является собств. ф-цией оператора H с собств. значением

$$\mathscr{E}(K_1, \ldots, K_n) = \sum_{i=1}^{n} \hbar\omega_i \left(K_i + \frac{1}{2}\right);$$

оно интерпретируется как состояние, в к-ром имеется K_1 частиц с энергией $\hbar\omega_1$, K_2 — с энергией $\hbar\omega_2$ и т. д. Векторы состояния (5) при всевозможных значениях K_i ($K_i = 0, 1, \ldots, i = 1, \ldots, n$) образуют базис в пространстве чисел заполнения. Оператор $\hat{N} = \sum_{i=1}^{n} a_i^+ a_i^-$ является оператором числа частиц, и

$$\hat{N} \mid K_1, \ldots, K_n\rangle = \sum_{i=1}^{n} K_i \mid K_1, \ldots, K_n\rangle.$$

Квантование релятивистских полей. В представлении В. к. можно рассматривать и системы с бесконечным числом степеней свободы — *поля физические*. Метод В. к. позволяет в этом случае описывать поля как совокупность частиц (квантов. поля).

Рассмотрим классич. свободное скалярное поле $\varphi(x)$, удовлетворяющее *Клейна — Гордона уравнению*. Ему соответствует *лагранжиан*

$$L_0 = \frac{1}{2}\int d^4x \left[\frac{\partial\varphi}{\partial x^\mu}\frac{\partial\varphi}{\partial x_\mu} - m^2\varphi\right]$$

(x — точка пространства-времени, $\mu = 0, 1, 2, 3$, постоянная m имеет смысл массы; используется система единиц, в к-рой $\hbar = c = 1$). Соответствующий гамильтониан системы после разложения φ по плоским волнам приобретает вид

$$H = \frac{1}{2}\int dk\omega(k)\left[a_k^+ a_k^- + a_k^- a_k^+\right],\ \omega(k) = \sqrt{k^2 + m^2}. \quad (6)$$

Сравнение ф-л (4) и (6) показывает, что свободное поле можно рассматривать как набор невзаимодействующих осцилляторов в импульсном пространстве (нумеруемых непрерывным трёхмерным индексом $\boldsymbol{k}$), частота колебаний к-рых зависит от импульса $\boldsymbol{k}$.

Квантование свободного поля (т. е. сопоставление ему соответствующих частиц) может быть проведено как квантование осцилляторов поля (аналогично квантованию системы гармонич. осцилляторов). Для этого величины a_k^+, a_k^- в (6) следует рассматривать как операторы, удовлетворяющие перестановочным соотношениям

$$\left[a_k^+, a_{k'}^+\right] = 0,\ \left[a_k^-, a_{k'}^-\right] = 0,\ \left[a_k^-, a_{k'}^+\right] = \delta(\boldsymbol{k} - \boldsymbol{k}') \quad (7)$$

(где $\delta(\boldsymbol{k})$ — дельта-функция Дирака) и действующие на вектор состояния системы в пространстве чисел заполнения. Процедура квантования свободного поля как совокупности осцилляторов совпадает при условиях (7) с процедурой *канонического квантования*.

Квантование классич. теории, описываемой набором $\varphi_j(x)$ классич. полей и лагранжианом L, обычно производится с помощью канонич. квантования (предполагается, что соответствующая классич. система допускает гамильтонову формулировку). При этом на операторы обобщённых координат $\hat{\varphi}_j(x)$ и импульсов $\hat{\pi}_j(x)$ накладываются перестановочные соотношения

$$\left[\hat{\varphi}_j(t, \boldsymbol{x}), \hat{\pi}_k(t, \boldsymbol{x}')\right] = i\hbar\delta_{jk}\delta(\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}'). \quad (8)$$

Если построено нек-рое представление перестановочных соотношений (8), такое, что в нём: 1) определено действие оператора Гамильтона H; 2) гамильтониан имеет основное (вакуумное) состояние Ω; 3) определены средние от полевых операторов в произвольный момент времени t по вакуумному состоянию:

$$w_n(t_1, \boldsymbol{x}_1; t_2, \boldsymbol{x}_2; \ldots; t_n, \boldsymbol{x}_n) = \\ = \langle\Omega \mid \hat{\varphi}(t_1, \boldsymbol{x}_1)\hat{\varphi}(t_2, \boldsymbol{x}_2) \ldots \hat{\varphi}(t_n, \boldsymbol{x}_n) \mid \Omega\rangle, \quad (9)$$

где

$$\hat{\varphi}(t, \boldsymbol{x}) = e^{-itH}\hat{\varphi}(0, \boldsymbol{x})e^{itH},$$

то говорят, что построено квантование полевой системы.

Непосредственно провести описанную выше схему удаётся только для свободных полей. (О квантовании свободного поля Дирака см. *Дирака поле*.) Для системы свободных полей число сортов частиц и число полей совпадают.

Для лагранжианов вида $L = L_0 + gL_{int}$, где слагаемое L_{int} описывает взаимодействие полей (g — константа связи), как правило, правая часть (9) может быть построена лишь по теории возмущений по степеням g. При таком построении осуществляется квантование взаимодействующих полей в пространстве Фока, связанном с лагранжианом L_0. Однако включение взаимодействия со сколь угодно малой константой связи g столь существенно меняет картину, что взаимодействующие поля не могут быть определены в фоковском пространстве исходных невзаимодействующих полей. Для преодоления этой трудности разработана процедура устранения расходимостей (см. *Квантовая теория поля*).

Число полей, из к-рых строится модель, может не совпадать с числом сортов частиц проквантованной системы, аналогично ситуации с квазичастицами в статистич. физике. С одной стороны, могут появляться связанные состояния, с другой — частиц, соответствующих исходным полям, может не быть. Такая ситуация имеет место в совр. теории сильного взаимодействия — *квантовой хромодинамике*. Кванты полей, из которых строится модель,— *кварки* — не наблюдаются, а наблюдаемые адроны являются связанными состояниями кварков.

При квантовании классич. полевой системы полезно иметь информацию о её решениях. Если среди решений классич. ур-ний находятся решения с конечной энергией, локализованной в нек-рой области пространства,— *солитоны*, то они могут привести к существованию т. н. солитонного сектора в квантовом случае, в к-ром реализованы квантовые солитоны. Квантовые солитоны в принципе могут иметь статистику, противоположную статистике исходных полей. Т. о., появляется теоретическая возможность строить фермионы из бозонов. Квантовые солитоны, так же как и связанные состояния, дают возможность, исходя из небольшого числа полей, строить теорию с большим числом наблюдаемых сортов частиц. Одним из практич. методов построения теории в солитонном секторе является квантование системы с помощью фейнмановского *функционального интеграла*.

Лит.: Бете Г., Квантовая механика, пер. с англ., М., 1965; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, М., 1980; Дирак П., Принципы квантовой механики, 2 изд., пер. с англ., М., 1979; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Славнов А. А., Фаддеев Л. Д., Введение в квантовую теорию калибровочных полей, М., 1978; Швебер С., Введение в релятивистскую квантовую теорию поля, пер. с англ., М., 1963.

И. Я. Арефьева.

ВТОРОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ — один из осн. законов *термодинамики*, устанавливающий необратимость реальных термодинамич. процессов. В. н. т. сформулировано как закон природы Н. Л. С. Карно (N. L. S. Carnot) в 1824, Р. Клаузиусом (R. Clausius) в 1850 и У. Томсоном (Кельвином) (W. Thomson, Kelvin) в 1851 в различных, но эквивалентных формулировках.

В. н. т. в формулировке Клаузиуса утверждает, что процесс, при к-ром не происходит никаких изменений, кроме передачи тепла от горячего тела к холодному, необратим, т. е. теплота не может самопроизвольно переходить от более холодного тела к более горячему (принцип Клаузиуса). Согласно формулировке Томсона, процесс, при к-ром работа переходит в тепло без к.-л. иных изменений состояния системы, необратим, т. е. невозможно полностью преобразовать