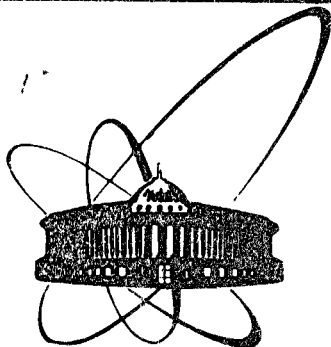


650-82



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

26/83

P2-82-650

А.А.Ахундов*, Д.Ю.Бардин

ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОПРАВКАХ
ПОРЯДКА α^2 К ИНКЛЮЗИВНЫМ ПРОЦЕССАМ

* Институт физики АН Азерб.ССР, Баку.

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1982

1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что современная квантовая электродинамика /КЭД/, несмотря на отсутствие внутренней замкнутости, превосходно согласуется с результатами многочисленных экспериментов. Расчетным аппаратом КЭД является теория возмущений, которая позволяет представить вычисляемую величину f некоторого электро-динамического явления в виде ряда

$$f = f_0 + \frac{\alpha}{\pi} \cdot f_1 + \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 \cdot f_2 + \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^3 \cdot f_3 + \dots, \quad /1/$$

где $\alpha \approx 1/137$ – постоянная тонкой структуры.

Вычисления электродинамических эффектов в области низких энергий /атомные спектры, магнитные моменты лептонов и т.д./ показывают, что относительный вклад слагаемых в /1/ определяется главным образом степенью параметра разложения α/π . Классическим примером сказанного может служить расчет аномального магнитного момента электрона, который уже выполнен до членов порядка $(\alpha/\pi)^4$ включительно /1/.

Точные вычисления в рамках КЭД применительно к взаимодействию элементарных частиц при высоких энергиях проведены пока в основном для первых двух членов в разложении /1/. При этом было замечено, что с увеличением энергии абсолютное значение электромагнитных поправок /ЭП/ низшего порядка, то есть величина вида $\alpha/\pi \cdot |f_1/f_0|$, возрастает и может достигать десятков процентов.

Вопрос о теоретическом изучении ЭП более высоких порядков в процессах взаимодействия элементарных частиц обсуждается давно /см., например, /2//, но только в настоящее время в связи с продвижением эксперимента в область сверхвысоких энергий и повышением точности измерений назрела необходимость их исследования.

Последовательный расчет ЭП высших по α порядков сопряжен со значительной громоздкостью и технической сложностью аналитических выкладок. Преодолеть эти трудности невозможно без существенного развития методики подобных вычислений.

Особый интерес представляют ЭП к процессам взаимодействия элементарных частиц, изучаемых в инклюзивной постановке эксперимента, при которой расчет вклада в поправку от излучения жестких фотонов в принципе может быть выполнен аналитически без использования каких-либо приближений /3/. Вычисления ЭП к инклюзив-

ным сечениям не содержат усложнений, присутствующих при расчете поправок к эксклюзивным процессам и связанных с учетом экспериментальных условий.

В настоящей работе сделан первый шаг в изучении ЭП порядка α^2 к инклюзивным процессам: получены точные формулы для ЭП низшего порядка к инклюзивному спектру рассеяния точечной бесспиновой частицы на кулоновском центре с излучением жесткого фотона. Задача об ЭП к тормозному излучению частицы со спином 0 в кулоновском поле содержит многие вычислительные трудности, которые возникают при рассмотрении ЭП порядка α^2 к инклюзивным сечениям процессов взаимодействия заряженных частиц. Отсутствие спина у рассеиваемой частицы и отдачи у частицы-мишени приводит лишь к упрощению окончательных формул для поправок.

Развитая здесь методика расчетов в принципе решает и задачу о лептонных ЭП низшего порядка к инклюзивному сечению радиационного хвоста от дискретного адронного состояния в глубоконеупругом ℓN -рассеянии:

$$\ell + N \rightarrow \ell + \gamma + \text{адроны}, \quad /2/$$

в частности, от упругого пика:

$$\ell + N \rightarrow \ell + \gamma + N. \quad /3/$$

Знание поправок к процессам /2/ и /3/ очень важно, поскольку они дают основной вклад /4/ в ЭП порядка α к измеряемому сечению глубоконеупругого лептон-нуклонного взаимодействия.

Исследование, выполненное в данной работе, было инициировано экспериментом /5/ по изучению комптон-эффекта на π -мезонах и определению их поляризуемости в реакции радиационного рассеяния пионов высокой энергии на ядрах /6/:

$$\pi + Z \rightarrow \pi + \gamma + Z. \quad /4/$$

С помощью найденных здесь точных формул в работе /7/ вычислены ЭП к сечению процесса /4/, отвечающие условиям эксперимента /5/.

2. БОРНОВСКОЕ СЕЧЕНИЕ И ВКЛАД ПОЛЯРИЗАЦИИ ВАКУУМА

В низших по α порядках радиационное рассеяние /PP/ бесспиновой частицы в кулоновском поле описывается диаграммами, приведенными в работе /7/: диаграммы 1-3 /рис.1/ отвечают PP в борновском приближении, а диаграммы рис.2 определяют ЭП низшего порядка к PP, обусловленные:

1/ однопетлевыми диаграммами 1-25 с виртуальным фотоном /V-вклад/;

2/ двойным тормозным излучением /ДТИ/ - диаграммы 26-32 с соответствующими обменными /R-вклад/;

3/ вкладом перерассеяния - диаграммы 33-39.

Кроме того, в ЭП низшего порядка дают вклад диаграммы поляризации вакуума.

В качестве пяти независимых переменных, характеризующих процесс рассеяния частицы на неподвижном центре с излучением одного фотона, выберем *

$$E_1 = p_{10}; E_2 = p_{20}; Y = Q^2 = (p_1 - p_2)^2; t = q^2 = (Q - k)^2$$

и ϕ_k - угол между плоскостями импульсов (\vec{p}_1, \vec{p}_2) и (\vec{Q}, \vec{k}) .

В борновском приближении дифференциальное сечение PP точечной скалярной частицы в кулоновском поле ядра с атомным номером Z имеет вид

$$d\sigma_0 = \frac{4Z^2\alpha^3}{\pi^2|\vec{p}_1|} S^0 \frac{d\Gamma_0}{t^2}, \quad /5/$$

где

$$S^0 = M_\mu^0 M_\mu^0 = \left(\frac{2E_2}{\vec{Z}_0} p_{1\mu} - \frac{2E_1}{Z_0} p_{2\mu} + i\delta_{\mu 4} \right)^2 = \frac{4E_1 E_2}{Z_0 \vec{Z}_0} - 4m^2 \left(\frac{E_1}{Z_0} - \frac{E_2}{\vec{Z}_0} \right)^2 - 1, \quad /6/$$

$$d\Gamma_0 = \frac{d\vec{p}_2}{2E_2} \frac{d\vec{k}}{2\omega} \delta(E_1 - E_2 - \omega) = \frac{\pi}{8|\vec{p}_1|} dE_2 dY \frac{dt d\phi_k}{\sqrt{\omega_Y}}, \quad /7/$$

$$Z_0 = -2p_2 \cdot k, \quad \vec{Z}_0 = -2p_1 \cdot k = Z_0 - Y t, \quad /8/$$

а m - масса рассеиваемой частицы.

Тогда для инклюзивного спектра рассеяния бесспиновой частицы на кулоновском центре с излучением жесткого фотона в низшем порядке получаем

$$\frac{d^2\sigma_0}{dE_2 dY} = \frac{Z^2\alpha^3}{\vec{p}_1^2} \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} \frac{dt}{t^2} S^0(t), \quad /9/$$

где

$$t_{\max, \min} = (\sqrt{\omega_Y} \pm \omega)^2, \quad /10/$$

а $S^0(t)$ дается формулой /3/ из работы /7/.

* Здесь используются обозначения, принятые в /7/.

Пользуясь имеющимися в литературе^{/8/} формулами, описывающими поляризацию вакуума частицами со спинами 0 и 1/2, для аддитивного вклада в рассматриваемое сечение имеем

$$\frac{d^2 \sigma_{Vac}^{0,1/2}}{dE_2 dY} = \frac{Z^2 \alpha^3}{p_1^2} \int_{t_{min}}^{t_{max}} \frac{dt}{t^2} S^0(t) \cdot \frac{\alpha}{\pi} \delta_{Vac}^{0,1/2}(t), \quad /11/$$

где

$$\delta_{Vac}^0(t) = \frac{(t + 4m^2)^2}{6t} L_m(t) - \frac{4}{9} - \frac{4m^2}{3t}, \quad /12/$$

$$\delta_{Vac}^{1/2}(t) = \frac{2}{3}(t + 2m_f^2) L_{m_f}(t) - \frac{10}{9} + \frac{8m_f^2}{3t} [1 - 2m_f^2 L_{m_f}(t)]. \quad /13/$$

Здесь

$$L_m(t) = \frac{1}{\sqrt{\lambda_m(t)}} \ln \frac{\sqrt{\lambda_m(t)} + t}{\sqrt{\lambda_m(t)} - t}, \quad \lambda_m(t) = t(t + 4m^2),$$

а m_f - масса фермиона.

3. ОДНОПЕТЛЕВЫЕ ДИАГРАММЫ

При учете диаграмм V-вклада необходимо провести программу перенормировок на однопетлевом уровне, которая осуществлялась нами посредством введения лагранжиана контрчленов. Интегралы по 4-импульсу виртуального фотона k' вычислялись методом размерной регуляризации^{/9/}. Расчет V-вклада выполнялся с помощью системы аналитических преобразований SCHOONSCHIP^{/10/}. Вычисления проводились по следующей схеме.

Сначала на ЭВМ находится свертка

$$S_V^L = \text{Re}(M_\mu^0 \cdot V_\mu^L), \quad /14/$$

где

$$V_\mu^L = J < -\frac{1}{u} \left[\frac{E_2}{\tilde{Z}_0 v_1} p_{1\mu}' - \frac{E_1}{Z_0 v_2} p_{2\mu}' - \frac{E_2 p_1' \cdot (p_1' - 2k)}{\tilde{Z}_0 v_1 w_1} (p_1 - k')_\mu + \right. \\ \left. + \frac{E_1 p_2' \cdot (p_2' + 2k)}{Z_0 v_2 w_2} (p_2 - k')_\mu + \frac{2E_1 - \omega'}{v_1 w_1} (p_1 - k')_\mu + \frac{2E_2 - \omega'}{v_2 w_2} (p_2 - k')_\mu - \right.$$

$$\left. - \frac{p_1' \cdot p_2'}{v_1 v_2} \left(\frac{E_2 - \omega'}{w_1} (p_1 - k')_\mu + \frac{E_1 - \omega'}{w_2} (p_2 - k')_\mu \right) + \frac{E_2}{\tilde{Z}_0 w_1} p_{1\mu}' - \frac{E_1}{Z_0 w_2} p_{2\mu}' + \right. \\ \left. + i\delta_{\mu 4} \left(\frac{1}{w_1} + \frac{1}{w_2} \right) + \frac{E_2 - \omega'}{v_2 w_1} p_{2\mu}' + \frac{E_1 - \omega'}{v_1 w_2} p_{1\mu}' + 2 \left(\frac{E_2}{\tilde{Z}_0^2} p_{1\mu}' + \frac{E_1}{Z_0^2} p_{2\mu}' \right) - \right. \\ \left. - \frac{E_2 (p_1' - 2k)^2}{\tilde{Z}_0^2 w_1} p_{1\mu}' - \frac{E_1 (p_2' + 2k)^2}{Z_0^2 w_2} p_{2\mu}' + \frac{2E_2 - \omega'}{\tilde{Z}_0 w_1} p_{1\mu}' - \frac{2E_1 - \omega'}{Z_0 w_2} p_{2\mu}' - \right. \\ \left. - \frac{(E_2 - \omega') p_2' \cdot (p_1' - 2k)}{\tilde{Z}_0 v_2 w_1} p_{1\mu}' + \frac{(E_1 - \omega') p_1' \cdot (p_2' + 2k)}{Z_0 v_1 w_2} p_{2\mu}' + \frac{2E_2 - \omega'}{\tilde{Z}_0 v_2} p_{1\mu}' - \right. \\ \left. - \frac{2E_1 - \omega'}{Z_0 v_1} p_{2\mu}' - \frac{i}{2} \delta_{\mu 4} \frac{p_1' \cdot p_2'}{v_1 v_2} \right] >$$

- матричный элемент однопетлевых диаграмм,

$$J[A] = \frac{1}{i\pi^2} \int d^4 k' \cdot A = \frac{(2\sqrt{\pi})^4}{i} \int \frac{d^4 k'}{(2\pi)^4} \cdot A, \quad /16/$$

$$u = k'^2, \quad v_{1,2} = (p_{1,2} - k')^2 + m^2, \quad w_1 = (p_1 - k - k')^2 + m^2,$$

$$w_2 = (p_2 + k - k')^2 + m^2, \quad p_{1,2}' = 2p_{1,2} - k', \quad \omega' = k_0'. \quad /17/$$

Для устранения ультрафиолетовых расходимостей к S_V^L добавляется вклад контрчленов

$$S_V^C = \text{Re}(M_\mu^0 \cdot V_\mu^C), \quad /18/$$

где

$$V_\mu^C = 2(P_{IR} - P) M_\mu^0 - 2m^2 \left(3P - \frac{7}{2} \right) \left(\frac{E_2}{\tilde{Z}_0^2} p_{1\mu}' + \frac{E_1}{Z_0^2} p_{2\mu}' \right). \quad /19/$$

Здесь

$$P = P_{IR} = (n-4)^{-1} + \frac{1}{2} \gamma + \ln \frac{m}{\eta 2\sqrt{\pi}}.$$

- типичные полюсные члены, отвечающие ультрафиолетовым и инфракрасным расходимостям при размерности пространства-времени $n = 4/\gamma$ - константа Эйлера, η - произвольный параметр размерности массы, индекс IR обозначает инфракрасную природу вклада/.

Преимущество в вычислении сначала свертки /14/, а затем интегрирования по $d^4 k'$ заключается в том, что на этом пути можно понизить ранг тензоров, составленных из импульса k' и входящих

в интегралы /16/, до второго порядка и полностью избавиться от чрезвычайно громоздких тензорных интегралов более высоких порядков. Действительно, в числителях слагаемых, входящих в /14/, образуются скалярные произведения, в которых присутствует k' . С помощью тождественных преобразований эти скалярные произведения можно выразить через линейные комбинации u , v_1 , v_2 , w_1 и w_2 , входящих в знаменатели слагаемых /14/. Тем самым можно добиться уменьшения степени k' в числителях.

В результате таких преобразований можно получить выражение для S_V^L , в котором присутствует однозначный набор однопетлевых интегралов: в нем нет интегралов, содержащих квадратичные ультрафиолетовые расходимости, а инфракрасная расходимость сосредоточена в одном единственном интеграле $J[\frac{1}{uv_1v_2}]$. Результа-

ты вычислений этих интегралов приведены в приложении А.

Далее с помощью таблицы однопетлевых интегралов выражение для S_V^L преобразовывалось на ЭВМ посредством подстановок: подынтегральная функция \Rightarrow результат интегрирования. При этом после приведения подобных членов в сумме $S_V = S_V^L + S_V^C$ сократились все ультрафиолетовые расходимости, а инфракрасная расходимость локализовалась в части S_V :

$$S_V^{IR} = (2P_{IR} - Y_m J[\frac{1}{uv_1v_2}]) \cdot S^0 \equiv \delta_V^{IR} \cdot S^0, \quad /20/$$

где

$$\delta_V^{IR} = -J_0 \cdot P_{IR} - \frac{Y_m}{\sqrt{\lambda_m}} [\Phi(\frac{2r_Y}{r_Y+1}) - \Phi(\frac{2r_Y}{r_Y-1})]. \quad /21/$$

Здесь

$$J_0 = 2(Y_m L_m - 1), \quad L_m = \frac{1}{\sqrt{\lambda_m}} \ln \frac{r_Y+1}{r_Y-1}, \quad Y_m = Y + 2m^2,$$

$$\lambda_m = Y(Y + 4m^2), \quad r_Y = (1 + 4m^2/Y)^{1/2}, \quad \Phi(x) = -\int_0^x t^{-1} \ln|1-t| dt,$$

последнее - функция Спенса.

Для конечной части S_V^F получено следующее выражение:

$$S_V^F = \left\{ \frac{4E_1}{Z_0} [E_1 (\frac{2}{r} - \tilde{\kappa}) - E_2] + E_2 (\ell_Y - \ell_t - 3) + (E_1 \omega Y_Z - Y E_Z) \ell_{Yt} - \right.$$

$$\begin{aligned} & - (Y_m + 2m^2 E_Z) \cdot J^S + E_1 \omega Y_Z \cdot J^T - [1 + \frac{4\omega}{r Z_0} (E_1 + E_2 \tilde{\kappa}) + \frac{2E_2}{Z_0} (E_1 - E_2 \kappa)] - \\ & - \frac{2E_2}{Z_0} (E_1 + \omega) \ell - 2E_2 \omega \tilde{\kappa} (1 + \frac{2}{r}) \cdot J_1^S + 2E_1 \kappa (E_2 \tilde{Y}_{mz} - \frac{2}{r} E_1) \cdot J_3^S + \\ & + 2E_1 [E_1 (1 + \frac{2\tilde{r}}{r^2} \tilde{Y}_{mz}) + E_2 (\frac{2}{r} - \frac{\tilde{r}}{r} \tilde{Y}_{mz}^2)] (J_2^S - J_1^V) - \\ & - 2Y_m [E_1 (1 - \frac{2}{r}) + E_2 \tilde{Y}_{mz}] (E_1 \cdot J_3^V + E_2 \cdot J_4^V) + Y_m Z_0 \cdot J_5^V + \\ & + 2Y_m (E_1^2 \cdot J_4^T + 2E_1 E_2 \cdot J_5^T + E_2^2 \cdot J_6^T) \} + \{ E_1 \leftrightarrow -E_2, Z_0 \leftrightarrow -\tilde{Z}_0 \}, \end{aligned} /22/$$

где

$$E_Z = \frac{E_1 E_2}{Z_0} - \frac{1}{4}, \quad Y_Z = \frac{Y}{Z_0} - 1, \quad \tilde{Y}_{mz} = 1 + \tilde{\kappa},$$

$$\kappa = \frac{Y_m}{Z_0}, \quad \tilde{\kappa} = \frac{Y_m}{\tilde{Z}_0}, \quad r = \frac{Z_0}{m^2}, \quad \tilde{r} = \frac{\tilde{Z}_0}{m^2},$$

а остальные обозначения поясняются в приложении А.

Соответственно разбиению $S_V = S_V^{IR} + S_V^F$ вклад однопетлевых диаграмм в инклюзивный спектр PP представляется в виде

$$\frac{d^2 \sigma_V}{dE_2 dY} = \frac{d^2 \sigma_V^{IR}}{dE_2 dY} + \frac{d^2 \sigma_V^F}{dE_2 dY}, \quad /23/$$

где

$$\frac{d^2 \sigma_V^{IR}}{dE_2 dY} = \frac{d^2 \sigma_0}{dE_2 dY} \cdot \frac{\alpha}{\pi} \delta_V^{IR}, \quad /24/$$

$$\frac{d^2 \sigma_V^F}{dE_2 dY} = \frac{Z^2 \alpha^4}{2\pi^2 p^2} \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} \frac{dt}{t^2} \int_0^{2\pi} \frac{d\phi_k}{\sqrt{\omega_Y}} S_V^F. \quad /25/$$

Из /24/ видно, что в части сечения V-вклада, содержащей инфракрасную расходимость, факторизуется сечение PP в борновском приближении. Такую же структуру имеет и инфракрасно расходящаяся часть сечения R-вклада, которая в сумме с $d^2 \sigma_V^{IR}/dE_2 dY$ будет свободна от расходимости.

4. ДВОЙНОЕ ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

При вычислении R-вклада в ЭП к инклюзивному спектру /9/ необходимо проинтегрировать сечение ДТИ по полному фазовому объему двух фотонов, поскольку сечение /9/ отвечает измерению в конечном состоянии характеристик только рассеянной частицы. При этом основной задачей является выделение инфракрасно расходящейся части сечения ДТИ. Последнее проводилось методом, предложенным в работе /3/. Расчет R-вклада также выполнялся с помощью системы аналитических преобразований.

Фазовое пространство ДТИ мы параметризовали следующим образом:

$$d\Gamma = \frac{d\vec{p}_2}{2E_2} \frac{d\vec{k}_1}{2\omega_1} \frac{d\vec{k}_2}{2\omega_2} \delta(E_1 - E_2 - \omega_1 - \omega_2) = d\Gamma_0 dV^2 d\Gamma_{2\gamma}, \quad /26/$$

где

$$V^2 = -k^2 = -(k_1 + k_2)^2, \quad /27/$$

$$d\Gamma_{2\gamma} = \frac{d\vec{k}_1}{2\omega_1} \frac{d\vec{k}_2}{2\omega_2} \delta^4(k - k_1 - k_2) = \frac{1}{8} d\Omega_R = \frac{1}{8} d\cos\theta_R d\phi_R, \quad /28/$$

углы θ_R и ϕ_R определяют ориентацию импульсов γ -квантов \vec{k}_1 и \vec{k}_2 в системе $\vec{k}=0$. При этом инфракрасная расходимость R-вклада сосредоточена в гиперплоскости $V^2=0$. Параметризация /26/ симметрична по переменным обоим фотонам, поэтому она очень удобна при вычислении R-вклада с точки зрения учета тождественности.

Опишем теперь схему расчета R-вклада. Сначала на ЭВМ вычисляется свертка

$$S_R = M_{\mu\nu} M_{\mu\nu}, \quad /29/$$

где

$$\begin{aligned} M_{\mu\nu} = & \frac{2E_1}{Z} \left[\frac{1}{U_1} p_{2\mu} (p_2 + k_1)_\nu + \frac{1}{U_2} p_{2\nu} (p_2 + k_2)_\mu \right] + \frac{2E_2}{Z} \left[\frac{1}{W_1} p_{1\mu} (p_1 - k_1)_\nu + \right. \\ & \left. + \frac{1}{W_2} p_{1\nu} (p_1 - k_2)_\mu \right] - \frac{2(E_1 - \omega_2)}{U_1 W_2} p_{2\mu} p_{1\nu} - \frac{2(E_1 - \omega_1)}{U_2 W_1} p_{1\mu} p_{2\nu} + \quad /30/ \\ & + i\delta_{\mu 4} \left(\frac{p_{1\nu}}{W_2} - \frac{p_{2\nu}}{U_2} \right) + i\delta_{\nu 4} \left(\frac{p_{1\mu}}{W_1} - \frac{p_{2\mu}}{U_1} \right) + \delta_{\mu\nu} \left(\frac{E_1}{Z} - \frac{E_2}{Z} \right) \end{aligned}$$

- матричный элемент диаграмм ДТИ;

$$Z = -2p_2 \cdot k + V^2, \quad \tilde{Z} = -2p_1 \cdot k - V^2 = Z - Y_t - V^2, \quad /31/$$

$$U_{1,2} = -2p_2 \cdot k_{1,2}, \quad W_{1,2} = -2p_1 \cdot k_{1,2}. \quad /32/$$

Затем строится

$$S_R^{IR} = S_1^{IR} + S_2^{IR} = (F_1^{IR} + F_2^{IR}) \cdot S^V, \quad /33/$$

где

$$S_{1,2}^{IR} = \lim_{k_{1,2} \rightarrow 0} S_R = F_{1,2}^{IR} \cdot S^V, \quad /34/$$

$$F_{1,2}^{IR} = \left(\frac{p_2}{U_{1,2}} - \frac{p_1}{W_{1,2}} \right)^2 = \frac{Y_m}{U_{1,2} W_{1,2}} m^2 \left(\frac{1}{U_{1,2}^2} + \frac{1}{W_{1,2}^2} \right), \quad /35/$$

$$S^V = \frac{4E_1 E_2 t}{Z \tilde{Z}} + (V^2 - 4m^2) \left(\frac{E_1}{Z} - \frac{E_2}{\tilde{Z}} \right)^2 - 1, \quad /36/$$

и находится разность

$$S_R^F = S_R - S_R^{IR}, \quad /37/$$

которая уже конечна при $k_1 \rightarrow 0$ или $k_2 \rightarrow 0$.

Далее выражение /37/ интегрируется по $d\Gamma_{2\gamma}$ посредством таблицы R-интегралов:

$$J^R[A] = \frac{2}{\pi} \int d\Gamma_{2\gamma} \cdot A = \frac{1}{4\pi} \int d\Omega_R \cdot A, \quad /38/$$

которая приведена в приложении Б. После подстановки в /37/ результатов вычислений этих интегралов были явно сокращены основные особенности S_R^F типа $1/V^2$. Все эти операции выполнялись аналитически на ЭВМ.

Окончательный результат такого интегрирования S_R^F можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{1}{4} J^R[S_R^F] = & \left\{ \frac{3}{4} \left(\frac{E_1}{Z} - \frac{E_2}{\tilde{Z}} \right)^2 + [E_2 \left(\frac{\omega}{\tilde{Z}} + \frac{E_2}{U} \right) - \frac{E_1 E_2}{Z} \left(1 + \frac{4m^2}{U} + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{V^2 - 2m^2}{Z} \right) + \frac{2m^2 E^2}{Z^2} \left(1 + \frac{2m^2}{U} \right) \right\} L_2 + \left[\frac{E_1 E_2}{Z} (t_m + (Y_m + V^2) \left(1 + \frac{Y_m + V^2}{2\tilde{Z}} \right)) + \right. \\ & \left. + \frac{E Y_m}{2U} \left(E_m + \frac{E Y_m}{4W} \right) \right] L_1 - \frac{Y_m E_m}{U} J^R \left[\frac{D}{U_1 W_2} \right] - \frac{Y_m^2}{2U W} \left(J^R \left[\frac{D^2}{U_1 W_2} \right] + \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + J^R \left[\frac{D^2}{U_1 W_1} \right] - \frac{\omega^2}{2V^2} L_m - \frac{E E_1 t_m}{Z} \left(m^2 J^R \left[\frac{1}{U_1^2 W_2} \right] - \frac{1}{V^2 \bar{Z}} \right) + \\
& + \frac{2E_1 t_m}{Z} \left(m^2 J^R \left[\frac{D}{U_1^2 W_2} \right] - \frac{\omega}{2V^2 \bar{Z}} \right) + \frac{1}{4} m^2 E^2 \left[m^2 J^R \left[\frac{1}{U_1^2 W_2^2} \right] - \right. \\
& - \left. \frac{1}{V^2} \left(\frac{1}{Z^2} + \frac{1}{\bar{Z}^2} \right) \right] - m^2 E \left[m^2 J^R \left[\frac{D}{U_1^2 W_2^2} \right] - \frac{\omega}{2V^2} \left(\frac{1}{Z^2} + \frac{1}{\bar{Z}^2} \right) \right] + \quad /39/ \\
& + m^2 \left[m^2 J^R \left[\frac{D^2}{U_1^2 W_2^2} \right] - \frac{\omega^2}{4V^2} \left(\frac{1}{Z^2} + \frac{1}{\bar{Z}^2} \right) \right] + \frac{2E_1 Y_m}{Z} \left[\frac{E_m}{U} - \right. \\
& - \left. \frac{E_2}{\bar{Z}} \left(1 + \frac{Y_m Y_t}{UW} \right) - \frac{E_1}{2Z} \right] L_m + Y_m \left(\frac{E_m}{U} - \frac{E_1}{Z} \right) \left(J^R \left[\frac{D}{U_1 W_1} \right] - \frac{\omega}{V^2} L_m \right) \} + \\
& + \{ E_1 \leftrightarrow -E_2, Z \leftrightarrow -\bar{Z} \},
\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
D &= \frac{1}{2} (\omega_2 - \omega_1), \quad E = E_1 + E_2, \quad E_m = E_2 - \frac{2m^2 E_1}{Z}, \\
U &= U_1 + U_2 = Z - V^2, \quad W = W_1 + W_2 = \bar{Z} + V^2.
\end{aligned}$$

а остальные обозначения приводятся в приложении Б.

Интегрирование выделенной инфракрасно расходящейся части S_R^{IR} по $d\Gamma_{2\gamma}$ и $d\phi_k$ проводится тривиально:

$$J^R[S_R^{IR}] = \frac{2}{V^2} J_0 S^V, \quad \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{d\phi_k}{\sqrt{\omega_Y}} S^V = S(t, V^2). \quad /40/$$

Здесь

$$S(t, V^2) = - \frac{4E_1 E_2 (t_m - V^2/2)}{Y_t + V^2} \left(\frac{1}{\sqrt{C_z}} - \frac{1}{\sqrt{\bar{C}_z}} \right) + (V^2 - 4m^2) \left(\frac{E_1^2 B_z}{C_z^{3/2}} + \frac{E_2^2 \bar{B}_z}{\bar{C}_z^{3/2}} \right) - \frac{1}{\sqrt{\omega_Y}}, \quad /41/$$

$$B_z = B_z^0 + V^2 \cdot B_z^1, \quad B_z^1 = E_1 \omega + Y/2; \quad \bar{B}_z = -B_z (E_1 \leftrightarrow -E_2), \quad /42/$$

$$C_z = C_z^0 + 2V^2 C_z^1 + V^4 \cdot \vec{p}_1^2, \quad C_z^1 = Y \vec{p}_1^2 + t E_Y; \quad \bar{C}_z = C_z (E_1 \leftrightarrow -E_2), \quad E_Y = 2E_1 E_2 - Y_m,$$

а B_z^0 и C_z^0 определяются формулами /4/ из работы /7/.

В соответствии с представлением $S_R = S_R^{IR} + S_R^F$ вклад ДТИ в инклюзивное сечение PP определяется выражением

$$\frac{d^2 \sigma_R}{dE_2 dY} = \frac{d^2 \sigma_R^{IR}}{dE_2 dY} + \frac{d^2 \sigma_R^F}{dE_2 dY}, \quad /43/$$

где

$$\frac{d^2 \sigma_R^{IR}}{dE_2 dY} = \frac{Z^2 a^4}{\pi \vec{p}_1^2} \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} \frac{dt}{t^2} \int_0^{V_m^2} \frac{dV^2}{V^2} J_0 \cdot S(t, V^2), \quad /44/$$

$$\frac{d^2 \sigma_R^F}{dE_2 dY} = \frac{Z^2 a^4}{4\pi^2 \vec{p}_1^2} \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} \frac{dt}{t^2} \int_0^{V_m^2} dV^2 \int_0^{2\pi} \frac{d\phi_k}{\sqrt{\omega_Y}} J^R[S_R^F], \quad /45/$$

а

$$V_m^2 = 2 \sqrt{\omega_Y t} - Y - t. \quad /46/$$

Выполняя в /44/ тождественные преобразования, имеем

$$\frac{d^2 \sigma_R^{IR}}{dE_2 dY} = \frac{Z^2 a^4}{\pi \vec{p}_1^2} \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} \frac{dt}{t^2} [J_0 \cdot S_D(t) + S^0(t) \delta_R^{IR}(t)], \quad /47/$$

где

$$S_D(t) = \int_0^{V_m^2} \frac{dV^2}{V^2} [S(t, V^2) - S^0(t)], \quad /48/$$

$$\delta_R^{IR}(t) = \int_0^{V_m^2} \frac{dV^2}{V^2} J_0 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{V_m^2} dV^2 \int d\Gamma_{2\gamma} \cdot 4F_{1,2}^{IR}. \quad /49/$$

Интеграл /48/ вычисляется непосредственно, и результат имеет вид

$$\begin{aligned}
S_D(t) &= \left\{ \frac{2E_1 E_2 (Y_m + t_m)}{Y_t} (L_D + L_{D1}) - 2E_1 (E_2 - \frac{2m^2 E_1 B_z^0}{C_z^0}) L_{D1} + \right. \\
& + \frac{E^2 V^2}{\sqrt{C_z^m}} D_V \left[\frac{dV}{C_z^0} (1 + \frac{4m^2 C_z^1}{C_z^0}) - \frac{4m^2 B_z^1}{C_z^0} \right] + E^2 \left(\frac{1}{\sqrt{C_z^m}} - \frac{1}{\sqrt{C_z^0}} \right) \left[\frac{dV}{C_z^0} \left(\frac{C_z^1}{C_z^0} + 4m^2 \right) - \right. \\
& \left. \left. - \frac{B_z^1}{\vec{p}_1^2} - \frac{8m^2 B_z^0}{C_z^0} \right] \right\} - \{ E_1 \leftrightarrow -E_2 \}. \quad /50/
\end{aligned}$$

Здесь

$$L_D = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{C_z^{-Y_t}}} \ln \left| \frac{V_m^2 (\sqrt{C_z^0} + \sqrt{C_z^{-Y_t}}) + Y_t (\sqrt{C_z^0} + \sqrt{C_z^m})}{V_m^2 (\sqrt{C_z^0} - \sqrt{C_z^{-Y_t}}) + Y_t (\sqrt{C_z^0} + \sqrt{C_z^m})} \right|, & C_z^{-Y_t} \geq 0, \\ \frac{1}{\sqrt{-C_z^{-Y_t}}} \arcsin \frac{\sqrt{-C_z^{-Y_t}} [V_m^2 \sqrt{C_z^0} (C_z^{-1} - Y_t \vec{p}_1^2) + (C_z^0 - C_z^1 Y_t) (\sqrt{C_z^0} - \sqrt{C_z^m})]}{t (-D_V) |Y_t (V_m^2 + Y_t)|}, & C_z^{-Y_t} \leq 0, \end{cases} \quad /51/$$

$$L_{D1} = \frac{1}{\sqrt{C_z^0}} \ln \frac{1}{2} \left(1 + \frac{V_m^2 C_z^1}{C_z^0} + \sqrt{\frac{C_z^m}{C_z^0}} \right), \quad /52/$$

$$d_V = \vec{p}_1^2 \vec{B}_z^1 - E_V B_z^1, \quad D_V = 2p_1^2 [Y(Y - 3E_1 E_2 + m^2) + 2m^2 \omega_Y] + t (\vec{p}_1^2 \vec{p}_2^2 - E_V^2), \quad /53/$$

$$C_z^m = C_z \Big|_{V^2 = V_m^2}, \quad C_z^{-Y_t} = C_z \Big|_{V^2 = -Y_t}$$

При вычислении интеграла /49/ используем приемы работы /3/. После довольно громоздких выкладок находим

$$\delta_R^{IR}(t) = J_0 (P_{IR} + \ln \frac{V_m^2}{2m\omega}) + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\beta_1} \ln \frac{1+\beta_1}{1-\beta_1} + \frac{1}{\beta_2} \ln \frac{1+\beta_2}{1-\beta_2} \right) + S_\Phi(E_1, E_2, Y), \quad /54/$$

где

$$S_\Phi(E_1, E_2, Y) = \frac{Y_m}{2\sqrt{\lambda_m}} \left\{ \ln \frac{1-\beta_2}{1+\beta_2} \ln \frac{(t-t_1)(t-t_3)}{(t-t_2)(t-t_4)} + \sum_{i,j=1}^4 (-1)^{i+1} S_j \left(\frac{1}{2} \delta_{ij} \ln^2(t-t_i) \right) \right\} \quad /55/$$

$$+ (1 - \delta_{ij}) \left[\ln(t_i - t_j) \ln(t - t_i) - \Phi \left(\frac{t - t_i}{t_j - t_i} \right) \right] \Big|_{t=t_\ell}^{t=t_u},$$

$$S_j = (1, 1, -1, -1), \quad t_u = 2(|\vec{p}_1| - |\vec{p}_2|), \quad t_\ell = \frac{1}{|\vec{p}_2|} (2E_2 \omega - Y), \quad /56/$$

$$t_{1,2} = \frac{Y \pm \sqrt{\lambda_m}}{E_2 - |\vec{p}_2|} - 2\omega, \quad t_{3,4} = \frac{-Y \pm \sqrt{\lambda_m}}{E_2 + |\vec{p}_2|} + 2\omega, \quad \beta_{1,2} = \frac{|\vec{p}_{1,2}|}{E_{1,2}}$$

ПРИЛОЖЕНИЕ

А. Однопетлевые интегралы

Здесь мы приводим результаты вычислений в размерной регуляризации интегралов /16/, которые были использованы при расчете V-вклада:

$$J \left[\frac{1}{v_1 v_2} \right] = -2P + 2 - \ell_Y, \quad /A.1/$$

$$J \left[\frac{1}{uv_2} \right] = -2P + 2, \quad /A.2/$$

$$J \left[\frac{1}{uw_2} \right] = -2P + 2 - \ell, \quad /A.3/$$

$$J \left[\frac{1}{v_2 w_2} \right] = -2P, \quad /A.4/$$

$$J \left[\frac{1}{v_1 w_2} \right] = -2P + 2 - \ell_t, \quad /A.5/$$

$$J \left[\frac{k'_a}{uv_2} \right] = (-P + \frac{1}{2}) p_{2a}, \quad /A.6/$$

$$J \left[\frac{k'_a}{uw_2} \right] = (-P + \frac{1}{2} - \ell') (p_2 + k)_a, \quad /A.7/$$

$$J \left[\frac{k'_a}{v_2 w_2} \right] = -P (2p_2 + k)_a, \quad /A.8/$$

$$J \left[\frac{k'_a}{v_1 w_2} \right] = (-P + 1 - \frac{1}{2} \ell_t) (p_1 + p_2 + k)_a, \quad /A.9/$$

$$J \left[\frac{1}{uv_1 v_2} \right] = 2L_m \cdot P_{IR} + \frac{1}{\sqrt{\lambda_m}} \left[\Phi \left(\frac{2r_Y}{r_Y + 1} \right) - \Phi \left(\frac{2r_Y}{r_Y - 1} \right) \right], \quad /A.10/$$

$$J \left[\frac{1}{uv_2 w_2} \right] = \frac{1}{Z_0} [\Phi(1+r) - \Phi(1)] \equiv J_1^S, \quad /A.11/$$

$$J \left[\frac{1}{uv_1 w_2} \right] = \frac{1}{\sqrt{d}} [D(x_1) + D(x_2) - D(0)] \equiv J_2^S, \quad /A.12/$$

$$J \left[\frac{1}{v_1 y_2 w_2} \right] = \frac{1}{2Y_t} \left[\left(\frac{\ell_Y}{r_Y} \right)^2 - \left(\frac{\ell_t}{r_t} \right)^2 \right] \equiv J^S, \quad /A.13/$$

$$J\left[\frac{k'_a}{uv_2 w_2}\right] = J_\ell \cdot p_{2a} - J'_\ell \cdot k_a, \quad /A.14/$$

$$J\left[\frac{k'_a}{uv_1 w_2}\right] = J_1^V \cdot p_{1a} + J_2^V \cdot q_a, \quad /A.15/$$

$$J\left[\frac{k'_a}{v_1 v_2 w_2}\right] = J^S \cdot p_{2a} + \ell_{Yt} \cdot q_a + J^V k_a, \quad /A.16/$$

$$J\left[\frac{k'_a k'_\beta}{v_1 v_2 w_2}\right] = \frac{1}{4}(-2P + 2 - \ell'_t + Y_t J^T) \delta_{a\beta} + J^S \cdot p_{1a} p_{1\beta} -$$

$$-(J^S - \ell_{Yt})(p_{1a} q_\beta + q_a p_{1\beta}) + (J^S - \frac{3}{2} \ell_{Yt}) q_a q_\beta + J^V(p_{1a} k_\beta + k_a p_{1\beta}) -$$

$$-(J^V + \frac{1}{2} J^T)(q_a k_\beta + k_a q_\beta) + \frac{1}{Y_t} [1 - \frac{1}{2} \ell_t + Y(J^V + J^T)] k_a k_\beta, \quad /A.17/$$

$$J\left[\frac{k'_a}{uv_1 v_2 w_2}\right] = J_3^V \cdot p_{1a} + J_4^V \cdot p_{2a} + J_5^V \cdot q_a, \quad /A.18/$$

$$J\left[\frac{k'_a k'_\beta}{uv_1 v_2 w_2}\right] = \frac{1}{2}(J^S - Z_0 \cdot J_5^V) \delta_{a\beta} + J_4^T \cdot p_{1a} p_{1\beta} + J_5^T(p_{1a} p_{2\beta} + p_{2a} p_{1\beta}) +$$

$$+ J_6^T \cdot p_{2a} p_{2\beta} + J_7^T \cdot (p_{1a} q_\beta + q_a p_{1\beta}) + J_8^T(p_{2a} q_\beta + q_a p_{2\beta}) + J_9^T q_a q_\beta. \quad /A.19/$$

В приведенных формулах

$$\ell_Y = r_Y \ln \frac{r_Y + 1}{r_Y - 1}, \quad \ell_t = r_t \ln \frac{r_t + 1}{r_t - 1}, \quad \ell_{Yt} = \frac{1}{Y_t} (\ell_Y - \ell_t), \quad /A.20/$$

$$\ell = \frac{r \ln |r|}{r + 1}, \quad \ell' = \frac{r(\ell - 1)}{2(r + 1)}, \quad r_t = (1 + 4m^2/t)^{1/2}, \quad /A.21/$$

$$D(x) = \Phi\left(\frac{x_3 - 1}{x_3 - x}\right) - \Phi\left(\frac{x_3}{x_3 - x}\right) - \Phi\left(\frac{x_4 - 1}{x_4 - x}\right) + \Phi\left(\frac{x_4}{x_4 - x}\right), \quad /A.22/$$

$$x_{1,2} = \frac{1}{2}(1 \pm r_t), \quad x_{3,4} = \frac{1}{2t}(t + Z_0 \pm \sqrt{d}), \quad d = (t + Z_0)^2 + 4m^2 t, \quad /A.23/$$

$$J_\ell = J_1^S + \frac{1}{Z_0} \ell, \quad J'_\ell = \frac{1}{Z_0} (\ell - 2 + 2m^2 J_\ell), \quad /A.24/$$

$$J^V = \frac{1}{Y_t} [2 - \ell_t + Y(J^S - 2\ell_{Yt})], \quad /A.25/$$

$$J_1^V = \frac{1}{d} [Z_0(t + Z_0) J_2^S - (t - Z_0)\ell + 2t\ell_t], \quad /A.26/$$

$$J_2^V = \frac{1}{d} [2m^2(\ell + Z_0 \cdot J_2^S) + (t + Z_0)(\ell - \ell_t)], \quad /A.27/$$

$$J_3^V = \frac{1}{\Delta} (-C_0 \cdot J^S + C_1 \cdot J_1^S + C_2 \cdot J_2^S - C_3 \cdot J_3^S), \quad /A.28/$$

$$J_4^V = \frac{1}{\Delta} (C_4 \cdot J^S - C_5 \cdot J_1^S - d \cdot J_2^S + C_6 \cdot J_3^S), \quad /A.29/$$

$$J_5^V = \frac{1}{\Delta} [Y(Z_0 + \tilde{Z}_0) J^S - (YZ_0 + 2m^2 Y_t) \cdot J_1^S - C_6 \cdot J_2^S + \lambda_m \cdot J_3^S], \quad /A.30/$$

$$\Delta = 2(Y Z_0 \tilde{Z}_0 - m^2 Y_t^2), \quad C_0 = Y \tilde{Z}_0 + t Z_0, \quad C_1 = Z_0(Y - Z_0) + 2m^2 Y_t,$$

$$C_2 = Z \tilde{Z}_0 + t(Y + 4m^2), \quad C_3 = Y(Y - Z_0) + 2m^2(Y + t), \quad C_4 = Y Z_0 + t \tilde{Z}_0, \quad /A.31/$$

$$C_5 = Z_0(Y - \tilde{Z}_0) + 2m^2 Y_t, \quad C_6 = Y(t + Z_0) + 2m^2(Y + t),$$

$$J_3^S = \ln \frac{m^2 t^2}{Y Z_0^2} \cdot L_m + \frac{2}{\sqrt{\lambda_m}} [\Phi\left(\frac{r_Y + r_t}{r_Y + 1}\right) - \Phi\left(\frac{r_Y + r_t}{r_Y - 1}\right) + \Phi\left(\frac{r_Y - r_t}{r_Y + 1}\right) -$$

$$- \Phi\left(\frac{r_Y - r_t}{r_Y - 1}\right) + \frac{1}{2} \Phi\left(\frac{r_Y - 1}{r_Y + 1}\right) - \frac{1}{2} \Phi\left(\frac{r_Y + 1}{r_Y - 1}\right)], \quad /A.32/$$

$$J^T = \frac{1}{Y_t} (1 - Y \ell_{Yt} - 2m^2 J^S). \quad /A.33/$$

Поскольку в выражение для V-вклада интеграл /A.19/ входит лишь с $\alpha = \beta = 4$, а $q_4 = 0$ /рассеяние на центре/, то нам достаточно знать явный вид только J_4^T , J_5^T и J_6^T :

$$J_4^T = \frac{1}{\Delta} [-C_0(\ell_{Yt} + J^V) - C_3(L_m + Z_0 J_3^V) - \bar{d}(J^S - Z_0 J_5^V) - C_1 J'_\ell + C_2 \cdot J_1^V], \quad /A.34/$$

$$J_5^T = \frac{1}{\Delta} [C_4(\ell_{Yt} + J^V) + C_6(L_m + Z_0 J_3^V) + C_2(J^S - Z_0 J_5^V) + C_5 J'_\ell - d J_1^V], \quad /A.35/$$

$$J_6^T = \frac{1}{\Delta} [-C_4(\ell_{Yt} + J^V) + C_6(L_m + Z_0 J_3^V) - C_5(J_\ell + J'_\ell) - C_2 \cdot J^S + Z_0 d \cdot J_5^V], \quad /A.36/$$

где $\bar{d} = d(Z_0 + \tilde{Z}_0)$.

Б. R-интегралы

Здесь приведены результаты вычислений интегралов /38/, которые встречаются при рассмотрении вклада ДТИ:

$$J^R\left[\frac{1}{U_1}\right] = L_2, \quad /Б.1/$$

$$J^R\left[\frac{1}{U_1 W_1}\right] = \frac{2}{V^2} L_m, \quad /Б.2/$$

$$J^R\left[\frac{D}{U_1 W_1}\right] = \frac{\omega}{V^2} L_m + \frac{1}{2G} (2\Phi L_m - \Phi_1 L_1 - \Phi_2 L_2), \quad /Б.3/$$

$$J^R\left[\frac{D^2}{U_1 W_1}\right] = \frac{\omega^2}{2V^2} L_m + \frac{1}{G} \{[\omega\Phi + V^2(\frac{\Phi^2}{G} - 2g)] L_m - (H_1 + UF_1)L_1 - (H_2 + WF_2)L_2 + H\}, \quad /Б.4/$$

$$J^R\left[\frac{1}{U_1 W_2}\right] = L_1, \quad /Б.5/$$

$$J^R\left[\frac{D}{U_1 W_2}\right] = \frac{1}{2G} (\Phi_1 L_1 - \Phi_1 L_1 + \Phi_2 L_2), \quad /Б.6/$$

$$J^R\left[\frac{D^2}{U_1 W_2}\right] = \frac{1}{G} \left[\frac{1}{4G} (\Phi_1^2 + \lambda_1 h) + H_1 L_1 + H_2 L_2 - H \right], \quad /Б.7/$$

$$J^R\left[\frac{1}{U_1^2 W_2}\right] = \frac{1}{\lambda_1} \left(\frac{U_1}{m^2 V^2} + W_1 L_1 \right), \quad /Б.8/$$

$$J^R\left[\frac{D}{U_1^2 W_2}\right] = \frac{1}{2\lambda_1} \left(\frac{\Phi_{12}}{m^2 V^2} - \Phi_{11} L_1 \right), \quad /Б.9/$$

$$J^R\left[\frac{1}{U_1^2 W_2^2}\right] = \frac{2}{\lambda_1^2} \left(\frac{W_1^2 + U_1^2}{2m^2 V^2} + W_1 U_1 L_1 + V^2 G L_V \right), \quad /Б.10/$$

$$J^R\left[\frac{D}{U_1^2 W_2^2}\right] = \frac{1}{2\lambda_1^2} \left[\frac{U_1 \Phi_{12} - W_1 \Phi_{11}}{m^2 V^2} + (W_1 \Phi_{12} - U_1 \Phi_{11}) L_1 + 2V^2 \Phi_1 L_V \right], \quad /Б.11/$$

$$J^R\left[\frac{D^2}{U_1^2 W_2^2}\right] = \frac{1}{2\lambda_1^2} \left(\frac{\Phi_{11}^2 + \Phi_{12}^2}{2m^2 V^2} - \Phi_{11} \Phi_{12} L_1 + V^2 e L_V \right), \quad /Б.12/$$

В приведенных формулах

$$L_1 = \frac{1}{\sqrt{\lambda_1}} \ln \frac{W + \sqrt{\lambda_1}}{W - \sqrt{\lambda_1}}, \quad L_2 = \frac{1}{\sqrt{\lambda_2}} \ln \frac{U + \sqrt{\lambda_2}}{U - \sqrt{\lambda_2}}, \quad /Б.13/$$

$$L_I = \frac{1}{\sqrt{\lambda_I}} \ln \frac{V_I + \sqrt{\lambda_I}}{V_I - \sqrt{\lambda_I}}, \quad L_V = V_I L_I - 2, \quad /Б.14/$$

$$\lambda_1 = W^2 - 4m^2 V^2, \quad \lambda_2 = U^2 - 4m^2 V^2, \quad /Б.15/$$

$$\lambda_I = V_I^2 - 4m^4 V^4, \quad V_I = WU - V^2 Y_m, \quad /Б.16/$$

$$\Phi = \lambda_m \omega - E_1 U_Y - E_2 W_Y, \quad /Б.17/$$

$$\Phi_1 = E_1 \theta + \omega W_Y - E_2 \lambda_1, \quad \Phi_2 = E_2 \theta + \omega U_Y - E_1 \lambda_2, \quad /Б.18/$$

$$W_Y = Y_m W - 2m^2 U, \quad U_Y = Y_m U - 2m^2 W, \quad /Б.19/$$

$$\theta = WU - 2V^2 Y_m, \quad G = Y_m WU - m^2 (W^2 + U^2) - V^2 \lambda_m, \quad /Б.20/$$

$$\Phi_I = E_1 U_I - E_2 W_I + m^2 \omega (W^2 - U^2), \quad /Б.21/$$

$$W_I = \frac{1}{2} (\theta W + \lambda_1 U), \quad U_I = \frac{1}{2} (\theta U + \lambda_2 W), \quad /Б.22/$$

$$\Phi_{11} = \omega W'_I - 2V^2 (E_1 V_I + 2m^2 V^2 E_2), \quad \Phi_{12} = \omega U'_I - 2V^2 (E_2 V_I + 2m^2 V^2 E_1), \quad /Б.23/$$

$$W'_I = W^2 U - V^2 W_Y, \quad U'_I = U^2 W - V^2 U_Y, \quad /Б.24/$$

$$g = E_1 E_2 Y - m^2 \omega^2 - \lambda_m / 4, \quad /Б.25/$$

$$h = \omega^2 \lambda_m - 2\omega (E_2 W_Y + E_1 U_Y) - 2E_1 E_2 \theta + G + E_1^2 \lambda_1 + E_2^2 \lambda_2, \quad /Б.26/$$

$$o = -\omega^2 [Y_m WU + m^2 (W^2 + U^2) - V^2 \lambda_m] + 2\omega (E_2 W'_I + E_1 U'_I) - 4V^2 [E_1 E_2 V_I + m^2 U^2 (E_1^2 + E_2^2)] - \lambda_1, \quad /Б.27/$$

$$H = \frac{\Phi_1 \Phi_2}{2G} + \theta \left(\frac{G_1}{\lambda_1} + \frac{G_2}{\lambda_2} + \frac{h}{2G} \right), \quad /Б.28/$$

$$H_1 = \frac{W_1 G_1}{\lambda_1} - \frac{\Phi_1 \Phi_1}{2G}, \quad H_2 = \frac{U_1 G_2}{\lambda_2} + \frac{\Phi_1 \Phi_2}{2G}, \quad /Б.29/$$

$$F_1 = G_1 + \frac{\lambda_1 h}{2G}, \quad F_2 = G_2 + \frac{\lambda_2 h}{2G}, \quad /Б.30/$$

$$G_1 = E_1 \omega W - \lambda_1 / 4 - m^2 \omega^2 - V^2 E_1^2, \quad /Б.31/$$

$$G_2 = E_2 \omega U - \lambda_2 / 4 - m^2 \omega^2 - V^2 E_2^2.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Kinoshita T., Lindquist W.B. Phys.Rev.Lett., 1981, 47, p.1573.
2. Maximon L.C. Rev.Mod.Phys., 1969, 41, p.193.
3. Bardin D.Yu., Shumeiko N.M. Nucl.Phys., 1977, B127, p.242.
4. Ахундов А.А., Бардин Д.Ю., Шумейко Н.М. ОИЯИ, E2-10147, E2-10205, Дубна, 1976; ЯФ, 1977, 26, с.1251.
5. Антипов Ю.М. и др. Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, с.302.
6. Гальперин А.С. и др. ЯФ, 1980, 32, с.1053.
7. Ахундов А.А., Бардин Д.Ю., Мицельмахер Г.В. ОИЯИ, P2-82-200, Дубна, 1982.
8. Kahane J. Phys.Rev., 1964, 135, p.B975; Lautrup B.E., Smith J. Phys.Rev., 1971, D3, p.1122.
9. t'Hooft G., Veltman M. Nucl.Phys., 1972, B44, p.189; Leibbrandt G. Rev.Mod.Phys., 1975, 47, p.849.
10. Strubbe H.S. Comp.Phys.Com., 1974, 8, p.1.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
D17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
D6-11574	Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.	2 р. 50 к.
D3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
D13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
D1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
D1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 сентября 1982 года.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Ахундов А.А., Бардин Д.Ю. P2-82-650
Об электромагнитных поправках порядка α^2
к инклюзивным процессам

Получены точные формулы для электромагнитных поправок к инклюзивному спектру рассеяния точечной бесспиновой частицы на кулоновском центре с излучением жесткого фотона.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Akhundov A.A., Bardin D.Yu. P2-82-650
On the α^2 Order Electromagnetic Corrections
to Inclusive Processes

The exact formulae for electromagnetic corrections to inclusive spectrum for scattering in a Coulomb field of spinless particle with the emission of a hard photon are derived.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.