$$\Phi = \frac{\partial \Omega}{\partial c} - \int_{t_0}^{t} \frac{\partial F}{\partial c}\, dt$$

dann ist für jede Lösung $\frac{d\Phi}{dt} = 0$, also $\Phi\ (x_1 \ldots x_n, t) = C$. Ist Ω eine Lösung der Jacobi-Hamilton'schen Differentialgleichung, dann ist $F \equiv 0$, damit $\int \frac{\partial F}{\partial c} dt = 0$ und so $\Phi = \frac{\partial \Omega}{\partial c}$. Haben wir in Ω k Parameter, dann können wir k solche Integrale angeben. Damit ist von einer andern Seite her die Aequivalenz der Jacobi-Hamilton-schen Differentialgleichung und der kanonischen Differentialgleichungen erwiesen.

Ist nämlich $\Omega = \Omega\ (x_1 \ldots x_n\ q_1 \ldots q_n\ t)$, so erhalten wir zunächst von den n Differentialgleichungen

$$\frac{dx_\alpha}{dt} = X_\alpha(x_1 \ldots x_n\ q_1 \ldots q_n\ t)$$

eine n-gliedrige Lösungsschar mit n Parametern $q_1 \ldots q_n$, wobei die n Parameter die n Integrale $\frac{\partial \Omega}{\partial q_\alpha} = -p_\alpha\ (\alpha = 1 \ldots n)$ liefern. Als allgemeinste Lösung ergeben sich also 2n Lösungen $x_1 \ldots x_n$, $y_1 \ldots y_n$ mit 2n Konstanten $q_1 \ldots q_n$, $p_1 \ldots p_n$. Diese Ueberlegungen geben gleichzeitig die Brücke zur Variationsrechnung, indem die n-gliedrige Lösungsschar das Feld der Extremalen liefert, das eine Schar von Transformationsflächen zulässt, nämlich die Flächen $\Omega\ (x_1 t) = \text{const.}$

Hiermit schliessen wir die allgemeine Betrachtung der kanonischen Differentialgleichungen ab, um uns speziellen Bewegungsproblemen der Himmelsmechanik zuzuwenden. In einem 2. Teil der Vorlesung werden wir auf die Theorie der kanonischen Differentialgleichungen wieder