

**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK**  
**GARCHING BEI MÜNCHEN**

Leistung von MHD-Generatoren unter  
Berücksichtigung von Ionisations-  
instabilitäten und anderen  
Verlustmechanismen

H. Zinko<sup>+</sup>)

IPP IV/19

Mai 1971

+)  
jetzt beschäftigt bei:  
Aktiebolaget Atomenergi,  
Studsvik, Nyköping, Schweden

*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.*

Mai 1971 (in Deutsch)

Abstract

Alkali rare gas MHD generators are intended primarily for application in a closed cycle consisting of a high temperature reactor, MHD generator, steam or gas turbine, heat exchanger, and compressor. In order to determine whether these generators can be used at all, their electrical parameters, e.g. the power density as a function of the stagnation conditions in the reactor have to be known. The ionization instabilities occurring in alkali rare gas MHD generators exert a strong influence on the efficiency of the generator. Furthermore, the effect of loss mechanisms such as electrode drops and finite segmentation width is particularly pronounced in plasmas with elevated electron temperature.

In this paper the behaviour of alkali rare gas plasmas are investigated with allowance for the stated loss mechanisms. The following gas mixtures are considered: Ar-K, Ar-Cs, Ne-Cs, and He-Cs. The electric power density and the specific power per meter are represented as functions of the alkali concentration, pressure and temperature in the reactor, Mach number, and polytropic efficiency.

From these calculations it is possible to derive upper limits for the reactor pressure. This critical pressure region is checked by calculating MHD ducts of constant Mach number and comparing the thermal efficiencies that can be achieved with them in various types of power plants.

Liste der verwendeten Symbole

---

a	elastische Verluste
$A_N$	Nutzarbeit
B	Mangetfeld
$C_p$	spezifische Wärme bei konstantem Druck
D	Hydraulischer Durchmesser
e	Elementarladung
E	elektrisches Feld
F	Kanalquerschnittsfläche
f	Elektrodenverlustfaktor
h	Kanalhöhe; Plancksches Wirkungsquantum
j	Stromdichte
k	Boltzmannkonstante
K	Lastfaktor
L	Gesamtleistung
$L_m$	spezifische Leistung pro Meter
m	Masse des Atoms
$m_e$	Masse des Elektrons
M	Machzahl
$n_e$	Elektronendichte
$n_S$	Dichte der Alkali-Saatatome
n	Polytropenexponent
N	Leistungsdichte
P	Druck
Q	zugeführte Wärme; Wirkungsquerschnitt
$Re$	Reynoldsche Zahl
S	mittlerer Abstand benachbarter Elektroden
$T_e$	Elektronentemperatur
T	Gastemperatur
$T_w$	Wandtemperatur

$U^+$	Zustandssumme der Ionen
$U$	Zustandssumme des Neutralgases
$U_{Kl}$	Klemmenspannung
$V$	Geschwindigkeit
$W$	Massenfluss
$X$	Kanallänge
$\alpha$	Wärmeübergangskoeffizient
$\beta$	Hallparameter
$\epsilon_i$	Ionisationsenergie
$\eta_p$	polytroper Wirkungsgrad
$\eta_{th}$	thermodynamischer Wirkungsgrad
$\kappa$	Polytropenexponent
$\eta$	Viskosität
$\nu_e$	Stoßfrequenz der Elektronen
$\xi$	Reibungskoeffizient
$\rho$	Dichte
$\sigma$	elektrische Leitfähigkeit



Indices

o	Anfang
A	Atom
ad	adiabatisch
cr	kritisch
e	Elektron
eff	effektiv
Ko	Kompressor
MHD	MHD-Generator
Tu	Turbine
pol	polytrop
S	Saat
stag	Stagnation
Wt	Wärmetauscher

## I. Einleitung

Als wichtigstes Anwendungsbegiet für Alkali-Edelgas-MHD-Generatoren gilt allgemein die Energiewandlung in Reaktorkraftwerken. Ein thermodynamischer Kreislauf, bestehend aus Hochtemperaturreaktor, MHD-Generator, Dampf- oder Gasturbine, Wärmetauscher und Kompressor, sollte höhere Wirkungsgrade und niedrigere Stromgestehungskosten ergeben, als es in den bisher üblichen Dampfkraftwerken bei den erreichbaren Temperaturen der Fall ist (siehe z.B. Ref. /1 - 4/).

Unter vielen Faktoren, die den Strompreis beeinflussen, sind Core-Abmessungen und Druckverluste des Reaktors von entscheidender Bedeutung. In Verbindung mit der Wärmeübergangszahl resultieren daraus je nach verwendeter Edelgassorte verschiedene optimale Reaktordruckbereiche, um die Stromkosten niedrig zu halten.

Infolge der Tatsache, dass der Druck im Reaktor praktisch gleich dem Stagnationsdruck am Eingang des MHD-Generators ist, kann die Frage der optimalen Druckfestlegung nicht ohne Berücksichtigung der MHD-Generator-Betriebsbedingungen behandelt werden, da elektrische Leitfähigkeit und Leistungsdichte im Generator ebenfalls druckabhängig sind. In der vorliegenden Arbeit wird für vier Alkali-Edelgas-Gemische, Ar-K, Ar-Cs, Ne-Cs, He-Cs, der maximal zulässige Druck berechnet, unterhalb dessen, unter Berücksichtigung von Ionisationsinstabilitäten, Elektrodenfällen und Segmentierungseffekten, die Anwendung von MHD-Generatoren möglich erscheint.

Ferner wurde die in /5/ beschriebene Methode weiterentwickelt, um die Änderung der Gasparameter in MHD Kanälen mit Berücksichtigung von Ionisationsinstabilitäten, Wärme- und Druckverlusten zu berechnen. Eine Abschätzung der erreichbaren thermodynamischen Wirkungsgrade für MHD-Generator-Kraftwerke ist im letzten Teil angegeben.

## II. Die lokale Berechnung der Gasparameter in MHD-Generatoren

### 1. Die Grundgleichungen

Um einen Vergleich verschiedener Gasgemische hinsichtlich ihrer Leitfähigkeitswerte und der damit erreichbaren Leistungsdichten durchzuführen genügt es, die Eigenschaften der Gemische in Abhängigkeit von Druck, Temperatur, Magnetfeld, Machzahl, Alkali-konzentration und Lastfaktor zu kennen. Leistungsdichte und Leistungsauskopplung pro Längeneinheit geben dann bereits eine brauchbare Vergleichsbasis hinsichtlich der Anwendungsweise der betreffenden Gasparameter.

Wir betrachten Alkali-Edelgasgemisch mit Elektronentemperaturerhöhung und der möglichen Ausbildung von Ionisationsinstabilitäten, wenn  $\beta > \beta_{cr}$ . Die für die Leistungsberechnungen im MHD-Generator notwendigen Mittelwerte von Stromdichte, Feldstärke und Leitfähigkeit werden nach der quasilinearen Theorie für Ionisationsinstabilitäten /6, 7/ in Abhängigkeit von den Mittelwerten für Elektronentemperatur und Elektronendichte berechnet. (Vernachlässigt sind dabei kleine Unterschiede zwischen den Mittelwerten einer Funktion und ihrem Wert am Mittelwert des Argumentes z.B.  $\frac{\langle n_e \rangle - n_e(\langle T_e \rangle)}{n_e(\langle T_e \rangle)} \ll 1$ )

Es gilt das übliche x, y, z Koordinatensystem (vergl. Abb.1) für Faraday-Generatoren, wobei

$$\bar{V}(V, 0, 0), \bar{B}(0, 0, B), \bar{j}(0, j, 0), \bar{E}(E_x, E_y, 0)$$

und man erhält folgende Gleichungen für die Mittelwerte:  
Energiegleichung (für voll ausgebildete Instabilitäten)

$$\frac{j^2}{\sigma_{eff}} = \alpha \quad (1)$$

Als Verluste seien nur die elastischen Stossverluste der Elektronen gegenüber den schweren Teilchen betrachtet.

$$\alpha = \sum_j n_e v_{ej} \frac{2 m_e}{m_j} \frac{3}{2} k (T_e - T) \quad (2)$$

Sahagleichung

$$\frac{n_e^2}{n_s - n_e} = \frac{Z u^+}{l_1} \frac{(2\pi m_e k T_e)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{\epsilon_i}{k T_e}} \quad (3)$$

skalare elektrische Leitfähigkeit

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{m_e \sum_j v_{ej}} \quad (4)$$

effektive Leitfähigkeit

$$\sigma_{eff} = \sigma \frac{\frac{dlu\sigma}{dlu n_e} + \sqrt{\beta_{cr}^2 + \left(\frac{dlu\sigma}{dlu n_e}\right)^2}}{\frac{dlu\sigma}{dlu n_e} + \sqrt{\beta^2 + \left(\frac{dlu\sigma}{dlu n_e}\right)^2}} \quad (5)$$

Ohmsches Gesetz

$$\frac{j}{\sigma_{eff}} = - (v B - E_y) \quad (6)$$

mit dem Hallparameter

$$\beta = \frac{e B}{m_e \sum_j v_{ej}} \quad (7)$$

$\beta_{cr}$  ist jener kritische Hallparameter, bei dem die Ionisationsinstabilitäten gerade einsetzen. Er ergibt sich aus der linearen Theorie für Ionisationsinstabilitäten /6/ zu

$$\beta_{cr} = \sqrt{\left(\frac{dlu a}{dlu n_e}\right)^2 - \left(\frac{dlu \sigma}{dlu n_e}\right)^2} \quad (8)$$

Führt man in das Ohmsche Gesetz den Lastfaktor  $K = \frac{U}{v B h}$  ein und setzt man weiters voraus, dass ein gewisser Teil  $f$  der Spannung in den Elektrodenbereichen abfällt, berücksichtigt man ausserdem die Reduzierung von  $j/\sigma$  durch endliche Segmentierung nach /8/, so erhält man für Gl.(6), wenn man für den effektiven Hallparameter einen aus den Berechnungen folgenden Mittelwert von 1.2 einsetzt:

$$\frac{j}{\sigma_{eff}} = (1 - K(1+f)vB) / (1 + 1,2 \cdot \frac{S}{H}) \quad (6a)$$

Die Gleichungen (1) - (8) erlauben nun, die Plasmazustandsgrößen wie Stromdichte, effektive Leitfähigkeit, Leistungsdichte und Leistung pro Meter als Funktion des Stagnationsdruckes, sowie

Machzahl, Magnetfeld, Saatkonzentration und Lastfaktor zu bestimmen und damit jene Bereiche auszusuchen, in denen MHD-Generatoren effektiv arbeiten können.

Um das thermodynamische Verhalten unter verschiedenen MHD-Generator-Bedingungen besser vergleichen zu können erweist es sich jedoch als zweckmässiger statt des Lastfaktors  $K$  den polytropen Wirkungsgrad  $\eta_p$  einzuführen.

## 2. Die polytrophe Entspannung im MHD-Generator

Wir beschränken unsere Untersuchungen über die Leistungsdichte im MHD-Generator auf Faraday-Generatoren mit konstantem  $M$ . Für die Beziehung zwischen Druck und Temperatur findet man in diesem Fall (15/):

$$P \cdot T^{\left\{ \frac{K \cdot (k-1)/k}{\left[ 1 + \frac{1}{2}(1-K)(k-1)M^2 \right]} \right\}} = \text{const} \quad (9)$$

Da der Lastfaktor  $K$  und die Machzahl  $M$  als konstant vorausgesetzt sind und somit der Exponent konstant ist, lässt sich Gl.(9) schreiben

$$P \cdot T^{\left\{ \frac{n-1}{n} \right\}} = \text{const} \quad (9a)$$

mit

$$n = \frac{1 + (1-K)(k-1)M^2}{1 + (1-K)(k-1)M^2 - \frac{k-1}{k}K} \quad (9b)$$

wobei  $n$  den Polytropenexponenten für die Zustandsänderung im MHD-Generator darstellt.

Eine ähnliche Formel wie (9) findet man (wenn  $M = \text{const}$ ) auch für die Beziehung zwischen den Stagnationswerten  $P_{\text{stag}}$  und  $T_{\text{stag}}$ , da zwischen diesen und den statischen Grössen folgender Zusammenhang besteht:

$$T_{\text{stag}} = T \left( 1 + \frac{M^2}{2} (k-1) \right) \quad (10)$$

$$P_{\text{stag}} = p \left( 1 + \frac{M^2}{2} (k-1) \right)^{\left\{ \frac{k}{k-1} \right\}} \quad (10a)$$

sodass gilt:

$$P_{stag} \cdot T_{stag}^{\left\{ \frac{n-1}{n} \right\}} = \text{const} \quad (11)$$

Aus Gleichung (9b) folgt, dass für  $n = 1$  (isotherme Zustandsänderung) im MHD-Generator  $K = 0$  sein muss (Kurzschlussfall, maximale Ohmsche Heizung des Gases) und dass  $n = \infty$  (adiabatische Entspannung) bei endlicher Geschwindigkeit nur für den Fall  $K \rightarrow 1$  erreicht wird.

Im allgemeinen ist im MHD-Generator  $1 > K > 0$ , das heisst, dem Gas wird durch Ohmsche Aufheizung Wärme zugeführt und es gilt für den Polytropenexponenten  $\infty > n > 1$ . Übersichtlich lassen sich diese Verhältnisse in einem Temperatur-Entropie Diagramm darstellen (vergl. Abb.2). Man erkennt, dass die Temperaturdifferenz oder Enthalpieänderung bei Entspannung von  $P_1$  zu  $P_2$  um so grösser ist, je mehr die Polytrope sich der Adiabate nähert.

Nach der Energiegleichung für den MHD-Generator

$$\rho \frac{d}{dt} \left( c_p T + \frac{1}{2} v^2 \right) \equiv \rho \frac{d}{dt} (c_p T_{stag}) = j' E \quad (12)$$

ist lokal die Abnahme der Stagnationstemperatur aber gleich der ausgekoppelten elektrischen Energie. Je adiabatenähnlicher der Prozess verläuft, desto mehr Energie kann bei gleichem Druckverhältnis ausgekoppelt werden. Die Güte dieses Entspannungsprozesses wird durch den polytropen Wirkungsgrad  $\eta_p$  als Verhältnis zwischen tatsächlicher lokaler Änderung der Temperatur zur grösstmöglichen Änderung bei adiabatischer Entspannung bei festgehaltenem  $dP_{stag}$  beschrieben:

$$\eta_p \equiv \frac{(dT_{stag})_{pol}}{(dT_{stag})_{ad.}} \quad (13)$$

Um  $\eta_p$  zu berechnen, differenziert man nun Gleichung (11) und man erhält

$$\frac{dP_{stag}}{P_{stag}} + \frac{n}{n-1} \frac{(dT_{stag})_{pol}}{T_{stag}} = 0 \quad (11a)$$

bzw. für adiabatische Entspannung:

$$\frac{dp_{stag}}{p_{stag}} + \frac{k}{k-1} \frac{(dT_{stag})_{ad}}{T_{stag}} = 0 \quad (11b)$$

(11a) und (11b) in (13) eingesetzt ergibt:

$$\eta_P \equiv \frac{(dT_{stag})_{pol}}{(dT_{stag})_{ad}} = \frac{k/(k-1)}{n/(n-1)} = \frac{K}{1 + \frac{1}{2}(1-K)(k-1)M^2} \quad (14)$$

Wie in /9/ gezeigt, gilt diese Beziehung nicht nur für den Fall  $M = \text{const.}$ , sondern ganz allgemein für MHD-Generatoren. Für kleine  $M$  und grosse  $K$  ist  $\eta_P$  ungefähr gleich  $K$ , während für grosse  $M$  der polytrope Wirkungsgrad immer kleiner als der Lastfaktor bleibt (Abb.3).

### 3. Ergebnisse

Die Berechnung der Leistungsdichte wurde für vier verschiedene Gasmische durchgeführt: Ar - Cs, Ar - K, Ne - Cs, He - Cs. Variiert wurden Saatkonzentration, Machzahl, polytroper Wirkungsgrad, Gasdruck und Gastemperatur. Für die magnetische Induktion wurde in allen Berechnungen ein Wert von 10 Tesla angenommen. Weiters wurde vorausgesetzt, dass 3 % der Spannung in den Elektrodenfällen verlorenght und dass das S/H-Verhältnis 0,1 beträgt. Für die Berechnung der elektrischen Leitfähigkeit wurden die Wirkungsquerschnitte nach Berechnungen von Kruger und Viegas /10/ (Alkali) und Devoto /11/ (Edelgase) verwendet.

Abb.4 zeigt die Abhängigkeit der bezüglich Leistungsdichte optimalen Saatkonzentration vom Druck für gegebene Generatorbedingungen. Das Saatmaterial beeinflusst sowohl die elektrische Leitfähigkeit (über Ionisationspotential und Stossverluste) als auch infolge seiner im allgemeinen vom Trägergasatom abweichenden Atommasse die Geschwindigkeit des Gases bei gegebener Machzahl. Die Abhängigkeit der Leistungsdichte von der Machzahl bei gegebenen Stagnationswerten von Druck und Temperatur ist in Abb.5 für  $T_{stag} = 2000 \text{ }^\circ\text{K}$  und  $P_{stag} = 10 \text{ atm}$  für Ar - Cs, Ar - K und Ne - Cs bei verschiedenen polytropen Wirkungsgraden wiedergegeben. Maxima von  $N$  liegen für die genannten Gasmischungen je nach polytropem Wirkungsgrad und Gas zwischen  $M = 1,5$  und  $M = 2,25$

und ändern sich auch bei Übergang zu hohen Drucken nur geringfügig zu kleineren Machzahlen hin. Etwas anders ist die Situation bei einem He - Cs Gemisch (Abb.6). Hier ergibt sich je nach Druck und polytropem Wirkungsgrad ein unterschiedlicher Verlauf der Leistungsdichte in Abhängigkeit von der Machzahl, wobei mit höherem Druck und grösserem  $\eta_p$  die Maxima bei sehr kleinen Machzahlen ( $M \sim 0,5$ ) liegen.

In Abb.7 ist weiters der Verlauf der elektrischen Leistungsdichte in Abhängigkeit von der Stagnationstemperatur eingezeichnet. Man sieht, dass besonders bei He - Cs die einzelnen Leistungen stark von der Stagnationstemperatur abhängen. Es fällt auch auf, dass, wie auch in den Abb.4 und 5 ersichtlich, Ar - Cs und Ne - Cs bei gleichen Bedingungen ungefähr gleiche Grössenordnungen der Leistungsdichte ergeben.

Der Einfluss des Druckes auf die Leistungsdichte soll nun anhand der Abb.8 - 10 etwas genauer diskutiert werden. Und zwar wurde hier die maximal erreichbare elektrische Leistungsdichte für die bei entsprechendem Druck und polytropem Wirkungsgrad optimale Saatkonzentration und optimale Machzahl für eine Stagnationstemperatur von  $2000 \text{ }^\circ\text{K}$ , wie sie am Eingang des MHD-Kanals herrschen soll, eingetragen. (Für  $\eta_p = 0,6$  ist mit Ausnahme von He - Cs  $M_{\text{opt}} \sim 1,5$  und  $C_{K, \text{opt}}$  kann somit Abb.4 entnommen werden.) Die durchgezogenen Kurven stellen jene Werte dar, die mit Hilfe der Gleichung (5)

$$\frac{\sigma_{\text{eff}}}{\sigma} = \frac{\frac{dI_{\text{ub}}}{dI_{\text{un}}} + \sqrt{\beta_{\text{cr}}^2 + \left(\frac{dI_{\text{ub}}}{dI_{\text{un}}}\right)^2}}{\frac{dI_{\text{ub}}}{dI_{\text{un}}} + \sqrt{\beta^2 + \left(\frac{dI_{\text{ub}}}{dI_{\text{un}}}\right)^2}} \quad (5)$$

ermittelt wurden. Diese Werte werden mit jenen verglichen, die sich aus einer vereinfachten Theorie (Coulomb-Stossnäherung /7/) ergeben, in welcher die Beziehung für die effektive Leitfähigkeit lautet:

$$\frac{\sigma_{\text{eff}}}{\sigma} = \frac{\beta_{\text{cr}}}{\beta} \quad (5a)$$

Eine nähere Analyse, durchgeführt von Riedmüller /6/, ergibt, dass die Gleichungen (5) und (5a) eine obere bzw. untere Grenze für die effektive elektrische Leitfähigkeit bilden. Welcher der Glei-



chungen eine praktische Bedeutung zukommt, kann allerdings erst durch Experimente entschieden werden.

Nun ist aber die Leistungsdichte kein alleiniges Mass für die Qualität eines Generators. Um zu hohe Verluste entweder durch Endeffekte oder durch Reibung und Wärmeübergang zu vermeiden, muss der Generatorkanal ein bestimmtes Querschnitt/Länge-Verhältnis aufweisen und in der Lage sein, eine bestimmte Gesamtleistung auszukoppeln. Wir wollen folgende Annahme für den MHD-Generator treffen: Ein Gas, von einer Energiequelle mit 1000 MW thermischer Leistung versehen, durchströme den Generatorkanal. Der MHD-Generator soll 300 MW elektrische Energie liefern. Da, wie die Rechnungen ergeben, die Kanalquerschnitte eine Grössenordnung von  $0,5 \text{ m}^2$  aufweisen, scheint eine maximale Kanallänge von 10 m vertretbar zu sein, so dass im Mittel pro Meter 30 MW elektrische Leistung ausgekoppelt werden sollen.

Es ist also zweckmässig, eine spezifische Leistung,  $L_m$  als Produkt aus elektrischer Leistungsdichte und Kanalfläche einzuführen:

$$L_m = N \cdot F \quad \left[ \frac{\text{MW}}{\text{m}} \right] \quad (15)$$

Die Abhängigkeit von  $L_m$  vom Stagnationsdruck bei einem Enthalpiefluss von 1000 MW für die hinsichtlich Saatkonzentration und Machzahl optimierten Leistungsdichten ist in den Abb. 8b, 9b und 10b wiedergegeben. Dazu ist bei  $L_m = 30 \text{ MW/m}$  eine Grenze gezogen, welche einen angenommenen unteren Wert der spezifischen Leistung am Anfang des MHD-Generators darstellen soll.

Setzen wir nun voraus, dass diese spezifische Leistung von  $30 \text{ MW/m}$  eine hinreichende Bedingung dafür abgibt, dass der MHD-Generator über eine Länge von 10 m eine elektrische Leistung von 300 MW auskoppelt (was durch die im nächsten Kapitel beschriebenen Kanalberechnungen zu prüfen ist), so ergeben sich damit jene Stagnationsdrucke in Abhängigkeit vom polytropen Wirkungsgrad, die maximal für die einzelnen Gasgemische erreichbar sind. Die dazugehörigen Leistungsdichten sind in den Abb. 8a, 9a und 10a mit einem Stern gekennzeichnet.

Tabelle 1 gibt eine Übersicht über diese Werte.

		Ar - K		Ar - Cs		Ne - Cs		He - Cs	
$\eta_P$		a	b	a	b	a	b	a	b
0,5	P <sub>stag</sub>	65 *	32	95 *	50	68 *	33	14	7
	N	150 *	70	250 *	130	180 *	100	100	90
0,6	P <sub>stag</sub>	34	17	54	27	37	18	8	5
	N	85	40	120	70	130	60	140	30
0,7	P <sub>stag</sub>	14	7,5	25	12,5	18	9	3,5 *	-
	N	45	20	75	45	75	40	45 *	-

Tabelle 1

Maximal erreichbarer Stagnationsdruck und dazu entsprechende Leistungsdichte für eine spezifische Leistung  $L_m = 30 \text{ MW/m}$  am Anfang des MHD-Generators.  $B = 10 \text{ Tesla}$ ,  $T_{\text{stag}} = 2000 \text{ }^\circ\text{K}$ . Machzahl und Seedkonzentration bezüglich Leistungsdichte optimiert.

$$a) \frac{\sigma_{\text{eff}}}{\sigma} = \frac{\frac{dL_m}{dL_{ne}} + \sqrt{\beta_{cr}^2 + \left(\frac{dL_m}{dL_{ne}}\right)^2}}{\frac{dL_m}{dL_{ne}} + \sqrt{\beta^2 + \left(\frac{dL_m}{dL_{ne}}\right)^2}} \quad b) \frac{\sigma_{\text{eff}}}{\sigma} = \frac{\beta_{cr}}{\beta}$$

\* Durch Extrapolation ermittelt.

Wie aus Tabelle 1 folgt, besteht je nach verwendeter Leitfähigkeitsformel ein beträchtlicher Unterschied für die Stagnationsdrucke am Generatoreingang. Und zwar ergeben sich mit der von Riedmüller abgeleiteten Beziehung von  $\bar{\sigma}_{eff}/\bar{\sigma}$  Werte (Spalte a), die rund um einen Faktor zwei höher liegen als jene, aus der Beziehung  $\bar{\sigma}_{eff}/\bar{\sigma} = \beta_{er}/\beta$  berechneten (Spalte b). Vor allem die in Spalte a eingetragenen Werte lassen durchaus berechnete Hoffnung hinsichtlich ökonomischer Anwendung in Kreisläufen mit Hochtemperaturreaktoren von 2000 °K Reaktortemperatur für Argon und Neon-Cäsium Gemische zu. Sie dürften mit den von der Reaktorseite aus wärmetechnischen Gründen geforderten Druckbereichen verträglich sein. Die in Spalte b angeführten Werte machen aber deutlich, dass sich noch keine endgültige Aussage über die Zukunft von MHD-Generatoren machen lässt, da in diesem Druckbereich eine ökonomische Anwendung nach den bisherigen Erfahrungen fraglich ist. Weniger aussichtsreich erscheint dagegen die Anwendung von Helium-Cäsium Gemischen, für die bei dem ökonomisch interessanten polytropen Wirkungsgrad  $\eta_p = 0.7$  ein maximaler Stagnationsdruck von nur etwa 3.5 atm ermittelt werden konnte. In allen Fällen sind aber Experimente, durchgeführt bei hohem Druck und hohen Magnetfeldern, unerlässlich zur Entscheidung darüber, welcher der den Rechnungen zugrunde liegenden Theorien der Vorzug zu geben ist.

### III. Kanalberechnungen

In diesem Abschnitt soll das Verhalten der Gasparameter und der elektrischen Daten entlang des Generatorkanals gezeigt werden. Es blieb im vorhergehenden Kapitel nämlich noch die Frage offen, ob die in Tabelle 1 angegebenen Drucke und Leistungsdichten am Anfang des MHD-Generators auch ausreichend sind, um bei einer Auskopplung von 300 MW elektrischer Leistung die Kanallänge wirklich auf die Größenordnung von 10 m zu beschränken.

Das für diese Berechnungen angewandte Rechenverfahren wurde bereits in /5/ ausführlich beschrieben, so dass hier nur kurz der Gang des Verfahrens wiederholt sei. Wir beschränken uns auf ein-

dimensionale stationäre Plasmaströmung in einem segmentierten Faraday-Generator konstanter Machzahl, in dem ausserdem noch der Lastfaktor und das Magnetfeld als konstant angenommen seien.

Man erhält dann folgendes Gleichungssystem:

Kontinuität:

$$\rho \cdot v \cdot F = W \quad (16)$$

Impuls:

$$\rho \cdot v \cdot \frac{dv}{dx} = - \frac{dp}{dx} + j \cdot B - \xi \frac{\rho v^2}{2D} \quad (17)$$

Energie:

$$\rho \cdot v \cdot \frac{d(c_p T_{\text{stag}})}{dx} = j \cdot E_y - \frac{4\alpha}{D} \cdot (T - T_w) \quad (18)$$

Gasgleichung:

$$P = \rho \cdot R \cdot T \quad (19)$$

Machzahl:

$$M = v / \sqrt{R \cdot R \cdot T} \quad (20)$$

Dabei bedeuten ausser den üblichen Bezeichnungen  $\xi$  den Reibungskoeffizienten,  $\alpha$  den Koeffizienten für Wärmeübergang,  $D$  den hydraulischen Durchmesser und  $T_w$  die Wandtemperatur. Zur Berechnung von Druck- und Wärmeverlusten wurden  $\xi$  und  $D$  wie folgt ermittelt (nach /12/):

$$\xi = 0,00357 + 0,3052 / Re^{0,35} \quad (21)$$

$$\alpha = 0,0206 \cdot c_p \cdot \mu^{0,18} \frac{W^{0,82}}{D^{1,82}} \left( \frac{T_w}{T} \right)^{0,35} \left[ \text{kg} \cdot \text{sec}^{-3} \cdot \text{K}^{-1} \right] \quad (22)$$

( $\mu$  = Viskosität des Gases,  $Re$  = Reynoldszahl)

Die Wandtemperatur wurde stets 10 % kleiner als die Gastemperatur angenommen. Weiters ist wieder ein S/H Verhältnis von 0,1 und ein Spannungsverlust von 3 % an den Elektroden vorausgesetzt worden. Das Gleichungssystem wurde numerisch integriert, indem die Stromdichte  $j$ , die sich mit Hilfe der Gleichungen (1) - (9) unter Berücksichtigung von Ionisationsinstabilitäten berechnen lässt, in differentiellen Schritten  $dx$  als konstant entsprechend den lokalen Werten am Anfang dieses Schrittes angenommen wurde.

Damit war es möglich, die Änderungen der Gasparameter nach dem Schritt  $dx$  zu berechnen und in der Folge wieder neue Werte für  $j$ ,  $\sigma$ ,  $N$ , usf.

Die Integration erfolgte bis zum Erreichen einer gewünschten Gesamtleistung, in diesem Fall 300 MW. Als Beispiel sei in den Abb.11 - 15 das Verhalten von  $L_m$ ,  $N$ ,  $\sigma$ ,  $j$  und  $T_e$  entlang des Kanals für verschiedene Gasgemische gezeigt. Die magnetische Induktion betrug 10 Tesla, der polytrope Wirkungsgrad 0,6 und die Stagnationstemperatur am Anfang des Kanals 2000 °K. Als Machzahl wurden 1,75 für Ar - K, Ar - Cs und Ne - Cs Gemische, bzw. 1,25 für He - Cs gewählt. Die Saatkonzentration entsprach ungefähr den in Abb.4 gezeigten Optimalwerten. Die Stagnationsdrucke am Anfang des MHD-Generators wurden so gewählt, dass sie etwas unter jenen von Tabelle 1 Spalte a liegen. (Ar - K 30 atm, Ar - Cs 50 atm, Ne - Cs 35 atm, He - Cs 7 atm). Die Berechnung der effektiven elektrischen Leitfähigkeit erfolgte mit Hilfe von Gleichung (5).

Abb.11 gibt den Verlauf der Leistungsdichte entlang des MHD-Kanals wieder. Für die beschriebenen Anfangsbedingungen ergibt sich mit Ausnahme von He - Cs, wo die Leistungsdichte ein flaches Minimum durchläuft, ein Anstieg der Leistungsdichte im MHD-Generator. Da in Kanälen mit konstanter Machzahl auch die Querschnittsfläche sich erweitert, resultiert, wie aus Abb.12 ersichtlich, auch ein Anstieg der spezifischen Leistung pro Meter, so dass in diesem Fall die im vorhergehenden Kapitel gewählte Bedingung  $L_m$  am Beginn des Kanals soll 30 MW/m betragen, jedenfalls hinreichend für eine Auskopplung von 300 MW innerhalb

von 10 Metern ist. Wie aus Abb.12 zu entnehmen ist, betragen die Kanallängen etwa 4 m bei einer spezifischen Leistung am Kanalumfang von rund 40 MW/m.

Weiters ist das Verhalten der elektrischen Leitfähigkeit, der Stromdichte und der Elektronentemperatur in den Abb.13 - 15 wiedergegeben. Zu erwähnen ist jedoch, dass je nach  $T_e$ -Verlauf entlang des Kanals, besonders bei niedriger Machzahl, auch Abnahme der Leistungsdichte auftreten kann. Rechnungen, die für andere  $\gamma_P$  Werte und Druckbereiche entsprechend Tabelle 1 durchgeführt wurden, zeigten einen ähnlichen Verlauf der Leistungsdichte im Generator. Es sei hier jedoch auf den qualitativen Charakter der Resultate hingewiesen. Unsicherheiten in den Wirkungsquerschnitten und in der Berechnung der effektiven Leitfähigkeit unter Berücksichtigung von Ionisationsinstabilitäten, sowie weitere Verlustmechanismen in den MHD-Generatoren, wie Endeffekte und Grenzschichteffekte, können auf Grund der Nichtgleichgewichtsionisation beträchtliche Abweichungen der Leistungen von den oben genannten Werten verursachen. Auch zeigten experimentelle Untersuchungen /13, 14/, durchgeführt in Ar - K Plasmen, dass die effektive Leitfähigkeit kleiner als die für die obige Berechnung verwendete ist und etwa zwischen den für die Gleichungen (5) und (5a) gegebenen Werten liegt. Weitere experimentelle Untersuchungen unter kraftwerksähnlichen Plasmabedingungen sind daher eine der dringlichsten Aufgaben, um Aussagen über den zukünftigen Einsatz von Edelgas-Alkali-MHD-Generatoren zu machen. Dessen ungeachtet soll im letzten Kapitel untersucht werden, welche Wirkungsgrade sich mit MHD-Generatorkraftwerken erreichen lassen.

#### IV. Berechnung thermodynamischer Wirkungsgrade von MHD-Kraftwerken

Wir betrachten einen geschlossenen MHD-Kreislauf, bestehend aus Hochtemperaturreaktor, MHD-Generator, Zwischenkühler, Gasturbine, Wärmetauscher und Kompressor (Abb.18a). Der thermodynamische Wirkungsgrad dieses Kraftwerkes kann durch das Verhältnis aus der an den Verbraucher pro Zeiteinheit abgegebenen Arbeit und der von der Wärmequelle dem Gas pro Zeiteinheit zugeführten Wärmemenge definiert werden.

$$\eta_{th} = \frac{A_N}{Q_Z} \quad (23)$$

Die Nutzarbeit ergibt sich aus der Bilanz der in den einzelnen Komponenten erzeugten oder verbrauchten Arbeit. Sieht man von Umwandlungsverlusten und vom Energieverbrauch für die Eigenversorgung ab, so lautet die Nutzarbeit:

$$A_N = A_{MHD} + A_{Tu.} - A_{Kemp.} \quad (24)$$

Wärme wird dem Gas in erster Linie vom Reaktor und dem Wärmetauscher zugeführt, wobei die auf der Hochdruckseite des Wärmetauschers maximal erreichbare Temperatur vom Wärmetauscher Wirkungsgrad  $\eta_{WT}$  einerseits und andererseits vom polytropen Wirkungsgrad  $\eta_P$  des MHD-Generators und der Turbine beeinflusst wird. Wie im Kapitel II.2 ausgeführt, gibt die Abweichung des polytropen Wirkungsgrades von 1 ein Mass für die dem Gas im betrachteten Prozess zugeführte Wärme. Während für Turbinen mehr oder minder feste Vorstellungen über die erreichbaren polytropen Wirkungsgrade (für Gasturbine  $\eta_{P,Tu} \sim 0,9$ ) existieren /15/, geht aus den Ausführungen der vorhergehenden Kapitel hervor, dass im MHD-Generator die Frage des maximalen polytropen Wirkungsgrades zum Erreichen nützlicher Leistungsdichten ganz eng mit dem Arbeitsdruck verbunden ist. So entspricht es nicht den Realitäten, ein He - Cs Gasgemisch bei 20 atm Druck und einem polytropen Wirkungsgrad von  $\eta_P \sim 0,7$  als Grundkonzept eines MHD-Generators zu nehmen. Die gleichen Bedenken sind gegen die in /4/ zitierten Druck/ $\eta_P$  Werte für ein Ar - Cs Gemisch ( $\eta_P = 0,7$ ,  $P_{stag} = 60$  atm) anzumelden.

Da an dieser Stelle keine Kostenoptimierung einer MHD-Kraftwerks-Anlage durchgeführt werden soll, erscheint es für die Berechnungen des thermodynamischen Wirkungsgrades zweckmässig,  $\eta_P$  als Parameter zu nehmen. Die dazugehörigen Druckbereiche für die verschiedenen Gasgemische können der Tabelle 1 entnommen werden.

Die Berechnungen von  $\eta_{th}$  wurden nun so durchgeführt, dass die Arbeit des MHD-Generators mit Hilfe der aus den Kanalberechnungen



unter Berücksichtigung der diversen Verlustmechanismen (siehe Kapitel III) resultierenden Leistungen ermittelt wurde, während die anderen Komponenten durch bestimmte Festlegung von Wirkungsgrad, Druckverlusten und Temperaturen in den einzelnen Systemkomponenten beschrieben wurden. Vorausgesetzt wurde ein Kraftwerk mit 1000 MW thermischer Leistung. Die Rechnungen beziehen sich auf ein He - Cs Gemisch. Bei Verwendung anderer Edelgase, wie Neon oder Argon ergeben sich wegen erhöhter Druckverluste etwas kleinere Wirkungsgrade.

Die Energieverluste für Transmission, elektrische Wandler, Eigenversorgung und Wärmeübergang wurden mit 4 % der Nutzbarkeit angenommen. Es werden nun drei Typen von MHD-Kraftwerken betrachtet (siehe Abb.16a bis 18a)

- a) MHD-Generator mit Dampfturbinen-Anlage
- b) MHD-Generator mit Wärmetauscher
- c) MHD-Generator mit Zwischenkühlung und Gasturbine

Tabelle 2 gibt eine Übersicht über die den Berechnungen zugrunde liegenden Parameter.

therm.Leistung	1000 MW	Druckverlustfaktor	0,1
$\eta_{WT}$	0,9	Energieverlustfaktor	0,04
$\eta_{P, Kompr}$	0,9	Zahl der Kompressorstufen	3
$\eta_{P, T}$	0,9	$T_1$	290 °K
$\eta_{th, Dampf}$	0,4	$T_3$	2000 °K

Tabelle 2



Die resultierenden thermischen Wirkungsgrade für diese drei Kraftwerkstypen sind in den Abb.16b - 18b als Funktion des Druckverhältnisses eingezeichnet. Wie zu erwarten, besteht ein starker Einfluss des polytropen Wirkungsgrades im MHD-Generator auf den Kraftwerkswirkungsgrad. Vergleicht man heute erreichbare Werte für Dampfkraftwerke ( $\eta_{th} \approx 40\%$ ) mit den Ergebnissen in Abb.16b (MHD-Generator mit nachgeschalteter Dampfturbine), so sieht man, dass  $\eta_{p, MHD}$  ungefähr 0,6 sein muss, um höheren thermischen Wirkungsgrad zu erzielen und dass  $\eta_{th} = 50\%$  im Bereich des Möglichen liegt.

Höhere Wirkungsgrade lassen sich für MHD-Kraftwerke mit rekuperativem Wärmetauscher erreichen (Abb.17b). Die für  $\eta_{p, MHD} = 0,7$  berechneten 55 % lassen diese Kraftwerkstypen sehr vorteilhaft erscheinen, jedoch kann nur eine nähere Analyse der Stromgestehungskosten, etwa wie in /16/ eine letzte Entscheidung über die Anwendung bringen, da für  $\eta_r = 0,7$  niedrige Reaktordrücke erforderlich sind. Typische Betriebsbedingungen für Ne - Cs sind in diesem Fall  $T_{stag} = 2000\text{ }^\circ\text{K}$ ,  $p_{stag} = 20\text{ atm}$ ,  $M = 1,5$ ,  $F = 0,4\text{ m}^2$ ,  $L = 320\text{ MW}$ , Kanallänge 8 m. Für ein Argon - Cs Gemisch könnte der Reaktordruck auf etwa 25 atm gesteigert werden.

Als dritte Type wurde ein MHD-Kraftwerk mit Zwischenkühler, Gasturbine, Wärmetauscher und Kompressor betrachtet (Abb.18b). Für die Eintrittstemperatur an der Gasturbine wurde mit  $1000\text{ }^\circ\text{K}$  ein heute erreichbarer Wert angenommen und damit ein Gesamtwirkungsgrad von 53 % erreicht. Durch die Steigerung in nächster Zukunft von  $T_3$  auf  $1100\text{ }^\circ\text{K}$  oder gar  $1200\text{ }^\circ\text{K}$  kann dieser Wirkungsgrad sich um etwa 2 bzw. 4 Prozentpunkte erhöhen, so dass Wirkungsgrade um 57 % erreicht werden können, während für Gasturbinenkraftwerke nur 48 - 50 % zu erwarten sind.

Ein Vorteil der Kraftwerkstypen 1 und 3 ist, dass die Maxima des Wirkungsgrades ungefähr in jenem Bereich liegen, wo  $A_{KO} = A_{TU}$ , sodass die Turbinen lediglich den Kompressor betreiben müssen und die elektrische Energie vom MHD-Generator direkt dem Verbraucher zugeführt werden kann. In allen drei betrachteten Typen sind jedoch, ausser der Existenz von Hochtemperaturgas-

reaktoren, die eine Gastemperatur von 2000 °K am Eintritt des MHD-Generators ermöglichen, auch Hochtemperaturwärmetauscher, deren maximale Eintrittstemperatur bei etwa 1300 °K liegt, erforderlich, welche die Anlagekosten erheblich verteuern können. Optimalisierungsanalysen bezüglich Stromkosten können daher durchaus zu niedrigeren thermodynamischen Wirkungsgraden führen.

#### V. Zusammenfassung

Die Berechnungen des Leistungsverhaltens von MHD-Generatoren unter Berücksichtigung von verschiedenen Verlustmechanismen, wie Ionisationsinstabilitäten, Elektrodenfälle und Segmentierungsverluste, ermöglichen jenen Grenzdruck als Funktion des polytropen Wirkungsgrades im MHD-Generator zu finden, unter welchem eine Anwendung dieser Generatoren in Kraftwerken noch möglich erscheint. Setzt man eine Anfangsstagnationstemperatur von 2000 °K und ein Magnetfeld von 10 Tesla voraus, so ergeben sich für Argon-Cäsium und Neon-Cäsium Gemische durchaus Bereiche, die auch mit den Anforderungen an eine ökonomische Auslegung des Kraftwerkes in Einklang zu bringen sind.

Für Kraftwerke, bestehend aus MHD-Generator, Wärmetauscher mit oder ohne nachgeschalteten Gasturbinen, lassen sich thermodynamische Wirkungsgrade von 55 % mit einem Druck von 18 atm (Ne - Cs), bzw. 25 atm (Ar - Cs) erreichen. Mit  $\eta_p = 0,6$  steigt der Druck auf 37 atm (Ne - Cs), bzw. 54 atm (Ar - Cs) bei einem Gesamtwirkungsgrad von rund 50 %.

Anders erscheint die Lage mit He - Cs, dessen Druckgrenzen von 3,5 atm ( $\eta_p = 0,7$ ), bzw. 8 atm ( $\eta_p = 0,6$ ) wenig Aussicht auf Anwendung in solchen Kraftwerken erkennen lassen. Die Resultate zeigen aber auch, dass verschiedene gebräuchliche Formalismen für die Berechnung der effektiven Leitfähigkeit zu stark voneinander abweichenden Resultaten führen, so dass diese Druckgrenzen um einen Faktor 2 variieren können. Es ist daher unumgänglich notwendig, zur endgültigen Klärung der Anwendungsmöglichkeit von MHD-Generatoren, Experimente bei kraftwerksähn-

lichen Bedingungen durchzuführen. Da sich Neon für Hochtemperaturreaktoren besser eignet als Argon, sollten sich trotz des hohen Gaspreises die Experimente in Verbindung mit Kostenanalysen auf dieses Gas erstrecken. Weitere Untersuchungen sollten Mischungen verschiedener Edelgase und Alkali mit einschliessen. Eventuell kann sich ein He - Ne - Cs Gemisch als Kompromiss aus hoher Gasgeschwindigkeit (des Heliums) und höherer Leitfähigkeit (des Neons) sogar als das geeignetste MHD-Edelgas-Fluid erweisen.

References

- /1/ J. P. AZALBERT, A. FABART  
Rendement isentropique des Tuyères de Faraday a Electrodes  
Segmentées pour Cycle Fermé.  
Electricity from MHD, Warschau 1968, Proceedings of the  
Symposium, IAEA Wien, Band II, 1231.
- /2/ P. V. GILLI  
Thermal Parameters of Ultra-High-Temperature Reactors for  
Closed-Cycle Nuclear Power Plants.  
Electricity from MHD, Warschau 1968, Proceedings of the  
Symposium, IAEA Wien, Band II, 1255.
- /3/ M. G. VON BONSDORFF, I. R. MC NAB, B. C. LINDLEY  
Nuclear MPD Gasturbine Power Plant  
Electricity from MHD, Salzburg 1966, Proceedings of the  
Symposium, IAEA Wien, Band II, 663
- /4/ M. D. MILLIONSHCHIKOV, A. M. LYULKA, A. V. NEDOSPASOV,  
A. E. SHEINDLIN  
The Potential Use of Gas-Turbine Plants and MHD Generators  
in Atomic Power Stations with High-Temperature Gas-Cooled  
Reactors  
Report submitted to the IAEA Liaison Group on MHD Electric  
Power Generation, Nov. 1969.
- /5/ H. ZINKO  
Berechnungen der Gasparameter in MHD Generatoren  
IPP 3/97, 1969.
- /6/ W. RIEDMÜLLER  
Untersuchung der Ionisationsinstabilität in einem  
Argon-Kalium-Plasma in gekreuzten elektrischen und  
magnetischen Feldern.  
Rep. IPP IV/14 (1971) Institut für Plasmaphysik  
(in Vorbereitung)

- /7/ A. SOLBES  
Quasilinear Plane Wave Study of Electrothermal Instabilities.  
Electricity from MHD, Proceedings of the Symposium,  
Warschau 1968, IAEA Wien, Band I, 499.
- /8/ M. SALVAT  
Der Einfluss der Elektrodengeometrie auf Strom- und Potentialverlauf in MHD-Generatoren, IPP 3/68, 1968.
- /9/ R. J. ROSA  
Magnetohydrodynamic Energy Conversion, Mc Gran-Hill Book Company, New York.
- /10/ C. H. KRUGER, J. R. VIEGAS  
The Influence of the Ramsauer Effect on Nonequilibrium Electron Temperatures, Proc. V<sup>th</sup> Conference in Engineering Problems in Magnetohydrodynamics, Boston, Mass. 1964.
- /11/ R. S. DEVOTO  
Transport Coefficients of Partially Ionized Argon.  
Phys. of Fluids, Vol. 10, Nb. 2, Feb. 1967, S. 354 und interne Mitteilung.
- /12/ S. M. APOLLONSKII, V.V. EVGRAFOV, YU. P. KOSKIN,  
On the computation of the flow of an ionized gas in a magnetohydrodynamic channel of rectangular cross section (in Russian)  
Magnituava Gidrodinamika, No. 1, pp. 29 - 34 (1969).
- /13/ G. BREDERLOW, H. ZINKO, K.-J. WITTE  
Performance of the IPP Noble-Gas Alkali MHD Generator and Investigation of the "Straemers" in the Generator Duct,  
Electricity from MHD, Proceedings of the Internat. Symp. Munich 1971.

/14/ W. RIEDMÜLLER

Experimental Investigation of Instabilities in Potassium seeded Argon Plasma in crossed Electric and Magnetic Fields.

Electricity from MHD, Warschau 1968

Proceedings of the Conference, IAEA Wien, Band I, 519.

/15/ K. BÄMMERT, E. BÖHM

Auslegung von Kernkraftwerken mit Gasturbinen

ATKE 9 - 32, S. 231, 1964.

/16/ T. BOHN, P. KOMAREK, G. NOACK

Aspects of Essential Components of Nuclear MHD Power Plants.

Proc. of the 11<sup>th</sup> Symposium on Engineering Aspects of Magnetohydrodynamics, 1970 Pasadena, Calif, S. 109.

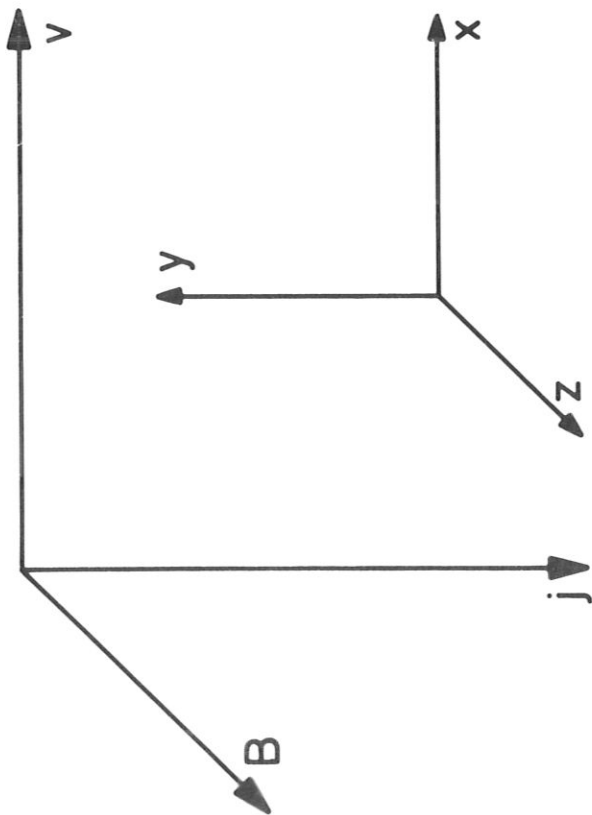


Abb. 1 Koordinatensystem

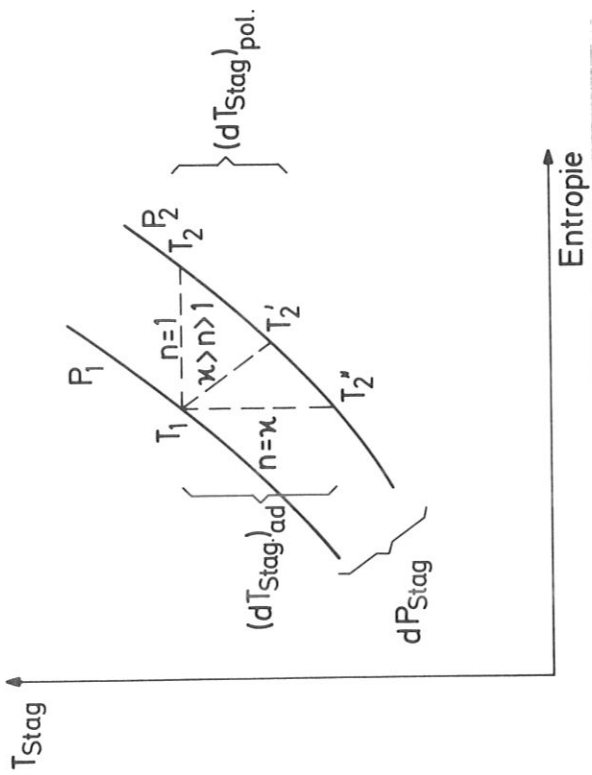


Abb. 2 T-S Diagramm zur Definition des polytropen Wirkungsgrades

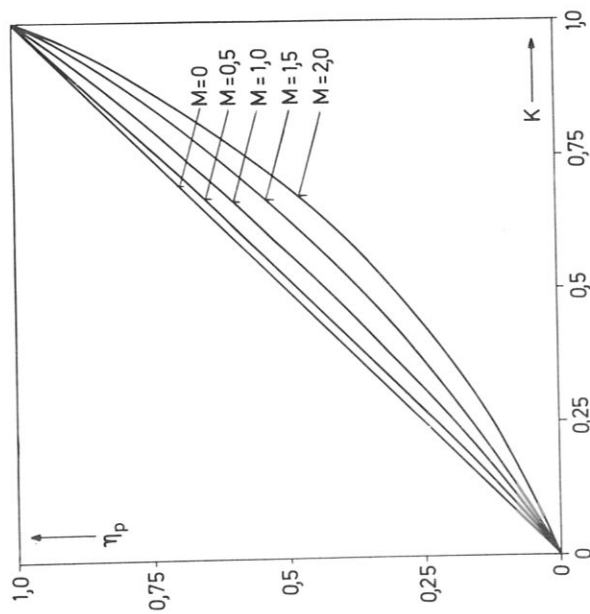


Abb. 3 Polytroper Wirkungsgrad als Funktion von Lastfaktor und Machzahl

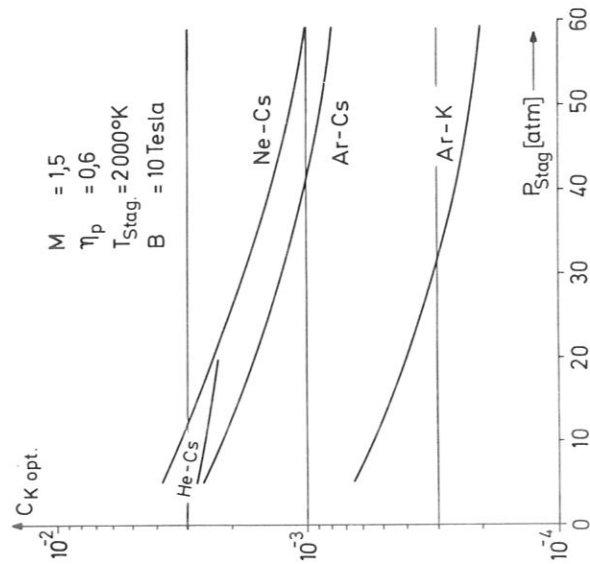


Abb. 4 Optimale Saatkonzentration in Abhängigkeit des Stagnationsdruckes

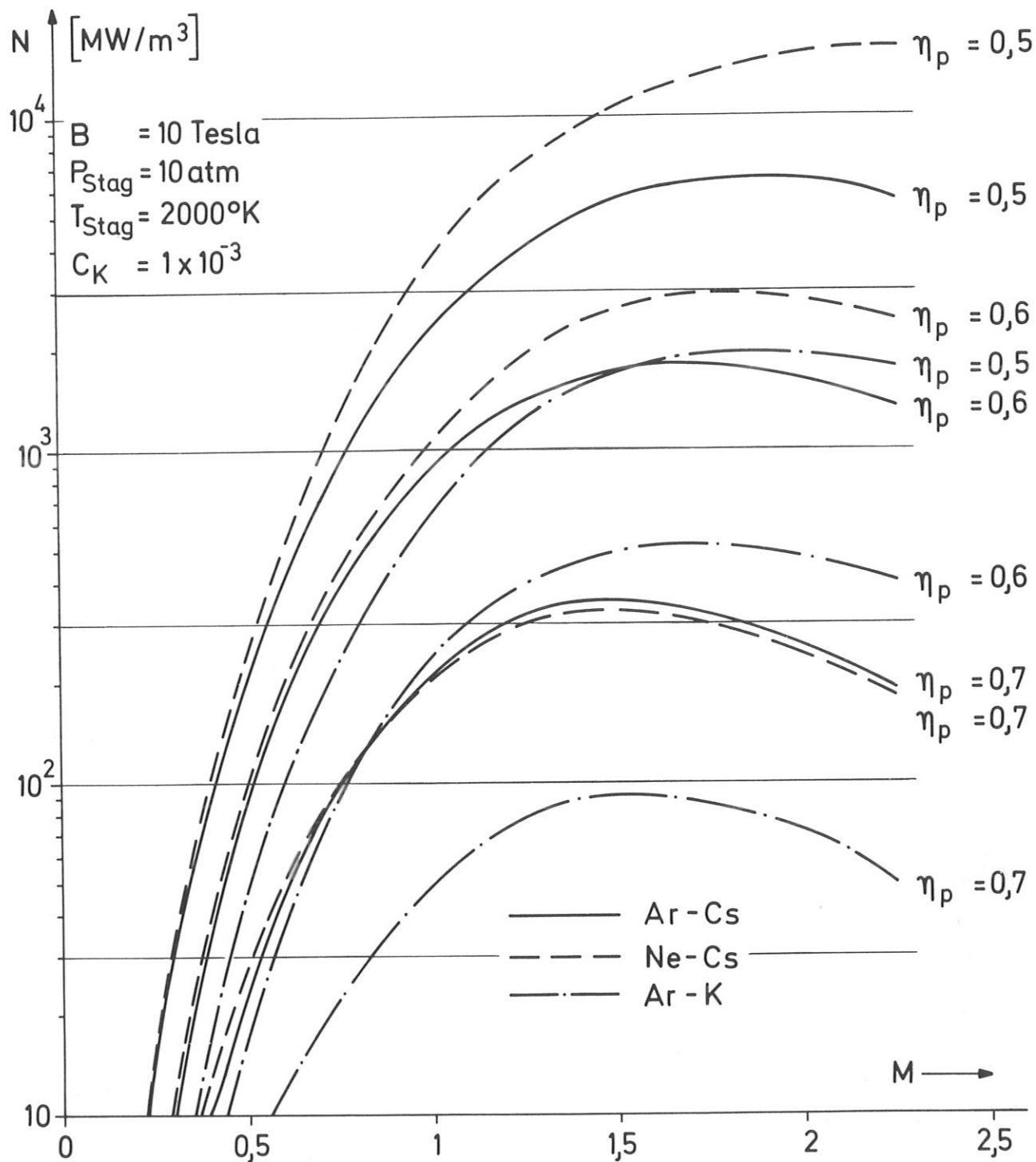


Abb. 5 Leistungsdichte in Abhängigkeit von der Machzahl (Ar-K, Ar-Cs, Ne-Cs)



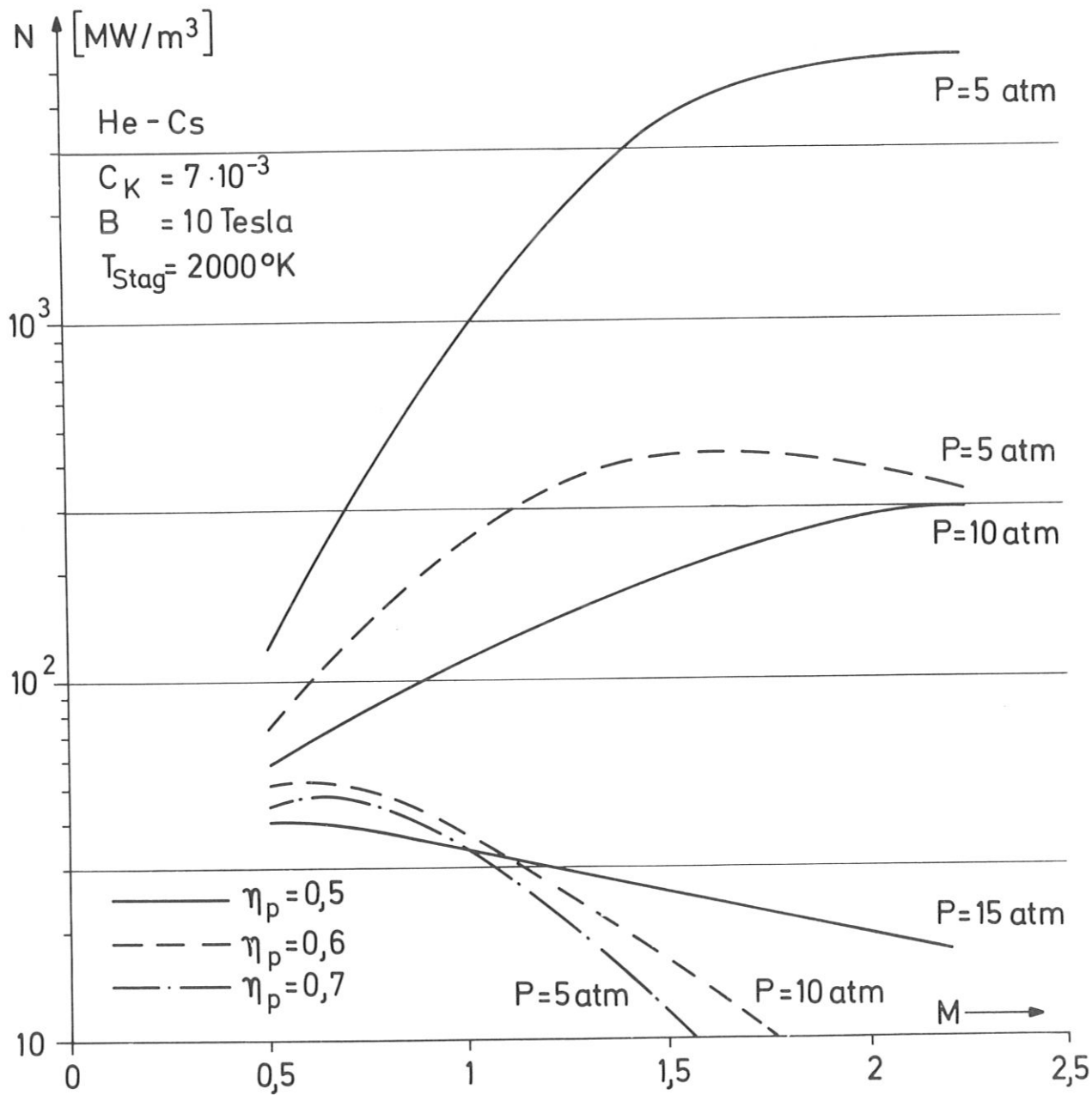


Abb. 6 Leistungsdichte in Abhängigkeit von der Machzahl (He-Cs)

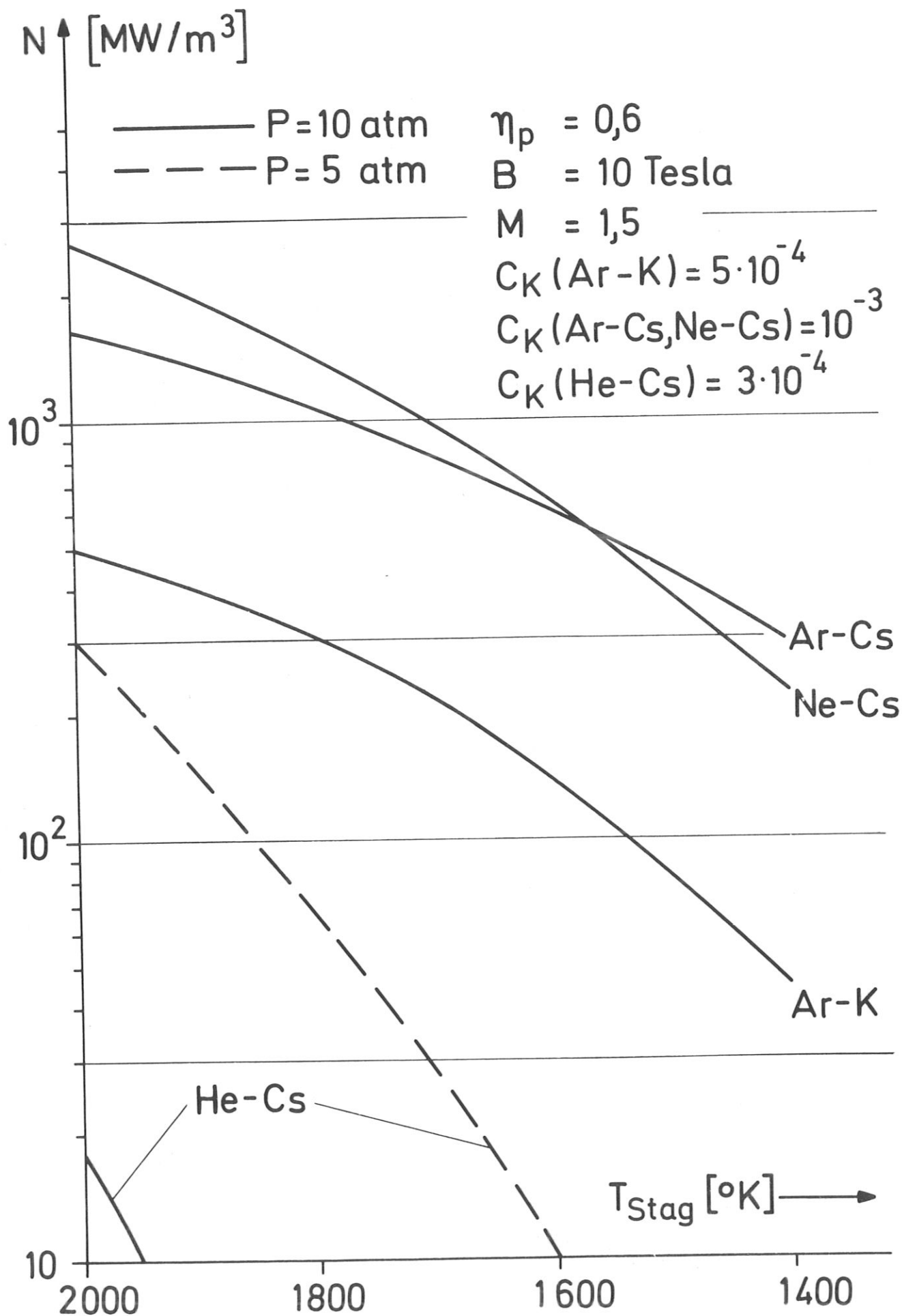


Abb. 7 Leistungsdichte in Abhängigkeit von der Stagnationstemperatur

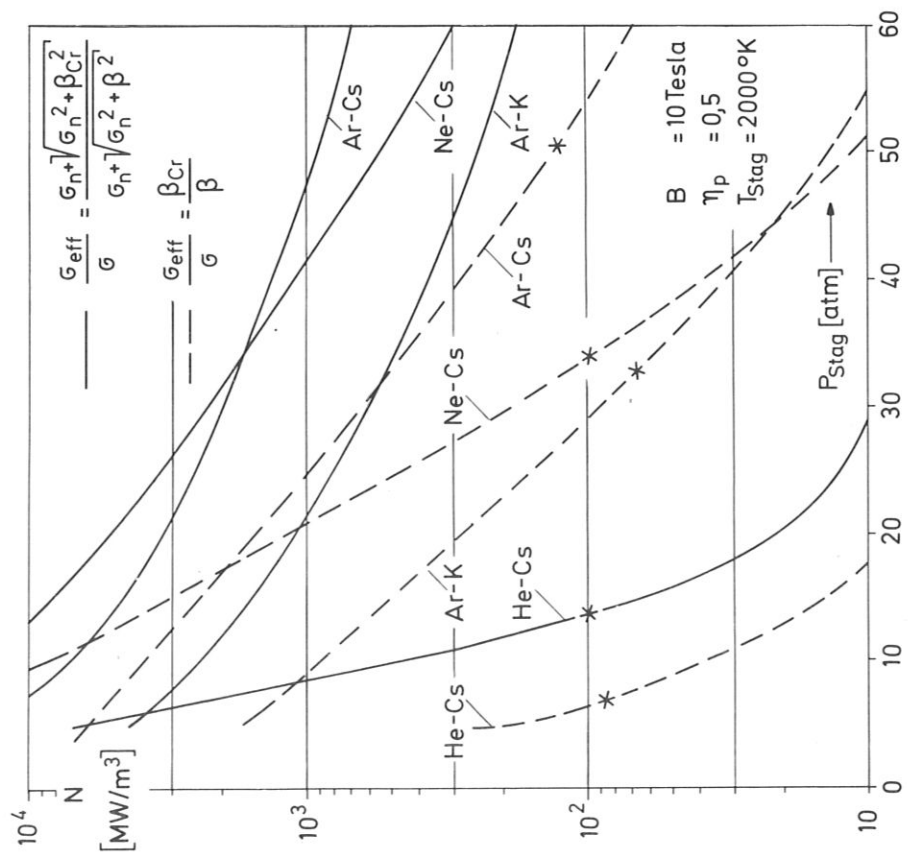


Abb. 8a

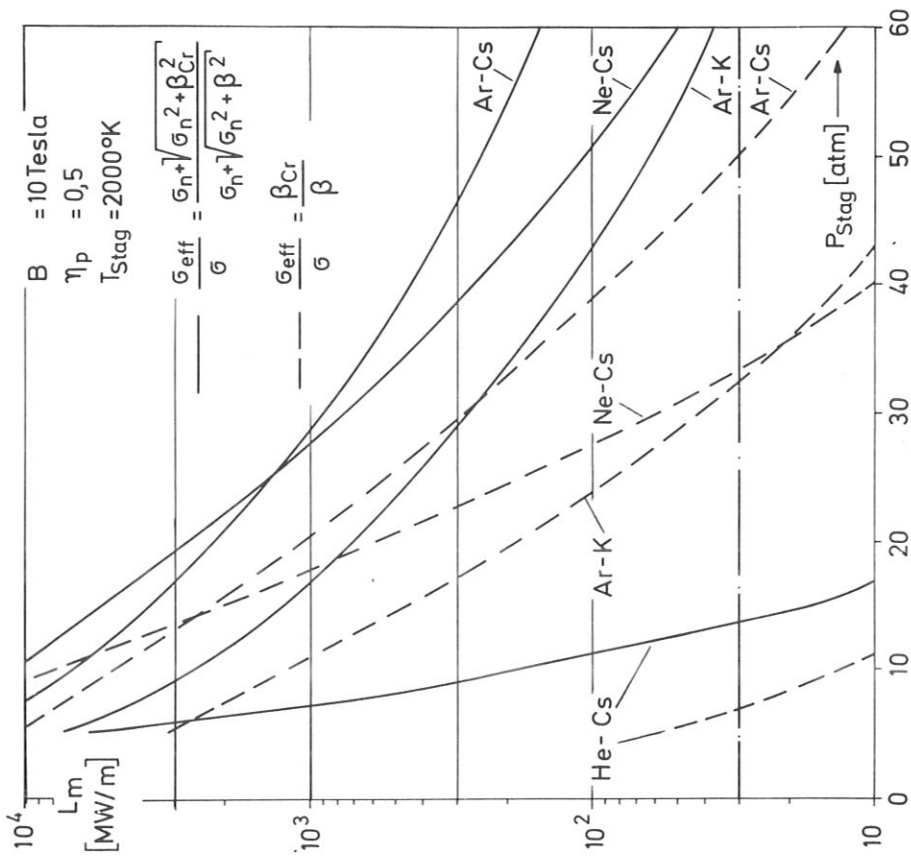


Abb. 8b

Leistungsdichte und spezifische Leistung pro Meter in Abhängigkeit vom Stagnationsdruck ( $\eta_p = 0.5$ )

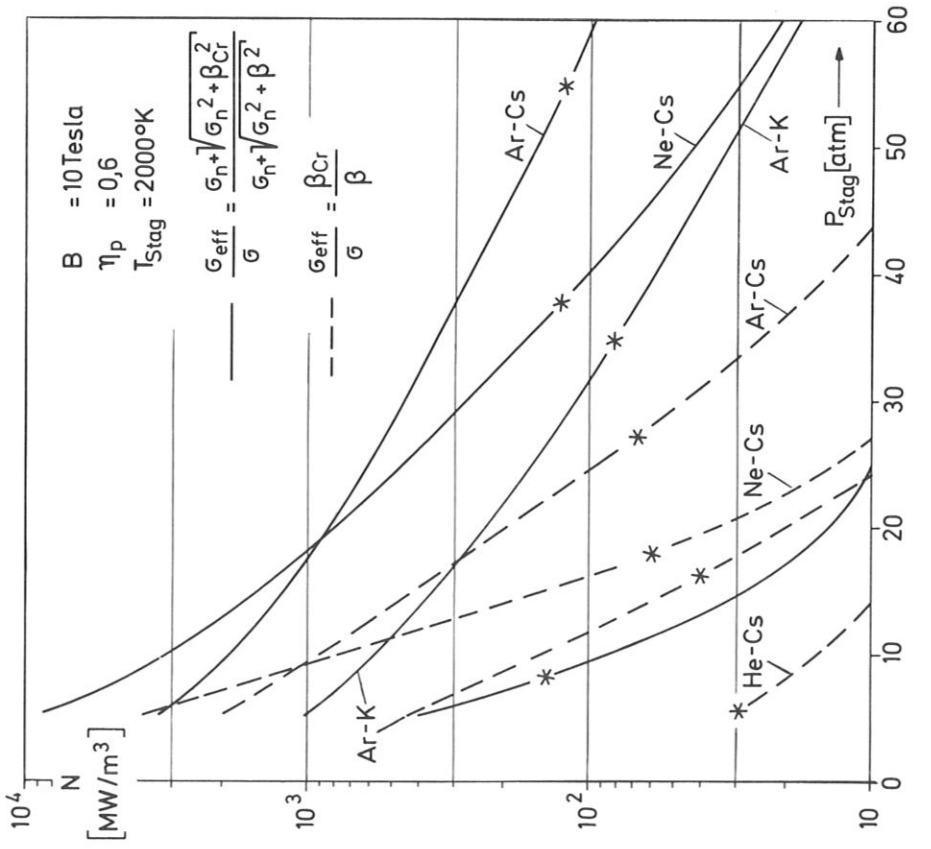


Abb. 9a

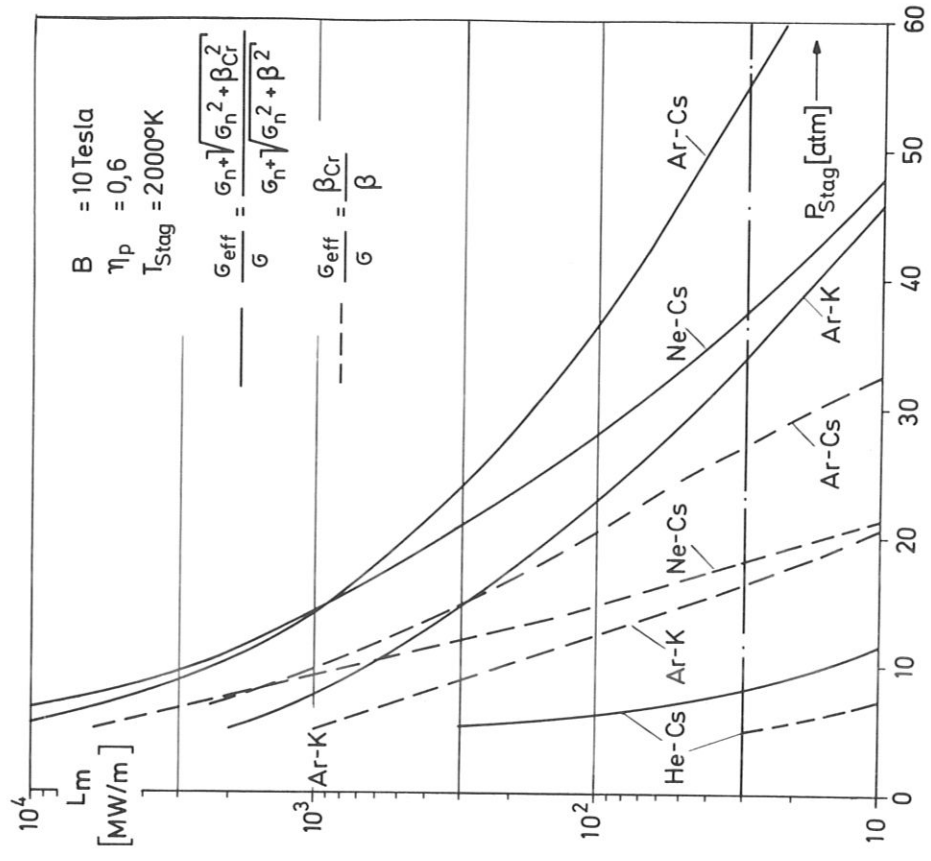


Abb. 9b

Leistungsdichte und spezifische Leistung  
 pro Meter in Abhängigkeit vom Stagnations-  
 druck ( $\eta_p = 0,6$ )

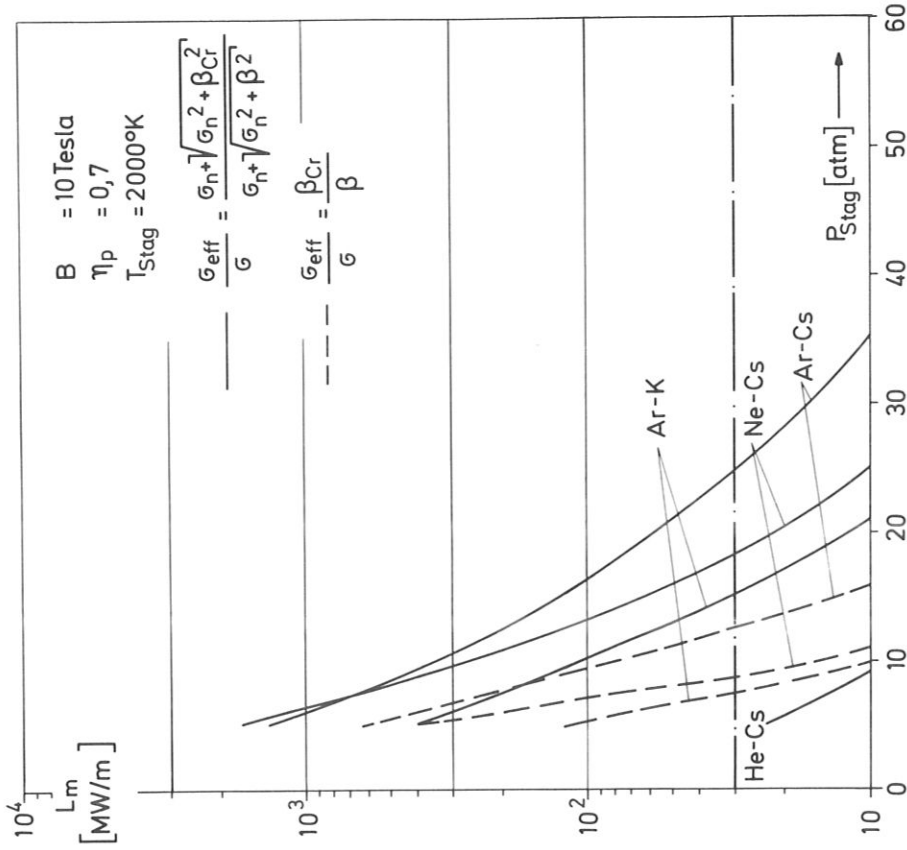


Abb. 1ob

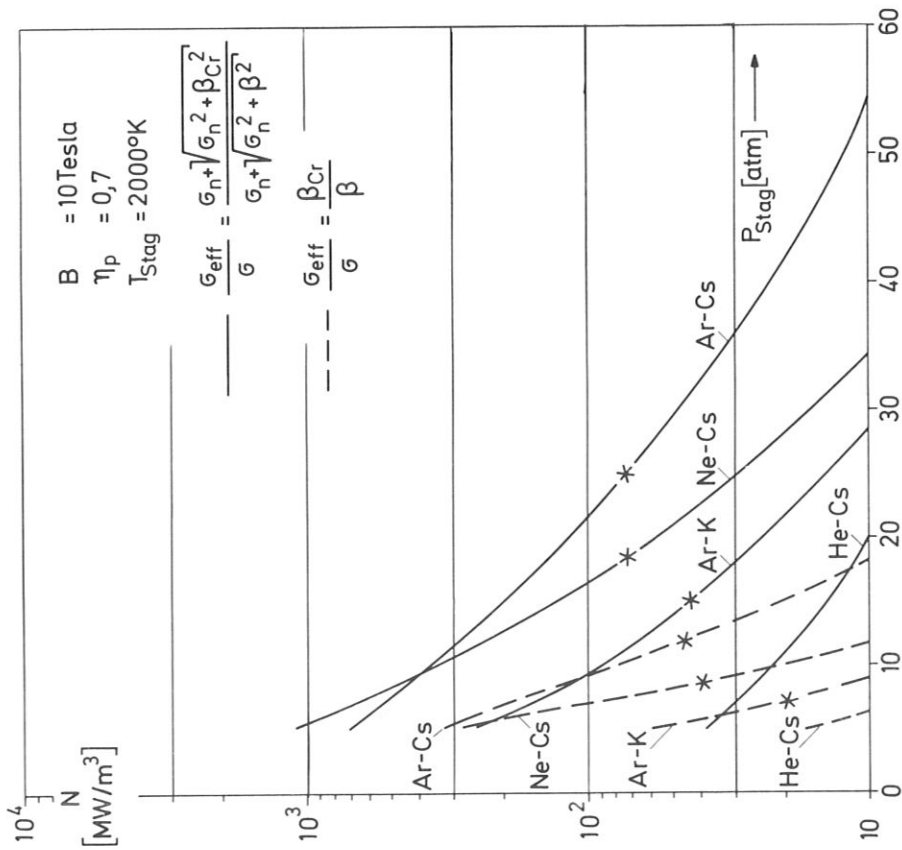


Abb. 1oa

Leistungsdichte und spezifische Leistung pro Meter in Abhängigkeit vom Stagnationsdruck ( $\eta_p = 0.7$ )

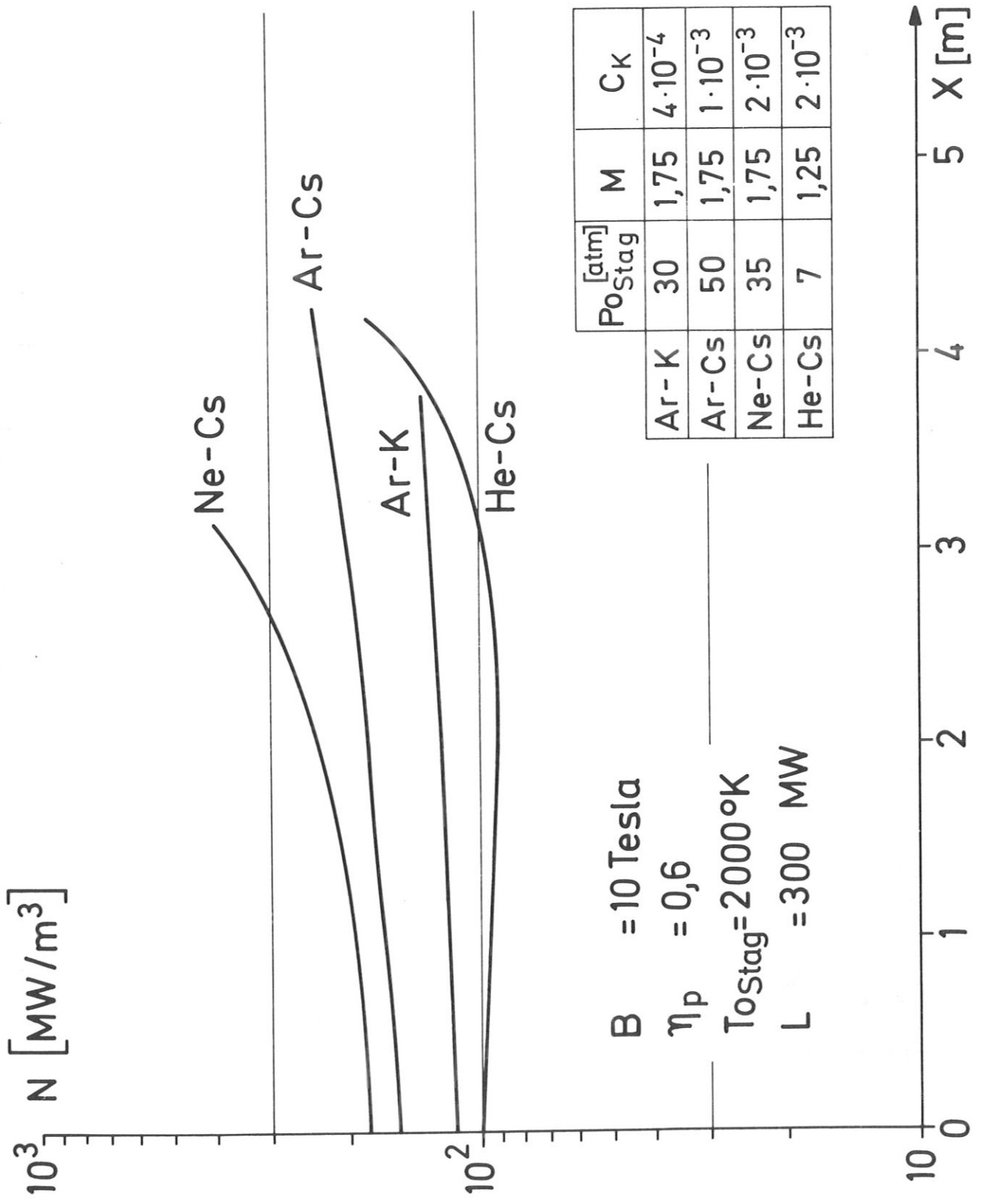


Abb. 11 Leistungsdichte als Funktion der Kanallänge

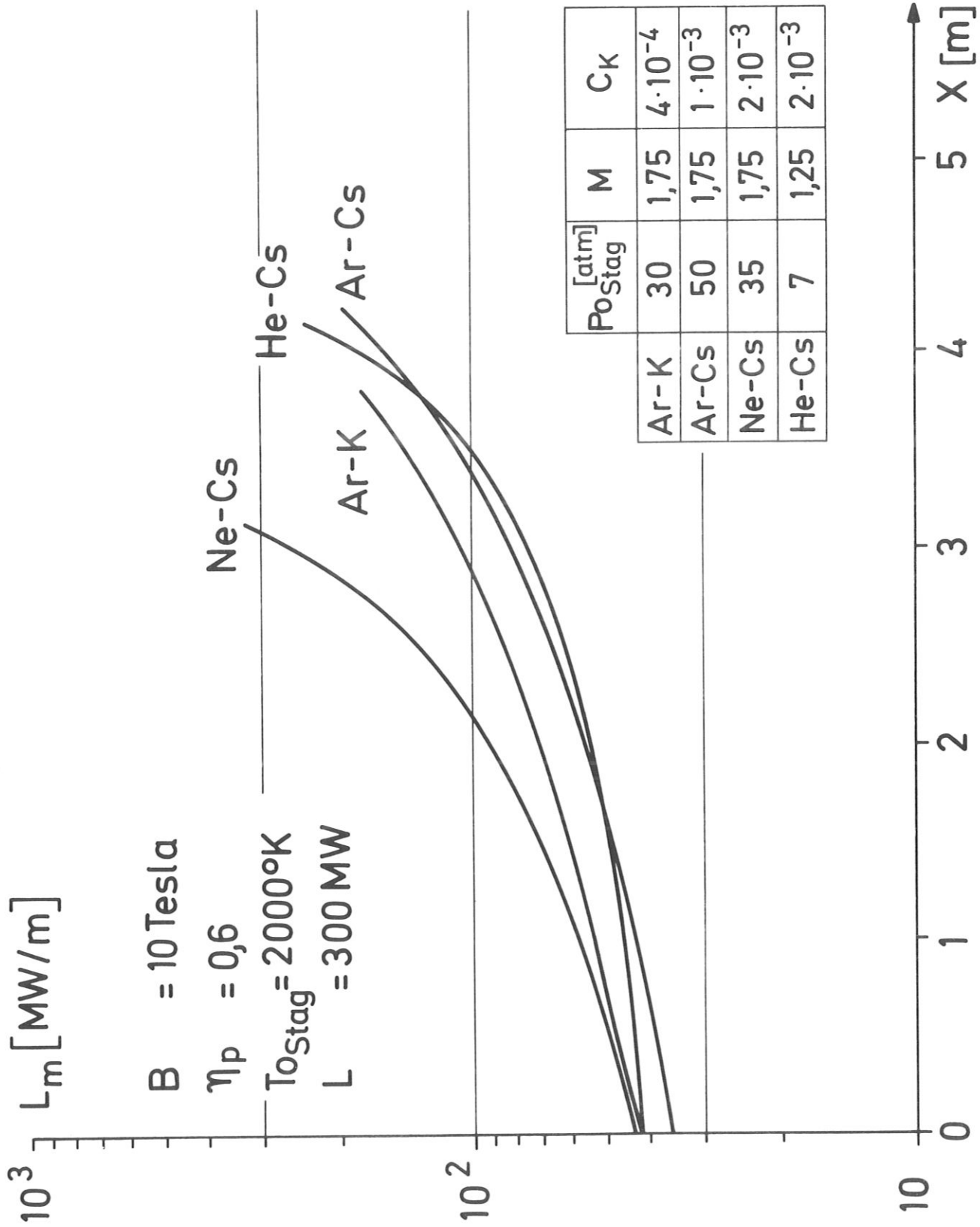


Abb. 12 Spezifische Leistung  $L_m$  in Abhängigkeit von der Kanallänge

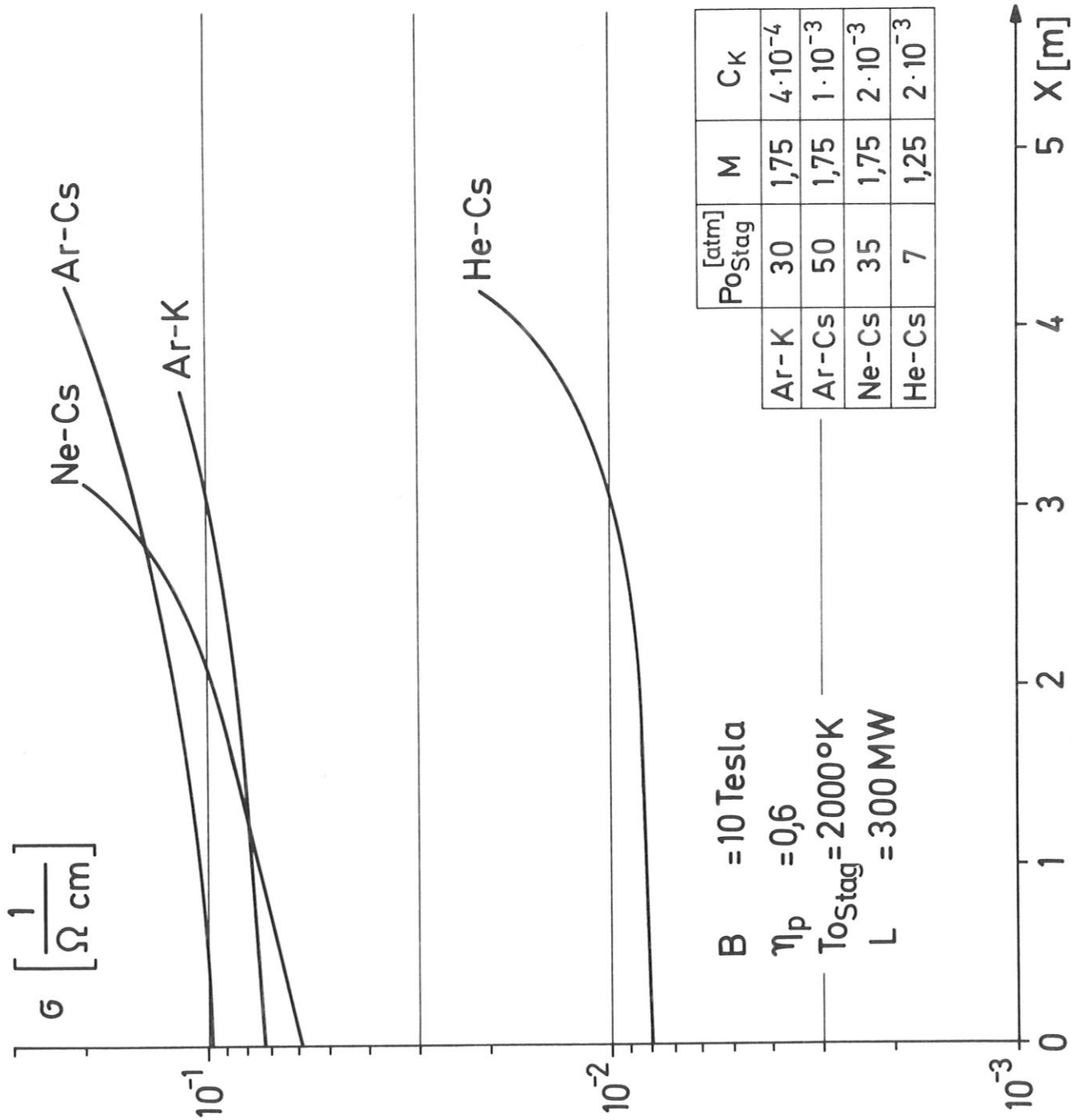


Abb. 13 Verlauf der elektrischen Leitfähigkeit



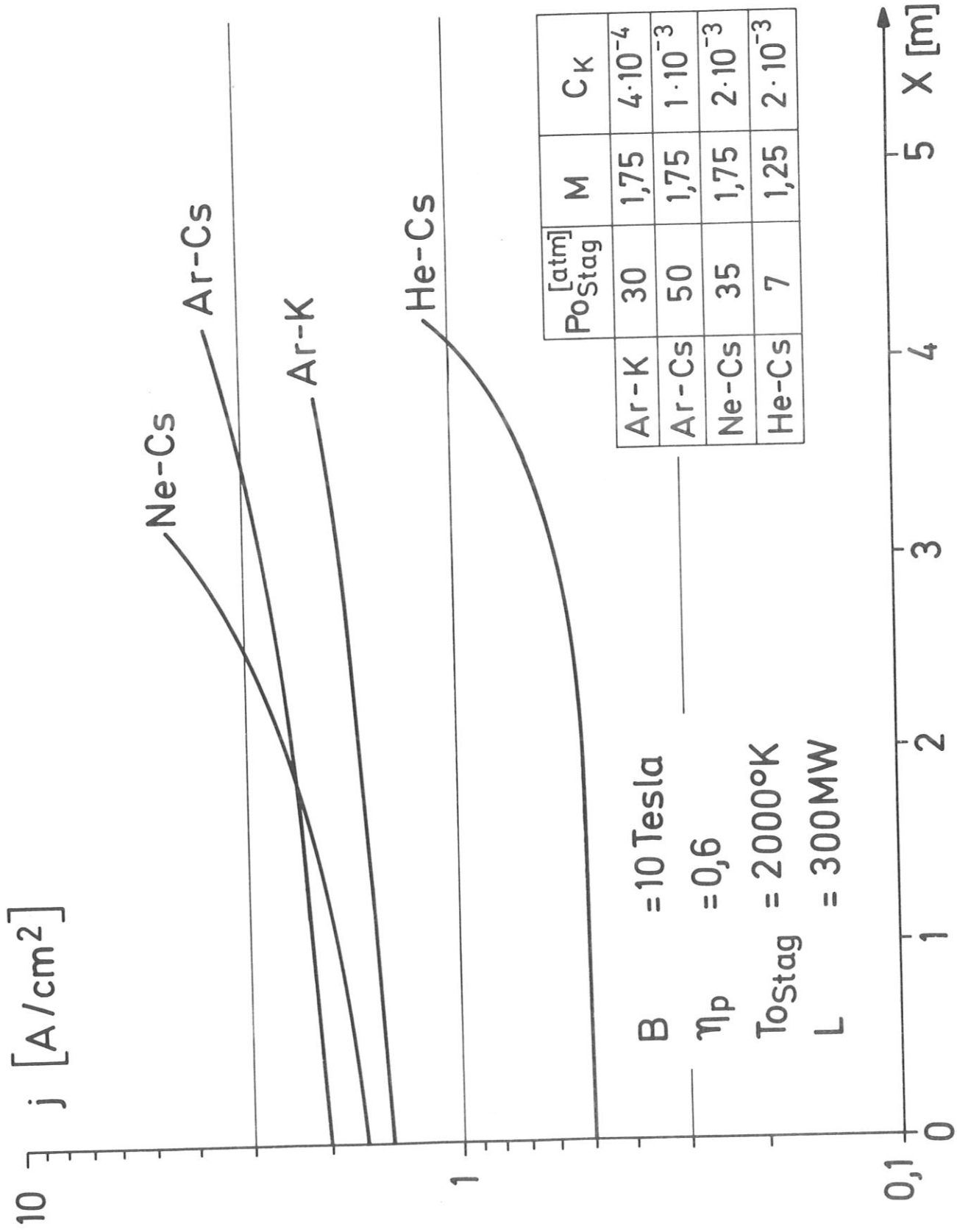


Abb. 14 Verlauf der Stromdichte

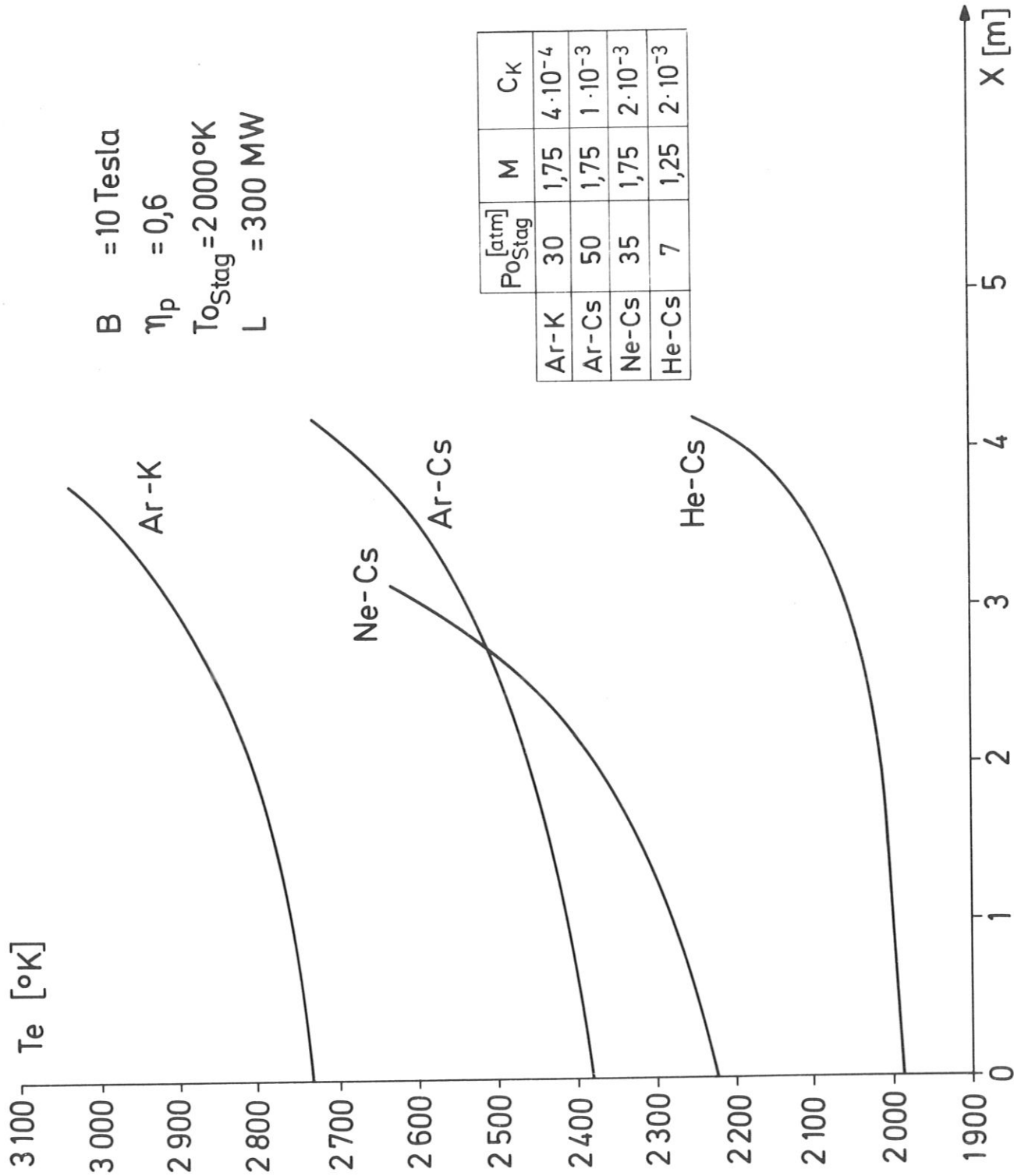


Abb. 15 Verlauf der Elektronentemperatur entlang des MHD-Generators

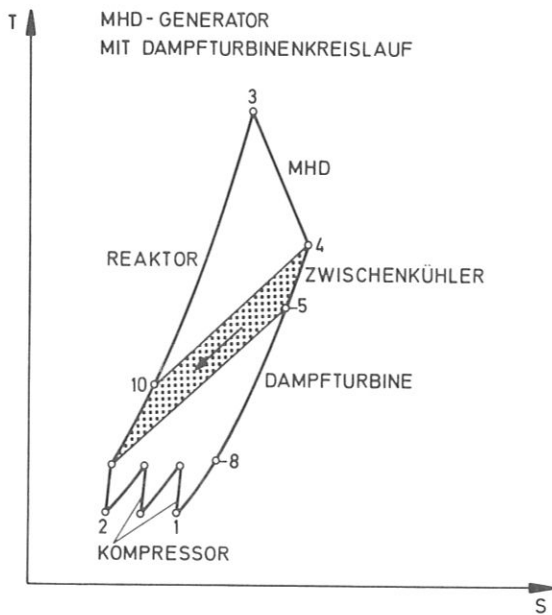


Abb. 16 Kraftwerk mit MHD-Generator und nachgeschalteter Dampfturbine

a) Schema

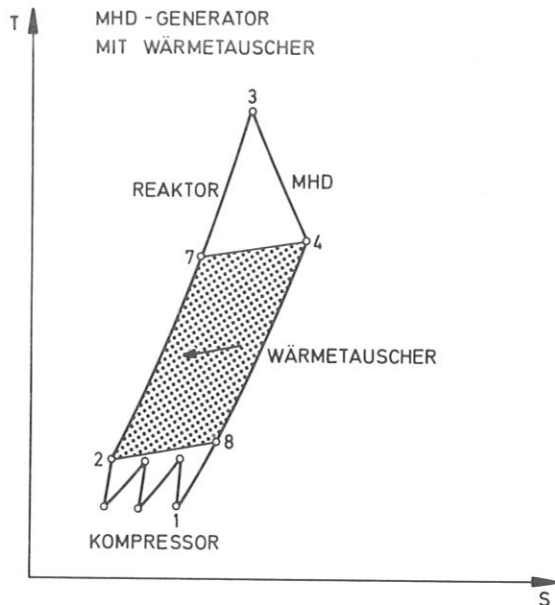


Abb. 17 Kraftwerk mit MHD-Generator und rekuperativem Wärmetauscher

a) Schema

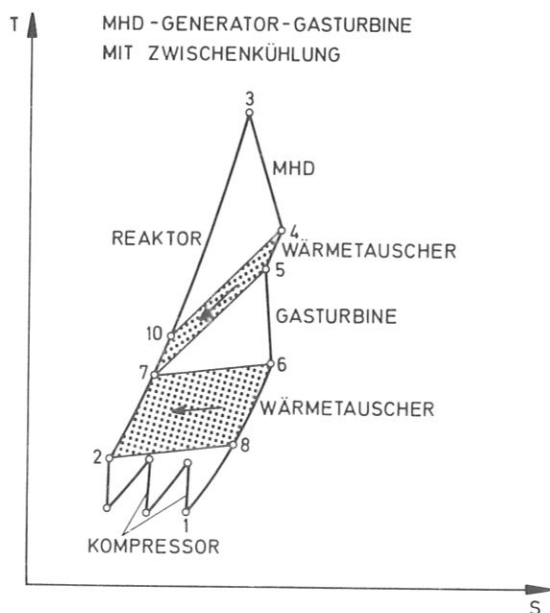


Abb. 18 Kraftwerk mit MHD-Generator, Zwischenkühler und nachgeschalteter Gasturbine

a) Schema

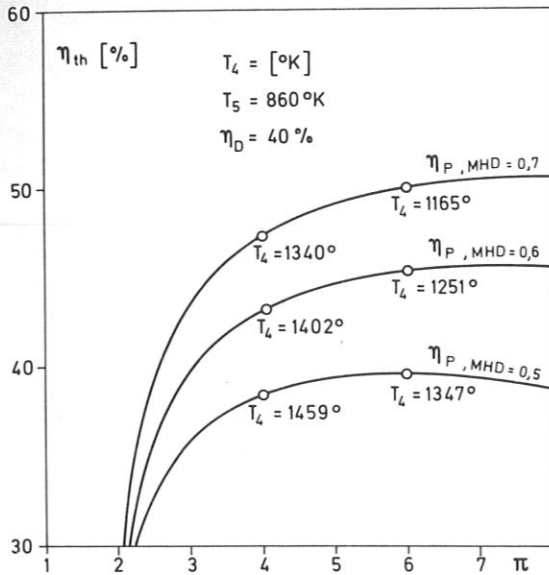


Abb. 16 Kraftwerk mit MHD-Generator und nachgeschalteter Dampfturbine  
 b) thermischer Wirkungsgrad in Abhängigkeit vom Druckverhältnis

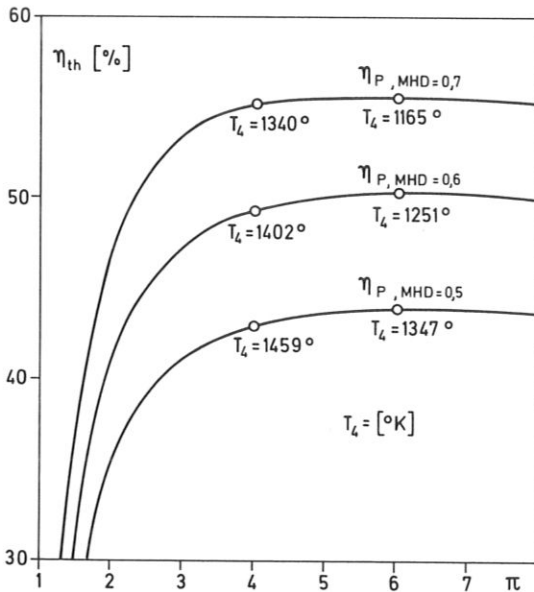


Abb. 17 Kraftwerk mit MHD-Generator und rekuperativem Wärmetauscher  
 b) thermischer Wirkungsgrad in Abhängigkeit vom Druckverhältnis

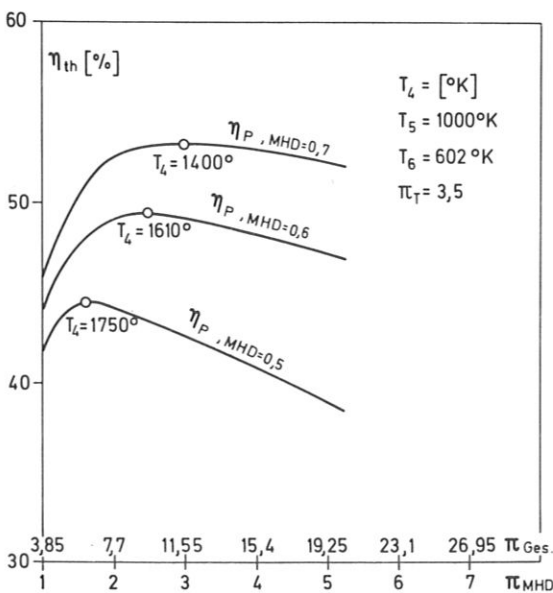


Abb. 18 Kraftwerk mit MHD-Generator, Zwischenkühler und nachgeschalteter Gasturbine  
 b) thermischer Wirkungsgrad in Abhängigkeit vom Druckverhältnis