F-распределение с параметрами k и n. Используя таблицы F-распределения, можно указать для R такой предел, вероятность превышения к-рого равна заданному малому числу. Если вычисленная по результатам измерений величина R больше этого предела, то гипотезу о равенстве средних m_i надо отвергнуть. Если же величина R будет меньше этого предела, то гипотезу следует принять (см. *Статистический критерий*).

Лит.: Шеффе Г., Дисперсионный анализ, пер. с англ., М., 1980. *А. А. Лебедев.*

ДИСПЕРСИОННЫХ СООТНОШЕНИЙ МЕТОД — подход в теории элементарных частиц, выражающий динамич. свойства теории на языке *дисперсионных соотношений* (ДС) — интегральных соотношений типа *Коши интеграла* для амплитуды процесса взаимодействия между элементарными частицами. ДС являются прямым следствием фундам. принципов квантовой теории поля (КТП), в первую очередь физ. *причинности принципа*, и не зависят от конкретного механизма взаимодействия. Поэтому, с одной стороны, ДС позволяют экспериментально проверить осн. положения КТП, с другой — играют принципиальную роль в теории сильного взаимодействия, где осн. метод расчётов КТП — *возмущений теория* — применим лишь в огранич. области высоких энергий и больших передач импульса (благодаря *асимптотической свободе*). Сформулированное теорией ДС понятие об амплитудах разл. процессов в системе элементарных частиц как о различных граничных значениях единой *аналитической функции* оказалось фундаментальным для дальнейшего развития теории элементарных частиц.

Впервые ДС появились в классич. теории дисперсии света, изучающей зависимость показателя преломления среды от частоты света (см. *Крамерса — Кронига соотношения*). Здесь, исходя из принципа причинности, удалось получить универсальные, т. е. не зависящие от природы вещества, соотношения — ДС между вещественной и мнимой частями показателя преломления.

В КТП информация о взаимодействии частиц содержится в амплитуде перехода i невзаимодействующих нач. частиц в f невзаимодействующих конечных частиц, к-рая зависит от 4-импульсов $p_k = (\mathcal{E}_k, \boldsymbol{p}_k)$ и остальных квантовых чисел частиц. Лоренц-инвариантность, а также др. принципы симметрии позволяют выделить зависимость амплитуды перехода от остальных квантовых чисел частиц и представить её в виде суммы слагаемых вида $\Lambda_\alpha M_\alpha$. Операторы Λ_α содержат всю информацию о принципах симметрии, а скалярные ф-ции M_α зависят от 4-импульсов на поверхности энергии, $\mathcal{E}_k = (\boldsymbol{p}_k^2 + m_k^2)^{1/2}$ (где $\mathcal{E}_k$, $\boldsymbol{p}_k$, m_k — соответственно энергия, импульс и масса частиц k; используется система единиц $\hbar = c = 1$). Амплитуда F_α вне поверхности энергии связана с M_α соотношением

$$M_\alpha = \int \prod_{(if)} d\mathcal{E}_k \, (2\mathcal{E}_k)^{-1/2} \, \delta\left(p_k^2 - m_k^2\right) F_\alpha$$

(δ — *дельта-функция*). Скалярные ф-ции F_α определяют динамику процесса, т. е. ту часть зависимости его от импульсов, к-рая не выявляется принципами симметрии. Ряд важных сведений о свойствах F_α может быть получен из фундам. принципов КТП вне зависимости от конкретного механизма взаимодействия. Условие причинности, унитарность S-матрицы (*матрицы рассеяния*) и нек-рые предположения о спектре масс (в частности, отсутствие частиц с нулевыми массами) позволяют установить, что любая амплитуда F_α является граничным значением аналитической функции, зависящей только от инвариантных комбинаций 4-импульсов: p_i^2, $(p_k + p_l)^2$, $(p_j + p_k + p_l)^2$ и т. д. Это граничное значение получается, когда аргументы F_α стремятся к веществ. значениям (своим для каждого канала) при положит. мнимых добавках. Оказывается далее, что аналитич. ф-ция — одна и та же для любого канала, т. е. для любого разбиения $i+f$ частиц на i начальных и f конечных. Тем самым амплитуды разл. каналов являются граничными значениями единой аналитич. ф-ции F и связаны *перекрёстной симметрией*. Условие унитарности показывает, где ф-ция F имеет особенности: по каждой инвариантной переменной s ф-ция F имеет полюсы и разрезы вдоль вещественной оси, отвечающие соответственно одночастичным и многочастичным промежуточным состояниям в канале, в к-ром s является квадратом полной энергии. (Полюсов по «массовым» переменным p_k^2 нет благодаря условию нормировки *Грина функций* в КТП.) Если иных особенностей, кроме требуемых унитарностью, нет, а F достаточно быстро убывает при больших s, интегральная ф-ла Коши даёт простейшее ДС:

$$F(s) = \frac{g^2}{s - m^2} + \frac{1}{\pi} \int \frac{\operatorname{Im} F(s')}{s' - s} \, ds' \qquad (1)$$

(g^2 — безразмерная константа взаимодействия). Здесь интегрирование ведётся по области, где отлична от нуля $\operatorname{Im} F$, причём условия унитарности и перекрёстной симметрии позволяют выразить эту мнимую часть через амплитуды рассматриваемого и других переходов.

Использовать ДС в физике элементарных частиц предложили в 1954 М. Гелл-Ман (M. Gell-Mann), М. Голдбергер (M. L. Goldberger) и В. Тирринг (W. E. Thirring), а первое строгое доказательство необходимых для этого аналитич. свойств амплитуд дано в 1956 Н. Н. Боголюбовым на примере упругого рассеяния π-мезонов на нуклонах. Доказательство ДС послужило толчком и к развитию матем. методов (в теории аналитич. ф-ций многих комплексных переменных). Боголюбов, В. С. Владимиров и др. установили ряд новых теорем об *аналитическом продолжении* (в частности, теорему об острие клина и её обобщения; см. *Аналитическая функция*).

Амплитуда перехода частиц *1* и *2* в частицы *3* и *4* зависит от шести инвариантных переменных: четырёх «массовых», p_k^2, инвариантной энергии $s = (p_1 + p_2)^2$ и инвариантной передачи 4-импульса $t = (p_1 - p_3)^2$ [удобно ввести ещё одну передачу 4-импульса $u = (p_1 - p_4)^2$, связанную с независимыми переменными s, t соотношением $s + u + t = \sum_k p_k^2$]. Боголюбов показал, что при вещественных значениях $p_k^2 = m_k^2$ и огранич. передаче импульса, $-t_0 < t < 0$, амплитуда πN-рассеяния аналитична как ф-ция s в комплексной плоскости с разрезами вдоль вещественной оси. В дальнейшем этот результат был распространён на рассеяние $\pi\pi$, πK, KK, $\pi\Lambda$, $\pi\Sigma$, фоторожение $\gamma N \to \pi N$ и нек-рые виртуальные процессы. Однако аналитич. свойства амплитуд таких процессов, как NN- и KN-рассеяние, до сих пор не доказаны, хотя эти процессы детально изучены на опыте. Кроме того, существенно снижены ограничения на передачу импульса.

ДС послужил основой ряда строгих следствий фундам. принципов КТП. Это, во-первых, *асимптотические теоремы*, связывающие характеристики разл. процессов при высоких энергиях. Первым утверждением такого рода явилась *Померанчука теорема* об асимптотич. совпадении постоянных полных сечений рассеяния частицы и античастицы на одной и той же мишени. Она имеет ряд обобщений и не противоречит совр. эксперим. данным. Аналогичное утверждение для дифференц. сечений упругого рассеяния при ограниченных значениях t получено Л. Ван Ховом, А. А. Логуновым и др. Др. группа результатов относится к строгим ограничениям на асимптотич. поведение амплитуд при больших энергиях. Постулировав ДС по t, можно показать, что полное сечение растёт не быстрее $\ln^2 s$ (см. *Фруассара теорема*). Позднее было обнаружено, что