$=2if^{klm}\lambda^m$, λ^k — *Гелл-Мана матрицы*, действующие в пространстве *u*-, *d*-, *s*-кварков, $k, l, m=1, 2, \ldots, 8$, а значки $\pm$ означают «плюс» и «минус» компоненты векторных (V_μ) и аксиальных (A_μ) токов: $V_\mu \pm A_\mu$, $\mu=0, 1, 2, 3$ (используется система единиц $\hbar=c=1$). В пределе нулевой массы π-мезона токи $j^k_{0\pm}(x)$ являются плотностями сохраняющихся зарядов и А. т. описывает *киральную симметрию*.

Аналогичные соотношения для пространств. компонент токов содержат в правой части производные от δ-функции — т. н. швингеровские члены.

Перестановочные соотношения (1) имеют такой же вид, как и для токов, составленных из полей свободных кварков. В *квантовой хромодинамике* (КХД) это объясняется свойством *асимптотической свободы*: на малых расстояниях эфф. константа связи *(эффективный заряд)* мала и сильным взаимодействием можно пренебречь.

А. т. сформулирована как эвристич. утверждение М. Гелл-Маном (M. Gell-Mann) в нач. 1960-х гг. до появления совр. кварковых теорий (КХД, теории *электрослабых взаимодействий*). Она дала возможность получить ряд соотношений, допускающих непосредств. сравнение с опытом. Эти соотношения носят характер *правил сумм* (т. е. предсказаний для интегралов от наблюдаемых сечений) или низкоэнергетич. теорем, т. е. предсказаний для амплитуд процессов в пределе нулевых 4-импульсов одной или неск. частиц. Используя дисперсионные соотношения (см. *Дисперсионных соотношений метод*), значение амплитуды при нулевых 4-импульсах иногда (напр., для πN-рассеяния) удаётся переписать в виде интеграла от сечений, так что одно и то же предсказание может фигурировать и как правило сумм, и как низкоэнергетич. теорема.

Одно из наиболее известных следствий А. т.— соотношение Адлера — Вайсбергера [сформулированное С. Адлером (S. Adler) и У. Вайсбергером (W. I. Weisberger) в 1965] для т. н. аксиальной константы β-распада нуклона g_A, определяющей матричный элемент *аксиального тока* для перехода $n\leftrightarrow p$ (эксперим. значение $g_A\approx1{,}2$):

$$\frac{1}{g_A^2}=1+\frac{2m_N^2}{\pi g_{\pi N}^2}\int_{m_\pi}^{\infty}\frac{q\,d\nu}{\nu^2}\left[\sigma_{\pi^- p}(\nu)-\sigma_{\pi^+ p}(\nu)\right]. \quad (2)$$

Здесь m_N — масса нуклона, $g_{\pi N}$ — константа связи π-мезона с нуклоном ($g_{\pi N}^2\approx14{,}6$), $\sigma_{\pi\pm p}$ — полное сечение взаимодействия $\pi^\pm$-мезонов с протоном, m_π — масса π-мезона, ν и *q* — его энергия и величина импульса в лаб. системе. Правило сумм (2) может быть представлено в виде низкоэнергетич. теоремы — предсказания для разности *длин рассеяния* π^+- и π^--мезонов на нуклоне. Соотношение (2) хорошо (в пределах 10%) согласуется с опытом. Остающееся расхождение связано не с нарушением перестановочных соотношений (1), а с тем, что при выводе (2) приходится пренебрегать массой π-мезона, поскольку точка нулевого 4-импульса π-мезона является нефизической.

Сочетание А. т. с гипотезой частичного сохранения аксиального тока (см. *Аксиального тока частичное сохранение*), учитывающей конечную массу π-мезона, оказалось особенно плодотворным для слабых и эл.-магн. процессов (поскольку многие распады частиц связаны с испусканием π-мезонов). В общем виде амплитуда испускания π-мезона с 4-импульсом $q\to0$ сводится к матричному элементу одновременнóго коммутатора гамильтониана взаимодействия $H(0)\equiv H(x_0=0, \mathbf{x}=0)$ с аксиальным током:

$$\langle B\pi^\alpha|H(0)|A\rangle_{q\to0}\longrightarrow if_\pi^{-1}\times$$
$$\times\left\langle B\left|\left[H(0), \int A_0^\alpha(x)\,d^3x\right]_{x_0=0}\right|A\right\rangle, \quad (3)$$

где π^α — пионное состояние, $\alpha=1, 2, 3$ — изотопич. индекс, А, В — адронные состояния, f_π — константа $\pi\to\mu\nu_\mu$-распада [см. *Вакуумный конденсат*, формула (4)] ($f_\pi\approx93$ МэВ). Гамильтониан слабого и эл.-магн. взаимодействия $H(0)$ строится из токов V_μ и A_μ, так что А. т. позволяет найти одновременной коммутатор в правой части соотношения (3). В результате возникают соотношения между амплитудами процессов с разным числом π-мезонов, напр.:

$$A(K_S^0\longrightarrow\pi^+\pi^-)=\sqrt{2}\,f_\pi A(K_L^0\longrightarrow\pi^+\pi^-\pi^0),$$
$$q(\pi^0)=0, \quad (4)$$

где $A(K_S^0\longrightarrow2\pi)$, $A(K_L^0\longrightarrow3\pi)$ — амплитуды соответствующих слабых нелептонных распадов нейтральных короткоживущих (K_S^0) и долгоживущих (K_L^0) К-мезонов; значение амплитуды при $q(\pi^0)=0$ получают экстраполяцией эксперим. данных из физ. области. Сравнение этого и др. подобных соотношений с опытом позволило проверить правильность как самой А. т. (1), так и разл. предположений о структуре слабого взаимодействия.

А. т. и после создания совр. кварковых теорий остаётся наиболее надёжным способом описать взаимодействия адронов при низких энергиях, исходя непосредственно из вида лагранжиана КХД (в тех случаях, когда применение А. т. возможно).

Лит.: Адлер С., Дашен Р., Алгебры токов и их применение в физике частиц, пер. с англ., М., 1970.

В. И. Захаров.

АЛГЕБРАИЧЕСКИЙ ПОДХÓД в квантовой теории поля — направление, использующее аппарат теории алгебр для исследования квантовополевых систем, описываемых в естественных для квантовой механики терминах *наблюдаемых* и состояний. Эти два понятия возникли при выяснении алгебраич. структуры нерелятивистской квантовой механики в кон. 1920-х гг. в работах Дж. фон Неймана (J. von Neumann), П. Дирака (P. Dirac), П. Йордана (P. Jordan). А. п., возникший на рубеже 50-х и 60-х гг., явился нетривиальным обобщением идей и построений этих работ на релятивистскую квантовую теорию. В первонач. период своего развития он выступал в качестве одного из направлений *аксиоматической квантовой теории поля* и, подобно др. направлениям, строился в виде аксиоматич. формализма, в к-ром принимают лишь миним. число фундам. физ. положений (аксиом) и стремятся вывести наиболее полную систему строгих следствий из этих аксиом. В этот период были сформулированы два варианта аксиоматич. А. п.: конкретный, или подход Хаага — Араки [Р. Хааг (R. Haag), Х. Араки (H. Araki), 1957—62], и абстрактный, или подход Хаага — Кастлера [Хааг, Д. Кастлер (D. Kastler), 1964]. Прямым обобщением квантовомеханич. соответствия наблюдаемая $\leftrightarrow$ *эрмитов оператор* является центр. понятие обоих подходов — т. н. алгебра локальных наблюдаемых, её самосопряжённые элементы представляют собой физ. наблюдаемые, измеримые в заданной огранич. области пространства Минковского M (обычная локальная квантовая теория поля оперирует не только с наблюдаемыми величинами и относит их не к конечной области, а к точке). Физ. теория определяется заданием фундам. соответствия $O\to\mathfrak{A}(O)$, где O — любая открытая огранич. область из M, $\mathfrak{A}(O)$ — алгебра локальных наблюдаемых данной области. В подходе Хаага — Араки $\mathfrak{A}(O)$ выбирается из класса алгебр фон Неймана, а в подходе Хаага — Кастлера — из класса абстрактных C^*-алгебр. На фундам. соответствие $O\to\mathfrak{A}(O)$ и налагается система аксиом, включающая физ. требования причинности, релятивистской ковариантности и спектральности.

Набор алгебр $\mathfrak{A}(O)$, удовлетворяющих системе аксиом, наз. сетью локальных алгебр. Изучение таких сетей ставит двоякую задачу: выяснение свойств отд. алгебры $\mathfrak{A}(O)$ и связей между алгебрами