

второго закона термодинамики вытекает интегрируемость δQ на равновесном многообразии и существование функции энтропии у композитных систем, находящихся в равновесии.

В. ГАМИЛЬТОНОВА МЕХАНИКА

5.4. ГАМИЛЬТОНОВЫ ВЕКТОРНЫЕ ПОЛЯ

Построение гамильтонова формализма начинается с функции Лагранжа $\mathcal{L}(q, \dot{q}, t)$ динамической системы с координатой $q(t)$. Импульс определяется как

$$p = \partial \mathcal{L} / \partial (\dot{q}, t), \quad (5.13)$$

а функция Гамильтона — как

$$H = pq, t - \mathcal{L} = H(p, q). \quad (5.14)$$

Лагранжево уравнение движения

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}, t} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q} = 0 \quad (5.15)$$

вместе с определением p эквивалентно системе

$$\frac{\partial H}{\partial q} = - \frac{dp}{dt}, \quad \frac{\partial H}{\partial p} = \frac{dq}{dt}. \quad (5.16)$$

Дадим теперь геометрическое истолкование гамильтоновых уравнений, определив многообразие M с координатами p и q , называемое «фазовым пространством». Определим на M двумерную форму.

$$\blacklozenge \quad \tilde{\omega} = \tilde{dp} \wedge \tilde{dq}. \quad (5.17)$$

Рассмотрим на M кривую $\{q = f(t), p = g(t)\}$, являющуюся решением системы (5.16). Касательный вектор к этой кривой $\bar{U} = d/dt = f_{,t} \partial/\partial q + g_{,t} \partial/\partial p$ обладает свойством

$$\blacklozenge \quad \mathcal{L}_{\bar{U}} \tilde{\omega} = 0, \quad (5.18)$$

которое мы сейчас докажем. Поскольку $d\tilde{\omega} = 0$, то из (4.67) получаем

$$\mathcal{L}_{\bar{U}} \tilde{\omega} = d[\tilde{\omega}(\bar{U})]. \quad (5.19)$$

Но так как $\tilde{\omega} = \tilde{dq} \otimes \tilde{dp} - \tilde{dp} \otimes \tilde{dq}$, то

$$\begin{aligned} \tilde{\omega}(\bar{U}) &= \langle \tilde{dq}, \bar{U} \rangle \tilde{dp} - \langle \tilde{dp}, \bar{U} \rangle \tilde{dq} \\ &= \frac{\partial f}{\partial t} \tilde{dp} - \frac{dg}{dt} \tilde{dq}. \end{aligned} \quad (5.20)$$

С другой стороны, поскольку f и g удовлетворяют (5.16), мы имеем

$$\tilde{\omega}(\bar{U}) = \frac{\partial H}{\partial p} \tilde{d}p + \frac{\partial H}{\partial q} \tilde{d}q = \tilde{d}H. \quad (5.21)$$

Таким образом, $\tilde{d}[\tilde{\omega}(\bar{U})]$ обращается в нуль и (5.18) доказано. Векторное поле \bar{U} , удовлетворяющее (5.18), называется *гамильтоновым векторным полем*.

Упражнение 5.2. (а) Докажите, что если \bar{U} — гамильтоново векторное поле, то существует некоторая функция $H(p, q)$, такая что уравнения (5.16) выполнены на интегральных кривых поля \bar{U} .

(б) Докажите, что гамильтоновы векторные поля образуют алгебру Ли относительно операции коммутирования.

Упражнение 5.2(а) позволяет смотреть на гамильтоново поле \bar{U} как на поле касательных к траекториям системы в фазовом пространстве. Заметим, что система *консервативна*, поскольку из (5.16) следует, что

$$\mathcal{E}_{\bar{U}} H \equiv \frac{dH}{dt} = 0. \quad (5.22)$$

5.5. КАНОНИЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

Координаты p и q задаются не однозначно. Определим *каноническое преобразование* как преобразование, сохраняющее вид $\tilde{\omega}$. Это значит, что новые координаты $P = P(q, p)$ и $Q = Q(q, p)$ будут каноническими, если

$$dq \wedge dp = dQ \wedge dP. \quad (5.23)$$

Необходимое и достаточное для этого условие:

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial q} \frac{\partial P}{\partial p} - \frac{\partial Q}{\partial p} \frac{\partial P}{\partial q} \right) = 1. \quad (5.24)$$

Пример канонического преобразования: $Q = p$, $P = -q$. Менее тривиальный пример строится, если следовать процедуре, использованной нами при выводе тождества Максвелла в термодинамике. Запишем $p = p(q, Q)$, $P = P(q, Q)$; тогда из (5.23) находим

$$\frac{\partial p}{\partial Q} = -\frac{\partial P}{\partial q}. \quad (5.25)$$

Следовательно, если взять произвольную функцию $F(q, Q)$ и положить

$$p = \partial F / \partial q, \quad P = -\partial F / \partial Q,$$

то (5.25) будет выполняться тождественно. Поэтому мы говорим, что $F(q, Q)$ *генерирует* каноническое преобразование.