тела, пер. с англ., М., 1978; Исимару А., Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах, пер. с англ., т. 1—2, М., 1981; Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П., Теоретические основы акустики океана, Л., 1982. *Ю. П. Лысанов.*

РАССЕЯНИЕ МИКРОЧАСТИЦ — процесс столкновения частиц, в результате к-рого либо меняются их импульсы (упругое рассеяние) или наряду с изменением импульсов меняются также внутр. состояния частиц, либо образуются др. частицы (неупругие процессы). Одна из осн. количественных характеристик как упругого рассеяния, так и неупругих процессов — эффективное сечение процесса — величина, пропорциональная вероятности процесса. Измерение сечений процессов позволяет изучать законы взаимодействия частиц, исследовать их структуру.

Классическая теория рассеяния. Согласно законам классич. нерелятивистской механики, задачу рассеяния двух частиц массами m_1 и m_2 можно свести путём перехода к системе центра инерции (с. ц. и.) сталкивающихся частиц к задаче рассеяния одной частицы с приведённой массой $\mu = m_1m_2/(m_1+m_2)$ на неподвижном силовом центре. Траектория частицы, проходящей через силовое поле (с центром O), искривляется — происходит рассеяние. Угол θ между начальным ($\mathbf{p}_{\text{нач}}$) и конечным ($\mathbf{p}_{\text{кон}}$) импульсами рассеиваемой частицы наз. углом рассеяния. Угол рассеяния зависит от взаимодействия между частицами и от прицельного параметра ρ — расстояния, на к-ром частица пролетала бы от силового центра, если бы взаимодействие отсутствовало (рис. 1).

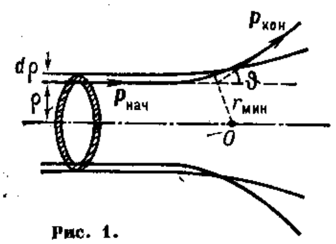

Рис. 1.

В опытах обычно направляют на мишень из исследуемого вещества пучок частиц. Число частиц dN, рассеянных в единицу времени на углы, лежащие в интервале θ, $\theta + d\theta$, равно числу частиц, проходящих в единицу времени через кольцо площадью $2\pi\rho d\rho$. Если n — плотность потока падающих частиц, то $dN = 2\pi\rho d\rho n$, а сечение упругого рассеяния $d\sigma$ определяется как отношение dN/n и равно

$$d\sigma = dN/n = 2\pi\rho d\rho. \qquad (1)$$

Полное сечение рассеяния σ получается интегрированием (1) по всем прицельным параметрам. Если a — мин. прицельный параметр, при к-ром частица не рассеивается, то $\sigma = \pi a^2$.

Квантовая теория рассеяния. В квантовой теории упругое рассеяние и неупругие процессы описываются матричными элементами S-матрицы, или *матрицы рассеяния* (амплитудами процессов),— комплексными величинами, квадраты модуля к-рых пропорц. сечениям соответствующих процессов. Через матричные элементы S-матрицы выражаются физ. величины, непосредственно измеряемые на опыте: сечение, поляризация частиц, асимметрия, компоненты тензора корреляции поляризаций и т. д. С др. стороны, эти матричные элементы могут быть вычислены при определ. предположениях о виде взаимодействия. Сравнение результатов опыта с теоретич. предсказаниями позволяет получить информацию о взаимодействии.

Общие принципы инвариантности (инвариантность относительно вращений, пространственной инверсии, обращения времени и др.) существенно ограничивают возможный вид матричных элементов процессов и позволяют получить проверяемые на опыте соотношения. Напр., из инвариантности относительно вращений и пространственной инверсии, к-рым отвечают законы сохранения углового (орбитального) момента и *чётности*, следует, что поляризация конечной частицы, возникающая при рассеянии неполяризов. частиц, направлена по нормали к плоскости рассеяния (плоскости, проходящей через начальный и конечный импульсы частицы). Т. о., измеряя направление вектора поляризации, можно выяснить, сохраняется ли чётность во взаимодействии, обусловливающем процесс. *Изотопическая инвариантность* сильного взаимодействия приводит к соотношениям между сечениями разл. процессов, а также к запрету нек-рых процессов. Напр., при столкновении двух дейтронов не могут образоваться α-частица и π^0-мезон. Эксперим. исследование этого процесса подтвердило справедливость изотопич. инвариантности.

Условие унитарности S-матрицы, являющееся следствием сохранения полной вероятности, также накладывает ограничения на матричные элементы процессов. Так, из этого условия вытекает *оптическая теорема.*

Из общих принципов квантовой теории (*микропричинности* условия, *релятивистской инвариантности* и др.) следует, что элементы S-матрицы являются *аналитическими функциями* в нек-рых областях комплексных переменных. Аналитичность S-матрицы позволяет получить ряд соотношений между определяемыми из опыта величинами — дисперсионные соотношения (см. *Дисперсионных соотношений метод*), *Померанчука теорему* и др.

В случае упругого рассеяния бесспиновых частиц решение *Шрёдингера уравнения* для волновой ф-ции $\psi(\mathbf{r})$ при $r \to \infty$ имеет вид

$$\psi(\mathbf{r})_{r\to\infty} \sim \exp(i\mathbf{kr}) + f(\theta) r^{-1} \exp(ikr). \qquad (2)$$

Здесь r — расстояние между частицами, $\mathbf{k} = \mathbf{p}/\hbar$ — волновой вектор, $\mathbf{p}$ — импульс в с. ц. и. сталкивающихся частиц, θ — угол рассеяния, $f(\theta)$ — амплитуда рассеяния, зависящая от угла рассеяния и энергии сталкивающихся частиц. Первый член в этом выражении описывает падающие частицы, второй — рассеянные. Дифференц. сечение рассеяния определяется как отношение числа частиц, рассеянных за единицу времени в элемент телесного угла $d\Omega$, к плотности потока падающих частиц. Сечение рассеяния на угол θ (в с. ц. и.) в единичный телесный угол равно

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2. \qquad (3)$$

Амплитуду рассеяния обычно разлагают в ряд по парциальным волнам — состояниям с определённым орбитальным моментом l:

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)(S_l-1)P_l(\cos\theta). \qquad (4)$$

Здесь P_l ($\cos\theta$) — полином Лежандра, S_l — комплексные ф-ции энергии, зависящие от характера взаимодействия и являющиеся элементами S-матрицы (в представлении, в к-ром диагональны энергия, угл. момент и его проекция). Если число падающих на центр частиц с орбитальным моментом l равно числу идущих от центра частиц с тем же моментом (упругое рассеяние), то $|S_l| = 1$. В общем случае $|S_l| \leqslant 1$. Эти условия — следствие условия унитарности S-матрицы. Если возможно только упругое рассеяние, то $S_l = \exp(2i\delta_l)$ и рассеяние в состоянии с данным l характеризуется только одним вещественным параметром δ_l — фазой рассеяния. Если $\delta_l = 0$ при нек-ром l, то рассеяние в состояние с орбитальным моментом l отсутствует.

Полное сечение упругого рассеяния равно

$$\sigma^{\text{упр}} = \sum_{l=0}^{\infty}\sigma_l^{\text{упр}}, \qquad (5)$$

$$\sigma_l^{\text{упр}} = \pi\lambda\!\!\!^-{}^2(2l+1)|S_l-1|^2, \qquad (6)$$

где $\sigma_l^{\text{упр}}$ — парциальное сечение упругого рассеяния частиц с орбитальным моментом l, $\lambda\!\!\!^- = 1/k$ — длина