

Inhaltsverzeichnis

3. Asynchronmotoren	2
3.1 Aufbau und prinzipielle Wirkungsweise	2
3.2 Mathematische Beschreibung der Asynchronmaschine mit Schleifringläufer.....	5
3.3 Die Stromortskurve	16
3.3.1 Herleitung der Stromortskurve.....	16
3.3.2 Diskussion ausgezeichneter Punkte der Stromortskurve.....	19
3.3.3 Die Lage der Stromortskurve	20
3.3.4 Die vereinfachte Stromortskurve ($R_1 = 0$)	21
3.4 Berechnung des Drehmomentes.....	22
3.5 Die Leistungsbilanz.....	27
3.6 Anlassverfahren.....	29
3.6.1 Anlauf mit verminderter Ständerspannung	31
3.6.2 Schleifringläufermotor mit Anlasswiderständen	32
3.6.3 Ausnutzung der Stromverdrängung	34
3.7 Möglichkeiten der Drehzahlsteuerung.....	35
3.7.1 Polumschaltung	36
3.7.2 Veränderlicher Widerstand im Läuferkreis.....	37
3.7.3 Änderung des Betrages der Ständerspannung.....	38
3.7.4 Änderung der Speisefrequenz und Speisespannung	39

3. Asynchronmotoren

3.1 Aufbau und prinzipielle Wirkungsweise

Der Ständer der Asynchronmaschine ist genauso aufgebaut wie bei der Synchronmaschine. Die Maschine besitzt einen über den Umfang konstanten Luftspalt, und der Läufer trägt, wenn er als sogenannter Schleifringläufer ausgeführt ist, ebenfalls eine verteilte dreisträngige Wicklung. Diese ist meist in Stern geschaltet, die verbleibenden drei Anschlüsse sind über Schleifringe und Bürsten nach außen geführt, so dass außerhalb zusätzliche Widerstände in die Läuferkreise eingeschaltet werden können. Durch diese Maßnahme lässt sich das Anlaufverhalten des Asynchronmotors verbessern. Die Läuferwicklungen sind entweder direkt kurzgeschlossen oder über die genannten Zusatzwiderstände abgeschlossen, so dass im Läufer auftretende Spannungen und Ströme nur mit Hilfe des Luftspaltfeldes in den Läuferwicklungen induziert werden können. Der Asynchronmotor wird deshalb auch gelegentlich als Induktionsmotor bezeichnet.

Der ganz überwiegende Teil der Asynchronmaschinen wird mit einem Käfigläufer ausgeführt. Der Läufer enthält dann axiale Stäbe aus Kupfer oder Aluminium, die stirnseitig mit Kurzschlussringen kurzgeschlossen sind. In der Beschreibung des Betriebsverhaltens kann die Käfigläufer Asynchronmaschine als ein Spezialfall der Schleifringläufer Asynchronmaschine behandelt werden, in dem die von außen angelegte Rotorspannung zu Null gesetzt wird.

Wird die dreisträngige Ständerwicklung an das Drehstromnetz angeschlossen, so entsteht im Luftspalt der Maschine, wie von der Synchronmaschine bekannt, ein Drehfeld, welches bei Relativbewegung gegenüber dem Läufer in diesem Spannungen induziert. Die daraufhin in der Läuferwicklung fließenden Ströme bilden zusammen mit dem Drehfeld ein Drehmoment in einer solchen Weise, dass der Läufer vom Drehfeld mitgezogen wird. Die Spannungsinduzierung und damit die Läuferströme und das Drehmoment verschwinden, wenn der Läufer mit der gleichen Drehzahl umläuft wie das Drehfeld.

Die Ständerwicklung kann wie bei der Synchronmaschine mit verschiedenen Polpaarzahlen p ausgeführt werden; daraus ergibt sich die synchrone Drehzahl n_s , mit der das Drehfeld umläuft.

$$n_s = \frac{f_1}{p}, \quad (3.1)$$

wobei f_1 die Frequenz des speisenden Netzes ist. Für die oben geschilderten Vorgänge der Spannungsinduzierung ist offenbar die Relativbewegung zwischen Läufer und Drehfeld von entscheidender Bedeutung; sie wird durch den Schlupf s gekennzeichnet.

$$s = \frac{n_s - n}{n_s} \quad (3.2)$$

Demnach bedeutet $s = 1$ Stillstand und $s = 0$ Lauf mit synchroner Drehzahl. Der Bereich $s < 0$ bedeutet übersynchrone Drehzahlen, im Bereich $s > 1$ dreht sich der Läufer gegen das Drehfeld. Da der Läufer normalerweise von einem Wechselfeld durchsetzt wird, muss bei der Asynchronmaschine neben dem Ständer auch der magnetisch aktive Bereich des Läufer Eisens geblecht ausgeführt werden. Für die Anwendungsfälle, bei denen man auf das gelegentliche Einschalten von Läuferzusatzwiderständen verzichten kann, lässt sich die direkt kurzgeschlossene Läuferwicklung besonders einfach ausführen. Sie besteht dann nur noch aus gleichmäßig über die Läuferoberfläche verteilten, in Nuten eingebetteten Stäben, die an den Stirnseiten durch Kurzschlussringe miteinander verbunden sind (Käfigläufer). Vor allem in dieser Ausführung ist der Asynchronmotor besonders einfach, wartungsarm und störungsunanfällig; deshalb ist er der am weitesten verbreitete Elektromotor.

Bezüglich der prinzipiellen Wirkungsweise kann man in erster Näherung von der Vorstellung ausgehen, dass durch das System der angelegten Ständerspannungen das Drehfeld in der Maschine nach Größe, Lage und Umlaufgeschwindigkeit weitgehend vorgegeben wird. Mit diesem Drehfeld wirkt der Läufer in der oben geschilderten Weise zusammen. Der Betrag der induzierten Läufer Spannungen ist dem Schlupf proportional, die Vorgänge im Läufer laufen mit der sogenannten Schlupffrequenz $s f_1$ ab. Im Normalbetrieb, abgesehen von Anlaufvorgängen an einem Netz mit konstanter Frequenz, liegt die Drehzahl des Asynchronmotors in der Nähe seiner Synchrondrehzahl. Durch die Wahl

verschiedener Polzahlen bei der Ausführung der Wicklung lassen sich Asynchronmotoren für verschiedene Drehzahlen bauen. Wie später gezeigt wird, kann die Asynchronmaschine sowohl als Motor wie auch als Generator arbeiten. In der Praxis wird die Maschine jedoch fast ausschließlich als Motor eingesetzt; ihre Verwendung zur Erzeugung elektrischer Energie ist etwas schwieriger als bei der Synchronmaschine, deshalb wird von dieser Möglichkeit nur selten Gebrauch gemacht.

3.2 Mathematische Beschreibung der Asynchronmaschine mit Schleifringläufer

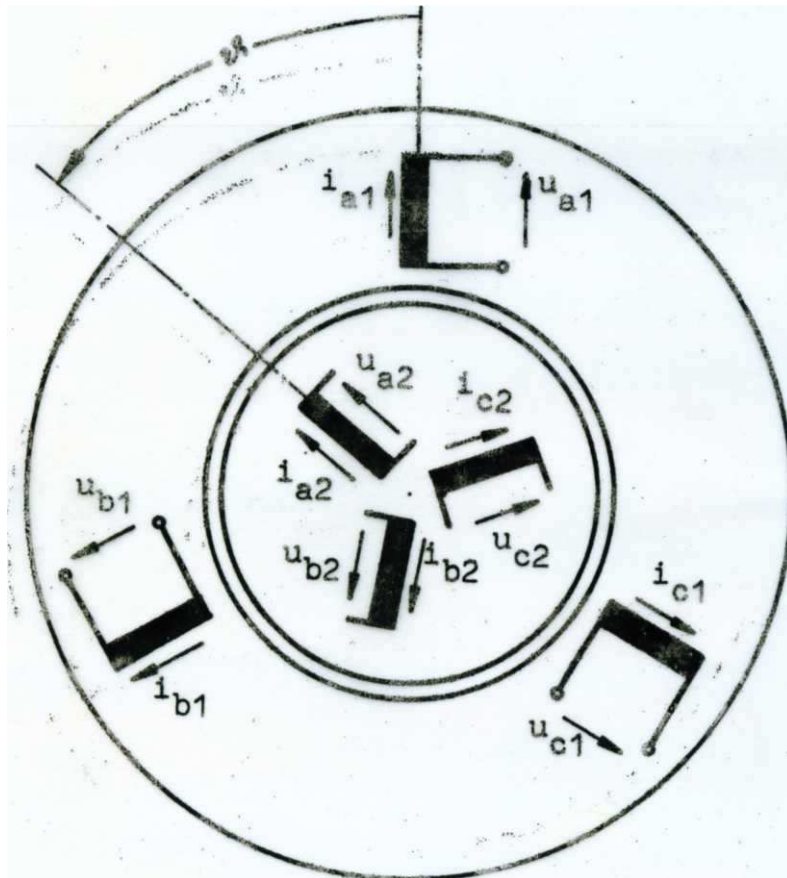


Bild 3-1 Schematische Darstellung der Wicklungen und Bezeichnungen

Die oben geschilderten Zusammenhänge sollen nun quantitativ erfasst werden, um Aussagen über die Stromaufnahme des Motors und das von ihm entwickelte Drehmoment machen zu können. Für die Herleitung soll eine Maschine mit Schleifringläufer zugrundegelegt werden, da hier die Zusammenhänge im Läufer übersichtlicher darzustellen sind. Die Vorgänge im Käfigläufer sind etwas schwieriger zu beschreiben, letzten Endes gelangt man aber zu den gleichen Beziehungen wie beim Schleifringläufermotor. Bild 3- 1 zeigt schematisch die Anordnung der Wicklungen in der Maschine. Für die Darstellung wurde eine zweipolige Ausführung zugrunde gelegt, für höhere Polpaarzahlen muss man sich die Wicklungsanordnung entsprechend zusammengedrängt und entsprechend oft entlang des Umfanges wiederholt vorstellen. Die veränderliche Stellung des Läufers zum Ständer wird durch den Läuferpositionswinkel ϑ beschrieben, um den ein bestimmter Läuferstrang gegen den entsprechenden Strang des Ständers verdreht ist. Allgemein ist ϑ als elektrischer Winkel aufzufassen. Für die folgende mathematische Beschreibung wird

angenommen, dass die Windungszahlen der Ständer- und Läuferwicklung gleich seien. Diese Annahme bedeutet keine Einschränkung der Allgemeinheit, da wir die Läuferdaten und -größen auf die Ständerseite umrechnen können (wie beim Transformator). Die umgerechneten Größen werden häufig durch einen Strich gekennzeichnet. Wir verzichten auf diese Kennzeichnung, da alle Läufergrößen umgerechnete Größen sind.

Ständergrößen werden hier mit dem Index „1“ gekennzeichnet, Läufergrößen mit dem Index „2“, die drei Phasen tragen die Indizes „a“, „b“ und „c“. Alternativ können auch „S“ für den Ständer (Stator) und „R“ für den Läufer (Rotor) verwendet werden, „1“, „2“ und „3“ dann für die drei Phasen.

In die Läuferkreise werden normalerweise keine äußeren Spannungen eingepreßt, so dass die Spannungen u_2 zu Null gesetzt werden können. Werden äußere Zusatzwiderstände eingeschaltet, so seien diese neben den Wicklungswiderständen in den Widerständen R_2 der Läuferkreise enthalten. Die jeweils drei Spannungsgleichungen für Ständer und Läufer sind von der allgemeinen Form

$$u_1 = R_1 i_1 + \frac{d\psi_1}{dt} \quad (3.3)$$

$$0 = R_2 i_2 + \frac{d\psi_2}{dt} \quad (3.4)$$

Die Variablen ψ sind die Flußverkettungen der 6 einzelnen Wicklungsstränge. Wie schon bei der Synchronmaschine gezeigt wurde, erzeugt jede der vorhandenen Strangwicklungen ein magnetisches Feld, welches sich vorwiegend über den Luftspalt schließt und im Luftspalt über den Umfang trapezförmig verteilt ist (Luftspaltfeld oder Hauptfeld). Daneben schließen sich einige Feldlinien im unmittelbaren Bereich der Nuten oder im Bereich der Stirnverbindungen (Wickelköpfe); diese werden als Streufelder bezeichnet. Die Eisensättigung soll bei der vorliegenden Betrachtung vernachlässigt werden; dann ist die Flussverkettung einer Wicklung mit dem sie erzeugenden Strom über einen entsprechend gewählten Induktivitätskoeffizienten verknüpft ($\psi = li$). Wir ordnen dem jeweiligen Hauptfeld eines Wicklungsstranges den Koeffizienten l_h und dem Streufeld den Koeffizienten l_σ zu. Wegen des vorausgesetzten symmetrischen Aufbaus der Maschine sind die Hauptinduktivitäten der jeweiligen Wicklungsstränge untereinander gleich und haben

wegen $w_1 = w_2$ auch für Ständer und Läufer den gleichen Wert. Bei den Streuinduktivitäten unterscheiden wir zwischen $l_{\sigma 1}$ und $l_{\sigma 2}$.

Bei der Bestimmung der Flussverkettung eines bestimmten Wicklungsstranges sind natürlich zunächst das Hauptfeld und das Streufeld zu berücksichtigen, welche durch den Strom in der betrachteten Wicklung selbst erzeugt werden. Daneben ist jedoch zu bedenken, dass auch die übrigen Wicklungen, wenn sie stromdurchflossen sind, Luftspaltfelder aufbauen, welche mit der betrachteten Wicklung mehr oder weniger stark verkettet sind. Der Grad der Verkettung hängt von der räumlichen Versetzung der jeweiligen Wicklung gegenüber der betrachteten Wicklung ab, wobei die zwischen den Ständer- und Läuferwicklungen bestehenden Verkettungen auch noch veränderlich, nämlich von der Lauferstellung abhängig sind. Um diese Zusammenhänge einfacher beschreiben zu können, werden von den räumlichen Verteilungen der einzelnen 6 Luftspaltfelder nur die jeweiligen Grundwellen für die weitere Behandlung berücksichtigt. Dann lassen sich die Beiträge, welche stromdurchflossene Maschinenwicklungen zur Flussverkettung einer anderen Wicklung liefern, verhältnismäßig einfach mit Hilfe von Sinusfunktionen darstellen. Die Verkettung ändert sich dann nämlich mit dem Cosinus des Winkels zwischen den beiden Wicklungsachsen. Bei den Streufeldern wird angenommen, dass diese nur mit der Wicklung verkettet sind, von der sie erzeugt werden.

Unter diesen Bedingungen lautet die Gleichung für die Flussverkettung einer Ständerwicklung, beispielsweise des Wicklungsstranges a

$$\begin{aligned} \psi_{a1} = & (l_h + l_{1\sigma}) i_{a1} + l_h \cos \frac{2\pi}{3} i_{b1} + l_h \cos \frac{4\pi}{3} i_{c1} \\ & + l_h [i_{a2} \cos \vartheta + i_{b2} \cos (\vartheta + \frac{2\pi}{3}) + i_{c2} \cos (\vartheta + \frac{4\pi}{3})]. \end{aligned} \quad (3.5)$$

Somit erhalten die 6 Spannungsgleichungen der Maschine den folgenden Aufbau

Ständer: (3.6)

$$\begin{aligned} u_{a1} = & R_1 \cdot i_{a1} + (l_h + l_{1\sigma}) \cdot \frac{di_{a1}}{dt} - \frac{lh}{2} \cdot \frac{di_{b1}}{dt} - \frac{lh}{2} \cdot \frac{di_{c1}}{dt} \\ & + l_h \frac{d}{dt} \left[i_{a2} \cos \vartheta + i_{b2} \cos \left(\vartheta + \frac{2\pi}{3} \right) + i_{c2} \cos \left(\vartheta - \frac{2\pi}{3} \right) \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
u_{b1} &= R_1 \cdot i_{b1} + (l_h + l_{1\sigma}) \cdot \frac{di_{b1}}{dt} - \frac{lh}{2} \cdot \frac{di_{a1}}{dt} - \frac{lh}{2} \cdot \frac{di_{c1}}{dt} \\
&\quad + l_h \frac{d}{dt} \left[i_{a2} \cos \left(\vartheta - \frac{2\pi}{3} \right) + i_{b2} \cos \vartheta + i_{c2} \cos \left(\vartheta + \frac{2\pi}{3} \right) \right] \\
u_{c1} &= R_1 \cdot i_{c1} + (l_h + l_{1\sigma}) \cdot \frac{di_{c1}}{dt} - \frac{lh}{2} \cdot \frac{di_{a1}}{dt} - \frac{lh}{2} \cdot \frac{di_{b1}}{dt} \\
&\quad + l_h \frac{d}{dt} \left[i_{a2} \cos \left(\vartheta + \frac{2\pi}{3} \right) + i_{b2} \cos \left(\vartheta - \frac{2\pi}{3} \right) + i_{c2} \cos \vartheta \right]
\end{aligned}$$

Läufer (bei kurzgeschlossenen Strängen): (3.7)

$$\begin{aligned}
0 &= R_2 \cdot i_{a1} + (l_h + l_{2\sigma}) \cdot \frac{di_{a2}}{dt} - \frac{lh}{2} \cdot \frac{di_{b2}}{dt} - \frac{lh}{2} \cdot \frac{di_{c2}}{dt} \\
&\quad + l_h \frac{d}{dt} \left[i_{a1} \cos \vartheta + i_{b1} \cos \left(\vartheta - \frac{2\pi}{3} \right) + i_{c1} \cos \left(\vartheta + \frac{2\pi}{3} \right) \right] \\
0 &= R_2 \cdot i_{b2} + (l_h + l_{2\sigma}) \cdot \frac{di_{b2}}{dt} - \frac{lh}{2} \cdot \frac{di_{a2}}{dt} - \frac{lh}{2} \cdot \frac{di_{c2}}{dt} \\
&\quad + l_h \frac{d}{dt} \left[i_{a1} \cos \left(\vartheta + \frac{2\pi}{3} \right) + i_{b1} \cos \vartheta + i_{c1} \cos \left(\vartheta - \frac{2\pi}{3} \right) \right] \\
0 &= R_2 \cdot i_{c2} + (l_h + l_{2\sigma}) \cdot \frac{di_{c2}}{dt} - \frac{lh}{2} \cdot \frac{di_{a2}}{dt} - \frac{lh}{2} \cdot \frac{di_{b2}}{dt} \\
&\quad + l_h \frac{d}{dt} \left[i_{a1} \cos \left(\vartheta - \frac{2\pi}{3} \right) + i_{b1} \cos \left(\vartheta + \frac{2\pi}{3} \right) + i_{c1} \cos \vartheta \right]
\end{aligned}$$

Die Größen u und i in den Gleichungen sind Augenblickswerte der Variablen. Die Gleichungen gelten allgemein für beliebige zeitliche Verläufe dieser Größen. Sie beschreiben das dynamische Verhalten der Asynchronmaschine. Die Spannungsgleichungen des Asynchronmotors sind wegen der Produkte mit dem Kosinus des Läuferstellungswinkels stark nichtlinear. Deswegen ist eine geschlossene Lösung des Gleichungssystems nicht möglich.

Für die weiteren Betrachtungen beschränken wir uns auf den stationären Betrieb der Asynchronmaschine bei konstanter Drehzahl und eingeschwungenen Zuständen der Ströme, Spannungen und Flüsse. Außerdem nehmen wir an, dass die Maschine aus einem symmetrischen Drehstromnetz gespeist wird. Wie in der komplexen Wechselstromrechnung allgemein üblich, werden für die weiteren Rechnungen komplexe Zeiger der Ströme und Spannungen verwendet. Die Gleichungen für die Ständerspannungen lauten somit

$$u_{a1} = \operatorname{Re} (\underline{U}_1 \sqrt{2} e^{j\omega t})$$

$$\begin{aligned}
u_{b1} &= \operatorname{Re} \left[\underline{U}_1 \sqrt{2} e^{j(\omega t - \frac{2\pi}{3})} \right] \\
u_{c1} &= \operatorname{Re} \left[\underline{U}_1 \sqrt{2} e^{j(\omega t - \frac{4\pi}{3})} \right]
\end{aligned}
\tag{3.8}$$

mit $\underline{U}_1 = U_1 e^{j\varphi_u}$

Dabei ist \underline{U}_1 der Spannungszeiger des Ständerstranges a zum Zeitpunkt $t = 0$. Der Betrag von \underline{U}_1 entspricht dem Effektivwert der Strangspannung. Um die weiteren Rechnungen zu vereinfachen, rechnen wir mit den komplexen Größen der Spannungen weiter. Außerdem führen wir die folgenden Abkürzungen ein

$$\begin{aligned}
e^{j\frac{2\pi}{3}} &= \underline{a} \\
e^{j\frac{4\pi}{3}} &= \underline{a}^2 = e^{-j\frac{2\pi}{3}} \\
\underline{a}^3 &= 1
\end{aligned}
\tag{3.9}$$

Mit diesen Abkürzungen lauten die Gleichungen 3.8

$$\begin{aligned}
\underline{u}_{a1} &= U_1 \sqrt{2} e^{j\omega t} \\
\underline{u}_{b1} &= \underline{a}^2 \underline{u}_{a1} \\
\underline{u}_{c1} &= \underline{a} \underline{u}_{a1}
\end{aligned}
\tag{3.10}$$

Wir können annehmen, dass sich im eingeschwungenen Zustand die Vorgänge in den drei Strängen der Maschine jeweils mit einer Phasenverschiebung von $\frac{2\pi}{3}$ wiederholen. Daher können wir auch für die Ströme einen entsprechenden Ansatz machen wie für die Spannungen des symmetrischen Drehstromnetzes. Diese Überlegungen gelten für Ständer und Läufer der Maschine. Es ergeben sich daher die folgenden Beziehungen

Ständerströme:

$$\begin{aligned}
\underline{i}_{a1} &= \underline{i}_{a1} \\
\underline{i}_{b1} &= \underline{a}^2 \underline{i}_{b1} \\
\underline{i}_{c1} &= \underline{a} \underline{i}_{c1}
\end{aligned}
\tag{3.11}$$

Läuferströme:

$$\begin{aligned}
\underline{i}_{a2} &= \underline{i}_{a2} \\
\underline{i}_{b2} &= \underline{a}^2 \underline{i}_{b2} \\
\underline{i}_{c2} &= \underline{a} \underline{i}_{c2}
\end{aligned}
\tag{3.12}$$

Wir setzen die Symmetriebedingungen für die Ständerströme und -spannungen sowie für die Läuferströme in die Spannungsgleichungen der Ständerwicklungen (Gleichung 3.6) ein und erhalten

$$\begin{aligned}\underline{u}_{a1} &= R_1 \underline{i}_{a1} + \left(\frac{3}{2}l_h + l_{1\sigma}\right) \frac{d\underline{i}_{a1}}{dt} + \frac{3}{2} l_h \frac{d}{dt}(\underline{i}_{a2} \cdot e^{j\vartheta}) & (3.13) \\ \underline{u}_{b1} &= \underline{a}^2 \underline{u}_{a1} = \underline{a}^2 \left[R_1 \underline{i}_{a1} + \left(\frac{3}{2}l_h + l_{1\sigma}\right) \frac{d\underline{i}_{a1}}{dt} + \frac{3}{2} l_h \frac{d}{dt}(\underline{i}_{a2} \cdot e^{j\vartheta}) \right] \\ \underline{u}_{c1} &= \underline{a} \underline{u}_{a1} = \underline{a} \left[R_1 \underline{i}_{a1} + \left(\frac{3}{2}l_h + l_{1\sigma}\right) \frac{d\underline{i}_{a1}}{dt} + \frac{3}{2} l_h \frac{d}{dt}(\underline{i}_{a2} \cdot e^{j\vartheta}) \right]\end{aligned}$$

Zur Vereinfachung wurden in diesen Gleichungen die folgenden Ausdrücke zusammengefasst

$$\begin{aligned}1 - \frac{\underline{a}^2}{2} - \frac{\underline{a}}{2} &= \frac{3}{2} \\ \cos \vartheta + \underline{a}^2 \cos \left(\vartheta + \frac{2\pi}{3}\right) + \underline{a} \cos \left(\vartheta + \frac{4\pi}{3}\right) &= \frac{3}{2} e^{j\vartheta}\end{aligned}$$

Wir setzen die oben gefundenen Symmetriebedingungen ebenfalls in die Spannungsgleichungen der Läuferstränge ein (Gleichung 3.7) und erhalten damit

$$\begin{aligned}0 &= R_2 \underline{i}_{a2} + \left(\frac{3}{2}l_h + l_{2\sigma}\right) \frac{d\underline{i}_{a2}}{dt} + \frac{3}{2} l_h \frac{d}{dt}(\underline{i}_{a1} \cdot e^{-j\vartheta}) & (3.14) \\ 0 &= \underline{a}^2 \left[R_2 \underline{i}_{a2} + \left(\frac{3}{2}l_h + l_{2\sigma}\right) \frac{d\underline{i}_{a2}}{dt} + \frac{3}{2} l_h \frac{d}{dt}(\underline{i}_{a1} \cdot e^{-j\vartheta}) \right] \\ 0 &= \underline{a} \left[R_2 \underline{i}_{a2} + \left(\frac{3}{2}l_h + l_{2\sigma}\right) \frac{d\underline{i}_{a2}}{dt} + \frac{3}{2} l_h \frac{d}{dt}(\underline{i}_{a1} \cdot e^{-j\vartheta}) \right]\end{aligned}$$

Dividiert man die Gleichungen der Stränge *b* und *c* auf beiden Seiten durch den Faktor \underline{a}^2 bzw. \underline{a} , so werden die Spannungsgleichungen für alle drei Stränge identisch. Es genügt also eine Gleichung für die Ständer- bzw. Läuferwicklungen zur Beschreibung der symmetrischen Vorgänge. In den Strängen *b* und *c* laufen die gleichen Vorgänge ab wie im Strang *a*, nur mit einer Phasenverschiebung von jeweils 120°. Die beiden verbleibenden Gleichungen lauten damit

$$\underline{u}_{a1} = \underline{U}_1 \sqrt{2} e^{j\omega t} = R_1 \underline{i}_{a1} + L_1 \frac{d\underline{i}_{a1}}{dt} + L_h \frac{d}{dt}(\underline{i}_{a2} \cdot e^{j\vartheta}) \quad (3.15)$$

$$0 = R_2 \underline{i}_{a2} + L_2 \frac{d\underline{i}_{a2}}{dt} + L_h \frac{d}{dt}(\underline{i}_{a1} \cdot e^{-j\vartheta}) \quad (3.16)$$

In den obigen Gleichungen wurden die Induktivitäten zu neuen Konstanten zusammengefasst. Die dabei entstandenen Größen werden als Drehfeldinduktivitäten bezeichnet.

Drehfeldinduktivitäten:

$$L_1 = \frac{3}{2} l_h + l_{1\sigma}$$

$$L_2 = \frac{3}{2} l_h + l_{2\sigma}$$

$$L_h = \frac{3}{2} l_h$$

Im stationären Betrieb laufen die Vorgänge in den Ständerwicklungen mit Netzfrequenz ab. Wir können daher für den Ständerstrom den folgenden Ansatz machen

$$\underline{i}_{a1} = \underline{I}_1 \sqrt{2} e^{j\omega t}$$

mit

(3.17)

$$\underline{I}_1 = I_1 e^{j\varphi}$$

Die in den Läuferwicklungen induzierten Spannungen haben Schlupffrequenz. Wir erwarten daher im Läufer Ströme mit Schlupffrequenz und erhalten die folgende Gleichung

$$\underline{i}_{a2} = \underline{I}_2 \sqrt{2} e^{j\omega s t} \quad (3.18)$$

Mit diesen beiden Ansätzen für die Ströme \underline{i}_{a1} und \underline{i}_{a2} gehen wir nun in die obigen Gleichungen hinein. Zuvor wollen wir aber noch den Winkel ϑ durch geeignetere Größen darstellen. Hierzu gehen wir aus von der Winkelgeschwindigkeit des Läufers, wobei zu beachten ist, dass der räumliche Winkel der Lauferstellung nach Division des elektrischen Winkels durch die Polpaarzahl erhalten wird. Die Winkelgeschwindigkeit lässt sich auch durch die Drehzahl n darstellen, diese wird anschließend mit Hilfe der Gleichung durch die synchrone Drehzahl n_s und den Schlupf s ersetzt.

$$\frac{1}{Z_p} \frac{d\vartheta}{dt} = 2 \pi n = 2 \pi n_s (1 - s) \quad (3.19)$$

Stellen wir nun n_s durch Gleichung (3.1) dar, so ergibt sich

$$\frac{1}{z_p} \frac{d\vartheta}{dt} = \frac{1}{z_p} 2 \pi f_1 (1 - s) = \frac{1}{z_p} \omega (1 - s) \quad (3.20)$$

Eine Integration dieser Gleichung lässt sich leicht durchführen, da ω und s konstant sind; somit folgt

$$\vartheta = \omega (1 - s) t \quad \text{mit} \quad \vartheta(0) = 0 \quad (3.21)$$

Wir setzen die Beziehungen für die Ströme und den Winkel ϑ in Gleichung (3.15) ein und erhalten

$$\underline{U}_1 \sqrt{2} e^{j\omega t} = R_1 \underline{I}_1 \sqrt{2} e^{j\omega t} + j\omega L_1 \underline{I}_1 \sqrt{2} e^{j\omega t} + L_h \frac{d}{dt} (\underline{I}_2 \sqrt{2} e^{j[\omega s + \omega(1-s)]t}) \quad (3.22)$$

Nach Umformung der Gleichung und Einführung der Reaktanzen $X_1 = \omega L_1$ und $X_h = \omega L_h$ ergibt sich für die Ständerspannung die folgende Beziehung

$$\underline{U}_1 = R_1 \underline{I}_1 + j X_1 \underline{I}_1 + j X_h \underline{I}_2 \quad (3.23)$$

In die Gleichung(3.16) setzen wir ebenfalls die Beziehungen für die Ströme und den Winkel ϑ ein und erhalten

$$0 = R_2 \underline{I}_2 \sqrt{2} e^{j\omega s t} + j\omega s L_2 \underline{I}_2 \sqrt{2} e^{j\omega s t} + L_h \frac{d}{dt} (\underline{I}_1 \sqrt{2} e^{j[\omega - \omega(1-s)]t}) \quad (3.24)$$

Nach Umformung der Gleichung und Einführung der Reaktanzen $X_2 = \omega L_2$ und $X_h = \omega L_h$ ergibt sich

$$0 = R_2 \underline{I}_2 + j s X_2 \underline{I}_2 + j s X_h \underline{I}_1 \quad (3.25)$$

In der Läufergleichung sind die wirksamen Reaktanzen mit dem Schlupf veränderlich, weil die Vorgänge im Läufer mit der Schlupffrequenz $s f_1$ ablaufen.

Die Ständergleichung lässt sich auch in der folgenden Form schreiben

$$\underline{U}_1 = R_1 \underline{I}_1 + j X_{1\sigma} \underline{I}_1 + j X_h (\underline{I}_1 + \underline{I}_2) \quad (3.26)$$

Wenn wir die Läufergleichung auf eine entsprechende Form bringen und durch s dividieren, so entsteht die Beziehung

$$0 = \frac{R_2}{s} \underline{I}_2 + j X_{2\sigma} \underline{I}_2 + j X_h (\underline{I}_1 + \underline{I}_2) \quad (3.27)$$

Mit der Division durch s entfernt man sich mehr von den tatsächlichen physikalischen Zusammenhängen; die maßgeblichen Reaktanzen sind nun schlupfunabhängig, während sich der ohmsche Widerstand des beschriebenen Stromkreises mit dem Schlupf ändert. Über den der Ständer- und Läufergleichung gemeinsamen Ausdruck $j X_h (\underline{I}_1 + \underline{I}_2)$ lassen sich aber jetzt die beiden Gleichungen direkt miteinander verknüpfen, und man kann nun ein Ersatzschaltbild aus ohmschen Widerständen und Reaktanzen angeben, für das die oben hergeleiteten Zusammenhänge ebenfalls gelten. Dieses einphasige Ersatzschaltbild des Asynchronmotors hat große Ähnlichkeit mit dem Ersatzschaltbild des Transformators und ist in Bild 3-2 dargestellt.

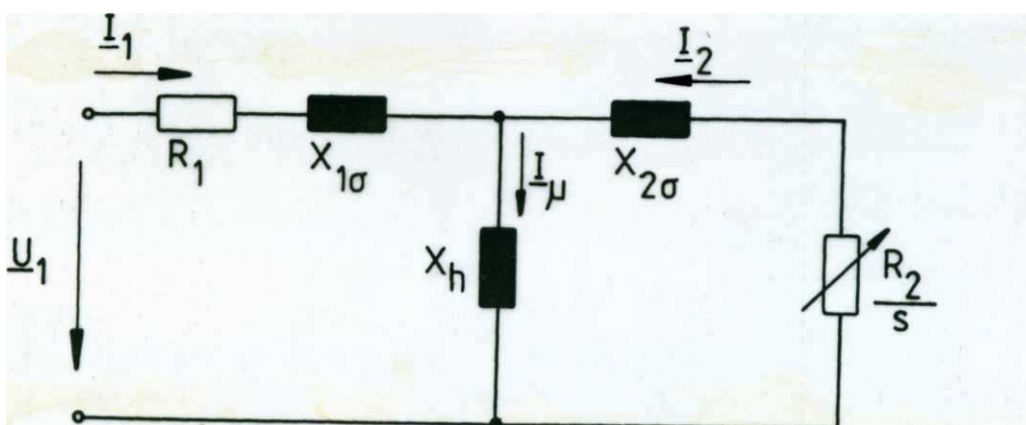


Bild 3-2 Einphasiges Ersatzschaltbild des Asynchronmotors

Diese Schaltung verhält sich bezüglich ihrer Eingangsklemmen genauso wie der betrachtete Asynchronmotor, wenn für den Sekundärwiderstand $\frac{R_2}{s}$ der entsprechende

Schlupfwert eingestellt wird. Im Ersatzschaltbild findet man allerdings auf der Läuferseite ebenfalls die Ständerfrequenz. Man kann sich dies so erklären, dass nach der Umformung der Läufergleichung die Vorgänge im Läufer vom Ständer aus betrachtet werden. Von hier aus erscheinen diese mit der Ständerfrequenz veränderlich, da sich Läuferdrehzahl und Schlupffrequenz immer so ergänzen, dass als Ergebnis immer die Ständerfrequenz entsteht. Dem Luftspaltfeld der Maschine hatten wir die Induktivität L_h und damit die Reaktanz X_h zugeordnet; der diese Reaktanz durchfließende Strom ist daher für den Aufbau des Luftspaltfeldes maßgebend; wir nennen ihn den Magnetisierungsstrom der Maschine.

$$\underline{I}_\mu = \underline{I}_1 + \underline{I}_2 \quad (3.28)$$

Die Höhe des erforderlichen Magnetisierungsstromes hängt sehr stark von der Größe des Luftspaltes ab, da dieser die Durchflutung bestimmt, welche nach dem Durchflutungsgesetz nötig ist, eine bestimmte Induktion im Luftspalt zu erzeugen. Um den Magnetisierungsstrom klein zu halten, strebt man bei Asynchronmotoren deshalb einen möglichst kleinen Luftspalt an; dem sind aus mechanischen und konstruktiven Gründen Grenzen gesetzt, so dass der Magnetisierungsstrom des Asynchronmotors immer noch ca. 30 % des Nennstromes beträgt.

Im Leerlauf ist der Schlupf s der Asynchronmaschine Null, da der Läufer synchron mit dem Drehfeld umläuft. In diesem Fall wird der Widerstand $\frac{R_2}{s}$ unendlich groß. Die Maschine verhält sich wie ein sekundärseitig offener Transformator. Sie nimmt dann nur Magnetisierungsstrom aus dem Netz auf. Im Stillstand beträgt der Schlupf $s = 1$. Damit verhält sich die Asynchronmaschine wie ein sekundärseitig kurzgeschlossener Transformator. Man bezeichnet diesen Betriebspunkt in Analogie zum Transformator deshalb auch als Kurzschlusspunkt der Asynchronmaschine.

Spaltet man im Bild 3-2 den schlupfabhängigen Widerstand $\frac{R_2}{s}$ in einen schlupfunabhängigen Teil R_2 und den fiktiven Widerstand $\frac{R_2(1-s)}{s}$ auf, so entspricht R_2 dem Läuferwiderstand und eventuell vorhandenen Zusatzwiderständen. Die im fiktiven

Widerstand umgesetzte Leistung entspricht der von der Maschine abgegebenen mechanischen Leistung

$$3 \cdot R_2 \frac{(1-s)}{s} \cdot |I_{\underline{2}}|^2 = D_M \cdot 2 \pi n = P_{mech}$$

wie später noch gezeigt wird (s. Kap. 3.4).

3.3 Die Stromortskurve

3.3.1 Herleitung der Stromortskurve

Von wesentlichem Interesse ist die Frage nach dem Strom, den eine Maschine unter verschiedenen Betriebsbedingungen aus dem Netz aufnimmt. Die Betriebspunkte sind bei konstanter Ständerspannung U_1 und konstanten Maschinenparametern eindeutig durch die Größe des Schlupfes festgelegt. Aus den Spannungsgleichungen (3.26, 3.27) lässt sich der Motorstrom in Abhängigkeit vom Schlupf berechnen. Aus der Läufergleichung (3.27) folgt zunächst mit der Beziehung

$$X_2 = X_h + X_{2\sigma}$$

der Läuferstrom in Abhängigkeit vom Ständerstrom.

$$\underline{I}_2 = \frac{-jX_h}{\frac{R_2}{s} + jX_2} \underline{I}_1$$

Setzen wir diese Gleichung in die Ständerspannungsgleichung (3.26) unter Verwendung der Beziehung

$$X_1 = X_h + X_{1\sigma}$$

ein, so erhalten wir

$$\underline{U}_1 = (R_1 + jX_1) \underline{I}_1 - \frac{(jX_h)^2}{\frac{R_2}{s} + jX_2} \underline{I}_1$$

Wird diese Gleichung nun nach dem Ständerstrom \underline{I}_1 aufgelöst, so haben wir die gesuchte Abhängigkeit des Motorstroms vom Schlupf gefunden.

$$\underline{I}_1(s) = \frac{\frac{R_2}{s} + jX_2}{\frac{R_2}{s} (R_1 + jX_1) + (R_1 + jX_1)jX_2 - (jX_h)^2} \underline{U}_1 \quad (3.29)$$

Wird nun noch der "totale Streukoeffizient" σ eingeführt,

$$\sigma = 1 - \frac{X_h^2}{X_1 X_2} \quad (3.30)$$

und der Zeiger der Ständerspannung in die reelle Achse gelegt, so dass die Beziehung

$$\underline{U}_1 = U_1 e^{j0} = U_1$$

gilt, vereinfacht sich die Gleichung (3.29) für den aufgenommenen Ständerstrom

$$\underline{I}_1(s) = \frac{\frac{R_2 + jX_2}{s}}{\frac{R_2}{s}(R_1 + jX_1) + jX_2(R_1 + j\sigma X_1)} U_1 \quad (3.31)$$

Aus Gleichung (3.31) kann man erkennen, dass der Ständerstrom \underline{I}_1 nur vom Verhältnis $\frac{R_2}{s}$ abhängt, soweit es den Einfluss dieser beiden Größen betrifft.

Für die Darstellung des Stromzeigers \underline{I}_1 als Funktion vom Schlupf s verwendet man die Ortskurvendarstellung in der komplexen Ebene. Bei Variation des Schlupfes bewegt sich die Spitze des Zeigers \underline{p} auf einem Kreis in der komplexen Ebene. Daraus folgt, dass der Ständerstromzeiger in der komplexen Ebene einen Kreis beschreibt. Diese Darstellungsform, das sogenannte Kreisdiagramm wurde um 1900 von Heyland und Ossanna entwickelt und wird deshalb auch Heyland-Kreis genannt. Für die Stromortskurve liefert die Ortskurventheorie ferner die Mittelpunktskoordinaten

$$Y_M = \frac{-jX_1/2(1+\sigma)}{R_1^2 + \sigma X_1^2} U_1 = -j \frac{X_1(1+\sigma)}{2(R_1^2 + \sigma X_1^2)} U_1$$

und

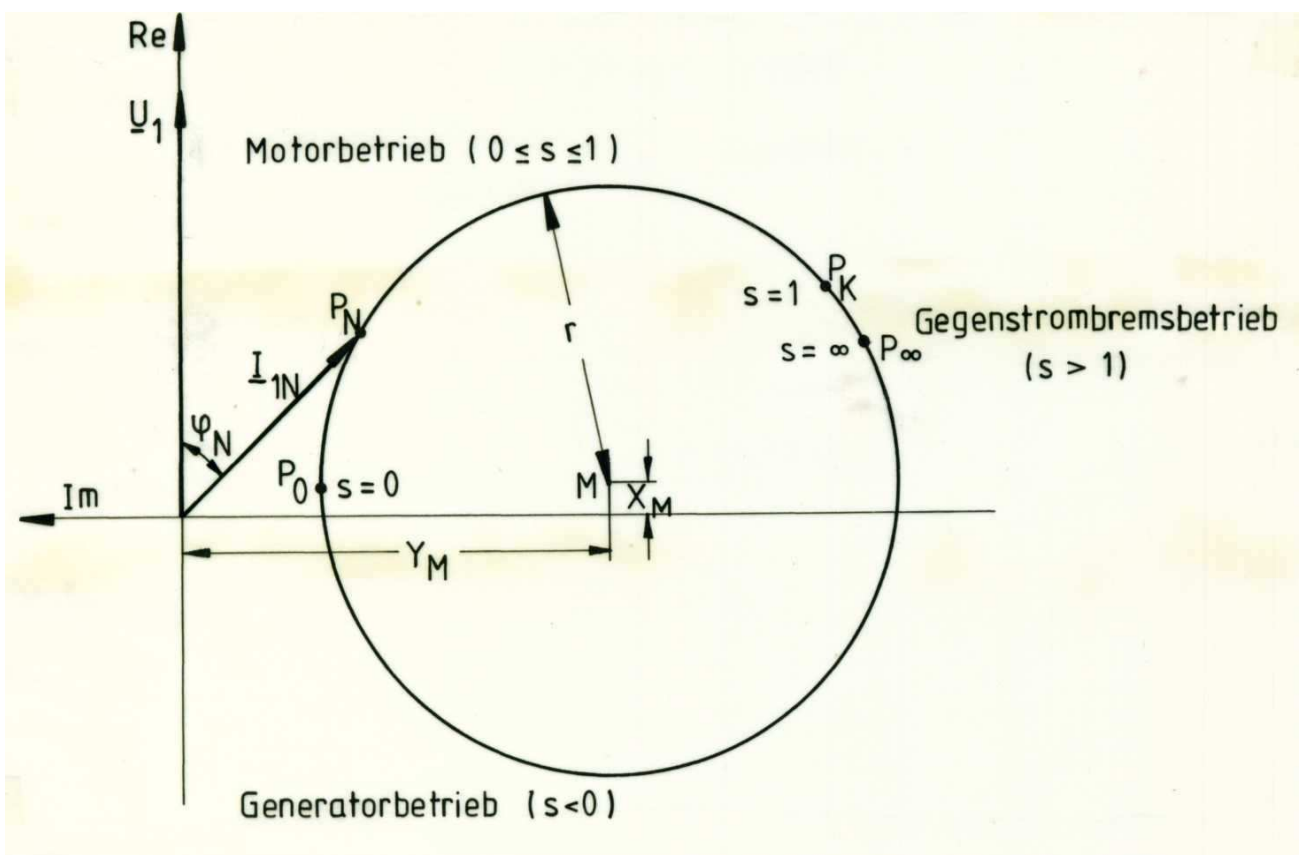
$$X_M = \frac{R_1}{R_1^2 + \sigma X_1^2} U_1$$

sowie den Radius

$$r = \frac{X_1(1-\sigma)}{2(R_1^2 + \sigma X_1^2)} U_1$$

Mit diesen Angaben ist es nun möglich, den Kreis zu zeichnen. Außerdem erkennt man, dass die Lage (Mittelpunktskoordinaten) sowie die Größe (Radius) des Kreises unabhängig vom Läuferwiderstand sind, aber von der Streuung in starkem Maße beeinflusst werden.

Bild 3-3: Stromortskurve der Asynchronmaschine



3.3.2 Diskussion ausgezeichneter Punkte der Stromortskurve

Zur Veranschaulichung der Stromaufnahme der Maschine bei unterschiedlichen Belastungsfällen sollen einige ausgewählte Punkte der Stromortskurve etwas ausführlicher diskutiert werden. Der ideale Leerlaufpunkt P_0 ($s = 0$, $n = n_s$) ist erreicht, wenn der Läufer mit synchroner Drehzahl rotiert, das heißt wenn er keine Relativbewegung gegenüber dem Drehfeld hat und somit keine Spannung im Läufer induziert wird. Der von der Maschine aufgenommene Ständerstrom dient dann ausschließlich dem Aufbau des Drehfeldes und der Deckung der Ständerverluste. Der Leerlaufstrom wird bestimmt durch Einsetzen des Schlupfes $s = 0$ in Gleichung (3.31)

$$\underline{I}_{10}(s = 0) = \frac{U_1}{R_1 + jX_1}$$

Diesen Betriebszustand erhält man experimentell, wenn der Läufer der Asynchronmaschine mit synchroner Drehzahl angetrieben wird und somit die Antriebsmaschine die mechanischen Verluste deckt. Im Stillstandspunkt P_k ($s = 1$, $n = 0$) auch Kurzschlusspunkt genannt, steht der Läufer still, die Läuferströme haben daher Netzfrequenz, und der Motor entwickelt das Anlaufdrehmoment bei einem verhältnismäßig hohen Anlaufstrom. Für den Schlupf ($s = 1$) berechnet sich der Anlaufstrom zu

$$\underline{I}_{1k}(s = 1) = \frac{R_2 + jX_2}{R_2(R_1 + jX_1) + jX_2(R_1 + j\sigma X_1)} U_1.$$

Der Anlaufstrom wird in starkem Maße vom Läuferwiderstand R_2 beeinflusst, durch dessen Erhöhung eine Verringerung der Stromaufnahme und eine Erhöhung des Anlaufdrehmomentes möglich wird. Der Punkt P_∞ ($s = \pm \infty$, $n = \mp \infty$) ist rein theoretisch und gilt für den Fall unendlich hoher Drehzahl; der theoretisch dabei fließende Strom bestimmt sich zu

$$\underline{I}_{1\infty}(s = \infty) = \frac{1}{R_1 + j\sigma X_1} U_1.$$

Dieser Stromzeiger ist ebenso wie der Leerlaufstromzeiger unabhängig vom Läuferwiderstand.

3.3.3 Die Lage der Stromortskurve

Im Bild 3-3 sieht man, daß der Kreis der Stromortskurve im Gegensatz zur Synchronmaschine nur im I. und IV. Quadranten liegt. Dies veranschaulicht, dass die Maschine grundsätzlich induktive Blindleistung aus dem Netz aufnimmt, die sie zum Aufbau des Drehfeldes benötigt. Daher ist sie für einen Inselbetrieb ohne zusätzliche Maßnahmen nicht geeignet, obwohl sie im IV. Quadranten Wirkleistung ins Netz zurückspeist und so als Generator arbeiten kann. Der Generatorbetrieb stellt sich für übersynchrone Drehzahlen ein, d.h. der Läufer der Maschine rotiert schneller als das umlaufende Drehfeld.

Der normale motorische sowie generatorische Betriebsbereich der Asynchronmaschine liegt im vorderen Teil des Kreises, d.h. in der Nähe der synchronen Drehzahl n_s . Der Nennschlupf von Asynchronmaschinen liegt bei Leistungen bis ca. 10 kW zwischen 3 % und 10 %. Er nimmt für Maschinen größerer Leistungen weiter ab und beträgt dann ca. 2 % oder noch weniger.

3.3.4 Die vereinfachte Stromortskurve ($R_1 = 0$)

Für Maschinen größerer Leistungen ($P_N > \text{ca. } 10 \text{ kW}$) kann für den stationären Betrieb der Ständerwiderstand vernachlässigt werden, ohne dass deshalb wesentliche Fehler begangen werden. Dies führt zu einem vereinfachten Kreisdiagramm, bei dem der Kreismittelpunkt, der Leerlaufpunkt und der Punkt P_∞ auf der negativen, imaginären Achse liegen. Die Gleichung (3.31) für die Stromortskurve lautet somit für $R_1 = 0$

$$\underline{I}_1(s) = \frac{\frac{R_2 + jX_2}{s} U_1}{-\sigma X_1 X_2 + jX_1 \frac{R_2}{s}} \quad (3.32)$$

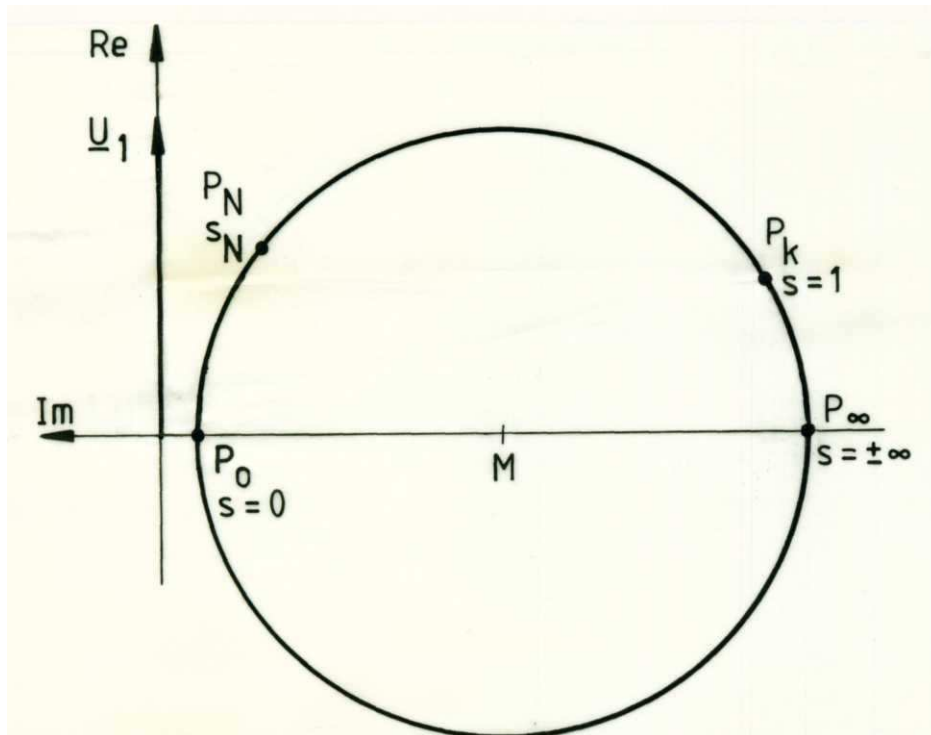


Bild 3-4: Vereinfachte Stromortskurve ($R_1 = 0$) der Asynchronmaschine

Aus der Gleichung (3.32) sieht man ebenso wie früher aus Gleichung (3.31), dass für ein konstantes Verhältnis von R_2/s der Stromzeiger \underline{I}_1 unverändert bleibt. Es ist also möglich, durch Einbringen zusätzlicher Widerstände in den Läuferkreis für einen konstanten Stromzeiger den Schlupf bzw. die Drehzahl in Abhängigkeit von den Zusatzwiderständen zu verändern. Auf diese Aussage wird noch mehrmals zurückgegriffen werden.

3.4 Berechnung des Drehmomentes

Für die Berechnung des Drehmomentes in Abhängigkeit vom Schlupf geht man, wie bereits beim Synchrongenerator, von der Leistungsbilanz der Maschine aus. Hierzu wird die Ständerspannungsgleichung (3.26) mit $(3 \cdot \underline{I}_1^*)$ multipliziert und anschließend der Realteil gebildet, weiterhin soll, wie bereits bei der Stromortskurve die Voraussetzung getroffen werden, dass der Spannungszeiger \underline{U}_1 in der reellen Achse liegt. Mit dieser Voraussetzung erhält man die Wirkleistungsgleichung

$$\operatorname{Re} (3 U_1 \underline{I}_1^*) = \operatorname{Re} (3 [(R_1 + j X_{1\sigma}) \underline{I}_1 \underline{I}_1^* + j X_h (\underline{I}_1 + \underline{I}_2) \underline{I}_1^*])$$

Wird diese Gleichung umgeformt, so ergibt sich mit $\underline{I}_1 = I_1 e^{j\varphi}$

$$3 U_1 I_1 \cos \varphi = 3 R_1 I_1^2 + 3 \operatorname{Re} (j X_h \underline{I}_2 \underline{I}_1^*) \quad (3.33)$$

{aufgenommene Wirkleistung} = {Ständerverlustleistung} + {Drehfeldleistung}

Auf der linken Seite der Gleichung (3.33) steht die von der Maschine aufgenommene Wirkleistung; auf der rechten die Ständerkupferverlustleistung und die Drehfeldleistung P_δ . Sie wird durch das magnetische Feld im Luftspalt vom Ständer auf den Läufer übertragen und daher auch als Luftspaltleistung oder innere Leistung der Maschine bezeichnet.

$$P_\delta = + 3 X_h \operatorname{Re} (j \underline{I}_2 \underline{I}_1^*) \quad (3.34)$$

Die weiteren Berechnungen vereinfachen sich wesentlich, wenn wie bereits beim vereinfachten Kreisdiagramm, der Ständerwiderstand vernachlässigt wird. Es ergibt sich dann die vereinfachte Leistungsbilanz

$$3 U_1 I_1 \cos \varphi = P_\delta \quad (R_1 = 0) \quad (3.35)$$

Ersetzt man in Gleichung (3.34) den Strom \underline{I}_2 durch die aus der Gleichung (3.27) abgeleitete Beziehung,

$$\underline{I}_2 = \frac{-jX_h}{\frac{R_2}{s} + jX_2} \underline{I}_1, \quad (3.36)$$

so erhält man die Luftspaltleistung in Abhängigkeit vom Betrag des Ständerstromes.

$$P_\delta = 3 \frac{X_h^2 \frac{R_2}{s}}{\left(\frac{R_2}{s}\right)^2 + X_2^2} I_1^2 \quad (3.37)$$

Wird nun in Gleichung (3.37) der Ständerstrom mit Hilfe der umgeformten Gleichung (3.32), die ebenfalls für $R_1 = 0$ gültig ist, ersetzt, so ergibt sich die Luftspaltleistung in Abhängigkeit von der Ständerspannung

$$P_\delta = 3 \frac{X_h^2}{X_1^2} \frac{R_2 s}{R_2^2 + (\sigma X_2 s)^2} U_1^2 \quad (3.38)$$

Die Drehfeldleistung teilt sich im Läufer in die mechanische Leistung P_{mech} und in einen Anteil zur Deckung der ohmschen Verluste der Läuferwicklung P_{2v} auf. Die Läuferverlustleistung P_{2v} bestimmt sich zu

$$P_{2v} = 3 R_2 |\underline{I}_2|^2 = 3 R_2 \underline{I}_2 \underline{I}_2^* \quad (3.39)$$

Wird der Strom \underline{I}_2 mit Hilfe von Gleichung (3.36 und 3.32) ersetzt, so bekommt man für $\underline{I}_2 \underline{I}_2^*$ den Ausdruck

$$\underline{I}_2 \underline{I}_2^* = s \frac{X_h^2}{X_1^2} \frac{s}{R_2^2 + (\sigma X_2 s)^2} U_1^2 \quad (3.40)$$

Setzt man diesen in Gleichung (3.39) ein, so erhält man für die Läuferverlustleistung

$$P_{2v} = 3 R_2 s \frac{X_h^2}{X_1^2} \frac{s}{R_2^2 + (\sigma X_2 s)^2} U_1^2 \quad (3.41)$$

Der Vergleich zwischen Gleichung (3.41) und der Luftspaltleistung P_δ Gleichung (3.38) liefert die Beziehung

$$P_\delta s = P_{2v} \quad (3.42)$$

Damit haben wir den Zusammenhang zwischen den Läuferwicklungsverlusten P_{2v} und der Luftspaltleistung P_δ gefunden. Die mechanisch abgegebene Leistung bestimmt sich aus der Überlegung

$$P_{mech} = P_\delta - P_{2v} \quad (3.43)$$

$$P_{mech} = P_\delta (1 - s) \quad (3.44)$$

Ersetzt man nun die mechanische Leistung durch das Drehmoment und die Drehzahl

$$P_{mech} = 2 \pi n D_M = (1 - s) P_\delta$$

und löst man diese Gleichung nach dem Drehmoment auf, so findet man

$$D_M = \frac{P_\delta}{2\pi n_s} = \frac{P_\delta}{2\pi f_1 / Z_p} = \frac{p}{\omega} P_\delta. \quad (3.45)$$

Diese Beziehung bedeutet, dass die Luftspaltleistung für ein bestimmtes Drehmoment unabhängig von der Läuferdrehzahl ist. Bei Vernachlässigung von R_1 können wir anhand von Gleichung (3.35) für das Drehmoment nun auch

$$D_M = 3 \frac{Z_p}{\omega} U_1 Re(\underline{I}_1) \quad (3.46)$$

schreiben. Durch diese Gleichung ist eine Querverbindung zur vereinfachten Stromortskurve ($R_1 = 0$) hergestellt worden, da sich für das Drehmoment die Proportionalität bei konstanter Ständerspannung

$$D_M \sim Re(\underline{I}_1)$$

angeben lässt. Es ist damit möglich, in diesem Falle aus der Stromortskurve auch das Drehmoment zu entnehmen.

Zur Darstellung der Abhängigkeit des Drehmomentes von der Ständerspannung und dem Schlupf geht man von der Luftspaltleistung, Gleichung (3.38) und von der Drehmoment-Gleichung (3.45) aus und erhält

$$D_M = 3 \frac{Z_p X_h^2}{\omega X_1^2} \frac{R_2 s}{R_2^2 + (\sigma X_2 s)^2} U_1^2. \quad (3.47)$$

Aus Gleichung (3.47) liest man eine quadratische Abhängigkeit des Motordrehmomentes von der angelegten Ständerspannung ab.

$$D_M \sim U_1^2$$

Dieser Zusammenhang führt bei Netzspannungsabsenkungen zu einer deutlichen Reduzierung des entwickelten Drehmomentes der Maschine. Bei Anlassverfahren, die auf dem Prinzip der Spannungsreduzierung beruhen, muss sichergestellt sein, dass das Lastdrehmoment ebenfalls entsprechend gering ist, damit bei der verminderten Ständerspannung der Anlauf noch erfolgen kann.

Zur Berechnung des maximal von der Asynchronmaschine entwickelten Drehmomentes, dem sogenannten Kippmoment D_{MK} , und dem zugehörigen Kippschlupf s_k geht man bei konstanter Ständerspannung von der Ableitung der Gleichung (3.47) nach dem Schlupf aus und bekommt für

$$\frac{dD_M}{ds} = 0$$

den Kippschlupf s_k zu

$$s_k = \pm \frac{R_2}{\sigma X_2} \quad (3.48)$$

und das Kippmoment D_{MK} nach dem Einsetzen des Kippschlupfes in Gleichung (3.47) für $R = 0$

$$D_{MK} = \pm \frac{3Z_p X_h^2}{\omega X_1^2} \frac{1}{2\sigma X_2} U_1^2. \quad (3.49)$$

Das Kippmoment und der dazugehörige Ständerstrom sind offensichtlich unabhängig vom Läuferwiderstand und daher auch durch Läuferwiderstände nicht zu beeinflussen.

Eine andere Möglichkeit, das Kippmoment zu bestimmen, besteht über das vereinfachte Kreisdiagramm. Wie bereits vorher gezeigt ist der Realteil des Ständerstromes für $R_1 = 0$ proportional zum Drehmoment, so dass das Kippmoment bei dem Maximum des Realteils des Ständerstromes anfällt.

Zur Darstellung der Abhängigkeit des Drehmomentes von der Drehzahl bzw. vom Schlupf kann unter Verwendung von Gleichung (3.48 und 3.49) die Drehmomentgleichung (3.47) auch in der folgenden Form geschrieben werden. Formel von Kloß

$$\frac{D_M}{D_{MK}} = \frac{2}{\frac{s}{s_k} + \frac{s_k}{s}} \quad (R_1 = 0) \quad (3.50)$$

Trägt man den Verlauf des Drehmomentes über der Drehzahl bzw. dem Schlupf auf, so erhält man den in Bild 3-5 dargestellten Verlauf.

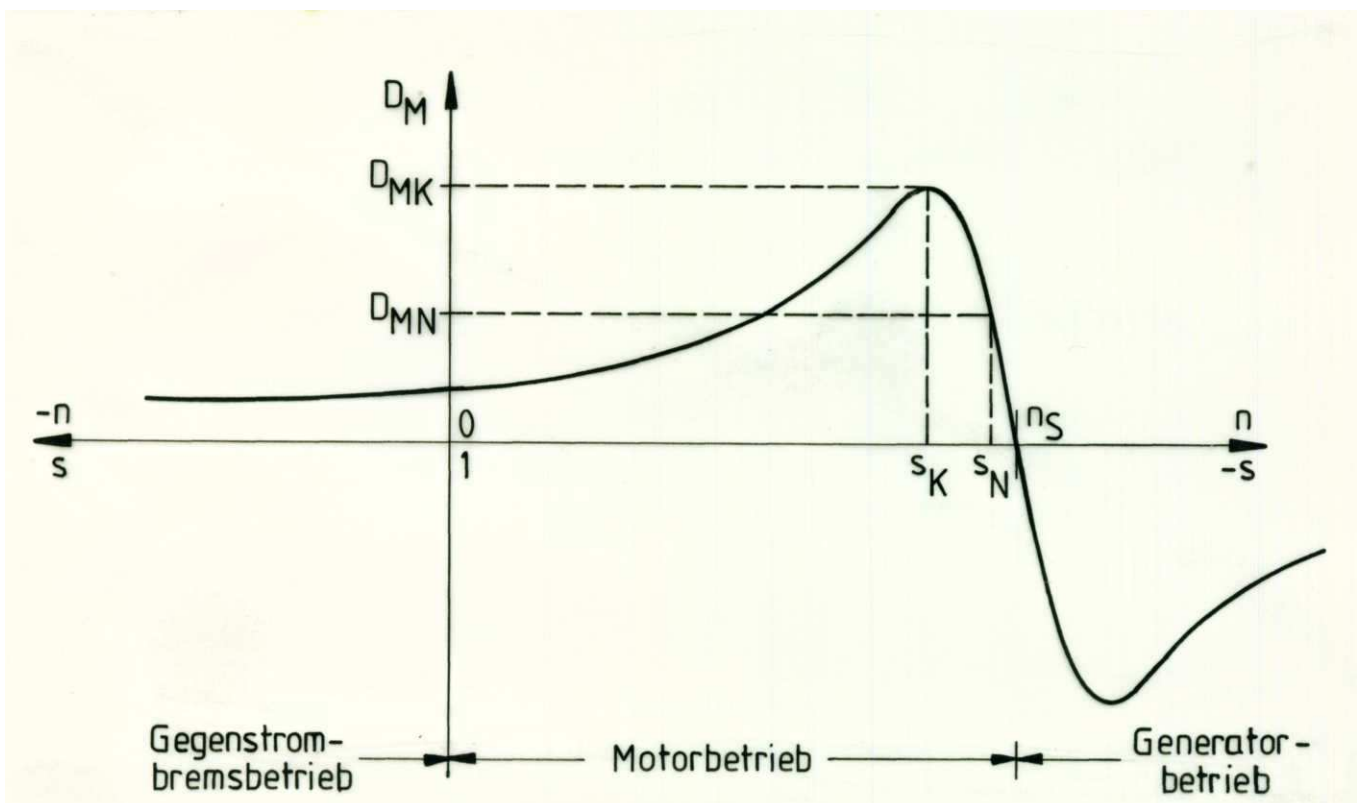


Bild 3-5: Drehmoment-Drehzahlkennlinie der Asynchronmaschine

3.5 Die Leistungsbilanz

Bereits bei der Herleitung des Drehmomentes wurde von einer Leistungsbilanz ausgegangen. Hier soll nun die Gesamtwirkleistungsbilanz der Asynchronmaschine etwas ausführlicher betrachtet werden. Dazu wird in das Ersatzschaltbild der Leistungsfluss eingetragen.

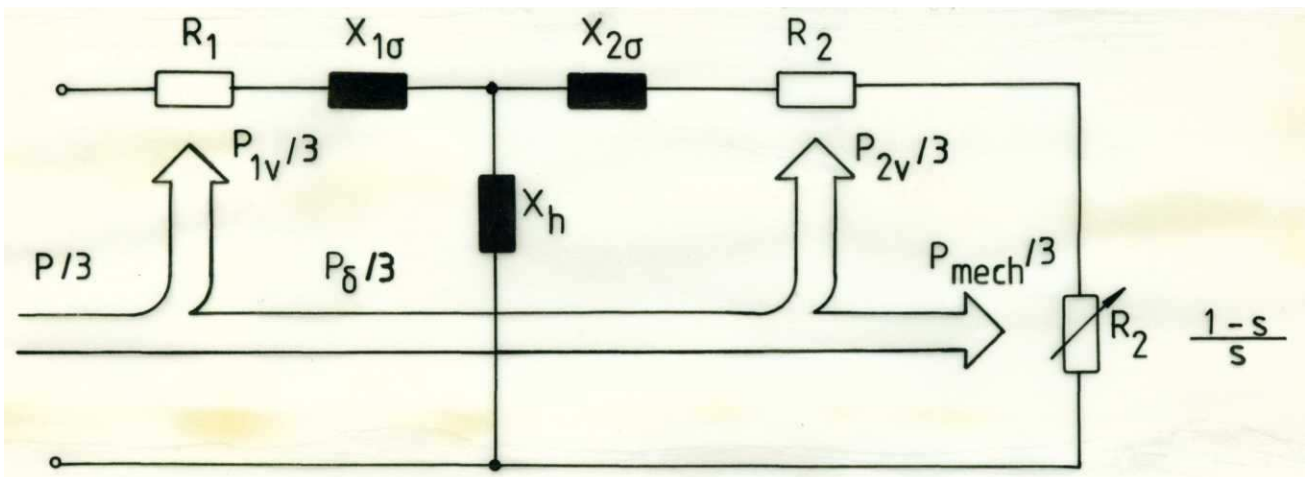


Bild 3-6: Vereinfachter Wirkleistungsfluss in der Asynchronmaschine

Die einzelnen Leistungen bestimmen sich zu

P : aus dem Netz aufgenommene Wirkleistung

$$P = 3 * U_1 I_1 \cos \varphi \quad (3.51)$$

P_{1v} : die im Ständer anfallenden ohmschen Verluste

$$P_{1v} = 3 * R_1 I_1^2 \quad (3.52)$$

P_δ : die Luftspaltleistung

$$P_\delta = P - P_{1v} = D_M \frac{\omega}{p} \quad (3.53)$$

P_{2v} : die im Läufer anfallenden Verluste

$$P_{2v} = 3 * R_2 |I_1|^2 = P_\delta s \quad (3.54)$$

P_{mech} : die an der Welle abgegebene mechanische Leistung

$$P_{mech} = 3 * R_2 \frac{1-s}{s} |I_1|^2 = P_\delta (1 - s) \quad (3.55)$$

$$P_{mech} = D_M 2\pi n = D_M \frac{\omega}{p} (1 - s) \quad (3.56)$$

Aus Gleichung (3.54) erkennt man, dass die Läuferverlustleistung P_{2v} direkt vom Schlupf abhängt. Das bedeutet je weiter man sich von der synchronen Drehzahl entfernt desto

größer wird die Verlustleistung im Läufer und umso mehr verschlechtert sich der Wirkungsgrad der Maschine.

Wird der Schlupf soweit vergrößert, dass Werte größer Eins erreicht werden, spricht man vom Gegenstrombremsbetrieb der Asynchronmaschine. Dabei rotiert der Läufer gegen das in der Maschine befindliche Drehfeld. Die Frequenz der Läuferströme wird größer als die Netzfrequenz und die Verluste steigen stark an. Aus der Stromortskurve Bild 3-3 ist ersichtlich, dass aus dem Netz weiterhin Wirkleistung aufgenommen wird, und andererseits nach Bild 3-5 auch mechanische Leistung über die Welle in die Maschine fließt. Die Summe der beiden Leistungen wird überwiegend im Läufer in Wärme umgesetzt und muss abgeführt werden.

Dieser Betriebszustand führt leicht zur thermischen Überlastung des Motors. Durch Zusatzwiderstände im Läuferkreis kann erreicht werden, dass die meisten thermischen Verluste außerhalb der Maschine anfallen und somit leichter abgeführt werden können.

Für Schlupfwerte kleiner Null kann die Maschine an einem Netz als Generator arbeiten (Generatorbetrieb). Dabei nimmt sie von der Welle mechanische Leistung auf, (s. Bild 3-5) deckt hiervon ihre ohmschen Verluste und speist die restliche Wirkleistung ins Netz zurück (s. Kap. 3.3.3). Ihren Blindleistungsbedarf bezieht sie weiterhin aus dem angeschlossenen Netz. Bei dem Generatorbetrieb rotiert der Läufer schneller als das Drehfeld also mit übersynchroner Drehzahl, dabei hat er aber im Gegensatz zum Gegenstrombremsen die gleiche Drehrichtung wie das Drehfeld (s. Bild 3-5).

3.6 Anlassverfahren

Bei einem Hochlaufvorgang von der Drehzahl "0" bis zu einem Arbeitspunkt müssen vor allem zwei Forderungen erfüllt werden

- der Motor muss in der Lage sein, das Lastdrehmoment der Arbeitsmaschine zu überwinden und darüber hinaus ein Beschleunigungsdrehmoment zu entwickeln;
- die beim Anlauf im Läufer entstehende Verlustwärme muss vom Motor ohne Schaden aufgenommen werden können.

Für den Hochlaufvorgang gilt allgemein die dynamische Grundgleichung

$$d_M - d_L = 2\pi\theta \frac{dn}{dt} \quad \rightarrow \quad n = \frac{1}{2\pi\theta} \int (d_M(t) - d_L(t)) dt + n(0)$$

Der Verlauf der Differenz zwischen Motor- und Lastdrehmoment über der Drehzahl und die Größe des Trägheitsmomentes sind entscheidend für die Dauer eines Hochlaufvorganges und somit für die Belastung des Motors.

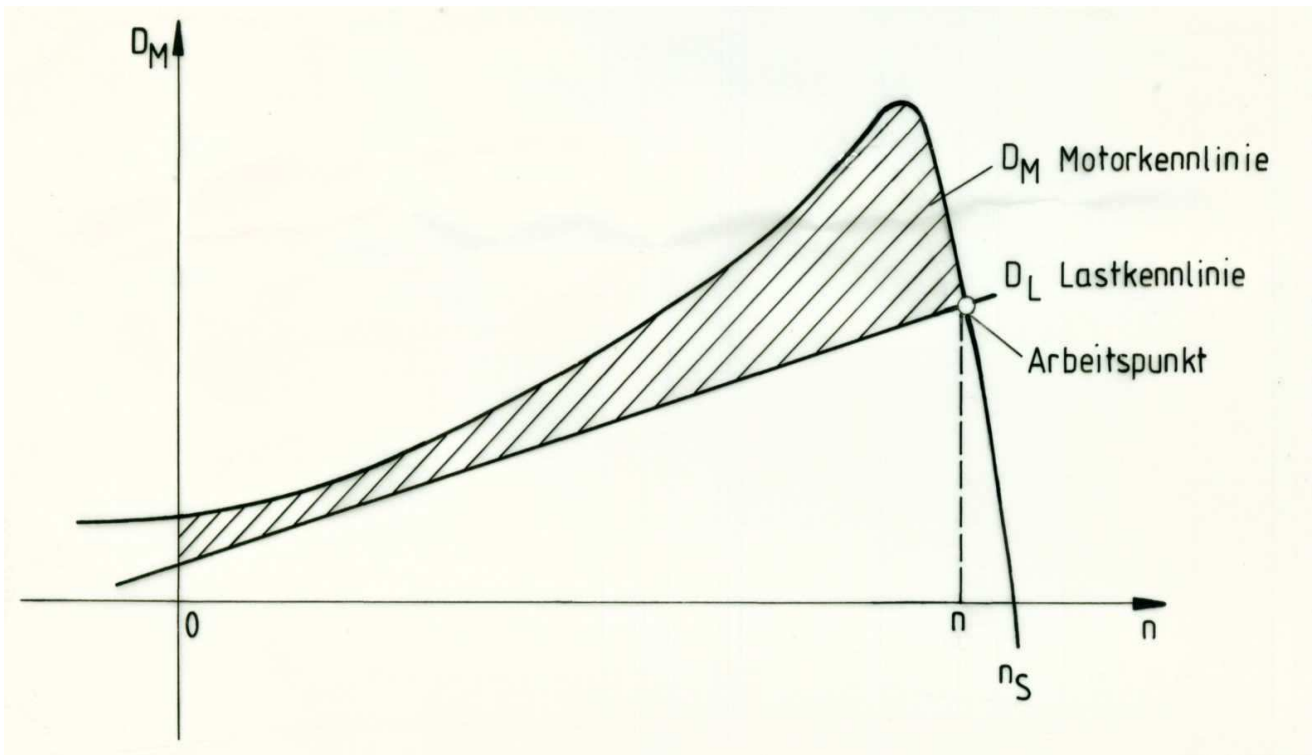


Bild 3-7: Drehmoment-Drehzahl-Kennlinie für einen Lastverlauf

Beim Anlaufen nimmt der Asynchronmotor einen verhältnismäßig hohen Strom auf (s. Bild 3-3, 3-4), trotzdem entwickelt er nur ein geringes Drehmoment. Durch geeignete Anlassverfahren und konstruktive Maßnahmen bei der Motorkonstruktion soll erreicht werden,

- dass der Motor im unteren Drehzahlbereich ein größeres Drehmoment abgibt;
- dass der aufgenommene Netzstrom verkleinert wird;
- dass die thermische Belastung des Motors während des Hochlaufs verringert wird.

Die im folgenden dargestellten Anlassverfahren erfüllen teilweise die oben genannten Forderungen.

Die Anlassverfahren sind nur sinnvoll für Motoren, die direkt am Netz betrieben werden. Drehzahlvariable Motoren, die durch einen Umrichter mit einem Drehspannungssystem variabler Amplitude und Frequenz gespeist werden, benötigen keine zusätzlichen Anlaufverfahren.

3.6.1 Anlauf mit verminderter Ständerspannung

Diese Verfahren verfolgen das Ziel, den Ständerstrom aufgrund der reduzierten Ständerspannung beim Anlauf zu verringern und somit auch die in der Maschine anfallende Verlustwärme. Wegen der quadratischen Abhängigkeit des Motordrehmomentes von der Ständerspannung (s. Kap. 3.4) ist die Anwendbarkeit der Verfahren auf solche Fälle beschränkt, bei denen erst nach erfolgtem Hochlauf belastet wird.

Bei dem Stern-Dreieck-Anlauf ist die Ständerwicklung für den Anlauf in Stern und für den Normalbetrieb in Dreieck geschaltet. Der Strom in den Netzzuleitungen sinkt dabei auf $1/3$, der in den Wicklungen auf $1/\sqrt{3}$ des "Dreieckstroms". Das Anzugsdrehmoment sinkt auf $1/3$ des beim direkten Einschalten entstehenden Anlaufdrehmomentes. Der Stern-Dreieck-Anlauf erfüllt seinen Zweck nur dann, wenn der Motor in der Anlaufschaltung nahezu bis zur Nenndrehzahl hochläuft, also wenn man die Arbeitsmaschine entlasten kann. Die Stern-Dreieck Umschaltung ist ein übliches Verfahren zur Begrenzung des Anlaufstroms gewesen.

Setzt man die Motorspannung durch einen Anlasstransformator herunter, so geht der Motorstrom im gleichen Maße zurück, während das Drehmoment und der Netzstrom quadratisch mit dem Übersetzungsverhältnis sinken. Bei einer Anlassspannung von z.B. 50 % der Netzspannung, d.h. bei einem Übersetzungsverhältnis von 2:1 des Transformators, beträgt daher der Einschaltstrom im Netz und das Drehmoment des Motors nur noch 25 % der Werte bei direktem Einschalten. Wegen des Aufwands für den Transformator wird dieses Verfahren nicht mehr angewendet.

Stattdessen verwendet man einen dreiphasigen Drehstromsteller, der, wie ein Dimmer für Glühlampen, nach dem Prinzip der Phasenanschnittsteuerung arbeitet. Mit ihm kann die Spannung stufenlos bis zur vollen Netzspannung verstellt werden. Für das Anlaufmoment gilt weiterhin das oben gesagte. Mit der Bezeichnung „Soft-Starter“ werden solche Steller in sehr hohen Stückzahlen gefertigt und sind Stand der Technik für die Anlaufstrombegrenzung von Asynchronmotoren.

3.6.2 Schleifringläufermotor mit Anlasswiderständen

Durch Einschalten von äußeren Widerständen in den Läuferkreis, die an die Bürsten angeschlossen werden, können der Strom und das Drehmoment des Motors beim Anzug und beim Hochlauf in weiten Grenzen geändert werden. Für unterschiedliche Läuferwiderstände ergeben sich verschiedene Drehmomentkennlinien, die alle das gleiche Kippmoment haben (s. Kap. 3.3.4). Die Abhängigkeit des Drehmomentes vom Läuferkreiswiderstand R_2 und dem Schlupf s lässt sich nach Gleichung (3.47) kurz durch die Beziehung

$$D_M = f \frac{R_2}{s} \quad (3.57)$$

kennzeichnen. Beim Einschalten eines Läuferwiderstandes R_{2v} in den Läuferkreis ergibt sich also bei einem neuen Schlupf s_v das gleiche Drehmoment wie zuvor ohne Vorwiderstand beim Schlupf s , wenn gilt

$$\frac{R_2 + R_{2v}}{s_v} = \frac{R_2}{s}, \quad (3.58)$$

und $D_M = \text{const.}$ bzw. $\text{Re}(I_1) = \text{const.}$ vorausgesetzt wird. Damit kann die Drehmomentenkennlinie gestreckt (s. Bild 3-8) und die Skalierung der Stromortskurve verschoben werden. Es wird außerdem möglich, durch Einbringen eines Vorwiderstandes beim Anlauf (Schlupf $s_v = 1$) mit dem Nennmoment und dem Nennstrom anzufahren.

Beispiel:

$$D_{M\text{Anlauf}} = D_{MN}$$

$$s_{\text{Anlauf}} = s_v = 1$$

$$R_{2v} = R_2 \left(\frac{s_v - s_N}{s_N} \right)$$

$$R_{2v} = R_2 \frac{1 - s_N}{s_N}$$

Üblicherweise dimensioniert man den Vorwiderstand R_{2V} so, dass der Anlaufpunkt zwischen Leerlauf und Kippunkt zu liegen kommt, so dass der Anzugsstrom gegenüber Motoren mit Käfigläufer stark verringert wird. Ein Teil der Anlaufverluste tritt in den Vorwiderständen auf und kann hier wesentlich einfacher abgeführt werden.

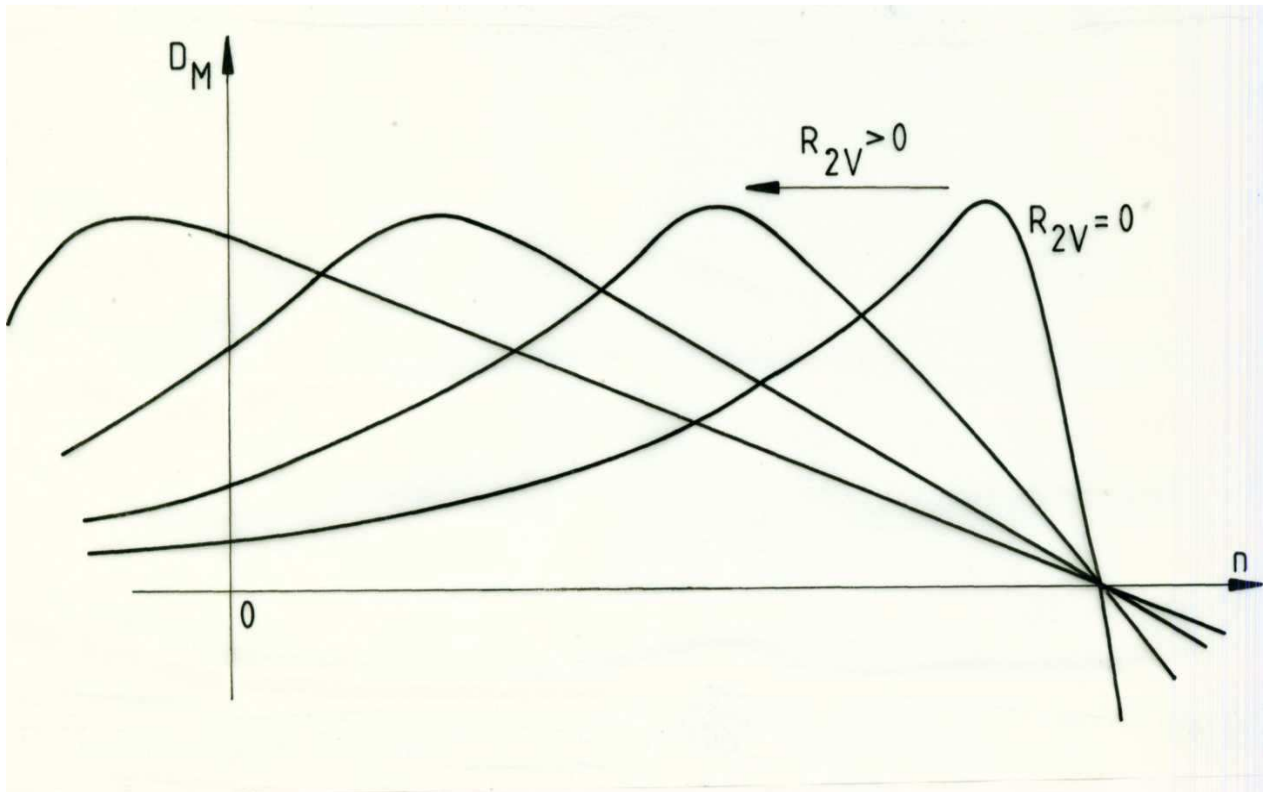


Bild 3-8: Drehmomentkennlinien des Asynchronmotors mit Schleifringläufer bei unterschiedlichen Zusatzwiderständen R_{2V}

Neben den hohen Verlusten ist der wesentliche Nachteil dieses Verfahrens, dass es nur mit Schleifringläufermotoren verwendet werden kann. Es hat daher heute keine Bedeutung mehr.

3.6.3 Ausnutzung der Stromverdrängung

Im Abschnitt 3.6.2 haben wir gesehen, dass für den Anlauf der Wirkwiderstand im Läuferkreis möglichst groß, im Nennbetrieb aber möglichst klein sein soll. Bei Käfigläufermotoren kann dies mit Hilfe geeigneter Leiterstäbe erreicht werden (*Bild 3-9*). Die in den Läuferstäben eines Käfigläufers fließenden Ströme haben Schlupffrequenz und verteilen sich wegen der Stromverdrängung nicht gleichmäßig über den Querschnitt. Der in den Läuferstäben fließende Strom ruft ein Streufeld hervor, welches den Leiter seitlich durchsetzt. Dies führt dann zur Ausbildung von Wirbelströmen im Leiter. Dem gleichmäßig über den Stabquerschnitt verteilten Läuferstrom überlagern sich bei höheren Frequenzen, wie sie im Anlauf auftreten, die Wirbelströme. Die resultierende Stromdichte im oberen Teil der Nut wird somit vergrößert, während sie im unteren Teil abnimmt. Es scheint so, als ob der resultierende Läuferstrom zum Nutschlitz einseitig verdrängt würde, daher der Name Stromverdrängungsläufer.

Bei gleichem Läuferstrom ist diese ungleichmäßige Stromverteilung mit erhöhten ohmschen Verlusten verbunden. Es tritt also eine Widerstandserhöhung auf, die zur Erzielung eines hohen Anlaufmomentes notwendig ist. Mit steigender Drehzahl nimmt die Stromverdrängung ab, bei Nenndrehzahl ist der praktisch sehr viel geringere "Gleichstromwiderstand" wirksam, d.h. der Wirkungsgrad der Maschine im Nennpunkt wird nicht beeinflusst.

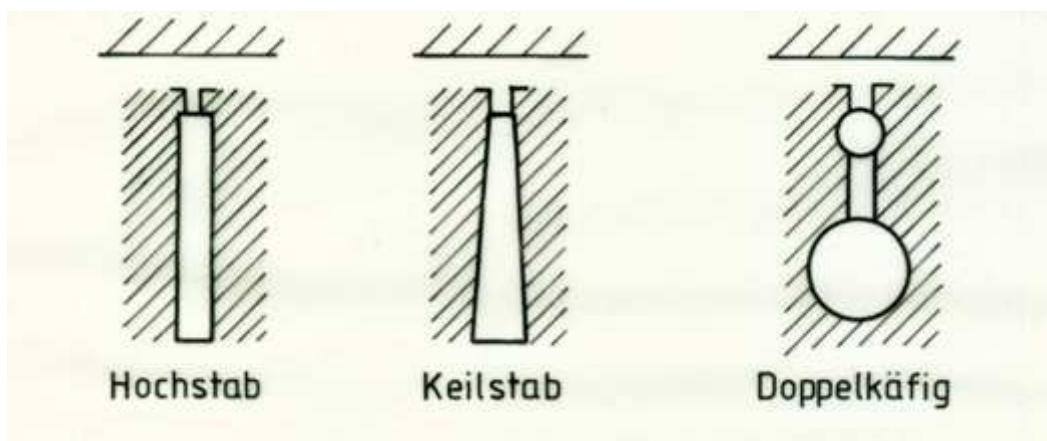


Bild 3-9: Stabformen von Stromverdrängungsläufern

3.7 Möglichkeiten der Drehzahlsteuerung

Der belastete Asynchronmotor hat im allgemeinen Fall eine Drehzahl, die nur einige Prozent unter der synchronen Drehzahl liegt, da sonst die im Läufer anfallenden Verluste ($P_{2v} = P_{\delta}s$) eine zu große Erwärmung bewirken würden. Nach Gleichung (3.2) ergibt sich die Läuferdrehzahl zu

$$n = \frac{f_1}{z_p} (1 - s)$$

Aus dieser Gleichung ergeben sich drei Möglichkeiten der Drehzahlsteuerung

- durch Änderung der Polpaarzahl,
- durch Änderung des Schlupfes,
- durch Änderung der Netzfrequenz.

3.7.1 Polumschaltung

Das Verfahren gestattet nur eine stufenweise Änderung der Drehzahl ($\omega_s = \frac{\omega}{Z_p}$). Polumschaltbare Maschinen erhalten Ständerwicklungen, bei denen sich durch eine geeignete Umschaltung von Spulengruppen verschiedene Polpaarzahlen ergeben. Das Verfahren ist nur bei Käfigläufermotoren anwendbar, da bei Schleifringläufermotoren die Läuferwicklung entsprechend der Ständerwicklung umgeschaltet werden müsste. Da es ein recht einfaches Verfahren ist, wird es gerne verwendet, wenn, z.B. für Pumpen und Lüfter, zwei Drehzahlstufen ausreichend sind.

3.7.2 Veränderlicher Widerstand im Läuferkreis

Außer zum Anlassen kann bei einem Schleifringläufermotor der verstellbare ohmsche Widerstand im Läuferkreis auch zur Drehzahlstellung verwendet werden. Aus Bild 3-3 kann man entnehmen, dass sich je nach Läuferwiderstand für die angegebene Lastkennlinie ($D_L = \text{const.}$) eine unterschiedliche Betriebsdrehzahl einstellt.

Beim Dauerbetrieb mit Vorwiderständen ist zu beachten, dass die Stromwärmeverluste in den Zusatzwiderständen den Wirkungsgrad erheblich verschlechtern. Nach Gleichung (3.54) sind die gesamten Kupferverluste im Läuferkreis bei konstantem Lastdrehmoment dem Schlupf proportional. Die Drehzahlsteuerung mit Vorwiderständen kommt daher nur in Betracht, wenn der Wirkungsgrad eine untergeordnete Rolle spielt.

Dieses Verfahren kommt heute nur noch in Ausnahmefällen zum Einsatz. Ein solches Beispiel aus jüngerer Zeit ist eine drehzahlvariable Asynchronmaschine für Windkraftanlagen. Die Verstellung der Widerstände erfolgt dabei durch einen IGBT-Steller parallel zum Widerstand. Bei eingeschaltetem IGBT ist der Widerstand kurzgeschlossen, bei ausgeschaltetem IGBT befindet sich der Widerstand im Rotorkreis. Durch Pulsweitenmodulation kann ein mittlerer Widerstandswert eingestellt werden.

3.7.3 Änderung des Betrages der Ständerspannung

Nach Gleichung (3.49) ändert sich das Kippmoment quadratisch mit der Speisespannung, der Kippschlupf jedoch bleibt unverändert. In Bild 3-10 sind Kurven für verschiedene Spannungswerte aufgezeichnet.

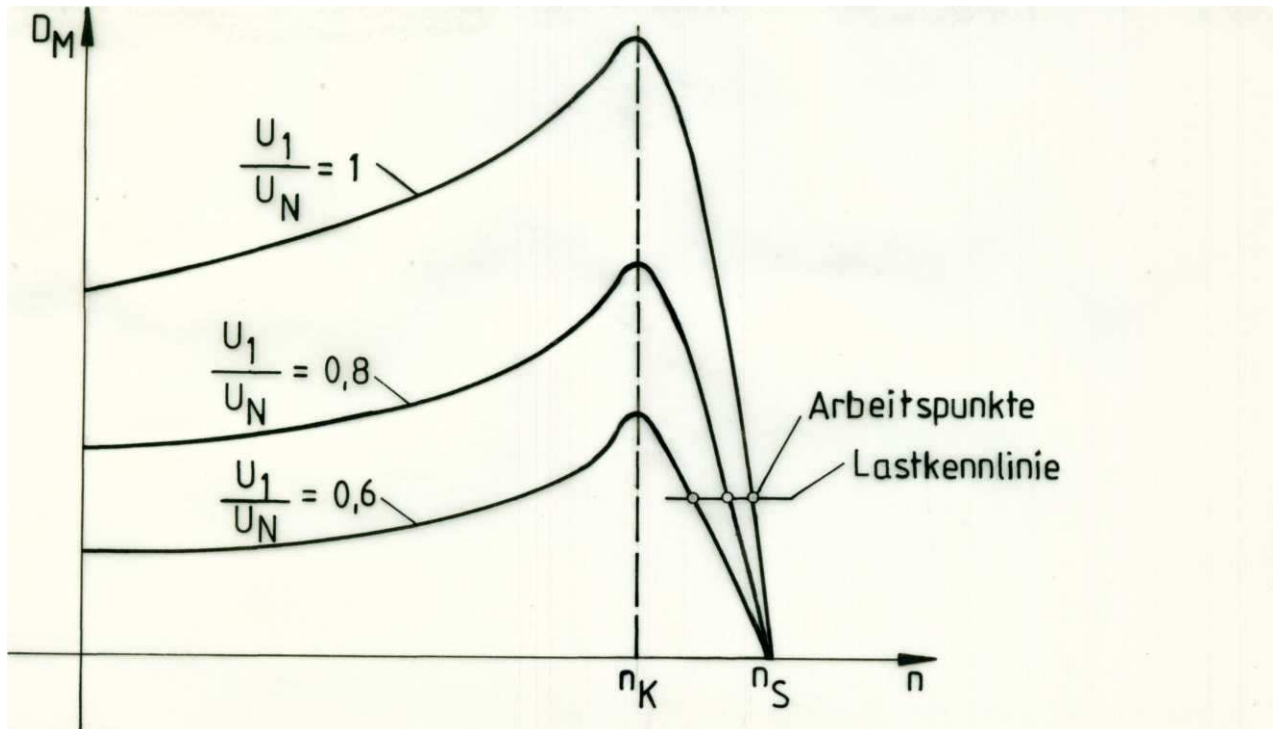


Bild 3-10: Drehmomentenkennlinie bei verschiedenen Ständerspannungen

Man erkennt, dass sich im stabilen Betriebsbereich bei gegebenen Drehmoment und Variation der Ständerspannung der Betriebsschlupf ändert. Es können keine Schlupfwerte größer dem Kippschlupf erreicht werden, ohne nicht gleichzeitig in den labilen Betriebsbereich zu kommen. Diese Drehzahlsteuerung ist also auf den Schlupfbereich $s \leq s_K$ beschränkt. Der Stellbereich ist damit sehr begrenzt. Ein großer Stellbereich ist nur bei Maschinen mit sehr großem Kippschlupf (Widerstandsläufer, $s_K = 1$) erreichbar. Wenn dann die Kennlinie der Last eine starke Zunahme des Moments mit der Drehzahl zeigt (z.B. Pumpen und Lüfter), ist der Wirkungsgrad bei niedrigen Drehzahlen zwar schlecht, die absoluten Verluste sind aber noch in einem vertretbaren Bereich.

3.7.4 Änderung der Speisefrequenz und Speisespannung

Zur Frequenzsteuerung benötigt man ein Netz mit veränderlicher Frequenz und Spannung, das üblicherweise von einem Spannungszwischenkreis-Umrichter zur Verfügung gestellt wird. Dadurch wird es möglich, den Asynchronmotor in einem sehr weiten Drehzahlbereich zu steuern. Soll der Motor über den ganzen Steuerbereich seine Überlastbarkeit, d.h. sein Kippmoment, behalten, so müssen Frequenz und Amplitude des speisenden Netzes einander so zugeordnet werden, dass der magnetische Fluss im Luftspalt in etwa immer dem Nennwert entspricht. Dazu muss bei Vernachlässigung des Ständerwiderstandes die Spannung etwa proportional mit der Frequenz verändert werden. Bei kleinen Frequenzen macht sich der Ständerwiderstand bemerkbar, und man verringert dann die Spannung weniger als die Frequenz. Bild 3-11 zeigt die verschiedenen Drehmoment-Drehzahlkennlinien des Asynchronmotors bei der Frequenzsteuerung.

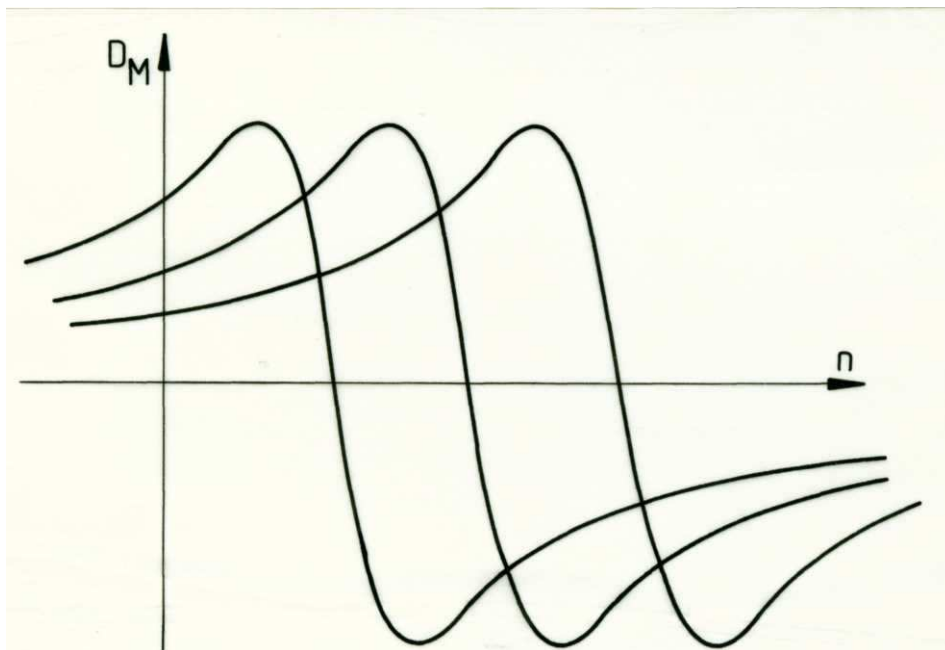


Bild 3-11: Drehmomentkennlinien für verschiedene Ständerfrequenzen bei konstantem Kippmoment

Die Drehzahlsteuerung mittels Frequenzumrichter ist heute Stand der Technik und hat der Asynchronmaschine zu ihrem Durchbruch als drehzahlvariabler Antrieb verholfen. Je nach Anforderungen können einfache Steuerungen (U-f-Kennliniensteuerung) oder

komplexe Regelungen (feldorientierte Regelung, direkte Selbstregelung zum Einsatz kommen.