по всем промежуточным конфигурациям b), в квантовой теории ему подчиняются не сами вероятности, а амплитуды A (такие, что $P_{ab}=|A_{ab}|^2$): $A_{ac}=\sum_b A_{ab}A_{bc}$. Матем. оформление этого утверждения эквивалентно введению *функционального интеграла* по значениям обобщённых координат в момент времени t на всех возможных траекториях системы. Все результаты обычной квантовой динамики получаются тогда из постулата, что фаза амплитуды есть классич. действие, измеренное в единицах $\hbar$: $A_{ab}=\exp(iS_{ab}/\hbar)$.

Фейнмановский функциональный (континуальный) интеграл широко используется также в квантовой теории поля.

В квазиклассич. приближении, когда фазы $S/\hbar$ велики, осн. вклад в континуальный интеграл даёт область, где фаза стационарна, т. е. $\delta S=0$ при вариации траекторий. Т. о., принцип наим. действия для классич. траекторий оказывается следствием квантовой динамики.

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика, 4 изд., М., 1988; их же, Теория поля, 7 изд., М., 1988; 2) Арнольд В. И., Математические методы классической механики, 2 изд., М., 1979; 3) Медведев Б. В., Начала теоретической физики, М., 1977; 4) Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984; 5) Березин Ф. А., Метод вторичного квантования, 2 изд., М., 1986; 6) Славнов А. А., Фаддеев Л. Д., Введение в квантовую теорию калибровочных полей, 2 изд., М., 1988. *Б. В. Медведев, В. П. Павлов.*

ЛАГРАНЖИА́Н ($\mathscr{L}$) — плотность *Лагранжа функции* $L(t)$, $L(t)=\int d\boldsymbol{x}\mathscr{L}(t, \boldsymbol{x})$; играет фундам. роль в *лагранжевом формализме* для полевой системы. Задание Л. полностью определяет ур-ния движения и сохраняющиеся динамич. величины. Л. является *функционалом* полей, и вид этого функционала в значит. мере фиксируется физ. требованиями локальности, *релятивистской инвариантности*, инвариантности относительно групп *внутренних симметрий*. Благодаря локальности функционал сводится к ф-ции полей $\varphi^a(x)$ и (обычно) их первых производных, взятых в одной и той же пространственно-временной точке $x=(t, \boldsymbol{x})$. Строго говоря, требования инвариантности налагаются не на сам Л., а на *действие* $S=\int_\Omega \mathscr{L}(x)dx$. В зависимости же S от $\mathscr{L}$ имеется произвол: добавление к $\mathscr{L}$ полной производной любой ф-ции $f(x)$, обращающейся в 0 на границе области интегрирования Ω, не меняет S, а также ур-ний движения и выражений для сохраняющихся динамич. величин. В релятивистской теории S и (с точностью до этого произвола) $\mathscr{L}$ являются скалярами относительно преобразований *Пуанкаре группы*. В теории *тяготения* Л. есть скалярная плотность. В случае внутр. симметрий требования инвариантности не так универсальны: выбор группы симметрии по существу фиксирует модель, описывающую определ. круг физ. явлений. Напр., группой внутр. симметрии, скаляром относительно к-рой должны быть действие и Л., для *электродинамики* является $U(1)$, для теории *электрослабого взаимодействия* — $SU(2)\otimes U(1)$, для *квантовой хромодинамики* — $SU(3)$. На языке теории групп в качестве Л. можно взять любую ф-цию *Казимира операторов* соответствующей группы. Далее выбор Л. определяется соображениями простоты: чтобы ур-ния движения были дифференциальными не выше 2-го порядка, суммарная степень производных в отд. слагаемых в Л. не должна превышать 2. В реальных ситуациях этих принципов отбора всё же не хватает для однозначного выбора Л. В общем случае Л. оказывается полиномом по полям и их производным. Билинейная по ним часть в Л. (кинетические плюс массовые члены) наз. свободным Л., а остальные члены образуют Л. взаимодействия.

В *квантовой теории поля* Л. становится оператором, и его выражение через операторы полей требует доопределения (см. *Нормальное произведение*). Л. взаимодействия участвует в построении *матрицы рассеяния*; *перенормировка* добавляет к нему *контрчлены*. Взаимодействие с внеш. классич. током $j_a(x)$ описывается добавлением к Л. члена $\sum_a j_a(x)\varphi^a(x)$.

Принципиальное для квантовой теории поля требование *перенормируемости* налагает новые жёсткие ограничения на вид Л.; в большинстве реальных моделей остающаяся свобода сводится к выбору небольшого числа констант (масс и констант взаимодействия).

Лит. см. при ст. *Лагранжев формализм.* *В. П. Павлов.*

ЛАГРАНЖИА́Н ЭФФЕКТИ́ВНЫЙ в квантовой теории поля — лагранжиан, в к-ром учтено в огранич. области энергий взаимодействие лишь части из полного числа степеней свободы, содержащихся в исходном фундам. лагранжиане квантовой теории поля (КТП). При этом «лишние» степени свободы, содержащиеся в фундам. лагранжиане, либо вообще не возбуждаются и могут не учитываться при построении Л. э., либо, через вакуумные флуктуации, определяют вид взаимодействия полей в Л. э. Практически любой из известных лагранжианов может рассматриваться как эффективный с точки зрения более глубокой теории. Поэтому Л. э. является одним из важнейших понятий КТП.

Процедура построения Л. э. состоит в исключении лишних степеней свободы из исходного лагранжиана. Исключение может производиться разными способами, напр. с помощью интегрирования по этим степеням свободы в *функциональном интеграле* (что соответствует суммированию по их вакуумным флуктуациям) или с помощью техники *операторного разложения*. В адронной физике, где явное исключение лишних степеней свободы, как правило, оказывается невозможным, методика построения Л. э. основывается на использовании принципов симметрии.

Л. э. применяется для вычислений в низкоэнергетич. адронной физике, при описании слабого взаимодействия, в сочетании с операторным разложением он находит широкое распространение в *квантовой хромодинамике* (КХД). В практич. вычислениях последовательно использовать Л. э. можно только в 1-м порядке теории возмущений. Это, в частности, связано с тем, что при учёте входящих в Л. э. взаимодействий в высших порядках приходится учитывать (в промежуточных состояниях) возбуждение тех степеней свободы (напр., компонент полей с большими импульсами), к-рых нет в первоначальном Л. э. Т. о., учёт высших приближений, как правило, приводит к выходу за рамки применимости первоначального Л. э. Исключение составляют перенормируемые Л. э. (см. *Перенормированная теория возмущений*), итерации к-рых при описании низкоэнергетич. процессов является непротиворечивой. Все известные реалистич. лагранжианы (лагранжианы КХД и *электрослабого взаимодействия*) являются перенормируемыми Л. э. с точки зрения более глубокой КТП (напр., с точки зрения моделей *великого объединения*).

Исторически первым примером Л. э., непосредственно полученного из исходного фундам. лагранжиана, явился Гейзенберга — Эйлера лагранжиан (ГЭЛ), описывающий нелинейное взаимодействие низкоэнергетич. компонент эл.-магн. поля, возникающее за счёт суммирования по вакуумным флуктуациям электрон-позитронного поля в лагранжиане *квантовой электродинамики*. Характерной величиной напряжённости поля в ГЭЛ является $F_0=m^2c^3/e\hbar$, где e и m — заряд и масса электрона ($e^2/\hbar c=\alpha\approx 1/137$). В полях такой напряжённости заряд e на расстоянии комптоновской длины электрона, $r\sim\lambda\!\!\!^{-}_C=\hbar/mc$, приобретает энергию $\sim mc^2$. ГЭЛ получен для медленно меняющихся полей с характерными частотами $\omega\ll mc^2/\hbar$, поэтому он является ф-цией только отношений E/F_0 и