ГОЛДСТО́УНА ТЕОРЕ́МА в квантовой теории поля — теорема, утверждающая необходимость существования частиц с нулевой массой (голдстоуновских частиц) при спонтанном нарушении нек-рой непрерывной симметрии (см. *Спонтанное нарушение симметрии*). В релятивистской квантовой теории поля (КТП) теорема впервые сформулирована Дж. Голдстоуном (J. Goldstone) в 1961, а впоследствии существенно обобщена и доказана в аксиоматич. квантовой теории поля. Доказательство аналогичной теоремы в нерелятивистской квантовой теории мн. тел было одновременно и независимо получено Н. Н. Боголюбовым (см. *Боголюбова теорема*). Если спонтанное нарушение симметрии происходит в теории с безмассовыми *калибровочными полями*, напр. с эл.-магн. полем, то Г. т. может не выполняться (см. *Хиггса механизм*). Спонтанное нарушение дискретных симметрий также не приводит к появлению голдстоуновских частиц.

Необходимость появления голдстоуновских частиц при спонтанном нарушении симметрии можно наглядно пояснить на примере изотропного ферромагнетика, находящегося в основном состоянии (см. *Вырождение вакуума*). Для поворота вектора намагниченности в объёме $\sim R^3$ необходимо «повернуть» число спиновых магн. моментов частиц $\sim R^3$ или возбудить число *магнонов* (спиновых волн) $\sim R^3$. При конечном радиусе действия сил (a) между спинами магнетика для такого поворота требуется затратить энергию лишь в поверхностном слое объёма $\sim R^2a$, поскольку состояние внутри этого объёма также «вакуумное». Т. о., при $R\to\infty$ энергия, приходящаяся на один магнон, сколь угодно мала и его масса равна нулю, т. е. магноны являются голдстоуновскими частицами. Предположение о конечном радиусе действия сил существенно; если есть дальнодействие (кулоновские силы), то рассуждение неверно. Именно по этой причине Г. т. для теорий с безмассовыми калибровочными полями может не выполняться.

В теории изовекторного скалярного поля $\varphi^{(\alpha)}$ ($\alpha=1, 2, 3$) с *эффективным потенциалом*

$$V_{\text{эфф}} = -\frac{\mu^2}{2}\varphi^2 + \frac{\lambda}{4}(\varphi^2)^2$$

[где μ — параметр размерности массы (в системе единиц $\hbar=c=1$), λ — безразмерная константа взаимодействия] при спонтанном нарушении изотопич. симметрии (см. *Изотопическая инвариантность*), описываемом ненулевым *вакуумным средним* $\varphi_0^{(\alpha)} = \langle 0|\varphi^{(\alpha)}|0\rangle = (0, 0, \mu/\sqrt{\lambda})$, появляются две безмассовые частицы, связанные с вращениями вокруг первой и второй осей изотопич. пространства, относительно к-рых изовектор $\varphi_0^{(\alpha)}$ неинвариантен. Массы определяются собств. значениями матрицы $M_{\alpha\beta} = \partial^2 V_{\text{эфф}}/\partial\varphi_0^{(\alpha)}\partial\varphi_0^{(\beta)}$. При данном нарушении симметрии эта матрица диагональна и имеет единств. ненулевой элемент $M_{33}=2\mu^2$. Т. о., возможны две безмассовые скалярные частицы и одна с массой $\sqrt{2}\,\mu$.

Существуют разл. формулировки Г. т. Для мн. приложений достаточна следующая. Пусть локальная трансляционно-инвариантная теория поля инвариантна относительно непрерывной группы G, описываемой n сохраняющимися токами $j_\mu^{(a)}(x)$, $\partial j_\mu^{(a)}/\partial x^\mu = 0$ (x — пространственно-временна́я точка; $x^0=t$ — временная координата; x^1, x^2, x^3 — пространств. координаты, $\mu=0, 1, 2, 3$, $a=1, 2, \ldots, n$), а N полей $\varphi^{(i)}$ со спином нуль (не обязательно элементарных) преобразуются по нек-рому представлению группы G, т. е. $[Q^{(a)}, \varphi^{(i)}(x, t)] = f_{ij}^{(a)}\varphi^{(j)}(x, t)$, где $Q^{(a)}$ — генераторы G, $Q^{(a)} = \int j_0^{(a)}(x, t)\,d^3x$, $f_{ij}^{(a)}$ — структурные константы, определённые представлением группы. Если симметрия G спонтанно нарушена, т. е. вакуум не инвариантен при действии некоторых из генераторов $Q^{(a)}$, например $\langle 0|[Q^{(b)}, \varphi^{(i)}]|0\rangle \neq 0$, $b=1, \ldots, m$, то существует m безмассовых голдстоуновских частиц со спином нуль (*голдстоуновские бозоны*) и с квантовыми числами, определяемыми этими генераторами: $\langle 0|Q^{(b)}|g\rangle \neq 0$, где $|g\rangle$ — состояние голдстоуновского бозона. В частности, скалярным (псевдоскалярным) «неинвариантным» генераторам $Q^{(b)}$ соответствуют скалярные (псевдоскалярные) голдстоуновские частицы.

Наиб. важное приложение Г. т. в КТП относится к спонтанному нарушению *киральной симметрии*, при к-ром появляются псевдоскалярные голдстоуновские мезоны. В суперсимметричных теориях поля голдстоуновские частицы могут быть и фермионами (см. *Суперсимметрия*, *Голдстоуновский фермион*).

Лит.: Гриб А. А., Проблема неинвариантности вакуума в квантовой теории поля, М., 1978; Ициксон К., Зюбер Ж.-Б., Квантовая теория поля, пер. с англ., т. 2, М., 1984. *А. Т. Филиппов.*

ГОЛДСТО́УНОВСКИЕ БОЗО́НЫ — бозоны с нулевой массой и нулевым спином, существование к-рых в теориях со спонтанным нарушением непрерывной группы симметрии (см. *Спонтанное нарушение симметрии*) вытекает из *Голдстоуна теоремы*. Примеры Г. б. в нерелятивистской квантовой теории мн. тел: спонтанному нарушению симметрии изотропного ферромагнетика относительно вращений трёхмерного пространства соответствуют *магноны*, спонтанному нарушению калибровочной симметрии в сверхтекучем гелии — *фононы* и т. д.

В *квантовой хромодинамике* с безмассовыми *кварками* u, d, s имеется *киральная симметрия*, спонтанное нарушение к-рой приводит к появлению безмассовых псевдоскалярных мезонов (π, K), к-рые являются Г. б. Дополнительное (не спонтанное) нарушение киральной симметрии, определяемое, напр., ненулевыми массами кварков, обусловливает появление у этих мезонов конечной массы.

В калибровочной теории электрослабого взаимодействия спонтанное нарушение калибровочной симметрии не порождает Г. б. благодаря *Хиггса механизму*.

Лит.: Гугенгольц Н., Квантовая теория систем многих тел, пер. с англ., М., 1967; Токи в физике адронов, пер. с англ., М., 1976; Гриб А. А., Проблема неинвариантности вакуума в квантовой теории поля, М., 1978; Тейлор Дж., Калибровочные теории слабых взаимодействий, пер. с англ., М., 1978. *А. Т. Филиппов.*

ГОЛДСТО́УНОВСКИЕ МО́ДЫ — коллективные моды в конденсиров. средах, в к-рых имеется дальний порядок в результате *спонтанного нарушения симметрии*, соответствующей непрерывной группе. Аналогичны *голдстоуновским бозонам* в квантовой теории поля. Г. м. существуют при сколь угодно больших длинах волн λ, причём их частота $\omega(q)$ стремится к нулю при $q=2\pi/\lambda\to 0$. Причиной возникновения Г. м. является непрерывное вырождение равновесного состояния. Г. м. является, напр., *спиновая волна* в ферромагнетике с плоскостью лёгкого намагничивания. Энергия системы не зависит от ориентации вектора намагниченности $\boldsymbol{m}$ в этой плоскости, поэтому имеется непрерывное вырождение состояний, задаваемое углом φ между вектором $\boldsymbol{m}$ и фиксиров. вектором в плоскости. Параметр вырождения φ удовлетворяет волновому ур-нию, описывающему когерентное движение спинов — спиновую волну с линейным законом дисперсии $\omega(q)\sim q$. Г. м. в таком ферромагнетике связана с нарушением непрерывной группы симметрии $SO(2)$ относительно вращений спинов. Действительно, при повороте спинов вокруг оси, перпендикулярной к плоскости лёгкого намагничивания, равновесное состояние не остаётся инвариантным, а переходит в др. состояния с той же энергией. Аналогичные Г. м. возникают в др. системах. Поскольку Г. м. представляют собой колебания параметра вырождения, их число, как правило, совпадает с числом степеней свободы параметра вырождения. В кристаллич. твёрдых телах, где нарушена трансляц. инвариантность, Г. м. являются упругие волны. В сверхтекучем