

В. с. может быть связана с дискретной группой преобразований. Примером является симметрия относительно *зарядового сопряжения* (C); её следствие — мультипликативный закон сохранения *зарядовой четности* (C -четности). Зарядовое сопряжение в релятивистской КТП глубоко связано с симметрией относительно отражения пространственных (P) и временной (T) координат, поскольку существует строгая инвариантность относительно CPT -преобразований (*теорема CPT*). Др. известные дискретные В. с. в моделях КТП не связаны с пространств. симметриями.

Наиб. широкий класс В. с. описывается группами Ли непрерывных преобразований (см. *Группа*). Примером является группа $U(1)_Q$ фазовых преобразований $\Phi \rightarrow \exp(iQ\alpha)\Phi$, где Q — электр. заряд, α — параметр, не зависящий от координат x . Её следствие — аддитивный закон сохранения электр. заряда. Симметрия $U(1)_Q$ — точная (её нарушение означало бы несохранение электр. заряда, что исключается экспериментом), и, по-видимому, не существует в принципе внутренне согласованного способа её нарушить. Все остальные В. с. или являются приближенными (нарушенными), или допускают принципиальную возможность нарушения. Напр., в пределах существующей эксперим. точности наблюдается сохранение *барионного числа*, но теории *великого объединения* предполагают очень слабое нарушение соответствующей симметрии, к-рое может обнаружиться с уточнением экспериментов. Такая же ситуация с сохранением *лептонного числа*. Др. пример — группа $SU(2)_I$ изотопич. преобразований (см. *Изотопическая инвариантность*). Точность соответствующей симметрии $\sim 1-10\%$, и её нарушение наблюдается на опыте.

Существует теорема (т. н. теорема Райферти [1]), серьёзно ограничивающая возможности объединения внутренних и пространственно-временных симметрий. Согласно этой теореме, нет физических условий, способных нетривиально объединить группы Ли (L) конечного ранга, относящиеся к В. с., и группу Пуанкаре (P) пространственно-временной симметрии. Единств. способ объединения указанных групп — прямое произведение $L \otimes P$, когда преобразования соответствующих симметрий действуют независимо.

Группа G В. с. наз. *глобальной*, если в преобразованиях $\Phi \rightarrow \exp(i\omega_j T^j)\Phi$ (где T^j — *генераторы группы G*) параметры ω_j не зависят от координат, и локальной, если ω_j являются функциями координат, т. е. преобразования из G зависят от точки пространства-времени (при этом группа становится бесконечно-параметрической и к ней не применима теорема Райферти). Симметрия, связанная с локальной группой, наз. *калибровочной симметрией* (см. *Калибровочная инвариантность*). Строгая (не нарушенная) локальная В. с. требует существования безмассовых векторных *калибровочных полей*. Напр., с группой $U(1)_Q$ (к-рая реализуется не только в глобальном, но и в локальном варианте) связано эл.-магн. поле, с группой цветовой преобразований $SU(3)_c$ в *квантовой хромодинамике* связаны восемь глюонных полей. Локальные В. с. не приводят к новым законам сохранения, помимо тех, к-рые отвечают исходной глобальной симметрии.

Очень важен вопрос о нарушении В. с. в КТП. Известно два механизма нарушения — явный и спонтанный. При явном нарушении гамильтониан теории содержит члены, не инвариантные относительно группы В. с., масштаб к-рых характеризует степень нарушения соответствующей симметрии. Напр., гамильтониан сильного взаимодействия инвариантен относительно изотопич. преобразований, но полный гамильтониан включает ещё эл.-магн. и слабое взаимодействия, а также массовые члены, к-рые явно нарушают изотопич. симметрию. Поэтому ур-ния КТП не обладают свойством точной изотопич. инвариантности.

При *спонтанном нарушении симметрии*, напротив, гамильтониан и ур-ния КТП остаются инвариантными,

но вакуум становится не инвариантным относительно преобразований группы В. с.; при этом одна или неск. компонент квантованного поля приобретают отличные от нуля *вакуумные средние*; величина вакуумного среднего $\langle 0|\Phi|0\rangle$ определяет новый энергетич. масштаб теории. При спонтанном нарушении непрерывной группы В. с. конечного ранга обязательно возникают безмассовые поля, к-рым отвечают т. н. *голдстоуновские частицы* (*голдстоуновские бозоны*, *голдстоуновские фермионы*) [2], поэтому описанный механизм наз. реализацией симметрии в *голдстоуновской моде*. Наблюдаемые проявления симметрии оказываются в этом случае сложнее, чем при явном нарушении. Напр., отсутствуют простые соотношения между массами состояний и не зависящие от энергии соотношения между амплитудами разных процессов. Симметрия проявляется прежде всего в т. н. *никакоэнергетических теоремах*, к-рые позволяют связать между собой амплитуды испускания разл. числа голдстоуновских частиц. Примером симметрии, реализованной в голдстоуновской моде, является *киральная симметрия*.

Отсутствие в природе большого числа безмассовых частиц является (в силу *Голдстоуна теоремы*) препятствием для реализации механизма спонтанного нарушения в применении к глобальным группам В. с. Иная ситуация при спонтанном нарушении локальных симметрий, когда осуществляется т. н. *Хиггса механизм* [3]. В этом случае голдстоуновские частицы не возникают, но калибровочные поля приобретают массу. Так, напр., локальная В. с. $SU(2)_{EW} \otimes U(1)_{EW}$ *электрослабого взаимодействия* нарушается спонтанно до группы $U(1)_Q$, при этом вместо четырёх остаётся только одна безмассовая частица (фотон), остальные три векторные частицы — *промежуточные векторные бозоны* W^+ , Z^0 , W^- приобретают массу. Происходит как бы поглощение «лишних» голдстоуновских частиц «лишними» безмассовыми калибровочными полями, и в результате остаются только массивные векторные поля, существование к-рых не противоречит эксперим. данным.

Важным свойством механизма спонтанного нарушения является восстановление точной симметрии при энергиях, больших по сравнению с характерным масштабом, определяемым величиной $\langle 0|\Phi|0\rangle$. Это позволяет сохранить перенормируемость квантовой теории калибровочных полей, поэтому описанный механизм привлекателен с теоретич. точки зрения. Он нашёл широкое распространение в разл. моделях КТП и, по-видимому, реализуется в действительности. Подчеркнём, однако, что чёткое различие между явным и спонтанным механизмами нарушения симметрии имеет смысл только в определ. интервале энергий. Так, явное нарушение глобальной $SU(3)$ -симметрии сильного взаимодействия при достижимых энергиях за счёт разности масс d -, u - и s -кварков может быть интерпретировано с точки зрения моделей великого объединения как спонтанное нарушение.

Приведём примеры групп В. с. основных взаимодействий реалистич. КТП. Локальная В. с. сильного и электрослабого взаимодействий имеет вид:

$$G_{SEW} = SU(3)_c \otimes SU(2)_{EW} \otimes U(1)_{EW}, \quad (*)$$

где группа цвета сильного взаимодействия $SU(3)_c$ не нарушена, группа электрослабого взаимодействия $SU(2)_{EW} \otimes U(1)_{EW}$, как отмечалось выше, спонтанно нарушена до $U(1)_Q$. В разл. моделях великого объединения произведение полупростых групп (*) входит в более широкую единую группу, к-рая сильно нарушена (спонтанно) при доступных энергиях. Помимо указанных локальных групп, конкретный лагранжиан сильного и электрослабого взаимодействий имеет большое число дополнит. глобальных непрерывных и дискретных В. с. Почти все эти симметрии не являются теоретически «необходимыми», а возникают как следствие эксперимента, т. е. являются эмпирическими. Такая