вычислением значений мер, причём за основу для вычисления принимается результат сравнения одной из мер или сочетания мер, образующих совокупность, с образцовой мерой.

Лит.: Маликов М. Ф., Основы метрологии, ч. 1, М., 1949; Аматуни А. Н., Калибровка подразделений штриховых мер, в кн.: Энциклопедия измерений, контроля и автоматизации (ЭИКА), в. 6, М.— Л., 1966, с. 33.

КАЛИБРО́ВОЧНАЯ ИНВАРИА́НТНОСТЬ — инвариантность относительно *калибровочных преобразований.* К. и. имеет место в тех случаях, когда не все поля, участвующие в формулировке теории, отвечают наблюдаемым величинам. Напр., электрон-позитронное и фотонное поля в электродинамике описываются соответственно комплексными *Дирака полями* $\psi(x)$, $\overline{\psi}(x)$ и четырёхмерным вектор-потенциалом $A_\mu(x)$ ($\mu=0, 1, 2, 3$), тогда как наблюдаемым величинам отвечают билинейные комбинации комплексных полей типа $\overline{\psi}(x)\psi(x)$ и тензор напряжённости эл.-магн. поля $F_{\mu\nu}=\partial_\mu A_\nu-\partial_\nu A_\mu$ ($\partial_\mu\equiv\partial/\partial x_\mu$). Эти величины не меняются при переходе от полей $\psi(x)$, $\overline{\psi}(x)$, $A_\mu(x)$ к полям $\psi'(x)$, $\overline{\psi}'(x)$, $A'_\mu(x)$, получающимся из исходных с помощью калибровочных преобразований. Калибровочные преобразования оставляют неизменными и ур-ния Максвелла — Дирака, описывающие взаимодействующие электрон-позитронное и фотонное поля. Поэтому все наблюдаемые величины, напр. уровни энергии и сечения разл. процессов, вычисленные с помощью полей ψ', $\overline{\psi}'$, A'_μ и с помощью исходных полей ψ, $\overline{\psi}$, A_μ, совпадают.

При калибровочных преобразованиях фазы заряж. полей (полей материи) меняются произвольным, но взаимно согласованным образом. Поскольку значение фазы поля связано с зарядом соответствующей частицы, её можно считать координатой в зарядовом пространстве, а калибровочные преобразования рассматривать как переход к другому базису в этом пространстве. К. и. означает, что существует возможность независимого выбора «направлений» заряда в разл. точках пространства-времени. При этом локальное изменение фазы заряж. полей эквивалентно появлению дополнит. продольного эл.-магн. поля. Здесь видна аналогия со слабым принципом эквивалентности теории тяготения Эйнштейна, согласно к-рому локальное изменение системы координат эквивалентно появлению дополнит. гравитац. поля.

Подобным же образом вводится понятие К. и. для более сложных пространств *внутренних симметрий,* напр. для пространства *изотопического спина,* пространства *цвета* в *квантовой хромодинамике.* К. и. в этом случае означает, что ур-ния, описывающие динамику рассматриваемой физ. системы, не меняются при переходе от полей $\psi(x)$, реализующих нек-рое представление простой компактной группы внутренней симметрии G (поля материи), и *калибровочных полей* $A_\mu(x)$ к полям $\psi'(x)$, $A'_\mu(x)$, получающимся из исходных с помощью калибровочного преобразования.

К. и. эквивалентна принципу относительности в пространстве внутр. симметрии: поля $\psi(x)$, $A_\mu(x)$ и поля $\psi'(x)$, $A'_\mu(x)$, получающиеся из исходных с помощью калибровочного преобразования, описывают одну и ту же физ. ситуацию. Принцип относительности во внутр. пространстве практически однозначно фиксирует вид взаимодействия калибровочных полей с полями материи и между собой.

Т. к. часть компонент калибровочного поля не участвует в динамике и произвольным образом меняется при калибровочных преобразованиях, на них можно наложить дополнит. условие (условие калибровки), чтобы выбрать по одному представителю в калибровочно-инвариантном классе.

Наиболее употребительные условия калибровки:

$\partial_i A_i=0$ ($i=1, 2, 3$) — кулоновская калибровка,

$\partial_\mu A_\mu=0$ ($\mu=0, 1, 2, 3$) — лоренцова калибровка,

$A_0=0$ — гамильтонова калибровка,

$A_3=0$ — аксиальная калибровка,

$n_\mu A_\mu=0$ — калибровка светового конуса ($n^2=0$).

В силу К. и. теории все эти калибровки физически эквивалентны, и при вычислениях можно пользоваться любой из них. При этом, однако, в случае неабелевых калибровочных групп калибровочная неоднозначность полностью не устраняется, поскольку условие калибровки в этом случае не выделяет однозначно представителя в калибровочно-эквивалентном классе. Существуют разл. поля, связанные друг с другом нетривиальными калибровочными преобразованиями, к-рые удовлетворяют одному и тому же условию калибровки. Это приводит к определ. трудностям при квантовании калибровочно-инвариантных теорий. Обычно, однако, квантовая теория строится как теория возмущений вблизи к.-л. основного состояния. В частности, теория возмущений по константе связи g предполагает условие $|gA_\mu|\ll 1$. В этом случае условие калибровки выделяет единств. представителя в калибровочно-эквивалентном классе и указанная проблема не возникает.

К. и. играет важную роль во многих физ. задачах. Согласно общепринятой совр. точке зрения, все виды взаимодействий элементарных частиц удовлетворяют условию К. и. (см. *Электрослабое взаимодействие, Квантовая хромодинамика*). К. и. позволяет на основе единого принципа объяснить всю иерархию существующих в природе взаимодействий (см. *Великое объединение*).

При расшир. толковании принципа К. и. гравитац. взаимодействие также укладывается в общую схему калибровочных полей. Важным обобщением понятия К. и. является суперкалибровочная инвариантность (см. *Суперсимметрия*). В этом случае калибровочное преобразование зависит от ф-ций, часть к-рых — коммутирующая, а часть — антикоммутирующая. Соответственно поля, к-рые связываются суперкалибровочными преобразованиями, являются многокомпонентными объектами, включающими как бозонные (коммутирующие), так и фермионные (антикоммутирующие) переменные.

Лит. см. при ст. *Калибровочные поля.* *А. А. Славнов.*

КАЛИБРО́ВОЧНЫЕ ПОЛЯ́ — поля, обеспечивающие инвариантность теории относительно *калибровочных преобразований.* Простейший пример К. п.— эл.-магн. поле $A_\mu(x)$, связанное с калибровочной группой $U(1)$. *Дирака уравнение,* описывающее свободные электроны, неинвариантно относительно калибровочных преобразований

$$\psi(x)\to e^{i\alpha(x)}\psi(x);\quad \overline{\psi}(x)\to e^{-i\alpha(x)}\overline{\psi}(x);\qquad(1)$$

в то же время система ур-ний Максвелла — Дирака

$$\partial_\mu F_{\mu\nu}=j_\nu;\quad (i\gamma_\mu\partial_\mu-m+e\gamma_\mu A_\mu)\,\psi(x)=0,\qquad(2)$$

описывающая взаимодействующие электрон-позитронное и эл.-магн. поля, инвариантна относительно преобразований (1), если одновременно эл.-магн. поле преобразуется по закону

$$A_\mu(x)\to A_\mu(x)+\frac{1}{e}\,\partial_\mu\alpha(x).\qquad(3)$$

Здесь $F_{\mu\nu}=\partial_\mu A_\nu-\partial_\nu A_\mu$ — тензор напряжённости эл.-магн. поля, $j_\nu=e\overline{\psi}\gamma_\nu\psi$ — *электромагнитный ток,* m и e — заряд и масса электрона, γ_μ ($\mu=0, 1, 2, 3$) — *Дирака матрицы* ($\partial_\mu=\partial/\partial x_\mu$, по повторяющемуся индексу μ производится суммирование; используется система единиц $\hbar=c=1$).

В случае неабелевых (некоммутативных) калибровочных групп роль эл.-магн. поля играют многокомпонентные поля $A^a_\mu(x)$, называемые *Янга — Миллса*