

Elektrische Theorie der
Gleichstrom-MHD Generatoren
mit stationärer, linearer
Gasströmung

Z. Celinski

IPP 3/20

April 1964

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

IP 3/20

Elektrische Theorie der Gleichstrom-MHD Generatoren mit stationärer, linearer Gasströmung	Seite
Z. Celinski	
IP 3/20	April 1964
1.1.1. Fundamentale Beziehungen	5
1.1.2. Elektrische Felder und Stromdichten	7
1.1.3. Die Leistungsichte	15
1.1.4. Wirkungsgrad	15
1.1.5. Erhöhung der Elektronentemperatur	20
1.2. Typ I Generator mit $\alpha > 0$	21
1.2.1. Die elektrische Leistungsichte	21
1.2.2. Erhöhung der Elektronentemperatur	23
2. MHD Generator - Typ II	23
2.1. Allgemeine	23
2.2. Fundamentale Beziehungen	24
3. Diskussion und Schlussbemerkungen	28
Zusammenfassung	31
Literatur	32

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

Inhalt

	Seite
1. Übersicht	1
2. Annahmen	2
3. Allgemeines	4
4. MHD-Generator - Typ I	4
4.1. Allgemeine Eigenschaften	4
4.2. Typ I-Generator mit $\alpha > 0$	5
4.2.1. Fundamentale Beziehungen	5
4.2.2. Elektrische Felder und Stromdichten ..	7
4.2.3. Die Leistungsdichte	15
4.2.4. Der Wirkungsgrad	18
4.2.5. Erhöhung der Elektronentemperatur	20
4.3. Typ I-Generator mit $\alpha < 0$	21
4.3.1. Die elektrische Leistungsdichte	21
4.3.2. Erhöhung der Elektronentemperatur	22
5. MHD Generator - Typ II	23
5.1. Allgemeines	23
5.2. Fundamentale Beziehungen	24
6. Diskussion und Schlussbemerkungen	28
Bezeichnungen	31
Literatur	32

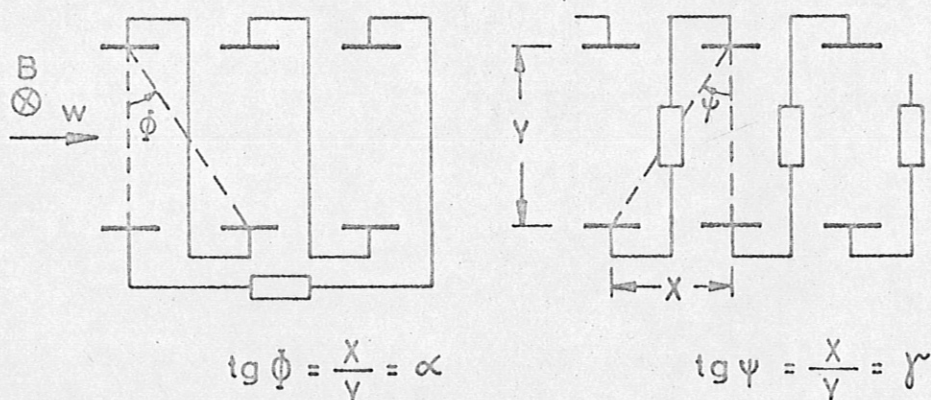
1. Übersicht

Die allgemeine Theorie des Gleichstrom-MHD Generators mit stationärer, linearer Gasströmung wurde unter der Annahme der konstanten, gasdynamischen Parameter und des Generatorkanals mit konstantem Querschnitt abgeleitet.

Zwei Grundtypen der Generatoren wurden definiert (Fig. 1) und zwar:

Typ I : Die Richtung des elektrischen Feldes \vec{E} ist nur durch die Geometrie der Anordnung bestimmt und von Leistungsparameter K und Hallparameter β unabhängig. Nacheinander verbundene Elektroden ermöglichen die Arbeit für einen elektrischen Verbraucher.

Typ II : Die Richtung des Vektors der elektrischen Stromdichte \vec{J} ist nur durch die Geometrie der Anordnung bestimmt und von K und β unabhängig. Die Zahl unabhängig arbeitender Verbraucher entspricht der Zahl der Elektrodenpaare.



Typ I

Typ II

Fig. 1

Alle elektrischen Größen (elektrische Felder, Stromdichte, Bremsleistung, elektrische Leistung, Wirkungsgrad, Parameter der Erhöhung der Elektronentemperatur über die Gastemperatur) werden bestimmt und analysiert.

Es wird gezeigt, dass die in der Literatur [2] beschriebenen MHD Generatortypen A und C lediglich die Grenzfälle des Typ I-Generators und Typ B des Typ II-Generators sind (Fig. 2). Weder Typ A noch Typ C garantieren die optimalen Arbeitsbedingungen für β im Bereich $0 < \beta < \infty$.

Die Analyse ermöglicht die optimalen Arbeitsbedingungen (grosse Leistungsdichte bei möglichst hohem Wirkungsgrad, günstige Grössen von Spannung und Strom) für verschiedene Werte der K- und β -Parameter und verschiedene Verbindungsweisen der Elektroden, zu bestimmen.

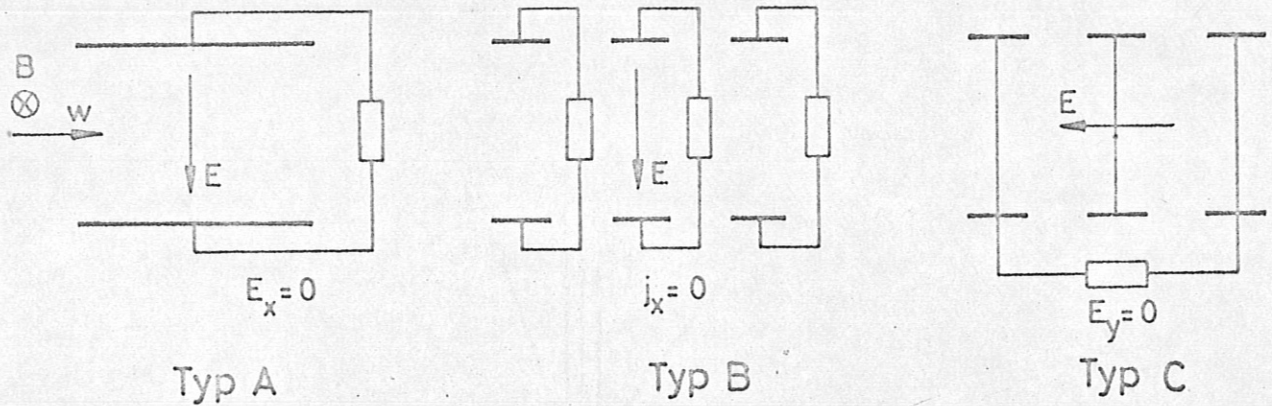


Fig. 2

2. Annahmen

Dieser Arbeit wurden folgende Annahmen zugrunde gelegt:

- alle gasdynamischen Parameter in der Generatorkammer bleiben konstant

$$\frac{\partial}{\partial(x,y,z,t)} (p, T, w_x) = 0$$

Das ist gleichbedeutend mit

$$\frac{\partial \delta}{\partial(x,y,z,t)} = 0$$

- die Generatorkammer hat konstanten Querschnitt
- das elektrische und magnetische Feld, die elektrische Stromdichte sind homogen in der ganzen Generatorkammer.

Die Homogenität des elektrischen Feldes und der elektrischen Stromdichte setzt die Aufteilung der Elektroden auf sehr kleine Segmente voraus.

- Der Effekt des sogenannten "ion slip's" wurde vernachlässigt, das bedeutet:

$$\omega_e \tau_e \omega_i \tau_i \ll 1$$

- Das Koordinatensystem und die Vektorrichtungen der elektrischen Grössen wurden wie in Fig. 3 angenommen.

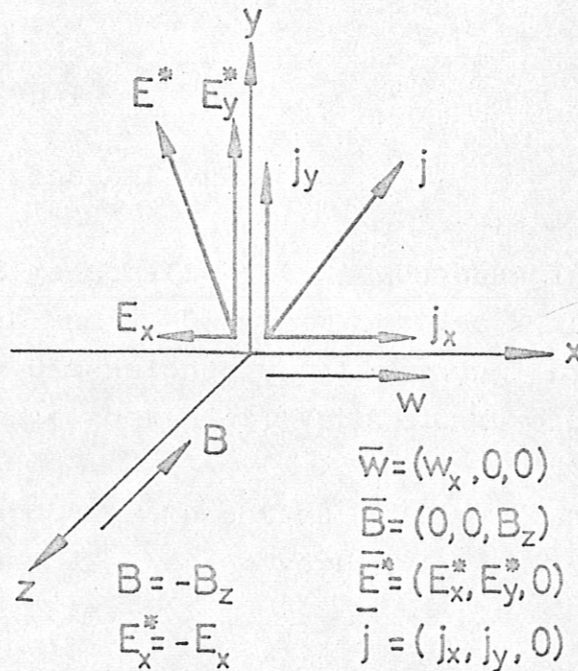


Fig. 3

3. Allgemeines

Als fundamentale Beziehung gilt die vereinfachte Form des verallgemeinerten Ohmschen Gesetzes.

$$\vec{J} = \sigma'_0 \vec{E}^* - \frac{\beta}{B} \vec{J} \times \vec{B} \quad (1)$$

mit

$$\vec{E}^* = \vec{E} + \vec{w} \times \vec{B} \quad (2)$$

Im angenommenen Koordinatensystem (Fig. 3) Gl.(1) kann man in zwei Komponenten ausschreiben:

$$j_x = \frac{\sigma'_0}{1+\beta^2} (E_x^* + \beta E_y^*) \quad (3)$$

$$j_y = \frac{\sigma'_0}{1+\beta^2} (E_y^* - \beta E_x^*) \quad (4)$$

wobei

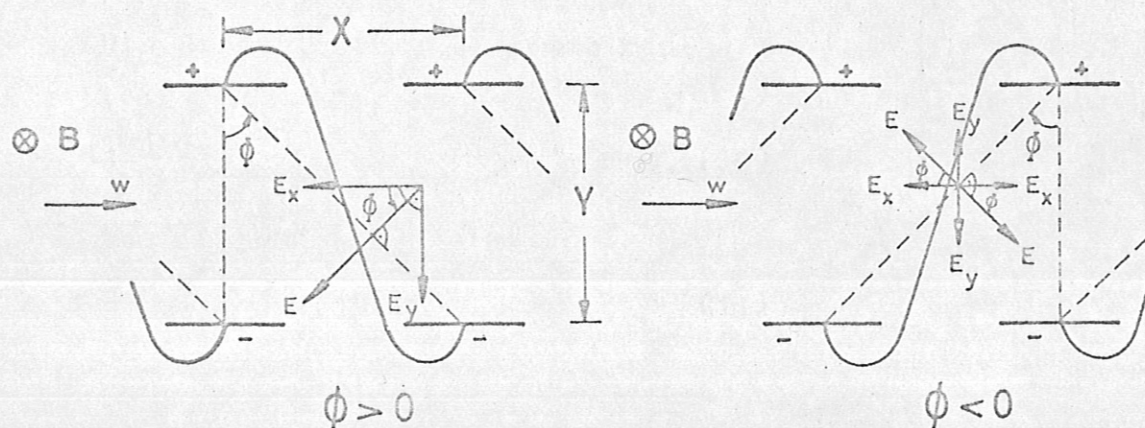
$$E_y^* = wB - E_y \quad \text{und} \quad E_x^* = -E_x \quad (5)$$

4. MHD Generator-Typ I

4.1. Allgemeine Eigenschaften

Als fundamentale Eigenschaft gilt die Unabhängigkeit der Richtung des \vec{E} -Vektors von K und β . Die Richtung des \vec{E} -Vektors ist nur durch geometrische Dimensionen der Anordnung (Dimensionen der Elektroden, des Elektrodenabstandes, Verbindungsweise der Elektroden) bestimmt.

Der \vec{E} -Vektor ist stets senkrecht zu der Linie, die zwei elektrisch zusammengeschlossene Elektroden verbindet - diese Linie ist eine Äquipotentiallinie (Fig. 4).



Es folgt aus den Figuren 4a und 4b:

Fig. 4 : $\operatorname{tg} \bar{\Phi} = \frac{X}{Y} = \alpha$ (6)

Fig. 4a: $\operatorname{tg} \bar{\Phi} = \frac{E_y}{E_x} = \alpha$ (7)

Fig. 4b: $\operatorname{tg} \bar{\Phi} = \frac{E_y}{-E_x} = \frac{-E_y}{E_x} = -\alpha$ (8)

$E_y = \alpha E_x$ (9)

Die A und C-Typen der MHD Generatoren können als Grenzfälle des Typ I-Generators betrachtet werden (vgl. Fig. 2, 4 und 5).

Dem Winkel $\bar{\Phi} = 0^\circ$ ($\alpha=0$) entspricht der Hall-Generator (Typ C): gegenüberliegende Elektroden sind paarweise kurzgeschlossen, die Equipotentiallinien laufen senkrecht zur Kanalachse.

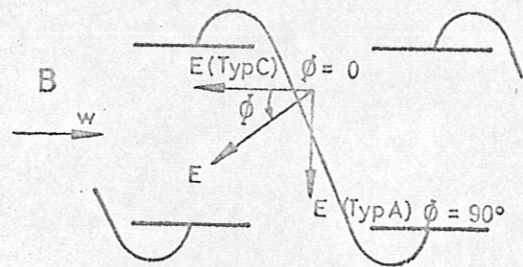


Fig. 5

Dem Winkel $\bar{\Phi} = 90^\circ$ ($\alpha=\infty$) entspricht, nur formal, der Generator mit kontinuierlichen Elektroden (Typ A): die Equipotentiallinien laufen parallel zur Kanalachse.

4.2. Typ I-Generator mit $\alpha > 0$

4.2.1. Fundamentale Beziehungen

Die Stromdichte \vec{j} bestimmt man: (Fig. 6)

$$j'' = \frac{j''}{\cos \varphi} = \frac{1}{\cos \varphi} (j_x \cdot \cos \bar{\Phi} + j_y \cdot \sin \bar{\Phi}) \quad (10)$$

Aus (6) und (10) folgt:

$$j'' = \frac{1}{\sqrt{1+\alpha^2}} (j_x + \alpha \cdot j_y) \quad (11)$$

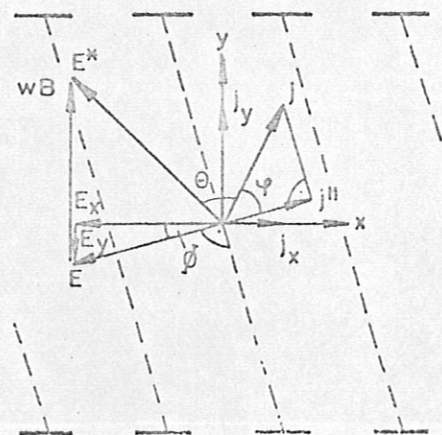


Fig. 6

Mit Hilfe von (3), (4), (5) und (11) kann man die Stromdichte in \bar{E} -Richtung in Abhängigkeit von E_x ausdrücken:

$$j'' = \beta'_0 \frac{\sqrt{1+\alpha^2}}{1+\beta^2} \left(\frac{\alpha+\beta}{1+\alpha^2} wB - E_x \right) \quad (12)$$

oder von E_y

$$j'' = \beta'_0 \frac{\sqrt{1+\alpha^2}}{1+\beta^2} \left(\frac{\alpha(\alpha+\beta)}{1+\alpha^2} wB - E_y \right) \quad (13)$$

bzw. von E

$$j'' = \beta'_0 \frac{\sqrt{1+\alpha^2}}{1+\beta^2} \left(\frac{\alpha+\beta}{\sqrt{1+\alpha^2}} wB - E \right) \quad (14)$$

Mit Hilfe der Gl. (12), (13), (14) kann man die elektrischen Felder E, E_x und E_y im Leerlauf des Generators bestimmen.

$$E_{x0} = \frac{\alpha+\beta}{1+\alpha^2} wB \quad (15)$$

$$E_{y0} = -\alpha \frac{\alpha+\beta}{1+\alpha^2} wB \quad (16)$$

$$E_0 = \frac{\alpha+\beta}{\sqrt{1+\alpha^2}} wB \quad (17)$$

E_x und E_y sind mit E durch die Beziehung:

$$E = E_y \sqrt{1+\alpha^2} = E_x \alpha \sqrt{1+\alpha^2} \quad \text{verbunden} \quad (18)$$

Die Leistungsfaktoren definiert man wie folgt

$$K_1 = \frac{E_x}{E_{x0}} = \frac{E_x}{wB} \cdot \frac{1+\alpha^2}{\alpha+\beta} \quad (19)$$

$$K_2 = \frac{E_y}{E_{y0}} = \frac{E_y}{wB} \cdot \frac{1+\alpha^2}{\alpha(\alpha+\beta)} \quad (20)$$

$$K_3 = \frac{E}{E_0} = \frac{E}{wB} \cdot \frac{\sqrt{1+\alpha^2}}{\alpha+\beta} \quad (21)$$

mit (9) und (18)

$$K_1 = K_2 = K_3 = K \quad (22)$$

Aus (3), (4), (5), (9) und (20) bestimmt man die Komponente j_x und j_y des \vec{j} -Vektors

$$j_x = \frac{\beta}{1+\beta^2} \left(1 - \frac{1+\alpha\beta}{1+\alpha^2} \frac{\alpha+\beta}{\beta} K\right) \sigma'_0 wB \quad (23)$$

$$j_y = \frac{1}{1+\beta^2} \left(1 - \frac{\alpha^2 - \beta^2}{1+\alpha^2} K\right) \sigma'_0 wB \quad (24)$$

Die elektrische Leistungsdichte (die elektrische Energie pro Zeiteinheit nach aussen abgegeben).

$$P = - \vec{j} \cdot \vec{E} = - j \cdot E \cdot \cos(180 - \varphi) = j_x E_x + j_y E_y \quad (25)$$

Aus (9), (19), (23), (24)

$$P = \frac{(\alpha+\beta)^2}{(1+\beta^2)(1+\alpha^2)} K(1-K) \sigma'_0 w^2 B^2 \quad (26)$$

Der elektrische Wirkungsgrad wurde als Verhältnis der nach aussen abgegebenen elektrischen Leistung zu der Bremsleistung definiert und aus (24) und (26) bestimmt:

$$\eta = \frac{P}{P_m} = \frac{-\vec{j} \cdot \vec{E}}{\vec{j} \cdot (\vec{w} \times \vec{B})} = K(1-K) \frac{(\alpha+\beta)^2}{(1+\alpha^2) + K(\beta^2 - \alpha^2)} \quad (27)$$

In der Tabelle 1 sind alle elektrischen Grössen im Typ I-Generator bei $\alpha > 0$ zusammengestellt.

In den Fig. 7, 8, 9 werden die Funktionen $\eta(\alpha, \beta, K)$, $P'(\alpha, \beta, K)$ und $P'(\alpha, \beta, \eta)$ gezeigt. Die Leistungsdichte wird in normierten Werten P' ausgedrückt (s. Gl. 47).

4.2.2. Elektrische Felder und Stromdichten

Generator im Arbeitsgebiet ($0 < K < 1$)

Das elektrische Feld im mitbewegten Koordinatensystem ist nach Gl. (5), (19), (20)

$$E^* = \sqrt{E_y^{*2} + E_x^{*2}} = \sqrt{1 - 2K\alpha \frac{\alpha+\beta}{1+\alpha^2} + K^2 \frac{(\alpha+\beta)^2}{1+\alpha^2}} wB \quad (28)$$

Tabelle 1

		$\alpha = \infty \left(\begin{matrix} p \neq 0 \\ p \neq \infty \end{matrix} \right)$	$\alpha = 0 \left(\begin{matrix} p \neq 0 \\ p \neq \infty \end{matrix} \right)$	$\alpha = 1/p$	$\alpha = p$
E_x	$\frac{\alpha+p}{1+\alpha^2} KWB$	0	$pKWB$	$pKWB$	$\frac{2p}{1+p^2} KWB$
E_y	$\alpha \frac{\alpha+p}{1+\alpha^2} KWB$	KWB	0	KWB	$\frac{2p^2}{1+p^2} KWB$
j_x	$\frac{p}{1+p^2} \left(1 - \frac{1+\alpha p}{1+\alpha^2} \cdot \frac{\alpha+p}{p} K \right) \delta_0 wB$	$\frac{p}{1+p^2} (1-K) \delta_0 wB$	$\frac{p}{1+p^2} (1-K) \delta_0 wB$	$\frac{p}{1+p^2} (1-2K) \delta_0 wB$	$\frac{p}{1+p^2} (1-2K) \delta_0 wB$
j_y	$\frac{1}{1+p^2} \left(1 - \frac{\alpha^2-p^2}{1+\alpha^2} K \right) \delta_0 wB$	$\frac{1}{1+p^2} (1-K) \delta_0 wB$	$\frac{1}{1+p^2} (1+Kp^2) \delta_0 wB$	$\frac{1}{1+p^2} [1+(p^2-1)K] \delta_0 wB$	$\frac{1}{1+p^2} \delta_0 wB$
P	$\frac{(\alpha+p)^2}{(1+p^2)(1+\alpha^2)} K(1-K) \delta_0 w^2 B^2$	$\frac{1}{1+p^2} K(1-K) \delta_0 w^2 B^2$	$\frac{p^2}{1+p^2} K(1-K) \delta_0 w^2 B^2$	$K(1-K) \delta_0 w^2 B^2$	$\left(\frac{2p}{1+p^2} \right)^2 K(1-K) \delta_0 w^2 B^2$
K	$\frac{E_y}{WB} \frac{1+\alpha^2}{(\alpha+p)\alpha} = \frac{E_x}{WB} \frac{1+\alpha^2}{\alpha+p}$	$\frac{E_y}{WB}$	$\frac{E_x}{pWB}$	$\frac{E_y}{WB} = \frac{E_x}{pWB}$	$\frac{E_y}{WB} \frac{1+p^2}{2p^2} = \frac{E_x}{WB} \frac{1+p^2}{2p}$
η	$\frac{(\alpha+p)^2}{1+\alpha^2+K(p^2-\alpha^2)} K(1-K)$	K	$\frac{p^2}{1+Kp^2} K(1-K)$	$\frac{1+p^2}{1-K(1+p^2)} K(1-K)$	$\frac{4p^2}{1+p^2} K(1-K)$
P_m	$\frac{1}{1+p^2} \left(1 - \frac{\alpha^2-p^2}{1+\alpha^2} K \right) \delta_0 w^2 B^2$	$\frac{1}{1+p^2} (1-K) \delta_0 w^2 B^2$	$\frac{1}{1+p^2} (1+Kp^2) \delta_0 w^2 B^2$	$\frac{1}{1+p^2} [1+(p^2-1)K] \delta_0 w^2 B^2$	$\frac{1}{1+p^2} \delta_0 w^2 B^2$
η_m	$\frac{(\alpha^2+p^2)-2\sqrt{(1+\alpha^2)(1+p^2)}-1}{(\alpha-p)^2}$	1	$1-2\frac{\sqrt{1+p^2}-1}{p^2}$	$\frac{1+p^2}{(1+p)^2}$	$\frac{p^2}{1+p^2}$
K_η	$\frac{(1+\alpha^2)-\sqrt{(1+\alpha^2)(1+p^2)}}{\alpha^2-p^2}$	1	$\frac{\sqrt{1+p^2}-1}{p^2}$	$\frac{1}{1+p}$	$\frac{1}{2}$
Θ_e	$\frac{\alpha^2(1-K)^2-2\alpha pK(1-K)+(1+p^2K^2)}{(1+p^2)(1+\alpha^2)} p^2$	$\frac{p^2}{1+p^2} (1-K)^2$	$\frac{1+p^2K^2}{1+p^2} p^2$	$\frac{(1-K)^2+p^2K^2}{1+p^2} p^2$	$\frac{(1+p^2)-4p^2K(1-K)}{(1+p^2)^2} p^2$
E^*	$wB \sqrt{1-2K\alpha \frac{\alpha+p}{1+\alpha^2} + K^2 \frac{(\alpha+p)^2}{1+\alpha^2}}$	$(1-K)wB$	$\sqrt{1+p^2K^2} wB$	$\sqrt{(1-K)^2+p^2K^2} wB$	$\sqrt{\frac{(1+p^2)-4p^2K(1-K)}{1+p^2}} wB$
E_y^*	$\left(1 - \alpha \frac{\alpha+p}{1+\alpha^2} K \right) wB$	$(1-K)wB$	wB	$(1-K)wB$	$\left(1 - \frac{2p^2}{1+p^2} K \right) wB$
E_o^*	$wB \sqrt{\frac{1+p^2}{1+\alpha^2}}$	0	$\sqrt{1+p^2} wB$	pWB	wB
E_k^*	wB	wB	wB	wB	wB

Tabelle 1 -Fortsetzung-

	$j_x = 0$	$\beta = 0 \left(\begin{matrix} \alpha \neq 0 \\ \alpha \neq \infty \end{matrix} \right)$	$\beta \rightarrow \infty \left(\begin{matrix} \alpha \neq 0 \\ \alpha \neq \infty \end{matrix} \right)$
E_x	$\frac{\beta}{1+\alpha\beta} WB$	$\frac{\alpha}{1+\alpha^2} KWB$	$\frac{\beta}{1+\alpha^2} KWB$
E_y	$\frac{\alpha\beta}{1+\alpha\beta} WB$	$\frac{\alpha^2}{1+\alpha^2} KWB$	$\frac{\alpha\beta}{1+\alpha^2} KWB$
j_x	0	$-\frac{\alpha}{1+\alpha^2} K\sigma_0 WB$	$-\frac{\alpha}{1+\alpha^2} K\sigma_0 WB$
j_y	$\frac{1}{1+\alpha\beta} \sigma_0 WB$	$\left(1 - \frac{\alpha^2}{1+\alpha^2} K\right) \sigma_0 WB$	$\frac{1}{1+\alpha^2} K\sigma_0 WB$
P	$\frac{\alpha\beta}{(1+\alpha\beta)^2} \sigma_0 W^2 B^2$	$\frac{\alpha^2}{1+\alpha^2} K(1-K) \sigma_0 W^2 B^2$	$\frac{1}{1+\alpha^2} K(1-K) \sigma_0 W^2 B^2$
K	$\frac{1+\alpha^2}{(1+\alpha\beta)(\alpha+\beta)} \beta$	$\frac{E_y}{WB} \frac{1+\alpha^2}{\alpha^2} = \frac{E_x}{WB} \frac{1+\alpha^2}{\alpha}$	$\frac{E_y}{WB} \frac{1+\alpha^2}{\alpha\beta} = \frac{E_x}{WB} \frac{1+\alpha^2}{\beta}$
η	$\frac{\alpha\beta}{1+\alpha\beta}$	$\frac{\alpha^2}{1+\alpha^2(1-K)} K(1-K)$	$\frac{\beta^2}{(1+\alpha^2)+K\beta^2} K(1-K)$
P_m	$\frac{1}{1+\alpha\beta} \sigma_0 W^2 B^2$	$\left(1 - \frac{\alpha^2}{1+\alpha^2} K\right) \sigma_0 W^2 B^2$	$\frac{1}{1+\alpha^2} K\sigma_0 W^2 B^2$
η_m	—	$\frac{\alpha^2 - 2(\sqrt{1+\alpha^2} - 1)}{\alpha^2}$	1
K_η	—	$\frac{(1+\alpha^2) - \sqrt{1+\alpha^2}}{\alpha^2}$	0
Θ_e	$\frac{\beta^2}{(1+\alpha\beta)^2}$	0	$\frac{\beta^2 K^2}{1+\alpha^2}$
E^*	$\sqrt{\frac{1+\beta^2}{1+\alpha\beta}} WB$	$WB \sqrt{1 - 2K \frac{\alpha^2}{1+\alpha^2} + K^2 \frac{\alpha^2}{1+\alpha^2}}$	$\frac{\beta}{\sqrt{1+\alpha^2}} KWB$
E_y^*	$\frac{1}{1+\alpha\beta} WB$	$\left(1 - \frac{\alpha^2}{1+\alpha^2} K\right) WB$	$-\frac{\alpha\beta}{1+\alpha^2} KWB$
E_0^*	—	$WB \sqrt{\frac{1}{1+\alpha^2}}$	$\frac{\beta}{\sqrt{1+\alpha^2}} WB$
E_k^*	—	WB	WB

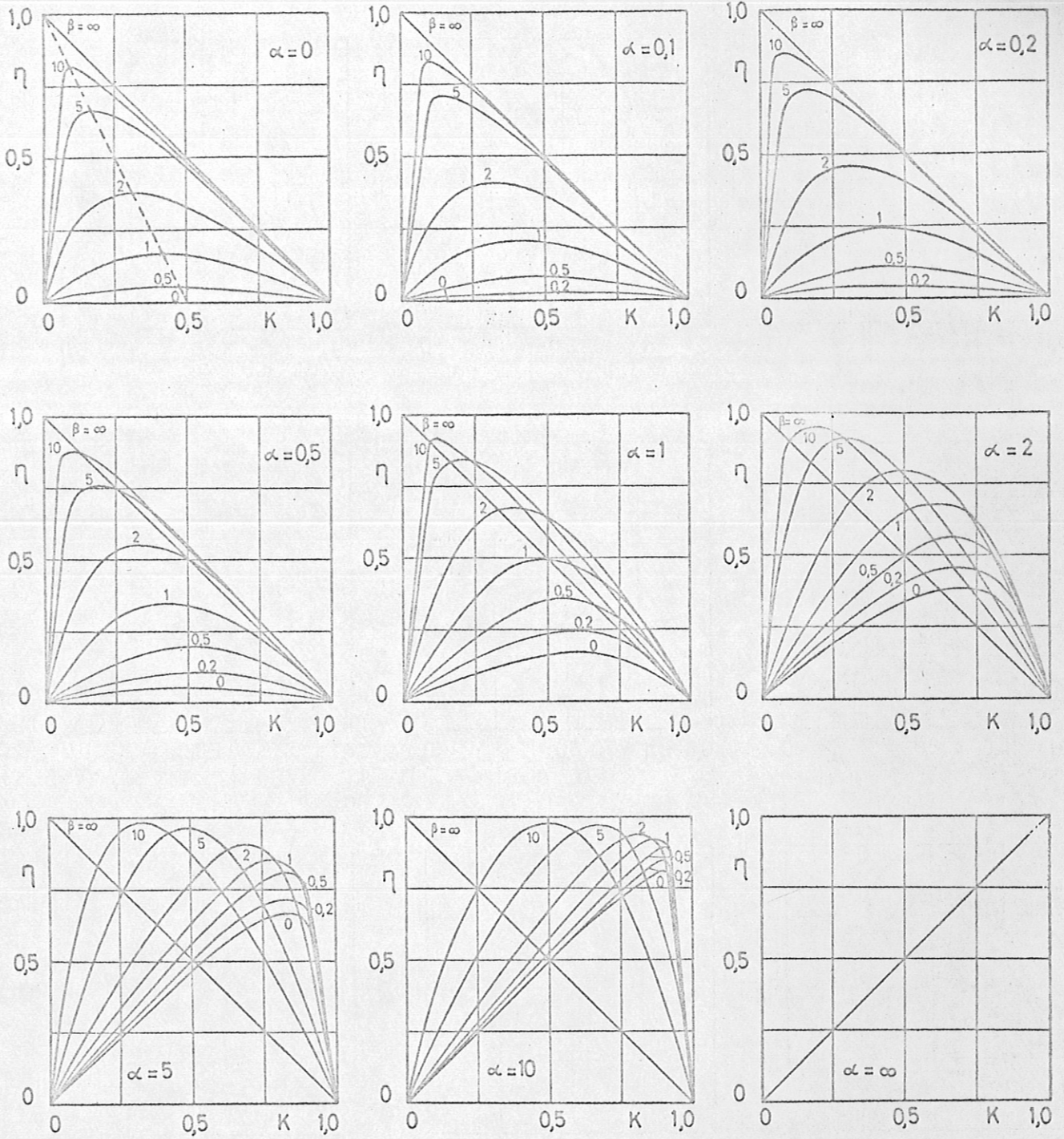
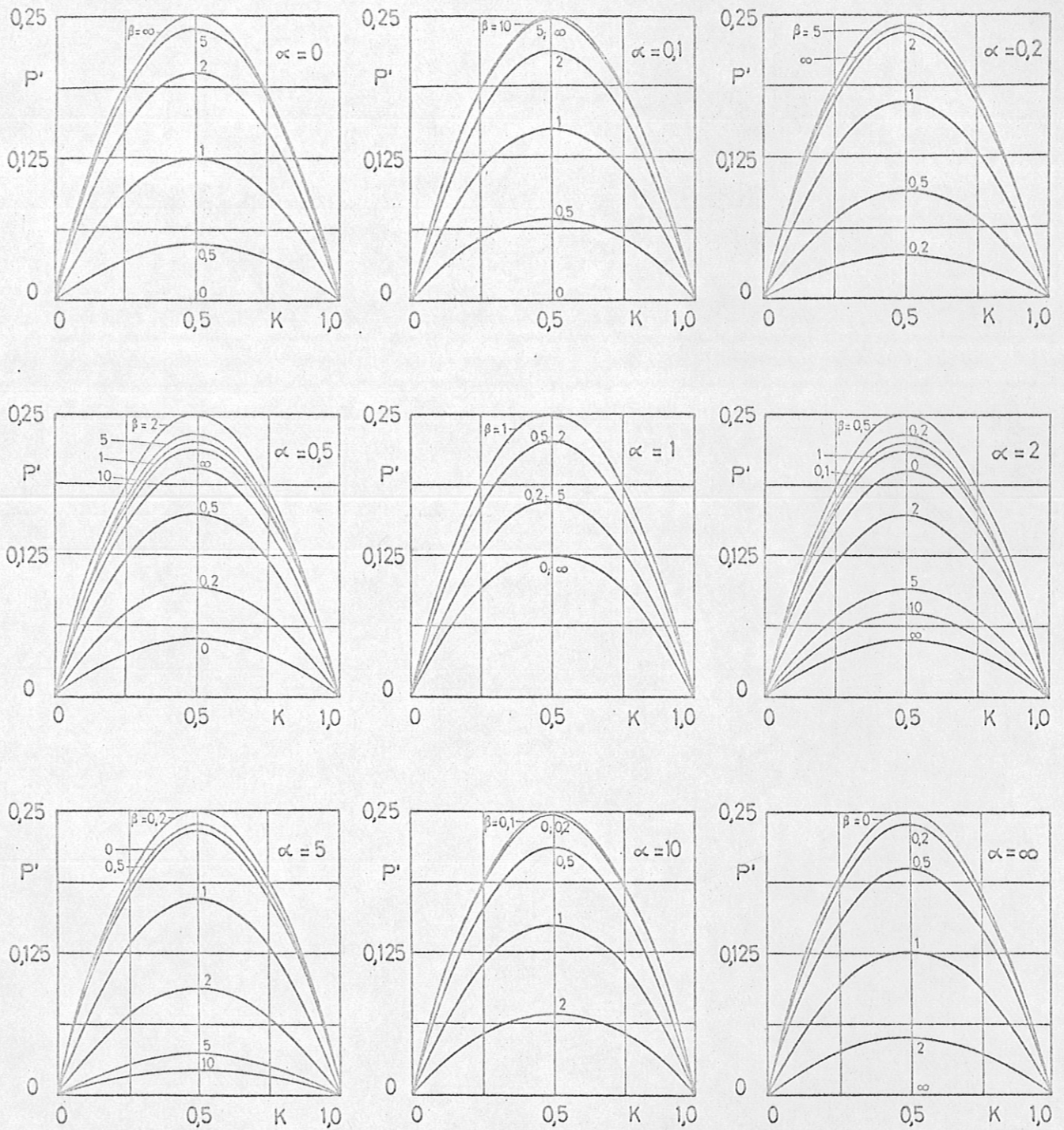


Fig. 7



. Fig. 8

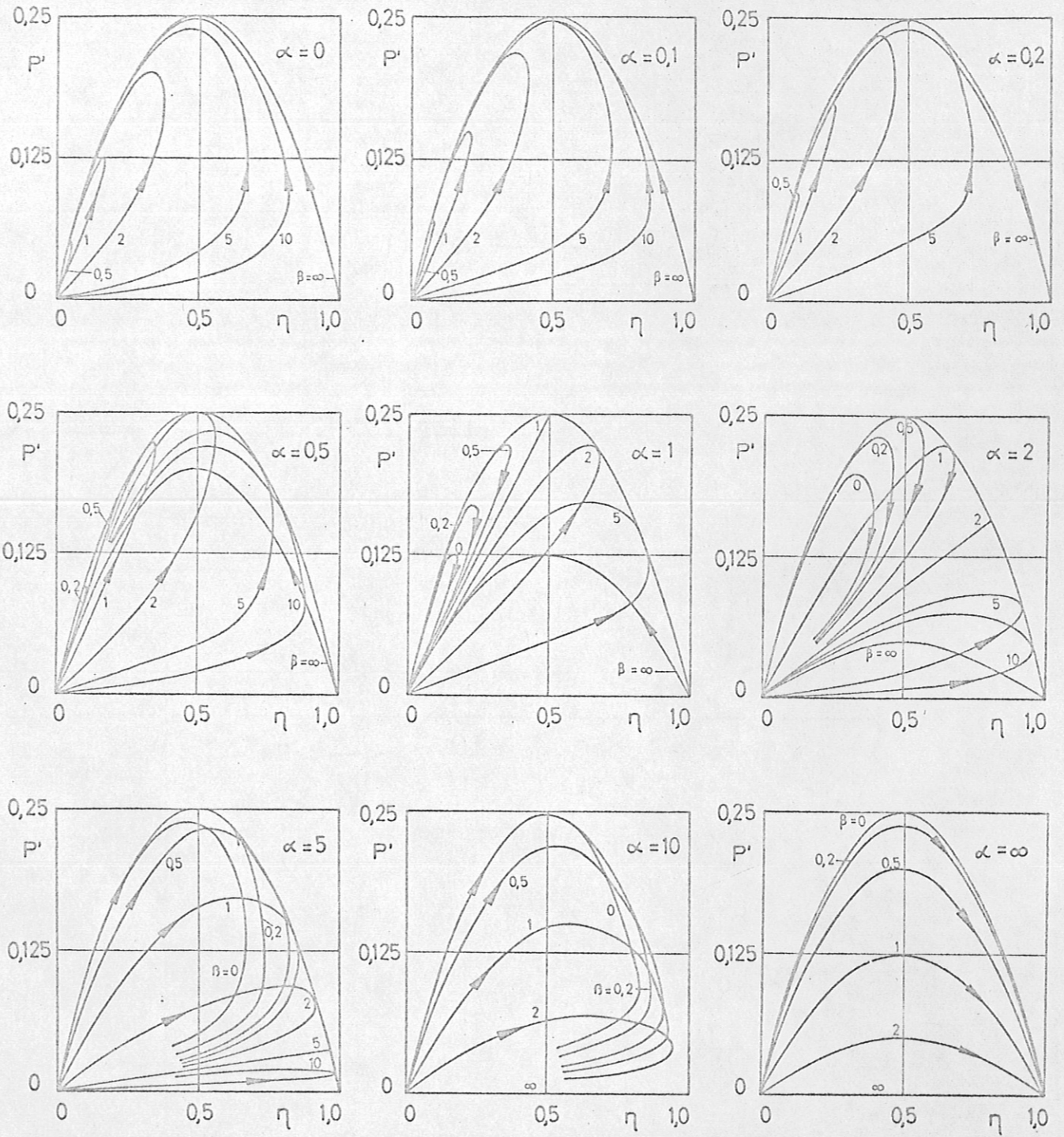


Fig. 9

Aus (5) und (20) ergibt sich :

$$E_y^* = \left(1 - \alpha \frac{\alpha + \beta}{1 + \alpha^2} K\right) wB \quad (29)$$

Die elektrische Stromdichte ist gegeben durch :

$$j = \frac{\delta_o}{\sqrt{1 + \beta^2}} E^* = \sqrt{\frac{1 - 2K\alpha \frac{\alpha + \beta}{1 + \alpha^2} + K^2 \frac{(\alpha + \beta)^2}{1 + \alpha^2}}{1 + \beta^2}} \delta_o wB \quad (30)$$

Generator im Leerlauf (K=1)

In der Tabelle 2 werden die elektrischen Grössen im Generator beim Leerlauf zusammengestellt.

Tabelle 2

	0	→	α	→	∞
E_{x0}	βwB	→	$\frac{\alpha + \beta}{1 + \alpha^2} wB$	↘	0
E_{y0}	0	↗	$\alpha \frac{\alpha + \beta}{1 + \alpha^2} wB$	→	wB
E_o	βwB	→	$\frac{\alpha + \beta}{\sqrt{1 + \alpha^2}} wB$	→	wB
E_o^*	$(1 + \beta^2) wB$	↘	$\frac{\sqrt{1 + \beta^2}}{\sqrt{1 + \alpha^2}} wB$	↘	0
E_y^*	wB	↘	$\frac{1 - \alpha\beta}{1 + \alpha^2} wB$	→	0
j_o	$\delta_o wB$	↘	$\frac{1}{\sqrt{1 + \alpha^2}} \delta_o wB$	↘	0
j_{x0}	0	↘	$-\frac{\alpha}{1 + \alpha^2} \delta_o wB$	↗	0
j_{y0}	$\delta_o wB$	↘	$\frac{1}{1 + \alpha^2} \delta_o wB$	↘	0

Es ist bemerkenswert, dass die Stromdichte im Leerlauf vom

β -Parameter unabhängig ist und nur durch α bestimmt wird. Die x-Komponente des \vec{j} -Vektors fließt in negativer Richtung - physikalisch bedeutet dies, dass die Leistungsdichte, die in y-Richtung erzeugt wird, in der x-Richtung in Joule'sche Wärme umgewandelt wird.

Aus der Tabelle 2 folgt:

$$\frac{j_{x0}}{j_{y0}} = -\alpha \quad \text{und} \quad \frac{E_{y0}}{E_{x0}} = \alpha,$$

das gibt

$$j_{x0} \cdot E_{x0} = -j_{y0} \cdot E_{y0}$$

Nach Tabelle 2 gilt ausserdem:

$$E_{y0} = \delta wB \quad (31)$$

wobei

$$\delta = \alpha \frac{\alpha + \beta}{1 + \alpha^2} \quad (32)$$

und

$$E_{y0}^* = (1 - \delta)wB \quad \text{sind.} \quad (33)$$

Der \vec{E}_{y0} -Vektor kann auch die Werte < 0 (bei $\delta > 1$) annehmen, was bedeutet, dass $E_{y0} > wB$ (s. Tabelle 3)

Tabelle 3

α	δ	E_{y0}	E_{y0}^*
$< 1/\beta$	< 1	$< wB$	> 0
$= 1/\beta$	$= 1$	$= wB$	$= 0$
$> 1/\beta$	> 1	$> wB$	< 0

In der Fig. 10 ist $\delta(\alpha, \beta)$ gezeichnet.

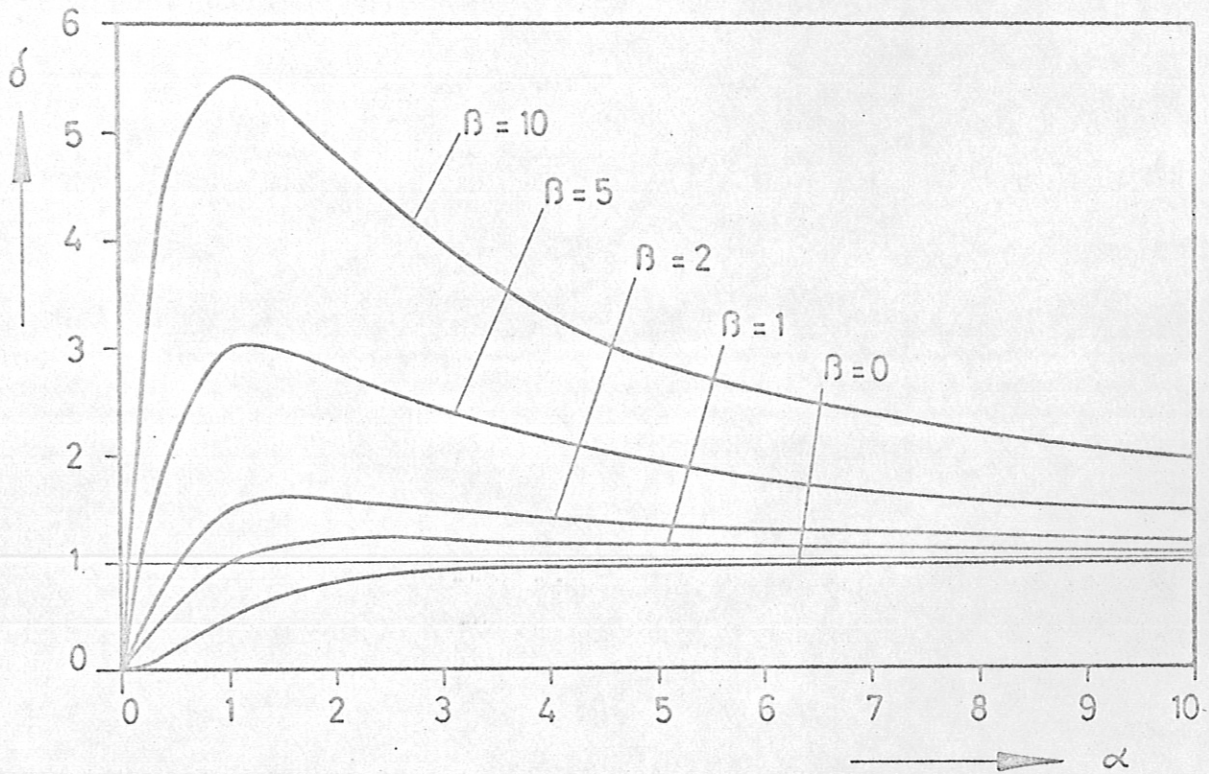


Fig. 10

Der Verlauf der Funktion zeigt, dass bei $\alpha \nearrow \infty$, $\delta \rightarrow 1$.
 Die Funktion erreicht einen Maximalwert δ_{\max} für α_m .

$$\alpha_m = \frac{1 + \sqrt{1 + \beta^2}}{\beta} \quad (34)$$

wenn $\beta \nearrow \infty$, dann $\alpha_m \searrow 1$

$$\delta_{\max} = \frac{(1 + \beta^2) + \frac{2 + \beta^2}{2} \sqrt{1 + \beta^2}}{(1 + \beta^2) + \sqrt{1 + \beta^2}} \quad (35)$$

wenn $\beta \nearrow \infty$, dann $\delta_{\max} \nearrow \beta/2$.

Generator beim Kurzschluss (K=0)

Aus (28) ergibt sich:

$$E_k^* = wB \quad (36)$$

wobei

$$E_k^* = E_{yk}^* \quad (37)$$

$$E_{xk} = E_{yk} = E_k = 0 \quad (38)$$

Aus (23) und (24) folgt:

$$j_{xk} = \frac{\beta}{1+\beta^2} \sigma_o wB \quad (39)$$

$$j_{yk} = \frac{1}{1+\beta^2} \sigma_o wB \quad (40)$$

$$j_k = \frac{1}{\sqrt{1+\beta^2}} \sigma_o wB \quad (41)$$

Es ist bemerkenswert, dass die Stromdichte bei Kurzschluss vom Parameter α unabhängig ist und nur durch β bestimmt wird.

4.2.3. Die Leistungsdichte

Bremsleistungsdichte

Die Bremsleistungsdichte P_m wird als Produkt von Geschwindigkeit und Lorentzkraft bestimmt

$$P_m = \vec{j}(\vec{w} \times \vec{B}) = - \vec{w}(\vec{j} \times \vec{B}) = j_y wB \quad (42)$$

Mit (24)

$$P_m = \frac{1}{1+\beta^2} \left(1 - \frac{\alpha^2 - \beta^2}{1+\alpha^2} K\right) \sigma_o w^2 B^2 \quad (43)$$

Die Beziehung zwischen Bremsleistungsdichte, elektrischer Leistungsdichte und Joule'sche Wärme kann man aus dem Ohmschen Gesetz durch skalare Multiplikation mit \vec{j} ableiten.

$$\vec{j} = \sigma_o (\vec{E} + \vec{w} \times \vec{B}) - \frac{\beta}{B} \vec{j} \times \vec{B} \quad | \cdot \vec{j} \quad (44)$$

$$- \vec{w}(\vec{j} \times \vec{B}) = - \vec{j} \cdot \vec{E} + \frac{j^2}{\sigma_o} \quad (45)$$

oder

$$P_m = P + Q \quad (46)$$

In Fig. 11, 12, 13 werden beispielsweise die Funktionen $P_m(K)$, $P(K)$, $Q(K)$ und $\eta(K)$ für verschiedene Parameter α und β gezeigt. Die Leistungsdichten werden in normierten Werten ausgedrückt.

$$P' = \frac{P}{\sigma_w^2 B^2}; \quad P'_m = \frac{P_m}{\sigma_w^2 B^2}; \quad Q' = \frac{Q}{\sigma_w^2 B^2} \quad (47)$$

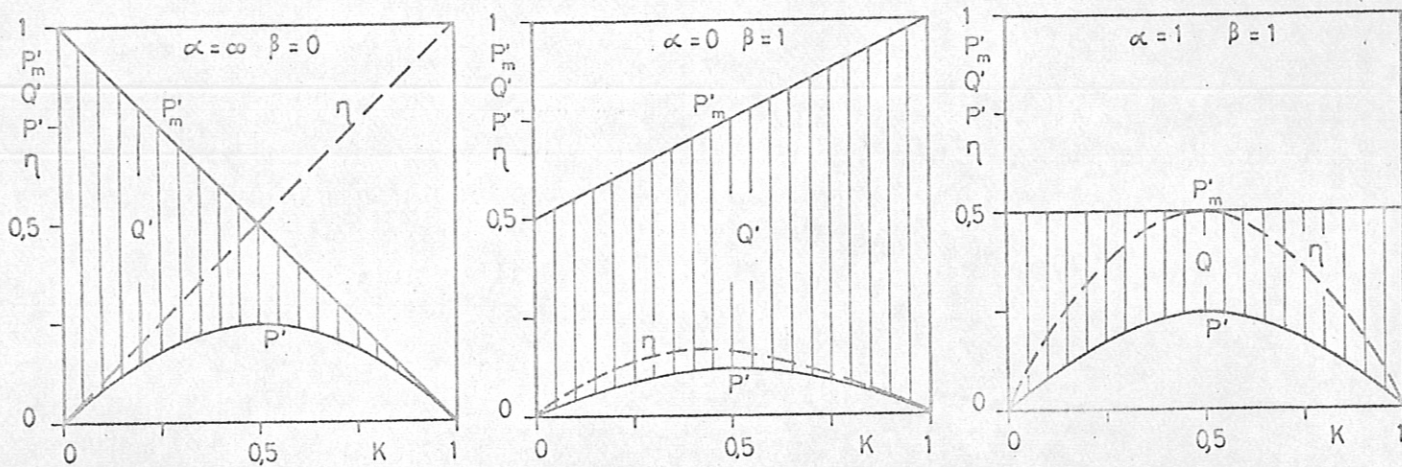


Fig. 11, 12, 13

In Fig. 14 wurde ein Nomogramm konstruiert, das zur Bestimmung von $P'_m(K)$ bei verschiedenen Werten von α und β dient.

Die Strecken, die von Punkt C ($\alpha=0$) ausgehen, entsprechen dem Typ C-Generator; von Punkt A ($\alpha=\infty$) - dem Typ A-Generator.

Aus Fig. 14

für

$\alpha < \beta$	$P_m \searrow$	wenn $K \nearrow$
$\alpha > \beta$	$P_m \nearrow$	wenn $K \nearrow$
$\alpha = \beta$	$P_m = \text{const}$	wenn $K \nearrow$

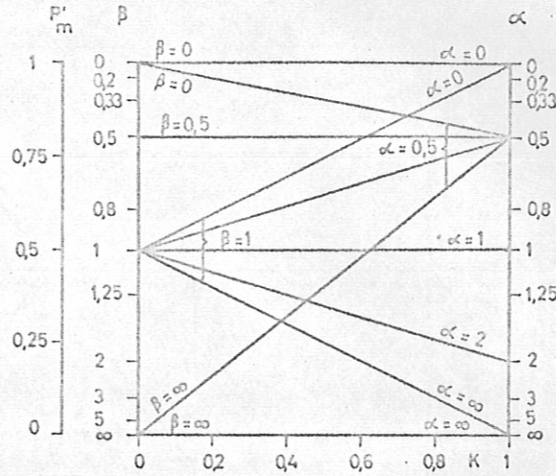


Fig. 14

Elektrische Leistungsdichte

Elektrische Leistungsdichte

$$P = \zeta \cdot K(1-K) \sigma_0^2 w^2 B^2 \quad (48)$$

aus (26)

$$\zeta = \frac{(\alpha + \beta)^2}{(1 + \beta^2)(1 + \alpha^2)} \quad (49)$$

Der Verlauf $\zeta(\alpha, \beta)$ wird in Fig. 15 gezeigt

$$\zeta_{\max} = 1 \quad \text{für } \alpha = 1/\beta$$

Die Gleichung (49) ist symmetrisch hinsichtlich α und β . Der Verlauf der Kurven $\zeta(\alpha)$ bei $\beta = \text{const.}$ ist identisch mit dem Verlauf $\zeta(\beta)$ bei $\alpha = \text{const.}$

In Fig. 8 wurden die Funktionen $P'(K)$ bei verschiedenen α und β gezeichnet.

$$P' = \zeta K(1-K) \quad (50)$$

Die Kurven $P'(K)$ sind Parabeln mit Maximalwerten bei $K=0,5$.

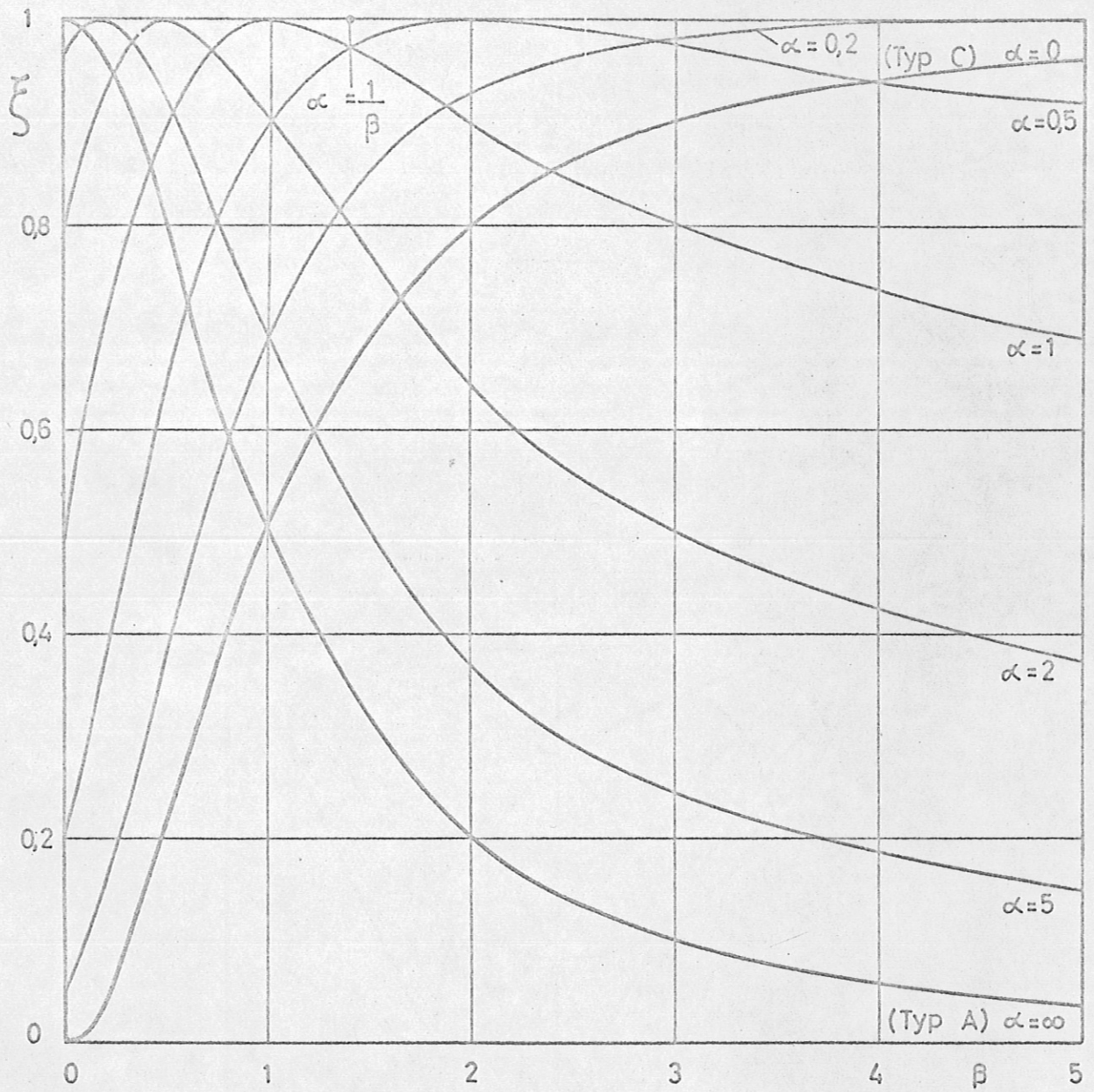


Fig. 15

4.2.4. Der Wirkungsgrad

In Fig. 7 werden die Kurven $\eta(K, \alpha, \beta)$ gezeichnet. Besonders interessant ist der Übergang von der Charakteristik $\eta(K, \beta)$ für den Typ C-Generator ($\alpha=0$) zur Charakteristik $\eta(K, \beta)$ des Typ A-Generators ($\alpha=\infty$).

Aus (27) bestimmt man den maximalen Wirkungsgrad

$$\eta_m = K_\eta (1 - K_\eta) \frac{(\alpha + \beta)^2}{\sqrt{(1 + \alpha^2)(1 + \beta^2)}} \quad (51)$$

Der Leistungsfaktor K_η , bei dem der maximale Wirkungsgrad erreicht wird, ist:

$$K_\eta = \frac{(1 + \alpha^2) - \sqrt{(1 + \alpha^2)(1 + \beta^2)}}{\alpha^2 - \beta^2} \quad (52)$$

In Fig. 16 wird ein Diagramm zum Bestimmen η_m und K_η bei verschiedenen α und β gezeigt.

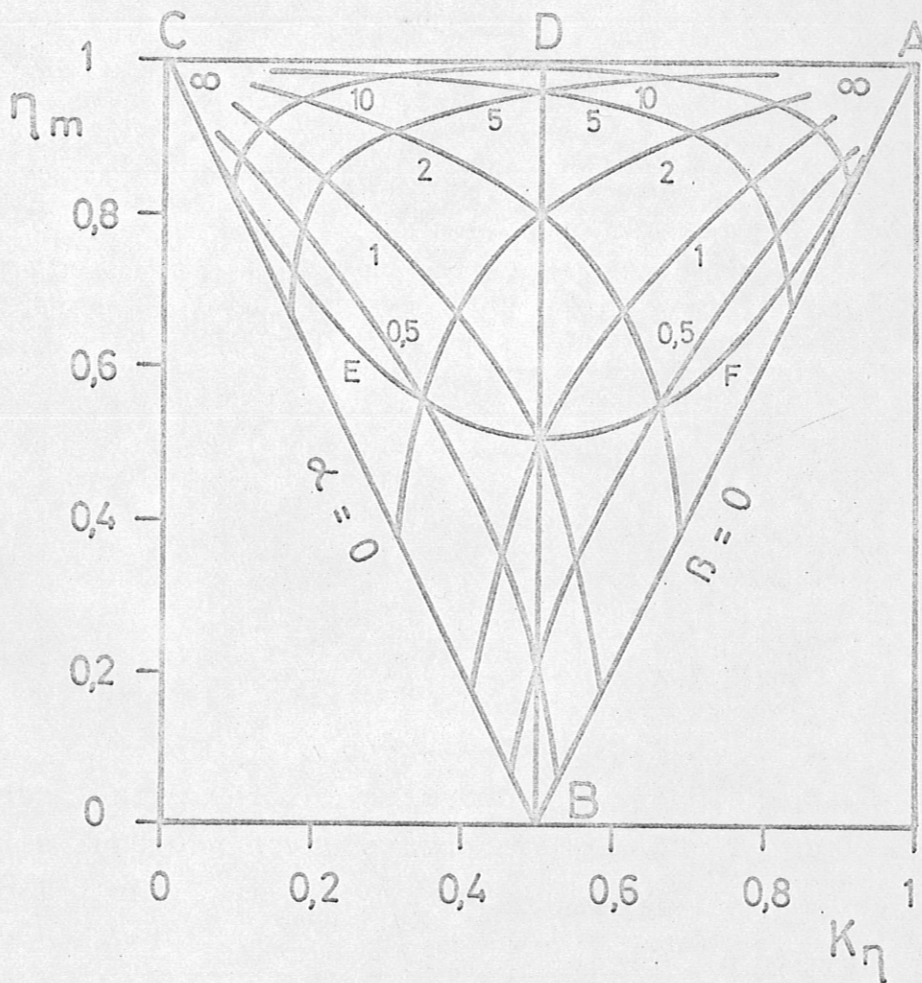


Fig. 16

Die Strecke CB entspricht dem Typ C-Generator, Punkt A dem Typ A-Generator. Dem Fall $\alpha=\beta$ entspricht die Strecke DB und $\alpha=1/\beta$ der Parabel EF.

4.2.5. Erhöhung der Elektronentemperatur

Die Möglichkeit der Erhöhung der Plasmaleitfähigkeit durch Erhöhung der Elektronentemperatur wurde in [3], [6], [7] analysiert. Weiter wurde für ein einatomiges Gas die Elektronentemperaturerhöhung für verschiedene Generatortypen abgeleitet.

$$\bar{j} \cdot \bar{E}^* = n_e \cdot v_e \cdot 2 \frac{m_e}{m_0} \frac{3}{2} K(T_e - T) \quad (53)$$

$$\bar{j} \cdot \bar{E}^* = f_1(K, \alpha, \beta) \cdot \check{\sigma}_0 w^2 B^2$$

wobei

$$\check{\sigma}_0 = \frac{n_e \cdot e^2}{m_e} \cdot \tau_e$$

und

$$w^2 = M^2 \gamma_g KT/m_0$$

$$\frac{T_e - T}{T} = f_1(K, \alpha, \beta) \cdot \left(\frac{eB}{m_e}\right)^2 \tau_e^2 \cdot \frac{\gamma_g}{3} M^2 \quad (54)$$

$$\frac{eB}{m_e} \cdot \tau_e = \omega_e \cdot \tau_e = \beta$$

$$\gamma_g = 5/3$$

$$\frac{T_e - T}{T} = f_1(K, \alpha, \beta) \beta^2 \cdot \frac{5}{9} M^2 \quad (55)$$

Es ist günstig, einen Parameter Θ_e einzuführen, der als Mass für die Erhöhung der Elektronentemperatur T_e über die Gastemperatur T dient:

$$\Theta_e = \frac{9}{5M^2} \cdot \frac{T_e - T}{T} \quad (56)$$

Aus (55) folgt

$$\Theta_e = f_1(K, \alpha, \beta) \cdot \beta^2 = \frac{\bar{j} \cdot \bar{E}^*}{\check{\sigma}_0 w^2 B^2} \beta^2 \quad (57)$$

mit (5), (19), (20), (23) und (24) ist

$$\theta_e = \frac{\alpha^2(1-K)^2 - 2\alpha\beta K(1-K) + (1+\beta^2 K^2)}{(1+\beta^2)(1+\alpha^2)} \beta^2 \quad (58)$$

für $K = 0$ $\theta_e = \frac{\beta^2}{1+\beta^2}$ (59)

$K = 1$ $\theta_e = \frac{\beta^2}{1+\alpha^2}$ (60)

4.3. Typ I-Generator mit $\alpha < 0$

Die Gleichungen für den Fall $\alpha < 0$ kann man auf dieselbe Weise wie für den Fall $\alpha > 0$ ableiten. Die Gleichungen sind dieselben, nur statt " α " muss man " $-\alpha$ " einsetzen. Die Gleichungen für spezielle Fälle $\alpha = 1/\beta$ und $\alpha = \beta$ werden in der Tabelle 4 zusammengestellt.

4.3.1. Die elektrische Leistungsdichte

Nach (25) ist die nach aussen abgegebene Leistung pro Volumeneinheit

$$P = j_x \cdot E_x + j_y \cdot E_y$$

für $\alpha > 0$ $\left. \begin{array}{l} j_x \cdot E_x > 0 \\ j_y \cdot E_y > 0 \end{array} \right\} P = j_x \cdot E_x + j_y \cdot E_y$

für $\alpha < 0$ $\left. \begin{array}{l} |\alpha| < \beta \quad j_x \cdot E_x > 0 \\ j_y \cdot E_y < 0 \end{array} \right\} P = j_x \cdot E_x - j_y \cdot E_y$

$\left. \begin{array}{l} |\alpha| = \beta \quad j_x \cdot E_x = 0 \\ j_y \cdot E_y = 0 \end{array} \right\} P = 0$

Tabelle 4

	$ \alpha = 1/\beta$	$ \alpha = \beta$
E_x	$\frac{\beta^2-1}{\beta^2+1} \beta K w B$	0
E_y	$-\frac{\beta^2-1}{\beta^2+1} K w B$	0
j_x	$\frac{\beta}{1+\beta^2} \sigma_0 w B$	$\frac{\beta}{1+\beta^2} \sigma_0 w B$
j_y	$\frac{1}{1+\beta^2} [1+(\beta^2-1)K] \sigma_0 w B$	$\frac{1}{1+\beta^2} \sigma_0 w B$
P	$\left(\frac{\beta^2-1}{\beta^2+1}\right)^2 K(1-K) \sigma_0 w^2 B^2$	0
K	$-\frac{E_y}{w B} \cdot \frac{\beta^2+1}{\beta^2-1} = \frac{E_x}{w B} \cdot \frac{\beta^2+1}{\beta(\beta^2-1)}$	—
η	$\frac{(\beta^2-1)^2}{(\beta^2+1)[1+K(\beta^2-1)]} K(1-K)$	0
P_m	$\frac{1}{1+\beta^2} [1+(\beta^2-1)K] \sigma_0 w^2 B^2$	$\frac{1}{1+\beta^2} \sigma_0 w^2 B^2$
η_m	$\frac{(1-\beta)^2}{1+\beta^2}$	0
K_η	$\frac{1}{1+\beta}$	—
Θ_e	$\frac{[(1-K)^2 - K^2 \beta^2](1-\beta^2) + 2\beta^2}{(1+\beta^2)^2} \beta^2$	$\frac{\beta^2}{1+\beta^2}$
E^*	$w B \sqrt{\frac{[(1-K) + K\beta^2]^2 + \beta^2}{1+\beta^2}}$	$w B$
E_y^*	$\left(1 + \frac{\beta^2-1}{\beta^2+1} K\right) w B$	$w B$
E_0^*	$\beta w B$	$w B$
E_k^*	$w B$	$w B$

$$\left. \begin{array}{l} |\alpha| > \beta \\ j_x \cdot E_x < 0 \\ j_y \cdot E_y > 0 \end{array} \right\} P = -j_x \cdot E_x + j_y \cdot E_y$$

daher

$$P_{\alpha > 0} \geq P_{\alpha < 0}$$

Fig. 17 zeigt, dass die maximale Leistungsdichte im Typ I-Generator bei $\alpha > 0$ und für $\alpha = 1/\beta$ erzeugt wird. Für $\alpha < 0$ nimmt die Leistungsdichte zunächst mit zunehmendem $|\alpha|$ ab, erreicht ein Minimum ($P'=0$) für $\alpha = -\beta$, um sich später asymptotisch dem Wert $1/(1+\beta^2)$ zu nähern.

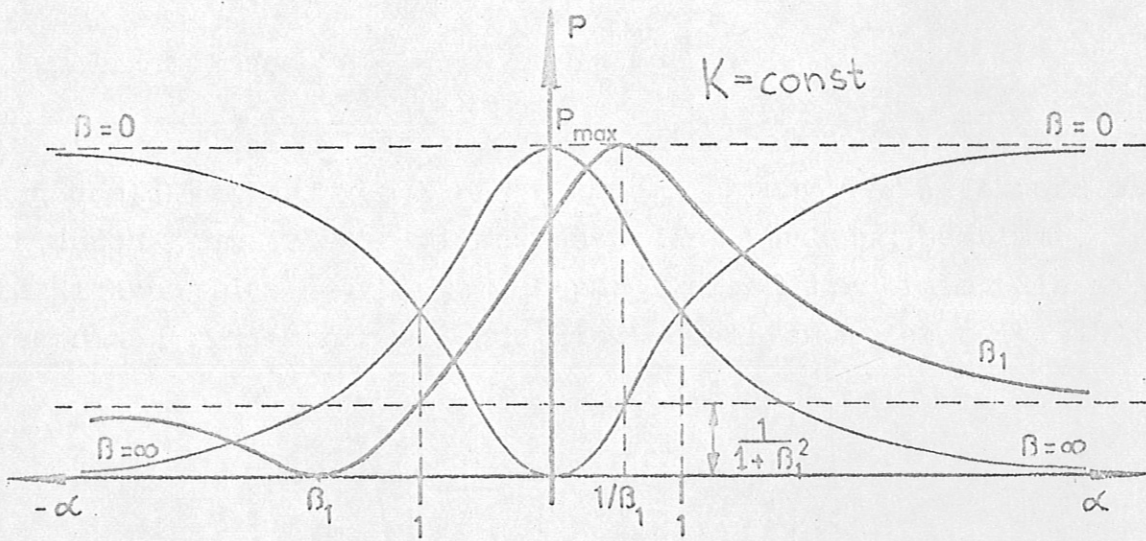


Fig. 17

4.3.2. Die Erhöhung der Elektronentemperatur

Im Vergleich zum Fall $\alpha > 0$ können die Elektronen bei $\alpha < 0$ höhere Temperaturen erreichen.

Der Faktor θ_e nimmt um $\Delta\theta_e$ zu

$$\Delta \theta_e = \theta_e \Big|_{\alpha < 0} - \theta_e \Big|_{\alpha > 0} = \frac{4|\alpha|\beta^3}{(1+\beta^2)(1+\alpha^2)} K(1-K) \quad (61)$$

für $K = 0,5$ $\Delta \theta_e = \Delta \theta_{e \max}$

$$\Delta \theta_{\max} = |\alpha| \frac{\beta^3}{(1+\beta^2)(1+\alpha^2)} \quad (62)$$

$\Delta \theta_e = 0$ für $\alpha = 0; \alpha = \infty; \beta = 0; K = 0; K = 1$

für $|\alpha| = 1/\beta$ bei $K = 0,5$ $\Delta \theta_{\max} = \frac{\beta^4}{(1+\beta^2)^2} \quad (63)$

5. MHD Generator - Typ II

5.1. Allgemeines

Als fundamentale Eigenschaft gilt die Unabhängigkeit der Richtung des \vec{j} -Vektors von K und β . Die Richtung des \vec{j} -Vektors ist nur durch geometrische Dimensionen der Anordnung bestimmt. Die Richtung des \vec{j} -Vektors ist parallel zu der Linie, die zwei elektrisch zusammenarbeitende Elektroden verbindet (Fig. 18).

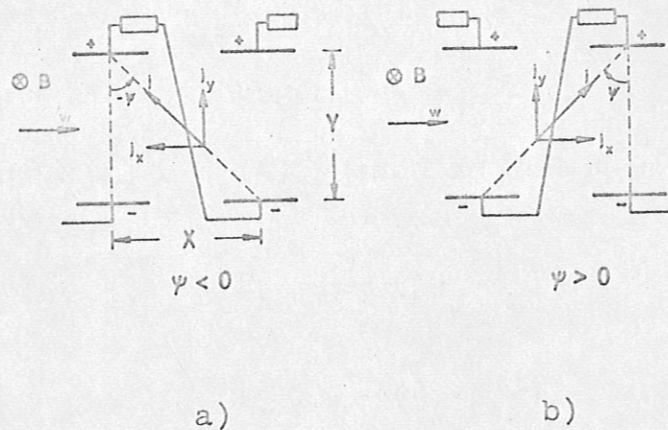


Fig. 18

Aus Fig. 18 $\operatorname{tg} \psi = \frac{x}{Y} = \gamma$ (64)

aus Fig. 18a $\operatorname{tg} \psi = \frac{-j_x}{j_y} = -\gamma$ (65)

aus Fig. 18b $\operatorname{tg} \psi = \frac{j_x}{j_y} = \gamma$ (66)

$$j_x = \gamma \cdot j_y \quad (67)$$

Der Typ B-Generator (Fig. 1) kann als spezieller Fall des Typ II-Generators und zwar für $\gamma = 0$ betrachtet werden (Fig. 19)

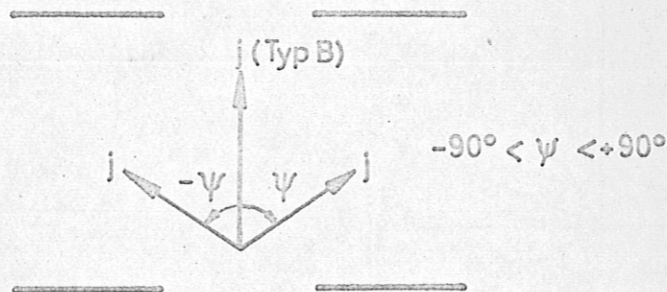


Fig. 19

5.2. Fundamentale Beziehungen

Die Gleichungen (3) und (4) müssen zu der Form $E_y^*(j_x, j_y)$, $E_x(j_x, j_y)$ umgeformt werden.

$$E_x = \frac{1}{\sigma_0} (\beta j_y - j_x) \quad (68)$$

$$E_y^* = \frac{1}{\sigma_0} (j_y + \beta j_x) \quad (69)$$

mit (67)

$$E_x = \frac{1}{\sigma_0} (\beta - \gamma) j_y \quad (70)$$

$$E_y^* = \frac{1}{\sigma_0} (1 + \gamma \beta) j_y \quad (71)$$

Für Leerlauf ($K=1$), $\bar{j}=0$ und $E_{y0}^*=0$ (72)

Der Kurzschluss ($K=0$) des Typ III-Generators entspricht genau dem Leerlauf ($K=1$) des Typ I-Generators.

Dann (Tabelle 2)

$$E_{y0}^* = \frac{1-\alpha\beta}{1+\alpha^2} wB \quad (73)$$

Bei Kurzschluss $P = -\bar{j} \cdot \bar{E} = 0$ und $\angle(\bar{E}, \bar{j}) = 90^\circ$

Aus Fig. 20

$$\bar{\phi} = \psi \text{ und } \alpha = -\gamma$$

Die Gleichung (73) formt sich um

$$E_{yk}^* = \frac{1+\gamma\beta}{1+\gamma^2} wB \quad (74)$$

und allgemein

$$E_y^* = \frac{(1+\gamma\beta)}{1+\gamma^2} (1-K) wB \quad (75)$$

Aus (71) und (75)

$$j_y = \frac{1}{1+\gamma^2} (1-K) \beta_0 wB \quad (76)$$

aus (67) und (76)

$$j_x = \frac{\gamma}{1+\gamma^2} (1-K) \beta_0 wB \quad (77)$$

aus (70) und (76)

$$E_x = \frac{\beta-\gamma}{1+\gamma^2} (1-K) wB \quad (78)$$

aus (75) und (78)

$$E^* = \sqrt{\frac{1+\beta^2}{1+\gamma^2}} (1-K) wB \quad (79)$$

aus (5) und (75)

$$E_y = \left[1 - (1-K) \frac{1+\gamma\beta}{1+\gamma^2} \right] wB \quad (80)$$

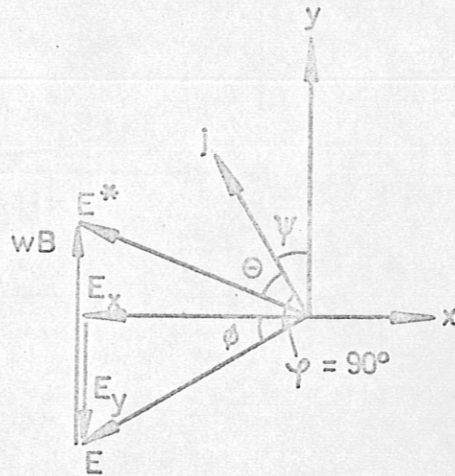


Fig. 20

aus (78)

$$K = 1 - \frac{E_X}{WB} \frac{1+\gamma^2}{\beta-\gamma} \quad (81)$$

oder aus (80)

$$K = 1 - \left(1 - \frac{E_Y}{WB}\right) \frac{1+\gamma^2}{1+\gamma\beta} \quad (82)$$

Leistungsdichte aus (76), (77), (78), (80) - Fig. 21

$$P = \frac{1}{1+\gamma^2} K(1-K) \zeta_o^2 \omega^2 B^2 \quad (83)$$

Bremsleistungsdichte
aus (42), (76)

$$P_m = \frac{1}{1+\gamma^2} (1-K) \zeta_o^2 \omega^2 B^2 \quad (84)$$

Wirkungsgrad aus (27),
(83) und (84)

$$\eta = K \quad (85)$$

aus (57), (75), (76),
(77) und (78)

$$\theta_e = \frac{1}{1+\gamma^2} (1-K)^2 \beta^2 \quad (86)$$

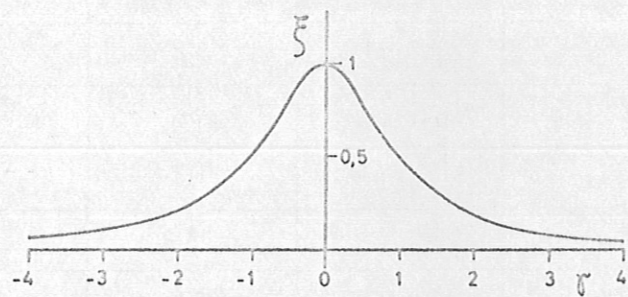


Fig. 21

In allen Gleichungen kann der Parameter γ sowohl positive als negative Werte annehmen.

In der Tabelle 5 wurden die allgemeinen Gleichungen für den Typ II-Generator zusammengestellt und für einige spezielle Werte von γ berechnet.

In Fig. 22 wurde $P'(K)$, $P'_m(K)$, $Q(K)$ und $\eta(K)$ bei $\gamma = 0$ gezeichnet, in Fig. 23 $P'(K)$ für verschiedene Werte von γ .

Tabelle 5

		$\gamma=0$	$\gamma \rightarrow \pm \infty$	$\gamma = \beta$	$\beta = -1/\gamma$
E_x	$\frac{\beta - \gamma}{1 + \gamma^2} (1-K) wB$	$\beta(1-K)wB$	$\rightarrow \mp 0$	0	$\beta(1-K)wB$
E_y	$\left[1 - (1-K) \frac{1 + \gamma\beta}{1 + \gamma^2}\right] wB$	KwB	$\rightarrow wB$	KwB	wB
\dot{j}_x	$\frac{\gamma}{1 + \gamma^2} (1-K) \zeta_0 wB$	0	$\rightarrow \pm 0$	$\frac{\beta}{1 + \beta^2} (1-K) \zeta_0 wB$	$-\frac{\beta}{1 + \beta^2} (1-K) \zeta_0 wB$
\dot{j}_y	$\frac{1}{1 + \gamma^2} (1-K) \zeta_0 wB$	$(1-K) \zeta_0 wB$	$\rightarrow +0$	$\frac{1}{1 + \beta^2} (1-K) \zeta_0 wB$	$\frac{\beta^2}{1 + \beta^2} (1-K) \zeta_0 wB$
P	$\frac{1}{1 + \gamma^2} K(1-K) \zeta_0 w^2 B^2$	$K(1-K) \zeta_0 w^2 B^2$	$\rightarrow +0$	$\frac{1}{1 + \beta^2} K(1-K) \zeta_0 w^2 B^2$	$\frac{\beta^2}{1 + \beta^2} K(1-K) \zeta_0 w^2 B^2$
K	$1 - \frac{E_x}{wB} \frac{1 + \gamma^2}{\beta - \gamma} = 1 - \left(1 - \frac{E_y}{wB}\right) \frac{1 + \gamma^2}{1 + \gamma\beta}$	$1 - \frac{E_x}{\beta wB} - \frac{E_y}{wB}$	$1 + \frac{E_x}{wB} \gamma = 1 - \left(1 - \frac{E_y}{wB}\right) \frac{\gamma}{\beta}$	$\frac{E_y}{wB}$	$1 - \frac{E_x}{\beta wB}$
η	K	K	K	K	K
P_m	$\frac{1}{1 + \gamma^2} (1-K) \zeta_0 w^2 B^2$	$(1-K) \zeta_0 w^2 B^2$	$\rightarrow +0$	$\frac{1}{1 + \beta^2} (1-K) \zeta_0 w^2 B^2$	$\frac{\beta^2}{1 + \beta^2} (1-K) \zeta_0 w^2 B^2$
η_m	1	1	1	1	1
K_η	1	1	1	1	1
Θ_e	$\frac{1}{1 + \gamma^2} (1-K)^2 \beta^2$	$\beta^2 (1-K)^2$	$\rightarrow +0$	$\frac{\beta^2}{1 + \beta^2} (1-K)^2$	$\frac{\beta^4}{1 + \beta^2} (1-K)^2$
E^*	$\sqrt{\frac{1 + \beta^2}{1 + \gamma^2}} (1-K) wB$	$\sqrt{1 + \beta^2} (1-K) wB$	$\rightarrow +0$	$(1-K) wB$	$\beta(1-K) wB$
E_y^*	$\frac{1 + \gamma\beta}{1 + \gamma^2} (1-K) wB$	$(1-K) wB$	$\rightarrow +0$	$(1-K) wB$	0
E_0^*	0	0	0	0	0
E_K^*	$\sqrt{\frac{1 + \beta^2}{1 + \gamma^2}} wB$	$\sqrt{1 + \beta^2} wB$	$\rightarrow +0$	wB	βwB

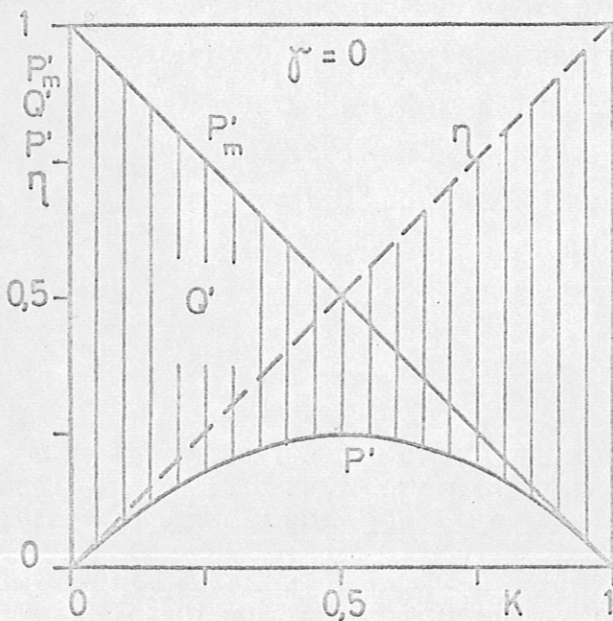


Fig. 22

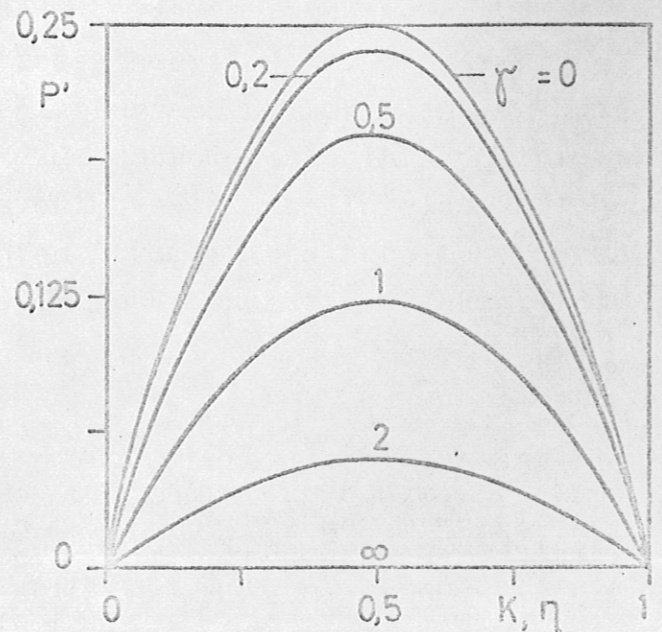


Fig. 23

6. Diskussion und Schlussbemerkungen

Die in der Literatur [2] beschriebenen und experimentell arbeitenden MHD-Generatoren in 3 verschiedenen Konfigurationen sind nicht zur praktischen Arbeit geeignet.

Der MHD-Generator mit kontinuierlichen Elektroden (Typ A) hat nur dann gute elektrische Eigenschaften, wenn für den Hallparameter $\beta \ll 1$ gilt. Für den Hall-Generator (Typ C) muss umgekehrt $\beta \gg 1$ sein.

Die Leistungsdichte im Typ A-Generator ist wesentlich reduziert, da der praktische Wert von β im Bereich 1 ... 3 liegt *).

Im Typ C-Generator ist nicht nur die Leistungsdichte sondern auch der Wirkungsgrad geringer.

Der Generator mit geteilten Elektroden (Typ B), arbeitet bei beliebigem β mit maximalen Werten für Leistungsdichte und Wirkungsgrad. Doch für praktische Zwecke ist er nur schwierig anwendbar, da für jedes Paar der Elektroden ein getrennter Stromkreis benutzt werden muss.

Die durchgeführte Analyse des Typ I-Generators ermöglicht die Generatorparameter für optimale Arbeitsbedingungen zu finden. Um die höchste mögliche Leistungsdichte zu erreichen, braucht man $\alpha = 1/\beta$ auszuwählen (Fig. 24). Doch für kleine Werte von β kann $\alpha > 1$ sein. In diesem Falle würde die elektrische Verbindung der positiven Elektrode mit der negativen Elektrode des Nachbarerlektrodenpaares zu grösseren Elektrodendimensionen führen. Das ist im Widerspruch mit den Voraussetzungen, unter denen diese Theorie abgeleitet wurde. Grössere Dimensionen der Elektroden verursachen Störungen der Homogenität des elektrischen Feldes und der Stromdichte in Randgebieten, was zu zusätzlichen Leistungsverlusten führt. In einem solchen Falle muss man mit einigen getrennten Stromkreisen arbeiten, deren Zahl jedoch viel kleiner ist, als im Typ B-Generator (s. Fig. 25).

*) Die Werte von β in experimentellen MHD-Generatoren gemessen, liegen meistens bei der unteren Grenze $\beta \approx 1$. Man muss aber damit rechnen, dass bei Anwendung von Supraleitern zur Erzeugung der magnetischen Felder der Wert erheblich vergrössert werden kann. Die Vergrösserung des Wertes von β kann zweckmässig gefördert werden, besonders in MHD-Generatoren mit geschlossenem Kreis [3].

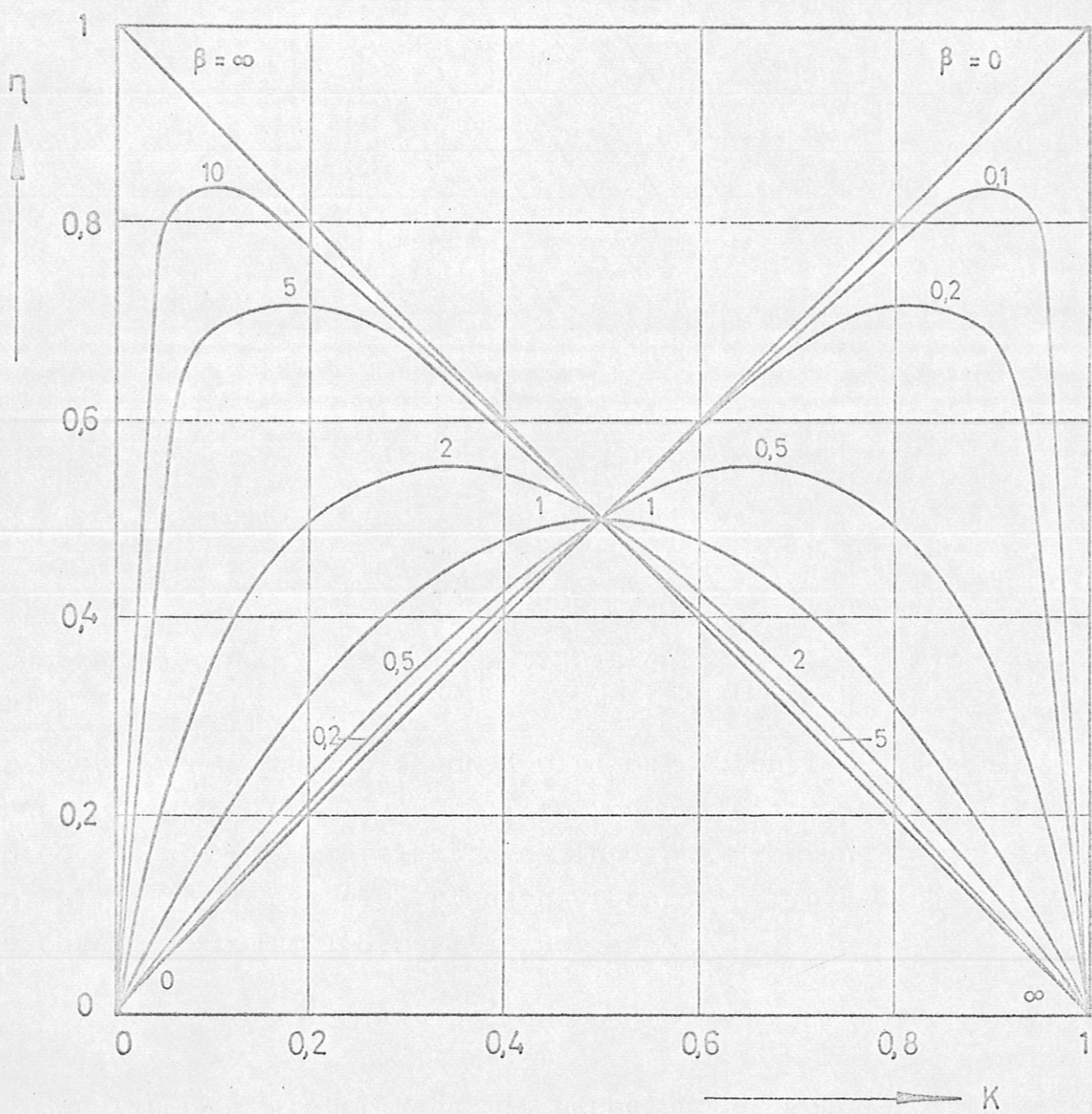


Fig. 24

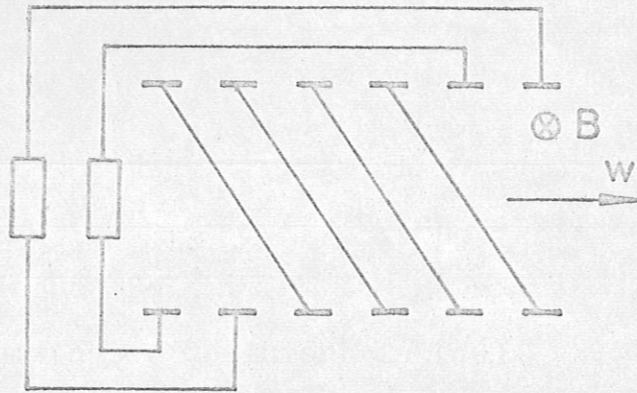


Fig. 25

Die Analyse des Typ II-Generators zeigt, dass die höchste Leistungsdichte bei $\gamma = 0$ zu erreichen ist. Das entspricht dem Typ B-Generator.

Für bestimmte Werte von β und K wird der Potentialunterschied zwischen zwei gegenüberliegenden Elektroden gleich dem Potentialunterschied zwischen Nachbar Elektroden in der x -Richtung sein. In diesem Falle werden die elektrischen Größen in Typ B-Generator die gleichen wie in Typ I-Generator bei

$$\alpha = \beta \frac{1-K}{K} \quad \text{sein}$$



und der Typ B-Generator kann mit nacheinander geschalteten Elektroden und einem Verbraucherwiderstand arbeiten.

Bezeichnungen

\vec{B}	magnetische Induktion, Vs/m^2
\vec{E}	elektrisches Feld im ruhenden System, V/m
\vec{E}^*	elektrisches Feld im mitbewegten System, V/m
K	Leistungsfaktor definiert in (19)
M	Machzahl
Q	Joulsche Wärme pro Zeit- und Volumeneinheit, W/m^3
P	Leistungsdichte, W/m^3
P_m	Bremsleistungsdichte, W/m^3
T	Temperatur des Gases, $^{\circ}K$
T_e	Elektronentemperatur, $^{\circ}K$
e	Ladung des Elektrons, $1,60 \cdot 10^{-19} \text{ As}$
\vec{j}	Stromdichte, A/m^2
j''	Komponente der Stromdichte parallel zum \vec{E} -Vektor, A/m^2
k	Boltzmannkonstante, $1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Ws}/^{\circ}K$
m	Masse des Elektrons, $9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
n_e	Elektronendichte, $1/m^3$
p	Gasdruck, N/m^2
t	Zeit, s
\bar{w}	Gasgeschwindigkeit, m/s
α	Parameter definiert in (6)
β	Hallparameter
γ	Parameter definiert in (64)
δ	Parameter definiert in (32)
δ	elektrische Plasmaleitfähigkeit, $1/\Omega \cdot m$
δ_0	elektrische Plasmaleitfähigkeit bei $B=0$, $1/\Omega \cdot m$
η	Wirkungsgrad des Generators
ψ	Winkel definiert in Fig. 18
ϕ	Winkel definiert in Fig. 4
θ	Winkel zwischen den Vektoren \vec{E}^* und \vec{j}

θ_e	Parameter der Erhöhung der Elektronentemperatur
ξ	Parameter definiert in (49)
τ	Zeit zwischen zwei Stößen für ein Elektron, s
ω	Larmorfrequenz, $1/s$

In der Arbeit benutzte Indizes und Symbole

	"zunehmend bis"
	"abnehmend bis"
$A_{x,y,z}$	Komponente des Vektors A in x,y,z-Richtungen
A_K	Werte für den Kurzschluss des Generators
A_0	Werte für den Leerlauf des Generators
A'	normierter Wert
A^*	Wert im mitbewegten Koordinatensystem
\vec{A}	Vektor

Literatur

- [1] Croitoru, Z.
The physical behaviour of three magneto-hydrodynamic generator configurations
(Gas discharge and the electricity supply industry- Butterworth, London, 1962)
- [2] Harris, L.P., Cobine, I.D.
The significance of the Hall effect in three MHD generator configurations (ASME Paper 60-WA-329, 1960)
- [3] Hurwitz, H., Sutton, G.W., Tamor, S.
Electron Heating in Magnetohydrodynamic Power Generators
(ARS Journal, August 1962)

- [4] Montardy, A.
MHD-Generator with series-connected electrodes
(Symposium on magnetoplasmadynamic electrical power
generation, Newcastle, 1962)
- [5] Rosa, R.J.
U.S. Patent Nr. 32969, 31. Mai 1960
- [6] Neu, H.
Electron heating in Hall-fields of magnetoplasmady-
namic generators (Symposium on magnetoplasmadynamic
electrical power generation, Newcastle, 1962)
- [7] Brocher, E.F.
On the elevation of electron temperature in MHD gene-
rators and its effect on the gas conductivity
(Symposium on magnetoplasmadynamic electrical power
generation, Newcastle, 1962)