$$\frac{v}{v^*} \equiv \boxed{\Phi(\tau) = \nu \ln \frac{1}{1-\tau} - \tau}\,; \quad \tau < 1$$

Das Verhalten in der *Startphase* erhalten wir für $\tau \ll 1$, also:

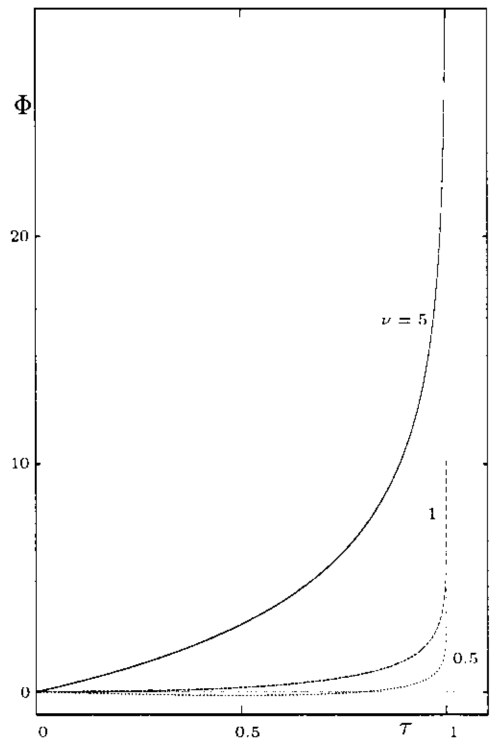
$$\begin{aligned} \tau \ll 1 \Rightarrow \Phi &\approx \nu \ln(1 + \tau \pm \cdots) - \tau \\ &\approx \tau(\nu - 1) + \cdots \end{aligned}$$

(Hier haben wir zunächst das Argument des ln in eine TAYLORreihe entwickelt und dann den Logarithmus selbst, für den gilt: $\ln(1+x) \approx x$, falls $x \ll 1$).

Die Geschwindigkeit in der Startphase ist also nur positiv, falls $\nu > 1$; geschrieben in den physikalischen Grössen heisst das:

$$t \ll \frac{m_0}{\mu}: \quad v(t) > 0, \text{ falls } \mu v_g > mg\,;$$

d.h., die Schubkraft muss grösser als das Anfangsgewicht der Rakete sein.



Geschwindigkeit-Zeit-Diagramm (für $\nu = 5,\ 1,\ 0.5$)

3. Mit $\vec{F}(\vec{r},t) = -\dfrac{\partial V(\vec{r},t)}{\partial \vec{r}}$ lautet die mit der Geschwindigkeit $\dot{\vec{r}}$ multipizierte Bewegungsgleichung

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{m}{2}\dot{\vec{r}}^2(t)\right) = -\dot{\vec{r}}(t) \cdot \frac{\partial V\big(\vec{r}(t),t\big)}{\partial \vec{r}} = -\frac{\mathrm{d}V\big(\vec{r}(t),t\big)}{\mathrm{d}t} + \frac{\partial V\big(\vec{r}(t),t\big)}{\partial t}$$

Damit kann geschrieben werden:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{m}{2}\dot{\vec{r}}^2(t) + V\big(\vec{r}(t),t\big)\right) \equiv \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}E(t) = \frac{\partial V\big(\vec{r}(t),t\big)}{\partial t} \tag{2}$$

Die Energie $E(t)$ ist also *keine* Konstante mehr, sie ändert sich mit der Zeit. Um die rechte Seite angeben zu können, muss man die Bahnkurve $\vec{r}(t)$ bereits kennen; (2) ist damit *keine* Hilfe bei der Integration der Bewegungsgleichung.

Bem.: Die Wegunabhängigkeit des Linienintegrals der Kraft gilt nur noch bei *festgehaltener* Zeit t.