

burg, deren Frequenzschwankungen etwa  $\pm \frac{1}{2} \%$  betragen, ließ sich das Instrument bequem gebrauchen.

Bei der Frequenz 25 sind die Saiten recht schwachgespannt. Trotzdem schwingen sie ordnungsmäßig. Betrachtete man bei dieser Frequenz das von dem Spiegel des Instrumentes entworfene Spaltbild in einem synchron bewegten Spiegel, so sah man eine Kurve von reiner Sinusform.

Gegen ungeordnete mechanische Erschütterungen des Hauses, wie sie beim Vorbeifahren von Wagen und beim Türeinschlagen entstehen, ist das Instrument unempfindlich. Nur wenn es auf die Frequenz 25 abgestimmt war, vibrierte es dauernd ein wenig; vermutlich ist in der Umgebung der Reichsanstalt eine größere Maschine im Betrieb, die mit dieser Frequenz den Erdboden erschüttert. Durch Unterlegen eines Stückes dicken Gummischlauchs unter jeden Fuß ließ sich diese Störung fast vollständig beseitigen. Bei anderen Frequenzen, z. B., bei 50 stand das Galvanometer auch ohne die Gummunterlage vollständig ruhig.

Für das Magnetgestell passend ist noch ein zweiter kurzer Einsatz hergestellt, der dem Duddelschen Vibrationsgalvanometer entspricht; die Saiten, die von einem Phosphorbronzedraht von 0,020 mm Dicke gebildet werden, lassen sich auf Frequenzen von 110 an aufwärts bis über 1000 abstimmen.

Hat man für eine Reihe von Frequenzen die dazugehörige Spannung der Saiten und Stellung der Stege einmal ermittelt, so ist die Abstimmung des Instruments auf eine dieser Frequenzen ein Werk weniger Minuten. Man ist so in der Lage, mit einem Instrument eine Untersuchung, z. B. die des Energieverlustes eines Kondensators, über ein weites Frequenzbereich hin bequem und schnell durchzuführen.

Eine einmal vorgenommene Abstimmung auf eine bestimmte Frequenz bleibt tagelang unverändert.

Das Instrument ist in der Werkstatt des Starkstromlaboratoriums der Reichsanstalt hergestellt. Es hat sich während  $1\frac{1}{2}$  jähriger ständiger Benutzung gut bewährt, so daß schon ein zweites Exemplar in Benutzung genommen ist und die Herstellung eines dritten notwendig wird.

## Das Stromdiagramm des Mehrphasen-Kollektor-Nebenschlußmotors<sup>1)</sup>.

Von

F. Hillebrand.

1. Die Grundgleichungen und das Admittanzendiagramm des Motors. Die in den Spannungsdiagrammen graphisch zum Ausdruck gebrachten Gleichgewichtsbedingungen zwischen den inneren und äußeren EMKs der Kompensations- und Ankerwicklung einerseits und der Erregerwicklung andererseits lassen sich analytisch durch die beiden Vektorgleichungen wiedergeben:

$$\begin{aligned}\dot{A}_1 + \dot{E}_{1I} + \dot{E}_{1\sigma} + \dot{E}_{d_{1I}} + \dot{E}_{d_{2\sigma'}} + \dot{E}_{1R} + \dot{E}_{d_{1s}} + \dot{E}_{3I} + \dot{E}_{31\sigma} &= 0 \\ \dot{A}_3 + \dot{E}_{33} + \dot{E}_{3\sigma} + \dot{E}_{3R} + \dot{E}_{13} + \dot{E}_{13\sigma} &= 0.\end{aligned}$$

1) Dieser Aufsatz bildet die unmittelbare Fortsetzung zu der in Heft 5 der Zeitschrift erschienen Ableitung des Spannungsdiagrammes und der Konstanten des Drehstrom-Kollektor-Nebenschlußmotors mit getrennter Erreger- und Kompensationswicklung.

Drücken wir in diesen Gleichungen die Spannungsvektoren mit Hilfe der Reaktanzen, Widerstände und Rotationskoeffizienten durch die Stromvektoren  $\dot{J}_1$  bzw.  $\dot{J}_3$  aus, so erhalten wir:

$$\begin{aligned}\dot{\Delta}_1 + \dot{J}_1 \left[ -r_1 + j \left( K_{11} + K_{1\sigma} - \frac{v_m}{v} (C_{11} + c_{2\sigma''}) \right) \right] + j \dot{J}_3 \left[ (k_{31} + k_{31\sigma}) + C_{32} \frac{v_m}{v} \right] &= 0 \\ \dot{\Delta}_3 + \dot{J}_3 [-r_3 + j (K_{33} + K_{3\sigma})] + j \dot{J}_1 [k_{13} + k_{13\sigma}] &= 0.\end{aligned}$$

Führen wir noch die zusammenfassenden Bezeichnungen ein

$$\begin{aligned}K_I &= K_{11} + K_{1\sigma}: && \text{Totale Selbstreaktanz der Wicklung I} \\ C_I &= C_{11} + c_{2\sigma''}: && \text{Totaler Selbstrotationskoeffizient der Wicklung I,} \\ K_{I3} &= K_{31} = k_{31} + k_{31\sigma}: && \text{Totale Wechselreaktanz zwischen Wicklung 3 und I,} \\ K_3 &= K_{33} + K_{3\sigma}: && \text{Totale Selbstreaktanz der Wicklung 3,}\end{aligned}$$

so schreiben sich die Grundgleichungen des Motors in der Form:

$$\dot{\Delta}_1 = \dot{J}_1 \left[ r_1 - j \left( K_I - \frac{v_m}{v} C_I \right) \right] - j \dot{J}_3 \left( K_{31} + \frac{v_m}{v} C_{32} \right) \quad \dots \dots \dots 1)$$

$$\dot{\Delta}_3 = \dot{J}_3 [r_3 - j K_3] - j \dot{J}_1 K_{I3} = \frac{1}{\alpha} \dot{\Delta}_1 (\cos \delta + j \sin \delta) \quad \dots \dots \dots 2)$$

Bei  $K_{I3} = 0$  also für den schon früher hervorgehobenen besonders wichtigen Fall, daß jede Wechselinduktionswirkung zwischen der Erregerwicklung und der Wicklung I verschwindet [Fall der vollkommenen Ankerkompensation bei  $k_{13\sigma} = 0$ ], vereinfachen sich die Grundgleichungen zu

$$\dot{\Delta}_1 = \dot{J}_1 \left[ r_1 - j \left( K_I - \frac{v_m}{v} C_I \right) \right] - j \dot{J}_3 \frac{v_m}{v} \cdot C_{32} \quad \dots \dots \dots 1a)$$

$$\dot{\Delta}_3 = \dot{J}_3 [r_3 - j K_3] \quad \dots \dots \dots 2a)$$

Wir hätten dieselben Gleichungen natürlich auch ableiten können, wenn wir, statt von den fiktiven Spannungen und Feldern der Wicklung I und 3 auszugehen, das von den resultierenden Amperewindungen der beiden Wicklungen hervorgerufene resultierende Motorfeld  $Ng$  (vgl. Fig. 12 und 13) und die von diesem resultierenden Felde erzeugten EMKe eingeführt hätten. Da die Rechnung dadurch jedoch etwas unübersichtlicher geworden wäre, und wir außerdem im Einklang mit der von uns gewählten Art der Ableitung der Konstanten des Motors bleiben wollten, haben wir den obigen Weg vorgezogen.

Um aus den angeführten Grundgleichungen die gesuchte Beziehung zwischen dem Stromvektor  $\dot{J}_1$  und dem konstanten Netzspannungsvektor  $\dot{\Delta}_1$  zu erhalten, eliminieren wir zunächst aus Gleichung 1 den Erregerstrom mit Hilfe der aus Gleichung 2 gewonnenen Beziehung:

$$\begin{aligned}\dot{J}_3 &= \frac{1}{\alpha} \dot{\Delta}_1 \frac{\cos \delta + j \sin \delta}{r_3 - j K_3} + j \dot{J}_1 \frac{K_{I3}}{r_3 - j K_3} \\ &= \frac{1}{\alpha} \dot{\Delta}_1 \frac{(r_3 \cos \delta - K_3 \sin \delta) + j (r_3 \sin \delta + K_3 \cos \delta)}{r_3^2 + K_3^2} - j \dot{J}_1 \frac{(K_{I3} K_3 - j K_{I3} \cdot r_3)}{r_3^2 + K_3^2}\end{aligned}$$

oder

$$\dot{J}_3 = \frac{1}{\alpha} \dot{\Delta}_1 \frac{c + j b}{r_3^2 + K_3^2} - j \dot{J}_1 \frac{K_{I3} K_3 - j K_{I3} \cdot r_3}{r_3^2 + K_3^2} \quad \dots \dots \dots 2b)$$

wobei vorübergehend

$$b = r_3 \sin \delta + K_3 \cos \delta$$

$$c = r_3 \cos \delta - K_3 \sin \delta$$

bezeichnen soll. Gleichung 1 geht dann, wenn wir noch den Parameter  $\frac{v_m}{v}$  ausscheiden über in

$$\begin{aligned} \frac{v_m}{v} \left[ j \dot{J}_1 C_1 + \frac{1}{\alpha} \dot{\Delta}_1 \frac{b - jc}{r_3^2 + K_3^2} \cdot C_{32} + \dot{J}_1 \frac{C_{32}}{r_3^2 + K_3^2} (+ j K_{13} K_3 + K_{13} r_3) \right] = \\ = \dot{\Delta}_1 - \dot{J}_1 (r_1 - j K_1) - \frac{1}{\alpha} \dot{\Delta}_1 \frac{K_{31}}{r_3^2 + K_3^2} (b - jc) - \\ - \frac{K_{31}}{r_3^2 + K_3^2} \cdot \dot{J}_1 (K_{13} r_3 + j K_{13} K_3) \quad \dots \quad 3) \end{aligned}$$

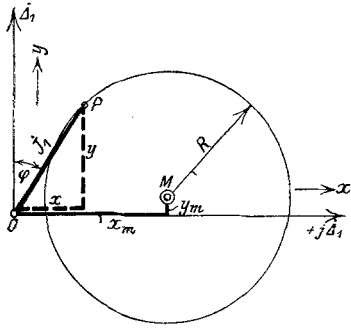


Fig. 14.

Multiplizieren wir diese Gleichung auf innere Weise mit  $\dot{J}_1$  und  $-j \dot{J}_1$  und bezeichnen wir die Projektion des Stromvektors auf die Richtungen von  $\dot{\Delta}_1$  und  $+j \dot{\Delta}_1$  als y und x (vgl. Fig. 14), so zerfällt die Vektorgleichung in die 2 neuen auf das gewählte rechtwinklige Koordinatensystem bezogenen Gleichungen:

$$\begin{aligned} \frac{v_m}{v} \left[ \frac{1}{\alpha} \dot{\Delta}_1 \frac{C_{32}}{r_3^2 + K_3^2} (b y - c x) + \dot{J}_1^2 \frac{C_{32}}{r_3^2 + K_3^2} K_{13} r_3 \right] \\ = \dot{\Delta}_1 y - \dot{J}_1^2 r_1 - \frac{1}{\alpha} \dot{\Delta}_1 \frac{K_{31}}{r_3^2 + K_3^2} (b y - c x) - \dot{J}_1^2 r_3 \frac{K_{31} K_{13}}{r_3^2 + K_3^2} \\ \frac{v_m}{v} \left[ \frac{1}{\alpha} \dot{\Delta}_1 \frac{C_{32}}{r_3^2 + K_3^2} (b x + c y) - \dot{J}_1^2 \frac{C_{32}}{r_3^2 + K_3^2} K_{13} r_3 - \dot{J}_1^2 C_1 \right] \\ = \dot{\Delta}_1 x - \dot{J}_1^2 K_1 - \frac{1}{\alpha} \dot{\Delta}_1 \frac{K_{31}}{r_3^2 + K_3^2} (c y + b x) + \dot{J}_1^2 K_3 \frac{K_{31} K_{13}}{r_3^2 + K_3^2} \end{aligned}$$

Multiplizieren wir beide Gleichungen über Kreuz aus und ordnen die einzelnen Faktoren nach Potenzen von x und y, so erhalten wir, wenn wir beide Seiten der Gleichungen durch  $K_1 C_1 K_3^2$  dividieren,

$$\begin{aligned} (x^2 + y^2) \left[ \frac{C_{32} \cdot K_{13}}{C_1 K_3} \left( \frac{r_3}{K_3} + \frac{r_1}{K_1} \right) + \frac{r_1}{K_1} \left( 1 + \frac{r_3^2}{K_3^2} \right) + \frac{r_3}{K_3} \frac{K_{31} K_{13}}{K_1 K_3} \right] \\ - 2 x \left[ \frac{\dot{\Delta}_1}{2 K_1} \left( \frac{r_3}{K_3} \frac{C_{32} K_{13}}{C_1 K_3} + \frac{1}{\alpha} \frac{K_1}{C_1} \frac{C_{32}}{K_3} \left( \frac{K_{13} K_{31}}{K_1 K_3} \cdot \frac{C_1 K_3}{C_{32} K_{31}} \left( \frac{r_3}{K_3} \cos \delta - \sin \delta \right) \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + \left( \frac{r_3}{K_3} + \frac{r_1}{K_1} \right) \cos \delta - \left( 1 - \frac{r_1}{K_1} \frac{r_3}{K_3} \right) \sin \delta \right) \right] \right] \\ - 2 y \left[ \frac{\dot{\Delta}_1}{2 K_1} \left( \frac{C_{32} K_{13}}{C_1 K_3} + \left( 1 + \frac{r_3^2}{K_3^2} \right) - \frac{1}{\alpha} \frac{K_1}{C_1} \frac{C_{32}}{K_3} \left( \frac{K_{13} K_{31}}{K_1 K_3} \cdot \frac{C_1 K_3}{C_{32} K_{31}} \left( \frac{r_3}{K_3} \sin \delta + \cos \delta \right) \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + \left( \frac{r_3}{K_3} + \frac{r_1}{K_1} \right) \sin \delta + \left( 1 - \frac{r_1}{K_1} \frac{r_3}{K_3} \right) \cos \delta \right) \right] \right] \\ - \frac{1}{\alpha} \dot{\Delta}_1 \frac{\dot{\Delta}_1}{K_1} \frac{C_{32}}{C_1} \left( 1 + \frac{r_3^2}{K_3^2} \right) = 0. \end{aligned}$$

Führen wir in diese Gleichung die dem Blondelschen Streukoeffizienten analoge Substitution:

$$\sigma = 1 - \frac{K_{13} K_{31}}{K_1 K_3}$$

und den ganz ähnlich gebauten Ausdruck:

$$\mu = 1 + \frac{K_{I3} C_{32}}{K_3 C_I}$$

ein, der zwar keine einfache physikalische Deutung zuläßt, aber als Rechnungsgröße recht wertvoll ist, so schreibt sich die gesuchte Beziehung zwischen dem Stromvektor  $\vec{J}_1$  und dem Netzspannungsvektor  $\vec{\Delta}_1$  in der etwas übersichtlicheren Form:

$$\begin{aligned} (x^2 + y^2) & \left[ \frac{r_I}{K_I} \left( \mu + \frac{r_3^2}{K_3^2} \right) + \frac{r_3}{K_3} (\mu - \sigma) \right] \\ & - 2x \left[ \frac{\Delta_1}{2 K_I} \left( \frac{r_3}{K_3} (\mu - 1) + \frac{1}{\alpha} \frac{K_I}{C_I} \frac{C_{32}}{K_3} \left( \frac{1 - \sigma}{\mu - 1} \left( \frac{r_3}{K_3} \cos \delta - \sin \delta \right) \right. \right. \right. \\ & \quad \left. \left. \left. + \left( \frac{r_3}{K_3} + \frac{r_I}{K_I} \right) \cos \delta - \left( 1 - \frac{r_I}{K_I} \frac{r_3}{K_3} \right) \sin \delta \right) \right) \right] \\ & - 2y \left[ \frac{\Delta_1}{2 K_I} \left( \left( \mu + \frac{r_3^2}{K_3^2} \right) - \frac{1}{\alpha} \frac{K_I}{C_I} \frac{C_{32}}{K_3} \left( \frac{1 - \sigma}{\mu - 1} \left( \frac{r_3}{K_3} \sin \delta + \cos \delta \right) \right. \right. \right. \\ & \quad \left. \left. \left. + \left( \frac{r_3}{K_3} + \frac{r_I}{K_I} \right) \sin \delta + \left( 1 - \frac{r_I}{K_I} \frac{r_3}{K_3} \right) \cos \delta \right) \right) \right] \\ & - \frac{1}{\alpha} \Delta_1 \frac{\Delta_1}{K_I} \frac{C_{32}}{C_I} \left( 1 + \frac{r_3^2}{K_3^2} \right) = 0 \quad \dots \dots \dots 4) \end{aligned}$$

Diese Gleichung besagt aber: Das Admittanzendiagramm des DKNM. mit vollkommener oder teilweiser Ankerkompensation und getrennter Erregerwicklung ist ein Kreis, dessen Größe der Netzspannung proportional ist, während seine Lage gegenüber dem Netzspannungsvektor durch die Motorkonstanten und die Größe und Phase der Erregerspannung bedingt ist.

Die Mittelpunktsgleichungen ( $M$ ,  $x_m$ ,  $y_m$ ) dieses Kreises lassen sich aus der obigen Gleichung ohne weiteres ablesen.

$$x_m = \frac{\Delta_1}{2 K_I} \cdot \frac{\left( \mu - 1 \right) \frac{r_3}{K_3} + \frac{1}{\alpha} \frac{K_I}{C_I} \frac{C_{32}}{K_3} \left[ \frac{1 - \sigma}{\mu - 1} \left( \frac{r_3}{K_3} \cos \delta - \sin \delta \right) + \left( \frac{r_3}{K_3} + \frac{r_I}{K_I} \right) \cos \delta - \left( 1 - \frac{r_I}{K_I} \frac{r_3}{K_3} \right) \sin \delta \right]}{\frac{r_I}{K_I} \left( \mu + \frac{r_3^2}{K_3^2} \right) + \frac{r_3}{K_3} (\mu - \sigma)} \quad 5)$$

$$y_m = \frac{\Delta_1}{2 K_I} \cdot \frac{\left( \mu + \frac{r_3^2}{K_3^2} \right) - \frac{1}{\alpha} \frac{K_I}{C_I} \frac{C_{32}}{K_3} \left[ \frac{1 - \sigma}{\mu - 1} \left( \frac{r_3}{K_3} \sin \delta + \cos \delta \right) + \left( \frac{r_3}{K_3} + \frac{r_I}{K_I} \right) \sin \delta + \left( 1 - \frac{r_I}{K_I} \frac{r_3}{K_3} \right) \cos \delta \right]}{\frac{r_I}{K_I} \left( \mu + \frac{r_3^2}{K_3^2} \right) + \frac{r_3}{K_3} (\mu - \sigma)} \quad 6)$$

Die Formel für den Radius ( $R$ ) des Admittanzenkreises wollen wir ihrer unhandlichen Form wegen gar nicht anschreiben, zumal wir die Größe des Radius viel einfacher aus den Mittelpunktsgleichungen und den noch zu bestimmenden Koordinaten einiger charakteristischer Kreispunkte ermitteln können. Dagegen wollen wir noch die Werte von  $x_m$  und  $y_m$  für den wichtigen Fall berechnen, daß  $K_{I3} = 0$  wird. Die vorher eingeführten Substitutionen  $\sigma$  und  $\mu$  nehmen, wenn die Wechselinduktionswirkungen zwischen Wicklung I und 3 verschwinden den Wert 1 an, und damit gehen die Gleichungen für die Mittelpunktsgleichungen über in:

$$x_m = \frac{\Delta_1}{2 K_I} \left[ \frac{\frac{1}{\alpha} \frac{K_I}{C_I} \frac{C_{32}}{K_3} \frac{\left(\frac{r_3}{K_3} + \frac{r_I}{K_I}\right) \cos \delta - \left(1 - \frac{r_I}{K_I} \frac{r_3}{K_3}\right) \sin \delta}{\frac{r_I}{K_I} \left(1 + \frac{r_3^2}{K_3^2}\right)} \right] \dots \dots 5 a)$$

$$y_m = \frac{\Delta_1}{2 K_I} \left[ \frac{\frac{1}{\alpha} \frac{K_I}{C_I} \frac{C_{32}}{K_3} \frac{-\left(1 - \frac{r_I}{K_I} \frac{r_3}{K_3}\right) \cos \delta - \left(\frac{r_I}{K_I} + \frac{r_3}{K_3}\right) \sin \delta}{\frac{r_I}{K_I} \left(1 + \frac{r_3^2}{K_3^2}\right)} + \frac{1}{\frac{r_I}{K_I}} \right] 6 a)$$

Bevor wir auf die Abhängigkeit der Mittelpunktskoordinaten von der Größe und Phase der Erregerspannung eingehen, wollen wir für einige ausgezeichnete Kreispunkte, insbesondere für den Leerlaufpunkt (L), den Stillstandspunkt (K) und den Punkt der unendlichen Tourenzahl (U), die Koordinaten ableiten. Die Kenntnis der Lage dieser Punkte ermöglicht nicht nur eine rasche Abschätzung des ganzen Motorverhaltens, sondern sie gibt uns auch ein Mittel an die Hand, die für jedes Admittanzendiagramm charakteristischen vom Ossanna-Kreise her bekannten Geraden des Drehmomentes, der mechanischen Leistung, der Tourenzahl usw. in das Kreisdiagramm einzutragen.

**2. Die charakteristischen Punkte des Stromdiagramms.** Aus den im vorigen Abschnitt abgeleiteten Grundgleichungen läßt sich für jeden Arbeitszustand des Motors die Stromaufnahme, Leistungsfaktor, Tourenzahl und Drehmoment berechnen, wenn wir die den ins Auge gefaßten Belastungszustand charakterisierende Bedingung mit den Grundgleichungen kombinieren. So können wir selbstverständlich auch für die schon angeführten, besonders wichtigen Arbeitszustände, also für den vollkommenen Leerlauf, bei dem das Drehmoment zu 0 wird, für den Punkt der unendlichen Tourenzahl oder schließlich für den Stillstand des Motors, Größe und Phase des Hauptstromes  $J_1$  und damit die Lage der entsprechenden „charakteristischen Kreispunkte“ auf dem Admittanzendiagramm ableiten. Wir wollen uns vorläufig mit der einfachen Ermittlung der Koordinaten der Kreispunkte begnügen und erst im folgenden Abschnitt ihre Abhängigkeit von der Erregerspannung eingehender besprechen.

a) Der Stillstandspunkt. Setzen wir die Bedingung für den Stillstand des Motors:  $n = 0$ ;  $v_m = 0$ , in die aus unseren Grundgleichungen abgeleitete Gleichung 3 ein, so wird die linke Seite dieser Gleichung zu 0 und es ergibt sich die Beziehung:

$$\dot{\Delta}_1 - j_1 \left[ r_I - j K_I + \frac{K_{3I}}{r_3^2 + K_3^2} (K_{I3} \cdot r_3 + j K_{I3} K_3) \right] - \frac{1}{\alpha} \dot{\Delta}_1 \frac{K_{3I}}{r_3^2 + K_3^2} (b - jc) = 0$$

und daraus

$$j_1 = \dot{\Delta}_1 \frac{\left(1 - \frac{1}{\alpha} K_{3I} \frac{r_3 \sin \delta + K_3 \cos \delta}{r_3^2 + K_3^2}\right) + j \left(\frac{1}{\alpha} K_{3I} \frac{r_3 \cos \delta - K_3 \sin \delta}{r_3^2 + K_3^2}\right)}{r_I + r_3 \frac{K_{I3} K_{3I}}{r_3^2 + K_3^2} - j \left(K_I - K_3 \frac{K_{I3} K_{3I}}{r_3^2 + K_3^2}\right)}$$

Aus dieser Gleichung lassen sich die gesuchten Koordinaten ( $x_K$ ,  $y_K$ ) in reeller Form ohne weiteres ableiten, wenn wir Zähler und Nenner mit der dem Nenner konjugierten Größe multiplizieren und dann den Zähler nach den reellen (y) und den imaginären (x) Gliedern ordnen. Wir erhalten so nach einigen Umformungen

$$x = \frac{\Delta_1}{K_I} \left(1 + \frac{r_3^2}{K_3^2}\right) \frac{\left(1 + \frac{r_3^2}{K_3^2}\right) - (1 - \sigma) + \frac{1}{\alpha} \frac{K_{3I}}{K_3} \left(\cos \delta \left(\frac{r_I}{K_I} \frac{r_3}{K_3} - \sigma\right) - \sin \delta \left(\frac{r_I}{K_I} + \frac{r_3}{K_3}\right)\right)}{\left[\frac{r_I}{K_I} \left(1 + \frac{r_3^2}{K_3^2}\right) + \frac{r_3}{K_3} (1 - \sigma)\right]^2 + \left[\frac{r_3^2}{K_3^2} + \sigma\right]^2} 7)$$

$$y_K = \frac{\Delta_1}{K_I} \left( 1 + \frac{r_3^2}{K_3^2} \right) \frac{\frac{r_I}{K_I} \left( 1 + \frac{r_3^2}{K_3^2} \right) + \frac{r_3}{K_3} (1 - \sigma) - \frac{1}{\alpha} \frac{K_{31}}{K_3} \left( \sin \delta \left( \frac{r_I}{K_I} \frac{r_3}{K_3} - \sigma \right) + \cos \delta \left( \frac{r_I}{K_I} + \frac{r_3}{K_3} \right) \right)}{\left[ \frac{r_I}{K_I} \left( 1 + \frac{r_3^2}{K_3^2} \right) + \frac{r_3}{K_3} (1 - \sigma) \right]^2 + \left[ \frac{r_3^2}{K_3^2} + \sigma \right]^2} \quad 8$$

Diese Ausdrücke vereinfachen sich wieder ganz außerordentlich für den Fall  $K_{I3} = 0$ , wir erhalten dann nämlich:

$$x_K = \frac{\Delta_1}{K_I} \cdot \frac{1}{1 + \frac{r_I^2}{K_I^2}} \quad \dots \quad 7a)$$

$$y_K = \frac{\Delta_1}{K_I} \cdot \frac{\frac{r_I}{K_I}}{1 + \frac{r_I^2}{K_I^2}} \quad \dots \quad 8a)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_K = \frac{y_K}{x_K} = \frac{r_I}{K_I}.$$

Das heißt aber, daß der Motor im Stillstande sich nicht anders verhält als eine Drosselspule mit dem Ohmschen Widerstande  $r_I$  und der Selbstreaktanz  $K_I$ , ein Ergebnis, das natürlich vorauszusehen war, wenn man bedenkt, daß bei  $K_{I3} = 0$  die Wechselinduktionswirkungen zwischen den Wicklungen I und 3 verschwinden.

b) Der Punkt der unendlichen Tourenzahl. Die Koordinaten ( $x_u$ ,  $y_u$ ) des Punktes der unendlichen Tourenzahl lassen sich am schnellsten wieder aus Gleichung 3 ableiten. Für  $n = \infty$ ,  $v_m = \infty$  muß nämlich der Klammerausdruck auf der linken Seite der Gleichung zu 0 werden, damit die rechte Seite der Gleichung noch einen endlichen Wert ergibt. Es muß also die Beziehung bestehen:

$$\frac{1}{\alpha} \dot{\Delta}_1 (b - j c) + j_1 \left[ K_{I3} r_3 + j \left( K_{I3} K_3 + \frac{C_I}{C_{32}} (r_3^2 + K_3^2) \right) \right] = 0$$

oder

$$j_1 = \frac{1}{\alpha} \dot{\Delta}_1 \frac{-(r_3 \sin \delta + K_3 \cos \delta) + j (r_3 \cos \delta - K_3 \sin \delta)}{[K_{I3} \cdot r_3] + j \left[ K_{I3} K_3 + \frac{C_I}{C_{32}} (r_3^2 + K_3^2) \right]}.$$

Multiplizieren wir wieder Zähler und Nenner mit der dem Nenner konjugiert komplexen Größe:

$$(K_{I3} \cdot r_3) - j \left( K_{I3} K_3 + \frac{C_I}{C_{32}} (r_3^2 + K_3^2) \right)$$

und trennen wir dann die Watt- und wattlose Komponente des Stromes, so erhalten wir die gesuchten Koordinaten:

$$x_u = \frac{1}{\alpha} \frac{\Delta_1}{C_I} \frac{C_{32}}{K_3} \frac{\frac{r_3}{K_3} \sin \delta + \mu \cos \delta}{\mu^2 + \frac{r_3^2}{K_3^2}} \quad \dots \quad 9)$$

$$y_u = \frac{1}{\alpha} \frac{\Delta_1}{C_I} \frac{C_{32}}{K_3} \frac{\frac{r_3}{K_3} \cos \delta - \mu \sin \delta}{\mu^2 + \frac{r_3^2}{K_3^2}} \quad \dots \quad 10)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_u = \frac{\frac{r_3}{K_3} \cos \delta - \mu \sin \delta}{\frac{r_3}{K_3} \sin \delta + \mu \cos \delta} = \frac{y_u}{x_u}$$

und die zugehörigen Werte für  $K_{I3} = 0$

$$x_u = \frac{1}{\alpha} \frac{\Delta_1}{C_I} \frac{C_{32}}{K_3} \cdot \frac{\frac{r_3}{K_3} \sin \delta + \cos \delta}{1 + \frac{r_3^2}{K_3^2}} \quad \dots \quad 9a)$$

$$y_u = \frac{1}{\alpha} \frac{\Delta_1}{C_I} \frac{C_{32}}{K_3} \cdot \frac{\frac{r_3}{K_3} \cos \delta - \sin \delta}{1 + \frac{r_3^2}{K_3^2}} \quad \dots \quad 10a)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_u = \frac{\frac{r_3}{K_3} \cos \delta - \sin \delta}{\frac{r_3}{K_3} \sin \delta + \cos \delta} = \frac{y_u}{x_u}.$$

c) Der Leerlaufpunkt und die Leerlauffourenzahl. Die Berechnung der Koordinaten des Leerlaufpunktes L und der Leerlauffourenzahl  $n_0 = n_s \cdot \frac{V_{m0}}{V}$  1) ist etwas umständlicher. Wir gehen am besten von der 1. Grundgleichung aus und setzen in diese den Wert von  $\dot{\Delta}_1$  aus der 2. Grundgleichung ein. Wir erhalten dann die Beziehung:

$$\begin{aligned} \dot{J}_3 (r_3 - j K_3) - j \dot{J}_1 K_{I3} &= \\ &= \frac{1}{\alpha} \left[ \dot{J}_1 \left( r_I - j \left( K_I - \frac{V_m}{V} C_I \right) \right) - j \dot{J}_3 \left( K_{3I} + \frac{V_m}{V} C_{32} \right) \right] \cdot (\cos \delta + j \sin \delta), \end{aligned}$$

die sich auch schreiben läßt:

$$\begin{aligned} \dot{J}_1 \left[ \left( \frac{1}{\alpha} r_I + K_{I3} \sin \delta \right) + j \left( K_{I3} \cos \delta - \frac{1}{\alpha} \left( K_I - \frac{V_m}{V} C_I \right) \right) \right] \\ = \dot{J}_3 \left[ (r_3 \cos \delta - K_3 \sin \delta) + j \left( \frac{1}{\alpha} \left( K_{3I} + \frac{V_m}{V} C_{32} \right) - (r_3 \sin \delta + K_3 \cos \delta) \right) \right] \quad 11) \end{aligned}$$

Zu dieser allgemein gültigen Gleichung wollen wir noch die für den Leerlauf des Motors geltende Bedingung hinzunehmen, daß das Drehmoment zu 0 wird, daß also das äußere Produkt der Erreger- und Ankeramperewindungen oder auch das äußere Produkt der entsprechenden Stromvektoren verschwindet.

$$\dot{J}_1 \cdot (+j \dot{J}_3) = 0$$

Diese Bedingung bedeutet nichts anderes, als daß der Erregerstrom und Arbeitsstrom phasengleich werden, das heißt, daß die Watt- und wattlosen Komponenten der beiden Ströme im gleichen Verhältnis stehen. Da nach Gleichung 11 außerdem die Summen der Watt- und wattlosen Komponenten von  $J_1$  und  $J_3$  gleich sind, so folgt:

$$\begin{aligned} \dot{J}_1 \left[ \frac{1}{\alpha} r_I + K_{I3} \sin \delta \right] &= \dot{J}_3 \left[ r_3 \cos \delta - K_3 \sin \delta \right] \\ \dot{J}_1 \left[ K_{I3} \cos \delta - \frac{1}{\alpha} \left( K_I - \frac{V_{m0}}{V} C_I \right) \right] &= \dot{J}_3 \left[ \frac{1}{\alpha} \left( K_{3I} + \frac{V_{m0}}{V} C_{32} \right) - (r_3 \sin \delta + K_3 \cos \delta) \right] \quad 12) \end{aligned}$$

Durch Kombination dieser beiden Gleichungen erhalten wir nach einigen unwesentlichen Umformungen und Einführung der früher definierten Substitutionen  $\mu$  und  $\sigma$  die

1) Dabei bezeichnet  $n_s$  die synchrone Tourenzahl  $V_{m0}$  die der Leerlauffourenzahl entsprechende Periodenzahl.

der Leerlauftourenzahle entsprechende Periodenzahl —  $v_{m_0}$  — bzw. den Synchronismusgrad  $\frac{v_{m_0}}{v}$  des Motors bei Leerlauf.

$$\frac{v_{m_0}}{v} = \frac{\frac{r_I}{K_I} \left( \alpha \left( \frac{r_3}{K_3} \sin \delta + \cos \delta \right) - \frac{K_{3I}}{K_3} \right) - \alpha \left( \frac{r_3}{K_3} \cos \delta - \sigma \sin \delta \right) + \alpha^2 \frac{r_3}{K_3} \frac{K_{I3}}{K_I}}{\frac{r_I}{K_I} \frac{C_{32}}{K_3} - \alpha \frac{C_I}{K_I} \left( \frac{r_3}{K_3} \cos \delta - \mu \sin \delta \right)} \quad 13)$$

Bei  $K_{I3} = 0$  vereinfacht sich diese Gleichung zu:

$$\frac{v_{m_0}}{v} = \frac{\alpha \left[ \left( 1 + \frac{r_I}{K_I} \frac{r_3}{K_3} \right) \sin \delta + \left( \frac{r_I}{K_I} - \frac{r_3}{K_3} \right) \cos \delta \right]}{\frac{r_I}{K_I} \frac{C_{32}}{K_3} + \alpha \frac{C_I}{K_I} \left( \sin \delta - \frac{r_3}{K_3} \cos \delta \right)} \quad \dots \quad 13a)$$

Vernachlässigen wir noch  $r_3$ , so erhalten wir hieraus für  $\delta = 0$  die wichtige Beziehung:

$$\frac{v_{m_0}}{v} = \frac{I}{\frac{I}{\alpha} \cdot \frac{C_{32}}{K_3}} \cong \frac{\alpha \frac{\frac{1}{2} m_3}{2 a_3}}{\frac{s_2 w_2}{12 a_2 p}}.$$

Wir sehen also, daß in erster Annäherung die Leerlauftourenzahle des Motors dem Erregerfelde und der Ankerwindungszahl umgekehrt proportional ist, ein Ergebnis, das nicht überraschen kann und uns wieder auf die Verwandtschaft hinweist, die zwischen dem Gleichstrommotor mit Fremderregung und dem von uns behandelten DKNM. besteht.

Die vorher abgeleitete Beziehung zwischen dem Arbeitsstrom  $J_1$  und dem Erregerstrom  $J_3$  können wir auch dazu benutzen, um die Koordinaten des Leerlaufpunktes zu berechnen. Wir setzen den Wert von  $J_3$  aus Gleichung 12 in die 2. Grundgleichung ein und erhalten:

$$\dot{J}_{1L} = \dot{A}_1 \frac{\cos \delta + j \sin \delta}{(r_I r_3 + \alpha K_{I3} r_3 \sin \delta) - j (r_I K_3 + \alpha K_{I3} K_3 \sin \delta + \alpha K_{I3} (r_3^2 + K_3^2))}.$$

Machen wir den Nenner wieder in der bekannten Weise reell und trennen die auftretenden Summanden des Zählers in die Watt- (y)- und wattlosen (x) Komponenten des Leerlaufstromes, so ergeben sich die Koordinaten:

$$x_L = \frac{\Delta_1}{r_I} \cdot \frac{\left( \frac{r_3}{K_3} \cos \delta - \sin \delta \right) \left( \frac{r_3}{K_3} \sin \delta + \cos \delta + \alpha \cdot \frac{r_3}{K_3} \frac{K_{III}}{r_I} \right)}{\left( 1 + \frac{r_3^2}{K_3^2} \right) + 2 \alpha \frac{K_{I3}}{K_3} \frac{r_3}{r_I} \left( \frac{r_3}{K_3} \sin \delta + \cos \delta + \frac{\alpha}{2} \frac{K_{I3}}{K_3} \frac{r_3}{r_I} \right)} \quad \dots \quad 14)$$

$$y_L = \frac{\Delta_1}{r_I} \cdot \frac{\left( \frac{r_3}{K_3} \cos \delta - \sin \delta \right)^2}{\left( 1 + \frac{r_3^2}{K_3^2} \right) + 2 \alpha \frac{K_{I3}}{K_3} \frac{r_3}{r_I} \left( \frac{r_3}{K_3} \sin \delta + \cos \delta + \frac{\alpha}{2} \frac{K_{I3}}{K_3} \frac{r_3}{r_I} \right)} \quad \dots \quad 15)$$

und die entsprechenden Koordinaten für  $K_{I3} = 0$ :

$$x_L = \frac{\Delta_1}{r_I} \cdot \frac{\left( \frac{r_3}{K_3} \cos \delta - \sin \delta \right) \left( \frac{r_3}{K_3} \sin \delta + \cos \delta \right)}{1 + \frac{r_3^2}{K_3^2}} \quad \dots \quad 14a)$$



$$y_L = \frac{\Delta_1}{r_I} \cdot \frac{\left(\frac{r_3}{K_3} \cos \delta - \sin \delta\right)^2}{1 + \frac{r_3^2}{K_3^2}} \quad \dots \quad 15 a)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_L = \frac{y_L}{x_L} = \frac{\left(\frac{r_3}{K_3} \cos \delta - \sin \delta\right)}{\left(\frac{r_3}{K_3} \sin \delta + \cos \delta\right)}.$$

Die Lage des Leerlaufpunktes wird also bei  $K_{I3} = 0$  unabhängig von der Größe der Erregerspannung und wird für  $\delta = 0$  durch die einfache Beziehung festgelegt:

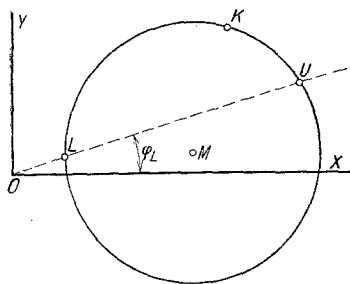


Fig. 15.

Leerlaufpunkt und Punkt der unendlichen Tourenzahl bei  $K_{I3} = 0$ .

Zu bemerken ist noch, daß die Tangenten des Neigungswinkels für den Leerlaufpunkt und den Punkt der unendlichen Tourenzahl gleich groß sind, wenn  $K_{I3} = 0$  (vgl. Fig. 15).

**3. Die Abhängigkeit des Admittanzendiagrammes und der charakteristischen Kreispunkte von der Erregerspannung.** Größe und Phase der Erregerspannung war bei der von uns zugrunde gelegten Schaltung des DKNM. beliebig einstellbar. Die Größe der Erregerspannung bedingte, wie wir gezeigt haben, bei konstanter Netzspannung die Leerlauf-tourenzahl des Motors, während die zeitliche Phasenverschiebung ( $\delta$ )<sup>1)</sup> zwischen dem Vektor der Netz- und Erregerspannung vorzugsweise den Leistungsfaktor beeinflusste. Um nun einen raschen Überblick über die Arbeitsweise des Motors bei jeder Tourenstufe zu gewinnen und ohne viel Rechenarbeit den günstigsten  $\delta$  für jede Belastungsart zu ermitteln, ist es erforderlich, das Admittanzendiagramm für die verschiedensten Werte von  $\alpha$  und  $\delta$  zu entwerfen. Wollte man nun jedesmal die Mittelpunktskoordinaten des Admittanzendiagrammes und die Koordinaten der verschiedenen charakteristischen Kreispunkte berechnen, so wäre bei der Kompliziertheit der in Frage kommenden Formeln eine praktische Verwendung des Kreisdiagrammes kaum möglich. Es muß deshalb unsere nächste Aufgabe sein, eine einfache Abhängigkeit der Lage der charakteristischen Kreispunkte und damit auch der Lage und Größe des Admittanzendiagrammes von der Größe und Phase der Erregerspannung nachzuweisen.

Wir gehen aus von den Mittelpunktskoordinaten, die wir, um den Einfluß von  $\alpha$  und  $\delta$  deutlicher hervortreten zu lassen, in der etwas abgeänderten Form schreiben:

$$x_m = \frac{\Delta_1}{2 K_I} \cdot \frac{(\mu - 1) \frac{r_3}{K_3}}{\frac{r_I}{K_I} \left(\mu + \frac{r_3^2}{K_3^2}\right) + \frac{r_3}{K_3} (\mu - \sigma)}$$

$$+ \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{\Delta_1 \cdot K_I \cdot C_{32}}{2 K_I \cdot C_I \cdot K_3} \cdot \frac{\cos \delta \left[ \frac{\mu - \sigma}{\mu - 1} \cdot \frac{r_3}{K_3} + \frac{r_I}{K_I} \right] - \sin \delta \left[ \frac{\mu - \sigma}{\mu - 1} - \frac{r_I}{K_I} \frac{r_3}{K_3} \right]}{\frac{r_I}{K_I} \left(\mu + \frac{r_3^2}{K_3^2}\right) + \frac{r_3}{K_3} (\mu - \sigma)}$$

<sup>1</sup> Dabei ist vorausgesetzt daß Erreger- und Kompensationswicklung koaxial liegen.

$$y_m = \frac{\Delta_1}{2 K_I} \cdot \frac{\mu + \frac{r_3^2}{K_3^2}}{\frac{r_I}{K_I} \left( \mu + \frac{r_3^2}{K_3^2} \right) + \frac{r_3}{K_3} (\mu - \sigma)} + \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{\Delta_1}{2 K_I} \cdot \frac{K_I}{C_I} \cdot \frac{C_{32}}{K_3} \cdot \frac{\sin \delta \left[ \frac{\mu - \sigma}{\mu - 1} \cdot \frac{r_3}{K_3} + \frac{r_I}{K_I} \right] + \cos \delta \left[ \frac{\mu - \sigma}{\mu - 1} - \frac{r_I}{K_I} \cdot \frac{r_3}{K_3} \right]}{\frac{r_I}{K_I} \left( \mu + \frac{r_3^2}{K_3^2} \right) + \frac{r_3}{K_3} (\mu - \sigma)}$$

Führen wir in diesen Gleichungen die Substitutionen ein:

$$X_M = \frac{\Delta_1}{2 K_I} \cdot \frac{(\mu - 1) \frac{r_3}{K_3}}{\frac{r_I}{K_I} \left( \mu + \frac{r_3^2}{K_3^2} \right) + \frac{r_3}{K_3} (\mu - \sigma)}$$

$$Y_M = \frac{\Delta_1}{2 K_I} \cdot \frac{\mu + \frac{r_3^2}{K_3^2}}{\frac{r_I}{K_I} \left( \mu + \frac{r_3^2}{K_3^2} \right) + \frac{r_3}{K_3} (\mu - \sigma)}$$

$$A_M = \frac{\Delta_1}{2 K_I} \cdot \frac{K_I}{C_I} \cdot \frac{C_{32}}{K_3} \cdot \frac{\frac{\mu - \sigma}{\mu - 1} \cdot \frac{r_3}{K_3} + \frac{r_I}{K_I}}{\frac{r_I}{K_I} \left( \mu + \frac{r_3^2}{K_3^2} \right) + \frac{r_3}{K_3} (\mu - \sigma)}$$

$$B_M = \frac{\Delta_1}{2 K_I} \cdot \frac{K_I}{C_I} \cdot \frac{C_{32}}{K_3} \cdot \frac{\frac{\mu - \sigma}{\mu - 1} - \frac{r_I}{K_I} \cdot \frac{r_3}{K_3}}{\frac{r_I}{K_I} \left( \mu + \frac{r_3^2}{K_3^2} \right) + \frac{r_3}{K_3} (\mu - \sigma)},$$

so erhalten wir für  $x_m$  und  $y_m$  die Werte:

$$\left. \begin{aligned} [x_m - X_M] &= \frac{1}{\alpha} (A_M \cos \delta - B_M \sin \delta) \\ [y_m - Y_M] &= \frac{1}{\alpha} (A_M \sin \delta + B_M \cos \delta) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots 16)$$

Diese Gleichungen gehen, wenn wir sie quadrieren, und addieren über in die Kreisgleichung:

$$x_m^2 + y_m^2 - 2 x_m X_M - 2 y_m Y_M + X_M^2 + Y_M^2 - \frac{1}{\alpha^2} (A_M^2 + B_M^2) = 0 \dots 17)$$

Der Mittelpunkt des Admittanzendiagrammes  $[M, x_m, y_m]$  wandert also auf einem Kreise (Mittelpunktskreis), dessen Mittelpunktskoordinaten  $X_M, Y_M$  die schon oben angegebenen Werte haben, während sein Radius  $R_M$  der Erregerspannung proportional ist und durch die Gleichung gegeben ist:

$$R_M = \frac{1}{\alpha} \sqrt{A_M^2 + B_M^2}$$

$$= \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{\frac{\Delta_1}{2 K_I} \cdot \frac{K_I}{C_I} \cdot \frac{C_{32}}{K_3}}{\left( \frac{r_I}{K_I} \mu + \frac{r_3^2}{K_3^2} \right) + \frac{r_3}{K_3} (\mu - \sigma)} \cdot \sqrt{\left( 1 + \frac{r_3^2}{K_3^2} \right) \cdot \left[ \left( \frac{\mu - \sigma}{\mu - 1} + \frac{r_I^2}{K_I^2} \right) \right]}. \quad 18)$$

Die Lage des Punktes M auf diesem Mittelpunktskreis ist, wie schon die Parameterdarstellung (Gleichung 16) zeigt, durch den  $\delta$  bestimmt. Wir wollen an Hand einer Zeichnung den einfachen geometrischen Zusammenhang zwischen  $\alpha$  und  $\delta$  und der Lage von M noch näher erläutern, weil er in ähnlicher Weise auch bei den anderen charakteristischen Kreispunkten wiederkehrt und deshalb für die Konstruktion des Admittanzendiagrammes von großer Bedeutung ist.

Machen wir in Fig. 16 die Mittelpunktskoordinaten des Mittelpunktskreises gleich

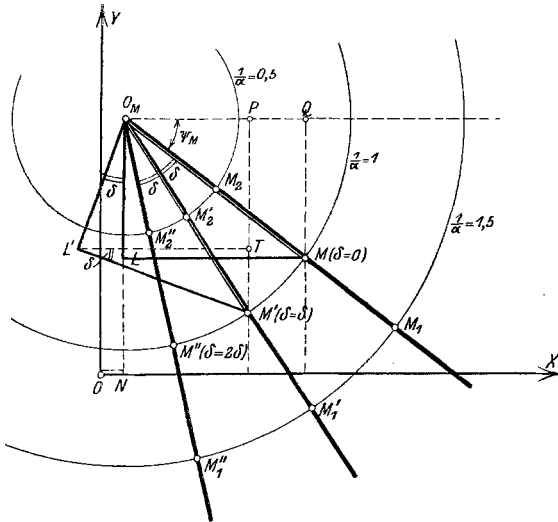


Fig. 16. Mittelpunktskreise bei  $\frac{1}{\alpha} = 0,5 - 1,0 - 1,5$

$X_M$  bzw.  $Y_M$ , den Radius  $R_M = \frac{I}{\alpha}$   
 $\sqrt{A_M^2 + B_M^2}$ , die Strecken

$$\overline{O_M L} = \overline{O_M L'} = \frac{I}{\alpha} B_m$$

$$\overline{O_M Q} = \overline{L M} = \overline{L' M'} = \frac{I}{\alpha} A_m$$

also

$$\operatorname{tg} \Psi' = \frac{B_M}{A_M} = \frac{\frac{\mu - \sigma}{\mu - 1} \frac{r_1}{K_1} \frac{r_3}{K_3}}{\frac{\mu - \sigma}{\mu - 1} \frac{r_3}{K_3} + \frac{r_1}{K_1}}$$

so lassen sich die auf den Koordinatenanfangspunkt  $O_M$  reduzierten Mittelpunktskoordinaten des Admittanzendiagrammes für einen beliebigen  $\delta$  auch schreiben:

$$\begin{aligned} y_m - Y_M &= \overline{P M'} = \overline{O_M L'} \cdot \cos \delta + \overline{L' M'} \sin \delta \\ &= \frac{I}{\alpha} (B_M \cos \delta + A_m \sin \delta) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} x_m - X_M &= \overline{O_M P} = \overline{L' M'} \cos \delta - \overline{O_M L'} \sin \delta \\ &= \frac{I}{\alpha} (A_M \sin \delta - B_M \cos \delta) \end{aligned}$$

Das heißt, die Figur ist die graphische Interpretation der Gleichung 16 und zeigt recht deutlich, wie einfach sich die Mittelpunkte der Admittanzkreise für verschiedene Erregerspannungen konstruieren lassen:

„Die Punkte M liegen auf einem Strahlenbüschel mit dem Strahlenzentrum  $O_M$ ; der Winkel zwischen den einzelnen Strahlen dieses Büschels und dem für  $\delta = 0$  geltenden, durch die Konstanten des Motors festgelegten Anfangsstrahl ist gleich dem Phasenverschiebungswinkel ( $\delta^0$ ) zwischen dem Vektor der Erreger- und Netzspannung. Die Entfernung der Punkte M vom Strahlenzentrum ist der absoluten Größe der Erregerspannung proportional.“

Dieselbe Beziehung bleibt natürlich für den Fall bestehen, daß  $K_{13} = 0$  wird, nur vereinfachen sich dann die Werte für Mittelpunktskoordinaten und den Radius des Mittelpunktskreises und ebenso auch für die Tangente des Neigungswinkels des Anfangsstrahles ganz erheblich; wir erhalten nämlich:

$$X_M = 0$$

$$Y_M = \frac{\Delta_1}{2 r_1}$$

$$R_M = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{\Delta_1}{2 r_1} \cdot \frac{K_1}{C_1} \cdot \frac{C_{32}}{K_3} \cdot \sqrt{\frac{1 + \frac{r_1^2}{K_1^2}}{1 + \frac{r_3^2}{K_3^2}}} \quad \dots \dots \dots 18a)$$

$$\operatorname{tg} \psi_M = \frac{1 - \frac{r_1}{K_1} \frac{r_3}{K_3}}{\frac{r_1}{K_1} + \frac{r_3}{K_3}}$$

Die Punkte der unendlichen Tourenzahl und die Stillstandspunkte befolgen dieselbe Gesetzmäßigkeit wie die Mittelpunkte der Admittanzendiagramme: auch sie wandern auf Kreisen, deren Radien der absoluten Größe der Erregerspannung proportional sind und liegen auf Strahlenbüscheln, deren Strahlen mit dem durch die Konstanten des Motors bestimmten Anfangsstrahl den  $\propto \delta$  einschließen. Das läßt sich ohne weiteres aus den Koordinatengleichungen der betreffenden charakteristischen Kreispunkte entnehmen, denn diese lassen sich in derselben Grundform schreiben, wie wir sie für die Mittelpunktskoordinaten abgeleitet haben.

Für die Punkte U gilt beispielsweise nach Gleichung 9 und 10 die Beziehung:

$$\left. \begin{aligned} x_u &= \frac{1}{\alpha} (A_u \sin \delta + B_u \cos \delta) \\ y_u &= \frac{1}{\alpha} (A_u \cos \delta - B_u \sin \delta) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots 19)$$

wobei die Konstanten  $A_u$  und  $B_u$  die Werte haben:

$$\left. \begin{aligned} A_u &= \frac{\Delta_1}{C_1} \cdot \frac{C_{32}}{K_3} \cdot \frac{\frac{r_3}{K_3}}{\mu^2 + \frac{r_3^2}{K_3^2}} \\ B_u &= \frac{\Delta_1}{C_1} \cdot \frac{C_{32}}{K_3} \cdot \frac{\mu}{\mu^2 + \frac{r_3^2}{K_3^2}} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots 20)$$

Wir haben hier also wieder in Parameterdarstellung die Gleichung der Kreise vor uns, auf denen die Punkte der unendlichen Tourenzahl liegen (Unendlichkeitskreise).

Der Mittelpunkt dieser Kreise fällt mit dem Koordinatenanfangspunkt zusammen; der Radius ist gegeben durch die Beziehung:

$$R_u = \frac{1}{\alpha} \cdot \sqrt{A^2 + B^2} = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{\Delta_1}{C_1} \cdot \frac{C_{32}}{K_3} \cdot \frac{1}{\sqrt{\mu^2 + \frac{r_3^2}{K_3^2}}} \quad \dots \dots \dots 21)$$

und der Anfangsstrahl wird durch die einfache Bedingungsgleichung festgelegt:

$$\operatorname{tg} \Psi_u = \frac{\frac{r_3}{K_3}}{\mu}$$

Bei  $K_{I3} = 0$  vereinfachen sich diese Beziehungen zu:

$$R_u = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{\Delta_1}{C_1} \cdot \frac{C_{32}}{K_3} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{r_3^2}{K_3^2}}}, \quad \operatorname{tg} \Psi_u = \frac{r_3}{K_3} \quad \dots \dots \dots 21a)$$

Die Parameterdarstellung der Stillstandskreise, wie wir die Kreise bezeichnen wollen, auf denen die Punkte des Stillstandes K liegen, läßt sich aus den Gleichungen 7 und 8 ohne

weiteres ablesen, sie lautet:

$$\left. \begin{aligned} (x_K - X_K) &= \frac{1}{\alpha} (A_K \cos \delta - B_K \sin \delta) \\ (y_K - Y_K) &= -\frac{1}{\alpha} (A_K \sin \delta + B_K \cos \delta) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots 22)$$

Dabei haben die Mittelpunktskoordinaten der Stillstandskreise die Werte:

$$\left. \begin{aligned} X_K &= \frac{\Delta_1}{K_1} \cdot \left(1 + \frac{r_3^2}{K_3^2}\right) \cdot \frac{\frac{r_1}{K_1} \left(1 + \frac{r_3^2}{K_3^2}\right) - (1 - \sigma)}{\left[\frac{r_1}{K_1} \left(1 + \frac{r_3^2}{K_3^2}\right) + \frac{r_3}{K_3} (1 - \sigma)\right]^2 + \left[\frac{r_3^2}{K_3^2} + \sigma\right]^2} \\ Y_K &= \frac{\Delta_1}{K_1} \cdot \left(1 + \frac{r_3^2}{K_3^2}\right) \cdot \frac{\frac{r_1}{K_1} \left(1 + \frac{r_3^2}{K_3^2}\right) + \frac{r_3}{K_3} (1 - \sigma)}{\left[\frac{r_1}{K_1} \left(1 + \frac{r_3^2}{K_3^2}\right) + \frac{r_3}{K_3} (1 - \sigma)\right]^2 + \left[\frac{r_3^2}{K_3^2} + \sigma\right]^2} \end{aligned} \right\} 23)$$

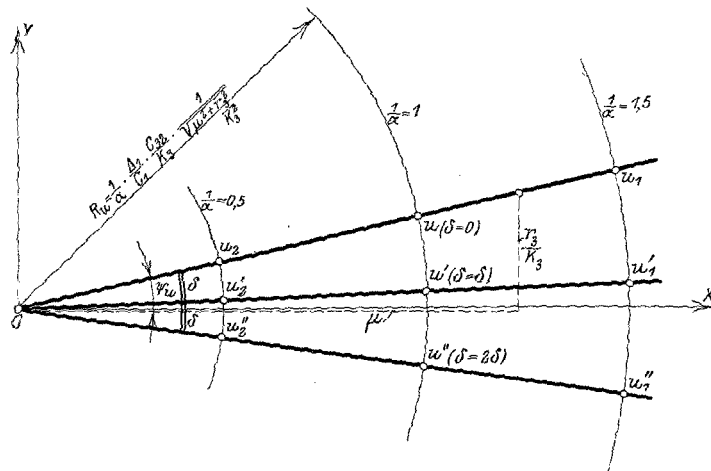


Fig. 17. Unendlichkreise bei  $\frac{1}{\alpha} = 0,5 - 1,0 - 1,5$ .

und die Konstanten  $A_K$  und  $B_K$  sind definiert durch die Gleichungen:

$$\left. \begin{aligned} A_K &= \frac{\Delta_1}{K_1} \cdot \left(1 + \frac{r_3^2}{K_3^2}\right) \cdot \frac{K_3 I}{K_3} \cdot \frac{\frac{r_1}{K_1} \cdot \frac{r_3}{K_3} - \sigma}{\left[\frac{r_1}{K_1} \left(1 + \frac{r_3^2}{K_3^2}\right) + \frac{r_3}{K_3} (1 - \sigma)\right]^2 + \left[\frac{r_3^2}{K_3^2} + \sigma\right]^2} \\ B_K &= \frac{\Delta_1}{K_1} \cdot \left(1 + \frac{r_3^2}{K_3^2}\right) \cdot \frac{K_3 I}{K_3} \cdot \frac{\frac{r_1}{K_1} + \frac{r_3}{K_3}}{\left[\frac{r_1}{K_1} \left(1 + \frac{r_3^2}{K_3^2}\right) + \frac{r_3}{K_3} (1 - \sigma)\right]^2 + \left[\frac{r_3^2}{K_3^2} + \sigma\right]^2} \end{aligned} \right\} 24)$$

Der Radius des Stillstandskreises berechnet sich demnach zu:

$$R_K = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{\Delta_1}{K_1} \cdot \frac{K_3 I}{K_3} \cdot \left(1 + \frac{r_3^2}{K_3^2}\right) \cdot \frac{\sqrt{\left(\frac{r_1}{K_1} + \frac{r_3}{K_3}\right)^2 + \left(\frac{r_1}{K_1} \cdot \frac{r_3}{K_3} - \sigma\right)^2}}{\left[\frac{r_1}{K_1} \left(1 + \frac{r_3^2}{K_3^2}\right) + \frac{r_3}{K_3} (1 - \sigma)\right]^2 + \left[\frac{r_3^2}{K_3^2} + \sigma\right]^2} 25)$$



Radius  $R_L = \frac{\Delta_1}{2 r_I}$  von der Erregerspannung unabhängig ist. Auf diesem Kreise wird die Lage der Leerlaufpunkte durch ein Strahlenbüschel fixiert, dessen Zentrum der Kreismittelpunkt ist, und dessen Strahlen mit dem für  $\delta = 0$  geltenden durch den  $\angle \psi_L$  festgelegten Anfangsstrahl den Winkel  $2\delta$  einschließen. Die Tangente des  $\angle \psi_L$  ist gegeben durch die Beziehung:

$$\operatorname{tg} \psi_L = \frac{\frac{1}{2} \left( 1 - \frac{r_3^2}{K_3^2} \right)}{\frac{r_3}{K_3}} = \frac{B_L}{A_L}$$

(vgl. Fig. 18).

Mit Hilfe der abgeleiteten analytischen Abhängigkeit der Lage der charakteristischen Kreispunkte von der Größe und Phase der Erregerspannung können wir nunmehr durch

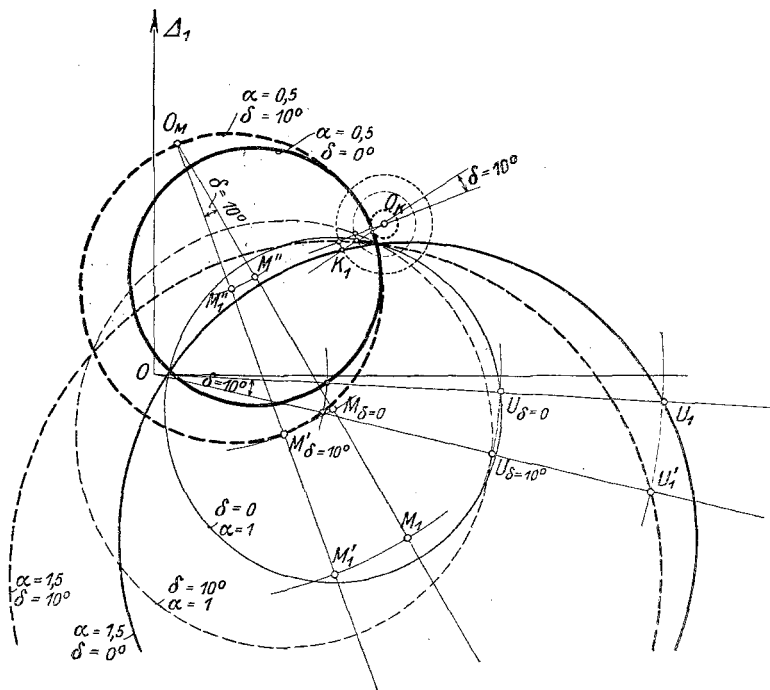


Fig. 19. Arbeitsstromdiagramme bei  $K_{I3} > 0$  für  $\frac{I}{\alpha} = 1 - 1,5 - 0,5$   $\delta = 0^\circ$  und  $10^\circ$ .

einfache geometrische Konstruktion aus dem für  $\alpha = 1$ ,  $\delta = 0$  geltenden Admittanzendiagramm die entsprechenden Diagramme für jeden beliebigen Wert von  $\alpha$  und  $\delta$  entwickeln. Wir haben die Konstruktion in Fig. 19 bis 21 für folgende Fälle durchgeführt:

1.  $K_{I3} > 0$  (Fig. 19) Anker stark überkompensiert.
2.  $K_{I3} < 0$  (Fig. 20) Anker stark unterkompensiert.
3.  $K_{I3} = 0$  (Fig. 21) Wechselinduktion zwischen 1 und 3 gleich 0.

Die Diagramme lassen den Einfluß der Erregerspannung deutlich erkennen; besonders klar tritt die phasenkompensierende Wirkung einer Verdrehung der Erregerspannung gegen die Netzspannung hervor. Schon ein  $\angle \delta = 5$  bis  $10^\circ$  genügt bei den gewählten Motor-konstanten, um den Leistungsfaktor der Arbeitswicklung ganz erheblich zu verbessern. Den quantitativen Einfluß auf Tourenzahl, Überlastungsfähigkeit und Leistungsfaktor des Motors werden wir später noch an Hand der aus den Kreisdiagrammen abgeleiteten Linediagramme näher untersuchen, hier kam es uns mehr darauf an, den einfachen

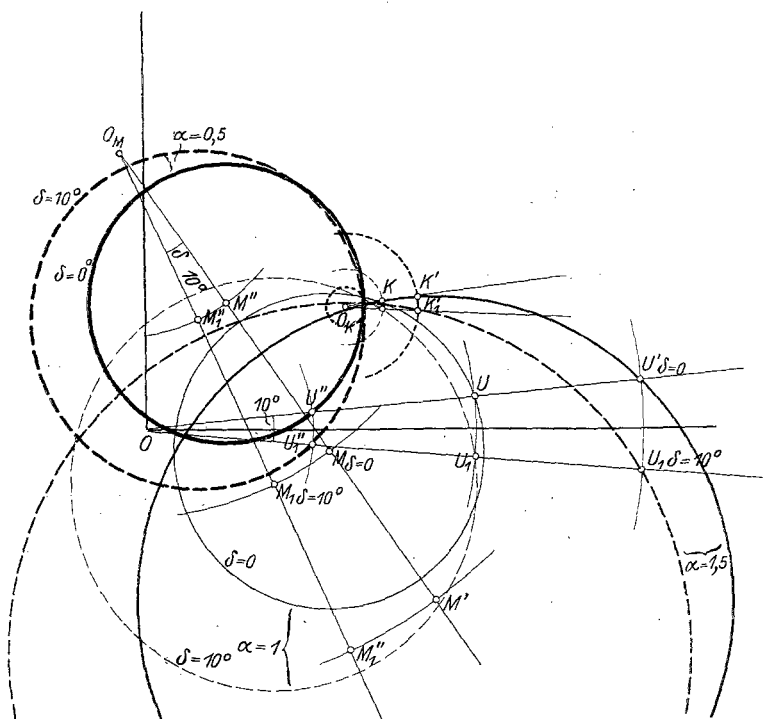


Fig. 20. Arbeitsstromdiagramme bei  $K_{13} < 0$  für  $\frac{I}{\alpha} = 1 - 1,5 - 0,5$  und  $\delta = 0^\circ$  und  $10^\circ$ .

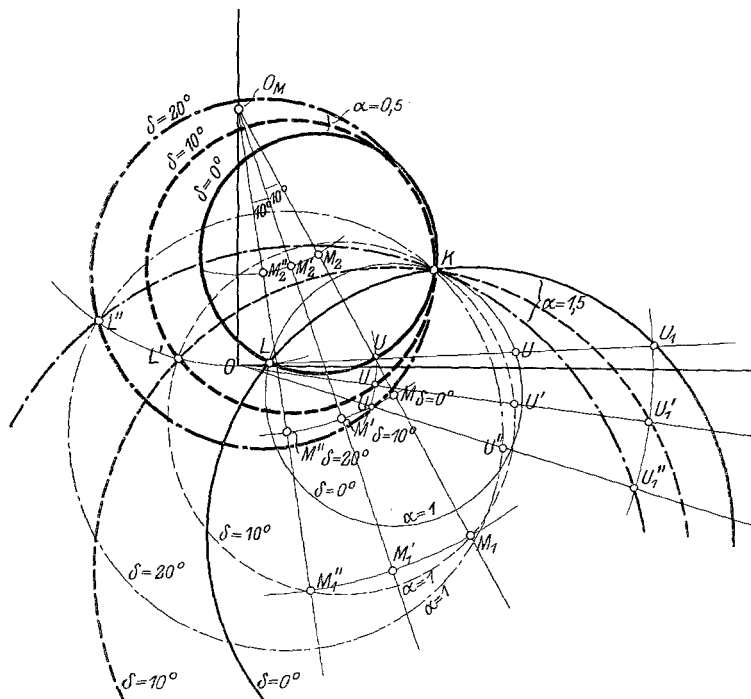


Fig. 21. Arbeitsstromdiagramme bei  $K_{13} = 0$  für  $\frac{I}{\alpha} = 0,5 - 1,0 - 1,5$  und  $\delta = 0^\circ - 10^\circ - 20^\circ$ .



geometrischen Zusammenhang der für verschiedene Werte von  $\alpha$  und  $\delta$  geltenden Vektordiagramme festzulegen.

Das bisher besprochene Admittanzendiagramm galt lediglich für den Arbeitsstrom  $J_1$ ; über den Netzstrom, der in den meisten Fällen natürlich für die Beurteilung des Motors maßgebend ist, und über den Magnetisierungsstrom konnte es uns keinen Aufschluß geben. Diese Lücke gilt es jetzt vor allem auszufüllen.

**4. Das Netzstromdiagramm.** Der Netzstrom  $J_N$  setzt sich zusammen aus dem Arbeitsstrom  $J_1$  und dem auf das Primärnetz (vgl. Fig. 8<sup>1</sup>) reduzierten Erregerstrom  $J_{3N} = \frac{I}{\alpha} J_3 (\cos \delta - j \sin \delta)^2$ , der sich nach Gleichung 2b (S. 18) auch schreiben läßt:

$$\dot{J}_{3N} = \frac{I}{\alpha} \dot{J}_3 (\cos \delta - j \sin \delta) = \left[ \frac{I}{\alpha} \dot{\Delta}_3 \frac{r_3 + j K_3}{r_3^2 + K_3^2} - \frac{I}{\alpha} \dot{J}_1 K_{I3} \frac{K_3 - j r_3}{r_3^2 + K_3^2} \right] (\cos \delta - j \sin \delta)$$

oder:

$$\dot{J}_{3N} = \dot{J}_{3m} - \frac{I}{\alpha} \dot{J}_1 K_{I3} \frac{K_3 - j r_3}{r_3^2 + K_3^2} (\cos \delta - j \sin \delta) \quad \dots \quad 27)$$

wenn wir für den Wert, in den  $J_{3N}$  bei  $K_{I3} = 0$  übergeht, die Substitution einführen:

$$\dot{J}_{3m} = \frac{I}{\alpha} \dot{\Delta}_3 \frac{r_3 + j K_3}{r_3^2 + K_3^2} (\cos \delta - j \sin \delta) = \frac{I}{\alpha^2} \dot{\Delta}_1 \frac{r_3 + j K_3}{r_3^2 + K_3^2} \quad \dots \quad 27a)$$

Für den Netzstrom erhalten wir somit die Beziehung:

$$\dot{J}_N = \dot{J}_1 + \dot{J}_{3N} = \dot{J}_{3m} + \dot{J}_1 \left[ 1 - \frac{I}{\alpha} K_{I3} \frac{K_3 - j r_3}{r_3^2 + K_3^2} (\cos \delta - j \sin \delta) \right]$$

oder wenn wir den Klammerwert auf gemeinsamen Nenner bringen, Zähler und Nenner durch  $(K_3 - j r_3)$  dividieren und dann den Klammerwert als gemeinschaftlichen Faktor ausscheiden:

$$\dot{J}_N = \frac{\left( K_3 - \frac{I}{\alpha} K_{I3} \cos \delta \right) + j \left( r_3 + \frac{I}{\alpha} K_{I3} \sin \delta \right)}{K_3 + j r_3} \left[ \dot{J}_1 + \dot{J}_{3m} \frac{K_3 + j r_3}{\left( K_3 - \frac{I}{\alpha} K_{I3} \cos \delta \right) + j \left( r_3 + \frac{I}{\alpha} K_{I3} \sin \delta \right)} \right] \quad \dots \quad 28)$$

In diese Gleichung, die schon die Lösung der gestellten Aufgabe enthält, wollen wir noch folgende abkürzende Bezeichnungen einführen:

1. Der Absolutwert des komplexen gemeinschaftlichen Faktors, der die Rolle eines Maßstabsfaktors spielt, sei:

$$f = \sqrt{\frac{\left( K_3 - \frac{I}{\alpha} K_{I3} \cos \delta \right)^2 + \left( r_3 + \frac{I}{\alpha} K_{I3} \sin \delta \right)^2}{K_3^2 + r_3^2}} \quad \dots \quad 29)$$

2. Der reduzierte Magnetisierungsstrom  $\dot{J}_{3m}'$  bezeichne einen Vektor vom Betrage  $J_{3m}$ , der jedoch dem Vektor  $\dot{J}_{3m}$  um einen  $\propto \psi$  voreilt. Die Tangente dieses Winkels ergibt sich nach Gleichung 28 und Fig. 22 zu:

$$\operatorname{tg} \Psi = \operatorname{tg} (\alpha - \beta) = \frac{\frac{I}{\alpha} K_{I3} (K_3 \sin \delta + r_3 \cos \delta)}{(r_3^2 + K_3^2) + \frac{I}{\alpha} K_{I3} (r_3 \sin \delta - K_3 \cos \delta)}$$

<sup>1)</sup> Archiv S. 187, Heft 5.

<sup>2)</sup> Dabei ist der Magnetisierungsstrom und die inneren Spannungsabfälle des der Erregerwicklung vorgeschalteten Transformators oder Potentialreglers vernachlässigt.

wobei

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{r_3 + \frac{1}{\alpha} K_{I3} \sin \delta}{K_3 - \frac{1}{\alpha} K_{I3} \cos \delta}$$

und

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{r_3}{K_3}.$$

Mit diesen Substitutionen schreibt sich der Absolutwert des Netzstromes

$$|J_N| = \left| f \left[ \dot{J}_1 + \frac{1}{f} \dot{J}'_{3m} \right] \right|. \quad \dots \dots \dots 30)$$

Das heißt, der Absolutwert des Netzstromes läßt sich als geometrische Summe aus dem Arbeitsstrom  $\overline{OP}$  und dem konstanten Vektor  $\overline{O'O} = 1/f \cdot \dot{J}'_{3m}$  dem Arbeitsstromdiagramm als Strecke  $O'P$  (vgl. Fig. 23) entnehmen. Da nach Gleichung 28 der Netzstromvektor gegen den Vektor  $\overline{O'P}$  um den  $\angle \psi$  nacheilt, müssen wir, um  $J_N$  der Phase nach richtig zu erhalten, das neue für den Netzstrom gültige Koordinatensystem ( $X'Y'$ ) gegen die Arbeitsstrom-Koordinatenachsen um den  $\angle \psi$  im Sinne einer Voreilung verdrehen.

In ganz ähnlicher Weise kann das Diagramm des Erregerstromes

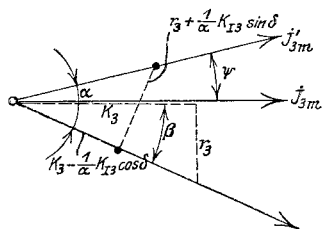


Fig. 22.

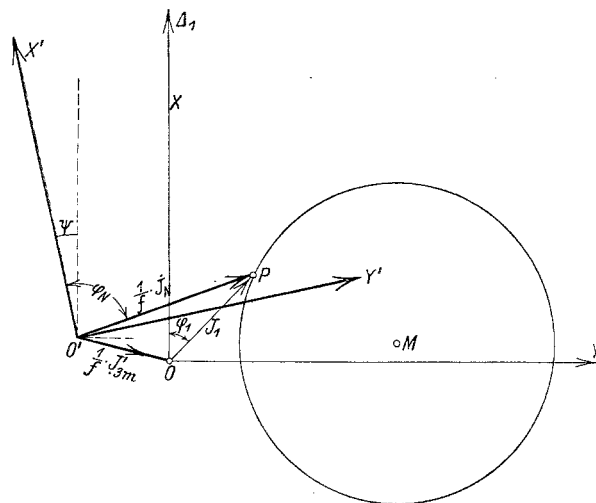


Fig. 23. Netzstromdiagramm.

aus dem Arbeitsstromdiagramm abgeleitet werden. In den meisten Fällen wird es aber einfacher sein,  $J_3$  als geometrische Differenz von Netz- und Arbeitsstrom zu konstruieren, und aus diesem Grunde wollen wir auf die Darstellung des Erregerstromes in einem besonderen Kreisdiagramm verzichten.

Es mag noch darauf hingewiesen werden, daß bei  $K_{I3} = 0$

$$\begin{aligned} \dot{J}_{3m} &= \dot{J}_{3N} \\ f &= 0 \\ \psi &= 0 \end{aligned}$$

so daß sich Gleichung 28 zu der Form vereinfacht:

$$\dot{J}_N = \dot{J}_1 + \dot{J}_{3m}. \quad \dots \dots \dots 28a)$$

**5. Die charakteristischen Geraden im Kreisdiagramm.** Das Admittanzendiagramm eines Motors hat nur dann einen wirklich praktischen Wert, wenn es neben den in Frage kommenden Stromvektoren auch die Leistungsgrößen des Motors, vor allem also Tourenzahl, Drehmoment und mechanische Leistung in einfacher Weise zur Darstellung bringt.

Ossanna hat zuerst gezeigt, wie sich mit Hilfe einiger charakteristischen Geraden die obigen Größen dem Kreisdiagramm des Mehrphasen-Induktionsmotors ohne weiteres entnehmen lassen. Wir wollen untersuchen ob in dem Diagramm des von uns behandelten DKNM. mit getrennter Erreger- und Kompensationswicklung in ähnlicher Weise Tourenzahl ( $n$ ), Drehmoment ( $D$  mkg) und mechanische Leistung ( $W_{2m}$  Watt) dargestellt werden können.

a) Die Gerade der mechanischen Leistung: Die vom Anker entwickelte mechanische Leistung (pro Phase =  $\frac{1}{3} W_{2m}$  Watt) läßt sich bei Vernachlässigung der Eisenverluste formulieren:

$$W_{2m} = W_N - 3 (J_1^2 r_1 + J_3^2 r_3).$$

Dabei setzt sich die vom Netz zugeführte Leistung entsprechend den beiden ans Netz angeschlossenen Wicklungen aus 2 Teilen zusammen:

$$W_N = 3 (\dot{\Delta}_1 \cdot \dot{J}_1 + \dot{\Delta}_3 \cdot \dot{J}_3).$$

Führen wir in diese Gleichung für  $\Delta_3$  den Wert aus der 2. Grundgleichung ein und weiter für  $J_3$  den früher berechneten Wert

$$\dot{J}_3 = \frac{1}{\alpha} \dot{\Delta}_1 \frac{c + j b}{r_3^2 + K_3^2} - \dot{J}_1 K_{13} \frac{K_3 - j r_3}{r_3^2 + K_3^2}$$

(vgl. Gleichung 2b), so erhalten wir bei Auswertung der Vektorprodukte:

$$\begin{aligned} \frac{1}{3} W_{2m} &= \Delta_1 y + J_3^2 r_3 + K_{13} \dot{J}_3 \cdot (-j \dot{J}_1) - (J_1^2 r_1 + J_3^2 r_3) \\ &= \Delta_1 y + K_{13} \left[ \frac{1}{\alpha} \Delta_1 \frac{-b y + c x}{r_3^2 + K_3^2} + J_1^2 \frac{r_3 K_{13}}{r_3^2 + K_3^2} \right] - J_1^2 r_1 \end{aligned}$$

Drücken wir nunmehr  $J_1^2 = x^2 + y^2$  nach der Kreisgleichung (4) durch  $x_m$  und  $y_m$  aus, so geht der obige Ausdruck über in

$$\begin{aligned} \frac{1}{3} W_{2m} &= y \left[ \Delta_1 - \frac{1}{\alpha} \Delta_1 \frac{b K_{13}}{r_3^2 + K_3^2} + 2 y_m \left( r_3 \frac{K_{13}^2}{r_3^2 + K_3^2} - r_1 \right) \right] \\ &\quad + x \left[ 2 x_m \left( r_3 \frac{K_{13}^2}{r_3^2 + K_3^2} - r_1 \right) + \frac{1}{\alpha} \Delta_1 \frac{c K_{13}}{r_3^2 + K_3^2} \right] + \text{const} \end{aligned}$$

oder:

$$\begin{aligned} \frac{1}{3} W_{2m} &= \left[ \left( \Delta_1 - 2 y_m r_1 \right) - \Delta_3 \frac{\frac{K_{13}}{K_3}}{1 + \frac{r_3^2}{K_3^2}} \left( \frac{r_3}{K_3} \sin \delta + \cos \delta \right) \right. \\ &\quad \left. + 2 y_m r_3 \frac{\left( \frac{K_{13}}{K_3} \right)^2}{1 + \left( \frac{r_3}{K_3} \right)^2} \right] \cdot (y - x \cdot A_w + C_w) \dots \dots \dots 31) \end{aligned}$$

also:

$$W_{2m} = f_w \cdot \overline{P A}.$$

Gemäß dieser Gleichung läßt sich die mechanische Leistung im Kreisdiagramm darstellen als der senkrecht zur Abszissenachse gemessene Abstand  $\overline{P A}$  (Fig. 24) zwischen der Kreisperipherie und einer durch die Gleichung:  $z = A_w x - C_w$  gegebenen Geraden; und da für die Schnittpunkte dieser Geraden mit dem Kreise die Strecke  $\overline{P A}$ , also auch  $W_{2m}$  zu 0 wird, so können diese Schnittpunkte nichts anderes sein als die bereits bekannten Punkte des Stillstandes und des vollkommenen Leerlaufes.

Der Maßstabsfaktor der  $W_{2m}$ -Geraden

$$f_{W_{2m}} = 3 \left[ (\Delta_1 - 2 y_m \cdot r_1) - \Delta_3 \cdot \frac{\frac{K_{I3}}{K_3}}{1 + \left(\frac{r_3}{K_3}\right)^2} \left( \frac{r_3}{K_3} \sin \delta + \cos \delta \right) \right. \\ \left. + 2 y_m r_3 \frac{\left(\frac{K_{I3}}{K_3}\right)^2}{1 + \left(\frac{r_3}{K_3}\right)^2} \right] \dots \dots \dots 32)$$

hat die Dimension einer Spannung, ergibt also bei Multiplikation mit der Strecke  $\overline{PA}$  die wie alle Größen im Kreisdiagramm in Ampere gemessen wird, eine Leistung in Watt.

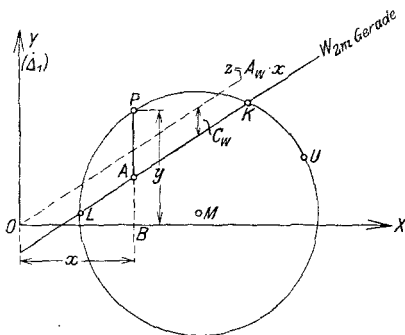


Fig. 24. Darstellung der mechanischen Leistung im Kreisdiagramm.

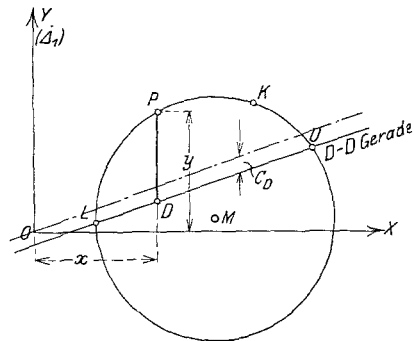


Fig. 25. Darstellung des Drehmomentes im Kreisdiagramm.

b) Die Drehmomenten-Gerade. Der Beweis für die Darstellbarkeit des Drehmomentes ( $\frac{1}{3} D \text{ mkg pro Phase}$ ) mit Hilfe einer Drehmomentengeraden, die naturgemäß durch den Leerlaufpunkt (L) und den Punkt der unendlichen Tourenzahl (U) gehen muß, läßt sich in ganz analoger Weise führen.

Berechnen wir das Vektorprodukt  $\dot{J}_1 \cdot \dot{\Delta}_1$  aus der 1. Grundgleichung und führen für  $\dot{J}_3 \cdot \dot{\Delta}_3$  den schon oben angegebenen Wert ein, so können wir die Nutzleistung pro Phase auch schreiben:

$$\frac{1}{3} W_N = \left[ J_1^2 \cdot r_1 + \dot{J}_1 (-j \dot{J}_3) \left( K_{31} + \frac{v_m}{v} C_{32} \right) \right] + \left[ J_3^2 \cdot r_3 + K_{I3} \cdot \dot{J}_3 (-j \dot{J}_1) \right]$$

oder da

$$\dot{J}_1 \cdot (-j \dot{J}_3) = \Delta_3 \frac{by - cx}{r_3^2 + K_3^2} + J_1^2 r_3 \frac{K_{I3}}{r_3^2 + K_3^2}$$

$$\frac{1}{3} W_N = J_1^2 \cdot r_1 + J_3^2 \cdot r_3 + \frac{v_m}{v} \cdot \frac{C_{32}}{r_3^2 + K_3^2} \left[ \Delta_3 (by - cx) + J_1^2 r_3 K_{I3} \right]$$

Für  $W_{2m}$  gilt somit die Beziehung:

$$\frac{1}{3} W_{2m} = \frac{v_m}{v} \cdot \frac{C_{32}}{r_3^2 + K_3^2} \left[ \Delta_3 (by - cx) + (x^2 + y^2) \cdot r_3 K_{I3} \right]$$

Drücken wir wieder  $(x^2 + y^2)$  durch die Mittelpunktskoordinaten aus, so erhalten wir:

$$\frac{1}{3} W_{2m} = \frac{v_m}{v} \cdot \left[ y \left( \Delta_3 \frac{b \cdot C_{32}}{r_3^2 + K_3^2} + 2 y_m r_3 \frac{K_{I3} \cdot C_{32}}{r_3^2 + K_3^2} \right) \right. \\ \left. - x \left( \Delta_3 \cdot \frac{c \cdot C_{32}}{r_3^2 + K_3^2} - 2 x_m r_3 \frac{K_{I3} \cdot C_{32}}{r_3^2 + K_3^2} + \text{const} \right) \right]$$

Daraus folgt schließlich das Drehmoment in mkg

$$\frac{1}{3} D \text{ mkg} = \frac{C_{32}}{1 + \frac{r_3^2}{K_3^2}} \cdot \left[ \frac{\Delta_3}{K_3} \left( \frac{r_3}{K_3} \sin \delta + \cos \delta \right) + 2 y_m \frac{r_3}{K_3} \frac{K_{I3}}{K_3} \right] \cdot \frac{y - x A_D + C_D}{9,81 \cdot 2 \pi \cdot \frac{n_s}{60}} \quad 33)$$

also

$$D \text{ mkg} = f_D \cdot \overline{PD}.$$

Der Maßstabsfaktor

$$f_D = \frac{3}{9,81 \cdot 2 \pi \cdot \frac{n_s}{60}} \cdot \frac{C_{32}}{1 + \frac{r_3^2}{K_3^2}} \cdot \left[ \frac{\Delta_3}{K_3} \left( \frac{r_3}{K_3} \sin \delta + \cos \delta \right) + 2 y_m \frac{r_3}{K_3} \frac{K_{I3}}{K_3} \right] \quad 34)$$

vereinfacht sich bei  $K_{I3} = 0$  zu:

$$f_D = \frac{3}{9,81 \cdot 2 \pi \cdot \frac{n_s}{60}} \cdot \frac{C_{32}}{1 + \frac{r_3^2}{K_3^2}} \cdot \left[ \frac{\Delta_3}{K_3} \left( \frac{r_3}{K_3} \sin \delta + \cos \delta \right) \right] \dots \quad 34a)$$

c) Die Tourengerade. Führen wir in die erste Grundgleichung für  $J_3$  den schon oft benutzten Wert aus Gleichung 2 b ein, so erhalten wir:

$$\dot{\Delta}_1 = \dot{J}_1 \left[ r_I - j \left( K_I - \frac{v_m}{v} C_I \right) \right] = \left[ \frac{1}{\alpha} \dot{\Delta}_1 \frac{j c - b}{r_3^2 + K_3^2} - \dot{J}_1 K_{I3} \frac{r_3 + j K_3}{r_3^2 + K_3^2} \right] \cdot \left( K_{3I} + \frac{v_m}{v} C_{32} \right)$$

oder wenn wir die Glieder der Gleichung nach  $\Delta_1$  und  $J_1$  ordnen:

$$\begin{aligned} \dot{\Delta}_1 & \left[ \left( 1 - \frac{1}{\alpha} \frac{K_{3I} \cdot b - K_{3I} \cdot c}{r_3^2 + K_3^2} \right) - \frac{v_m}{v} \cdot \left( \frac{1}{\alpha} C_{32} \frac{b - j c}{r_3^2 + K_3^2} \right) \right] \\ & = \dot{J}_1 \left[ \left( r_I - j K_I + K_{I3} K_{3I} \frac{r_3 + j K_3}{r_3^2 + K_3^2} \right) + \frac{v_m}{v} \left( j C_I + C_{32} K_{I3} \frac{r_3 + j K_3}{r_3^2 + K_3^2} \right) \right] \end{aligned}$$

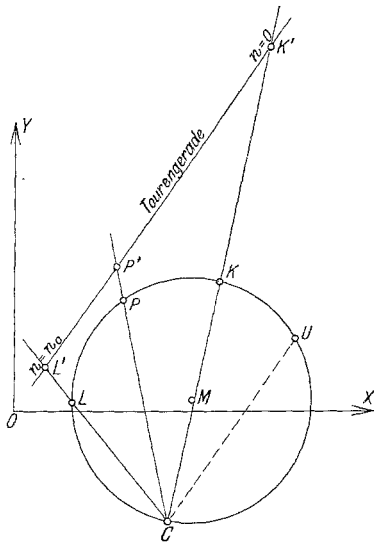
Fig. 26. Darstellung der Tourenzahl im Kreisdiagramm.

oder auch:

$$\dot{J}_1 = \dot{\Delta}_1 \frac{\mathfrak{A} + \mathfrak{B} \frac{v_m}{v}}{\mathfrak{C} + \mathfrak{D} \frac{v_m}{v}} \dots \quad 35)$$

wenn wir mit  $\mathfrak{A}$ ,  $\mathfrak{B}$ ,  $\mathfrak{C}$ ,  $\mathfrak{D}$  die in obiger Gleichung in runde Klammern zusammengefaßten komplexen Konstanten bezeichnen. Diese Gleichungsform ist dem mit den Gesetzen der Vektorrechnung Vertrauten wohl bekannt, sie stellt nämlich die allgemeinste Vektorgleichung eines Kreises in Parameterform dar und ist so nur ein anderer Ausdruck des schon abgeleiteten Admittanzendiagrammes. Für uns ist wichtig, daß als Parameter der

Grad des Übersynchronismus  $\frac{v_m}{v}$  bzw. die Tourenzahl auftritt. Daraus folgt nämlich durch eine einfache Kette von Schlußfolgerungen, die wir hier überschlagen wollen, daß unser Admittanzendiagramm wirklich eine Tourengerade besitzt, d. i. eine Gerade, auf welcher die von einem Projektionszentrum bestimmter Lage nach den Belastungspunkten gezogenen Strahlen Strecken proportional den Tourenzahlen abschneiden.



Die Tourengerade selbst kann man ganz willkürlich annehmen, die Parallele durch den Punkt der unendlichen Tourenzahl schneidet dann den Kreis im gesuchten Projektionszentrum  $c$  (Fig. 26). Zieht man durch diesen die Strahlen nach den Punkten des Leerlaufes ( $L$ ) und des Stillstandes ( $K$ ), die auf der Tourengeraden die Strecke  $L'K' = \text{const} \cdot n_0$  ( $n_0$  Leerlauftourenzahl, vgl. Gleichung 13) abschneiden, so folgt die Tourenzahl  $n$  für jeden anderen Belastungspunkt  $P$  zu

$$n = n_0 \cdot \frac{K'P'}{K'L'}.$$

**6. Zahlenbeispiel.** Mit den Ausführungen der vorigen Abschnitte ist das Verhalten des DKNM. mit getrennter Erreger- und Kompensationswicklung theoretisch erschöpfend beschrieben. Nur die Kommutierungsvorgänge sind absichtlich übergangen worden, weil sich in dieser Hinsicht der behandelte Motor von den übrigen Drehfeld-Kommutator-Maschinen nicht unterscheidet. Hingegen würde es sicher als Lücke empfunden werden, wenn wir die Verwendbarkeit der vielen in Formeln und Diagramme gefaßten Beziehungen nicht durch ein Zahlenbeispiel beweisen würden. Auf diese Weise wird es uns auch möglich sein, den Einfluß der Größen klar zu überschauen, deren Wahl beim Entwurf des Motors und seines Regulierapparates in unsere Hand gegeben ist, das ist vor allem der Wert von  $K_{I3}$  und von  $\delta$ .

Drei 8 polige Motoren, die sich im wesentlichen nur durch die Stärke der Über- oder Unterkompensation des Ankers ( $K_{I3} = 0$ ;  $K_{I3} > 0$ ;  $K_{I3} < 0$ ) voneinander unterscheiden, sollen verglichen werden; ihre Konstanten seien:

	Motor I ( $K_{I3} = 0$ )	Motor II ( $K_{I3} > 0$ ) Anker überkompensiert	Motor III ( $K_{I3} < 0$ ) Anker unterkompensiert
$r_1$ . . . . .	0,2	0,2	0,2
$k_{11}$ . . . . .	10,0	10,0	10,0
$\sigma_1$ . . . . .	0,05	0,05	0,05
$k_{1\sigma}$ . . . . .	0,5	0,5	0,5
$\sigma_{13}$ . . . . .	0,04	0,04	0,04
$r_2$ . . . . .	0,3	0,274	0,32
$k_{22} = c_{22}$ . . . . .	10,8	8,836	13,0
$\sigma_2$ . . . . .	0,0464	0,0464	0,0464
$\sigma_2'$ . . . . .	0,0046	0,0046	0,0046
$\sigma_2''$ . . . . .	0,0418	0,0418	0,0418
$k_{2\sigma}$ . . . . .	0,5	0,411	0,60
$c_{2\sigma}$ . . . . .	0,45	0,370	0,54
$k_{12} = k_{21} = c_{12} = \sqrt{k_{11} \cdot k_{22}}$ . . . . .	10,4	9,4	11,40
$r_3$ . . . . .	0,63	0,63	0,63
$k_{33}$ . . . . .	10,0	10,0	10,00
$\sigma_3$ . . . . .	0,05	0,05	0,05
$k_{3\sigma}$ . . . . .	0,5	0,5	0,5
$\sigma_{31}$ . . . . .	0,04	0,04	0,04
$k_{13\sigma} = k_{31\sigma}$ . . . . .	0,4	0,4	0,4
$k_{13}$ . . . . .	10,0	10,0	10,0
$k_{23}$ . . . . .	10,4	9,4	11,4
$r_I = r_1 + r_2$ . . . . .	0,5	0,474	0,52
$K_I = k_{11} + k_{22} - k_{12} - k_{21} + k_{1\sigma} + k_{2\sigma}$ . . . . .	1,0	0,947	1,3
$C_I = c_{22} - c_{12} + c_{2\sigma}''$ . . . . .	0,85	-0,194	2,14
$C_{22}$ . . . . .	10,4	9,4	11,4
$K_{I3} = k_{13} - k_{23} + k_{13\sigma}$ . . . . .	0,0	+ 1,0	- 1,0

Für diese drei Motoren wollen wir die Admittanzendiagramme für die synchrone ( $\frac{I}{\alpha} = 1$ ), eine unter- ( $\frac{I}{\alpha} = 1,5$ ) und eine übersynchrone ( $\frac{I}{\alpha} = 0,65$ ) Tourenstufe entwerfen, und zwar jedesmal für drei Werte von  $\delta$ , nämlich:

$$\delta = 0^\circ; \quad \delta = 5^\circ; \quad \delta = 10^\circ.$$

Die zur Konstruktion der sich so ergebenden 27 Kreisdiagramme erforderlichen Größen sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt. Die Klemmenspannung der Maschine ist in allen Fällen zu  $\Delta_1 = 110$  Volt (pro Phase) bei  $v = 50$  Perioden angenommen.

		Motor I ( $K_{I3} = 0$ )			Motor II ( $K_{I3} > 0$ )			Motor III ( $K_{I3} < 0$ )			
		$\delta = 0^\circ$	$\delta = 5^\circ$	$\delta = 10^\circ$	$\delta = 0^\circ$	$\delta = 5^\circ$	$\delta = 10^\circ$	$\delta = 0^\circ$	$\delta = 5^\circ$	$\delta = 10^\circ$	
Leerlaufpunkt und Leerlauf-tourenzahl	$\text{tg } \varphi_L$	$\frac{1}{a} = 0,65$	0,06	-0,028	-0,115	0,0503	-0,023	-0,0965	0,073	-0,033	-0,141
		$\frac{1}{a} = 1,0$	0,06	-0,028	-0,115	0,0533	-0,0243	-0,1025	0,068	-0,031	-0,131
		$\frac{1}{a} = 1,5$	0,06	-0,028	-0,115	0,0553	-0,0252	-0,106	0,065	-0,03	-0,124
	$\frac{v_{m_0}}{v_m}$	$\frac{1}{a} = 0,65$	1,625	1,53	1,46	1,672	1,592	1,538	1,605	1,475	1,40
		$\frac{1}{a} = 1,0$	0,993	1,02	1,032	0,99	1,02	1,035	0,995	1,02	1,035
		$\frac{1}{a} = 1,5$	0,637	0,69	0,73	0,598	0,657	0,696	0,665	0,722	0,76
Drehmomenten-gerade	$f_D$	$\frac{1}{a} = 0,65$	0,275	0,275	0,273	0,26	0,258	0,256	0,282	0,284	0,285
		$\frac{1}{a} = 1,0$	0,423	0,423	0,42	0,377	0,375	0,371	0,468	0,471	0,471
		$\frac{1}{a} = 1,5$	0,633	0,633	0,63	0,545	0,542	0,535	0,732	0,736	0,738
$W_{2m}$ Gerade	$f_{W_{2m}}$	$\frac{1}{a} = 0,65$	241,5	252	262	236,6	247,7	256,3	238,6	249,9	260,3
		$\frac{1}{a} = 1,0$	372	387	404	340,8	354,7	369,0	399,2	417	431,7
		$\frac{1}{a} = 1,5$	555	580	603	487,8	510,5	531	624,2	652,5	672

		Motor I ( $K_{I3} = 0$ )	Motor II ( $K_{I3} > 0$ )	Motor III ( $K_{I3} < 0$ )
Punkt M	$x_m (\delta = 0; a = 1)$	71,5	76,3	66
	$y_m (\delta = 0; a = 1)$	-14,0	-15,0	-13,5
Mittelpunkts-kreis	$X_M$	0	7,75	-7,5
	$Y_M$	110,0	101,0	123,0
	$R_M$	143	134,5	153,5
	$\text{tg } \psi_M$	1,733	1,7	1,845
Punkt U	$x_u (\delta = 0; a = 1)$	128	140,0	112,0
	$y_u (\delta = 0; a = 1)$	7,7	-2,3	13,7
Unendlichkeitskreis	$R_u$	128,2	140,3	112,5
	$\text{tg } \psi_u$	0,06	0,0165	0,122
Punkt K	$x_K (\delta = 0; a = 1)$	88,0	89,0	84,2
	$y_K (\delta = 0; a = 1)$	44,0	49,2	37,5
Stillstands-kreis	$X_K$	88,0	98,0	76,7
	$Y_K$	44,0	55,1	33,6
	$R_K$	0	10,7	8,0
	$\text{tg } \psi_K$	-	-0,645	-0,51

Mit Hilfe dieser Konstanten und der für verschiedene Werte von  $\alpha$  und  $\delta$  geltenden geometrischen Beziehungen wurden für die 3 Motoren die Kreisdiagramme und die sich

daraus ergebenden charakteristischen Belastungskurven in Fig. 27 bis 43 zusammen-  
 gestellt:

Aus diesen Diagrammen sind die Arbeitseigenschaften des DKNM. mit getrennter Erreger- und Kompensationswicklung, insbesondere die ausgezeichnete Regulierfähigkeit so deutlich zu ersehen, daß es sich erübrigt, auf die einzelnen Kurven noch näher einzugehen, zumal der phasenkompensierende Einfluß der Verschiebung der Erregerspannung gegen die Netzspannung bereits früher mehrfach besprochen wurde. Nur auf einige Punkte möchten wir noch besonders aufmerksam machen.

Wie die Belastungskurven ( $n = f(D \text{ mkg})$ ) Fig. 30, 37 und 41 zeigen, wird nicht nur mit wachsender Phasenverschiebung  $\delta$  die Tourencharakteristik aller 3 Motoren stabiler, sondern es steigt auch die Überlastungsfähigkeit ganz beträchtlich. Daß die Leerlaufftourenzahl mit wachsender Phasenkompensation bei der synchronen und den untersynchronen Tourenstufen zunimmt, bei den übersynchronen Stufen dagegen abnimmt, konnte schon aus der Tabelle S. 28 entnommen werden. Bei größeren Werten von  $\delta$ , die jedoch beim normalen Betrieb des KM. nicht in Frage kommen, gilt diese Beziehung allerdings nicht mehr, wie sich aus der einfachen Überlegung ergibt, daß bei  $\delta = 180^\circ$ , d. h. bei einem

Umkehren des Erregerfeldes, der Motor wie jeder Nebenschlußmotor reversieren muß. Wegen der dabei auftretenden schwierigen Kommutierungsbedingungen — der Motor läuft nämlich in diesem Falle entgegen dem Drehsinne seines Feldes — wird von dieser Reversiermöglichkeit nur in seltenen Fällen Gebrauch gemacht; meistens wird zur Umkehrung der Drehrichtung des Motors der Drehfeldsinn der Erregerwicklung und Arbeitswicklung vertauscht. Die Änderung des Drehfeldsinnes nur einer Wicklung, etwa der Erregerwicklung, ist natürlich unzulässig, weil der Motor dadurch außerstande gesetzt wird, ein Drehmoment zu entwickeln.

Was den Einfluß der Stärke der Anker-Unter- oder Überkompensation betrifft, so geben auch hierüber die Kurvenblätter, insbesondere Fig. 30, 37, 41, 42 und 43 vollen Aufschluß. Danach sind die Stabilität und Überlastbarkeit ebenso wie der Leistungsfaktor des Netzes nur in sehr geringem Maße von dem Werte von  $K_{13}$  abhängig, während der  $\cos \varphi$  der Arbeitswicklung sehr stark von dem Grade der Ankerkompensation abhängt. Wie erklären sich diese zunächst ganz überraschend erscheinenden Ergebnisse? Gehen wir zurück auf die Vektordiagramme Fig. 12 und 13. Bei  $K_{13} = 0$  ist der Erregerstrom  $J_3$  von dem Arbeitsstrom  $J_1$  unabhängig, und die Phasenverschiebung  $\varphi_3^0$  zwischen Erregerspannung und Strom ist lediglich durch die Konstanten der Erregerwicklung  $\left(\frac{r_3}{K_3}\right)$  bedingt; anders bei  $K_{13} \leq 0$ . Hier wird  $\dot{J}_3$  und  $\varphi_3$  eine Funktion des Arbeitsstromes (vgl. Gleichung 2 b) und zwar wirkt im Motorzustande die Wechselinduktion der Arbeits-

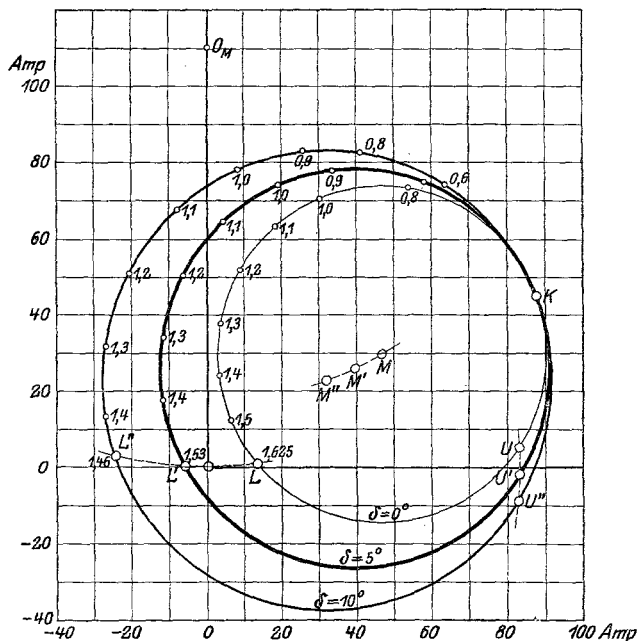


Fig. 27. Arbeitsstromdiagramme für Motor I ( $K_{I3} = 0$ ) bei  $\frac{I}{a} = 0,65$  und  $\delta = 0^\circ - 5^\circ - 10^\circ$ .



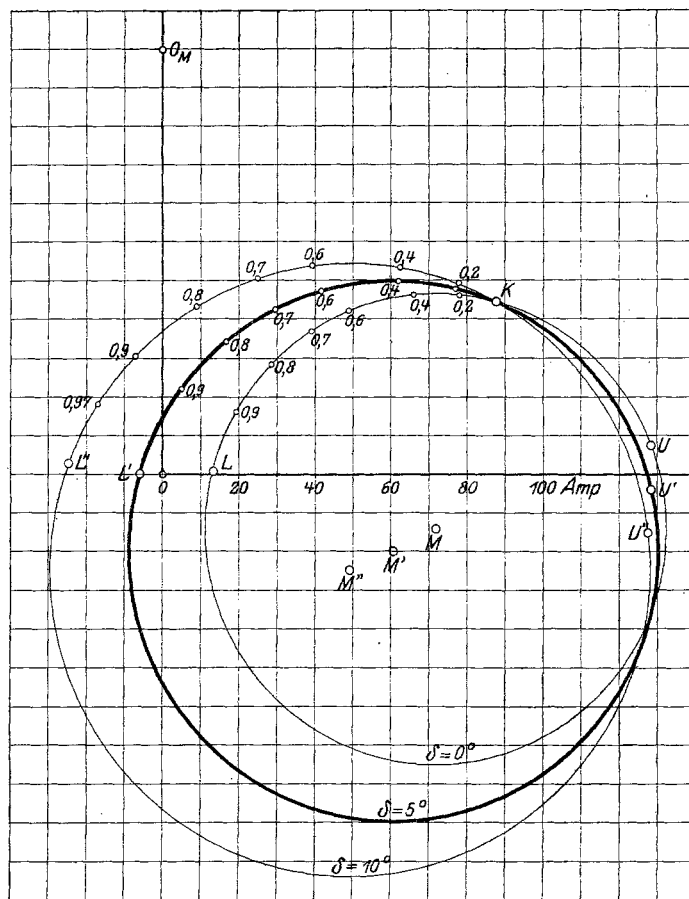


Fig. 28. Arbeitsstromdiagramme für Motor I ( $K_{13} = 0$ ) bei  $\frac{I}{\alpha} = 1,0$  und  $\delta = 0^\circ - 5^\circ - 10^\circ$ .

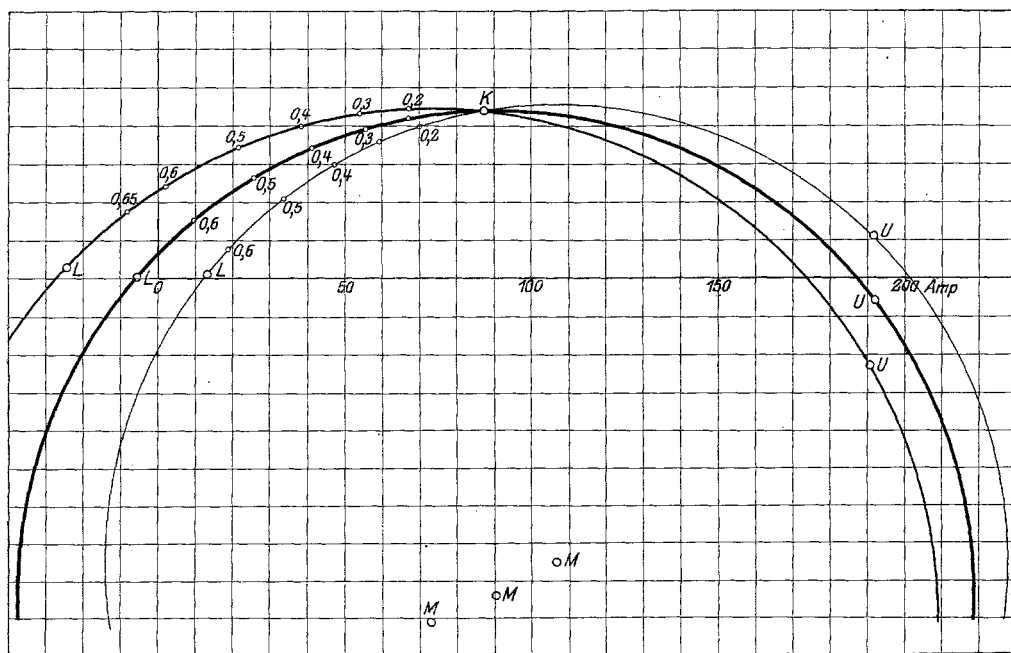


Fig. 29. Arbeitsstromdiagramme für Motor I ( $K_{13} = 0$ ) bei  $\frac{I}{\alpha} = 1,5$  und  $\delta = 0^\circ - 5^\circ - 10^\circ$ .

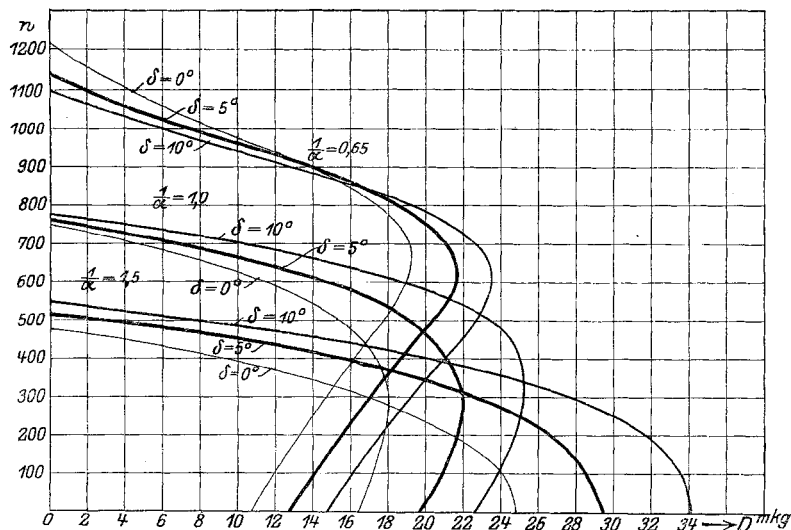


Fig. 30. Tourenzahl als Funktion des Drehmomentes bei  $\frac{I}{a} = 0,65 - 1,0 - 1,5$  und  $\delta = 0^\circ - 5^\circ - 10^\circ$  (Motor I).

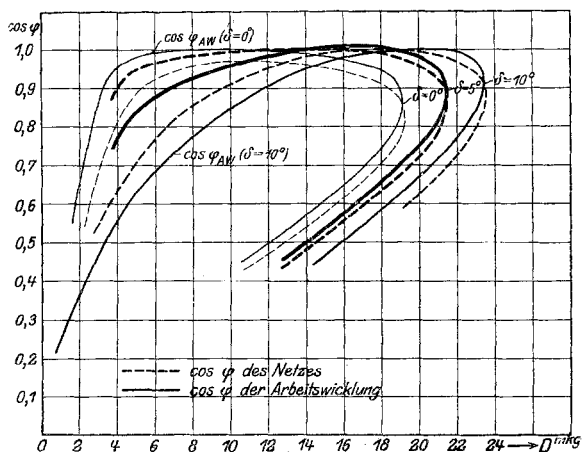


Fig. 31. Leistungsfaktor des Netzes und der Arbeitswicklung als Funktion des Drehmomentes bei  $\frac{I}{a} = 0,65$  und  $\delta = 0^\circ - 5^\circ - 10^\circ$  (Motor I).

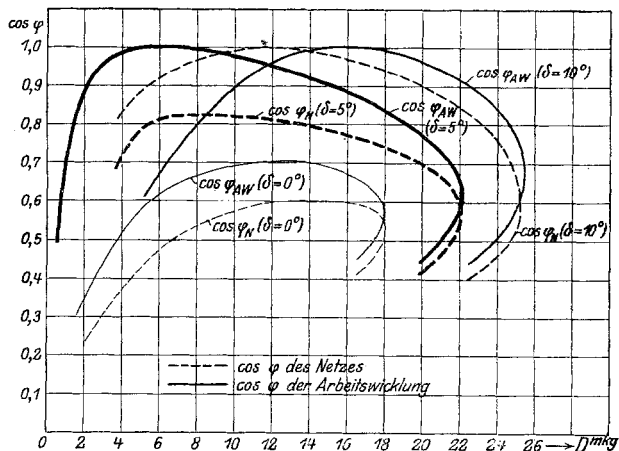


Fig. 32. Leistungsfaktor des Netzes und der Arbeitswicklung als Funktion des Drehmomentes bei  $\frac{I}{a} = 1,0$  und  $\delta = 0^\circ - 5^\circ - 10^\circ$  (Motor I).

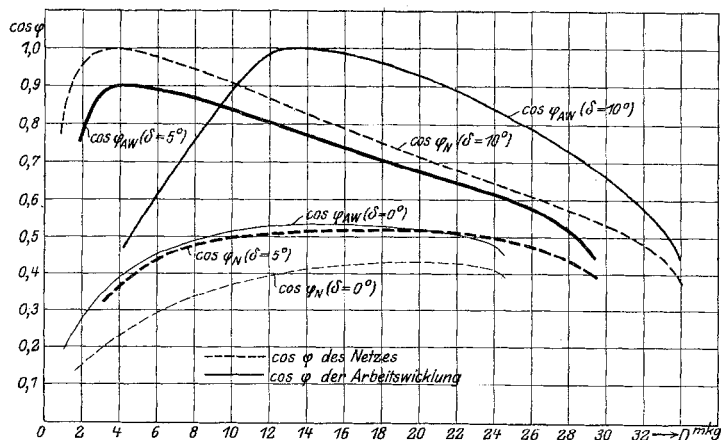


Fig. 33. Leistungsfaktor des Netzes und der Arbeitswicklung als Funktion des Drehmomentes bei  $\frac{I}{a} = 1,5$  und  $\delta = 0^\circ - 5^\circ - 10^\circ$  (Motor I).

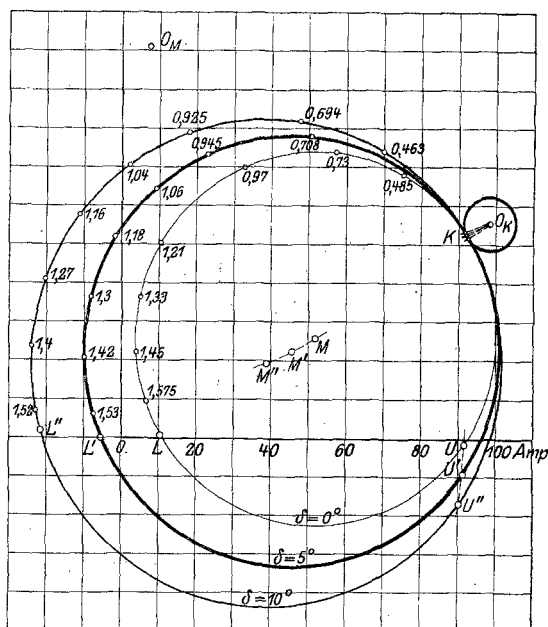


Fig. 34. Arbeitsstromdiagramme für Motor II ( $K_{I3} = 1$ ) bei  $\frac{I}{a} = 0,65$  und  $\delta = 0^\circ - 5^\circ - 10^\circ$

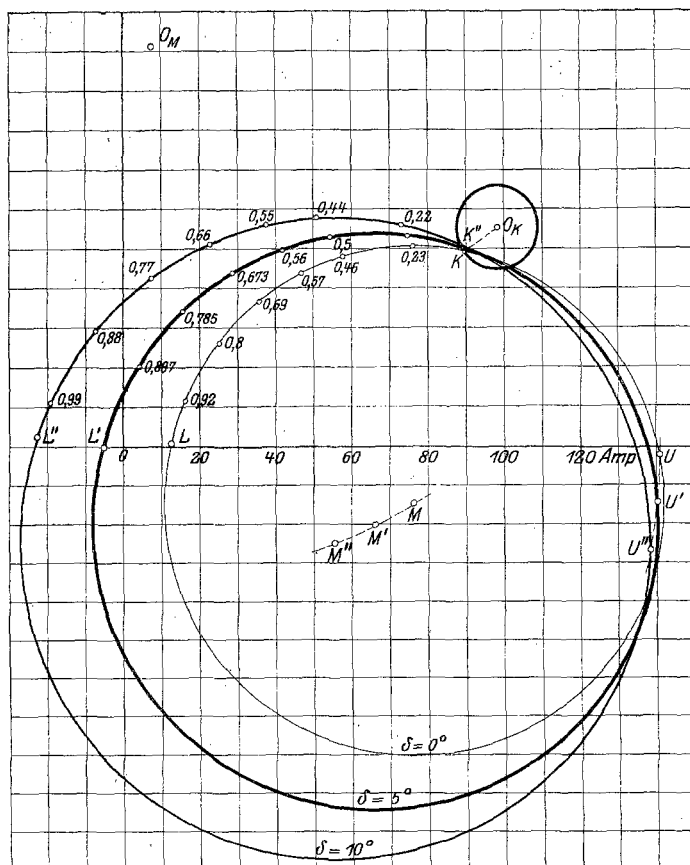


Fig. 35. Arbeitsstromdiagramme für Motor II ( $K_{I3} = 1$ ) bei  $\frac{I}{a} = 1,0$  und  $\delta = 0^\circ - 5^\circ - 10^\circ$ .

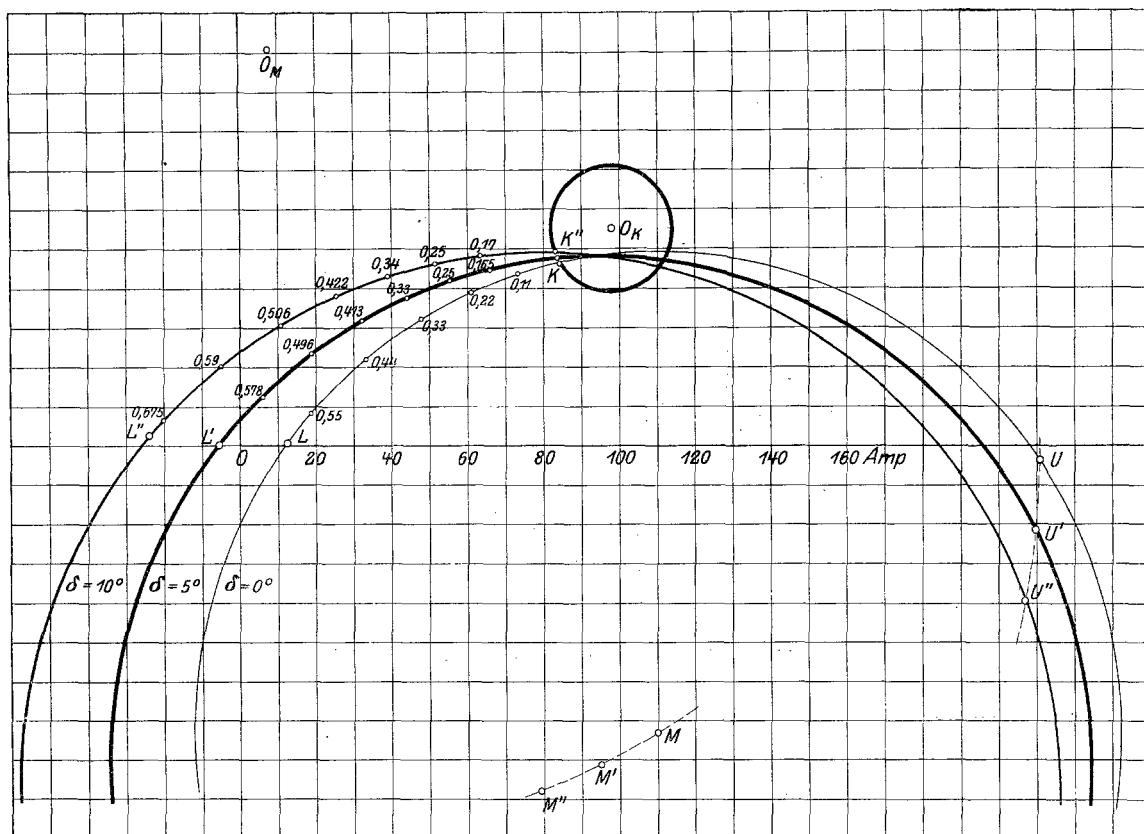


Fig. 36.

Arbeitsstromdiagramme für Motor II ( $K_{I3} = 1$ ) bei  $\frac{I}{\alpha} = 1,5$  und  $\delta = 0^\circ - 5^\circ - 10^\circ$ .

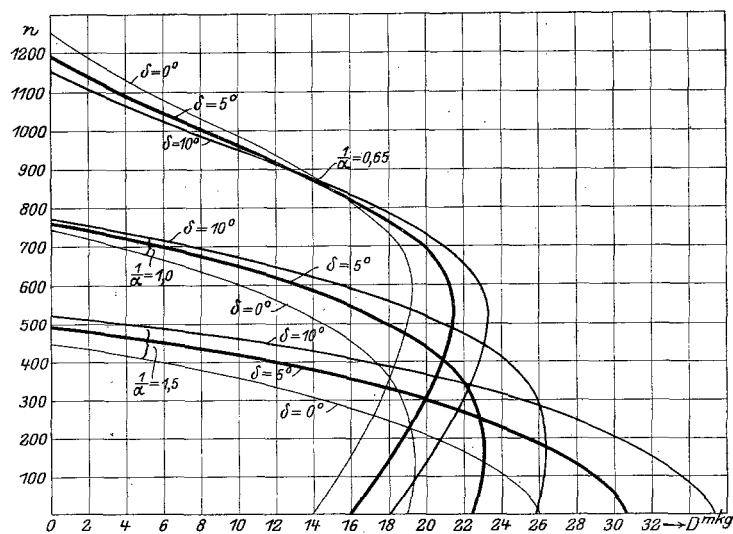


Fig. 37. Tourenzahl als Funktion des Drehmomentes bei  $\frac{I}{\alpha} = 0,65 - 1,0 - 1,5$  und  $\delta = 0^\circ - 5^\circ - 10^\circ$  (Motor II).

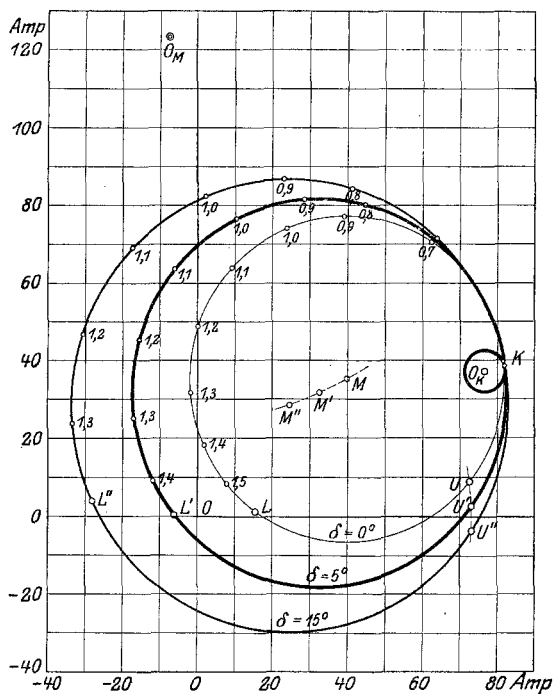


Fig. 38. Arbeitsstromdiagramme für Motor III ( $K_{13} = -1$ ) bei  $\frac{I}{a} = 0,65$  und  $\delta = 0^\circ - 5^\circ - 10^\circ$ .

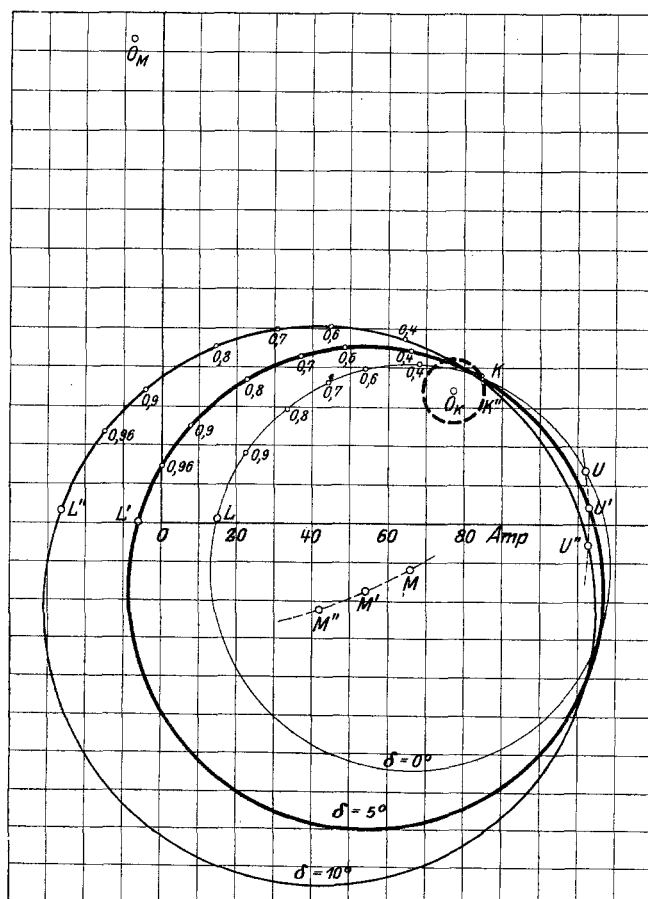


Fig. 39. Arbeitsstromdiagramme für Motor III ( $K_{13} = -1$ ) bei  $\frac{I}{a} = 1,0$  und  $\delta = 0^\circ - 5^\circ - 10^\circ$ .

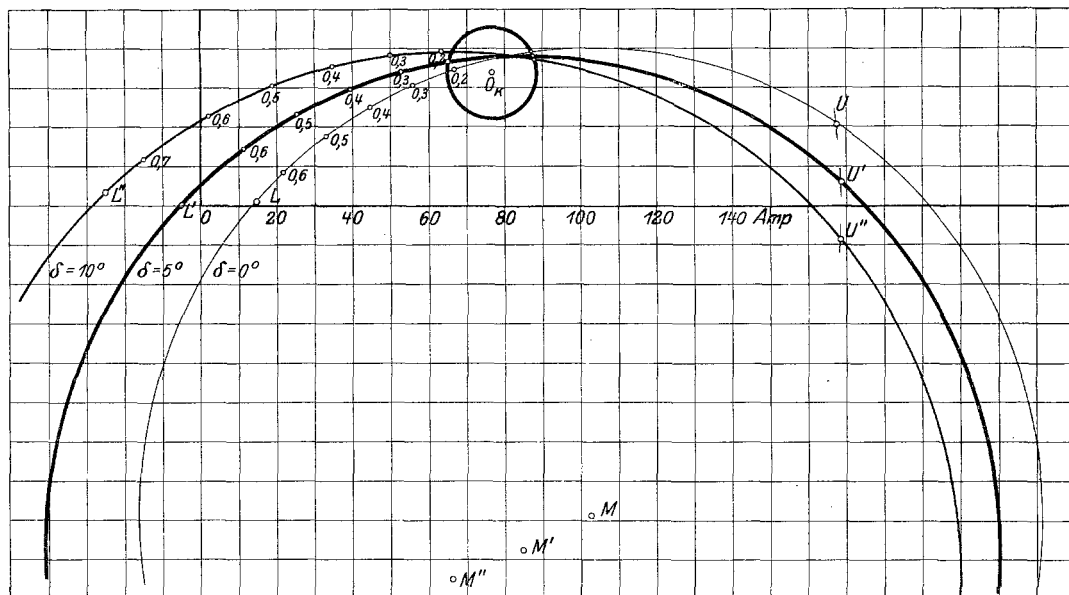


Fig. 40.

Arbeitsstromdiagramme für Motor III ( $K_{I3} = -1$ ) bei  $\frac{I}{\alpha} = 1,5$  und  $\delta = 0^\circ - 5^\circ - 10^\circ$ .

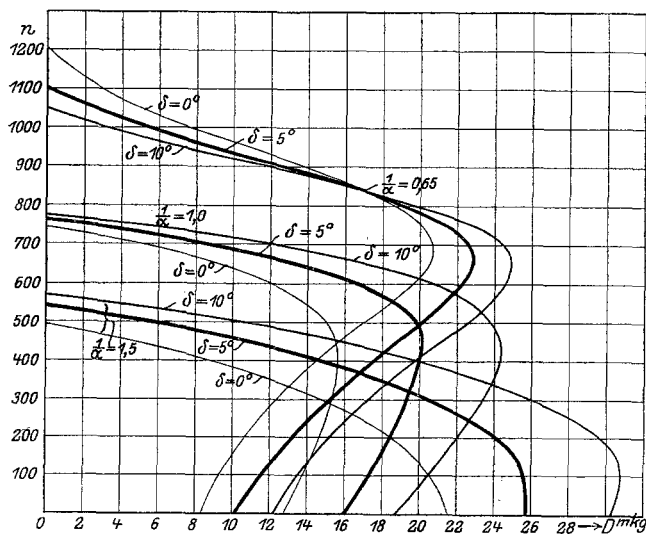


Fig. 41. Tourenzahl als Funktion des Drehmomentes bei  $\frac{I}{\alpha} = 0,65 - 1,0 - 1,5$  und  $\delta = 0^\circ - 5^\circ - 10^\circ$  (Motor III).

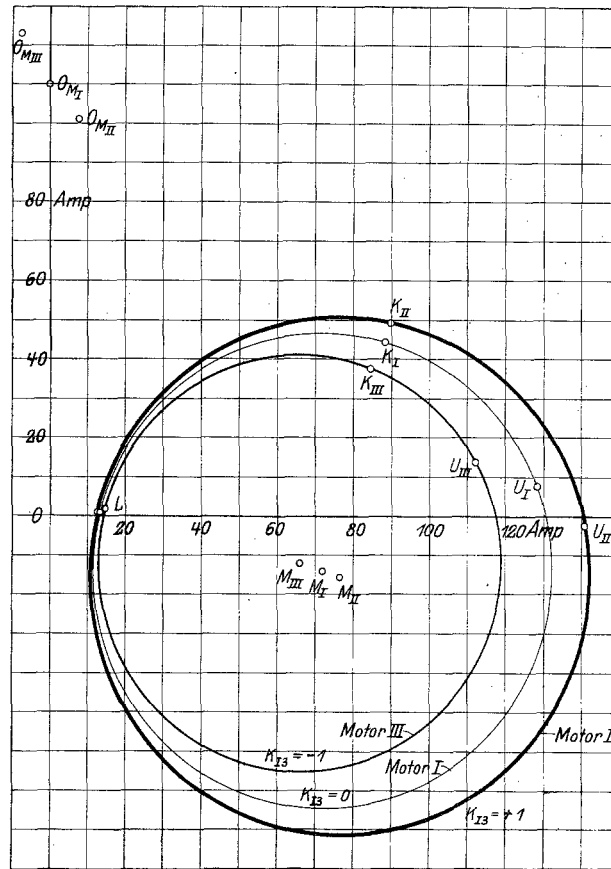


Fig. 42. Arbeitsstromdiagramme der 3 Motoren bei  $\frac{I}{a} = 1,0$  und  $\delta = 0^\circ$ .

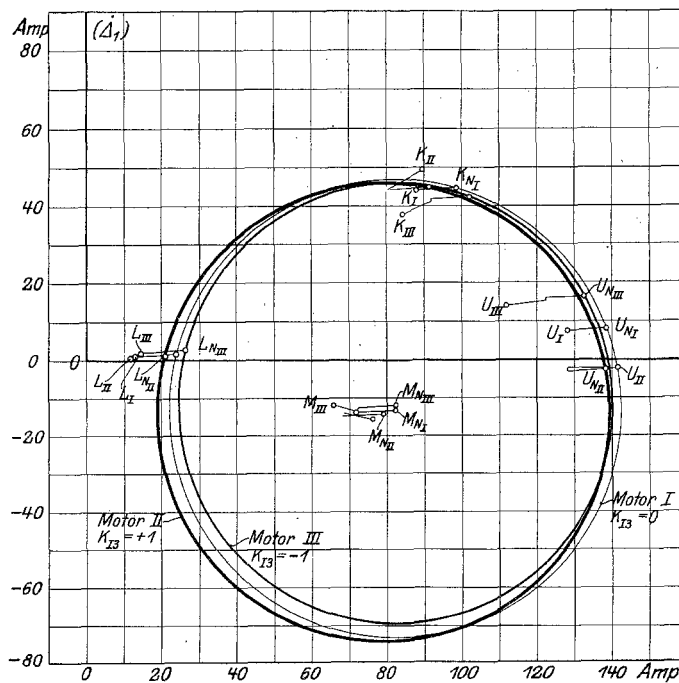


Fig. 43. Netzstromdiagramme der 3 Motoren bei  $\frac{I}{a} = 1,0$  und  $\delta = 0^\circ$  (die charakteristischen Punkte der entsprechenden Arbeitsstromdiagramme sind in der Figur eingetragen).

wicklung auf die Erregerwicklung bei  $K_{I3} < 0$  immer im Sinne einer Vergrößerung von  $\varphi_3$ , bei  $K_{I3} < 0$  immer im Sinne einer Verkleinerung von  $\varphi_3$ . Da nun eine Änderung von  $\varphi_3$  in bezug auf die Phasenkompensation der Arbeitswicklung gleichbedeutend mit einer Änderung von  $\delta_3$  ist, muß die Größe von  $K_{I3}$  also den oben angegebenen Einfluß auf den Leistungsfaktor der Wicklung I haben.

Dagegen ist leicht einzusehen, daß die durch Überkompensation des Ankers hervorgerufene Verbesserung des  $\cos \varphi_{\text{Arbeits-Wickl.}}$  nicht ohne weiteres auch eine Verbesserung des  $\cos \varphi_{\text{Netz}}$  zu bedeuten hat; denn die Vergrößerung von  $\varphi_3$  verschiebt den Erregerstrom, wie aus Fig. 43 zu entnehmen ist, in seiner Phase zum Arbeitsstrom derart, daß der Summenstrom ( $\dot{J}_1 + \dot{J}_{3N}$ ), also der Nutzstrom, induktiver wird.

Schwieriger ist die geringe Beeinflussung der Stabilität und Überlastbarkeit des Motors durch  $K_{I3}$  zu erklären, und gerade deshalb haben wir ja auch mit Hilfe der entwickelten analytischen Beziehungen den Vergleich der 3 verschieden stark kompensierten Motoren zahlenmäßig durchgeführt. Immerhin erscheinen die Ergebnisse des Zahlenbeispiels auch in dieser Hinsicht verständlich, wenn wir bedenken, daß der vorher besprochene phasenkompensierende Einfluß einer Ankerüberkompensation in seiner Wirkung auf die Überlastbarkeit des Motors durch die gleichzeitige ebenfalls durch die Wechselinduktion der Wicklung I und 3 bedingte Schwächung des Erregerfeldes zum größten Teil wieder aufgehoben wird.

Im allgemeinen wird man aus dem Vergleich schließen können, daß  $K_{I3}$  zweckmäßig nur mit Rücksicht auf die Kommutierung zu wählen ist, und daß bei den dabei in Betracht kommenden geringen Werten der Ankerüberkompensation mit großer Annäherung die für den Fall  $K_{I3} = 0$  geltenden einfachen Formeln und Diagramme verwandt werden können.

**7. Schaltungsanordnungen des DKNM. mit getrennter Erreger- und Kompensationswicklung.** Die Zahlenbeispiele des letzten Abschnittes haben uns gezeigt, daß die Versuche der Praxis, dem Gleichstrom-Nebenschlußmotor einen gleichwertigen Drehstrommotor an die Seite zu stellen, in der behandelten Motor-Type eine glückliche Lösung gefunden haben; denn er besitzt dieselben Reguliermöglichkeiten wie ein Gleichstrom Nebenschlußmotor: die Tourenänderung durch Regelung des Feldes oder der Arbeitsspannung.

Bei unseren Ableitungen und in dem durchgerechneten Beispiel berücksichtigen wir scheinbar nur die erste Regelungsmethode; bedenkt man aber, daß bei gegebenen Motor-konstanten und gegebenen  $\propto$  lediglich das Übersetzungsverhältnis  $\alpha$  das Admittanzendiagramm bestimmt, während der Absolutwert der Arbeitsspannung nur seinen Maßstab festlegt, so ergibt sich die Verwendbarkeit des Kreisdiagrammes auch für die 2. Regelungsmethode ganz von selbst. Hingegen sind wir noch an keiner Stelle darauf eingegangen, auf welche Weise die Regulierung der Erreger- oder Arbeitsspannung praktisch erreicht wird. Es liegt uns auch fern, eine erschöpfende Zusammenstellung aller ausgeführten Schaltungsanordnungen zu geben; wir wollen vielmehr alle jene Schaltungen, die zur Regelung der Arbeits- oder Erregerspannung Transformatoren mit einer mehr oder weniger großen Stufenzahl verwenden, unberücksichtigt lassen und nur auf eine besonders vollkommene Anordnung näher eingehen.

Diese benutzt im wesentlichen zur Regelung des DKNM. ein besonderes Erreger- und Anlaßaggregat, dessen Schaltung Fig. 44 schematisch darstellt.

An einem Drehstromnetz hängt ein Drehstrom-Induktionsmotor (IM.), der 2 Synchronmaschinen gleicher Polzahl antreibt. Die eine Synchronmaschine, die die Rolle der Anlaßdynamo beim analogen Leonard-Antrieb spielt, speist die Arbeitswicklung des DKM., während die 2. die erforderliche Erregerenergie liefert. Die dem KM. durch die Synchrongeneratoren zugeführten Spannungen ( $\Delta_1$  bzw.  $\Delta_3$ ) sind nun nicht nur ihrer Größe (Übersetzungsverhältnis  $\alpha$ ), sondern auch ihrer gegenseitigen Phase nach ( $\propto$   $\delta$ ) in weiten Grenzen regelbar.

Die Einstellung der Phasenverschiebung zwischen Arbeits- und Erregerspannung kann beispielsweise dadurch erreicht werden, daß man einen der beiden Statoren der Synchron-



maschinen drehbar anordnet; meistens bereitet es jedoch weniger Schwierigkeiten, die Gleichfeldachsen durch passende Wicklungsanordnungen gegeneinander zu verschieben. Es genügt zu diesem Zwecke, einen der Synchrongeneratoren mit konstantem Luftraum und zweiphasiger Erregerwicklung auszuführen und die Erregerströme beider Wicklungsabschnitte unabhängig voneinander oder durch zweckmäßig miteinander gekuppelte Widerstände in bestimmter gegenseitiger Abhängigkeit zu regeln. Auf diese Weise hat man es in der Hand, für jede Tourenstufe automatisch den günstigsten Winkel  $\delta$  und damit den günstigsten Leistungsfaktor einzustellen. Das gleiche Hilfsmittel ermöglicht es, bei Anlauf den Raumwinkel zwischen der Achse des Erregerfeldes und der Ankerrückwirkung des DKM. zu  $90^\circ$  zu machen, so daß der Motor bei gleichen Amperewindungen für Feld und Anker auch das gleiche Anzugsmoment entwickeln würde wie die kompensierte Gleichstrommaschine

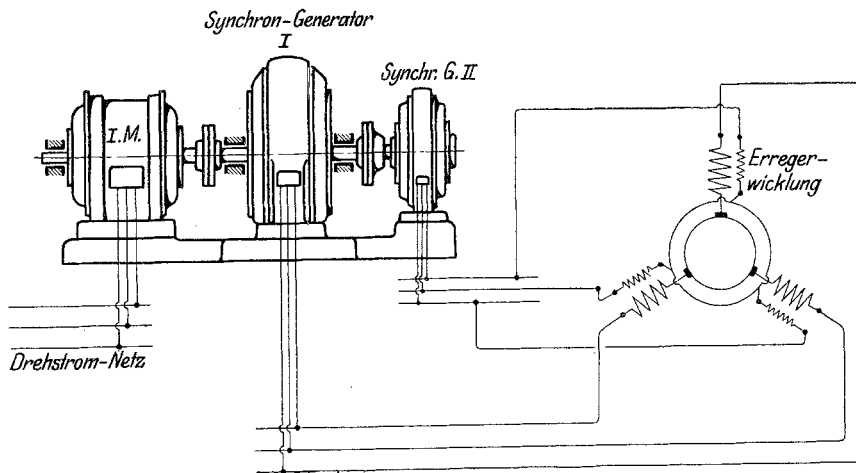


Fig. 44. Schaltung des DKM. mit Anlaß- und Erregermaschine.

Die Periodenzahl der Synchrongeneratoren wird zur Erzielung einer guten Kommutierung und einer guten Ausnutzung des DKM. je nach der Leistung zweckmäßig zwischen 25 und 15 Perioden gewählt werden; dann ergeben sich für die Tourenzahl des Anlaßaggregates Werte, wie sie bei den Ilgner-Antrieben mit Rücksicht auf die erforderlichen Schwungmassen auch bisher schon gebräuchlich waren.

Das besprochene Drehstrom-Regulier-Aggregat kann in den Fällen, in denen es sich nicht um ganz große Einheiten handelt, als vollkommen gleichwertig mit der bekannten Gleichstrom-Leonard-Schaltung angesehen werden. Die Regulierfähigkeit ist dieselbe, und wenn auch hinsichtlich der Kommutierung die Verhältnisse beim DKM. etwas schwieriger liegen, so entfallen dafür auf der anderen Seite alle Kollektorkalamitäten bei den schnelllaufenden Anlaßmaschinen.

Bei Regulierbetrieben, bei denen eine Regelung der Tourenzahl durch Feldänderung zulässig ist, kann man die Anlaßmaschine natürlich entbehren und die Arbeitswicklung des KM. direkt an das vorhandene Drehstrom-Netz anschließen. Dagegen wird man den Erregergenerator immer da beibehalten, wo wie bei Papiermaschinen oder Buntdruckpressen eine besonders feinstufige Regulierbarkeit gefordert wird. Man gewinnt dadurch nämlich den Vorteil, daß man durch Betätigung des Regulierwiderstandes im Felde des Erregergenerators die Tourenzahl des KM. ohne viel Schaltapparate ebenso bequem regulieren kann wie den Lauf eines gewöhnlichen Gleichstrom-Nebenschlußmotors, und daß man alle für diesen bereits erprobten automatischen Regelmethode (Schnellregler) ungeändert für den DKM. verwenden kann. Daß hierbei die Erregerdynamo durch einen gleichpoligen Synchronmotor angetrieben werden muß, ergibt sich aus der Notwendigkeit gleicher Periodenzahlen im Arbeits- und Erregerkreise.