

Согласно (1.53) отсюда следует, что дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega$ рассеяния выражается через амплитуду следующим образом:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dn}{v} = |f(n', n)|^2. \quad (1.21)$$

II. Перевод дифференциальных сечений и энергий из лабораторной системы в систему центра инерции и наоборот

Приведем формулы перевода скоростей, энергий, углов и дифференциальных эффективных сечений из лабораторной системы, т. е. системы, в которой мишень покоится, в СЦИ. Для простоты ограничимся случаем упругого рассеяния нерелятивистской частицы. Пусть M_1, M_2 — массы сталкивающихся частиц, v_0 — скорость налетающей частицы. Скорости частиц в СЦИ до столкновения и после столкновения обозначим соответственно через v_1, v_2 и v'_1, v'_2 :

$$v_1 = \frac{M_2 v_0}{M_1 + M_2}, \quad v_2 = -\frac{M_1 v_0}{M_1 + M_2}, \quad (II.1)$$

$$|v_1| = |v'_1| \quad \text{и} \quad |v_2| = |v'_2|.$$

Соотношение между полярными углами ϑ и ϑ_L вылета рассеянной частицы в СЦИ и в ЛС находится следующим образом. Скорость вылета рассеянной частицы в ЛС

$$v_L = v'_1 + v_c, \quad (II.2)$$

где v_c — скорость системы центра инерции,

$$v_c = \frac{M_1 v_0}{M_1 + M_2}.$$

Спроецировав векторное равенство (II.2) на направление, задаваемое вектором v_c , и перпендикулярное ему направление, находим, что

$$v_L \cos \vartheta_L = v_1 \cos \vartheta + v_c, \quad v_L \sin \vartheta_L = v'_1 \sin \vartheta \quad (II.3)$$

Азимутальные же углы в ЛС и СЦИ, очевидно, равняются друг другу:

$$\varphi_L = \varphi. \quad (II.4)$$

Из уравнений (II.3) получаем, исключая v_L , что

$$\operatorname{tg} \vartheta_L = \frac{\sin \vartheta}{\gamma + \cos \vartheta}, \quad (II.5)$$

где

$$\gamma = \frac{v_c}{v'_1} = \frac{M_1}{M_2}.$$

Заметим, что точно такое же по форме выражение получается и для экзотермической реакции, но γ в этом случае определяется другим равенством:

$$\gamma = \left(\frac{M_1 M'_1}{M_2 M'_2} \cdot \frac{\varepsilon}{\varepsilon + Q} \right)^{1/2}, \quad \text{где} \quad \varepsilon = \frac{M_1 M_2}{2(M_1 + M_2)} v_0^2. \quad (II.6)$$

Здесь M'_1, M'_2 — массы вылетающих частиц, Q — теплота реакции,

Соотношение между дифференциальными сечениями в ЛС и СЦИ получается приравниванием числа частиц, рассеянных в соответствующие друг другу элементы телесного угла в двух системах отсчета, т. е.

$$\frac{d\sigma_L}{d\Omega_L} d\Omega_L = \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$$

или

$$\frac{d\sigma_L}{d\Omega_L} (\vartheta_L, \varphi_L) \sin \vartheta_L d\vartheta_L d\varphi_L = \frac{d\sigma}{d\Omega} (\vartheta, \varphi) \sin \vartheta d\vartheta d\varphi, \quad (II.7)$$

где ϑ , φ и ϑ_L , φ_L связаны соотношениями (II.3) и (II.4). Из соотношения (II.5) следует, что

$$\cos \vartheta_L = \frac{\gamma + \cos \vartheta}{\sqrt{1 + 2\gamma \cos \vartheta + \gamma^2}}$$

или что

$$\sin \vartheta_L d\vartheta_L = \frac{1 + \gamma \cos \vartheta}{(1 + \gamma^2 + 2\gamma \cos \vartheta)^{3/2}} \sin \vartheta d\vartheta. \quad (II.8)$$

Подставляя (II.8) в (II.7), получаем, что

$$\frac{d\sigma_L}{d\Omega_L} = \frac{(1 + \gamma^2 + 2\gamma \cos \vartheta)^{3/2} d\sigma}{|1 + \gamma \cos \vartheta| d\Omega}. \quad (II.9)$$

Приведем, наконец, формулу, связывающую скорость v_L и, следовательно, энергию E_L с углом вылета частицы в СЦИ.

Из равенства (II.2) находим, что

$$v_L^2 = v_0^2 \frac{M_1^2 + M_2^2 + 2M_1M_2 \cos \vartheta}{(M_1 + M_2)^2}, \quad (II.10)$$

и следовательно,

$$E_L = E_0 \frac{M_1^2 + M_2^2 + 2M_1M_2 \cos \vartheta}{(M_1 + M_2)^2}, \quad (II.11)$$

где E_0 — энергия налетающей частицы.

Аналогичные формулы для релятивистских частиц рассматриваются в гл. VII, § 4.

III. Таблица изотопов

Большие числа означают массовые числа ядер изотопов. Следующие за ними цифры, напечатанные более мелким шрифтом, дают распространенности (в %) и периоды полураспада (с — секунды, м — минуты, ч — часы, д — дни, г — годы) соответственно стабильных и нестабильных изотопов. Для нестабильных изотопов приведены также типы распадов: β^- , β^+ — электронный и позитронный β -распады, ϵ — K -захват, α — α -распад, f — деление.