аппарат квантовой хромодинамики содержит в себе объяснение явления конфайнмента.

При построении теории эл.-слабого взаимодействия было использовано то обстоятельство, что существование пар лептонов с одинаковым лептонным числом ($L_e$, $L_\mu$, $L_\tau$), но с разным электрич. зарядом ($e^-$, $\nu_e$; $\mu^-$, $\nu_\mu$; $\tau^-$, $\nu_\tau$) можно трактовать как проявление симметрии, связанной с группой т.н. слабого изоспина $SU_{сл}(2)$, а сами пары рассматривать как спинорные (дублетные) представления этой группы. Аналогичная трактовка возможна в отношении пар кварков, участвующих в слабом взаимодействии. Отметим, что рассмотрение в рамках этой схемы слабого взаимодействия с участием кварка $b$ с необходимостью ведёт к заключению о существовании у него изотопического партнёра кварка $t$, составляющего пару ($t$, $b$). Выделение слабым взаимодействием определ. *спиральности* (левой) у участвующих в нём фермионов дополнительно можно рассматривать как проявление существования симметрии $U_{сл}(1)$, связанной со слабым гиперзарядом $Y^{сл}$. При этом левым и правым фермионам следует приписывать разные значения гиперзаряда $Y^{сл}$, а правые фермионы нужно рассматривать как изотопические скаляры. В принятом построении естественно возникает соотношение $Q = I_3^{сл} + {}^1/_2\, Y^{сл}$, уже встречавшееся нам у адронов.

Т.о., внимательный анализ эл.-слабого взаимодействия лептонов и кварков позволяет выявить у них наличие симметрии (заметно, впрочем, нарушенной), отвечающей группе $SU_{сл}(2) \otimes U_{сл}(1)$. Если отвлечься от нарушения этой симметрии и воспользоваться строгим условием локальной калибровочной инвариантности, то возникнет теория эл.-слабого взаимодействия кварков и лептонов, в к-рой фигурируют четыре безмассовых бозона (два заряженных и два нейтральных) и две константы взаимодействия, соответствующие группам $SU_{сл}(2)$ и $U_{сл}(1)$. В этой теории члены лагранжиана, отвечающие взаимодействию с заряж. бозонами, правильно воспроизводят известную структуру *заряженных токов*, но не обеспечивают наблюдаемое в слабых процессах короткодействие, что и неудивительно, т.к. нулевая масса промежуточных бозонов ведёт к дальнодействию. Отсюда следует лишь то, что в реалистич. теории слабого взаимодействия массы промежуточных бозонов должны быть конечными. Это находится в соответствии и с фактом нарушенности симметрии $SU_{сл}(2) \otimes U_{сл}(1)$.

Однако прямое введение конечных масс промежуточных бозонов в построенный описанным выше образом лагранжиан невозможно, т.к. входит в противоречие с требованием локальной калибровочной инвариантности. Учесть непротиворечивым образом нарушение симметрии и добиться появления в теории конечных масс промежуточных бозонов удалось с помощью важного предположения о существовании в природе особых скалярных полей $\Phi$ (*Хиггса полей*), взаимодействующих с фермионными и калибровочными полями и обладающих специфическим самовзаимодействием, ведущим к явлению *спонтанного нарушения симметрии* [П. Хиггс (P. Higgs), 1964]. Введение в лагранжиан теории в простейшем варианте одного дублета (по группе слабого изоспина) полей Хиггса приводит к тому, что вся система полей переходит к новому, более низкому по энергии вакуумному состоянию, отвечающему нарушенной симметрии. Если исходно *вакуумное среднее* от поля $\Phi$ было равно нулю $\langle\Phi\rangle_0 = 0$, то в новом состоянии $\langle\Phi\rangle_0 = \Phi_0 \neq 0$. Нарушение симметрии и появление в теории конечного $\Phi_0$ приводит за счёт *Хиггса механизма* к неисчезающей массе заряж. промежуточных бозонов $W^\pm$ и к возникновению смешивания (линейной комбинации) двух нейтральных бозонов, фигурирующих в теории. В результате смешивания возникают безмассовое эл.-магн. поле, взаимодействующее с эл.-магн. током кварков и лептонов, и поле массивного нейтрального бозона $Z^0$, взаимодействующее с *нейтральным током* строго заданной структуры. Параметр (угол) смешивания (*Вайнберга угол*) нейтральных бозонов в этой схеме задаётся отношением констант взаимодействия групп $U_{сл}(1)$ и $SU_{сл}(2)$: $\mathrm{tg}\,\theta_W = g'/g$. Этот же параметр определяет связь масс $m_W$ и $m_Z$ ($m_Z = m_W/\cos\theta_W$) и связь электрич. заряда $e$ с константой группы слабого изоспина $g$: $e = g\sin\theta_W$ [С. Вайнберг (S. Weinberg), Ш. Глэшоу, А. Салам (A. Salam), 1967—68; обобщение на кварки: Глэшоу, Дж. Илиопулос (J. Iliopoulos), Л. Майани (L. Maiani), 1970]. Обнаружение в 1973 при изучении рассеяния нейтрино нейтральных слабых токов, предсказанных описанной выше схемой, и последовавшее затем в 1983 открытие $W$- и $Z$-бозонов с массами соответственно 80 ГэВ и 91 ГэВ блестяще подтвердили всю концепцию единого описания эл.-магн. и слабого взаимодействий. Эксперим. определение значения $\sin^2\theta_W = 0{,}23$ показало, что константа $g$ и электрич. заряд $e$ близки по величине. Стало понятно, что «слабость» слабого взаимодействия при энергиях, заметно меньших $m_W$ и $m_Z$, в осн. обусловлена большой величиной массы промежуточных бозонов. Действительно, константа феноменологической четырёхфермионной теории слабого взаимодействия Ферми $G_F$ в изложенной схеме равна $G_F = g^2\sqrt{2}/8m_W^2$. Это означает, что эфф. константа слабого взаимодействия при энергии в с.ц.м. $\sim m_p$ равна $G_F m_p^2 \approx 10^{-5}$, а её квадрат близок к $10^{-10}$, т.е. к значению, приводившемуся выше. При энергиях же в с.ц.м., больших или порядка $m_W$, единственным параметром, характеризующим слабое взаимодействие, становится величина $g^2/4\pi$ или $e^2/4\pi$, т.е. слабое и эл.-магн. взаимодействия становятся сравнимыми по интенсивности и должны рассматриваться совместно.

Построение единого описания эл.-магн. и слабого взаимодействий является важным достижением теории калибровочных полей, сравнимым по значимости с разработкой Максвеллом в кон. 19 в. единой теории эл.-магн. явлений. Количеств. предсказания теории эл.-слабого взаимодействия во всех проведённых измерениях оправдывались с точностью $\approx 1\%$. Важным физ. следствием указанного построения является заключение о существовании в природе частицы нового типа — нейтрального *Хиггса бозона.* На нач. 90-х гг. такая частица обнаружена не была. Проведённые поиски показали, что её масса превышает 60 ГэВ. Теория не даёт, однако, точного предсказания для величины массы бозона Хиггса. Можно лишь утверждать, что значение его массы не превышает 1 ТэВ. Оценочные значения массы этой частицы лежат в диапазоне 300—400 ГэВ.

Итак, «стандартная модель» отбирает в качестве фундам. частиц три пары кварков ($u$, $d$) ($c$, $s$) ($t$, $b$) и три пары лептонов ($\nu_e, e^-$) ($\nu_\mu, \mu^-$) ($\nu_\tau, \tau^-$), обычно группируемых в соответствии с величиной их масс в семейства (или поколения) следующим образом:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$
$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix},$$

и постулирует, что их взаимодействия удовлетворяют симметрии $SU_{сл}(3) \otimes SU_{сл}(2) \otimes U_{сл}(1)$. Как следствие, получается теория, в к-рой переносчиками взаимодействия являются калибровочные бозоны: глюоны, фотон, $W^\pm$ и $Z$. И хотя «стандартная модель» весьма успешно справляется с описанием всех известных фактов, относящихся к Э.ч., всё же, скорее всего, она является промежуточным этапом в построении более совершенной и всеобъемлющей теории Э.ч. В структуре «стандартной модели» ещё достаточно много произвольных, эмпирически определяемых параметров (значений масс кварков и лептонов, значений констант взаимодействия, углов смешивания и т.п.). Число поколений фермионов в модели также не определено. Пока эксперимент уверенно утверждает лишь то, что число поколений не превышает трёх, если в природе не существует тяжёлых нейтрино с массами в неск. десятков ГэВ.

С точки зрения свойств симметрии взаимодействий более естественно было бы ожидать, что во всеобъемлющей теории Э.ч. вместо прямого произведения групп симметрии будет фигурировать одна группа симметрии $G$ с одной отвечающей ей константой взаимодействия. Группы сим-