 3000 K by sublimation cooling. Radiation cooling during the pulse becomes noticeable but does not limit the temperature efficiently within the projected short pulse durations.

For the limiter diagnostics an infrared thermography, thermopairs at the tile backs and a coolant calorimetry will be used.

For a later stage an installation of two modular pumplimiters is planned.

## ZUSAMMENFASSUNG

- W VII-AS wird zunächst mit zwei sich vertikal gegenüberstehenden horizontalen Rail-Limitern betrieben (toroidale Position  $\varphi = 36^\circ$ , siehe Abbn. 1 und 2). Sie sind in vertikaler Richtung jeweils um  $10\text{cm}$  verschiebbar. Ihre Anzahl wird bei Bedarf erhöht.
- Die abgewinkelte Limiterfläche beträgt je  $0.24\text{m}^2$ . Die dem Plasma zugewandten Frontseiten verlaufen in  $R$ -Richtung angenähert parallel zur Torusmittelebene, in toroidaler Richtung wird die Kontur dem Verlauf des Plasmascheitels bzgl. einer möglichst homogenen thermischen Belastung für eine Abfallänge der Energieflußdichte in der Randschicht  $\lambda_F = 2.2\text{cm}$  angepaßt.
- Die Struktur besteht frontseitig aus  $2\text{cm}$  dicken  $TiC$ -beschichteten Graphitziegeln, die federnd auf eine INCONEL- bzw. Stahlkühlplatte mit rückseitig eingelassenen Parallelkühlrohren gepreßt werden.
- Kühlprinzip für die Ziegel ist die Trägheitskühlung während der Pulsphase in Kombination mit einer aktiven Pausenkühlung. Kühlmittel ist Wasser. Bei vernachlässigbarer Deformation der Kontaktflächen wird eine effektive Wärmeübergangszahl für die Graphit-Rückseiten  $k = 500 \pm 200\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  erwartet.
- Die zulässige thermische Flußdichte auf die Frontseiten wird bei Pulsdauern oberhalb ca.  $1\text{s}$  durch die tolerierbare  $TiC$ -Sublimationsrate begrenzt, bei kürzeren Pulsen wird die Thermoschockfestigkeit des Graphits maßgebend. Analytische Abschätzungen ergeben für Pulsdauern  $\leq 3\text{s}$  und die Design-Kühlpausendauer von  $177\text{s}$  eine obere Grenze von etwa  $10\text{MW}/\text{m}^2$ . Bei abreißendem thermischen Kontakt (reine Strahlungskühlung) reduziert sich dieser Wert auf ca. die Hälfte, es sei denn, die Pausendauer wird wesentlich erhöht.
- Die integrale thermische Belastbarkeit beträgt bei Peakwerten von  $10\text{MW}/\text{m}^2$  für Abfallängen um  $2\text{cm}$  und externe Rotationstransformationen  $\iota_0 \leq 0.5$  nahezu unabhängig von der vertikalen Limiterposition ca.  $600\text{--}700\text{kW}$  pro Limiter. Sie sinkt drastisch bei höheren  $\iota_0$ -Werten und kleineren bzw. größeren Abfallängen. Letzteres könnte eine Modifikation der toroidalen Limiterkontur während der Betriebsphase notwendig machen.
- Bei Überschreiten der angegebenen Grenzwerte für die thermische Flußdichte innerhalb der maximalen Design-Pulsdauer von  $3\text{s}$  wird die Strahlungskühlung während des Pulses merklich, eine wirksame Begrenzung der Oberflächentemperaturen erfolgt erst durch die oberhalb von  $3000\text{K}$  sehr effektiv werdende Sublimationskühlung.

- Ein weitgehend offenes Problem stellt die Beständigkeit der Beschichtung dar.
- Als Limiterdiagnostiken sind eine Infrarot-Thermographie der Limiterfrontseiten, Thermoelemente an den Graphitrückseiten sowie eine Kühlwasserkalorimetrie vorgesehen.
- Für eine spätere Phase ist der Einsatz von zwei modularen Pumplimitern geplant.

## INHALT

	Seite
1. Einführung und Konzept für die Verunreinigungs- kontrolle	1
2. Aus der W VII-AS -Auslegung folgende Bedingungen für die Limitergeometrie	5
3. Materialauswahl	10
3.1 Limiterfrontseiten	10
3.2 Limiter-Kühl- und Stützstruktur	16
3.3 Referenzdaten	17
4. Thermische Verhältnisse, Kühlung	19
4.1 Kühlprinzip	19
4.2 Kühlstrukturparameter	20
4.3 Temperaturverteilungen, Begrenzung der thermischen Limiterbelastbarkeit durch die $T_iC$ -Sublimationsrate	27
4.4 Fronttemperaturen bei Überschreiten der Grenzwerte für die thermische Flußdichte	39
4.5 Begrenzung durch die Thermoschockfestigkeit des Graphits	40
5. Toroidale Limiterkontur und relative thermische Belastungsverteilung	44
6. Geplante Limiterdiagnostiken	53
Literatur	54

### ANHANG: Abbildungen zu Limiterdetails

## 1. EINFÜHRUNG UND KONZEPT FÜR DIE VERUNREINIGUNGS-KONTROLLE

Eine Extrapolation entsprechender Wendelstein VII-A -Ergebnisse läßt für den Stellarator Wendelstein VII-AS insbesondere im OH- stromfreien Betrieb (mit Ausnahme eines mehr oder weniger breiten Bereiches in der Randzone) angenähert neoklassische Transportverhältnisse erwarten [1, 2]. Danach wäre mit vergleichsweise hohen Teilcheneinschlußzeiten für Verunreinigungen und einer bevorzugten Akkumulation von Verunreinigungen mit hoher Kernladungszahl  $Z$  im Plasmazentrum zu rechnen. In diesem Falle gewinnt ein wirksames Programm zur Verunreinigungskontrolle essentielle Bedeutung, wenn das volle "Advanced Stellarator"-Potential des W VII-AS [3] zum Tragen kommen soll.

Das Grundproblem besteht bekanntlich darin, die volle Plasmaverlustleistung unmittelbar abzuführen, ohne daß durch die unvermeidliche Plasma-Wand-Wechselwirkung Verunreinigungsflüsse nach Art und Größe erzeugt werden, die zu wesentlichen Strahlungsverlusten aus dem zentralen Plasmabereich führen.

Die bisher in Betracht gezogenen bzw. realisierten Wege lassen sich bzgl. des Randschichtregimes grundsätzlich drei zumindest von ihrer theoretischen Basis her selbstkonsistenten Optionen zuordnen, die i.a. durch die Begriffe "Kaltplasmamantel" [4 - 6], "High Recycling Regime" [7 - 11] und "Niedrig- $Z$ -Limiter" gekennzeichnet werden (bzgl. einer detaillierteren Gegenüberstellung siehe [12]). Davon setzt die erste Variante sehr eng gesteckte Wechselbeziehungen zwischen Plasmametern und Wandeigenschaften voraus und wurde in effizienter Reinform noch nicht realisiert. Ungeachtet einiger damit verbundener noch ungelöster plasmaphysikalischer Probleme [12] scheidet sie damit als grundlegende Option schon mangels praktischer Erfahrungen z.Zt. aus. Die zweite, sehr überzeugende Möglichkeit ist nach heutigem Kenntnisstand an (mehr oder weniger geschlossene) magnetische Divertoranordnungen gebunden, die inkompatibel zur W VII-AS -Konfiguration sind. Die Entscheidung fiel damit zwangsläufig zugunsten der Niedrig- $Z$ -Limiter-Option.

Grundlage dieses Konzeptes ist bekanntlich, die Plasma-Festkörper- Wechselwirkung möglichst weitgehend auf geeignet geformte und gekühlte aperturbegrenzende Limiter aus Materialien zu konzentrieren, die als gasförmige Verunreinigungen in zu ihren erwarteten Zerstäubungsraten und Teilcheneinschlußzeiten konsistenten Konzentrationen toleriert werden können. Aufgrund ihres in heißen Plasmen vollständig ionisierten Zustandes sind Niedrig- $Z$ -Materialien diesbezüglich favorisiert.



Von dem daraus resultierenden Forderungskatalog an die Limitereigenschaften [13, 14] seien hier nur diejenigen Kriterien angeführt, die unter W VII-AS -Bedingungen für die Limiterausrüstung und -dimensionierung sowie für die Materialauswahl von Bedeutung sind:

- Die Limiteranordnung soll entsprechend der Option hinreichend effizient sein, d.h. es soll ein angemessener Anteil der Plasmaverlustleistung als thermischer Fluß auf den Limiter treffen.
- Der Limiter muß diese thermischen Flüsse aufnehmen können, ohne daß es zu unerwünschten Materialveränderungen bzw. Zerstörungen durch Schmelzen, Sublimation und/oder Thermoschock bzw. thermische Ermüdung kommt.
- Die durch den auftreffenden Teilchen- und Energiefluß bedingte Erosion der Limiteroberfläche darf eine in Bezug zur geplanten Experimentdauer akzeptable Lebensdauer nicht in Frage stellen.
- Die infolge dieser Erosion, Desorption usw. freigesetzten Verunreinigungsflüsse sollen im Sinne der Option so gering bzw. so geartet sein, daß sie weder zu wesentlichen Strahlungsverlusten im Plasmaminneren beitragen noch eine unzulässige Verdünnung des Plasmagrundgases bewirken.
- Die reversible Gasaufnahme des Limitermaterials muß ausreichend gering bzw. durch entsprechende Konditionierung so beeinflussbar sein, daß eine Dichtesteuerung nicht in Frage gestellt ist.

Zusätzliche Kriterien, die sich bei reaktorrelevanten Systemen aus dem Betrieb mit Tritium und hohen Neutronenflüssen ergeben, spielen entsprechend der W VII-AS -Auslegung keine Rolle. Forderungen nach niedriger elektrischer Leitfähigkeit und extremer Festigkeit der Limiterstruktur für den bei Tokamak-Konfigurationen häufigen Fall disruptiver Entladungsabläufe sind für Stellaratoren i.a. ebenfalls nicht relevant.

Der Umfang der aus den Forderungen zwei bis fünf resultierenden Materialprobleme sei an dieser Stelle neben dem Hinweis auf die schon erwähnten Transportverhältnisse durch den Umstand charakterisiert, daß W VII-AS bzgl. der konzipierten Heizleistungen und Entladungsdauern mit mittleren Tokamaks vergleichbar ist (Tab. 3). Auf spezielle Aspekte wird an entsprechender Stelle eingegangen.

Die für das Konzept wesentliche Limitereffizienz ist u.a. entscheidend an den Erfüllungsgrad der vierten Forderung gekoppelt. Andererseits ist sie auch ein Maß dafür, inwieweit es generell gelingt, Quellen für Mittel- und Hoch-Z-Verunreinigungen

auszuschließen. In dieser Hinsicht negativ sind die bei Limitern allgemein auftretenden hohen Neutralenflüsse als unvermeidbare Konsequenz des Recyclings an der Limiteroberfläche. Sie bedingen entsprechend hohe Zerstäubungsraten durch Ladungsaustausch-(CX)Neutrale und damit eine verstärkte Kontamination des Plasmas durch Mittel-Z-Verunreinigungen. Aus diesem Grunde dürfte unter Außerachtlassung anderer damit möglicherweise implizierter Probleme eine Niedrig-Z-Beschichtung der gesamten Torusinnenwand wünschenswert sein (JET, TEXTOR [15 - 18]).

Die den Limiterwirkungsgrad primär bestimmende Limitergeometrie in Bezug zur Magnetflächentopologie ist beim W VII-AS restriktiven Randbedingungen unterworfen, die sich aus der geplanten Feldvariabilität und dem verfügbaren Platz ergeben (Abschn. 2).

Auf die erwähnten negativen Effekte eines hohen Neutralgasuntergrundes sowie den Wunsch nach zusätzlichen Möglichkeiten der Dichtesteuerung, insbesondere bei neutralinjektionsgeheizten Plasmen, gründet sich die Forderung nach einer Verringerung des globalen Recycling durch Abpumpen von Teilchen. Von den beiden z. Zt. konkurrierenden Möglichkeiten, magnetische Divertoren und Pumplimiter (mechanische Divertoren) [19 - 33], haben letztere weniger Platzbedarf und erfordern keine Zusatzfelder. Das erlaubt prinzipiell ihren Einsatz bei W VII-AS, und entsprechende Experimente sind vorgesehen.

Gegen eine ursprünglich erwogene Auslegung der Primärlimiter als Pumplimiter schon für die erste Experimentierphase spricht jedoch eine Reihe von Gründen:

- Bei der gegebenen Geometrie des Vakuumgefäßes und den in Abschn. 2 erläuterten einschränkenden Bedingungen erscheint es problematisch, die für Primärlimiter erforderliche Großflächigkeit bei einem akzeptablen Pumpwirkungsgrad zu erreichen.
- Die Dimensionierung speziell des Limiterkopfes im Hinblick auf die thermische Belastungsverteilung und eine optimale Pumpeffizienz ist sehr kritisch und erfordert eine detaillierte Kenntnis der Abschälchichtdaten.
- Wegen der zu erwartenden starken Variation der Randschichtbedingungen sollte die Möglichkeit gegeben sein, Pumplimiter zunächst im Schatten von Primärlimitern zu betreiben.

Von dieser Variante wurde deshalb abgesehen zugunsten des folgenden Konzeptes:

## 1. Phase:

- Der Betrieb erfolgt mit zunächst zwei konventionellen Primärlimitern. Ihre Anzahl kann bei Bedarf je nach eingespeister Heizleistung und Pulsdauer innerhalb eines gewissen Rahmens erhöht werden.
- Bestimmte exponierte Wandbereiche (Modulverbindungsflansche) und Antenneneinbauten werden zusätzlich durch Schilde bzw. Sekundärlimiter geschützt.
- Eine *in-situ*-Beschichtung der gesamten Innenwände mit Niedrig-Z- Material wird erwogen.

## 2. Phase:

- Es werden zusätzlich zwei radial verschiebbare modulare Pumplimiter in zu den Primärlimitern äquivalenten Positionen eines anderen Torusmoduls installiert.
- Im Falle, daß die einschränkenden Bedingungen für die Primärlimitergeometrie im Laufe der ersten Experimentierphase abgeschwächt werden können, ist an eine Modifizierung der Anordnung hinsichtlich einer verbesserten Limitereffizienz gedacht.

Bzgl. einer möglichen Niedrig-Z-Beschichtung der Innenwand wird vorerst eine Karbonisierung mittels  $CH_4/H_2$  (bzw.  $CD_4/D_2$ )- Glimmentladungen in Betracht gezogen. Maßgebend dafür waren die jüngsten ermutigenden Experimente bei TEXTOR und JET, die eine wesentliche Reduzierung der Metallstrahlung ohne einen nicht tolerierbaren Anstieg der Kohlenstoffkonzentration im Plasma ergaben [15]. Hauptvorteile gegenüber anderen Versuchen einer *in-situ*-Niedrig-Z-Beschichtung etwa mit Karbiden dürften das relativ unkomplizierte Aufbringungsverfahren und die problemlose und vollständige Entfernbareit der Schicht in reinen Wasserstoffentladungen sein. Die entsprechende TEXTOR-Rezeptur [34] erscheint auch unter W VII-AS -Bedingungen anwendbar, und die Hardware-Erfordernisse (RF-gestützte Glimmentladung) werden bei der Konzipierung des W VII-AS - Konditionierungsprogrammes berücksichtigt.

Grundlage für das Pumplimiterdesign bilden die in der ersten Experimentierphase u.a. mit Hilfe der Limiterdiagnostiken zu konkretisierenden Abschälchichtdaten. Zur Orientierung für den prinzipiellen Aufbau bieten sich die bei ISX-B eingesetzten modularen "pill-box"-Limiter [20] mit  $Zr/Al$ -Volumengetterpumpen [35 - 42] an. Eine von dieser Form wesentlich abweichende Alternative dürfte es bei W VII-AS schon aus Platzgründen nicht geben, und insbesondere erscheint eine ursprünglich erwogene Positionierung der Volumengetter innerhalb des Torus als nicht praktikabel. Unter

Berücksichtigung der verfügbaren Stutzegeometrie wurde vorbereitend für eine "pill-box"-Version entsprechend dem üblichen Vorgehen zunächst ein Code zur Optimierung von Limiterkopf, Teilcheneintrittsöffnung, Flußkanal zur Deflektorplatte und Deflektorplatte auf gaskinetischer Grundlage erstellt, in den als Parameter die experimentellen Abschälchichtdaten einzusetzen sind. Zwecks Anpassung an einen möglichst weiten Parameterbereich werden die Weiten von Eintrittsöffnung und Kanal zur Deflektorplatte wie beim ALT-1 ("Variable Geometry Version" [30]) variabel ausgeführt. Soweit auf der Basis von Abschätzungen in der jetzigen Phase möglich, wurden außerdem die Bereiche der erforderlichen Pumpleistungen und der Parameter der Stutzenkühlung eingegrenzt. Darüber wird im Detail an anderer Stelle berichtet werden.

Die Designentwicklung der Primärlimiter, auf die sich der Bericht im weiteren beschränkt, hat, wie bei neu zu konzipierenden Anlagen üblich, in Anbetracht der Unwägbarkeiten bzgl. der Randschichtparameter weitgehend vorläufigen Charakter. Die Notwendigkeit von Modifizierungen während der Experimentphase wird erwartet. Im Unterschied etwa zu Reaktorrelevanz anstrebenden größeren Experimenten halten sich die mit derartigen Eingriffen verbundenen Probleme beim W VII-AS allerdings in Grenzen. Diesem Umstand wurde bei der Bemessung des Aufwandes für die Designentwicklung in der jetzigen Phase Rechnung getragen.

Bei der Konzipierung des Limiteraufbaus wurde grundsätzlich davon ausgegangen, daß die Teile der dem Plasma zugewandten Frontseiten im Torus ohne Demontage der Stütz- und Kühlstruktur auswechselbar sein müssen, um gegebenenfalls eine bessere Anpassung an die toroidale Plasmakontur zu erlauben. In möglichst vielen Details wurden bewährte Lösungen übernommen, die die Notwendigkeit eigener Vorexperimente auf ein Mindestmaß beschränken.

## **2. AUS DER W VII-AS -AUSLEGUNG FOLGENDE BEDINGUNGEN FÜR DIE LIMITERGEOMETRIE**

Die W VII-AS -Grundparameter und ihre geplante Variationsbreite sind in Tabn. 1- 3 zusammengefaßt.

Wesentliche Bestandteile des W VII-AS -Konzeptes sind die starke Flexibilität der Magnetfeldkonfiguration und die damit gegebenen Möglichkeiten der Feldoptimierung. Grundsätzlich wird angestrebt, daß die durch Limiter bedingten Einschränkungen zumindest für die erste Experimentierphase minimal sind. Damit verbundene Risiken bzgl.

des Limiterwirkungsgrades [43] werden in Kauf genommen. Gegebenenfalls werden diese Prioritäten im Laufe des Experimentes modifiziert.

Im einzelnen war zu berücksichtigen, daß die Form der für das Limiterdesign maßgeblichen magnetischen Flächen in toroidaler Richtung stark variiert und in hohem Maße von den äußeren Feldparametern, insbesondere von der externen Rotationstransformation  $\iota_0$ , abhängt [44]. Die Limitierung soll die Vergleichbarkeit bei Variation der Feldparameter nicht einschränken, und speziell horizontale Verschiebungen der Konfiguration auch transientser Natur im Zusammenhang mit der Felddoptimierung sollen nicht gestört werden.

großer Radius	$2 m$
mittlerer Plasmaradius	$0.2 m$
Aspektverhältnis	$10$
Magnetfeldstärke	$3 T$
Rotationstransformation	$\iota_0 = 0.39$
Feldverscherung	$\iota'_0 \approx 0$
Anzahl der Feldperioden	$m = 5$
Variation von $B$ auf der magnetischen Achse	$\frac{\Delta B}{B} = 1.5 \%$
max. Variation von $B$ (letzte magnetische Fläche)	$\frac{\Delta B}{B} = 15\%$
magnetische Mulde	$\frac{\Delta V'}{V'(0)} = -2\%$
Reduktionsfaktor für PFIRSCH-SCHLÜTER-Ströme (Vergleich mit $l = 2$ -Stellarator)	$\approx 2$
Gleichgewichts- $\beta$	$\bar{\beta} = 1.5\% (\beta_{max} = 4.5\%)$
Reduktionsfaktor für Diffusionsverluste (Vergleich zum $l = 2$ -Stellarator)	$\approx 2$ P.S. - Regime und Plateau - Regime

Tab. 1 : Physikalische Grundparameter W VII-AS

Variation der Rotationstransformation

Superposition eines toroidalen Feldes, Maximalwerte

$$(\iota_0 = 0.2 ; \quad B = 3.5 T)$$

↓

$$(\iota_0 = 0.38 ; \quad B = 3 T)$$

↓

$$(\iota_0 = 0.5 ; \quad B = 2.6 T)$$

Superposition eines Vertikalfeldes  $|B_{\perp}| \leq 500 G$

radiale Verschiebung einwärts → magnetischer Berg

radiale Verschiebung auswärts → Vertiefung der magnetischen Mulde

Tab. 2: Variation des Magnetfeldes W VII-AS

ECRH	70 GHz $\Delta t \leq 3 s$ $P = 1 MW$	Plasmaaufbau, Elektronenheizung, Targetplasma
ICRH	35 und 70 MHz $\Delta f = 15\%$ $\Delta t \leq 3 s$ $P = 3 MW$	Ionenheizung bei $\omega_{ci}, 2\omega_{ci}$ , Elektronenheizung durch LANDAU-Dämpfung
Neutralinjektions- heizung	Wasserstoff $U = 45 kV$ $\Delta t \leq 1 s$ $P = 1.5 MW$ 4 Injektoren vom ASDEX-Typ	Elektronen- und Ionenheizung
OHMsche Heizung	W VII-A -Transformator $\Delta \Phi = 3 Vs$ $U_L \leq 10 V$	Plasmaaufbau, Targetplasma

Tab. 3: Heizverfahren W VII-AS

Für eine effektive Aperturbegrenzung wünschenswerte großflächige, toroidal oder poloidal weitgehend geschlossene Limiter scheiden damit aus. Anordnungen, die dieser Geometrie wenigstens nahekommen, und deren Anpassung an die Plasmakontur etwa durch bewegliche Limiterteile nachgeführt werden kann (z.B. beweglicher poloidaler Limiter bei TFTR [45, 46]), werden bzgl. transienter Änderungen als zu schwerfällig betrachtet und bedeuten bei der vorgesehenen Variationsbreite auch einen erheblichen Aufwand. Außerdem wären ernste Platzprobleme damit verbunden.

Als Lösung, die den Forderungen einigermaßen gerecht wird und auch platzmäßig zu realisieren ist, boten sich zwangsläufig horizontale, vertikal verschiebbare "rail-type"-Limiter jeweils am oberen und unteren Plasmascheitel in der toroidalen Position  $\varphi = 36^\circ$  eines Moduls an (Abbn. 1, 2).

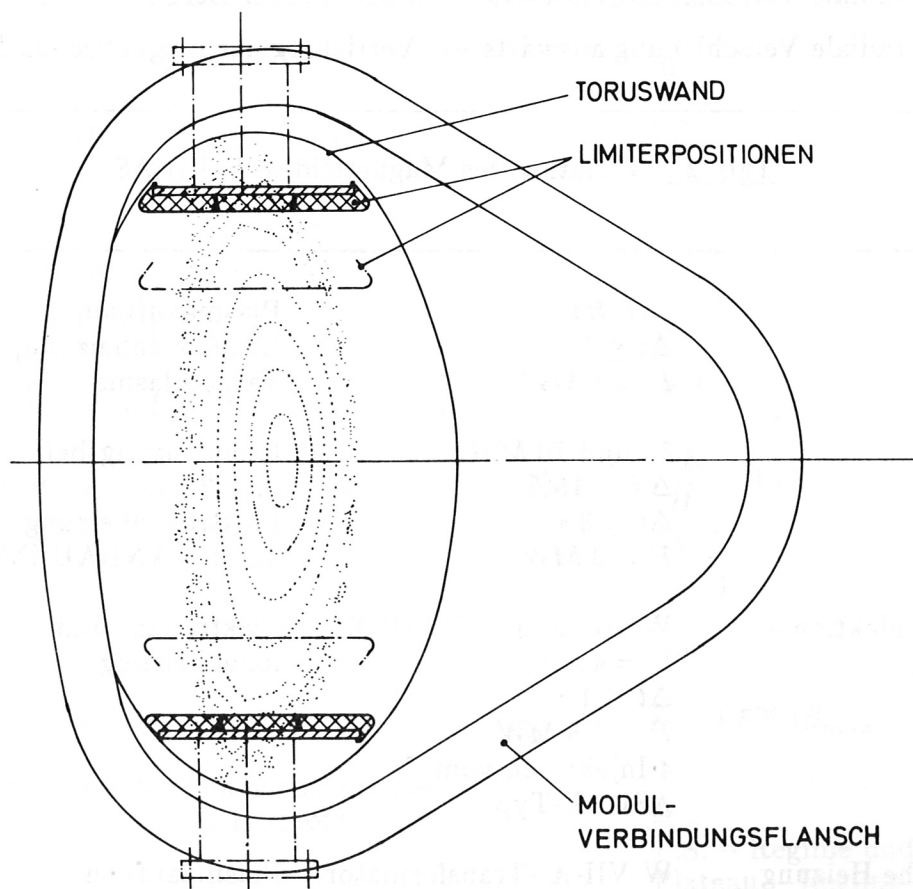
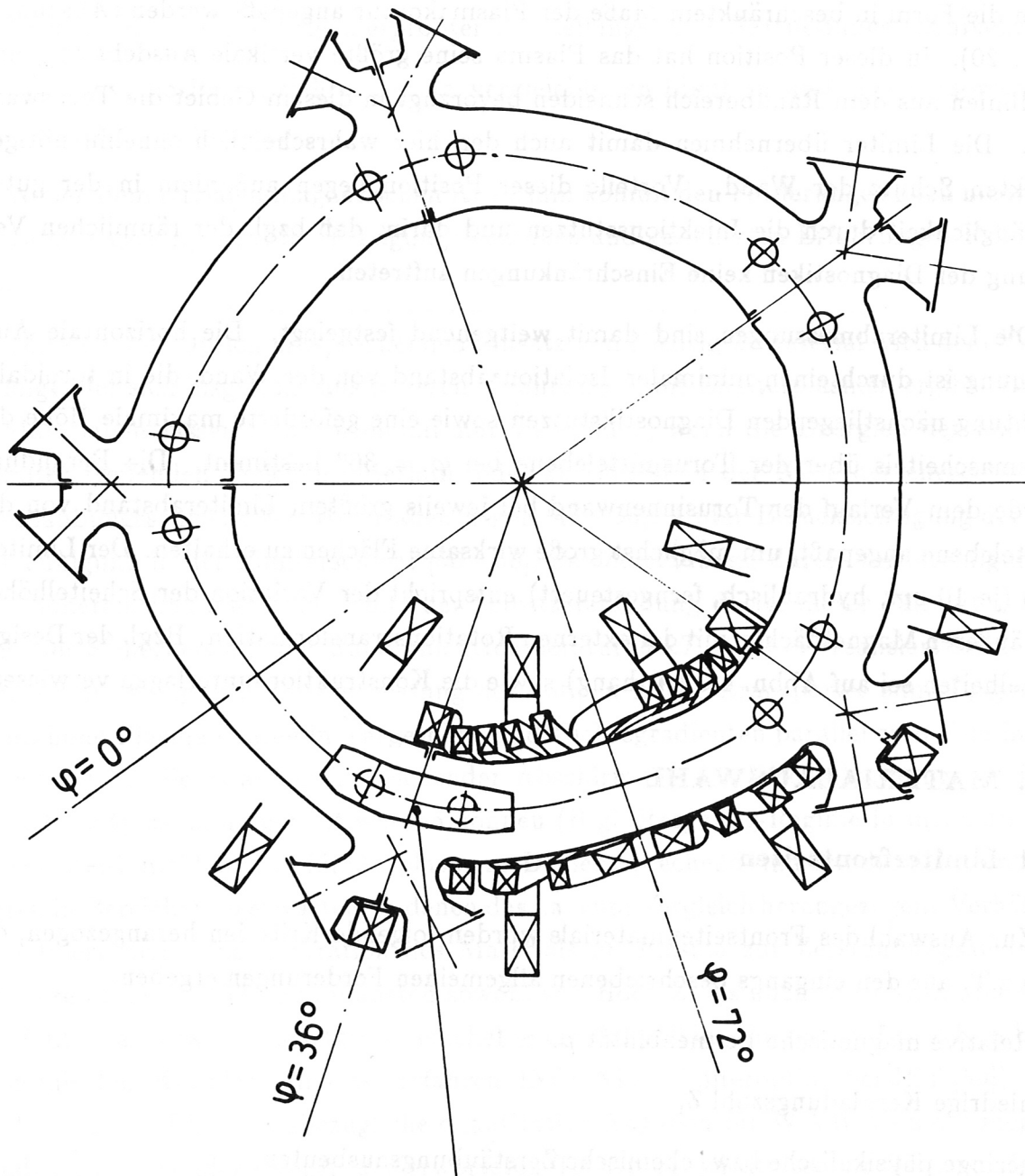


Abb. 1: Limiterpositionen, Vertikalschnitt bei  $\varphi = 36^\circ$



LIMITERPOSITION

Abb. 2: Position der Limiter im Torus, Horizontalschnitt



Wegen der Forderung nach unbehinderter Horizontalverschiebbarkeit des Plasmas verläuft ihre Kontur in  $R$ -Richtung parallel zur Torusmittelebene, in toroidaler Richtung kann die Form in beschränktem Maße der Plasmakontur angepaßt werden (Abschn. 5, Abb. 20). In dieser Position hat das Plasma seine größte vertikale Ausdehnung, und Feldlinien aus dem Randbereich schneiden bevorzugt in diesem Gebiet die Toruswand [47]. Die Limiter übernehmen damit auch den hier wahrscheinlich ohnehin nötigen direkten Schutz der Wand. Vorteile dieser Position liegen außerdem in der guten Zugänglichkeit durch die Injektionsstutzen und darin, daß bzgl. der räumlichen Verteilung der Diagnostiken keine Einschränkungen auftreten.

Die Limiterabmessungen sind damit weitgehend festgelegt. Die horizontale Ausdehnung ist durch einen minimalen Isolationsabstand von der Wand, die in toroidaler Richtung nächstliegenden Diagnostikstutzen sowie eine geforderte maximale Höhe des Plasmascheitels über der Torusmittelebene bei  $\varphi = 36^\circ$  bestimmt. Die Berandung wurde dem Verlauf der Torusinnenwand bei jeweils größtem Limiterabstand von der Mittelebene angepaßt, um möglichst große wirksame Flächen zu erhalten. Der Limiterhub (je 10 cm, hydraulisch, ferngesteuert) entspricht der Variation der Scheitelhöhen der äußeren Magnetflächen mit der externen Rotationstransformation. Bzgl. der Design-einzelheiten sei auf Abbn. 1-3 (Anhang) sowie die Konstruktionsunterlagen verwiesen.

### **3. MATERIALAUSWAHL**

#### **3.1 Limiterfrontseiten**

Zur Auswahl des Frontseitenmaterials wurden folgende Kriterien herangezogen, die sich z.T. aus den eingangs beschriebenen allgemeinen Forderungen ergeben:

- Relative magnetische Permeabilität  $\mu_r \simeq 1$ ,
- niedrige Kernladungszahl  $Z$ ,
- geringe physikalische bzw. chemische Zerstäubungsausbeuten,
- hohe Wärmekapazität und gutes Wärmeleitvermögen im erwarteten Temperaturbereich,
- hohe Schmelztemperatur,
- niedrige Sublimationsraten,
- ausreichende Thermoschockfestigkeit und Resistenz gegen thermische Ermüdung,

- UHV-Kompatibilität, d.h. hinreichend geringe reversible Gasaufnahme bzw. entsprechende Konditionierbarkeit,
- Verfügbarkeit und Existenz erprobter Herstellungs- und Bearbeitungstechniken,
- gesicherte positive Erfahrungen an vergleichbaren Limitern und eine entsprechend detaillierte Datenbasis.

Neben dem trivialen magnetischen Kriterium kommt den Forderungen nach niedriger Kernladungszahl, erprobten Fertigungstechniken und gesicherten Erfahrungen Priorität zu.

Mit dem der Option entsprechenden Einsatz von Niedrig-Z-Material wird dem Trend gefolgt, der sich insgesamt aus neueren Erfahrungen mit Limiterplasmen ergibt. Hoch-Z-Materialien lassen sich vorteilhaft nur verwenden, wenn die Energien der auf den Limiter treffenden Teilchen unterhalb oder zumindest in der Nähe der energetischen Zerstäubungsschwelle der Materialien liegen [48 - 55]. Unter Berücksichtigung der Beschleunigung in der Limiterschicht [56 - 58], der Zerstäubung durch Verunreinigungen mit höherem Ladungszustand und der Selbstzerstäubung dürfte dieser Fall mit ausreichender Sicherheit nur bei Randschichttemperaturen  $kT < 30 \text{ eV}$  realisiert sein. Das wiederum bedingt zur Gewährleistung des nötigen Energietransportes zum Target extrem hohe Plasmadichten in Targetnähe und Dichtegradienten parallel zum Feld in der Randschicht, die zwar bei ausreichender Abschirmung des Wechselwirkungsbereiches vom Hauptplasma aufgebaut werden können (High-Recycling-Regime in magnetischen Divertoren), nicht aber in Limiterplasmen. Dementsprechend sind Randschichttemperaturen in Bereichen zu erwarten, in denen das i.a. zum Vergleich herangezogene Verhältnis von tolerierbarer Konzentration des Materials im Plasma zur Zerstäubungsausbeute ("figure of merit" [52]) zuungunsten sowohl von Hoch-Z- als auch Mittel-Z-Materialien ausfällt (die Verwendung letzterer erscheint nur sinnvoll im Hinblick auf eine Kombination mit dem Kaltplasmamantelverfahren, INCONEL-Limiteroption bei JET [59]). Obwohl in dieser Phase diesbezügliche quantitative Angaben für W VII-AS nicht möglich sind, ist insbesondere wegen der erwarteten Transportverhältnisse im OH-stromfreien Betrieb die genannte energetische Grenze eher niedriger anzusetzen als bei Tokamaks. Die prinzipielle Entscheidung für Niedrig-Z-Materialien beinhaltet damit sicher das geringere Risiko.

Aus der Reihe der in Frage kommenden Materialkombinationen wurden Niedrig-Z-Beschichtungen von Hoch-Z-Substraten zunächst ausgeschlossen, da wegen ihrer in jedem Falle begrenzten Beständigkeit speziell unter instabilen Plasmabedingungen

(Arcing, Schmelzen der Schicht bzw. des Substrates durch run-away -Elektronen) mit einem Kontakt zwischen Plasma und Substrat gerechnet werden muß [60 - 65]. Hier sind wenigstens nach heutigem Stand auch Versuche einzuordnen, selbstregenerierende Niedrig-Z-Schichten durch Segregation aus binären festen Lösungen zu erzeugen. Abgesehen von einer ganzen Reihe ungeklärter Fragen, die sich auf den praktischen Betrieb in Wasserstoff- bzw. Deuteriumplasmen beziehen (Belüften, Konditionierung, Verhalten unter instabilen Entladungsbedingungen), ist beim als günstig empfohlenen und detaillierter untersuchten System  $Cu/Li$  [66, 67] selbst unter sehr optimistischen Annahmen die Reduzierung der Zerstäubungsraten der höher schmelzenden Komponente (in diesem Falle  $Cu$ ) für W VII-AS -Bedingungen viel zu gering [68]. Da das Prinzip sehr attraktiv erscheint, sollte jedoch die Entwicklung auf diesem Gebiet verfolgt werden.

Ein Vergleich der Eigenschaften der verbleibenden bisher untersuchten Materialien [69 - 83] führte zu dem Schluß, daß das schon als "klassisches" Limitermaterial zu bezeichnende Graphit unter W VII-AS -Bedingungen dem Forderungskatalog am ehesten entspricht und zumindest für die erste Experimentierphase die geringsten Risiken impliziert. Das z.Zt. als einzige wirklich aussichtsreiche Alternative im Hinblick auf einen möglichen Einsatz bei JET sowie NET bzw. INTOR untersuchte Beryllium [71, 80 - 82] kommt als Material für W VII-AS -Limiter in der ersten Phase aus einem gravierenden Grunde nicht in Betracht: Berylliumoxid ist bekanntlich toxisch, und die Handhabung von Beryllium bedingt damit einen zunächst unvermeidbar hohen zusätzlichen Aufwand. Für den Fall, daß sich die weiter unten angeführten Nachteile von Kohlenstoff unter W VII-AS -Bedingungen nicht hinreichend kompensieren lassen, könnte Beryllium aber aufgrund seiner ansonsten sehr attraktiven Eigenschaften für eine spätere Phase interessant werden.

Zunächst fiel die Entscheidung sowohl bzgl. der Primärlimiter als auch der Schutzschilde und Sekundärlimiter für Graphit (bzgl. möglicher Qualitäten siehe Abschn. 3.3), und zwar speziell aus folgenden Gründen:

- Graphit erfüllt sämtliche Forderungen mit Ausnahme des dritten und achten Kriteriums vergleichsweise gut.
- Eine Reihe von Gesichtspunkten, die die Eignung von Graphit als Limitermaterial unter reaktorähnlichen Bedingungen in Frage stellen (hohe Neutronenflüsse, Tritiumhaushalt usw.), sind für W VII-AS nicht relevant.

Bekannte Nachteile von Graphit, die besondere Maßnahmen erfordern bzw. die thermische Belastbarkeit einschränken, sind:

- Die hohen, mit der  $CH_4$ -Bildung verbundenen Erosionsraten (Maximum um ca.  $600^\circ C$ , abhängig von der Protonenflußdichte [84]) sowie die oberhalb von etwa  $1000^\circ C$  exponentiell mit der Temperatur ansteigende strahlungsinduzierte Sublimation in Wasserstoffplasmen [85, 86],
- die starke reversible Gasaufnahme [87, 90],
- das noch nicht generell als gelöst zu betrachtende Problem der effektiven Bindung von massivem Graphit an eine thermische Senke.

Dem ersten Problem der chemischen Erosion wird i.a. zu begegnen versucht durch gegenüber Wasserstoff inerte Beschichtungen, die gleichzeitig die Konditionierbarkeit verbessern. Dafür kommen vor allem Karbide in Frage, die aufgrund ihrer hohen Bindungsenergien auch relativ niedrige physikalische Zerstäubungsausbeuten besitzen [48, 53, 54, 88, 89]. Am detailliertesten untersucht und für die Beschichtung von Limitern bisher ausschließlich eingesetzt wurde  $TiC$ , das zumindest von den bis jetzt in Betracht gezogenen Kombinationen auch die besten Haft- und Thermoschockfestigkeiten zu haben scheint. Diese Aussage gründet sich allerdings nur auf Mittelwerte bisheriger Erfahrungen und muß im Einzelfall nicht unbedingt eindeutig sein, da das Auftragsverfahren, die Vorbehandlung des Substrates sowie sein Oberflächenfinish und die Testbedingungen offensichtlich eine wesentliche Rolle spielen. Die Entscheidung fiel zunächst für eine  $TiC$ -Beschichtung; speziell die wegen ihrer niedrigeren Kernladungszahlen attraktiveren Varianten  $SiC$ ,  $B_4C$  und Pyrokohlenstoff sollten aber wenigstens im Hinblick auf die thermisch weniger belasteten Schutzschilde und Sekundärlimitern in der Diskussion bleiben. Die porenschließende Beschichtung letzterer ist besonders wichtig, da eine Selbstkonditionierung dieser immerhin auch massiven Teile wegen der geringeren thermischen Flüsse nicht zu erwarten ist. Sie könnten im unbeschichteten Zustand unter instabilen Entladungsbedingungen zu störenden Gasquellen werden. Als besonderes Problem wird die starke Wasseraufnahme von massivem Graphit an Luft und die entsprechende Freisetzung mit Peaks bei ca.  $150^\circ C$  und oberhalb von  $300^\circ C$  angesehen [90].

Für die Beschichtung wurde das üblicherweise angewandte CVD- (Chemical Vapour Deposition-)Verfahren vorgesehen, bzgl. einer eventuellen vorteilhaften Anwendung plasmagestützter Verfahren wird nach Rücksprache mit dem Graphithersteller entschieden.

Bei hochbelasteten Limitern generell problematisch sind die Lebensdauern derartiger Beschichtungen. Sie werden durch die Haftfestigkeit und thermomechanischen

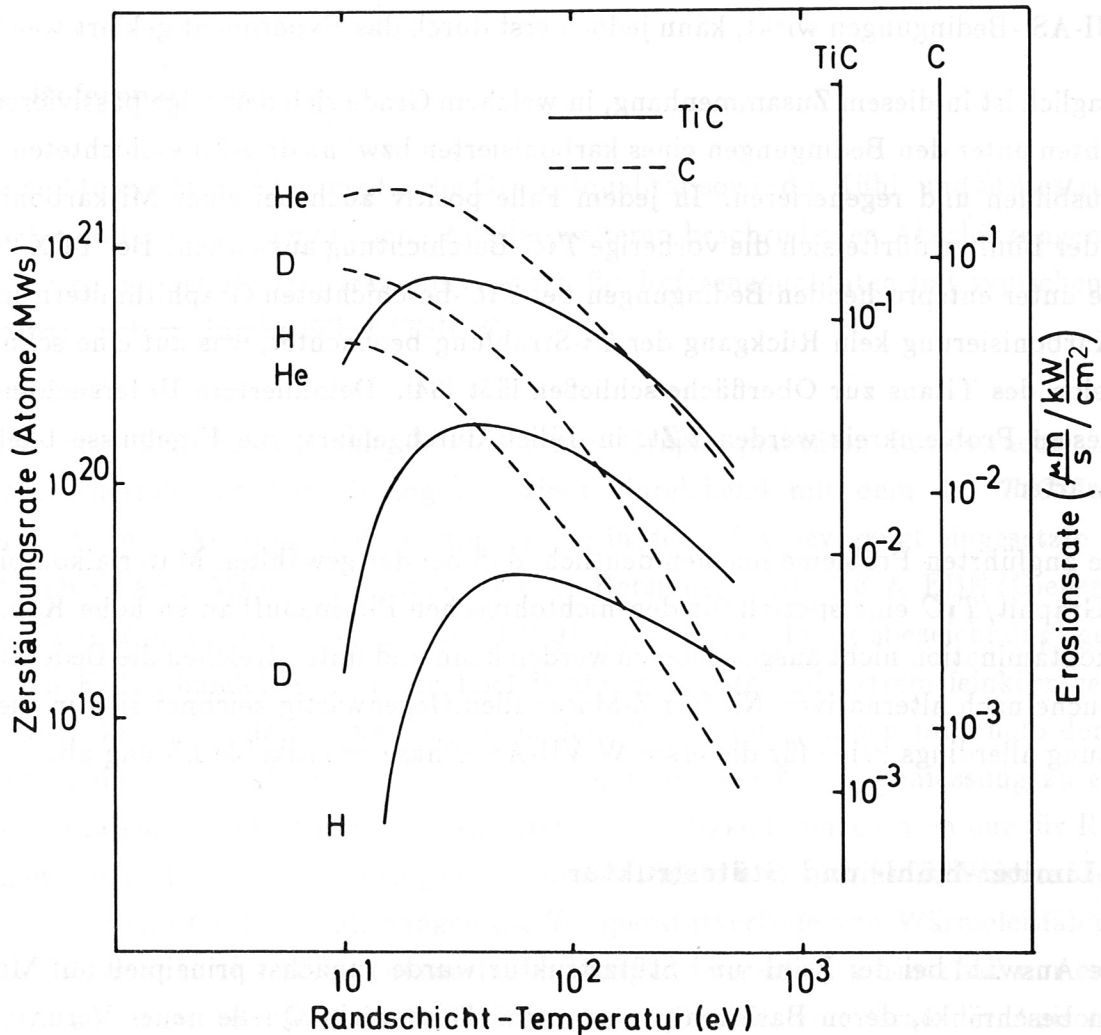
Schichteigenschaften, Zerstäubung und Redeposition sowie durch Effekte wie Schmelzen durch run-away -Elektronen, Arcing, Blistering usw. bestimmt. Gute Thermoschockbeständigkeiten bedingen ausreichend geringe Schichtdicken (bei  $TiC$  üblicherweise  $< 30\mu m$ ), was wiederum akzeptable Erosionslebensdauern i.a. nur in einem Szenarium mit entsprechend hohen Redepositionsraten erwarten läßt. Außerdem ist mit Veränderungen der Schichtzusammensetzung u.a. durch präferentielle Zerstäubung [91] zu rechnen, was allerdings bzgl. der angestrebten Effekte nicht unbedingt nachteilig sein muß.

Einen Eindruck von der Bedeutung der Redeposition für die Nettoerosionsraten vermitteln auf den Energiefluß zum Limiter bezogene Zerstäubungs- und Abtragungsraten für  $TiC$  und Graphit, die ohne Berücksichtigung der Redeposition auf der Grundlage des empirischen Modells nach [48] mit den üblichen Annahmen bzgl. des Limiter-Schichtpotentials ([57], Vernachlässigung der Sekundärelektronenemission) berechnet wurden (Abb. 3). Dazu wurden nach Durchlaufen der Schicht monoenergetische Teilchen, senkrechte Inzidenz und  $T_e = T_i$  in der Randschicht angenommen. Für reine Graphitoberflächen bei höheren Temperaturen sind wegen der erwähnten chemischen Erosion bis zu einem Faktor 10 höhere Raten zu erwarten als in der Abb. angegeben [85, 86].

Abschätzungen unter Berücksichtigung einer Redeposition beziehen sich andererseits i.a. auf die kleine Differenz zweier großer Größen (z. B. [92]) und werden entscheidend durch das zugrunde gelegte Redepositionsmodell beeinflusst. Sie könnten in unserem Falle in Anbetracht der vielen Unsicherheiten bzgl. der Randschicht kaum eine quantitative Entscheidungsgrundlage liefern. Evident sind in dieser Hinsicht nur einerseits die Erfahrungen mit vergleichbaren Limitern, die besagen, daß mit erheblichen, allerdings lokal unterschiedlichen Redepositionsraten zu rechnen ist, und andererseits die vorgesehene problemlose Auswechselbarkeit der Graphitteile.

Für die die Lebensdauer maßgeblich mitbestimmenden thermomechanischen Schichteigenschaften sind wegen der genannten Abhängigkeiten von der Vorgeschichte verbindliche Voraussagen ebenfalls nicht möglich. Zur Orientierung können die umfangreichen SANDIA-Elektronenstrahltests (z.B. [77]) dienen, aus denen sich grob für die bei W VII-AS vorgesehenen maximalen Pulsdauern von 3 s ein oberer Grenzwert für die thermische Belastbarkeit einer ca.  $20\mu m$  dicken  $TiC$ -Schicht auf einer geeigneten Graphitqualität (siehe 3.3) von etwa  $1 kW cm^{-2}$  herauslesen läßt. Erfahrungen beim Betrieb der DOUBLET-III- (und TFTR-)Limiter [76, 77] lassen aber schließen, daß brauchbare Voraussagen wirklich nur unter adäquaten Testbedingungen möglich sind.

Deshalb ist vorgesehen, nach Entscheidung für eine spezielle Graphitqualität zunächst Muster zu beschichten und diese testen zu lassen (im Hause vorhandene Möglichkeiten beschränken sich z.Zt. auf zu geringe thermische Flußdichten [93]).



**Abb. 3:** Auf den Energiefluß zum Limiter bezogene Zerstäubungs- und Erosionsraten für *TiC* und Graphit

Die genannten Unsicherheiten begrenzen nicht unbedingt die Betriebsdauer der Limiter-Frontseitenelemente und werden deshalb nicht von vornherein als kritisch betrachtet. Es gibt bei sämtlichen bisher eingesetzten auch unbeschichteten Graphitlimitern keine überzeugende experimentelle Evidenz für das Auftreten der chemischen Erosion infolge der  $CH_4$ -Reaktion und der strahlungsinduzierten Sublimation unter Be-

triebsbedingungen. Die Ursache ist nicht eindeutig geklärt. Bei der Oberflächenanalyse von Probestücken bereits in Betrieb gewesener Graphitlimiter wurden in allen Fällen Verbindungen gefunden, die abgestäubte Bestandteile der Toruswände bzw. von Einbauten enthielten. I.a. wird davon ausgegangen, daß diese Verunreinigungen die chemische Erosion weitgehend einschränken. Inwieweit dieser Selbstheilungseffekt auch unter W VII-AS -Bedingungen wirkt, kann jedoch erst durch das Experiment geklärt werden.

Fraglich ist in diesem Zusammenhang, in welchem Grade sich derartige passivierende Schichten unter den Bedingungen eines karbonisierten bzw. niedrig-Z-beschichteten Torus ausbilden und regenerieren. In jedem Falle positiv auch bei einer Mitkarbonisierung der Limiter dürfte sich die vorherige *TiC*-Beschichtung auswirken. Bei TEXTOR wurde unter entsprechenden Bedingungen bei *TiC*-beschichteten Graphitlimitern nach der Karbonisierung kein Rückgang der *Ti*-Strahlung beobachtet, was auf eine schnelle Diffusion des Titans zur Oberfläche schließen läßt [34]. Detailliertere Untersuchungen zu diesem Problemkreis werden z.Zt. in Jülich durchgeführt; die Ergebnisse bleiben abzuwarten.

Die angeführten Probleme machen deutlich, daß bei der gewählten Materialkombination Graphit/*TiC* eine speziell für den nichtohmschen Plasmaaufbau zu hohe Kohlenstoffkontamination nicht ausgeschlossen werden kann und unterstreichen die Bedeutung der Suche nach alternativen Niedrig-Z-Materialien. Gegenwärtig zeichnet sich in dieser Richtung allerdings keine für die erste W VII-AS -Phase praktikable Lösung ab.

### 3.2 Limiter-Kühl- und Stützstruktur

Die Auswahl bei der Kühl- und Stützstruktur wurde zunächst prinzipiell auf Materialien beschränkt, deren Basiskomponenten möglichst nicht Quelle neuer Verunreinigungsspezies sein können. Insbesondere wurden die als thermische Senke gut geeigneten Legierungen auf der Basis von Kupfer, Vanadium und Hoch-Z-Materialien ausgeschlossen. Zur Diskussion stehen der auch für den Torus verwendete Stahl (DIN 1.4311) und bestimmte INCONEL-Qualitäten.

Das Wärmeleitvermögen dieser Materialien liegt generell um etwa einen Faktor 20 unter dem des Kupfers [94]. Da die Graphitplattendicke in unserem Falle durch die zulässige Konstruktionshöhe der Limiter auf maximal 20 mm begrenzt ist, muß bei dem vorgesehenen Kühlprinzip und akzeptablen thermischen Flüssen auf die Limiterfrontseite mit relativ hohen Temperaturgradienten innerhalb der Kühlstruktur gerechnet

werden (Abschn. 4.3). Da ausreichend genaue Aussagen bzgl. der entsprechenden thermomechanischen Spannungen, der Materialverformung und der zyklischen thermischen Belastbarkeit auf analytischem Wege nicht möglich sind [95], werden z.Zt. 3D-Finit-Element-Rechnungen durchgeführt. Eine endgültige Entscheidung bzgl. der zu verwendenden Materialqualität kann erst nach Vorliegen der Ergebnisse getroffen werden.

### 3.3 Referenzdaten

Eine Materialspezifizierung für die Graphitqualität sowie die Kühl- und Stützstruktur wird bis Juli 1985 vorgenommen. Alle im weiteren beschriebenen Abschätzungen und die Festlegung der Designparameter wurden für Referenzqualitäten mit typischen Materialparametern durchgeführt (Tab. 4).

Für eine  $TiC$ -Beschichtung kommen nur Graphitqualitäten in Betracht, deren linearer thermischer Ausdehnungskoeffizient hinreichend mit dem der  $TiC$ -Schicht übereinstimmt. Als repräsentativ können die in den USA bevorzugt eingesetzte Qualität POCO AXF-5Q und die vom deutschen Hersteller SCHUNK & EBE (Gießen) für diese Zwecke empfohlenen Qualitäten FE 91 und FE 93 (Handelsbezeichnung) gelten. In allen Fällen handelt es sich um hochdichte, hochfeste und extrem feinkörnige Materialien. Ihre thermischen und mechanischen Parameter stimmen innerhalb der Unsicherheitsbereiche weitgehend überein und erlauben die Zusammenfassung zu einem Referenzdatensatz. Mechanische Parameter und Festigkeitswerte waren nur für Raumtemperatur in Erfahrung zu bringen. Während Dichte und spezifische Wärme i.a. gut reproduzierbare Größen sind, hängen die Temperaturverläufe von Wärmeleitfähigkeit, Elastizitätsmodul und Festigkeitswerten in komplizierter und im Einzelfall nur experimentell zu erfassender Weise von der Kornbeschaffenheit, vom Grad der Anisotropie und der Vorgeschichte des Materials ab [83]. Die angegebenen Zahlen können daher nur als Richtwerte dienen und sind bei Bezug vom Hersteller entsprechend zu konkretisieren. Zulässige Grenzkombinationen können den nachfolgenden Rechnungen entnommen werden. Sie sind im Vergleich zu den Erfahrungswerten nicht kritisch und dürften ohne Probleme realisierbar sein.

Der Dimensionierung der Kühlstruktur wurden Daten für INCONEL 600 zugrunde gelegt. Sie können als typisch für die in Betracht gezogenen Materialien gelten. Abweichungen innerhalb dieser Reihe sind unerheblich und schränken die Aussagen nicht ein.



Angaben über die in einer worst-case-Abschätzung zu berücksichtigenden Werte für das hemisphärische thermische Emissionsvermögen streuen stark, speziell für *TiC* und Metalle [97]. Für die Rechnungen wurden jeweils konservative Grenzwerte gewählt.

	Graphit	INCONEL 600	<i>TiC</i>	Einheit
Dichte $\rho$	1.8	8.42	4.9	$g\ cm^{-3}$
spez. Wärmekapazität $c_p$	1.67 <sup>1)</sup>	0.48 <sup>2)</sup>		$Jg^{-1}\ K^{-1}$
Wärmeleitfähigkeit $\lambda$	65 <sup>1)</sup>	15 <sup>2)</sup>		$Wm^{-1}\ K^{-1}$
therm. Ausdehnungskoeffizient $\alpha$	7.5		7.4	$10^{-6}\ K^{-1}$
hemisphärisches Emissionsvermögen $\epsilon$	0.8	0.1 <sup>3)</sup>	0.2 <sup>5)</sup>	
Elastizitätsmodul $E$	12 <sup>4)</sup>			$10^3\ Nmm^{-2}$
Querkontraktionszahl $\nu$	0.15			
Zugfestigkeit $\hat{\sigma}_Z$	60 <sup>4)</sup>			$Nmm^{-2}$
Druckfestigkeit $\hat{\sigma}_D$	130 <sup>4)</sup>			$Nmm^{-2}$
Biegebruchfestigkeit $\hat{\sigma}_B$	65 <sup>4)</sup>			$Nmm^{-2}$

1) gemittelt zwischen 300 und 2000 *K*

2) gemittelt zwischen 300 und 500 *K*

3) nach [97] geschätzter Minimalwert für polierte Flächen

4) Werte bei Raumtemperatur

5) Raumtemperaturwert für CVD-Schicht [98]

Tab. 4 : Referenz-Materialdaten

## 4. THERMISCHE VERHÄLTNISSE, KÜHLUNG

Die zulässige Oberflächentemperatur der beschichteten Graphitziegel ist durch eine noch tolerierbare Sublimationsrate von  $10^{15}$  Ti-Atomen/cm<sup>2</sup>s auf ca. 2000 K begrenzt. Die maximale Pulsdauer beträgt  $t_{1max} = 3$  s, die minimale Pausendauer  $t_{2min} = 177$  s.

Die erlaubte thermische Flußdichte auf die Limiterfrontseite wird beim vorgesehenen Kühlprinzip allgemein für kleine Graphitplattendicken und lange Pulse durch die Sublimationsrate begrenzt, bei dicken Platten und kurzen Pulsen wird die Thermoschockfestigkeit des Graphits maßgebend (die Thermoschockbeständigkeit der TiC-Beschichtung wurde wegen der genannten Unsicherheiten nicht berücksichtigt). Die entsprechenden Grenzwerte werden in 4.3 und 4.5 verglichen.

Inwieweit eine Einschränkung durch die begrenzte Thermoschock- bzw. thermische Ermüdungsfestigkeit der Kühlstruktur nötig ist, kann erst nach Abschluß der erwähnten FE-Rechnungen beurteilt werden.

### 4.1 Kühlprinzip

Die thermische Verbindung zwischen Graphit-Rückseiten und Kühlstruktur wird, wie üblich, durch mechanisches Anpressen mittels federnder Verbindungselemente (Abb. 3, Anhang) hergestellt (im Zusammenhang mit der Entwicklung der ASDEX-UPGRADE-Divertorplatten getestete Lötverbindungen erscheinen wegen des erforderlichen Hoch-Z-Interface [99] nicht attraktiv). Um Störungen des Wärmeüberganges während des Betriebes einzuschränken, wird die Kontaktfläche aus ebenen Teilstücken zusammengesetzt (Abbn. 1, 2, Anhang). Die Verbindungselemente sind unter Beachtung erforderlicher Sicherheitsfaktoren bzgl. der Festigkeit unter Betriebsbedingungen für einen mittleren Anpreßdruck von 0.3 MPa ausgelegt [45, 100].

Die so erreichbaren Wärmeübergangszahlen liegen i.a. unter ca.  $2000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$  und lassen sich durch Erhöhung des Anpreßdruckes über den genannten Wert hinaus nicht wesentlich verbessern [100]. Sie hängen in starkem Maße vom Oberflächenfinish der Materialien ab, so daß genauere Werte, deren Kenntnis u.a. für die Beurteilung der Ergebnisse der Limiterdiagnostiken notwendig ist, nur durch Vorexperimente unter konkreten Bedingungen zu erhalten sind. Als wahrscheinlich und ohne besondere Probleme erreichbar werden Werte um  $500 - 1000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$  angegeben [101]. Sie wurden den weiteren Abschätzungen zugrunde gelegt.

Bei den vorgesehenen Pulsdauern ist damit generell eine aktive Kühlung während des Pulses nicht möglich [51] (Abb. 8 in 4.3). In Frage kommt nur die Trägheitskühlung, d.h. die Graphitziegel müssen im thermischen Sinne unendlich dick sein (4.3). Der Beitrag der thermischen Strahlung ist unter diesen Bedingungen für die Pulsphase vernachlässigbar. Die Abstrahlungsverluste liegen bei Temperaturen bis 2000 K unter 5 % des zum Erreichen dieser Temperaturen nötigen Wärmeeinstromes aus dem Plasma [13]. Möglich und bei den relativ kurzen Periodendauern nötig ist eine aktive Pausenkühlung, die ein sukzessives Anwachsen der Oberflächentemperatur über tolerierbare Werte verhindert. Die Kühlstruktur schützt gleichzeitig benachbarte Elemente der Toruswand vor Strahlung von der Limiterrückseite.

#### 4.2 Kühlstrukturparameter

Als Kühlstruktur dient eine stückweise ebene Platte, in die rückseitig Parallelkühlrohre bis zur Hälfte ihres Durchmessers eingelassen und hart verlötet werden. Kühlmittel ist Wasser.

Bei der Entscheidung für diesen Aufbau waren u.a. auch fertigungstechnische Gründe maßgebend. Da wegen der Bruchgefahr der Graphitziegel von einer wünschenswerten Mindestmaterialstärke zwischen Graphit und Kühlwasser vom 5 mm ausgegangen wird, ist durch kompliziertere und schwerer fertigbare Kühlkanalstrukturen in den in Betracht gezogenen Materialien keine gravierende Verbesserung des effektiven Wärmeüberganges zu erreichen. Gegenüber fertigungstechnisch noch einfacheren aufgeschweißten Rohren verringert sich der Wärmewiderstand durch das Einlassen bei gleichem Abstand Graphit - Kühlrohr um etwa 20 - 30 %.

Die für die Kühlung maßgebliche Wärmedurchgangszahl  $k$  setzt sich aus den Wärmeübergangszahlen  $\alpha_1$  (Graphit - Kühlplatte),  $\alpha_2$  (Rohr - Kühlwasser) und dem Wärmeleitwiderstand der Kühlstruktur  $1/\Lambda_K$  zusammen:

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{k_K} \quad \frac{1}{k_K} = \frac{b}{2\pi r_i} \frac{1}{\alpha_2} + \frac{1}{\Lambda_K} \quad (1)$$

Die Berechnung der Wärmedurchgangszahl  $k_K$  der Kühlstruktur erfolgte mit Hilfe eines eindimensionalen analytischen Modells [102]. Die Abweichungen von der ebenen Geometrie wurden durch Korrekturfunktionen nach einem elektrothermischen Analogieverfahren [103] berücksichtigt, der Einfluß der Lötverbindungen wurde vernachlässigt.

Die Variation der geometrischen Parameter innerhalb konstruktiv bedingter Grenzen (Mindestwandstärke zwischen Graphit und Kühlwasser, maximaler Durchmesser und Anzahl der Kühlrohre, für die Befestigungselemente der Graphitplatten benötigter minimaler Kühlrohrabstand) ergab, daß  $k_K$  etwa in der Größe der für  $\alpha_1$  erwarteten Werte liegt. Im Unterschied zu besser wärmeleitenden Materialien wird der effektive Wärmeübergang durch die INCONEL- bzw. Stahlstruktur wesentlich mitbestimmt. In den genannten Grenzen gehen die Platten- und Rohrwandstärke wenig kritisch ein,  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  (siehe weiter unten) haben innerhalb der zu erwartenden Wertebereiche ebenfalls kaum Einfluß auf  $k_K$ . Entscheidend ist der Kühlrohrabstand  $b$ , der minimal zu halten ist. Die für optimal befundenen Abmessungen sind in Tab. 5 zusammengestellt.

Abb. 4 zeigt  $1/k_K$  als Funktion des Rohrabstandes, wobei die übrigen geometrischen Parameter denen der Tab. 5 entsprechen. Für das in  $\Lambda_K$  enthaltene  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  wurden jeweils eine günstige und eine ungünstige Wertekombination gewählt. Zum Vergleich ist der entsprechende Verlauf für Kupfer mit angegeben.

Für die Dimensionierung der Parameter des Kühlkreislaufes sind zwei Kriterien maßgebend:

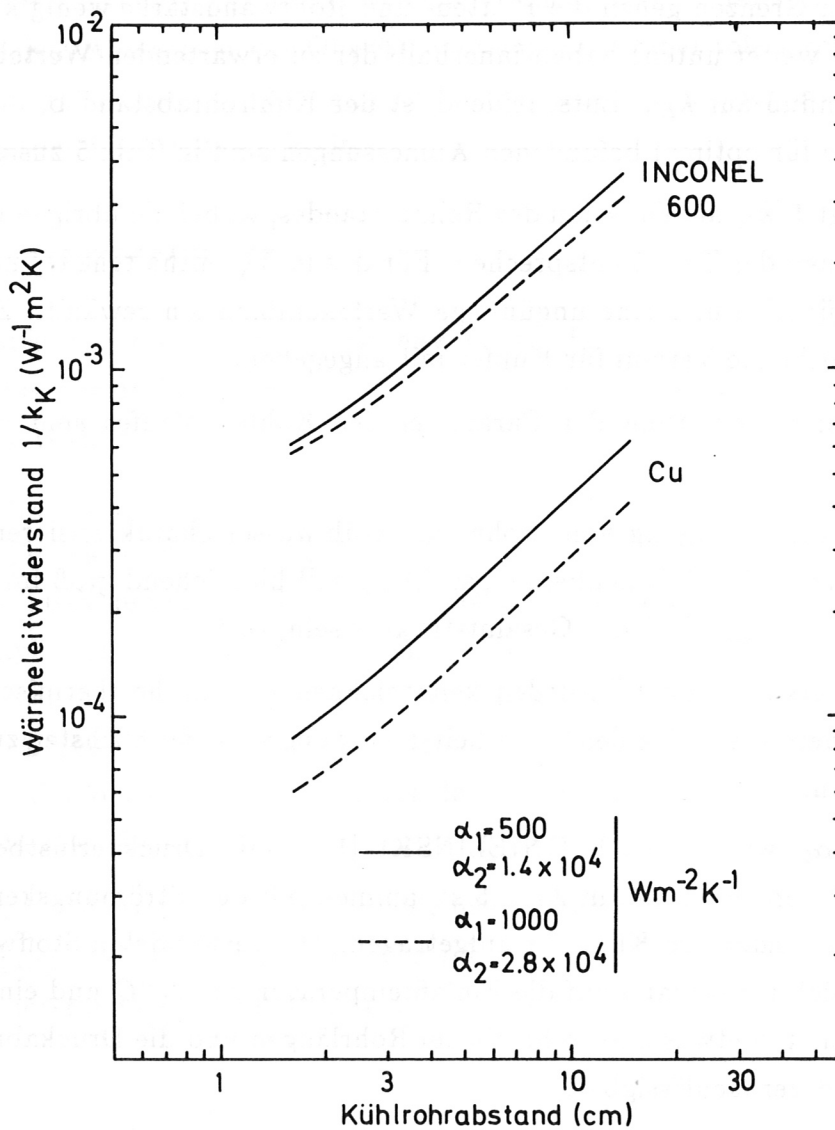
- Die den Wärmeübergang vom Rohr zum Kühlwasser charakterisierende NUBELT-Zahl  $Nu_0$  bzw. die Wärmeübergangszahl  $\alpha_2$  soll hinreichend groß im Vergleich zur Wärmedurchgangszahl  $k$  der Gesamtstruktur sein, und
- die den Übergang zum Filmsieden kennzeichnende kritische thermische Flußdichte muß mit einem ausreichenden Sicherheitsfaktor oberhalb der höchsten zu erwartenden Werte liegen.

$Nu_0$  und  $\alpha_2$  wurden nach GNIELINSKI [102] mit Druckverlustbeiwerten nach FILONENKO berechnet und in Abb. 5 zusammen mit den Strömungskennzahlen über dem Wasserdurchsatz pro Kühlrohr aufgetragen. Die verwendeten Stoffwerte für Wasser beziehen sich konservativ auf die Einlaßtemperatur von  $30^{\circ}C$  und einen Druck von 10 bar. Der Einfluß etwas unterschiedlicher Rohrlängen und die Druckabhängigkeit der Stoffwerte sind vernachlässigbar.

Danach ist bei den Designdurchsätzen nach Tab. 5 (ausgebildete Turbulenz) die erste Forderung in jedem Falle erfüllt, auch wenn in Anbetracht des empirischen Charakters derartiger Rechnungen ein möglicher Fehler von  $\pm 50\%$  berücksichtigt wird.

Für die Abschätzung der zulässigen thermischen Flußdichten und des erforderlichen Kühlwasserdruckes am Auslaß sind die maximalen, über den Rohrquerschnitt gemittelten Wassertemperaturen und Rohrwandtemperaturen maßgeblich, die während

eines Pulszyklus durchlaufen werden. Beide wurden konservativ unter Voraussetzung einer homogenen Limiterbelastung und des adiabatischen Aufheizens der Graphitplatten aus der stationären Energiebilanz für den eingeschwungenen Zustand während einer Pulsfolge ( $t_2 = 177 \text{ s}$ ) berechnet. Die Temperaturabhängigkeit der Stoffwerte für Wasser wurde berücksichtigt.



**Abb. 4:** Wärmeleitwiderstand  $1/k_K$  der Kühlstruktur als Funktion des Kühlrohrabstandes  $b$ , übrige Abmessungen nach Tab. 5

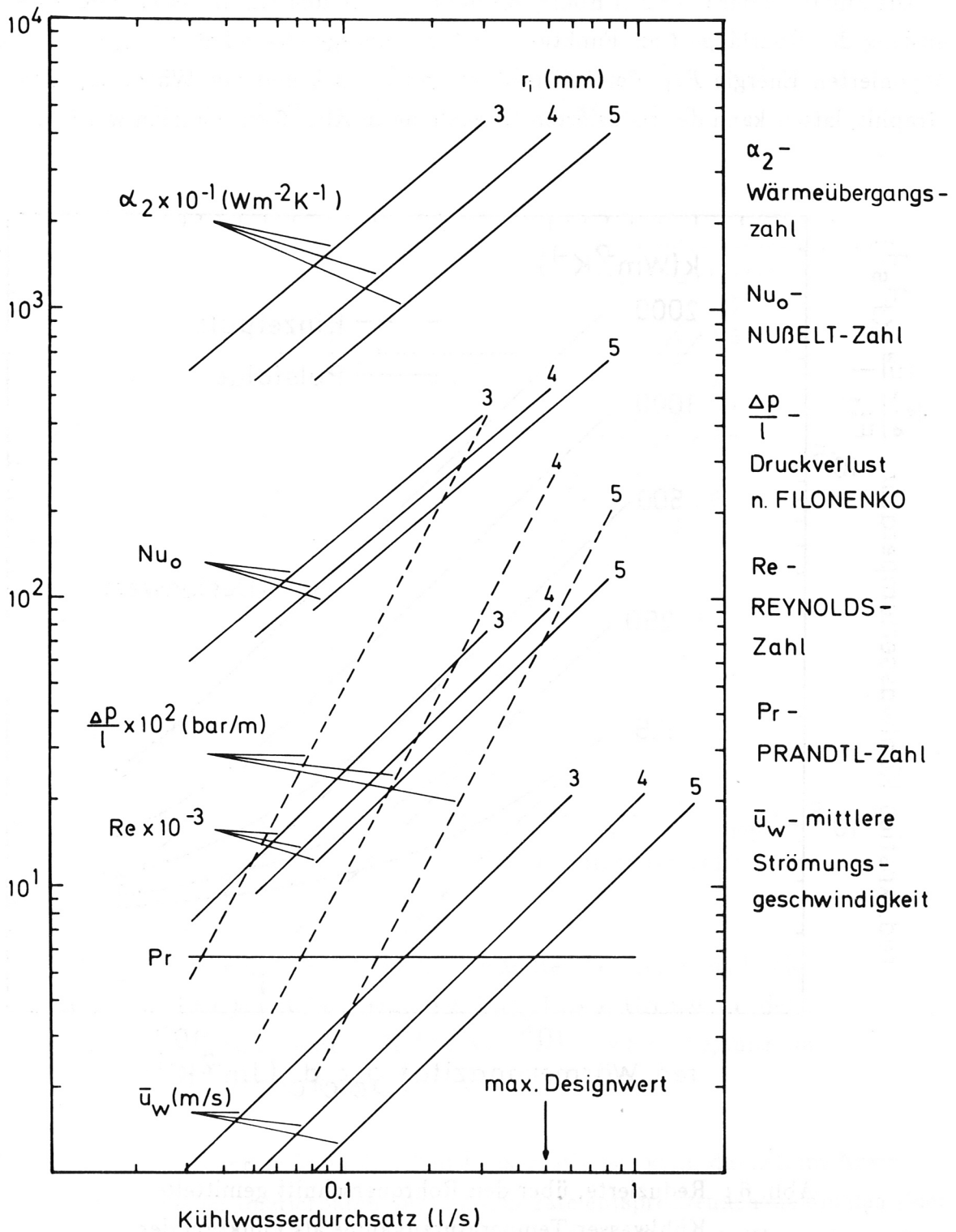


Abb. 5: Strömungsparameter als Funktion des Kühlwasserdurchsatzes pro Kühlrohr

Die Zunahme der über den Rohrquerschnitt gemittelten Kühlwassertemperatur  $\Delta\bar{\vartheta}_w$  entlang der Rohrlänge  $l$  als Funktion der Strömungsgeschwindigkeit  $\bar{u}_w$ , der pro Puls deponierten Energie  $Ft_1$ , der Wärmedurchgangszahl  $k$  und der Wärmekapazität der Graphitplatten kann der reduzierten Darstellung in Abb. 6 entnommen werden.

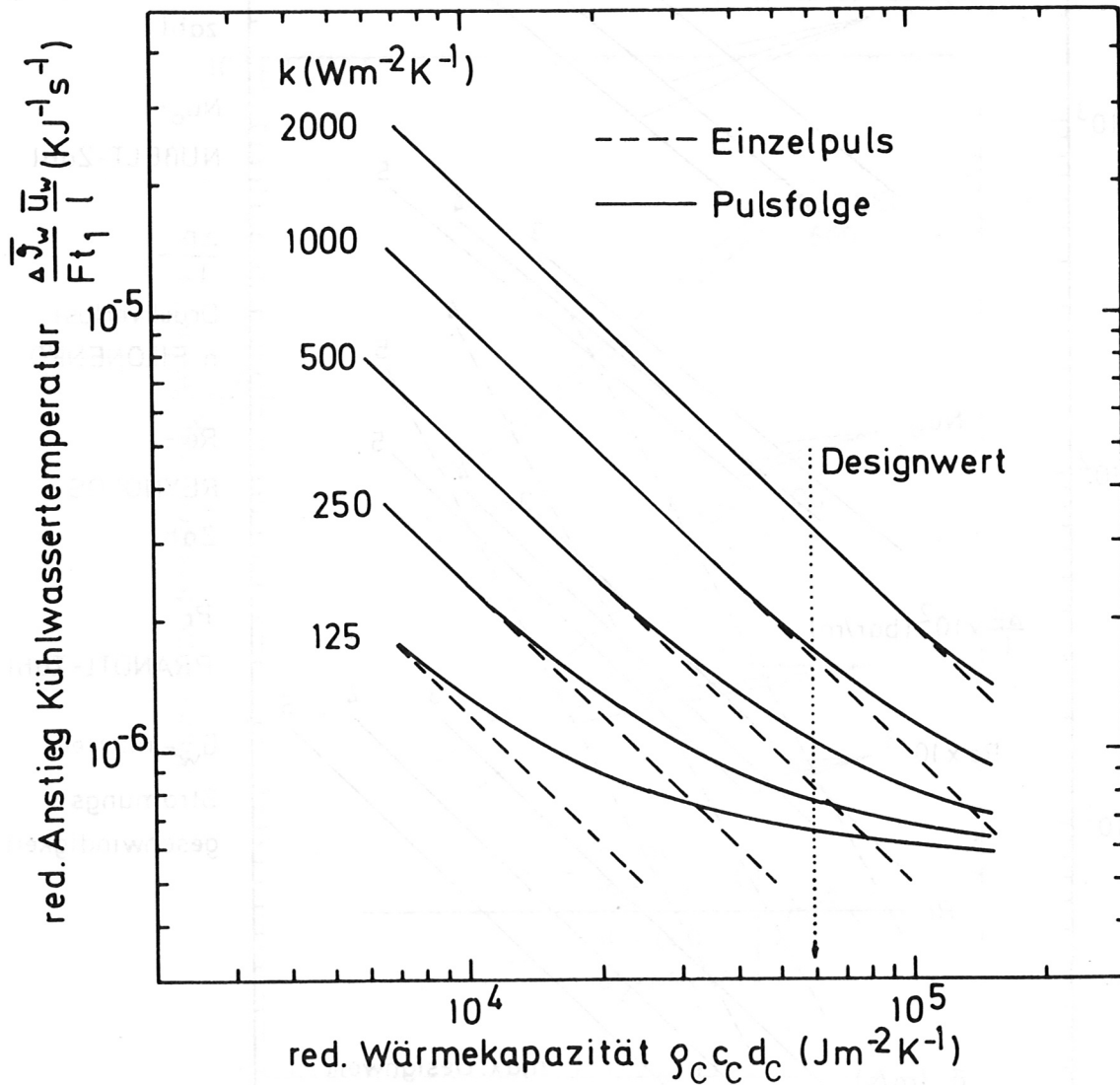
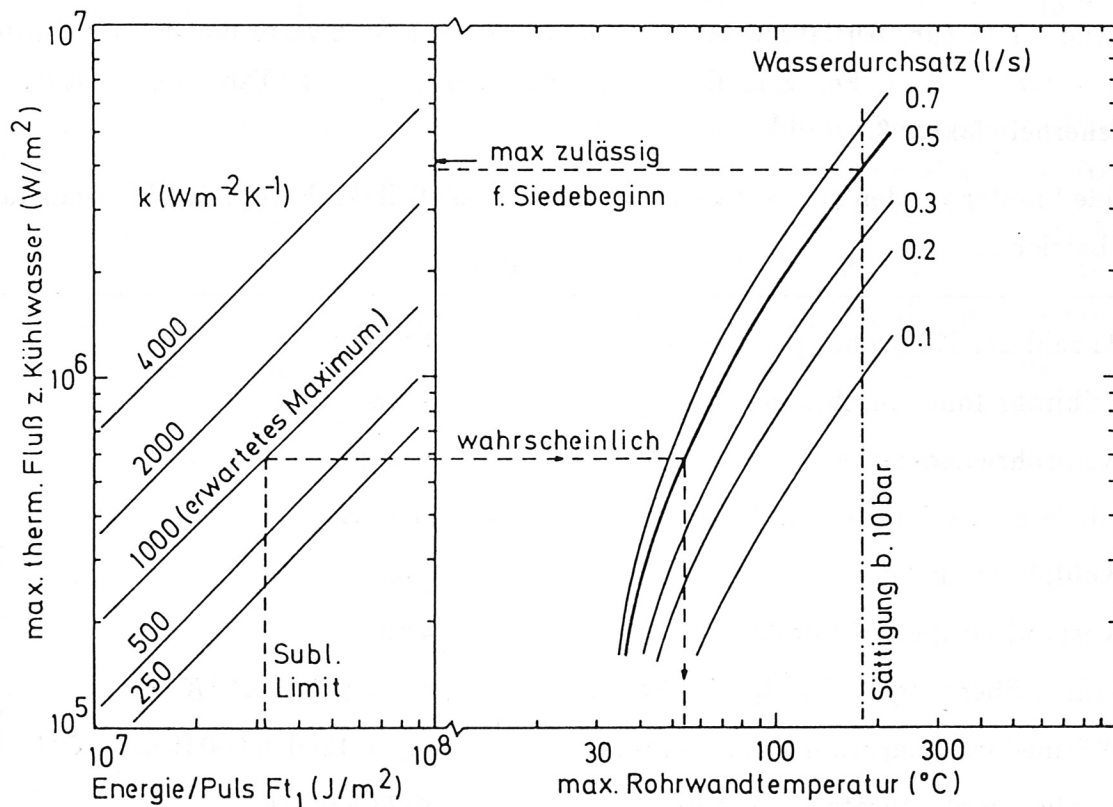


Abb. 6 : Reduzierte, über den Rohrquerschnitt gemittelte Kühlwasser-Temperaturzunahme als Funktion der reduzierten Graphitplatten-Wärmekapazität

Absolutwerte der maximalen Rohrwandtemperaturen am Kühlrohrende für die als einheitlich angenommene Rohrlänge von  $1\text{m}$  in Abhängigkeit von  $Ft_1$ ,  $k$  und dem

Wasserdurchsatz pro Rohr sind in Abb. 7 zu einem Nomogramm zusammengestellt. Der Pfeil symbolisiert die nach HODGSON [102] für unterkühlte Flüssigkeitsströmung korrigierte thermische Flußdichte zum Kühlwasser, die dem Siedebeginn beim maximal vorgesehenen Wasserdurchsatz und Druck am Auslaß entspricht.



**Abb. 7:** Maximale Kühlrohr-Innenwandtemperaturen als Funktion der pro Puls deponierten Energie und Grenzwerte der therm. Flußdichte Rohr-Kühlwasser bzgl. des Siedebeginns am Rohrende, Rohrlänge  $l = 1 \text{ m}$ ,  $t_2 = 177 \text{ s}$

Da diese Abschätzung in jeder Hinsicht konservativ ist, kann danach im Normalbetrieb, d.h. wenn die der tolerierbaren Sublimationsrate entsprechenden maximalen Energiedepositionen (siehe weiter unten) nicht überschritten werden, mit Wasserdurchsätzen pro Rohr oberhalb etwa  $0.3 \text{ l/s}$  und Atmosphärendruck am Auslaß gearbeitet werden, ohne daß überhaupt ein Siedebeginn zu erwarten ist. Bei dem für Eventualitäten vorgesehenen maximalen Basisdruck von  $10 \text{ bar}$  und Durchsätzen bis zu  $0.5 \text{ l/s}$  (Tab. 5)



besteht bzgl. der thermischen Flußdichten zum Kühlwasser ein Sicherheitsfaktor 7 für den Siedebeginn, d.h. bei intakten Graphitplatten ist damit ein Übergang zum kritischen Filmsieden auszuschließen.

Eine Abschätzung der erforderlichen Druckdifferenz  $\Delta p$  zwischen Kühlwasser-Ein- und Auslaß nach [104, 105] für den maximalen Durchsatz pro Rohr von 0.5 l/s ergab folgende Anteile: Einlaßverengung - 0.25 bar, Rohrkrümmungen - 0.65 bar, gerade Rohrteile - 1.75 bar, Auslaßerweiterung - 0.25 bar. Die Stoffwerte für Wasser wurden (konservativ) auf 20°C bezogen. Bzgl. der Designdruckdifferenz (Tab. 5) besteht damit ein Sicherheitsfaktor 2.

Beide Limiter werden in einem geschlossenen Parallelkühlkreislauf mit Wärmeaustauscher betrieben.

Anzahl der Kühlrohre pro Limiter	13
Kühlrohr-Innendurchmesser	8 mm
Kühlrohrwandstärke	1 mm
mittlerer Kühlrohrabstand	20 mm
Kühlplattendicke	9 mm
Abstand Graphit-Kühlrohr	4 mm
Wärmeübergangszahl Rohr-Kühlwasser	$\alpha_2 > 10^4 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$
Wärmedurchgangszahl Kühlstruktur	$k_K = 1500 \pm 500 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$
Kühlwasserdurchsatz pro Limiter	$\leq 23.5 \text{ m}^3/\text{h}$
Kühlwasser-Einlaßtemperatur	$\leq 30^\circ\text{C}$
Kühlwasserdruck am Auslaß	$\leq 10 \text{ bar}$
Kühlwasser-Druckdifferenz	$\leq 6 \text{ bar}$
Kühlwasser-Nennndruck	16 bar
max. Wärmeflußdichte zum Kühlwasser bei Normalbetrieb	0.58 MW/m <sup>2</sup>
max. zulässige Wärmeflußdichte zum Kühlwasser bis Siedebeginn	4 MW/m <sup>2</sup>
mittlere Kühlleistung pro Limiter	$\leq 25 \text{ kW}$

Tab. 5 : Parameter Kühlstruktur und Kühlkreislauf

### 4.3 Temperaturverteilungen, Begrenzung der thermischen Limiterbelastbarkeit durch die TiC-Sublimationsrate

Zur Abschätzung zulässiger Energiedepositionen bzw. erforderlicher Kühlpausendauern werden in dieser Phase eindimensionale analytische Rechnungen für ausreichend gehalten. 3D- FE-Rechnungen sind als Basis für die Umrechnung experimenteller Temperaturverteilungen an der Limiteroberfläche in thermische Flußdichteverteilungen in Vorbereitung.

Die folgenden Ergebnisse basieren zunächst auf dem Modell einer ebenen Platte mit homogenem und während der Pulsphase konstantem Wärmefluß  $F$  auf die Frontseite ( $x = 0$ ) und einem linearen Wärmeübergang von der Rückseite ( $x = d_c$ ) entsprechend der Wärmedurchgangszahl  $k$  (Gleich. (1)) [106]. Der Wärmeübergang vom TiC zum Graphit wurde als ideal angenommen, so daß der Einfluß der Beschichtung vernachlässigbar ist [13]. Für die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_c$ , die Dichte  $\rho_c$  und die spezifische Wärme  $c_c$  des Graphits wurden die konstanten Mittelwerte nach Tab. 4 verwendet. Da die Temperaturverläufe von  $\lambda_c$  und  $c_c$  gegenläufig sind, ist der entsprechende Fehler in der maßgeblichen Oberflächentemperatur (siehe Gleich. (5)) unerheblich.

Für die Temperaturänderung in der Platte während der Pulsphase ( $t \leq t_1$ ) gilt:

$$\Delta\vartheta_c(x, t) = \frac{F d_c}{L} (1 + L(1 - \frac{x}{d_c}) - S) \quad (2)$$

$$S = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2L(\alpha_n^2 + L^2) \cos(\alpha_n x/d_c)}{\alpha_n^2(L + L^2 + \alpha_n^2)} \exp(-\alpha_n^2 \frac{t}{\tau})$$

$$L = \frac{k d_c}{\lambda_c} \quad \tau = \frac{\rho_c c_c d_c}{\lambda_c}$$

$\alpha_n$  - Wurzeln der Gleichung  $\alpha_n \tan \alpha_n = 0$

Der Temperaturverlauf während der Kühlpause ab Pulsende  $t_1$  ergibt sich aus

$$\Delta\vartheta_c(x, t > t_1) = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \exp(-\kappa \alpha_n^2 t) \frac{(h^2 + \alpha_n^2) \cos(\alpha_n x)}{(\alpha_n^2 + h^2) d_c + h} \psi(d_c, t_1) \quad (3)$$

$$\psi(d_c, t_1) = \int_0^{d_c} \Delta\vartheta_c(x, t_1) \cos \alpha_n x dx$$

$$\kappa = \frac{\lambda_c}{\rho_c c_c} \quad h = \frac{k}{\lambda_c}$$

Für  $k \leq 500 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$  reicht i.a. die adiabatische Näherung unter Vernachlässigung der endlichen Wärmeleitfähigkeit des Graphits:

$$\Delta \vartheta_c(t > t_1) = \Delta \bar{\vartheta}_c(t_1) \exp\left(-\frac{k}{\rho_c c_c d_c} t\right) \quad (4)$$

$$\Delta \bar{\vartheta}_c(t_1) = \frac{F t_1}{\rho_c c_c d_c}$$

Bei  $d_c \geq 2(\kappa t_1)^{1/2}$  (unendliche Schichtdicke) gilt für die Änderung der Graphit-Oberflächentemperatur während des Pulses

$$\Delta \vartheta_{c,s}(t_1) = \frac{2F(\kappa t_1)^{1/2}}{\lambda_c \pi^{1/2}} \quad (5)$$

Die Temperaturverteilungen bei einer Pulsfolge ergeben sich durch wiederholte Anwendung von (2) und (3). Im eingeschwungenen (quasistationären) Zustand ist die Graphittemperatur am Pausenende ( $t_2$ ) in der Näherung (4)

$$\Delta \vartheta_c^s(t_2) = \frac{F t_1}{\rho_c c_c d_c \left( \exp\left(\frac{k}{\rho_c c_c d_c} t_2\right) - 1 \right)} \quad (6)$$

Die quasistationäre maximale Oberflächentemperatur  $\Delta \hat{\vartheta}_{c,s}^s$  ist die Summe aus (5) und (6).

Die "Δ" symbolisieren, daß es sich in allen Fällen, auch in den nachfolgenden Abbildungen, um die Differenz zur mittleren Kühlwassertemperatur handelt.

Für die Abschätzung des Einflusses der thermischen Strahlung auf die Pausenkühlung gilt bzgl. der Graphitrückseite das Modell zweier eng benachbarter Platten, frontseitig kann von einer hinreichend entfernten, geschlossenen Umgebung ausgegangen werden. Bezeichnen  $\epsilon_c$ ,  $\epsilon_{TiC}$  und  $\epsilon_K$  die hemisphärischen Emissionskoeffizienten von Graphit, TiC und Stahl bzw. INCONEL, so gilt für  $t > t_1$  in guter Näherung

$$-\rho_c c_c d_c \frac{d\bar{\vartheta}_c}{dt} = C_S \left( \frac{1}{1/\epsilon_c + 1/\epsilon_K - 1} + \epsilon_{TiC} \right) (\bar{\vartheta}_c^4 - \vartheta_u^4) + k(\bar{\vartheta}_c - \bar{\vartheta}_w) \quad (7)$$

$$C_S = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$$

Zur Darstellung der Verhältnisse im quasistationären Zustand während einer Pulsfolge wurde (7) in den Grenzen  $t_1, t_2$  jeweils für die Anfangsbedingungen  $\bar{\vartheta}_{c,i}(t_1) = \bar{\vartheta}_{c,i-1}(t_2) + Ft_1/\rho_c c_c d_c, i = 1, 2, \dots$  wiederholt numerisch integriert bis zum Erreichen der Quasistationarität. Für die mittlere Kühlwassertemperatur  $\bar{\vartheta}_w$  und die Umgebungstemperatur  $\vartheta_u$  wurden 323 bzw. 373 K angenommen. Exakt wäre  $\vartheta_u$  für die Graphitrückseite durch die Frontseitentemperatur der Kühlplatte zu ersetzen, das Ergebnis wird dadurch jedoch nur unwesentlich beeinflusst.

Die Temperaturverläufe in den folgenden Abbn. 8 - 12 beziehen sich auf eine thermische Flußdichte  $F = 10 \text{ MW m}^{-2}$ , die für Standardbedingungen ( $t_1 = 3 \text{ s}, t_2 = 177 \text{ s}, k = 500 \pm 200 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ ) als obere Grenze bzgl. der Sublimation betrachtet werden kann (Abb. 15).

Abb. 8 zeigt nach (2) berechnete Front- und Rückseitentemperaturen der Graphitplatten am Ende eines Pulses und verdeutlicht die Bedingungen, unter denen eine aktive Kühlung während der Pulsphase möglich wäre.

Die zeitliche Entwicklung der  $TiC$ - bzw. Graphitoberflächentemperatur nach (5) und (7) für Standardbedingungen und eine Plattendicke  $d_c = 2 \text{ cm}$  gibt Abb. 9 wieder. Danach stellt sich der quasistationäre Zustand bei intaktem Wärmeübergang bereits nach wenigen Pulsen ein.

Abb. 10 zeigt für gleiche Bedingungen die Graphittemperaturen nach (2) und (3) sowie den Verlauf der Frontseitentemperatur der Kühlplatte in höherer Zeitaufösung. Letzterer wurde mit Hilfe eines Finit-Differenz-Codes approximiert [107].

In den beiden folgenden Abbn. 11 und 12 ist die parametrische Abhängigkeit der im quasistationären Zustand maximal durchlaufenen Temperaturen (entsprechend den Punkten A, B und C in Abb. 10) von  $d_c$  und  $k$  wiedergegeben. Sie bildete zusammen mit Festigkeitsabschätzungen die Grundlage für die Auswahl der Design-Graphitplattenstärke. Dabei wurden im einzelnen folgende Gesichtspunkte berücksichtigt:

- Im quasistationären Zustand unter Standardbedingungen besitzen die  $TiC$ - bzw. Graphit-Frontseitentemperaturen ein flaches Minimum bei  $1.2 \leq d_c \leq 1.4 \text{ cm}$ . Sie

steigen zu größeren Dicken wegen der nachlassenden Effektivität der Pausenkühlung schwach an (Abb. 11).

- Die thermomechanischen Spannungen im Graphit wachsen proportional zur Plattenstärke (4.5), das gemeinsame Optimum bzgl. der Oberflächentemperaturen und Spannungen liegt bei  $d_c = (\kappa t_1)^{1/2}$  [13], d.h. unter Bezug auf die Referenzdaten bei 8 mm.
- Mit abnehmender Plattenstärke steigen die von der Kühlplattenfrontseite durchlaufenden Temperaturen und damit die Temperaturgradienten in der Kühlplatte stark an (Abb. 12).
- Innerhalb der Graphitplattendicke ist ein bestimmter Platzbedarf für Längsbohrungen zur Befestigung der Verbindungselemente zur Kühlplatte (Abb. 3, Anhang), die minimale Abmessungen nicht unterschreiten können, wenn der erforderliche Anpreßdruck erreicht werden soll. Die Bohrungen sollten im Gebiet minimaler Spannungen nahe der Rückseite liegen und möglichst nicht in den zentralen Bereich hoher Zugspannungen reichen (Abb. 17). Sie wirken als Spannungskonzentratoren und verschieben das Optimum zu größeren Dicken [95].
- Die in Bolzennähe auftretenden Scher- und Biegespannungen erfordern eine Mindestmaterialstärke zwischen Längsbohrungen und Rückseite.

Das geschätzte Optimum liegt etwas oberhalb der durch die maximale Bauhöhe zugelassenen Dicke von 2 cm, die deshalb als Designplattenstärke gewählt wurde. Nach Abb. 11 sind die dadurch bedingten Nachteile bzgl. der maximalen Oberflächentemperaturen nicht wesentlich.

Von Interesse während des Experimentes ist, inwieweit sich überhöhte Frontseitentemperaturen bei gegebener thermischer Flußdichte und Pulsdauer durch Verlängerung der Kühlpausen reduzieren lassen. Entsprechende durch Kombination von (5) und (7) berechnete Faktoren können der reduzierten Darstellung in Abb. 13 entnommen werden. Danach sind die Möglichkeiten für den erwarteten  $k$ -Wertebereich relativ begrenzt. Unter Standardbedingungen mit  $k = 500 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$  bewirkt eine Verdopplung der Pausenzeit nur eine Verringerung von  $\Delta \vartheta_{c,s}^e$  um 7 %. Im Falle, daß die erwarteten  $k$ -Werte wirklich realisiert werden, ist eine entscheidende Reduzierung nur durch eine entsprechende Begrenzung der thermischen Flußdichte bzw. der Pulsdauer möglich.

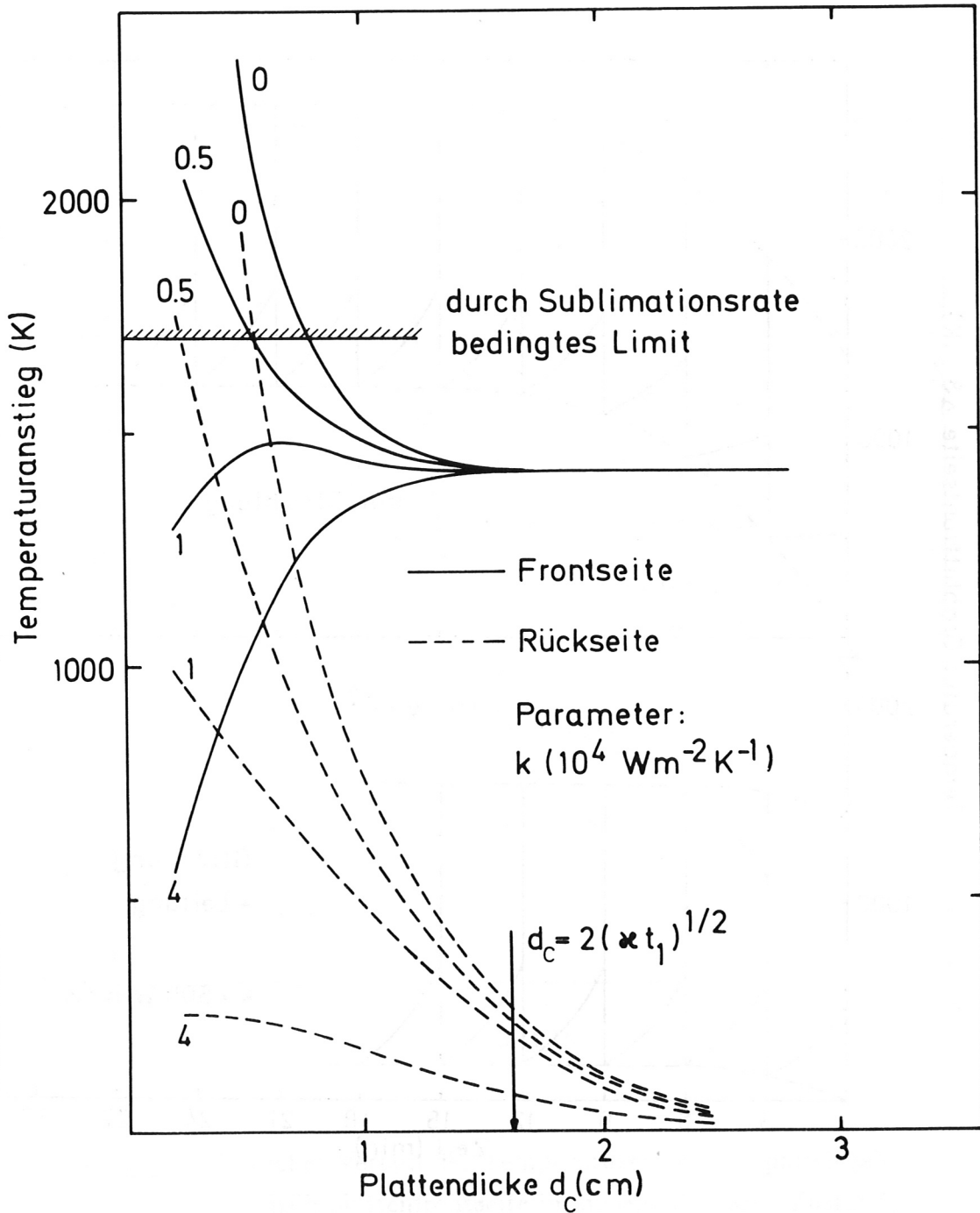
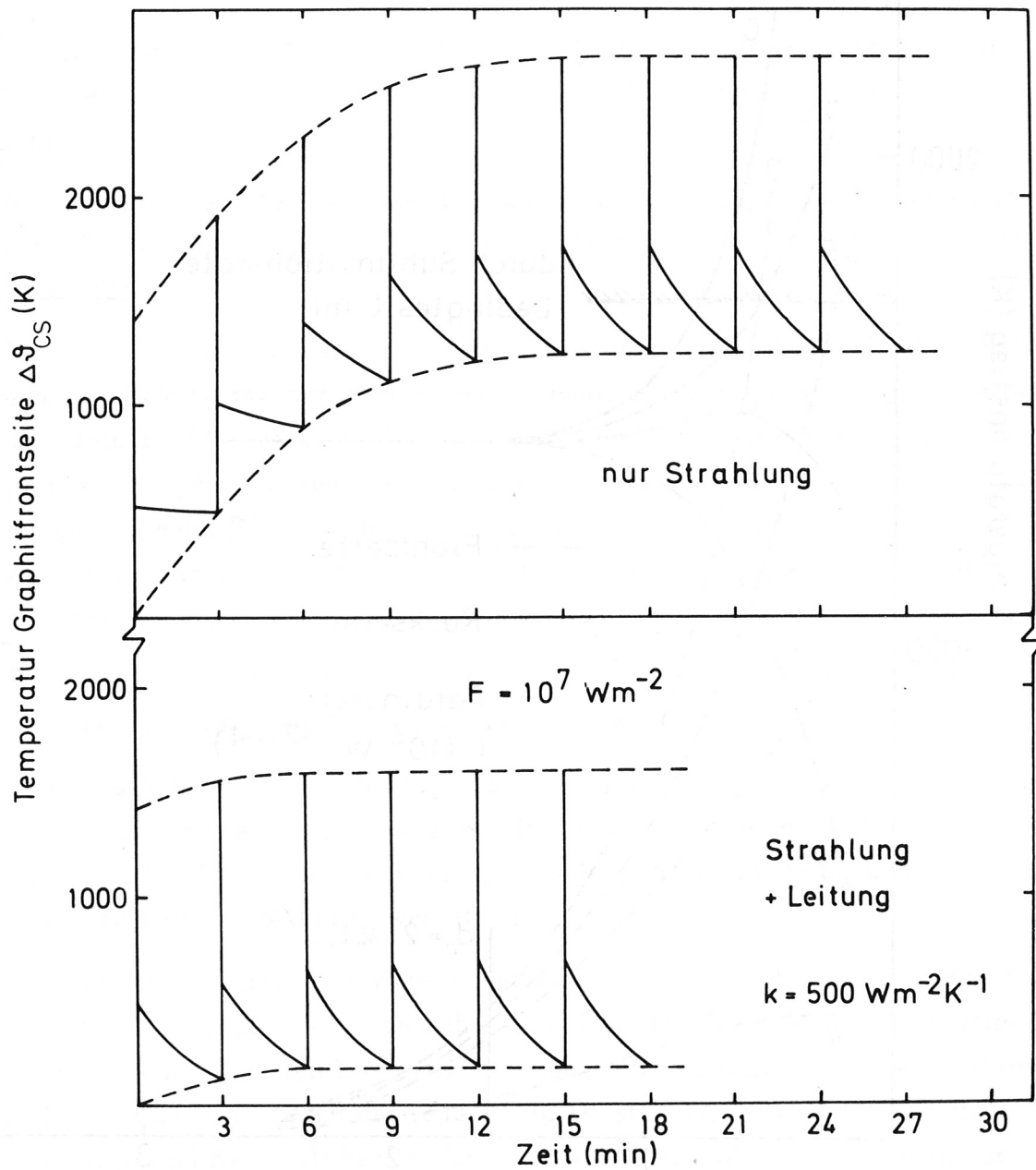
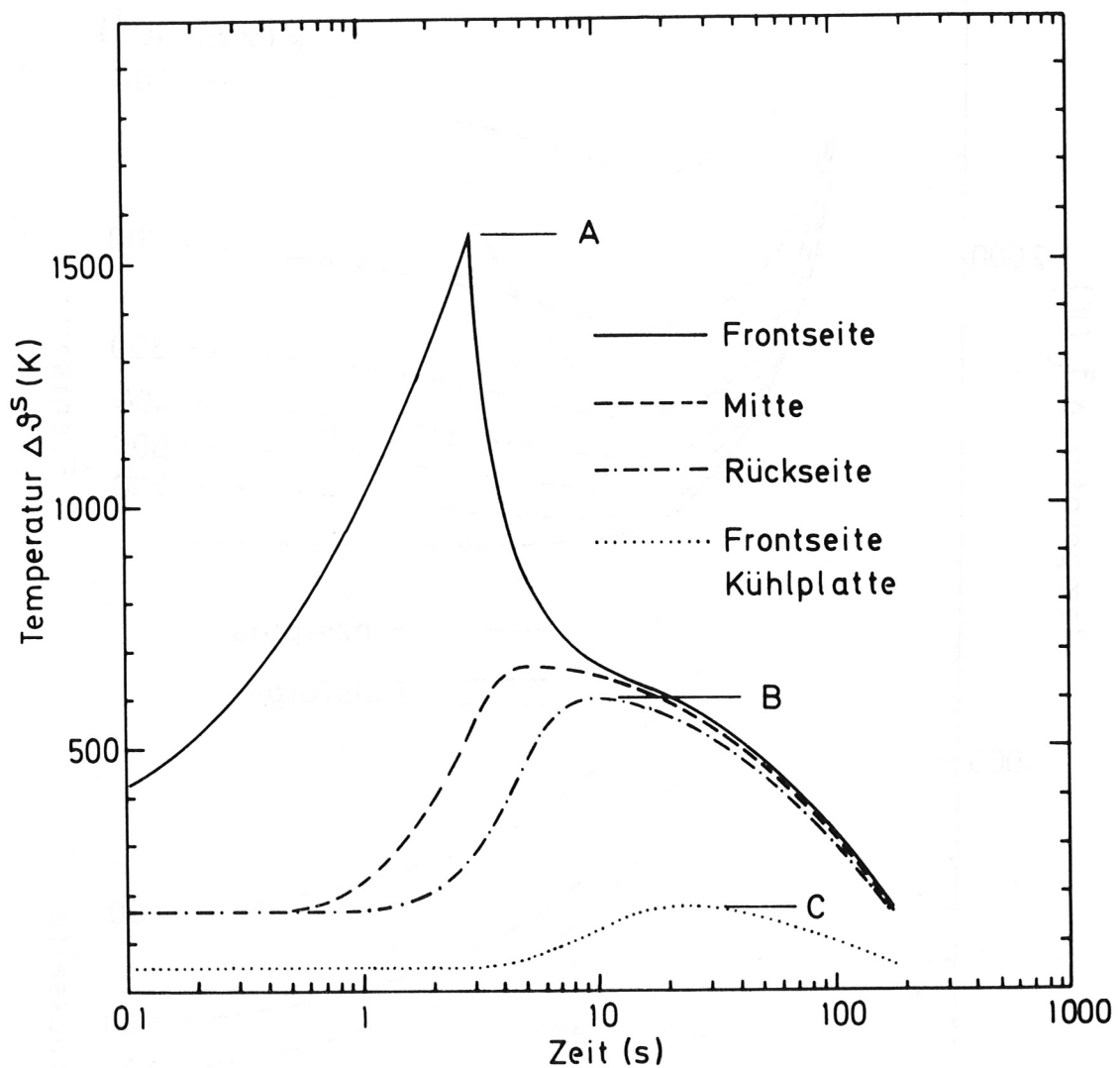


Abb. 8 : Anstieg der Front- und Rückseitentemperaturen der Graphitziegel nach einem Puls als Funktion der Plattenstärke  $d_c$ ,  $F = 10 \text{ MW/m}^2$ ,  $t_1 = 3 \text{ s}$



**Abb. 9:** Verlauf der Graphit-Oberflächentemperatur während einer Pulsfolge,  $t_1 = 3 \text{ s}$ ,  $t_2 = 177 \text{ s}$



**Abb. 10:** Zeitlicher Verlauf der Temperaturen von Graphitziegeln und Kühlplattenfrontseite im quasistationären Zustand,  $F = 10 \text{ MW/m}^2$ ,  $t_1 = 3 \text{ s}$ ,  $t_2 = 177 \text{ s}$ ,  $k = 500 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ ,  $k_K = 1500 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$



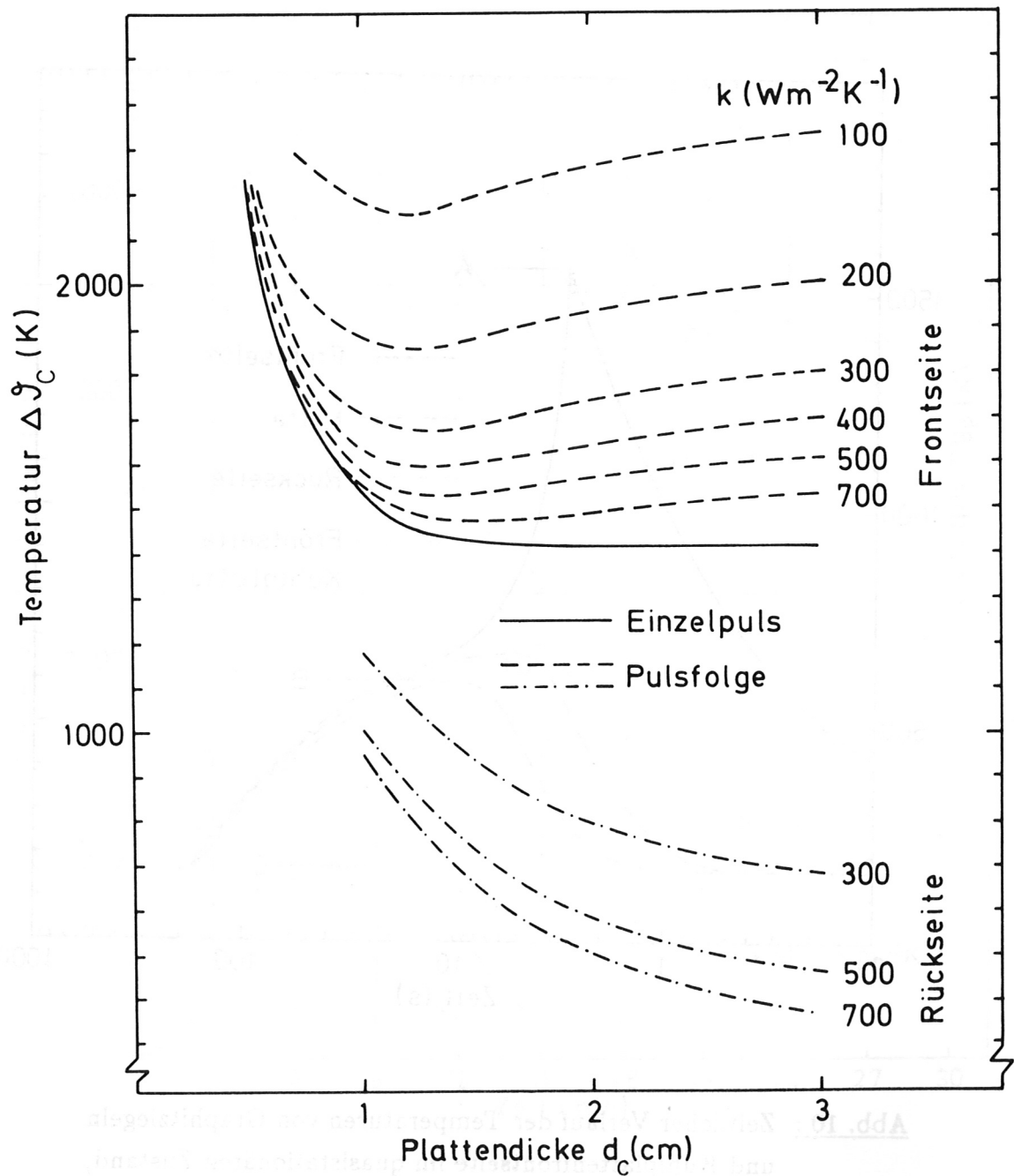
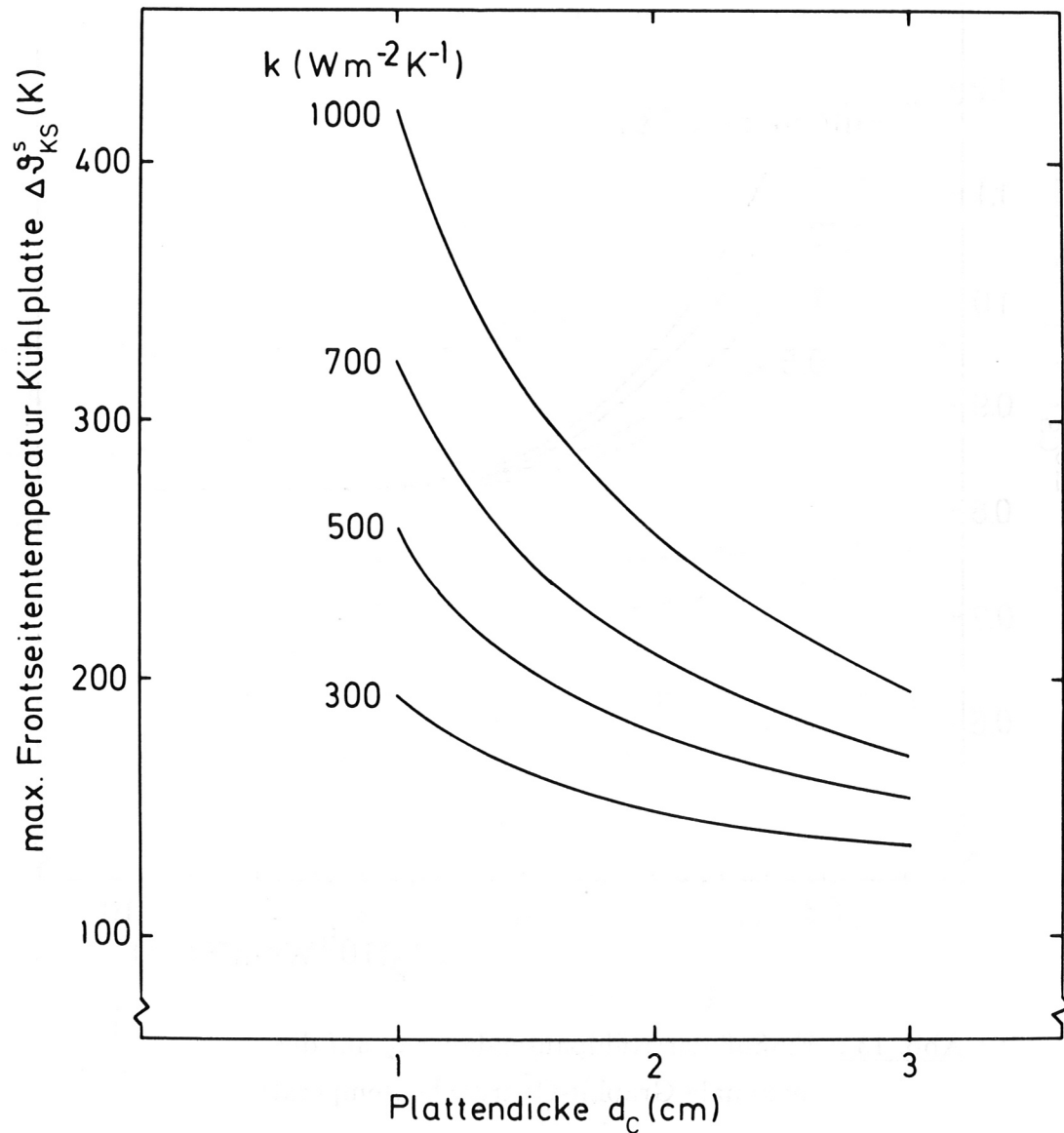


Abb. 11: Maximale Graphittemperaturen als Funktion der Plattenstärke (entspricht den Punkten A bzw. B in Abb. 10),  $F = 10 \text{ MW/m}^2$ ,  $t_1 = 3 \text{ s}$ ,  $t_2 = 177 \text{ s}$



**Abb. 12:** Maximale, im quasistationären Zustand durchlaufene Temperaturen der Kühlplattenfrontseite als Funktion der Graphitplattenstärke (entspricht Punkt C in Abb. 10),  $F = 10 \text{ MW/m}^2$ ,  $t_1 = 3 \text{ s}$ ,  $t_2 = 177 \text{ s}$ ,  $k_K = 1500 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$

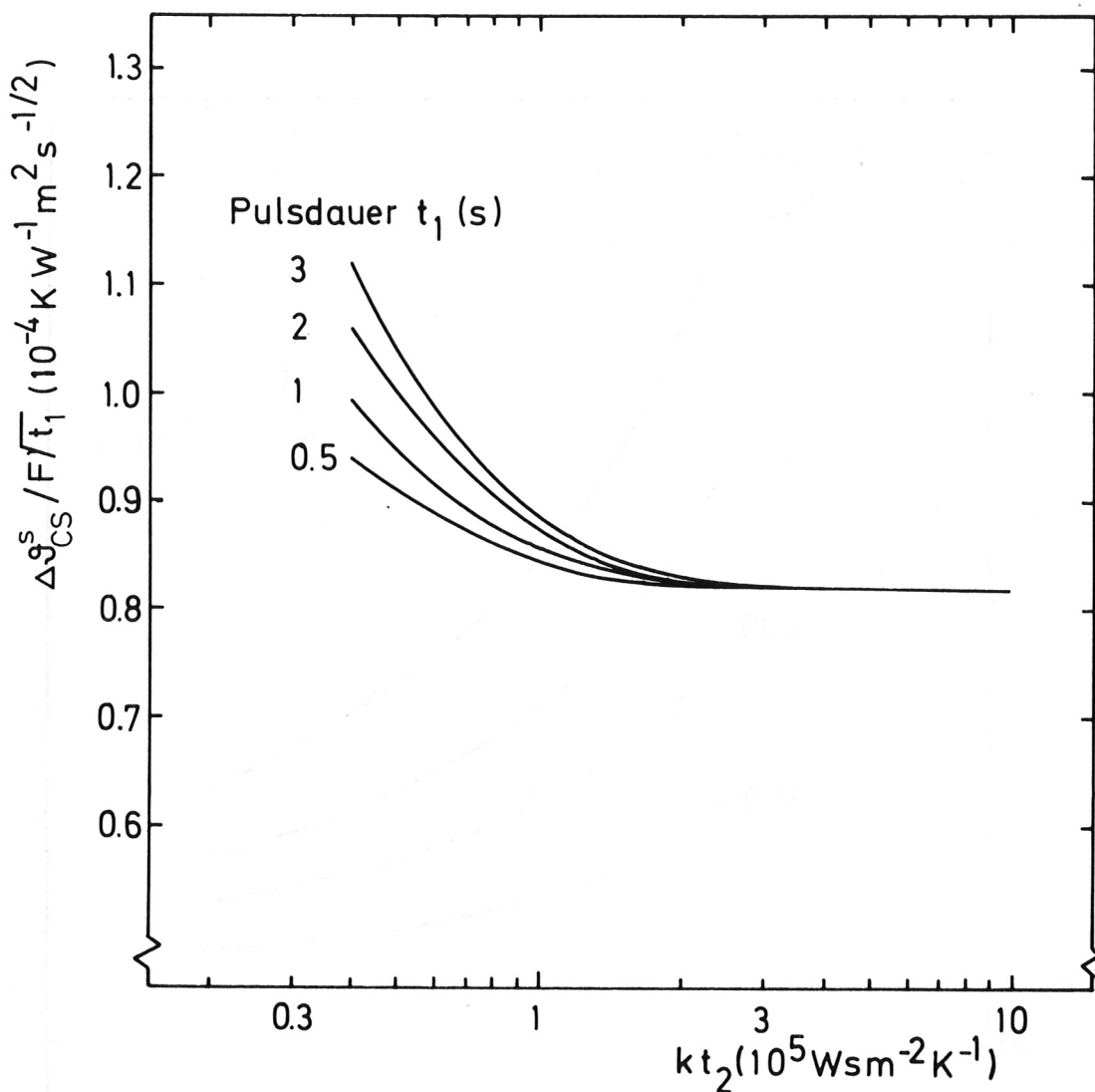


Abb. 13: Einfluß der Kühlpausendauer  $t_2$  auf die maximale Graphit-Oberflächentemperatur

Abbn. 14 und 15 zeigen die durch die tolerierbare  $TiC$ -Sublimationsrate bedingte notwendige Begrenzung der thermischen Flußdichte. Im Sinne einer *worst-case*-Abschätzung wurden auch sehr kleine  $k$ -Werte einbezogen, die etwa durch Deformationen der Kühlplatte usw. verursacht werden können. Die mitberücksichtigte Strahlungspausenkühlung ((5) und (7)) wird unterhalb  $k \approx 300 \text{ Wm}^{-2} \text{ K}^{-1}$  merklich und läßt selbst bei verschwindendem thermischen Kontakt noch erhebliche Flußdichten zu. In diesem Bereich hat selbstverständlich die Verlängerung der Kühlpausen eine größere Wirkung. Eine deutliche Verbesserung sowie ein Ausschluß der durch die starke Abhängigkeit des Emissionsvermögens  $\epsilon_K$  vom Oberflächenzustand bedingten Unsicher-

heit läßt sich durch eine Schwärzung der Kontaktflächen erreichen (Abb. 15). Eine Recherche bzgl. dafür in Frage kommender UHV-kompatibler Beschichtungen ist z.Zt. noch nicht abgeschlossen.

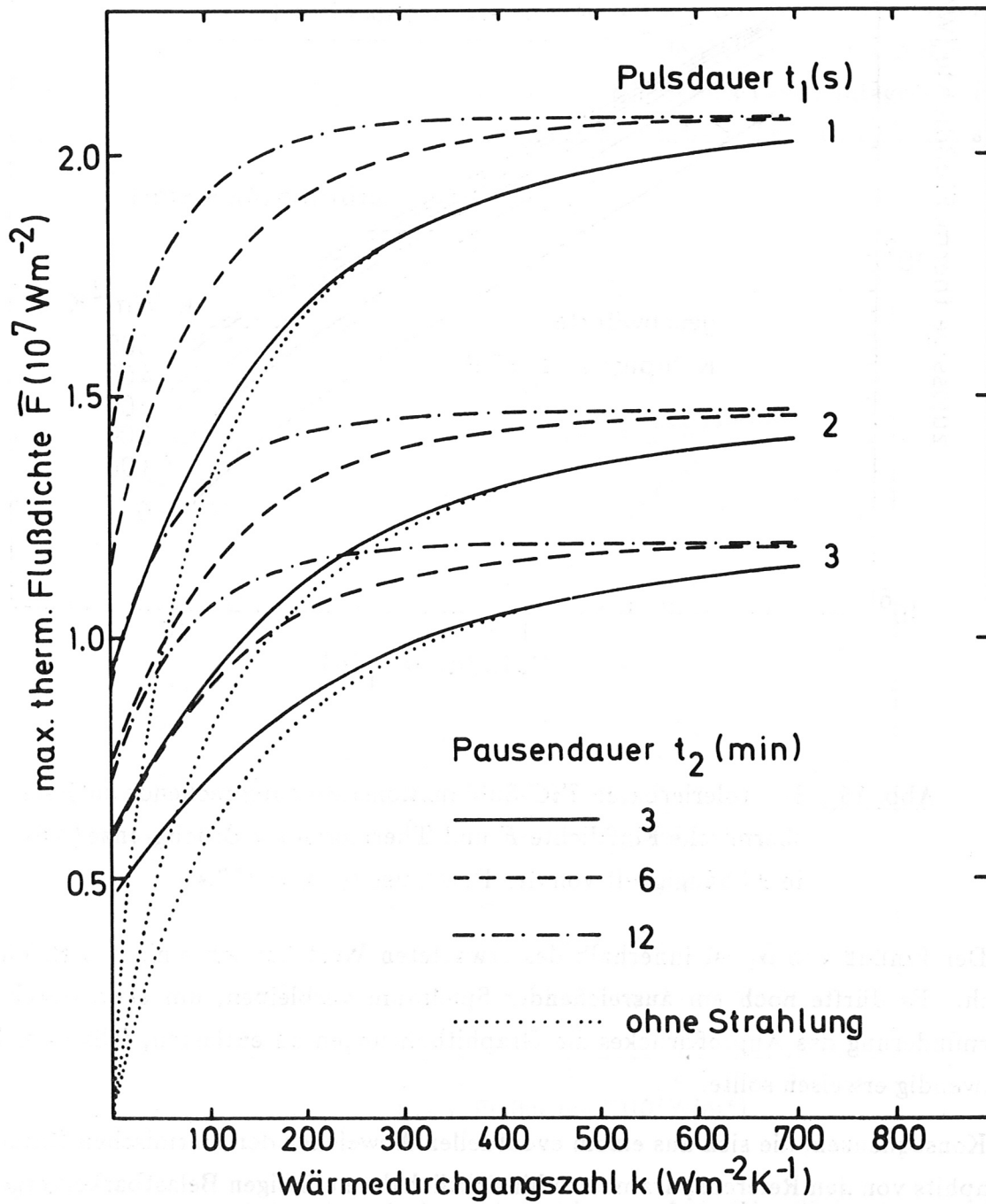


Abb. 14: Durch die  $TiC$ -Sublimationsrate bedingte notwendige Begrenzung der thermischen Flußdichte  $F$  als Funktion der Wärmedurchgangszahl  $k$

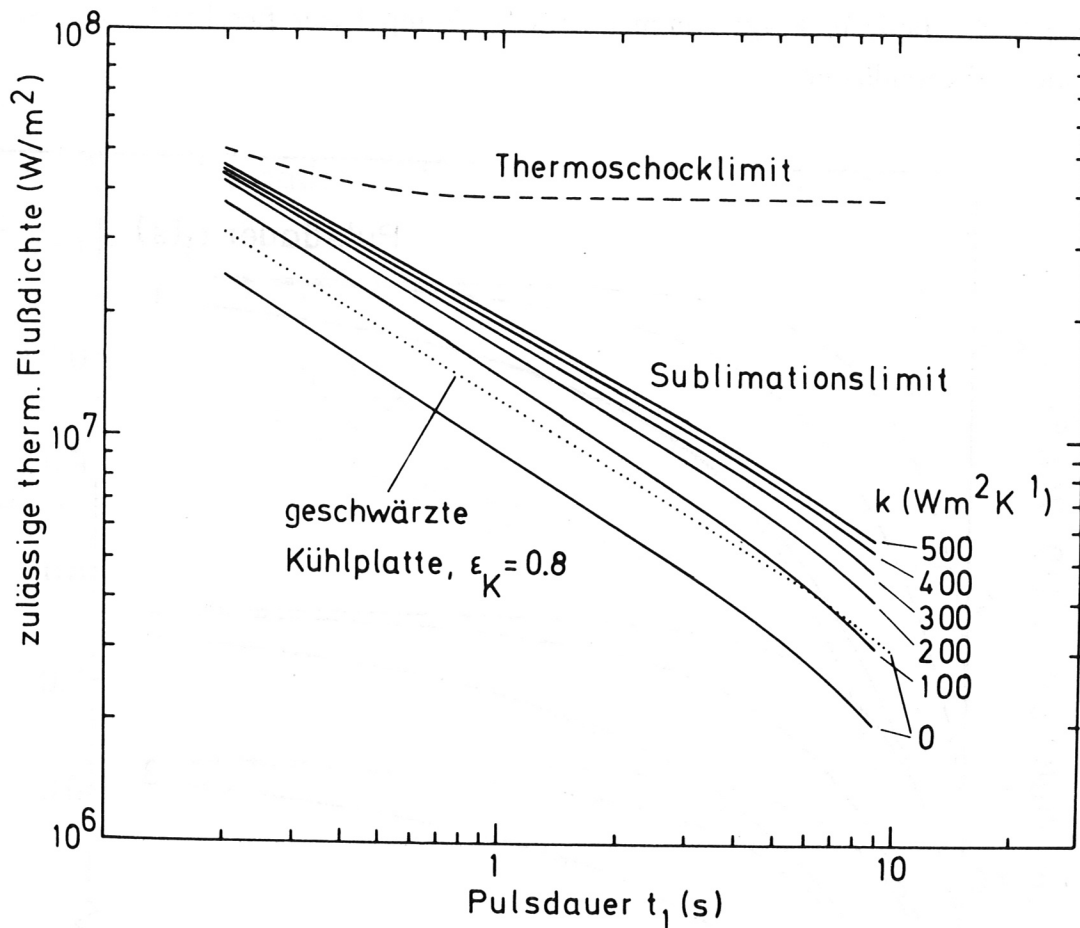


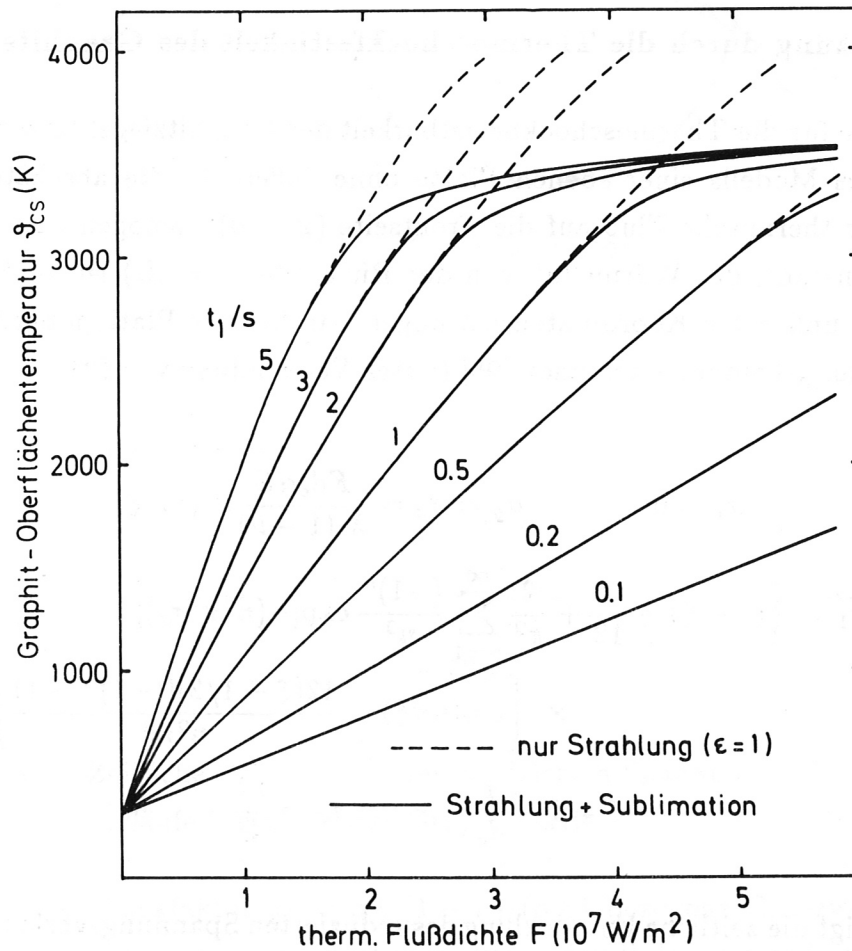
Abb. 15: Der tolerierbaren  $TiC$ -Sublimationsrate entsprechende zulässige thermische Flußdichte  $F$  und Thermoschock-Bruchgrenze (4.5) in Abhängigkeit von der Pulsdauer  $t_1, t_2 = 177 s$

Der Einfluß von  $\alpha_1$  ist innerhalb des erwarteten Wertebereiches nicht wirklich kritisch. Es dürfte noch ein ausreichender Spielraum verbleiben, um etwa durch eine Verminderung des Anpreßdruckes die Graphitbohrungen zu entlasten, falls es sich als notwendig erweisen sollte.

Konsequenzen, die sich aus einem eventuellen Abweichen der thermischen Daten des Graphits von den Referenzparametern hinsichtlich der zulässigen Belastbarkeit ergeben, können bei intakter Pausenkühlung ausreichend genau der Beziehung (5) entnommen werden.

#### 4.4 Fronttemperaturen bei Überschreiten der Grenzwerte für die thermische Flußdichte

Zur Abschätzung des Einflusses der thermischen Abstrahlung und der Sublimationskühlung auf die Temperaturentwicklung während der Pulsphase bei höheren thermischen Flüssen wurde die instationäre Wärmeleitungsgleichung für die Randbedingung  $F_s = (F - \epsilon C_S \vartheta_{cs}^4 - F_{subl}(\vartheta_{cs}))$  mit Hilfe eines Finit-Differenz-Codes integriert.  $F_s$  und  $F_{subl}(\vartheta_{cs})$  stellen die Netto-Flußdichte auf die Frontseite ( $x = 0$ ) bzw. die spezifische Sublimationskühlleistung dar.



**Abb. 16:** Einfluß der thermischen Abstrahlung auf die Oberflächentemperatur am Ende eines Einzelpulses  $\{\vartheta_{cs}(t = 0) = 300 \text{ K}\}$  und Begrenzung durch die Sublimationskühlung

Nach Abb. 16 wird der Einfluß der Abstrahlung während des Pulses bei höheren Flußdichten zwar merklich (Abweichung vom linearen Verlauf), führt aber innerhalb der vorgesehenen Pulsdauern selbst bei  $\epsilon = 1$  nicht zu einer wirksamen Begrenzung der Oberflächentemperatur, da die Verhältnisse in jedem Falle weit vom Erreichen eines stationären Zustandes ( $F = \epsilon C_S \vartheta_{cs}^4$ ) entfernt bleiben. Eine effektive Limitierung erfolgt erst oberhalb von 3000 K durch die exponentiell ansteigende Sublimationskühlung. Der Berechnung der Sublimationskühlleistung [101] liegen Daten nach [112] für Kohlenstoff zugrunde. Die Kohlenstoffsublimation wird als maßgeblich angesehen, da mit einer Beständigkeit der Beschichtung bis in den betrachteten Flußdichtebereich nicht zu rechnen ist.

#### 4.5 Begrenzung durch die Thermoschockfestigkeit des Graphits

Grenzwerte für die Thermoschockbelastbarkeit der Graphitziegel lassen sich auf der Grundlage des Modells einer ebenen Platte ohne äußere Kräfte abschätzen. Analog zu 4.3 sei der thermische Fluß auf die Frontseite ( $x = 0$ ) homogen und während der Pulsphase konstant, der Wärmefluß von der Rückseite ( $x = d_c$ ) ist vernachlässigbar. Bezeichnen  $y$  und  $z$  die Koordinatenrichtungen parallel zur Plattenoberfläche, so gilt für die Spannungskomponenten nach [95] (unter Verwendung von (2)):

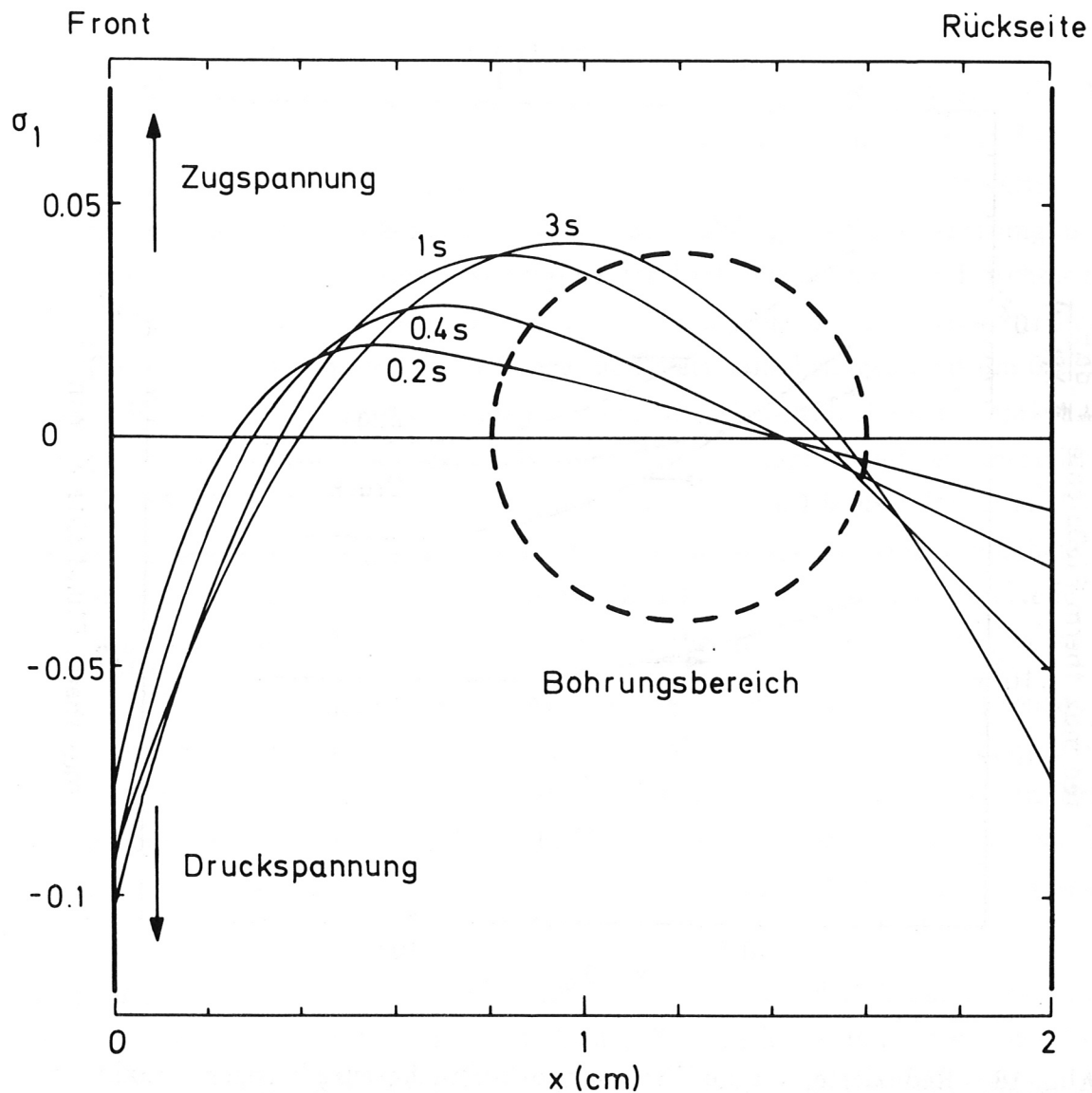
$$\sigma_x = 0 \quad \sigma_y = \sigma_z = \frac{F d_c \alpha E}{\lambda_c (1 - \nu)} \sigma_1(\tau_\sigma, \xi) \quad (8)$$

$$\sigma_1 = \frac{\xi}{2}(1 - \xi) - \frac{1}{12} + \frac{2}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n^2} \exp[-(n^2 \pi^2 \tau_\sigma)]$$

$$\times \left[ \cos(n\pi\xi) - \frac{12(\xi - 1/2)((-1)^n - 1)}{n^2 \pi^2} \right]$$

$$\xi = 1 - \frac{x}{d_c} \quad \tau_\sigma = \frac{\kappa t}{d_c^2}$$

Abb. 17 zeigt die zeitliche Entwicklung des reduzierten Spannungsverlaufes  $\sigma_1$  über  $x$ . Danach ist die wünschenswerte Positionierung der Längsbohrungen im Gebiet minimaler Spannungen bei einer Plattendicke von 2 cm nicht möglich. Stärkere Platten würden andererseits eine größere Bauhöhe des Limiters und damit eine weitere Einschränkung der verfügbaren maximalen Plasma-Scheitelhöhe bedeuten.



**Abb. 17:** Zeitliche Entwicklung der reduzierten Spannungsverläufe innerhalb der Graphitplatte

Auf den Thermoschockfaktor  $M = \hat{\sigma} \lambda_c (1 - \nu) / (\alpha E)$  bezogene Grenzwerte für die thermische Flußdichte sind in Abb. 18 über  $\tau_\sigma$  bzw. der Pulsdauer aufgetragen. Die mitangegebenen Absolutwerte beziehen sich auf die mechanischen Daten bei Raumtemperatur nach Tab 4. Den typischen Temperaturverläufen der Parameter für derartige Graphitqualitäten nach zu urteilen, ist mit einer wesentlichen Verschlechterung der Verhältnisse bis 2000 K nicht zu rechnen [83].



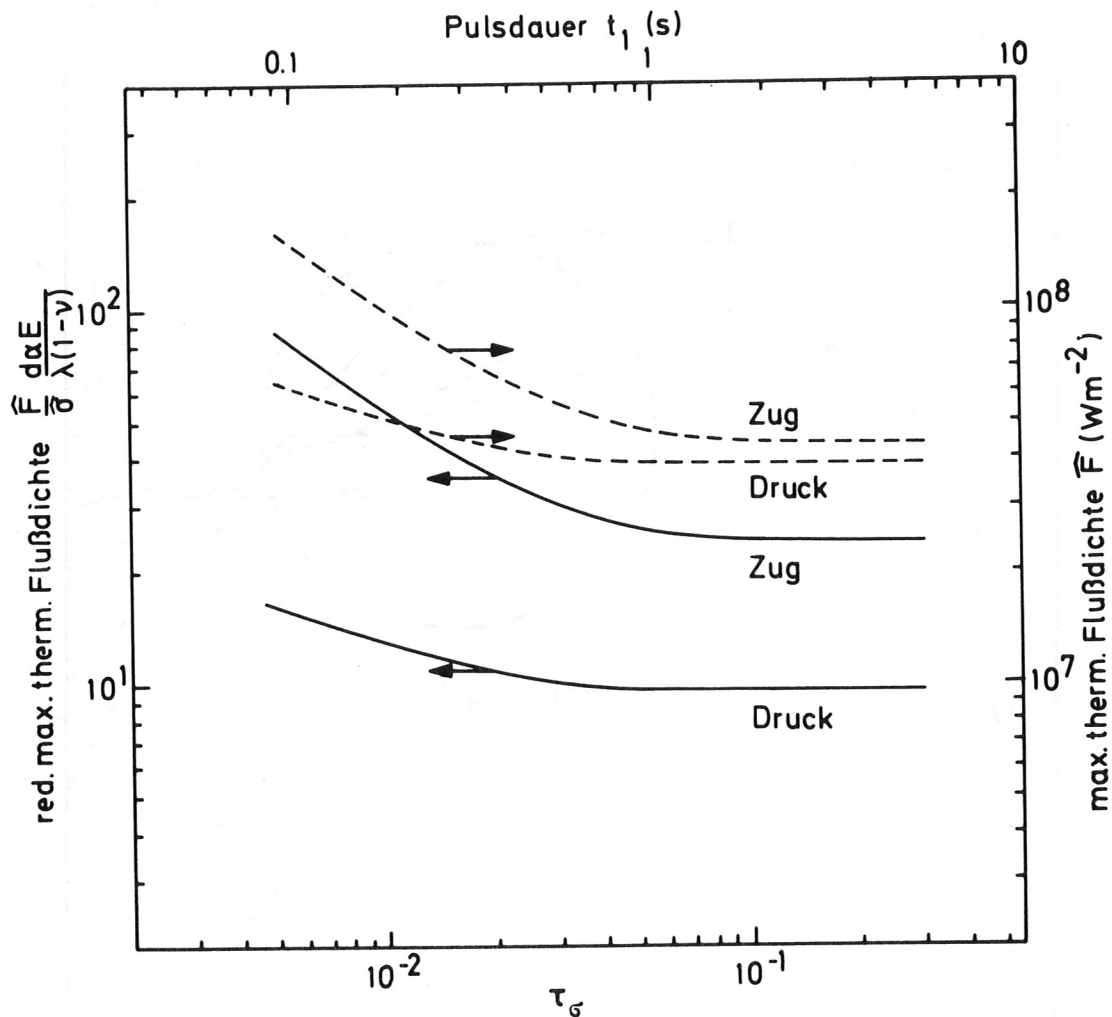


Abb. 18: Reduzierte, auf die Thermoschock- Bruchgrenze bezogene maximale thermische Flußdichten und Absolutwerte für Referenzparameter nach Tab. 4 als Funktion von  $\tau_\sigma$  bzw. der Pulsdauer  $t_1$

Veranschlagt man die zulässige thermische Flußdichte vorsichtig mit etwa 50% des der Festigkeitsgrenze entsprechenden Wertes, so ist danach oberhalb etwa 1s Pulsdauer die Sublimationsgrenze maßgebend, bei kürzeren Pulsen die Festigkeitsgrenze (Abb. 15).

Die relativ hohen Grenzwerte für die Thermoschockbelastbarkeit entsprechen den diesbezüglichen allgemein positiven Erfahrungen mit Graphitlimitern.

Es sei aber hervorgehoben, daß das zugrunde gelegte Modell im Unterschied zu den Rechnungen in 4.3 nicht konservativ ist. Es erfaßt insbesondere nicht die spannungskonzentrierende Wirkung der Bohrungen, Kanteneffekte, die mit der Inhomogenität des

thermischen Flusses verbundenen Scherspannungen und durch die Verbindungselemente ausgeübte äußere Kräfte.

Letztere dürften allerdings kaum eine Rolle spielen. Länge und Anzahl der Verbindungsbolzen sowie die Federcharakteristiken wurden so gewählt, daß die Ziegel bei dem relativ kleinen Anpreßdruck bzgl. der thermischen Spannungen als vertikal frei beweglich betrachtet werden können. In Bezug zur zulässigen Flächenpressung in den Längsbohrungen besteht bei Berücksichtigung der Plattenwölbung, der Durchbiegung der Längsbolzen und der thermischen Ausdehnung der Verbindungsbolzen ein Sicherheitsfaktor 20. Die Durchmesser von Längs- und Vertikalbohrungen sind um 0.2 bzw. 1 mm größer als die der entsprechenden Bolzen. Die Gesamtfläche wird stark unterteilt, der Abstand der Graphitziegel zueinander beträgt entsprechend dem thermischen Ausdehnungskoeffizienten und den erwarteten Temperaturen 1.6 mm. Damit sind auch äußere Kräfte parallel zur Oberfläche vernachlässigbar. Zur Reduktion von Scherspannungen infolge der Inhomogenität des thermischen Flusses werden die Unterteilungen möglichst in Bereiche der höchsten Gradienten der thermischen Flußdichte gelegt.

Problematisch bei den vorgesehenen Abmessungen bleibt die spannungskonzentrierende Wirkung der Längsbohrungen. Deshalb wird vorgeschlagen, eine ursprünglich von der Experimentleitung in Anbetracht der durch die erwähnten positiven Erfahrungen gegebenen relativen Sicherheit nicht für erforderlich gehaltene zweidimensionale FE-Spannungsanalyse doch noch durchzuführen, um etwas detailliertere Voraussagen zu ermöglichen.

Rechnerisch so gut wie nicht möglich sind Voraussagen über das Ermüdungsverhalten von Graphit bei zyklischer thermischer Belastung [83]. Es hängt in zu komplexer Weise von der Vorgeschichte des Materials ab und ist ausreichend genau nur experimentell für die gegebene Graphitqualität zu erfassen. Eine relative Sicherheit zumindest für die Betriebsfähigkeit der Limiter wird jedoch in der vorherrschenden Rißbildungstendenz der in Betracht gezogenen Qualitäten gesehen. Nach [83] besitzt sie bei diesen hochdichten, feinkörnigen Materialien mit vergleichsweise hohen Zugfestigkeitswerten eine mehr oder weniger ausgeprägte Komponente parallel zur Druckspannung. Das schränkt die Gefahr durchgehender Rißbildungen vertikal zur Oberfläche etwas ein. Andererseits können so inhomogene Wärmeleitverhältnisse und damit lokale Überhitzungen der Oberfläche und eine verstärkte Kontamination des Plasmas mit Titan bzw. Kohlenstoff auftreten. Prinzipiell dürfte der Betrieb der Limiter bei der gewählten Befestigungsart der Ziegel selbst bei vertikal durchgehenden Rißbildungen gewährleistet bleiben, es sei denn, ganze Materialbereiche zwischen Längsbohrungen und Rückseite brechen.

## 5. TOROIDALE LIMITERKONTUR UND RELATIVE THERMISCHE BELASTUNGSVERTEILUNG

Die Optimierung der Limiterkontur hinsichtlich einer möglichst homogenen thermischen Belastung setzt die Kenntnis der thermischen Flußdichteverteilung  $F_{||}(a)$  in der Abschältschicht in unmittelbarer Limiternähe voraus ( $a$  sei der Abstand in Normalenrichtung zur den Limiter tangierenden Magnetfläche). Ihre Berechnung stellt bei der vorgesehenen Limitergeometrie (angenähert punktförmig in Bezug auf die Ausdehnung der Magnetflächen) ein dreidimensionales Problem dar. Im Bild des i.a. für die primäre Designgebung von Limitern benutzten stark simplifizierenden, eindimensionalen "cross-field"-Modells (z.B. [19]) gesprochen: Es existieren keine konstanten Verbindungslängen  $L_{||}$ . Das wird besonders deutlich bei den Fundamentalen der externen Rotationstransformation  $\iota_0 = n/m$ , wo poloidal ausgedehnte Flußkanalbereiche die Limiter nicht schneiden. Obwohl für Divertorkonfigurationen in letzter Zeit detailliertere, auch zweidimensionale Modelle erarbeitet wurden [108], existieren entsprechende, auf Punktlimiter übertragbare Lösungen z.Zt. nicht. Der Versuch einer ausführlicheren Darstellung der Problematik wird in [43] unternommen.

Zunächst wurde wie üblich das eindimensionale Modell herangezogen, das unter den gebräuchlichen Annahmen [19] einen exponentiellen Verlauf liefert:

$$F_{||}(a) = F_{||0} \exp(-a/\lambda_F) \quad (9)$$

$F_{||0}$  bezeichnet die thermische Flußdichte auf der den Limiter tangierenden Magnetfläche. Die Abfalllänge wurde anhand der zu erwartenden Wertebereiche der Transportkoeffizienten und Temperaturen grob zu  $\lambda_F \leq 2 \text{ cm}$  abgeschätzt [43]. Zwecks Entlastung der schlechter gekühlten "leading edge" erfolgte die Designanpassung für  $\lambda_F = 2.2 \text{ cm}$ . Darin, daß bisher experimentell bestimmte Abfallängen i.a. etwa in diesem Bereich liegen [10, 21, 30, 79, 109], ist eine relative Sicherheit zu sehen, daß eventuell notwendige Modifizierungen während der experimentellen Phase innerhalb praktikabler Grenzen bleiben.

Bezeichnen  $\delta$  den Winkel zwischen  $\vec{F}$  und der Limiternormalen im Auftreffpunkt und  $a_L$  den Abstand des Auftreffpunktes von der tangierenden Magnetfläche, so ergibt sich die optimale Limiterkontur aus der Bedingung

$$F_{||0} \exp(-a_L/\lambda_F) \cos \delta = \textit{konst.} \quad (10)$$

Da die Flächen des Vakuummagnetfeldes nicht parallel verlaufen und ihre Kontur außerdem von  $\iota_0$  abhängt (Abb. 19), wurde für die Optimierung eine feste Bezugsfläche mit  $\iota_0 = 0.39$  (Normalfall) und einem Scheitelpunktastand von der Torusmittelebene  $z_0 = 30.2 \text{ cm}$  bei  $\varphi = 36^\circ$  ausgewählt. Kriterium war, daß für die entsprechend angepaßte Limiterform akzeptable Flußdichteverteilungen in einem möglichst weiten Parameterbereich  $\iota_0, z_0$  resultieren. Letzteres erwies sich allerdings bei fester Kontur nur für  $\iota_0 \leq 0.5$  als befriedigend erfüllbar (Abb. 21).

Die der Bezugsfläche entsprechende toroidale Idealkontur (Abb. 20) und die relativen thermischen Belastungsverteilungen in Abhängigkeit von  $\iota_0$  und dem Limiterabstand von der Torusmittelebene  $z_0$  (Abb. 21) wurden mit Hilfe eines 3D-Codes unter Benutzung der FOURIER-Entwicklung der Magnetflächen des Vakuuffeldes [110] berechnet. Die Feldrichtung innerhalb der tangierenden Magnetfläche ist durch die Wahl der poloidalen Koordinate  $Q_F$  mit  $dQ_F = \iota_0 d\varphi$  erfaßt. Das Feld in der Abschältschicht wurde als parallel zu dem der tangierenden Fläche angenommen. Koordinatenangaben in den Abbildungen beziehen sich auf den oberen Limiter. Sämtliche Verhältnisse beim unteren Limiter sind dazu symmetrisch bzgl. einer  $180^\circ$ -Drehung um die Achse  $\varphi = 36^\circ$ . In Anbetracht der vielen Unsicherheiten (neben den Schwächen des Modells muß insbesondere auch wegen der Fertigungs- und Positionierungstoleranzen der Feldspulen mit Abweichungen der Feldkonfiguration gerechnet werden) wird die Kontur mit Ausnahme der toroidalen Endstücke zur Reduzierung des fertigungstechnischen Aufwandes durch Ebenen approximiert. Wie aus Abb. 21 ersichtlich, ergeben sich damit auch im Falle der Bezugsfläche keine toroidal konstanten Flußdichteverteilungen mehr. Die aus der Rechnung folgenden zentralen Peaks werden bei der praktischen Designgebung durch eine Abrundung des Knicks durch den Punkt 0 in Abb. 20 abgeflacht. Für den Vergleich der  $\iota_0$ - Abhängigkeiten (Abbn. 21a und 22) wurde bei  $\iota_0 = 0.6$  die extreme Limiterhöhe  $z_0 = 22.5 \text{ cm}$  gewählt, da anderenfalls im Abschältschichtbereich keine geschlossenen Magnetflächen mehr existieren.

Die Integration der im jeweiligen Maximum auf die erlaubte Flußdichte normierten Verteilungen liefert Orientierungswerte für die pro Limiter zulässige integrale Leistung  $\hat{P}_L$ . Ihre  $\lambda_F$ -Abhängigkeit für die den Standardbedingungen entsprechende maximale Flußdichte  $\hat{F} = 10 \text{ MW m}^{-2}$  zeigt Abb. 22.

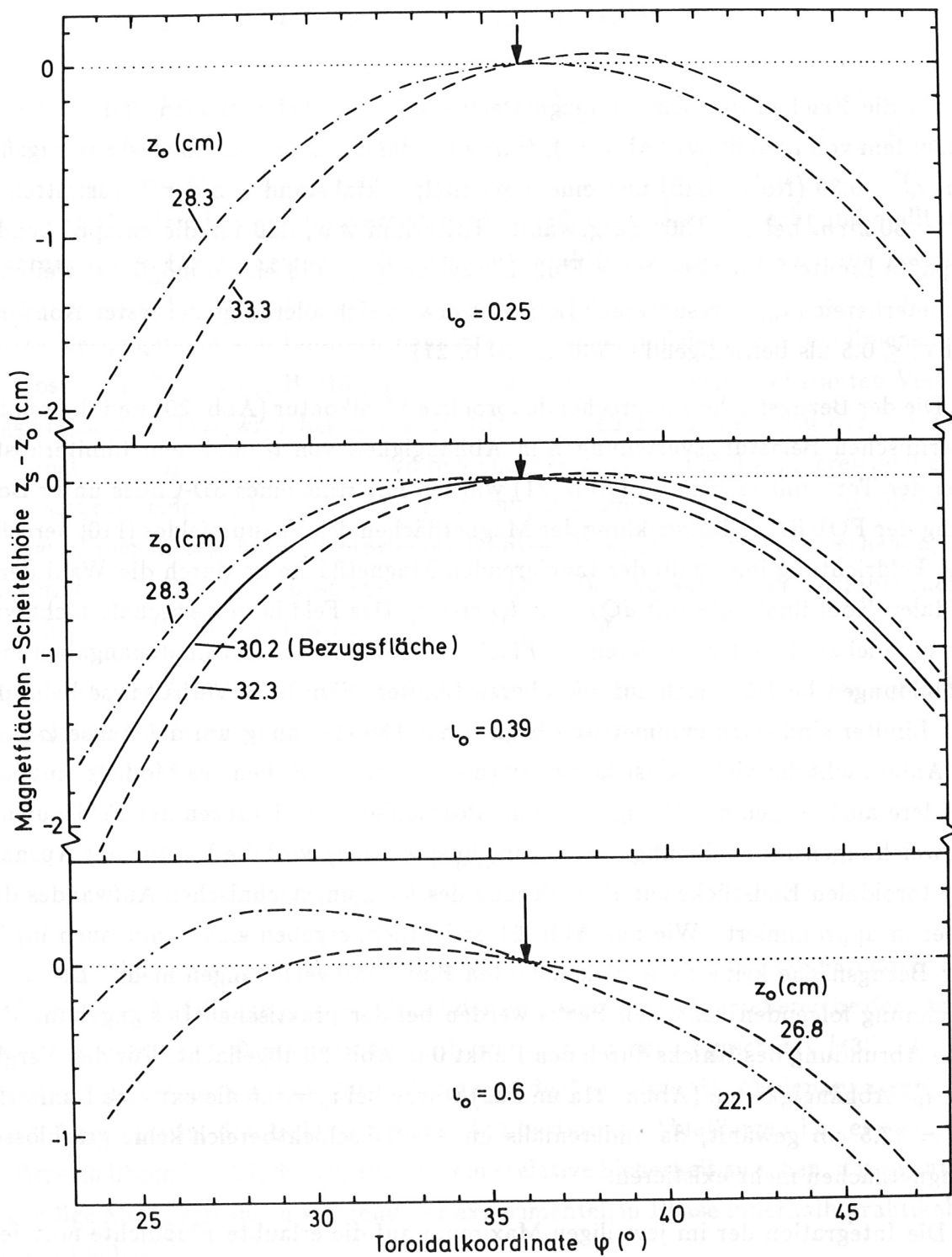
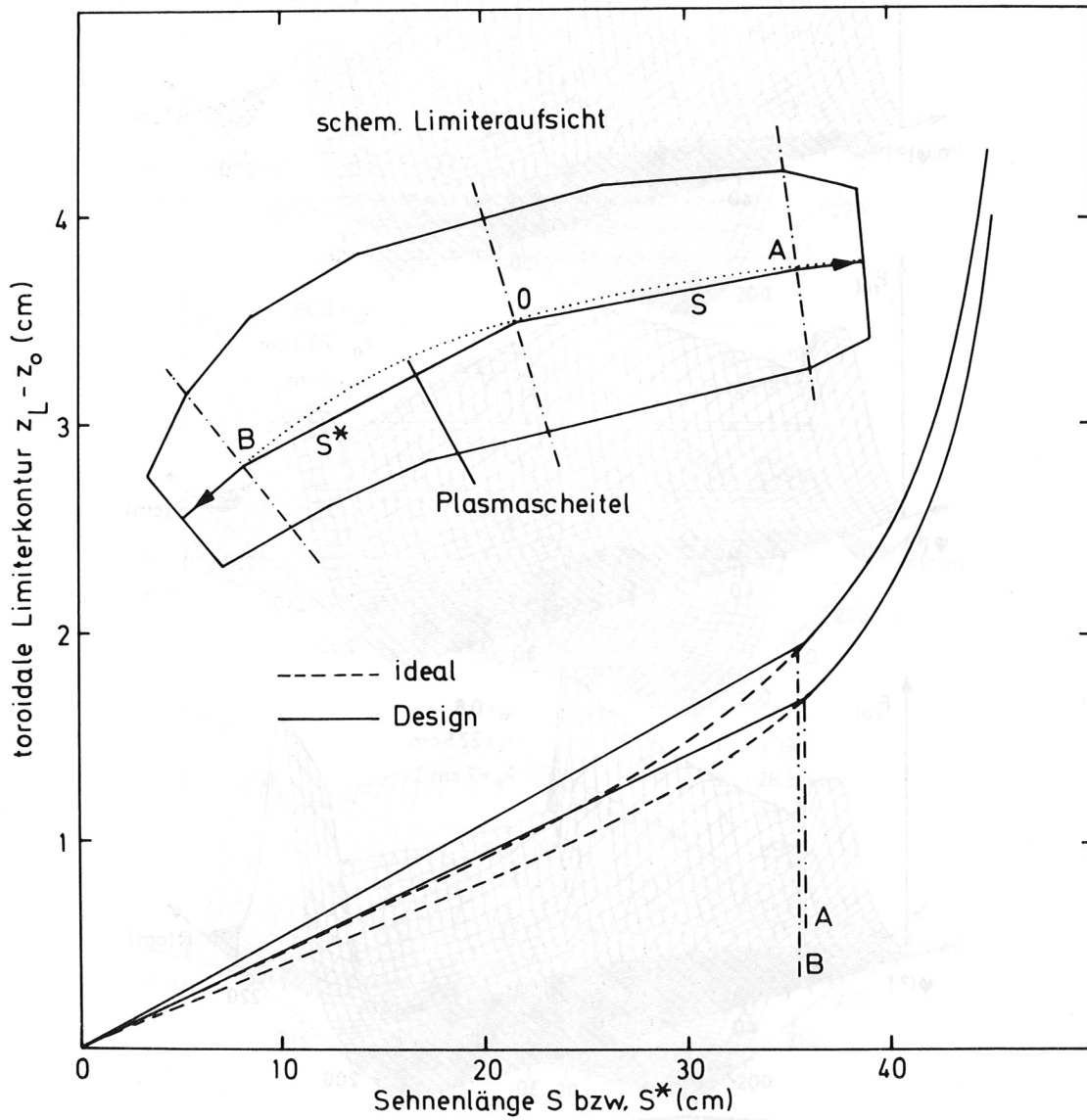
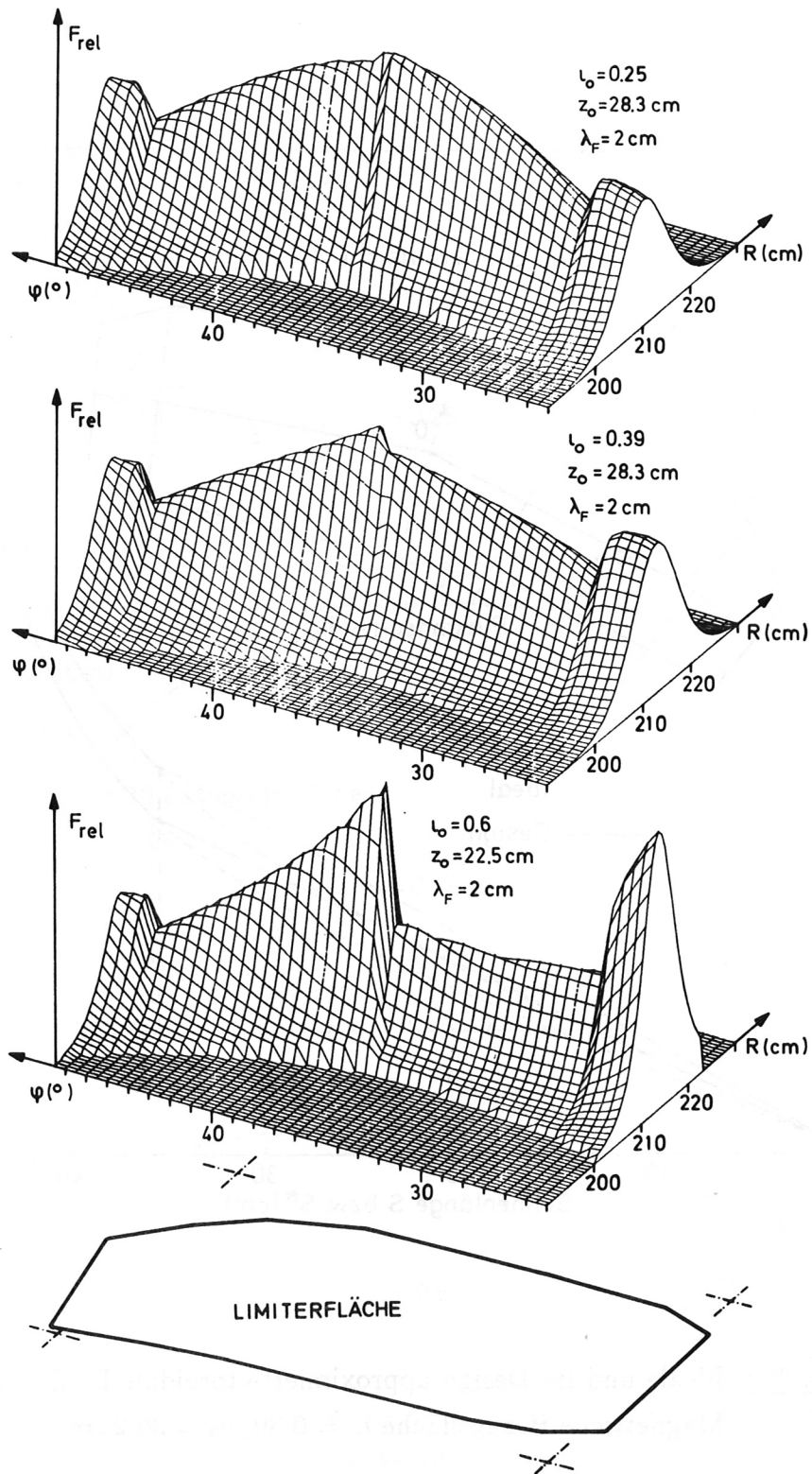


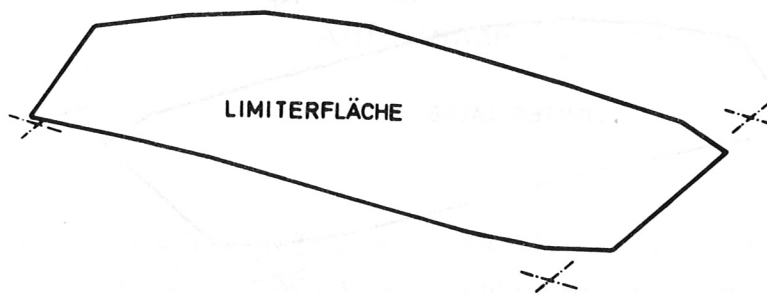
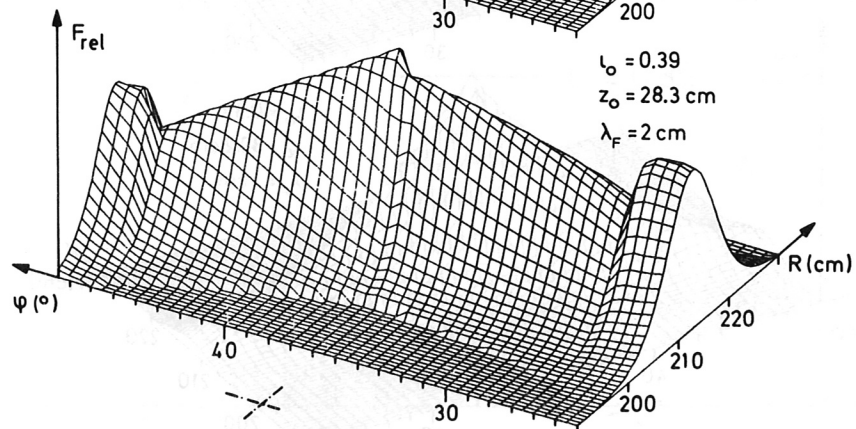
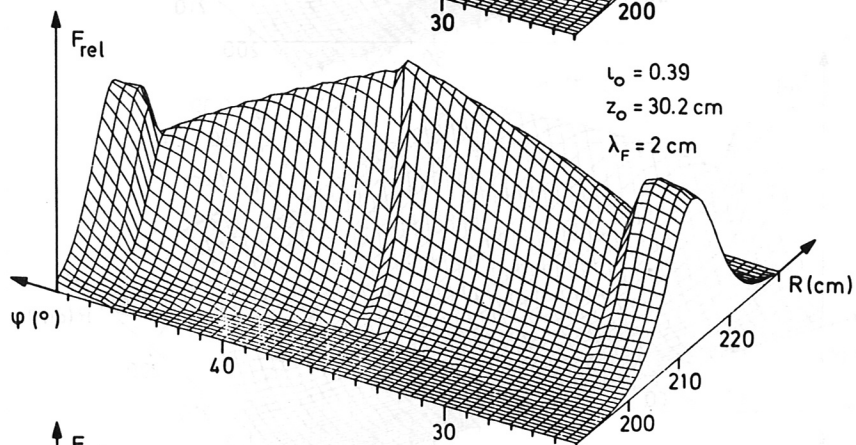
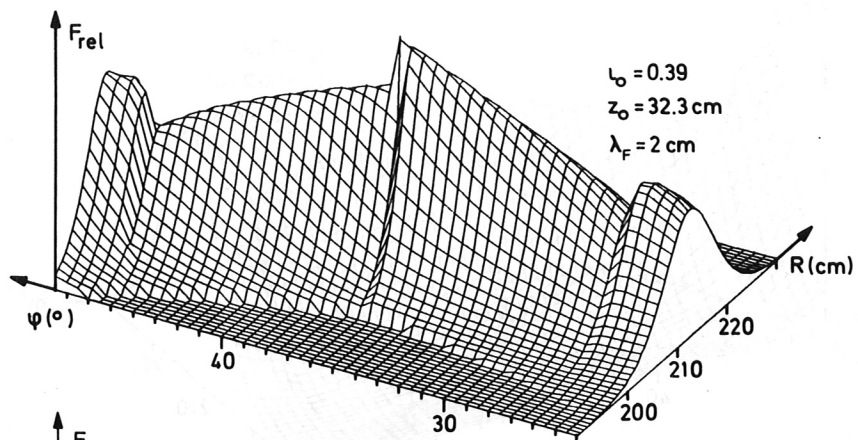
Abb. 19: Auf den Berührungspunkt mit dem Limiter bezogene toroidale Verläufe der Magnetflächen- Scheitelpunktshöhen im Limiterbereich



**Abb. 20:** Ideale und im Design approximierte toroidale Limiterkontur,  
Magnetische Bezugsfläche  $\iota_0 = 0.39$ ,  $z_0 = 30.2$  cm

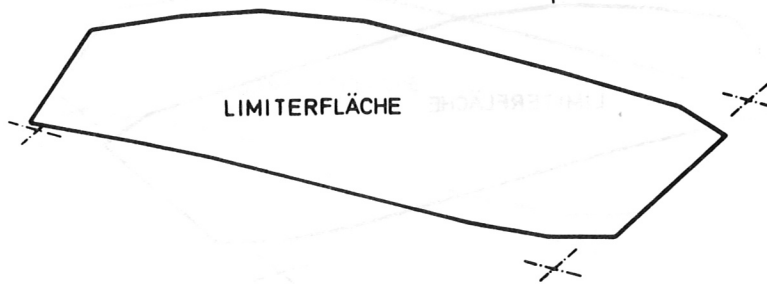
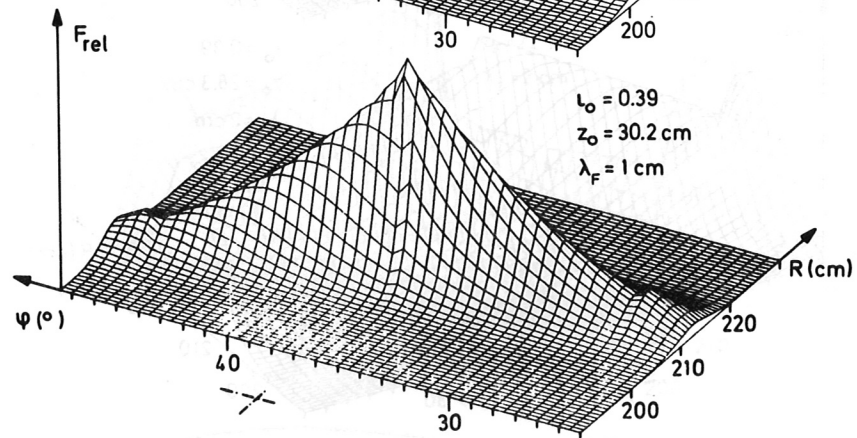
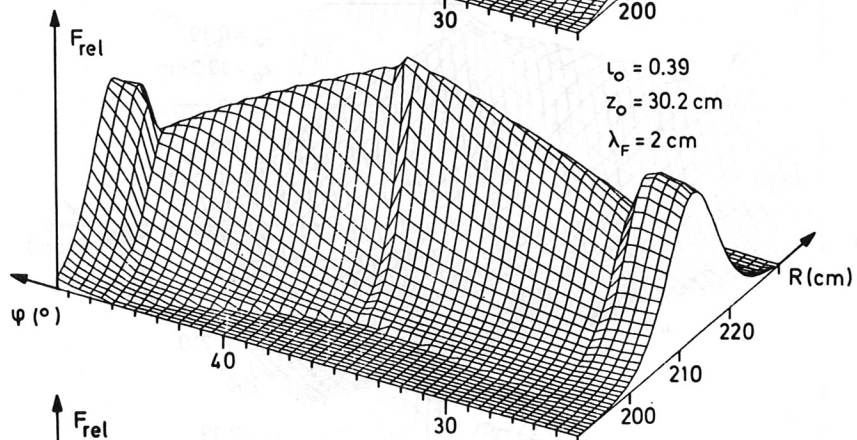
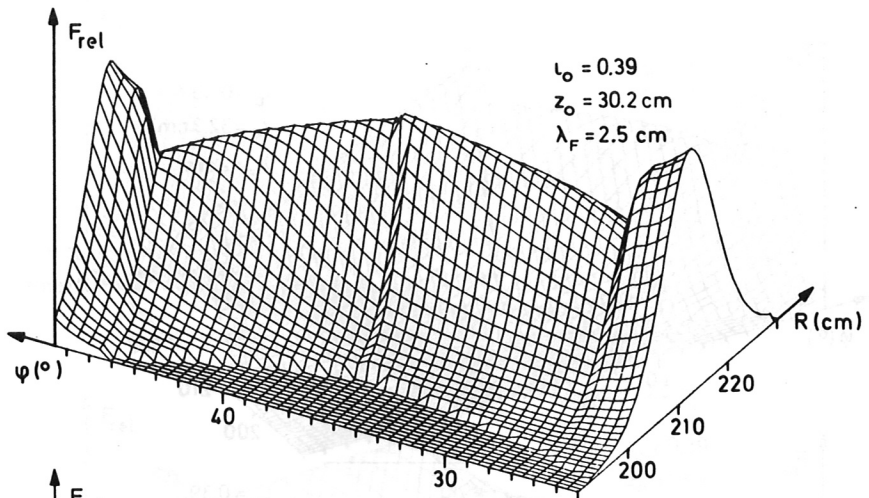


**Abb. 21:** Relative thermische Flußdichteverteilung auf der Limiteroberfläche  
 a) Variation der externen Rotationstransformation  $\iota_0$

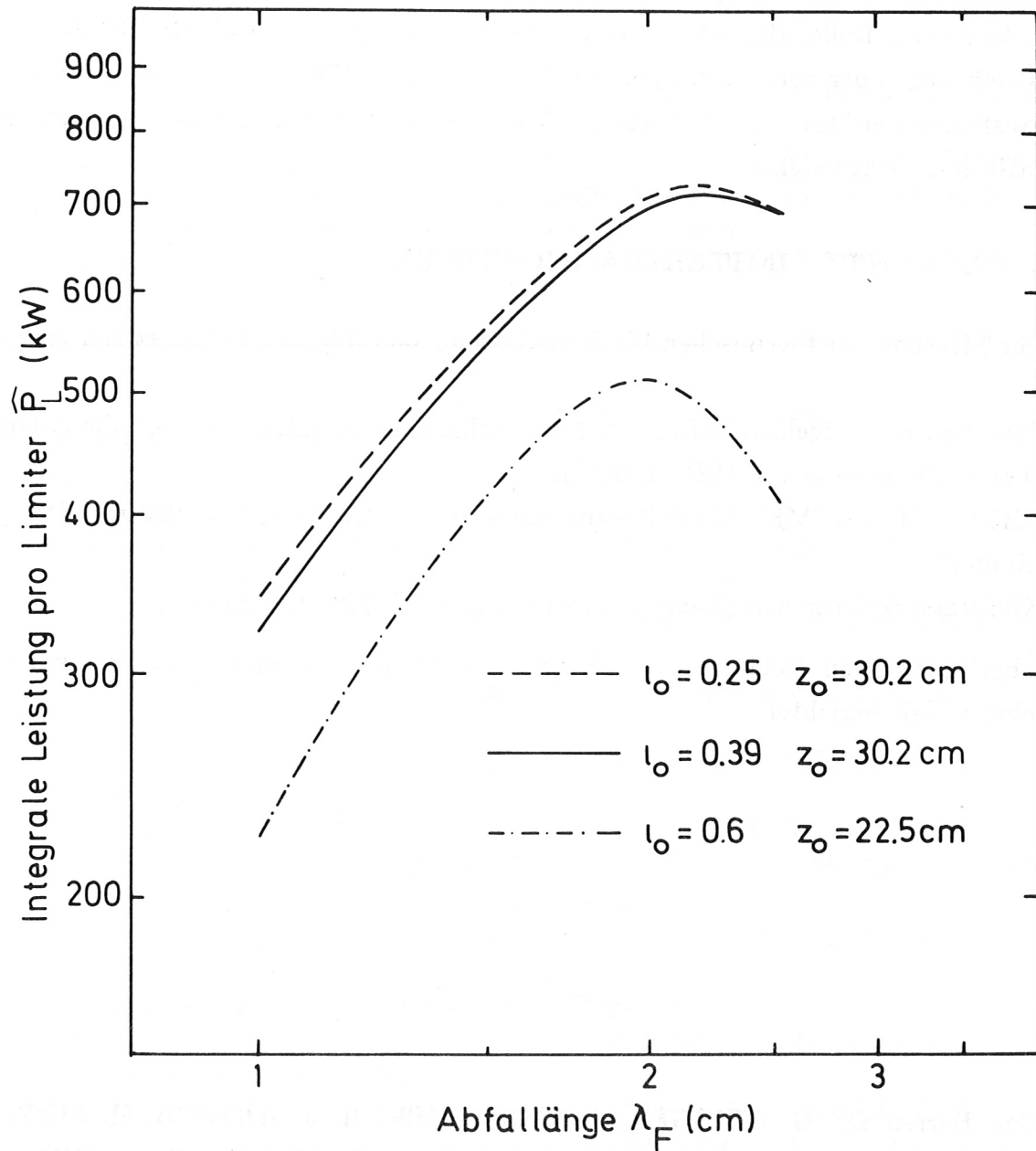


b) Variation der Limiterhöhe  $z_0$  über der Torusmittelebene





c) Variation der Abfallänge  $\lambda_F$



**Abb. 22:** Der thermischen Flußdichte von  $10 \text{ MW}/\text{m}^2$  im Verteilungsmaximum entsprechende integrale Leistungsdeposition pro Limiter

Danach dürfen die Leistungsdepositionen bei  $\iota_0$ -Werten bis etwa 0.5 und Abfallängen um 2 cm ca. 600 – 700 kW pro Limiter betragen. Die Limiterhöhe spielt in diesem Bereich kaum eine Rolle. Bei höheren  $\iota_0$  und kleineren Abfallängen sinkt die Belastbarkeit drastisch wegen der zunehmend punktuellen Belastung. Ein wünschenswertes weiteres Herausführen der "leading edge" aus der Abschältschicht ist aufgrund der geometrischen Verhältnisse nicht möglich.

## 6. GEPLANTE LIMITERDIAGNOSTIKEN

Zur Messung der thermischen Limiterbelastung sind folgende Diagnostiken vorgesehen:

- Zeit- und orts aufgelöste Infrarotthermographie (zur Orientierung dient die entsprechende Anordnung bei ASDEX [112]),
- CHROMEL/ALUMEL-Mantelthermoelemente an den Graphitrückseiten (16 pro Limiter),
- Kühlwasserkalorimetrie (Temperaturmessungen am Ein- und Auslaß)

Überlegungen zu Details sind z. Zt. noch nicht abgeschlossen. Darüber wird zu gegebener Zeit berichtet.

Den Herren Dr. G. GRIEGER, J. KISSLINGER, H. J. KUTSCH, H. MÜNCH, Dr. F. RAU, Dr. H. RENNER, J. SAPPER, Dr. H. VERNICKEL, Dr. A. WELLER und Dr. H. WOBIG (IPP Garching) sowie Dr. K. H. DIPPEL, Dr. K. H. FINKEN und Dr. J. WINTER (KFA Jülich) danke ich für unterstützende Hinweise und Diskussionen. Außerdem danke ich Herrn Dr. R. MATHIS für die technische Betreuung der Konstruktion und Herrn E. KATZMAREK für die hilfreiche Diskussion technischer Details sowie für die Ausführung einer Reihe von Zeichnungen.

## Literatur

- [1] A. WELLER, W VII-A TEAM, NEUTRALINJEKTIONSTEAM, Verhandl. DPG (VI) 19 (1984) 1196
- [2] W VII-A TEAM, NI GROUP, Proc. 10th Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res. London 1984, II, S. 635
- [3] U. BROSSMANN, W. DOMMASCHK, F. HERNEGGER, G. GRIEGER, J. KISSLINGER, W. LOTZ, J. NÜHRENBERG, F. RAU, H. RENNER, H. RINGLER, J. SAPPER, A. SCHLÜTER, H. WOBIG, Proc. 9th Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res. Baltimore 1982, III, S. 141
- [4] A. GIBSON, M. L. WATKINS, Proc. 9th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Plasma Phys., Prag 1977, I, S.31
- [5] K. LACKNER, J. NEUHAUSER, Proc. IAEA Tech. Comm. Meeting, Garching 1981, S. 58
- [6] J. NEUHAUSE, K. LACKNER, R. WUNDERLICH, Proc. Int. Conf. on Plasma Phys., Göteborg 1982, S. 443
- [7] W. SCHNEIDER, D. B. HEIFETZ, K. LACKNER, J. NEUHAUSER, D. E. POST, K. G. RAUH, J. Nucl. Mat. 121 (1984)178
- [8] J. NEUHAUSER, W. SCHNEIDER, R. WUNDERLICH, K. LACKNER, J. Nucl. Mat. 121 (1984) 194
- [10] K. LACKNER et. al., Proc. 10th Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., London 1984, I, S. 319
- [11] M. KAUFMANN, K. LACKNER, J. NEUHAUSER, H. VERNICKEL, Nucl. Fus. 25, 1 (1985) 89
- [12] K. LACKNER, R. CHODURA, M. KAUFMANN, J. NEUHAUSER, K. G. RAUH, W. SCHNEIDER, Plasma Phys. and Contr. Fus. 26, 1A (1984) 105
- [13] H. VERNICKEL, J. Nucl. Mat. 111&112 (1982) 531
- [14] P. H. REBUT, K. J. DIETZ, Workshop on Advanced Limiter Concepts, Culham 1983, Report IATEX 104, S. 7
- [15] J. WINTER et. al., Verhandl. DPG (VI) 20 (1985) 963
- [16] K. H. BESOCKE, F. WAELBROECK, P. WIENHOLD, H. G. ESSER, wird veröffentlicht in J. Nucl. Mat.
- [17] J. WINTER, F. WAELBROECK, P. WIENHOLD, H. G. ESSER, L. KÖNEN, M. BRAUN, B. EMMOTH, H. E. SÄTHERBLOM, J. Nucl. Mat. 128&129 (1984) 841
- [18] J. WINTER, F. WAELBROECK, P. WIENHOLD, H. G. ESSER, L. KÖNEN, T. BANNO, E. ROTA, R. E. CLAUSING, wird veröffentlicht in J. Nucl. Mat.
- [19] R. W. CONN, UCLA Report PPG 724 (1983)
- [20] P. K. MIODUSZEWSKI, J. Nucl. Mat. 111&112 (1982) 253
- [21] P. K. MIODUSZEWSKI, P. H. EDMONDS, J. SHEFFIELD, J. Vac. Sci. Technol. 20, 4 (1982) 1284

- [22] A. E. PONTAU, W. B. GAUSTER, A. W. MULLENDORE, R. W. CONN, S. P. GROTZ, S. TALMADGE, R. J. TAYLOR, J. Nucl. Mat. 111&112 (1982) 287
- [23] S. TALMADGE, R. W. CONN, A. K. PRINJA, R. J. TAYLOR, J. Nucl. Mat. 111&112 (1982) 274
- [24] A. K. PRINJA, R. W. CONN, S. TALMADGE, J. Nucl. Mat. 111&112 (1982) 279
- [25] J. L. CECCHI, R. J. KNIZE, H. F. DYLLA, R. J. FONCK, D. K. OWENS, J. Nucl. Mat. 111&112 (1982) 305
- [26] R. W. CONN, S. P. GROTZ, A. K. PRINJA, W. B. GAUSTER, M. E. MALINOWSKI, A. E. PONTAU, R. S. BLEWER, J. B. WHITLEY, K. H. DIPPEL, G. FUCHS, Proc. 12th Symp. on Fus. Technol., Jülich 1982, S. 497
- [27] W. GAUSTER, Workshop on Advanced Limiter Concepts, Culham 1983, Report IATEX 104, S. 206
- [28] D. M. GÖBEL, wie [28], S. 227
- [29] A. E. PONTAU et al., J. Nucl. Mat. 128&129 (1984) 434
- [30] K. H. DIPPEL, K. H. FINKEN, S. E. GUTHRIE, M. E. MALINOWSKI, A. E. PONTAU, G. A. CAMPBELL, D. M. GOEBEL, R. W. CONN, Proc. 10th Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., London 1984, I, 249
- [31] K. McGUIRE et al., wie [30], S. 117
- [32] P. K. MIODUSZEWSKI et al., wie [30], S. 257
- [33] D. POST, M. PETRAVIC, D. HEIFETZ, G. KUO-PETRAVIC, S. LIEBERSON-HEIFETZ, Report ETR-INTOR/ICP/2
- [34] J. WINTER, pers. Mitteilung
- [35] B. FERRARIO, A. BAROSI, M. BORGHI, T. A. GIORGIO, Proc. 9th Symp. on Fus. Technol., Garmisch Partenkirchen 1976, S. 51
- [36] W. J. LANGE, J. Vac. Sci. Technol. 14, 1 (1977) 582
- [37] L. ROSAI, B. FERRARIO, P. DELLA PORTA, J. Vac. Sci. Technol. 15, 2 (1978) 746
- [38] B. FERRARIO, M. BORGHI, J. CECCHI, J. SREDNIAWSKI, Proc. 11th Symp. on Fus. Technol., Oxford 1980, S. 375
- [39] J. L. CECCHI, S. A. COHEN, J. Vac. Sci. Technol. 17, 1 (1980) 294
- [40] H. F. DYLLA, J. L. CECCHI, M. ULRICKSON, J. Vac. Sci. Technol. 18, 3 (1981) 1111
- [41] C. H. WU, R. L. MOORE, S. A. COHEN, J. Vac. Sci. Technol. 18, 3 (1981) 1098
- [42] Datenblätter SAES Getters S.p.A., Milano
- [43] H. WOBIG, P. GRIGULL, in Vorbereitung
- [44] F. RAU, J. KISSLINGER, H. WOBIG, Report IPP 2/259, Garching 1982
- [45] D. W. DOLL, M. A. ULRICKSON, J. L. CECCHI, J. C. CITROLO, D. WEISSENBURGER, J. BIALEK, Proc. 9th. Symp. on Eng. Probl. of Fus. Res., Chicago 1981
- [46] J. FRANKENBERG et al., Proc. 10th Symp. on Eng. Probl. of Fus. Res., Philadelphia 1983

- [47] IPP-Jahresbericht, Garching 1983
- [48] J. ROTH, J. BOHDANSKY, W. OTTENBERGER, Report IPP 9/26  
Garching 1979
- [49] R. BEHRISCH, J. Nucl. Mat. 85&86 (1979) 1047
- [50] J. BOHDANSKY, J. Nucl. Mat. 93&94 (1980) 44
- [51] H. VERNICKEL, J. NEUHAUSER, R. BEHRISCH, Workshop on Advanced  
Limiter Concepts, Culham 1983, S. 236
- [52] J. BOHDANSKY, J. ROTH, H. VERNICKEL, Proc. 10th Symp. on Fus.  
Technol., Padova 1978, S. 801
- [53] J. ROTH, J. BOHDANSKY, A. P. MARTINELLI, Proc. Int. Conf. Ion Beam  
Modification of Materials, Budapest 1978, S. 1541
- [54] E. HECHTL, J. BOHDANSKY, J. Nucl. Mat. 122&123 (1984) 1431
- [55] J. BOHDANSKY, Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. B2 (1984) 587
- [56] G. D. HOBBS, J. A. WESSON, Plasma Physics 9 (1967) 85
- [57] R. CHODURA, J. Nucl. Mat. 111&112 (1982) 420
- [58] R. CHODURA, Phys. Fluids 25, 9 (1982) 1628
- [59] M. WATKINS, Workshop on Advanced Limiter Concepts, Culham 1983,  
Report IATEX 104, S. 41
- [60] A. W. MULLENDORE, J. B. WHITLEY, D. M. MATTOX, D. J. SHARP,  
Report SAND 78-2101C
- [61] D. W. DOLL, M. ULRICKSON, J. Nucl. Mat. 85&86 (1979) 191
- [62] J. B. WHITLEY, A. W. MULLENDORE, D. M. MATTOX, Proc. 4th Topical  
Meeting on Technol. of Contr. Nucl. Fus., King of Prussia 1980
- [63] M. ULRICKSON, J. CECCHI, Thin Solid Films 73 (1980) 133
- [64] A. W. MULLENDORE, J. B. WHITLEY, D. M. MATTOX, J. Nucl. Mat.  
103&104 (1981) 251
- [65] F. BROSSA, C. FERRO, E. FRANCONI, Proc. 13th Symp. on Fus. Technol.,  
Varese 1984, S. 1267
- [66] A. R. KRAUSS, D. M. GRUEN, N. Q. LAM, A. B. DeWALD, J. Nucl. Mat.  
128&129 (1984)
- [67] H. J. BARTH, J. BOHDANSKY, W. ECKSTEIN, E. MÜHLING, J. ROTH,  
Verhandl. DPG (VI) 20 (1985) 968
- [68] H. J. BARTH, J. BOHDANSKY, W. ECKSTEIN, J. ROTH, pers. Mitteilung
- [69] M. ULRICKSON, J. Nucl. Mat. 85&86 (1979) 231
- [70] R. De CONINCK, Final Report JET-Contract C 64-BE-237
- [71] K. J. DIETZ, Proc. 11th Symp. on Fus. Technol., Oxford 1980, S. 1053
- [72] J. L. CECCHI, J. Nucl. Mat. 93&94 (1980) 28
- [73] R. E. RILEY, T. C. WALLACE, J. M. DICKINSON, J. Nucl. Mat. 103&104  
(1979) 221
- [74] J. B. WHITLEY, A. W. MULLENDORE, D. M. MATTOX, J. Nucl. Mat.  
103&104 (1981) 181
- [75] L. C. EMERSON et al., J. Nucl. Mat. 103&104 (1981) 199
- [76] G. HOPKINS, P. TRESTER, J. WHITLEY, J. Nucl. Mat. 103&104 (1981)  
211

- [77] D. L. SERVIER, P. W. TRESTER, G. HOPKINS, T. E. McKELVEY, T. S. TAYLOR, J. Nucl. Mat. 103&104 (1981) 18
- [78] Y. GOMAY, K. KAWAHATA, N. NODA, S. TANAHASHI, J. Nucl. Mat. 111&112 (1982) 323
- [79] T. McKELVEY et al., Proc. 12th Symp. on Fus. Technol., Jülich 1982, S. 511
- [80] J. HACKMANN, J. UHLENBUSCH, Nucl. Fus. 34, 5 (1984)
- [81] R. D. WATSON, M. F. SMITH, J. B. WHITLEY, J. M. McDONALD, Proc. 13th. Symp. on Fus. Technol., Varese 1984, S. 1283
- [82] P. H. EDMONDS, R. D. WATSON, M. F. SMITH, wie [81], S. 1275
- [83] B. T. KELLEY: *Physics of Graphite* Applied Science Publishers, London 1981
- [84] J. N. SMITH, C. H. MEYER, J. Nucl. Mat. 76&77 (1978) 193
- [85] J. ROTH, J. BOHDANSKY, J. B. ROBERTO, J. Nucl. Mat. 128&129 (1984) 534
- [86] J. ROTH, W. MÖLLER, Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. B7/8 (1985) 788
- [87] D. K. BRICE, B. L. DOYLE, W. R. WAMPLER, S. T. PICRAUX, J. Nucl. Mat. 114 (1983) 277
- [88] J. E. SUNDGREN et al., Thin Solid Films 105 (1983) 353
- [89] J. BOHDANSKY, J. ROTH, J. Nucl. Mat. 122&123 (1984) 1417
- [90] J. BOHDANSKY, pers. Mitteilung
- [91] W. ECKSTEIN, W. MÖLLER, Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. B7/8 (1985) 727
- [92] M. A. ABDU, Proc. 12th Symp. on Fus. Technol., Jülich 1982
- [93] H. J. KUTSCH, pers. Mitteilung
- [94] *Werkstoff-Handbuch Nichteisenmetalle*, VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf 1960
- [94] *Werkstoff-Handbuch Stahl und Eisen*, Verlag Stahleisen mbH Düsseldorf 1965
- [95] B. E. GATEWOOD: *Thermal Stresses* McGraw-Hill, New York-Toronto-London 1957
- [96] Datenblätter H. WIGGIN & Co., Hereford, England
- [97] *Thermophysical Properties of Matter*, IFI/Plenum, New York-Washington 1970
- [97] *Handbook of Thermophysical Properties of Solid Materials*, Pergamon Press, Oxford-New York-Paris 1960
- [97] *Thermophysical Properties of High Temperature Solid Materials*, Macmillan, New York-London 1967
- [98] F. BROSSA et al., J. Nucl. Mat. 93&94 (1980) 474
- [99] H. E. KOTZLOWSKI, Proc. 13th Symp. on Fus. Technol., Varese 1984, S. 1253
- [100] H. E. KOTZLOWSKI, Proc. 9th Symp. on Eng. Probl. in Fus. Res., Chicago 1981, S. 1626
- [101] H. VERNICKEL, pers. Mitteilung
- [102] *VDI-Wärmeatlas*, VDI-Verlag, Düsseldorf 1974
- [103] H. KOMOŠA, Dissertation TH Karlsruhe 1956

- [104] Dubbels Taschenbuch für den Maschinenbau, Springer Verlag, Berlin-Göttingen- Heidelberg 1958
- [105] H. MÜNCH, pers. Mitteilung
- [106] H. S. CARSLAW, J. C. JAEGER: *Conduction of Heat in Solids*, Clarendon Press, Oxford 1959
- [107] M. JAKOB: *Heat Transfer*, J. Wiley & Sons, London-Sidney 1949
- [108] B. BRAAMS, M. F. A. HARRISON, E. S. HOTSTON, J. C. MORGAN, Europ. Contr. to the 8th Workshop Meeting INTOR Phase II<sup>A</sup>, EURFUBRU/XII-1/84-EDV 10
- [109] R. BUDNY, J. Vac. Sci. Technol. 20 (1982) 1238
- [110] A. SCHLÜTER, Jahresbericht IPP Garching 1983
- [111] E. R. MÜLLER, B. K. BEIN, K. STEINMETZ, Report IPP III/97, Garching 1984
- [112] R. E. HONIG, D. A. KRAMER, RCA Rev. 30 (1969) 185



# ANHANG

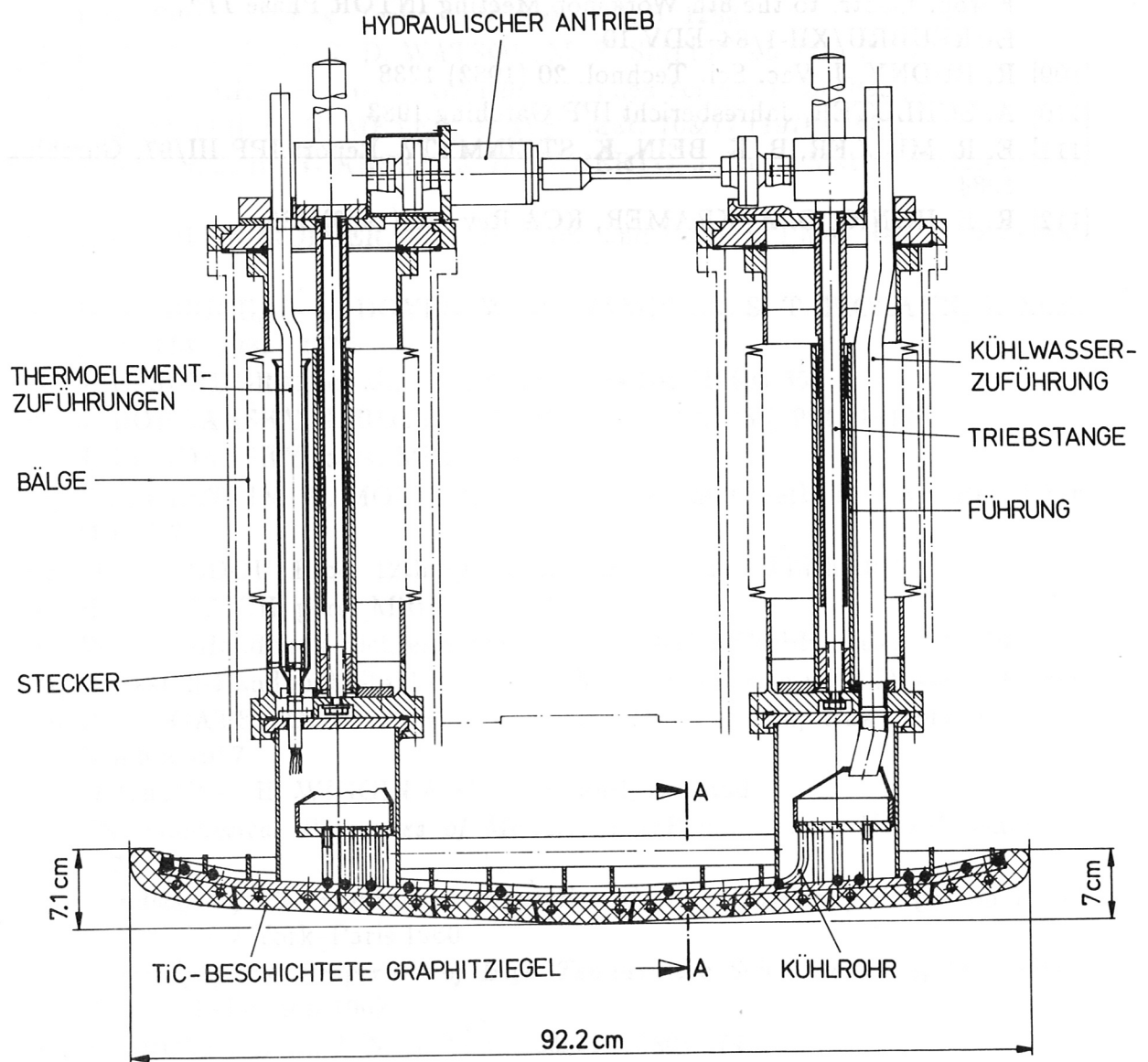


Abb. 1 : Limiter, vertikaler Längsschnitt

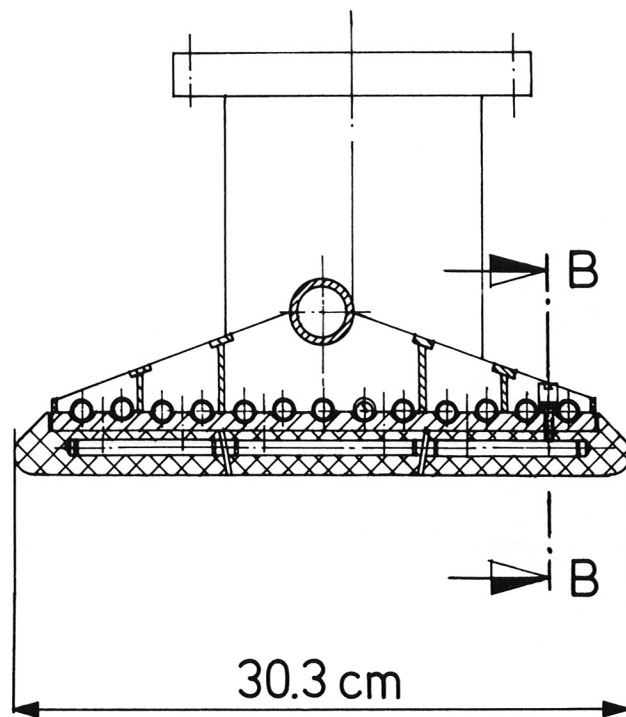


Abb. 2 : Limiterplatte, Querschnitt (A-A in Abb. 1)

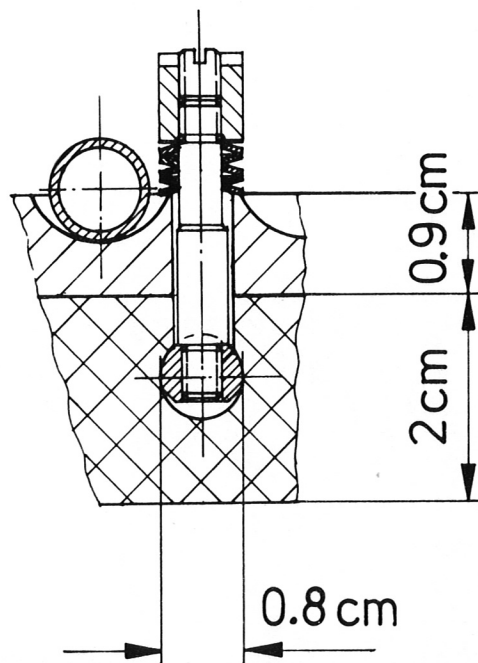


Abb. 3 : Detail der Graphitbefestigung (Schnitt B-B in Abb. 2)