ОПТИЧЕСКАЯ ТЕОРЕМА в квантовой теории — соотношение между полным сечением рассеяния σ_t и мнимой частью *амплитуды рассеяния* $f(\theta)$ на нулевой угол:

$$\sigma_t = (4\pi/k)\mathrm{Im}f(0), \qquad (1)$$

где k — волновое число, θ — угол рассеяния в системе центра инерции. Соотношение (1) следует из выражения амплитуды упругого рассеяния

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

бесспиновой частицы на сферически-симметричной мишени. Здесь P_l — полиномы Лежандра, η_l — нек-рые комплексные числа, не превосходящие по абс. значению единицы: $|\eta_l| \leqslant 1$, характеризующие процесс упругого и неупругого рассеяния частиц с орбитальным моментом l (в случае чисто упругого рассеяния $|\eta_l| = 1$ и они представимы в виде $\eta_l = \exp(2i\delta_l)$, δ_l — фаза рассеяния). Сравнение мнимой части амплитуды (2) при $\theta = 0$ с суммой полных сечений упругого ($\sigma_{\text{упр}}$) и неупругого ($\sigma_{\text{неупр}}$) рассеяния

$$\sigma_{\text{упр}} \equiv \iint |f(\theta)|^2 d\Omega = \frac{\pi}{k^2}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)|\eta_l - 1|^2, \qquad (3)$$

$$\sigma_{\text{неупр}} = \frac{\pi}{k^2}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)(1 - |\eta_l|^2) \qquad (4)$$

непосредственно приводит к соотношению (1), где

$$\sigma_t \equiv \sigma_{\text{полн}} = \sigma_{\text{упр}} + \sigma_{\text{неупр}}. \qquad (5)$$

Однако область применимости (1) гораздо шире, и О. т. имеет место как при отсутствии сферич. симметрии в рассматриваемой задаче рассеяния, так и при наличии спина у падающей частицы и (или) у частицы-мишени. Соотношение (1) отражает очевидный физ. факт выбывания частиц из пучка, прошедшего через мишень, как это следует из определения сечения рассеяния

$$d\sigma = j_{\text{расс}} dS / j_{\text{пад}}, \qquad (6)$$

где $j_{\text{пад}}$ и $j_{\text{расс}}$ — плотности потока вероятности падающих и рассеянных частиц (dS — элемент площади). Ослабление прошедшей волны может быть связано лишь с интерференцией падающей волны с рассеянной на нулевой угол. Для изучения роли интерференции необходимо рассмотреть баланс ухода и прихода частиц через поверхность нек-рой достаточно удалённой сферы радиуса r. При чисто упругом рассеянии это означает равенство нулю потока вероятности через данную сферу. Составленная для волновой ф-ции, отвечающей задаче рассеяния,

$$\psi_{r\to\infty} \approx \frac{1}{\sqrt{v}}\left\{e^{ikr} + \frac{f(\theta,\varphi)}{r}e^{ikr}\right\} \qquad (7)$$

[v — скорость частицы; для удобства волновая ф-ция (7) нормирована на единичную падающую плотность потока], радиальная компонента плотности потока вероятности имеет вид

$$j_r \equiv \frac{\hbar}{m}\mathrm{Im}\left(\psi^*\frac{\partial\psi}{\partial r}\right) \approx \cos\theta + \frac{|f(\theta,\varphi)|^2}{r^2} + j_{\text{интерфер}}, \qquad (8)$$

где первое слагаемое описывает падающие частицы, второе — рассеянные, а третье

$$j_{\text{интерфер}} = \mathrm{Im}\{i(1+\cos\theta)/r^{-1}\exp[ikr(1-\cos\theta)]\} \qquad (9)$$

представляет собой ту часть плотности потока вероятности, к-рая описывает интерференцию падающих и рассеянных частиц. Т. о.,

$$\iint j_r dS = 0, \qquad (10)$$

т. е. все влетевшие внутрь сферы частицы вылетают из неё. Из (10) следует

$$\sigma_{\text{упр}} + \iint j_{\text{интерфер}} dS = 0. \qquad (11)$$

Из-за осцилляций при изменении θ выражения (9) (тем более быстрых, чем больше r) интеграл в (11) «набирается» в малой области углов θ вблизи $\theta = 0$ и в пределе при $r \to \infty$ равен

$$\iint j_{\text{интерфер}} dS = -4\pi k^{-1}\mathrm{Im}f(\theta = 0). \qquad (12)$$

Если имеют место неупругие процессы, то возникает обусловленный ими дефицит уходящих частиц (по сравнению с приходящими), равный сечению неупругого рассеяния:

$$\iint j_r dS = -\sigma_{\text{неупр}}, \qquad (13)$$

откуда сразу следует соотношение (1).

Необходимая модификация вида соотношения (1), вызванная учётом спина, иллюстрируется рассмотрением рассеяния частицы со спином $^1/_2$ на бесспиновой мишени. В этом случае амплитуда рассеяния является нек-рым спиновым оператором и содержит два слагаемых: одно отвечает упругому рассеянию без изменения ориентации спина [оно обозначено через $f(\theta, \varphi)$], второе же равно произведению нек-рой ф-ции $g(\theta, \varphi)$ на оператор переворота спина (spin-flip). Очевидно, что с падающей волной интерферирует лишь амплитуда $f(\theta, \varphi)$, поэтому опять имеет место соотношение (1), в к-ром, однако, полное сечение упругого рассеяния

$$\sigma_{\text{упр}} = \iint |f(\theta,\varphi)|^2 d\Omega + \iint |g(\theta,\varphi)|^2 d\Omega \qquad (14)$$

содержит вклады от обеих амплитуд рассеяния: без переворота и с переворотом спина.

Одним из осн. применений О. т. является *дисперсионных соотношений метод*.

Лит.: Feenberg E., Scattering of slow electrons by neutral atoms, «Phys. Rev.», 1932, v. 40, p. 40; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 4 изд., М., 1989; Шифф Л., Квантовая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1959.

С. П. Аллилуев.

ОПТИЧЕСКАЯ ТОЛЩИНА (оптическая толща) слоя τ — безразмерная величина, характеризующая ослабление оптич. излучения в среде за счёт поглощения и рассеяния. Для оптически однородного слоя толщиной l О. т. $\tau = \varepsilon l$, где ε — объёмный *ослабления показатель* среды. В неоднородной среде $\tau = \int_0^l \varepsilon(z)dz$ (z — нормаль к слою). В слое, в к-ром происходит только поглощение и нет испускания излучения, интенсивность пучка света $I(l)$, прошедшего путь l, определяется *Бугера — Ламберта — Бера законом*: $I(l) = I(0)\exp(-\tau)$, где $I(0)$ — интенсивность пучка, входящего в слой. Слой единичной О. т. ослабляет излучение в e раз.

Слой вещества, для к-рого $\tau > 1$, наз. оптически толстым, такой слой практически непрозрачен для прямого излучения; если $\tau < 1$, слой наз. оптически тонким. Т. к. показатель ослабления зависит от длины волны λ, то один и тот же слой вещества может быть оптически толстым для одного вида излучения и оптически тонким для другого. О. т. безоблачной атмосферы (для $\lambda = 0{,}55$ мкм) равна $\sim 0{,}3$, облаков над сушей ~ 30, над океаном ~ 20; О. т. солнечной фотосферы > 1, хромосферы ~ 1 (для одних линий > 1, для других < 1), τ солнечной короны $\sim 10^{-6}$.

Понятием О. т. пользуются при изучении *мутных сред*, в теории *переноса излучения*. В нек-рых разделах оптики (фотометрии, светотехники) пользуются эквивалентным ей понятием *пропускания коэффициент* $T = \exp(-\tau)$ или *оптической плотностью* $D = -\lg T = 0{,}434\tau$.

К. С. Шифрин.

ОПТИЧЕСКИ АКТИВНЫЕ ВЕЩЕСТВА — вещества, вращающие плоскость поляризации проходящего через них света. О. а. в. делятся на две группы. В первой из них оптич. активность (ОА) связана с асимметричным