собств. значения, или К., равны (при определённой нормировке) ± 1. Т. о., для свободных спинорных частиц классификация по К. совпадает с классификацией по *спиральности*, т. е. по проекции спина на направление движения. Для невзаимодействующих частиц сохранение спиральности непосредственно следует из сохранения полного момента.

Однако для взаимодействующих частиц сохранение К. не сводится к сохранению момента, т. е. спиральности. Это видно уже из того, что в приведённом примере К. обладают и скалярные частицы, спиральность к-рых всегда равна нулю. Если, напр., спинорная частица с определённой спиральностью переходит в спинорную и скалярную частицы, то из сохранения спиральности следует только, что проекция полного момента конечных частиц на направление движения начальной частицы равна спиральности последней. Если же лагранжиан обладает и киральной инвариантностью, то возникают дополнит. следствия для амплитуд перехода. В рассматриваемом примере киральная инвариантность означает равенство вероятностей переходов с испусканием скалярной (σ) и псевдоскалярной (π) частиц.

В контексте реалистич. кирально-инвариантных теорий чаще всего обсуждаются спинорная *квантовая электродинамика* (КЭД), *квантовая хромодинамика* (КХД) и феноменологич. лагранжианы сильного взаимодействия. Точной киральной инвариантности отвечают случаи нулевых масс соответственно электрона, кварков или π-мезона. Хотя в действительности ни одна из перечисл. масс не равна нулю, пренебрежение этими массами часто оправдано.

В безмассовой спинорной КЭД или КХД закон преобразования спинорного поля представляется подобно (2). Электромагнитное же и глюонные поля не меняются при киральных преобразованиях, т. е. имеют нулевую К. Из сохранения К. в этом случае следует сохранение спиральности фермиона даже с учётом взаимодействия. Если, напр., при испускании фотона спиральность электрона изменяется, то это не противоречит закону сохранения полного момента. Однако для безмассовых электронов такой процесс запрещён сохранением К.

В случае КХД формулировать следствия из сохранения К. в терминах спиральностей кварков удобно лишь для расчётов в рамках теории возмущений. В общем случае, поскольку свободные кварки ненаблюдаемы, следует обратиться к феноменологич. лагранжианам, описывающим взаимодействия адронов, к-рые должны обладать той же группой симметрии, что и фундам. лагранжиан КХД. Если пренебрегать массами u-, d-, s-кварков, то лагранжиан КХД обладает киральной $SU(3)$-симметрией, что отвечает возможности наряду с чётностью состояния менять тип (аромат) кварка. Более того, киральная симметрия реализуется для адронов нелинейным образом, и следствия из этой симметрии сводятся к соотношениям между амплитудами процессов с испусканием разного числа мягких (малой энергии) π- или K-мезонов.

Следствия из киральной инвариантности часто формулируют в терминах сохраняющегося к и р а л ь н о г о т о к а a_μ. В случае безмассовой КЭД, напр., речь идёт о токе

$$a_\mu = i\bar{\psi}\gamma_\mu\gamma_5\psi,$$

дивергенция к-рого пропорциональна массе спинорного поля:

$$\partial_\mu a_\mu = 2im\bar{\psi}\gamma_5\psi$$

(здесь не учитывается т. н. *аномалия*). Генератором киральных преобразований, как обычно, служит интеграл по пространству от нулевой компоненты тока: $Q=\int d^3x a_0(x)$.

Выше предполагалось, что К. эл.-магн. поля равна нулю. Однако в нек-рых случаях представление о К. эл-магн. поля может оказаться также полезным. Так, известно, что лево- (право-) винтовой фотон, распространяясь в произвольном внешнем гравитац. поле, не меняет своей спиральности даже с учётом взаимодействия. Т. е. в этом случае правильнее говорить о К. фотона. В терминах напряжённостей эл.-магн. поля комбинацией, обладающей определённой К., будет $\boldsymbol{E}+i\boldsymbol{H}$, где $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ — напряжённости соответственно электрич. и магн. полей. Более того, ур-ния Максвелла инвариантны относительно преобразований, меняющих чётность,

$$\delta F_{\mu\nu} = \beta\tilde{F}_{\mu\nu},$$

где $F_{\mu\nu}$ — тензор напряжённости эл.-магн. поля, $\tilde{F}_{\mu\nu}={}^1/_2\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}F_{\rho\sigma}$, $\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}$ — полностью антисимметричный тензор. Эта инвариантность ур-ний Максвелла и соответствует сохранению спиральности фотона, распространяющегося в гравитац. поле. Следствия из сохранения К. в этом случае можно сформулировать, введя в рассмотрение ток K_μ:

$$K_\mu = \frac{1}{2}\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}A_\nu\partial_\rho A_\sigma,$$

где A_μ — вектор-потенциал. Плотность тока не является калибровочно-инвариантной (см. *Калибровочная инвариантность*), но соответствующий заряд, $\int K_0 d^3x$, не меняется при калибровочных преобразованиях и может быть использован для классификации состояний. Ток K_μ не сохраняется: $\partial_\mu K_\mu = F_{\mu\nu}\tilde{F}_{\mu\nu}$. Однако можно доказать, что все матричные элементы от $\partial_\mu K_\mu$ для переходов в состояния с любым числом гравитонов должны обращаться в нуль:

$$\langle 0|\partial_\mu K_\mu|n_g\rangle = 0,$$

где $|0\rangle$ — вакуумное состояние, $|n_g\rangle$ — состояние с n гравитонами. (В действительности это соотношение в случае $n=2$ нарушается киральной аномалией.)

Следует отметить, что о киральных преобразованиях часто говорят и без связи с изменением чётности. В математике наиб. общим (локально) киральным полем наз. ф-ция $\psi(x)$, определённая на k-мерном евклидовом пространстве R^k со значениями в нек-ром нелинейном многообразии M. Простейшим примером понимаемого так кирального поля является т. н. n-поле. Лагранжиан n-поля такой же, как для n невзаимодействующих скалярных полей σ_i:

$$L = \sum_{i=1}^{n}\partial_\mu\sigma_i\,\partial_\mu\sigma_i.$$

Однако накладывается дополнит. условие: сумма квадратов полей σ_i равна 1: $\sum_{i=1}^{n}\sigma_i^2=1$. Т. е. в данном случае нелинейное многообразие M, о к-ром идёт речь в определении кирального поля, представляет собой сферу. Очевидно, что теория инвариантна относительно поворотов в пространстве значений полей σ_i,— это и есть киральные преобразования. Использование термина «киральные поля» в этом случае связано с тем, что фактически речь идёт об обобщении взаимодействия скалярных (и псевдоскалярных) полей, входящих в лагранжиан (1) (в отсутствие связи с фермионами различать скалярные и псевдоскалярные поля не имеет смысла).

Лит.: Р а м о н П., Теория поля, М., 1984, гл. 1; Д у б р о в и н Б. А., Н о в и к о в С. П., Ф о м е н к о А. Т., Современная геометрия, 2 изд., М., 1986, гл. 8.

В. И. Захаров.

КИРАЛЬНЫЕ ПОЛЯ — поля, преобразующиеся по определ. представлению группы киральных преобразований — преобразований симметрии, не коммутирующих с операцией отражения пространственных координат (*пространственной инверсии*), т. е. не обладающих