пространстве можно взять любую систему координат, связанную К. п. с декартовой, в к-рой q, p — обычные координаты и импульсы.

В квантовой механике такого равноправия нет. Постулат *канонического квантования*, заменяющий скобки Пуассона $\{p_i, q_j\}=\delta_{ij}$ канонич. *перестановочными соотношениями* $[\hat{p}_i, \hat{q}_j]=-i\hbar\delta_{ij}$, формулируется для декартовой системы координат. Конкретный выбор гильбертова пространства $\mathscr{H}$ векторов состояний системы и реализация $\hat{p}$, $\hat{q}$ как самосопряжённых (эрмитовых) операторов в этом пространстве (их общая область определения должна быть плотной в $\mathscr{H}$) наз. представлением. К. п. в квантовой механике наз. преобразования представлений, сохраняющие канонич. перестановочные соотношения (см. *Представлений теория*).

Для систем с конечным числом степеней свободы все представления канонич. перестановочных соотношений унитарно эквивалентны (теорема фон Неймана): для любых двух представлений операторов $\hat{\alpha}$, $\hat{\alpha}'$ и векторов состояний ψ, ψ' существует унитарный оператор U, такой, что $\hat{\alpha}'=U\hat{\alpha}U^{+}$, $\psi'=U\psi$ (знак $+$ означает эрмитово сопряжение). Т. о., К. п. конечномерных квантовых систем всегда могут быть реализованы как унитарные преобразования, и поэтому они сохраняют спектры операторов, средние значения и др. динамич. характеристики. Напр., переход от шрёдингерова к гейзенбергову описанию эволюции системы (см. *Шрёдингера представление*, *Гейзенберга представление*) является унитарным преобразованием, зависящим от времени, с $U(t, t_0)=\exp\{-i\hat{H}(t-t_0)\}$, где $\hat{H}$ — оператор Гамильтона (*гамильтониан*).

Для бесконечномерных квантовых систем теорема фон Неймана неверна: существуют К. п., не сводящиеся к унитарным, и соответственно неэквивалентные представления канонич. перестановочных соотношений. Такие К. п. могут менять спектры операторов и в этом случае дают матем. описание важных физ. эффектов — появление *голдстоуновских бозонов* при *спонтанном нарушении симметрии*, *Хиггса механизм*, изменение спектра состояний системы при фазовых переходах и др. К. п. является стандартным приёмом нахождения спектра элементарных возбуждений (*квазичастиц*) в статистич. физике. Примером такого К. п. служат *Боголюбова канонические преобразования*, с помощью к-рых находятся эти спектры для слабонеидеальных бозе- и ферми-систем.

Лит.: Голдстейн Г., Классическая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1975; Дирак П., Принципы квантовой механики, пер. с англ., 2 изд., М., 1979; Березин Ф. А., Метод вторичного квантования, 2 изд., М., 1986; Арнольд В. И., Математические методы классической механики, 2 изд., М., 1979; Эмх Ж., Алгебраические методы в статистической механике и квантовой теории поля, пер. с англ., М., 1976. *Б. В. Медведев, В. П. Павлов.*

КАНОНИ́ЧЕСКИЕ УРАВНЕ́НИЯ МЕХА́НИКИ — см. *Гамильтона уравнения*.

КАНОНИ́ЧЕСКИЙ ФОРМАЛИ́ЗМ — то же, что *гамильтонов формализм*.

КАНОНИ́ЧЕСКОЕ КВАНТОВА́НИЕ в квантовой механике — квантование на основе гамильтонова (иначе — канонич.) формализма, аналогичного гамильтонову формализму классич. механики.

В канонич. формализме осн. переменными являются обобщённые координаты q_k и сопряжённые им (относительно ф-ции Лагранжа L или ф-ции Гамильтона H) обобщённые (канонич.) импульсы $p_k=\partial L/\partial\dot{q}$. Выражая ф-цию Гамильтона консервативной системы с конечным числом степеней свободы N (полную энергию системы) через канонич. переменные q_k, p_l (k, $l=1, 2, \ldots, N$), ур-ния движения в классич. механике можно записать в виде:

$$\dot{F}=\{F, H\}, \qquad (1)$$

где

$$\{A, B\}=\sum_l\left(\frac{\partial A}{\partial q_l}\frac{\partial B}{\partial p_l}-\frac{\partial B}{\partial q_l}\frac{\partial A}{\partial p_l}\right) — \qquad (2)$$

классич. скобка Пуассона, а $F(q, p)$ — динамич. переменная, не зависящая явно от времени (через q, p обозначена совокупность всех q_k, p_l). Поэтому, в частности,

$$\{q_k, p_l\}=\delta_{kl}, \quad \{q_k, q_l\}=\{p_k, p_l\}=0, \qquad (3)$$

$$\dot{q}_k=\{q_k, H\}, \quad \dot{p}_l=\{p_l, H\} \qquad (4)$$

(δ_{kl} — *Кронекера символ*).

Постулат К. к. состоит в замене переменных q, p на соответствующие *операторы*, действующие на волновую ф-цию состояния, причём *перестановочные соотношения* для этих операторов и квантовые ур-ния движения для них получаются из (3) и (4) по «правилу соответствия»: классич. скобка Пуассона заменяется на квантовую скобку Пуассона

$$\{A, B\}\to\{A, B\}_{\text{квант}}=\frac{1}{i\hbar}[A, B], \qquad (5)$$

определённую через коммутатор операторов A, B:

$$[A, B]=AB-BA.$$

Поэтому ф-лы (3) превращаются в коммутац. соотношения

$$[q_k, p_l]=i\hbar\delta_{kl}, \quad [q_k, q_l]=[p_k, p_l]=0, \qquad (6)$$

а квантовые ур-ния движения принимают вид

$$i\hbar\dot{F}(q, p)=[F(q, p), H(q, p)], \qquad (7)$$

где H — *гамильтониан* квантовомеханич. системы.

В квантовой теории поля ф-лы К. к. принимают специфич. форму, отражающую бесконечное число степеней свободы и непрерывный характер переменных, к-рыми характеризуется поле. В качестве обобщённых координат оказывается естественным выбрать значения ф-ции поля $\varphi(x, t)$ в к.-л. произвольный, но фиксированный момент времени $t=t_0$:

$$q_k\to q(x)=\varphi(x, t_0).$$

Индекс k, т. о., становится непрерывным и трёхмерным. Канонич. импульс $\pi(x, t_0)$ удобно определить через *лагранжиан* поля, точнее через плотность лагранжиана, L:

$$\pi(x, t_0)=\frac{\partial L}{\partial\dot{\varphi}(x, t_0)}. \qquad (8)$$

Тогда перестановочные соотношения для обобщённых координат и импульсов поля примут «непрерывный» вид т. н. одновременных перестановочных соотношений:

$$[\varphi(x, t_0), \pi(x', t_0)]=i\hbar\delta(x-x'),$$

$$[\varphi(x, t_0), \varphi(x', t_0)]=[\pi(x, t_0), \pi(x', t_0)]=0 \qquad (9)$$

[$\delta(x-x')$ — трёхмерная ф-ция Дирака], а форма ур-ний движения по сравнению с (7) не изменится.

В квантовой теории релятивистских полей важную роль играют ковариантные перестановочные соотношения вида

$$[\varphi(x, t), \varphi(x', t')]=i\hbar\Delta(x-x', t-t')=i\hbar\Delta(x-x'), \qquad (10)$$

где Δ — нек-рая перестановочная ф-ция (x, x' — четырёхмерные координаты). Переход от одновременных перестановочных соотношений (9) к разновременным (10) требует решения ур-ний движения для поля $\varphi(x)$ и на практике оказывается возможным лишь для свободных полей.

Лит.: Гайтлер В., Квантовая теория излучения, пер. с англ., [2 изд.], М., 1956, гл. 2; Вентцель Г., Введение в квантовую теорию волновых полей, пер. с нем., М.—Л., 1947, гл. 1; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, М., изд. 2, 1990, § 6. *Д. В. Ширков.*