т. е. соотношения, полученные ранее Милантьевым [5] в частном случае $F=Q$. Однако, в отличие от работы [5], соотношения (6) и (7) написаны в более правильном виде и выведены из точных соотношений (4), (5), т. е. доказано, что они являются точными соотношениями статистической механики. В частном случае для линейных систем

$$\overline{L_{ik} Q_k (w, \vec{r} | \vec{r}_\lambda)}^{\alpha} = -\frac{\alpha_i}{2\pi i w} \delta (\vec{r} - \vec{r}_\lambda)$$

из (6) найдем

$$(Q_i Q_k)_w = \frac{i\hbar}{4\pi w} (L_{ki}^{-1*}(w) - L_{ik}^{-1}(w)) \delta (\vec{r} - \vec{r}_\lambda) \operatorname{cth} \frac{\hbar w}{2\theta}.$$

Это выражение совпадает с полученным в [7] результатом для флуктуаций электромагнитного поля.

Кроме того, из (6) и соотношений Крамерса—Кронига для вещественной и мнимой частей величины $\overline{Q(w)}^{\alpha}$ легко найдем соотношение

$$\left[\frac{\partial \overline{\widehat{Q}_i (w, \vec{r} | \vec{r}_\lambda)}^{\alpha}}{\partial \alpha_k} \right]_{\alpha=0} = \left[\frac{\partial \overline{\widehat{Q}_k (w, \vec{r} | \vec{r}_\lambda)}^{\alpha}}{\partial \alpha_i} \right]_{\alpha=0} \tag{8}$$

Это выражение является обобщением соотношений Онсагера для Фурье-компонентов координат Q_i и Q_k.

В частном случае, для линейных систем из (8) получаем соотношение взаимности и другие свойства матрицы адмиттанса [6].

В заключение выражаю благодарность проф. Я. П. Терлецкому за руководство работой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Terletsky Ia. P. Nuovo Cim., 7, 308, 1958; Терлецкий Я. П. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., № 4, 119, 1957.
2. Терлецкий Я. П. Статистическая физика. М., «Высшая школа», 1966.
3. Милантьев В. П. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., № 4, 71, 1960.
4. Нгуен Танг. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., № 3, 79, 1967.
5. Милантьев В. П. «Изв. вузов», физика, 5, 115, 1961.
6. Bernard W., Callen H. Rev. Mod. Phys., 31, 1017, 1959.
7. Рытов С. М. Теория электрических флуктуаций и теплового излучения. М., Изд-во АН СССР, 1953.

Поступила в редакцию
25. 6 1966 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 539.12.01

ЗЫОНГ ВАН ФИ

РАССЕЯНИЕ ПОЗИТРОНА НА ЭЛЕКТРОНЕ В ПОДХОДЕ КОМПЛЕКСИФИКАЦИИ ПРОСТРАНСТВА

В [1] был изложен результат вычисления дифференциального эффективного сечения для электрона на электроне в 8-пространстве, полученном при комплексификации пространственных координат и введении изотопического времени. Лагранжиан взаимодействия для сказанного подхода представляется в форме, в которую включены и обычные и изотопические переменные. Причем для упругих рассеяний предполагается инвариантность подпространства Минковского в 8-пространстве. В связи с этим будем рассматривать лагранжиан электромагнитного взаимодействия в виде

$$L_{inf} = g\psi (x, X) \Gamma^n \psi (x, X) A_n (x, X), \tag{1}$$

который инвариантен относительно преобразования Лоренца.

Составляющие электромагнитного поля при этом лагранжиане представляют собой обычные компоненты ($n=1, 2, 3, 4$) 8-вектора поля A_α ($\alpha=1, 2 \ldots 7, 8$) [1, 2, 3]. Спинорное поле для электронов и позитронов получается из спинорного поля в 8-пространстве унитарным преобразованием типа [1, 3]

$$e^{iz} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(1 - \frac{\Gamma^l K_l}{\sqrt{K^2}}\right), \qquad l = 5, 6, 7, 8, \tag{2}$$

где K — внутренние импульсы.

Амплитуды начальных и конечных частиц при помощи e^{iz} будем преобразовывать в амплитуды частиц в обычном пространстве, рассматриваемых как свободные с определенными массами (2). Промежуточные частицы представляют собой частицы, не имеющие постоянных масс. Последние величины определяются массами наблюдаемых частиц и законами сохранения внутренних импульсов.

В результате получим для рассеяния позитрона на электроне дифференциальное сечение

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{2r_0^2}{\left[(\gamma-1)(1-\cos\theta) + 2\left(1 - \frac{\mu^2}{m^2}\right)\right]^2 (\gamma+1)}\left[\gamma^2 - \frac{(\gamma^2-1)(1-\cos\theta)}{2} + \frac{(\gamma-1)^2(1-\cos\theta)^2}{8}\right] +$$

$$+ \frac{r_0^2}{8\left[(\gamma+1) - 1 - \frac{\mu'^2}{m^2}\right]^2 (\gamma+1)}\left[2(\gamma+1)^2 - 4(\gamma-1)^2(1-\cos\theta) + (\gamma-1)^2(1-\cos\theta)^2\right] -$$

$$- \frac{r_0^2\left[2(\gamma+1)^2 - 2 - 2(\gamma^2+1)(1-\cos\theta) + \frac{(\gamma-1)^2}{2}(1-\cos\theta)^2\right]}{2\left[(\gamma+1) - 1 - \frac{\mu'^2}{m^2}\right]\left[(\gamma-1)(1-\cos\theta) - 2\left(1 - \frac{\mu^2}{m^2}\right)\right](\gamma+1)}, \tag{3}$$

где $\mu^2 = P_1P_2$, $\mu'^2 = P_1P_1'$, P_1P_2 — начальные и конечные внутренние импульсы электрона, P_1', P_2' — начальные и конечные внутренние импульсы позитрона, $\gamma = \frac{\varepsilon}{m}$, ε — энергии падающего позитрона в лабораторной системе, θ — угол рассеяния в системе центра масс, $r_0 = \frac{e^2}{4\pi m}$.

Предполагая, что при рассеянии внутренние импульсы мало изменяются, и усредняя формулу (3) по всевозможным значениям μ'^2, которые могут принимать каждые пары сталкивающихся электронов позитронов, получим

$$\frac{d\sigma}{\sin\theta\, d\theta} = \frac{4\pi r_0^2}{\left[(\gamma-1)(1-\cos\theta) - 2\left(1 - \frac{\mu^2}{m^2}\right)\right]^2 (\gamma+1)}\left[\gamma^2 - \frac{(\gamma^2-1)(1-\cos\theta)}{2} + \frac{(\gamma-1)^2(1-\cos\theta)^2}{8}\right] +$$

$$+ A_1 \frac{r_0^2}{2(\gamma+1)}\left[2(\gamma+1)^2 + 4 - 2(\gamma-1)^2(1-\cos\theta) + (\gamma-1)^2(1-\cos\theta)^2\right] -$$

$$- A_2 \frac{2r_0^2}{(\gamma+1)\left[(\gamma-1)(1-\cos\theta) - 2\left(1 - \frac{\mu^2}{m^2}\right)\right]}\left[2(\gamma+1)^2 - 2 - 2(\gamma^2-1)(1-\cos\theta) + \frac{(\gamma-1)^2}{2}(1-\cos\theta)^2\right], \tag{4}$$

где

$$A_1 = \frac{1}{(\gamma-1)\gamma} + \frac{2\gamma}{(\gamma-1)^{3/2}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}},$$

$$A_2 = \frac{2}{(\gamma-1)^{\frac{1}{2}}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}.$$

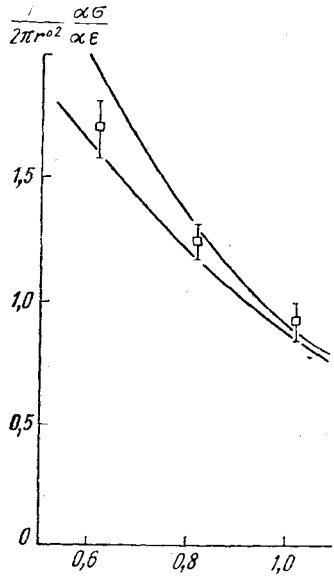

Рис. 1

Первая часть формулы (4) представляет собой необменную часть. Вторая и третья — обменная и интерференционная части соответственно.

В нерелятивистском случае имеем

$$\frac{d\sigma}{\sin\theta\, d\theta} = \frac{4\pi r_0^2 \gamma^2}{\left[(\gamma+1)(1-\cos\theta) - 2\left(1-\frac{\mu^2}{m^2}\right)\right]^2 (\gamma+1)}. \tag{5}$$

При $\gamma \to 1$, как в обычной теории [1], сечение стремится к бесконечности. Однако можно не учитывать эту ситуацию, поскольку расчеты производились в борновском приближении $\left(\frac{e}{\hbar v} \ll 1\right)$.

Если учитывать малое отклонение внутренних импульсов $0 < m^2 - \mu \ll m^2$, то получим конечные выражения при $\theta = 0$.

На рисунке график Б изображает результаты, полученные из формулы Бабы [1]; график Б′ — из формулы (4). Квадратиками изображены данные в [5].

Автор выражает благодарность проф. Д. Д. Иваненко и Д. Ф. Курдгелаидзе за обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зыонг Ван Фи. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., № 6, 1966.
2. Зыонг Ван Фи. «Изв. вузов», **6**, 71, 1964.
3. Зыонг Ван Фи. Ann. de Phys. (в печати).
4. Bhabha H. Proc. Roy. Soc., **A154**, 195, 1936.
5. Ashsin A., Page L., Woodward. Phys. Rev., **94**, 357, 1954.

Поступила в редакцию
10. 8 1966 г.

Кафедра
теоретической физики