B. Reibungskupplungen.

1. Die Schaltvorgänge.

Beim Einrücken jeder Reibungskupplung treten zwei Arten von Widerständen auf:

1. die Beschleunigungswiderstände der in Bewegung zu setzenden Massen,

2. die Reibungswiderstände in den Triebwerken und Maschinen, die von der zu kuppelnden Welle angetrieben werden, sowie der Nutzwiderstand der Maschinen. Sie seien unter dem Begriff der äußeren Arbeitswiderstände zusammengefaßt.

Zunächst werde die Wirkung der Beschleunigungswiderstände für sich allein, also der Fall der Einschaltung eines unbelasteten Triebwerkes unter Vernachlässigung der Reibung in den Lagern untersucht. In dem einfachen Falle der Abb. 1429, wo die beiden Scheiben C und D durch den Gleitring E mit der Kraft P gegeneinander gedrückt werden, wenn die Welle B gekuppelt werden soll, tritt an der ebenen Reibfläche eine Reibung $P \cdot \mu$ auf, die die Scheibe D mitzunehmen sucht und die zu einer Umfangskraft $U = P \cdot \mu$ im Abstande r von der Wellenmitte zusammengefaßt werde. Unter der Annahme, daß P dauernd gleich groß bleibt und daß die Reibungszahl μ von den Geschwindigkeitsunterschieden zwischen den beiden Scheiben unabhängig sei, ist auch U unveränderlich. Hat die anzutreibende Welle mit den darauf angebrachten umlaufenden Massen ein Gesamtträgheitsmoment J, so entsteht eine gleichförmig beschleunigte Drehbewegung mit einer Winkelbeschleunigung:

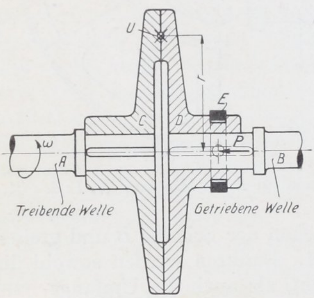

Abb. 1429. Schema einer Reibkupplung.

$$\varepsilon = \frac{M}{J} = \frac{U \cdot r}{J} = \frac{\mu \cdot P \cdot r}{J} = \text{konst}, \tag{441}$$

der zur Zeit t die Winkelgeschwindigkeit:

$$\omega = \varepsilon \cdot t = \frac{U \cdot r\, t}{J} \tag{442}$$

entspricht und die in Abb. 1430 durch eine schräge Gerade gekennzeichnet ist. Die Einrückzeit T, nach der ω den Wert ω_0 der antreibenden Welle erreicht, beide Wellen also mit gleicher Geschwindigkeit laufen und daher gekuppelt sind, folgt aus:

$$\frac{U \cdot r \cdot T}{J} = \omega_0; \quad T = \frac{J \cdot \omega_0}{U \cdot r}. \qquad J = \frac{U r T}{\omega_0} \tag{443}$$

T steigt verhältnisgleich mit dem Trägheitsmoment J und nimmt ab, je größer die Umfangskraft U ist.

Während des Einrückvorgangs ist die Arbeit, die die Umfangskraft U zur Zeit t geleistet hat:

$$U \cdot v \cdot t = U \cdot r \cdot \omega \cdot t, \tag{444}$$

während die Welle die Energie:

$$A_b = \frac{J \cdot \omega^2}{2} = \frac{J \cdot \varepsilon^2 t^2}{2} \tag{445}$$

aufgenommen hat, so daß die Differenz $U \cdot r \cdot \omega \cdot t - \frac{J\omega^2}{2}$ den Arbeitsverlust durch das Gleiten darstellt. Der Verlauf beider Größen in Abhängigkeit von t ist durch die Gerade und die Parabel der Abb. 1430 unten veranschaulicht.

Am Ende der Beschleunigungszeit beträgt die von U geleistete Arbeit:

$$A_T = U \cdot r \cdot \omega_0 \cdot T, \quad = J.\varepsilon.\omega_0 T = J\omega_0^2\,;\ \varepsilon T = \omega_0 \tag{446}$$

während die Energie der Welle:

$$\frac{J \cdot \omega_0^2}{2} = \frac{J \cdot \varepsilon^2 T^2}{2} = \frac{U \cdot r \cdot T}{2\,\omega_0} \cdot \frac{\omega_0^2}{T^2} \cdot T^2 = \frac{U \cdot r \cdot \omega_0 \cdot T}{2},$$