Снова разложим ζ на составляющие $\zeta_\parallel$ и $\zeta_\perp$ (в плоскости xy). Тогда

$$\zeta_\parallel = \zeta_1 \cos\varphi, \quad \zeta_\perp \mathbf{E} = -\zeta_1 \sin\varphi \cdot \frac{v_y}{v}.$$

Из (41,11) находим, что ζ_1 вращается относительно направления $\mathbf{v}$ с мгновенной угловой скоростью

$$\dot\varphi = \frac{2v_y}{v^2}\left(\frac{\mu m^2}{\varepsilon^2} - \mu'\right) = \frac{p_y}{\varepsilon}\left(\frac{em}{p^2} - 2\mu'\right).$$

§ 42. Рассеяние нейтронов в электрическом поле

При столкновениях нейтронов с ядрами рассеяние на большие углы определяется основным взаимодействием — ядерными силами. При рассеянии же на малые углы становится существенным, как мы увидим, взаимодействие магнитного момента нейтрона с электрическим полем ядра (*J. Schwinger*, 1948).

Будем предполагать нейтрон нерелятивистским, так что рассматриваемое взаимодействие описывается приближенным гамильтонианом (41,13). Весь магнитный момент электрически нейтральной частицы является «аномальным», а оператор $\hat H'$ сводится в этом случае к оператору кинетической энергии[1]):

$$\hat H = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + i\frac{\mu\hbar}{mc}\sigma[\mathbf{E}\nabla]. \tag{42,1}$$

Ввиду малости электромагнитного взаимодействия нейтрона амплитуда f_{em} обусловленного им рассеяния может вычисляться в борновском приближении:

$$f_{em} = -\frac{m}{2\pi\hbar^2}\int e^{-i\mathbf{p}'\mathbf{r}/\hbar}\left(i\frac{\mu\hbar}{mc}\sigma[\mathbf{E}\nabla]\right)e^{i\mathbf{p}\mathbf{r}/\hbar}\,d^3x$$

(см. III, § 126), или

$$f_{em} = \frac{\mu}{2\pi c\hbar^2}\sigma[\mathbf{E_q p}], \quad \mathbf{E_q} = \int \mathbf{E}(\mathbf{r})\,e^{-i\mathbf{qr}}\,d^3x \tag{42,2}$$

($\mathbf{p}$, $\mathbf{p}'$ — импульсы нейтрона до и после рассеяния, $\hbar\mathbf{q} = \mathbf{p}' - \mathbf{p}$). В написанном виде амплитуда f_{em} является оператором по отношению к спиновой переменной.

Прежде чем заняться дальнейшим вычислением, сделаем следующее замечание. Формула (42,1) была выведена в предыдущем параграфе для медленно меняющихся полей (что фактически означало пренебрежение в гамильтониане членами, содержащими производные от поля по координатам). В применении к кулонову полю ядра это значит, что длина волны $\hbar/p$ должна быть мала по сравнению с существенными в интеграле $\mathbf{E_q}$ рас-

[1]) В этом параграфе пользуемся обычными единицами, а буква m обозначает массу нейтрона.

стояниями $r \sim 1/q$. Отсюда $\hbar q \ll p$, так что угол рассеяния $\theta \sim \hbar q/p \ll 1$. Таким образом, требуемое условие выполняется как раз для рассеяния на малые углы.

Для кулонова поля с потенциалом $\Phi = Ze/r$ компонента Фурье напряженности

$$\mathbf{E}_{\mathbf{q}} = -i\mathbf{q}\Phi_{\mathbf{q}} = -i\mathbf{q} \cdot 4\pi Ze/q^2$$

(см. II (51,5)). Подстановка в (42,2) дает

$$f_{em} = i\frac{2Ze\mu}{q^2 c\hbar^3}(\sigma[\mathbf{pp}']).$$

При малых углах рассеяния $\hbar q \approx p\theta$, $[\mathbf{pp}'] \approx p^2\theta\mathbf{v}$, где $\mathbf{v}$ — единичный вектор в направлении $[\mathbf{pp}']$. Таким образом,

$$f_{em} = i\frac{2Ze\mu}{\theta\hbar c}\sigma\mathbf{v}.$$

К этому выражению надо прибавить амплитуду ядерного рассеяния. Ввиду быстрого убывания ядерных сил с расстоянием эта амплитуда стремится при малых углах к конечному (зависящему от энергии) комплексному значению, которое обозначим a. Поэтому полная амплитуда рассеяния

$$f = a + i\frac{b}{\theta}\sigma\mathbf{v}, \qquad b = \frac{2Ze\mu}{c\hbar} = 2Z\alpha\frac{\mu}{e}. \tag{42,3}$$

Мы видим, что электромагнитное рассеяние действительно становится преобладающим при достаточно малых углах.

Форма выражения (42,3) совпадает с рассматривавшейся в III, § 140. Поэтому мы можем прямо воспользоваться выведенными там формулами. Сечение рассеяния, просуммированное по всем возможным конечным поляризационным состояниям:

$$\frac{d\sigma}{do} = |a|^2 + \frac{b^2}{\theta^2} + 2b\,\mathrm{Im}\,a \cdot \mathbf{v}\boldsymbol{\zeta}, \tag{42,4}$$

где $\boldsymbol{\zeta}$ — начальная поляризация пучка нейтронов ($\mathbf{P}$ в III, § 140). Если начальное состояние не поляризовано ($\boldsymbol{\zeta} = 0$), то поляризация после рассеяния

$$\boldsymbol{\zeta}' = \frac{2b\,\mathrm{Im}\,a \cdot \theta}{|a|^2\theta^2 + b^2}\mathbf{v}. \tag{42,5}$$

Эта поляризация максимальна при $\theta = b/|a|$, причем $\zeta'_{max} = \mathrm{Im}\,a/|a|$.