Setze ich also $\mathcal{J}_\alpha dx_\alpha = (\mathcal{J} dx)$ usw., so ergibt sich, da $\mathcal{H} = \mathcal{J}_\alpha \dot{x}_\alpha - \mathcal{L}$ ist:

$$d\mathcal{J} = (\mathcal{J} dx) - (\mathcal{J}^\circ dx^\circ) - \mathcal{H} dt + \mathcal{H}_\circ dt_\circ$$

Wir nehmen nun an, L(x$\dot{x}$) enthalte t nicht explizit, dann ist dies auch bei H(x$\dot{x}$) der Fall. Wie in Gleichung (11) nachgewiesen, ist in diesem Fall H(x$\dot{x}$) = h, wobei h für unsere Lösungsschar natürlich h($c_1 \ldots c_m$) ist. Dann ist aber H = $H_\circ$ = h, also nach Gleichung (11)

$$d\mathcal{J} = (\mathcal{J} dx) - (\mathcal{J}^\circ dx^\circ) - h\,d(t - t_\circ)$$

In diesem Fall ist das Hamilton'sche Variationsproblem einem geometrischen Variationsproblem äquivalent, wo $\mathcal{J}^* = \mathcal{J} + h(t - t_\circ)$

$$d\mathcal{J}^* = d\mathcal{J} + (t - t_\circ)\,dh + h\,d(t - t_\circ)$$

$$= (\mathcal{J} dx) - (\mathcal{J}^\circ dx^\circ) + (t - t_\circ)\,dh$$

nach Gleichung ( )

Im Fall der Mechanik ist dies das Differential des Maupertuis'schen Wirkungsintegrals.

5. Anwendung auf Scharen von periodischen Lösungen.

Gibt es eine Schar periodischer Lösungen der Lagrange-Gleichungen und ist τ die Zeitperiode, dann wird sein

$$x_\alpha(t + \tau) = x_\alpha(t)$$

Ebenfalls, da $\mathcal{J}_\alpha$ nur Ableitungen nach x und $\dot{x}_\alpha$ enthält

$$\mathcal{J}_\alpha(t + \tau) = \mathcal{J}_\alpha(t)$$