ЯФ, 1968, т.8, в.5, с.992-998

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р2 - 3803

А.В.Тарасов

ОБ АМПЛИТУДЕ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ СОУДАРЕНИИ НУКЛОНОВ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1968

P2 - 3803

А.В.Тарасов

ОБ АМПЛИТУДЕ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ СОУДАРЕНИИ НУКЛОНОВ

Направлено в ЯФ

1. Введение

В последнее время значительное внимание уделяется экспериментальному и теоретическому изучению процесса тормозного излучения в нуклон-нуклонных столкновениях[1-9] (в дальнейшем обозначаемого сокращенно NNB – Nucleon – Nucleon Bremsstrahlung).

Ожидается[6,7,9], что изучение этого процесса позволит получать новую информацию о нуклон-нуклонном взаимодействии, в частности, сведения о поведении амплитуд NN -рассеяния вне массовой поверхности.

Однако до сих пор почти все теоретические расчёты NNB проводились либо в модели с фиксированным потенциалом[6-8], либо в модели одночастичного обмена[5].

Было бы желательно провести анализ NNB, не ограниченный рамками определенной модели, и выяснить характер новой информации, содержащейся в этом процессе, а также возможные методы ее извлечения.

В настоящее время более или менее последовательный анализ NNB можно провести, лишь разлагая амплитуду этого процесса в ряд по энергии фотона ω:

$$M_{NNB} = M^{(-1)}\omega^{-1} + M^{(0)}\omega^{0} + M^{(1)}\omega^{1} + \dots \qquad (1)$$

Здесь M_{NNB} – амплитуда тормозного излучения, а $M^{(n)}$ –некоторые функции нуклонных переменных, не зависящие от ω.

Согласно Лоу /10/, первые два члена разложения (1) –

$$M_L = M^{(-1)}\omega^{-1} + M^{(0)}\omega^{0}$$

полностью определяются поведением амплитуды упругого NN-рассеяния на массовой поверхности, и никакой внемассовой информации не содержат.

Таким образом, новая информация может содержаться только в следующих членах разложения, т.е. $M^{(1)}$, $M^{(2)}$ и т.д.

Поэтому представляется целесообразным изучать NNB при малых энергиях γ –квантов и выделять из экспериментальных данных величину

$$\lim_{\omega\to 0} \frac{M_{NNB(exp)} - M_L}{\omega} = M^{(1)}$$

Амплитуда M_L, согласно сказанному выше, может быть вычислена, если известна амплитуда NN –рассеяния и ее изменение с изменением энергии.

В настоящей работе получено явное выражение амплитуды Лоу для NNB при малых $\omega - \omega \ll E_k$, где E_k – кинетическая энергия сталкивающихся нуклонов.

К вопросу о характере информации, содержащейся в амплитуде $M'^{(1)}$, автор надеется вернуться в последующих работах.

2. *Параметризация амплитуды процесса*

Процесс излучения тормозного фотона при рассеянии двух нуклонов будем рассматривать в с.ц.м. сталкивающихся нуклонов.

Заряды первого и второго нуклонов в долях элементарного заряда e ($\frac{e^2}{4\pi} = 137^{-1}$) будем обозначать ϵ_1, ϵ_2, а их полные магнитные моменты (в ядерных магнетонах)–соответственно μ_1, μ_2. Масса нуклона m.

Для импульсов частиц, участвующих в процессе, примем следующие обозначения: p_1, p_2 – 4-импульсы первого нуклона до и после процесса взаимодействия, q_1, q_2 –соответствующие 4-импульсы второго нуклона, k– 4-импульс фотона

$$p_1 = \{E, \vec{p}_1\}, \quad q_1 = \{E, -\vec{p}_1\}, \quad E = E(\vec{p}_1) = \sqrt{\vec{p}_1^{\,2} + m^2}$$

$$p_2 = \{E(\vec{p}_2), \vec{p}_2\}, \quad q_2 = \{E(\vec{q}_2), \vec{q}_2\}, \quad k = \{\omega, \vec{k}\}$$

$$2E = E(\vec{p}_2) + E(\vec{q}_2) + \omega \tag{2}$$

$$p_2 + q_2 + k = 0 .$$

Сопоставим с данным неупругим процессом упругий процесс (NN–рассеяние), в котором импульсы сталкивающихся частиц p_1, q_1 совпадают с аналогичными величинами соответствующего неупругого процесса (NNB), а импульсы рассеянных частиц p_2', q_2' определяются следующим образом:

$$p_2' = \{E, \vec{p}_2'\} \qquad q_2 = \{E, -\vec{p}_2'\} \tag{3}$$

$$\vec{p}_2' = \frac{\vec{p}_2 - \vec{q}_2}{|\vec{p}_2 - \vec{q}_2|} \, |\vec{p}_1| .$$

В дальнейшем амплитуды NNB в приближении Лоу будут выражены через амплитуды таким образом определенного упругого процесса[x/].

Введем ортонормированную систему векторов, связанную с векторами упругого процесса (см.также /13/):

$$\vec m = \frac{\vec p_2{}' - \vec p_1}{|\vec p_2{}' - \vec p_1|}, \qquad \vec\ell = \frac{\vec p_2{}' + \vec p_1}{|\vec p_2{}' + \vec p_1|}, \qquad \vec n = \vec\ell \times \vec m \qquad (4)$$

Плоскость, образованную векторами $\vec m$, $\vec\ell$, и $\vec n$, будем называть в дальнейшем плоскостью рассеяния. Введем также единичный вектор в направлении вылета фотона

$$\vec\kappa = \frac{\vec k}{\omega}. \qquad (5)$$

Определим углы θ, ν, ϕ следующими соотношениями

$$\cos\theta = \frac{(\vec p_2{}' \cdot \vec p_1)}{|\vec p_2{}'|\cdot|\vec p_1|}, \qquad \cos\nu = (\vec n\vec\kappa) \qquad (6)$$

$$\sin\nu\cos\phi = (\vec\ell\vec\kappa). \qquad \sin\nu\sin\phi = (\vec m\vec\kappa).$$

---

x/ *Наша параметризация (3) упругого процесса, сопоставляемого с данным неупругим процессом, несколько отличается от параметризации, принятой в оригинальной работе Лоу/10/: 1) параметризация (3) симметрична по импульсам обоих нуклонов; 2) амплитуды неупругого процесса выражаются через амплитуды упругого процесса при той же начальной энергии.*

Тогда амплитуда процесса $NN \to NN\gamma$ может быть записана, например, в следующем виде:

$$\begin{aligned}
M_{NNB} = M^{\lambda}(\vec p_2 - \vec q_2, \vec k, \vec p_1) = \sum_{i=1,2} \alpha_i^{\lambda} \{ & a_i + b_i(\vec\sigma^1\vec n)(\vec\sigma^2\vec n) + \\
& + ic_i[(\vec\sigma^1\vec n) + (\vec\sigma^2\vec n)] + id_i[(\vec\sigma^1\vec n) - (\vec\sigma^2\vec n)] + e_i(\vec\sigma^1\vec m)(\vec\sigma^2\vec m) + \\
& + f_i(\vec\sigma^1\vec\ell)(\vec\sigma^2\vec\ell) + g_i[(\vec\sigma^1\vec\ell)(\vec\sigma^2\vec m) + (\vec\sigma^1\vec m)(\vec\sigma^2\vec\ell)] + \\
& + h_i[(\vec\sigma^1\vec\ell)(\vec\sigma^2\vec m) - (\vec\sigma^1\vec m)(\vec\sigma^2\vec\ell)]\} + \\
+ \sum_{i=1,2} \beta_i^{\lambda} \{ & ik_i[(\vec\sigma^1\vec m) + (\vec\sigma^2\vec m)] + i\ell_i[(\vec\sigma^1\vec m) - (\vec\sigma^2\vec m)] + \\
& + m_i[(\vec\sigma^1\vec m)(\vec\sigma^2\vec n) + (\vec\sigma^1\vec n)(\vec\sigma^2\vec m)] + n_i[(\vec\sigma^1\vec m)(\vec\sigma^2\vec n) - (\vec\sigma^1\vec n)(\vec\sigma^2\vec m)] + \\
& + ip_i[(\vec\sigma^1\vec\ell) + (\vec\sigma^2\vec\ell)] + iq_i[(\vec\sigma_1\vec\ell) - (\vec\sigma_2\vec\ell)] + \\
& + r_i[(\vec\sigma^1\vec\ell)(\vec\sigma^2\vec n) + (\vec\sigma^1\vec n)(\vec\sigma^2\vec\ell)] + s_i[(\vec\sigma^1\vec\ell)(\vec\sigma^2\vec n) - (\vec\sigma^1\vec n)(\vec\sigma^2\vec\ell)]\}
\end{aligned} \qquad (7)$$

Здесь $\alpha_1^{\lambda} = (\vec\epsilon^{\,\lambda}\vec\ell)$, $\alpha_2^{\lambda} = (\vec\epsilon^{\,\lambda}\vec m)$, $\beta_1^{\lambda} = ([\vec\epsilon^{\,\lambda}\times\vec\kappa]\vec\ell)$, $\beta_2^{\lambda} = ([\vec\epsilon^{\,\lambda}\times\vec\kappa]\vec m)$, $\vec\epsilon^{\,\lambda}$ – вектор поляризации фотона в состоянии λ. $\vec\sigma^1$, $\vec\sigma^2$ – спиновые матрицы первого и второго нуклонов; $a_i, b_i, \ldots, r_i, s_i$ – комплексные функции пяти переменных E, ω, θ, ν, ϕ (автор надеется, что использование одних и тех же букв для обозначения разных величин, например, p_1, p_2, q_1, q_2 – импульсы и p_1, p_2, q_1, q_2 – скалярные амплитуды –не будет приводить к недоразумениям, поскольку вместе эти величины никогда не встречаются).

Требование P -инвариантности матричного элемента в случае некомпланарных процессов не приводит к сокращению числа структур, а лишь накладывает некоторые ограничения на скалярные амплитуды.

Поскольку при отражении полярные векторы $\vec{\epsilon}^{\lambda}$, $\vec{\kappa}$, $\vec{\ell}$, $\vec{m}$ меняют знак, а аксиальные $\vec{\sigma}$, $\vec{n}$, $(\vec{\epsilon} \times \vec{\kappa})$ не меняют, действие оператора отражения на амплитуду (7) сводится лишь к замене

$$\cos\theta \to \cos\theta \qquad \cos\nu \to -\cos\nu$$

$$\sin\nu \cos(\sin)\phi \to \sin\nu\cos(\sin)\phi$$

в скалярных амплитудах.

Из инвариантности амплитуды процесса относительно отражений следует, что

$$a(\nu) = a(\pi-\nu), \;\ldots,\; s(\nu) = s(\pi-\nu),$$

т.е. все скалярные амплитуды инвариантны относительно отражения в плоскости рассеяния.

3. Амплитуда процесса в приближении Лоу

Изучая процесс излучения мягкого фотона при рассеянии бесспиновых заряженных частиц и частицы со спином 1/2 на бесспиновой частице, Лоу[10] показал, как, исходя из требований градиентной инвариантности амплитуд этих процессов, можно выразить два первых члена разложения

амплитуд тормозного излучения по энергии фотона через амплитуды соот ветствующих упругих процессов и их производные по инвариантным пере менным.

Обобщение процедуры Лоу на любой процесс, сопровождающийс испусканием мягкого фотона, не представляет принципиальных трудно стей[11,12].

Опуская неинтересные технические подробности, мы приведем здес амплитуду NNB в приближении Лоу сразу в двухкомпонентной записи более удобной для вычисления наблюдаемых величин:

$$M_L^{\lambda}(\vec{p}_2 - \vec{q}_2, \vec{k}\, \vec{p}_1) = M(\vec{p}_2{}', \vec{p}_1)\, t^{\lambda} + M_0^{\lambda}(\vec{p}_2 - \vec{q}_2, \vec{k}, \vec{p}_1) \qquad (8$$

Здесь $M(\vec{p}_2{}', \vec{p}_1)$ – амплитуда упругого процесса с параметрами определенными соотношениями (3):

$$M(\vec{p}_2{}', \vec{p}_1) = a + b(\vec{\sigma}^1\vec{n})(\vec{\sigma}^2\vec{n}) +$$

$$+ ic[(\vec{\sigma}^1\vec{n}) + (\vec{\sigma}^2\vec{n})] + e(\vec{\sigma}^1\vec{m})(\vec{\sigma}^2\vec{m}) + f(\vec{\sigma}^1\vec{\ell})(\vec{\sigma}^2\vec{\ell}),^{x/} \qquad (9$$

где a, b, c, e, f – комплексные функции E и θ.

---

x/ Наши обозначения амплитуд NN -рассеяния совпадают с обозначениями работы[13], за исключением амплитуды c, которая отличается от соответствующей амплитуды работы[13] множителем i .

$$t^{\lambda} = \epsilon_1 \left[\frac{(\vec{p}_1 \vec{\epsilon}^{\lambda})}{p_1 k} - \frac{(\vec{p}_2 \vec{\epsilon}^{\lambda})}{p_2 k} \right] + \epsilon_2 \left[\frac{(\vec{q}_1 \vec{\epsilon}^{\lambda})}{q_1 k} - \frac{(\vec{q}_2 \vec{\epsilon}^{\lambda})}{q_2 k} \right] \qquad (10)$$

$p_1 k$, $p_2 k$, $q_1 k$, $q_2 k$ – четырехмерные скалярные произведения векторов p_1, p_2, q_1, q_2 и k.

Амплитуда $M_0^{\lambda}(\vec{p}_2 - \vec{q}_2, \vec{k}, \vec{p}_1)$ представляет член порядка ω^0 в разложении амплитуды NNB по ω. В M_0^{λ} векторы $\vec{p}_2$ и $\vec{q}_2$ разложены вокруг их упругих аналогов p_2', q_2' по степеням ω, и в окончательном результате оставлены только члены $\approx \omega^0$.

Амплитуду $M_0^{\lambda}(p_2 - q_2, k, p_1)$ будем представлять в виде (7).

Для функций a_i, b_i, ... r_i, s_i ($i = 1,2$) получаются следующие выражения через амплитуды a, b, c, e, f упругого рассеяния

$$a_i = A_i \frac{\partial E a}{\partial E} + A_i' \frac{\partial a}{\partial \theta} + 2A_i'' c$$

$$b_i = A_i \frac{\partial E b}{\partial E} + A_i' \frac{\partial b}{\partial \theta} + 2A_i'' c$$

$$c_i = A_i \frac{\partial E c}{\partial E} + A_i' \frac{\partial c}{\partial \theta} - A_i''(a + b)$$

$$d_i = D_i(a - b)$$

$$e_i = A_i \frac{\partial E e}{\partial E} + A_i' \frac{\partial e}{\partial \theta}$$

$$f_i = A_i \frac{\partial E f}{\partial E} + A_i' \frac{\partial f}{\partial \theta}$$

$$g_i = G_i(e - f)$$

$$h_i = H_i(e + f)$$

$$k_i = K_i(a + e) + M_i c$$

$$\ell_i = L_i(a - e) + N_i c$$

$$m_i = M_i(b - e) - K_i c \qquad (11)$$

$$n_i = N_i(b + e) - L_i c$$

$$p_i = P_i(a + f) + R_i c$$

$$q_i = Q_i(a - f) + S_i c$$

$$r_i = R_i(b - f) - P_i c$$

$$s_i = S_i(b + f) - Q_i c$$

Величины A_i, A_i', A_i'', $D_i \dots S_i$ – действительные функции E, θ, ν, ϕ и параметров $\epsilon_1, \epsilon_2, \mu_1, \mu_2$.

Явное выражение для них приведено в приложении.

Отметим, что, хотя некоторые из величин $A_i \dots S_i$ содержат сингулярные знаменатели типа $\cos^{-1}\frac{\theta}{2}$, $\sin^{-1}\frac{\theta}{2}$, v^{-1} ($v = \frac{p}{E}$ – скорость нуклонов в с.ц.), в полной амплитуде они компенсируются нулями комбинаций $b-e$, $b-f$, $e-f$, c при соответствующих значениях переменных.

Наконец, отметим ряд следующих из принципа Паули соотношений между функциями $A_i \dots S_i$ в случае, когда сталкиваются тождественные нуклоны.

Введем обозначения $\tilde{\tilde{A}}_i(\theta, \nu, \phi) = A_i(\pi-\theta, \pi-\nu, -\frac{\pi}{2}-\phi)$ и т.д. Тогда при $\epsilon_1 = \epsilon_2$ и $\mu_1 = \mu_2$

$$\tilde{\tilde{A}}_1 = -A_2, \quad \tilde{\tilde{A}}_1' = A_2', \quad \tilde{\tilde{A}}_1'' = A_2'', \quad \tilde{\tilde{D}}_1 = -H_2,$$

$$\tilde{\tilde{D}}_2 = -H_1, \quad \tilde{\tilde{G}}_1 = G_2, \quad \tilde{\tilde{K}}_1 = P_2, \quad \tilde{\tilde{K}}_2 = P_1,$$

$$\tilde{\tilde{L}}_1 = -N_2 \quad \tilde{\tilde{L}}_2 = -N_1, -\tilde{\tilde{M}}_1 = R_2, -\tilde{\tilde{M}}_2 = R_1,$$

$$\tilde{\tilde{Q}}_1 = S_2, \quad \tilde{\tilde{Q}}_2 = S_1.$$

Выражения для наблюдаемых величин в NNB в приближении Лоу будут приведены во второй части этой работы.

Автор благодарит Л.И.Лапидуса за постановку проблемы и полезные

обсуждения, С.М.Биленького, Б.М.Головина, Р.М.Рындина, В.И.Огиевецкого – за ряд ценных замечаний.

Приложение

В этом приложении приведены явные выражения для величин A_i, $A_i' \dots S_i$, определенных в тексте (11).

Введем прежде вспомогательные функции переменных E, θ, ν, ϕ: δ_i ($i = 1,2,3,4$), λ_k, ν_k ($k = 1,2,\dots 8$. η_ℓ, ξ_ℓ ($\ell = 1,2$).

$$\delta_{1,2} = \{1 - v[\cos\theta/2\,(\vec{\ell}\,\vec{\kappa}) \mp \sin\theta/2\,(\vec{m}\,\vec{\kappa})]\}^{-1}$$

$$\delta_{3,4} = \{1 + v[\cos\theta/2\,(\vec{\ell}\,\vec{\kappa}) \mp \sin\theta/2\,(\vec{m}\,\vec{\kappa})]\}^{-1}$$

$$\lambda_{1,2} = \frac{E\sin^2\theta/2 + m\cos^2\theta/2}{2E} \mp v(\vec{m}\,\vec{\kappa})\sin\theta/2$$

$$\lambda_{3,4} = \frac{E-m}{2E}\sin\theta \mp v(\vec{m}\,\vec{\kappa})\cos\frac{\theta}{2}$$

$$\lambda_{5,6} = \frac{E\cos^2\frac{\theta}{2} + m\sin^2\frac{\theta}{2}}{2E} \mp v(\vec{\ell}\,\vec{k})\cos\theta/2$$

$$\lambda_{7,8} = \frac{E-m}{2E}\sin\theta \mp v(\vec{\ell}\,\vec{\kappa})\sin\frac{\theta}{2}$$

$$\nu_{1,2} = v\sin\frac{\theta}{2} \mp (\vec{m}\,\vec{\kappa})$$

$$\nu_{3,4} = v\cos\frac{\theta}{2} \mp (\vec{\ell}\,\vec{\kappa})$$

$$\nu_{5,6} = \sin\frac{\theta}{2} \mp v(\vec{m}\,\vec{\kappa})$$

$$\nu_{7,8} = \sin\frac{\theta}{2} \mp v(\vec{\ell}\,\vec{\kappa})$$

(Здесь верхний знак соответствует индексам 1,3,5,7, нижний – индексам 2,4,6,8)

$$\eta_1 = \frac{m\cos^2\theta/2 + E\sin^2\theta/2}{p\sin\theta/2}, \quad \eta_2 = \frac{E\cos^2\theta/2 + m\sin^2\theta/2}{p\cos\theta/2} \qquad (4П)$$

$$\xi_1 = \frac{p\sin\theta/2}{E+m} \qquad \xi_2 = \frac{p\cos\theta/2}{E+m} \qquad (5П)$$

Определим величины $\Phi_1(x, y, z, u)$ и $\Phi_2(x, y, z, u)$ (где x, y, z, u в свою очередь, являются функциями E, θ, ν, ϕ) соотношениями

$$\Phi_1 = \frac{1}{4m}\left[\delta_1\mu_1 x + \delta_2\mu_1 y + \delta_3\mu_2 z + \delta_4\mu_2 u\right]$$
$$\Phi_2 = \frac{1}{4m}\left[\delta_1\epsilon_1 x + \delta_2\epsilon_1 y + \delta_3\epsilon_2 z + \delta_4\epsilon_2 u\right] \qquad (6П)$$

Тогда для величин $A_1, A_1', A_1'', D_1 \ldots S_1$ получаются следующие выражения

$$A_1 = \frac{2mv}{E}\cos\theta/2\ \Phi_2(-1, 0, 1, 0)$$

$$A_1' = \frac{2m}{p}\Phi_2(\nu_6, \nu_5, -\nu_5, -\nu_6)$$

$$A_1'' = \Phi_1(-\nu_2, -\nu_1, \nu_1, \nu_2) +$$
$$+ \frac{p}{E+m}\Phi_2(\nu_6, \nu_5, -\nu_5, -\nu_6) \qquad (7П)$$

$$A_2 = \frac{2mv}{E}\sin\theta/2\ \Phi_2(1, 0, -1, 0)$$

$$A_2' = \frac{2m}{p}\Phi_2(\nu_7, -\nu_7, -\nu_8, \nu_8)$$

$$A_2'' = \Phi_1(-\nu_3, \nu_3, \nu_4, -\nu_4) + \frac{p}{E+m}\Phi_2(\nu_7, -\nu_7, -\nu_8, \nu_8)$$

$$D_1 = \Phi_1(\nu_2, \nu_1, \nu_1, \nu_2) + \xi_2 v\sin\nu\sin\left(\frac{\theta}{2} - \phi\right)\Phi_2(1, -1, -1, 1) +$$
$$+ 2v\sin\theta/2\ \Phi_2(-1, 0, -1, 0) + 2v^2\sin^2\frac{\theta}{2}(m\kappa)\Phi_2(-1, 0, 1, 0)$$

$$D_2 = \Phi_1(\nu_3, -\nu_3, \nu_4, -\nu_4) + \xi_1 v\sin\left(\frac{\theta}{2} - \phi\right)\Phi_2(-1, -1, 1, 1) +$$
$$+ 2v^2\sin^2\frac{\theta}{\lambda}(\ell\kappa)\Phi_2(1, 0, -1, 0)$$

$$G_1 = \Phi_1(-\nu_2, \nu_1, \nu_1, -\nu_2) + \frac{1}{v}\Phi_2(\nu_6, -\nu_5, -\nu_5, \nu_6)$$

$$G_2 = \Phi_1(-\nu_3, -\nu_3, \nu_4, \nu_4) + \frac{1}{v}\Phi_2(\nu_7, \nu_7, -\nu_8, -\nu_8)$$

$$H_1 = \Phi_1(-\nu_2, \nu_1, -\nu_1, \nu_2) + \xi_2 \, v \sin\nu \, \sin\left(\frac{\theta}{2} - \phi\right)\Phi_2(1,-1,-1,1)$$

$$+ 2v^2 \cos^2\theta/2\,(\vec{m}\,\vec{\kappa})\,\Phi_2(1,0,-1,0)$$

$$H_2 = \Phi_1(-\nu_3, -\nu_3, -\nu_4, -\nu_4) + \xi_1 \, v \sin\nu \, \sin\left(\frac{\theta}{2} - \phi\right)\Phi_2(-1,-1,1,1)$$

$$+ 2v\cos\frac{\theta}{2}\,\Phi_2(1,0,1,0) + 2v^2\cos^2\frac{\theta}{2}\,(\ell\,\kappa)\,\Phi_2(-1,0,1,0)$$

$$K_1 = \Phi_1(\lambda_4, \lambda_3, \lambda_3, \lambda_4) + \xi_2\Phi_2(-\nu_2, -\nu_1, -\nu_1, -\nu_2)$$

$$K_2 = \Phi_1(\lambda_5, -\lambda_5, \lambda_6, -\lambda_6) + \xi_2\Phi_2(-\nu_3, \nu_3, -\nu_4, \nu_4)$$

$$L_1 = \Phi_1(\lambda_4, \lambda_3, -\lambda_3, -\lambda_4) + \xi_2\Phi_2(-\nu_2, -\nu_1, \nu_1, \nu_2)$$

$$L_2 = \Phi_1(\lambda_5, -\lambda_5, -\lambda_6, \lambda_6) + \xi_2\Phi_2(-\nu_3, \nu_3, \nu_4, -\nu_4)$$

$$M_1 = \Phi_1(-\lambda_2, -\lambda_1, -\lambda_1, -\lambda_2) + \eta_1\Phi_2(\nu_2, \nu_1, \nu_1, \nu_2)$$

$$M_2 = \Phi_1(-\lambda_7, \lambda_7, -\lambda_8, \lambda_8) + \eta_1\Phi_2(\nu_3, -\nu_3, \nu_4, -\nu_4)$$

$$N_1 = \Phi_1(-\lambda_2, -\lambda_1, \lambda_1, \lambda_2) + \xi_1\Phi_2(\nu_2, \nu_1, -\nu_1, -\nu_2)$$

$$N_2 = \Phi_1(-\lambda_7, \lambda_7, \lambda_8, -\lambda_8) + \xi_1\Phi_2(\nu_3, -\nu_3, -\nu_4, \nu_4)$$

$$P_1 = \Phi_1(\lambda_2, -\lambda_1, \lambda_1, -\lambda_2) + \xi_1\Phi_2(-\nu_2, \nu_1, -\nu_1, \nu_2)$$

$$P_2 = \Phi_1(\lambda_7, \lambda_7, \lambda_8, \lambda_8) + \xi_1\Phi_2(-\nu_3, -\nu_3, -\nu_4, -\nu_4)$$

$$Q_1 = \Phi_1(\lambda_2, -\lambda_1, -\lambda_1, \lambda_2) + \xi_1\Phi_2(\nu_2, \nu_1, -\nu_1, -\nu_2) +$$

$$+ 2v\sin\theta/2\;\Phi(-\nu_2, 0, \nu_1, 0)$$

$$Q_2 = \Phi_1(\lambda_7, \lambda_7, -\lambda_8, -\lambda_8) + \xi_1\Phi_2(\nu_3, -\nu_3, -\nu_4, \nu_4) +$$

$$+ 2v\sin\theta/2\;\Phi_2(-\nu_3, 0, \nu_4, 0)$$

$$R_1 = \Phi_1(\lambda_4, -\lambda_3, \lambda_3, -\lambda_4) + \eta_2\Phi_2(-\nu_2, \nu_1, -\nu_1, \nu_2)$$

$$R_2 = \Phi_1(\lambda_5, \lambda_5, \lambda_6, \lambda_6) + \eta_2 \Phi_2(-\nu_3, -\nu_3, -\nu_4, -\nu_4)$$

$$S_1 = \Phi_1(\lambda_4, -\lambda_3, -\lambda_3, \lambda_4) + \xi_2 \Phi_2(\nu_2, \nu_1, -\nu_1, -\nu_2) +$$

$$+ 2v \cos\theta/2 \quad \Phi_2(\nu_2, 0, -\nu_1, 0)$$

$$S_2 = \Phi_1(\lambda_5, \lambda_5, -\lambda_6, -\lambda_6) + \xi_2 \Phi_2(\nu_3, -\nu_3, -\nu_4, +\nu_4) +$$

$$+ 2v \cos\theta/2 \quad \Phi_2(-\nu_3, 0, \nu_4, 0)$$

Литература

1. K.W.Rothe, P.F.Koehler, and E.H.Thorndike, Phys., Rev., Letters, 16, 1118 (1966).
2. B.Gottschalk, W.Shlaer and K.Wang., Nucl. Phys., 75, 549 (1966).
3. I.Slaus, J.W.Verba, J.R.Richardson, R.F.Carlson, W.J.H.Van Oers and L.S.August, Phys. Rev. Letters., 17, 536 (1966).
4. J.C.Thompson and S.I.H.Nagvi., Phys. Rev., 156, 1156 (1967).
5. Y.Ueda, Phys. Rev., 145, 1214 (1966).
6. M.I.Sobel and A.H.Cromer , Phys. Rev., 132, 2698 (1963).
7. M.I.Sobel., Phys. Rev., 138, B1517 (1965).
8. V.R.Brown, Phys. Letters, 25, B506 (1967).
9. G.Felsner, Phys. Letters, 25, B290 (1967).
10. F.E.Low, Phys. Rev., 110, 974 (1958).
11. С.М.Биленький, Р.М.Рындин. ЖЭТФ, 40, 819 (1961).

12. L.D.Soloviev, Nucl. Phys., 64, 657 (1965).
13. С.М.Биленький, Л.И.Лапидус, Р.М.Рындин, УФН, 84, 243, (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел
9 апреля 1968 года.