Здесь K — переводной множитель от единиц энергетич. величин к единицам, принятым в данной системе редуциров. величин; $X_{e,\lambda}$ — спектральная плотность энергетич. радиометрич. величины; $S_0(\lambda)$ — не зависящая от уровня реакции ф-ция относительной С. ч. реального или модельного (идеального) приёмника.

Эквивалентные $S(\lambda)$ и $S_0(\lambda)$ понятия имеются и в др. областях физики, но называются др. терминами: «кривые равной громкости» и «частотная характеристика чувствительности микрофона (гидрофона)» — в акустике и гидроакустике; «амплитудно-частотная характеристика» — в радиоэлектронике; «спектр действия» — в фотобиологии; «коэф. качества ионизирующего излучения» — в радиац. безопасности.

Лит.: Сапожников Р. А., Теоретическая фотометрия, 3 изд., М., 1977; Дойников А. С., Прикладная фотометрия, в кн.: Итоги науки и техники, сер. Светотехника и инфракрасная техника, т. 5, М., 1983.

А. С. Дойников.

СПЕКТРАЛЬНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ матричных элементов *матрицы рассеяния* S или *Грина функций* в квантовой теории поля — интегральные представления типа *Коши интеграла*. С. п. играют большую роль в аксиоматич. подходе к квантовой теории поля (см. *Аксиоматическая квантовая теория поля*), в рамках к-рого построение матрицы рассеяния осуществляется без конкретных предположений о взаимодействии, присущих гамильтонову формализму. Особенно важны С. п., к-рые удаётся получить на основе только самых общих положений квантовой теории поля, таких, как требования *микропричинности*, унитарности (см. *Унитарности условие*), релятивистской инвариантности и предположения о спектре масс. Так, напр., для ф-ции Грина $G(x-y)$ из ур-ния скалярного поля $\varphi(x)$ массы m

$$G(x-y)=i\langle 0|T(\varphi(x)S\varphi(y))|0\rangle=$$
$$=(2\pi)^{-4}\int \exp[ip(x-y)]\tilde{G}(p)d^4p \qquad (1)$$

(T — символ хронологич. упорядочения, p — 4-импульс поля) на этой основе установлено важное С. п. Лемана — Келлена (H. Lehmann, G. Källen):

$$\tilde{G}(p)=(m^2-p^2-i\varepsilon)^{-1}+\int\limits_{4m^2}^{\infty} I(z)dz/(z-p^2-i\varepsilon). \qquad (2)$$

Здесь $I(z)$ — неотрицат. ф-ция, описывающая распределение масс возможных состояний поля,— спектральная плотность масс, к-рая выражается через матричные элементы S-матрицы.

В общем случае вся информация о взаимодействии частиц содержится в матричных элементах S-матрицы, относящихся к переходу из состояния i невзаимодействующих начальных частиц в состояние f невзаимодействующих конечных частиц с 4-импульсами $p_1, \ldots, p_i$ и $p_{i+1}, \ldots, p_f$. Приняв во внимание закон сохранения 4-импульса (и др. следствия релятивистской инвариантности), такой матричный элемент можно записать в виде:

$$\langle f|S|i\rangle=\delta_{fi}-2\pi i\delta^4\Big(\sum_{(i)}p_k-\sum_{(f)}p_k\Big)\prod_{(i,f)}(2\mathscr{E}_k)^{-1/2}T_{fi},$$

где амплитуда T_{fi} перехода $i\to f$ — скалярная ф-ция 4-импульсов p_k и поляризаций λ_k начальных и конечных частиц. Зависимость T_{fi} от поляризаций можно полностью выделить, представив T_{fi} как сумму членов вида: $\Lambda_{fi}(p_k,\lambda_k)\cdot M_{fi}(p_k)$, причём Λ_{fi} — определённые матричные элементы лоренц-инвариантных комбинаций, составленных из спиновых операторов. С. п. строятся для скалярных ф-ций M_{fi}, называемых инвариантными амплитудами перехода $i\to f$. Зависимость M_{fi} от своих аргументов носит динамич. характер, и её существенные черты отражаются в аналитич. свойствах M_{fi}. В частном случае, когда и в начальном, и в конечном состоянии имеется по одной частице, $M_{fi}\equiv$ $\equiv M_{11}$ связана с ф-цией Грина в (2) соотношениями

$$\tilde{G}(p)=(m^2-p^2-i\varepsilon)^{-1}+(m^2-p^2-i\varepsilon)^{-2}M_{11}(p^2),$$
$$I(p^2)=(p^2-m^2)^{-2}\,\mathrm{Im}\,M_{11}(p^2).$$

Ряд существенных сведений об аналитич. структуре M_{fi} может быть получен из общих положений квантовой теории поля, не зависящих от конкретной модели взаимодействия.

Прежде всего, использование микропричинности и нек-рых предположений о свойствах спектра масс приводит к утверждению, что всякая инвариантная амплитуда является нек-рым граничным значением аналитич. ф-ции, зависящей только от лоренц-инвариантных комбинаций 4-импульсов p_k. Это граничное значение получается, когда квадрат полной энергии

$$s=\Big(\sum_{(i)}p_k\Big)^2=\Big(\sum_{(f)}p_k\Big)^2$$

стремится к действит. оси сверху из области аналитичности, где он комплексен и имеет положительную мнимую часть: $s=\mathrm{Re}\,s+i\varepsilon$, $\varepsilon\to+0$. Инвариантные амплитуды обладают, кроме того, свойством перекрёстной симметрии. Оно состоит в том, что амплитуды разл. каналов процесса взаимодействия $(i+f)$ частиц, т. е. амплитуды, описывающие переходы с разл. распределением данных $(i+f)$ частиц на начальные и конечные, являются различными граничными значениями одной общей аналитич. ф-ции F. Амплитуда M_α каждого канала (α) получается из F, когда один из аргументов F — квадрат полной энергии в данном канале, s_α устремлён к действит. оси сверху, а остальные аргументы принимают значения в физ. области канала.

Условие унитарности S-матрицы позволяет установить, где $\mathrm{Im}F$ заведомо отлична от нуля. В каждом канале (α) инвариантная амплитуда M_α как ф-ция s_α имеет полюсы, соответствующие возможным одночастичным состояниям, и («физический») разрез, соответствующий многочастичным состояниям в этом канале. Характеристики этих особенностей — вычеты в полюсах и скачки на физ. разрезах — могут быть определены через матричные элементы S-матрицы с помощью той же унитарности. Напр., т. н. абсорбционная часть амплитуды (т. е. скачок амплитуды на физ. разрезе) равна

$$\Delta M_{fi}\equiv M_{fi}(s+i\varepsilon)-M_{fi}(s-i\varepsilon)=$$
$$=\sum_n\int d\Gamma_n M_{fn}(s+i\varepsilon)M^*_{in}(s-i\varepsilon),$$

где в правой части проводится суммирование по всем возможным промежуточным состояниям (n) и интегрирование по фазовому объёму в пространстве импульсов каждого состояния ($d\Gamma_n$ — элемент фазового объёма). Если иных особенностей, кроме требуемых унитарностью, у M_{fi} нет, интеграл Коши в комплексной плоскости s_α представляет собой С. п. для M_{fi} (s_α). Такая простая структура особенностей и составляет отличие С. п. от более общих *дисперсионных соотношений*. Как показывают результаты исследований амплитуды переходов с $i+f\geqslant 3$, в частности примеры из теории возмущений, дисперсионные соотношения для амплитуд этих переходов могут иметь т. н. аномальные разрезы, скачки на к-рых не определяются по условию унитарности. Так, для амплитуды упругого рассеяния M_{22} на основе общих положений теории удалось доказать лишь С. п. по квадрату полной энергии s при существенных ограничениях на остальные аргументы M_{22}, квадраты масс частиц и инвариантную передачу импульса t. Однако ввиду их ясного физ. смысла С. Манделстам (S. Mandelstam) предложил принять без доказательства двойные С. п. по s и t для M_{22} хотя бы как основу простой теоретич. модели процесса взаимодействия. Если