

УДК 539.171.016, 539.128.2, 539.171.11

Ф.Ф. Павлов

**МЕТОДИКА ВЫЧИСЛЕНИЯ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ
ПОЛЯРИЗОВАННОГО НУКЛОНА НА ПОЛЯРИЗОВАННОМ ДЕЙТРОНЕ
В ПЕРЕМЕННЫХ СВЕТОВОГО КОНУСА**

F.F. Pavlov

St. Petersburg State Polytechnical University,
29 Politekhnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia

**THE CALCULATION PROCEDURE OF ELASTIC SCATTERING
OF A POLARIZED NUCLEON ON A POLARIZED DEUTERON**

Рассматривается релятивистский дейтрон как система двух нуклонов (двухнуклонное приближение) в формализме светового конуса. Дейтрон рассматривается как суперпозиция двухнуклонных фоковских состояний с инвариантной массой, зависящей от относительного импульса протон-нейтронной пары. Показана процедура последовательного вычисления упругого рассеяния поляризованного нуклона на поляризованном дейтроне в переменных светового конуса.

ПОЛЯРИЗОВАННЫЙ ДЕЙТРОН. ПОЛЯРИЗОВАННЫЙ НУКЛОН. УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ. СВЕТОВОЙ КОНУС. НУКЛОН-НУКЛОННЫЕ АМПЛИТУДЫ. ИНВАРИАНТНЫЕ АМПЛИТУДЫ.

The paper views a relativistic deuteron as a system of two nucleons (a two-nucleon approach) in a formal light cone description. The deuteron is considered as a superposition of two-nucleon Fock states with the invariant mass depending on the relative momentum in a proton-neutron pair. A procedure for consistent calculation of elastic scattering of a polarized nucleon on a polarized deuteron is shown.

POLARIZED DEUTERON. POLARIZED NUCLEON. ELASTIC SCATTERING. LIGHT CONE. NUCLEON-NUCLEON AMPLITUDES. INVARIANT AMPLITUDES.

Прецизионные измерения нуклон-нуклонного рассеяния (NN -рассеяния) являются одной из главных задач на всех протонных ускорителях мира. Исследования поляризационных эффектов в NN -взаимодействиях проводятся на встречных пучках и ускорителях высокой энергии в крупнейших международных центрах физики высоких энергий. При извлечении спиновых амплитуд протон-нейтронного рассеяния (pn -рассеяния) из прецизионных данных

по протон-дейтронному и дейтрон-дейтронному рассеянию (pD - и DD -рассеянию) при релятивистских энергиях требуется адекватное описание дейтрона и амплитуд NN -рассеяния. Создание все новых методов по получению пучков поляризованных протонов и дейтронов дает возможность изучения спиновых наблюдаемых в pn -рассеянии, что существенно расширит имеющуюся базу данных. Например, эффект спиновой фильтрации [1] предполагает



создание поляризованных пучков протонов и антипротонов путем удаления из пучка компоненты с заданной проекцией спина. Хотя и принято считать, что поляризационные эффекты исчезают с ростом энергии, известные опыты по поляризационному протон-протонному (pp -рассеянию) в Аргонской национальной лаборатории, продолженные впоследствии в Брукхэйвенской национальной лаборатории, показали, что при энергиях до 10 ГэВ в лабораторной системе существуют нетривиальные и сильные спиновые эффекты [2].

Многообещающим представляется подход к спиновым эффектам, основанный на методах релятивистской теории поля на световом конусе, успешно примененный ранее в квантовой хромодинамике (КХД) для описания спиновых эффектов в дифракционном глубоконеупругом рассеянии [3].

Цель данной работы состоит в развитии технического аппарата для описания релятивистского рассеяния поляризованного нуклона на поляризованном дейтроне в формализме светового конуса.

В настоящую работу включены вычисления набора спиральных амплитуд NN -рассеяния в базисе светового конуса и методика вычисления релятивистской амплитуды упругого нуклон-дейтронного рассеяния (ND -рассеяния) с применением этого формализма. Дейтрон рассматривается как релятивистская двухчастичная система со спиновыми конститuentами, и строится базис спиральных состояний, а также вершинные функции дейтрона на световом конусе.

Дейтрон как объект исследования

Дейтрон является слабосвязной нейтрон-протонной системой, и взаимодействие частиц высокой энергии с дейтроном традиционно описывается теорией многократного рассеяния Глаубера – Грибова [4, 5]. В релятивистской области энергий для интерпретации прецизионных данных по спиновым наблюдаемым дейтрон требует адекватного теоретического описания с выходом за привычное нерелятивистское приближение. В работе используются развитые ранее методы релятивистской теории поля на световом конусе, с последовательным релятивистским описанием спиновых степеней сво-

боды в дейтроне. В данной работе на дейтрон обобщается техника, развитая ранее в работе [3], для квантово-хромодинамического описания спиновых явлений в эксклюзивном рождении векторных мезонов в глубоконеупругом рассеянии лептонов на протонах. Здесь техника светового конуса позволила последовательно учесть вклады релятивистских, так называемых «нижних», компонент спиновой волновой функции кварков; именно они определяют амплитуды с переворотом спина. В КХД теории рождения векторных мезонов, при малых значениях бьеркеновской переменной x , ситуация заметно упрощается точным сохранением s -канальной спиральности кварков в фундаментальном КХД взаимодействии кварков с глюонами. Однако такие упрощения нельзя ожидать в NN -рассеянии при умеренных энергиях. Поэтому строится разложение амплитуды рассеяния по фермиевским вариантам и для каждого варианта взаимодействия (скалярного $S = I \otimes I$, псевдоскалярного $P = \gamma_5 \otimes \gamma_5$, векторного $V = \gamma_\mu \otimes \gamma_\mu$, аксиально-векторного $A = \gamma_5 \gamma_\mu \otimes \gamma_5 \gamma_\mu$ и тензорного $T = \sigma_{\mu\nu} \otimes \sigma_{\mu\nu}$) вычисляется полная система спиральных амплитуд в базисе светового конуса. Такое представление спиральных амплитуд в указанном базисе ранее не использовалось. С точки зрения опыта вычисления спиновых эффектов в рождении векторных мезонов оно представляется удобным для последующего описания рассеяния на дейтроне как частицы со спином 1. Если в физике высоких энергий техника светового конуса обычно используется для выделения ведущего вклада в разложение амплитуды по обратным степеням энергий, то в данной работе все расчеты проводятся точно с удержанием всех членов в спиральных амплитудах.

Инвариантное разложение амплитуды NN -рассеяния

Как обсуждалось во введении, слабосвязанный дейтрон аппроксимируется протон-нейтронным фоковским состоянием и в формализме на световом конусе описывается как суперпозиция протон-нейтронных состояний. Рассмотрим амплитуду ND -рассеяния в импульсном приближении. Соответствующая диаграмма Фейнмана приводится на рис. 1. Она

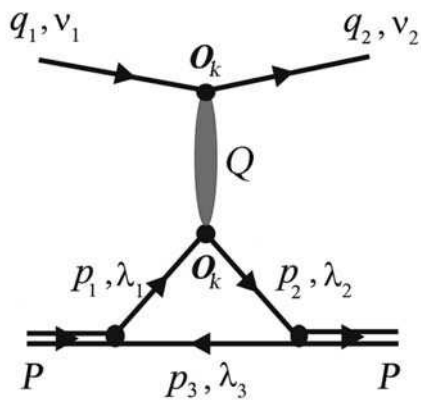


Рис. 1. Фейнмановская диаграмма рассеяния нуклона на дейтроне

включает в себя амплитуду NN -рассеяния, а также вершину перехода дейтрона в протон и нейтрон и имеет вид привычной фермионной петли.

Вычисление релятивистской амплитуды NN -рассеяния требует представления в виде релятивистски-инвариантного разложения по фермиевским вариантам [6 – 8]:

$$\varphi = \sum_k F_k [\bar{u}(q_2, v_2) O_k u(q_1, v_1)] \times [\bar{u}(p_2, \lambda_2) O_k u(p_1, \lambda_1)], \quad (1)$$

где $O_1 = I$, $O_2 = \gamma_5$, $O_3 = \gamma_\mu$, $O_4 = \gamma_5 \gamma_\mu$, $O_5 = \sigma_{\mu\nu}$; I – единичная 4-матрица; γ_μ – 4-матрицы Дирака; $\gamma_5 = i\gamma_0\gamma_x\gamma_y\gamma_z$; $\sigma_{\mu\nu} = \frac{i}{2}(\gamma_\mu\gamma_\nu - \gamma_\nu\gamma_\mu)$; $u(p_1, \lambda_1)$ – спинор протона в дейтроне с импульсом p_1 и спиральностью $s = \lambda_1 / 2$, $\lambda_1 = \pm 1$; $\bar{u}(p_2, \lambda_2)$ – спинор рассеянного протона в дейтроне с импульсом p_2 и спиральностью $s = \lambda_2 / 2$, $\lambda_2 = \pm 1$; $u(q_1, v_1)$ – спинор налетающего нуклона с импульсом q_1 и спиральностью $s = v_1 / 2$, $v_1 = \pm 1$; $\bar{u}(q_2, v_2)$ – спинор рассеянного нуклона с импульсом q_2 и спиральностью $s = v_2 / 2$, $v_2 = \pm 1$. Коэффициенты F_k ($k = 1 - 5$) называются инвариантными амплитудами.

В работе [8] на основе базы данных по NN -рассеянию SAID (Scattering Analysis Interactive Dial) изучалось поведение инвариантных амплитуд F_k в зависимости от кинетической энергии одного из нуклонов в лабораторной системе отсчета T_{lab} в диапазоне от 800 до 2500 МэВ и от переданного импульса Q при $Q = 0, 100, 200, 500$ МэВ/с.

Амплитуда нуклон-дейтронного рассеяния в формализме светового конуса

При использовании принципов написания дисперсионных интегралов и стандартных правил Фейнмана амплитуда однократного ND -рассеяния представляется в виде

$$A_{ND}^1 = (-1) \int \frac{d^4 p_3}{(2\pi)^4} i \times \sum_k F_k [\bar{u}(q_2, v_2) O_k u(q_1, v_1)] \times \text{Sp} \left\{ i \left(\Gamma_\beta V_\beta^{(\rho)} \right) \times \frac{1}{(p_3^2 - m^2 + i\varepsilon)} \times i \left(-\hat{p}_3 + m \right) \cdot i \left(\tilde{\Gamma}_\alpha^* \tilde{V}_\alpha^{(\rho)*} \right) \times \frac{1}{(p_2^2 - m^2 + i\varepsilon)} \times i \left(\hat{p}_2 + m \right) \cdot i O_k \cdot i \left(\hat{p}_1 + m \right) \right\} \times \frac{1}{(p_1^2 - m^2 + i\varepsilon)}, \quad (2)$$

где p_1, p_2 – 4-векторы импульсов протонов; интегрирование ведется по 4-вектору импульса нейтрона p_3 , причем контур интегрирования замкнут вокруг полюса нейтронного пропагатора (массы всех нуклонов равны m); под импульсом со «шляпкой» подразумевается выражение $\hat{p} = p_\mu \gamma_\mu$; Γ_β – полная вершинная функция распада дейтрона на протон-нейтронную пару в начальном состоянии, а $\tilde{\Gamma}_\alpha^*$ – полная вершинная функция дейтрона в конечном состоянии [9–13]; $V_\beta^{(\rho)}$, $\tilde{V}_\alpha^{(\rho)}$ – 4-векторы поляризаций дейтрона в начальном и конечном состояниях [9 – 13]; $\rho = \pm 1, 0$ – спиральность дейтрона; под дважды повторяющимся индексом α и β всегда подразумевается суммирование. «Волна» над буквой обозначает конечное состояние. В дальнейшем будем опускать 4-тензорный индекс μ над 4-вектором.

Вычисление шпура в амплитуде (2) подробно рассматривается в работах [3, 9]. Тем не менее, напомним основные этапы расчета амплитуды однократного ND -рассеяния. При высоких энергиях удобно использовать параметризацию для 4-импульсов в переменных светового конуса [3, 9, 10, 12]. Рассмотрим рассеяние в системе Брейта, в которой плюсовые компоненты 4-импульса дейтрона не меняются



до и после рассеяния, а поперечные импульсы равны по значению и противоположны по направлению:

$$P = \left(P_+, P_-, -\frac{Q}{2} \right); \quad (3)$$

$$\tilde{P} = \left(P_+, \tilde{P}_-, \frac{Q}{2} \right); \quad (4)$$

$$P^2 = \tilde{P}^2 = 2P_+P_- - \frac{Q^2}{4} = M_D^2, \quad (5)$$

где $M_D = 1875,6 \text{ МэВ}/c^2$ – масса дейтрона, Q – поперечный переданный импульс.

Для 4-импульсов нуклонов p_1, p_2, p_3 в дейтроне используем параметризацию:

$$p_1 = \left(zP_+, yP_-, \mathbf{k} - z\frac{Q}{2} \right); \quad (6)$$

$$p_2 = \left(zP_+yP_-, \mathbf{k} + z\frac{Q}{2} \right); \quad (7)$$

$$p_3 = \left((1-z)P_+, (1-y)P_-, -\mathbf{k} - (1-z)\frac{Q}{2} \right), \quad (8)$$

где \mathbf{k} – относительный поперечный импульс частиц 1 и 3, \mathbf{k} – относительный поперечный импульс частиц 2 и 3, причем $\mathbf{k} = \mathbf{k} + (1-z)Q$.

Перейдем к интегрированию по переменным светового конуса:

$$\begin{aligned} d^4 p_3 &= dE_3 dp_{3z} d\mathbf{p}_{3\perp} = \\ &= \frac{1}{2} \left(M_D^2 + \frac{Q^2}{4} \right) dy dz d^2 \mathbf{k}; \end{aligned}$$

тогда

$$\begin{aligned} p_1^2 - m^2 &= zy \left(M_D^2 + Q^2/4 \right) - \\ &- (\mathbf{k} - zQ/2)^2 - m^2; \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} p_2^2 - m^2 &= zy \left(M_D^2 + Q^2/4 \right) - \\ &- (\mathbf{k} + zQ/2)^2 - m^2; \end{aligned} \quad (10)$$

$$p_3^2 - m^2 = (1-z)(1-y) \left(M_D^2 + Q^2/4 \right) -$$

$$-(\mathbf{k} - (1-z)Q/2)^2 - m^2. \quad (11)$$

Удобно провести интегрирование по y , замыкая контур интегрирования вокруг полюса нейтронного пропагатора $p_3^2 = m^2$.

Это приводит к выражению

$$y = y_3 = 1 - \frac{m^2 + (-\mathbf{k} - (1-z)Q/2)^2}{(1-z)(M_D^2 + Q^2/4)}; \quad (12)$$

$$p_3^2 - m^2 = -(1-z) \left(M_D^2 + Q^2/4 \right) (y - y_3).$$

Используя это значение y , получаем после простых преобразований:

$$p_1^2 - m^2 = z(M_D^2 - M^2); \quad (13)$$

$$p_2^2 - m^2 = z(M_D^2 - \tilde{M}^2), \quad (14)$$

где

$$M^2 = \frac{\mathbf{k}^2 + m^2}{z(1-z)}; \quad (15)$$

$$\tilde{M}^2 = \frac{\mathbf{k}^2 + m^2}{z(1-z)}. \quad (16)$$

Далее для нейтрона на массовой поверхности $p_3^2 = m^2$ можно воспользоваться условием полноты:

$$\hat{p}_3 - m = \sum_{\lambda=\pm 1} v(p_3, \lambda_3) \bar{v}(p_3, \lambda_3), \quad (17)$$

где $v(p_3, \lambda_3)$ – спинор нейтрона с импульсом $-p_3$ и спиральностью $-s = \lambda_3/2$ (выходящий антифермион с точки зрения фейнмановской диаграммы), и сделать в фейнмановском следе (2) замену.

Промежуточные протоны с импульсами p_i ($i = 1, 2$) будут вне массовой поверхности и $p_i^2 \neq m^2$, что дает правильные энергетические знаменатели.

Введем вместо 4-векторов p_i ($i = 1, 2$) для немассовых протонов 4-векторы

$$k_i = \left(k_{i+} = p_{i+}, k_{i-} = \frac{m_i^2 + \mathbf{p}_{i\perp}^2}{2p_{i+}}, \mathbf{p}_{i\perp} \right),$$

такие, что $k_i^2 = m^2$.

Запишем $\hat{p}_i + m$ в виде

$$\begin{aligned} \hat{p}_i + m &= p_{i+}\gamma_- + p_{i-}\gamma_+ - \gamma_\perp \cdot p_{i\perp} + m = \\ &= k_{i+}\gamma_- + k_{i-}\gamma_+ - \gamma_\perp \cdot p_{i\perp} + m + \\ &\quad + p_{i-}\gamma_+ - k_{i-}\gamma_+ = \\ &= \hat{k}_i + m + \frac{p_i^2 - m^2}{2p_{i+}}\gamma_+, \end{aligned} \quad (18)$$

где $\gamma_\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(\gamma_0 \pm \gamma_z)$, $\gamma_\perp = (\gamma_x, \gamma_y)$.

Поскольку $k_i^2 = m^2$, то в равенстве (18) можно снова воспользоваться условием полноты:

$$\begin{aligned} \hat{p}_i + m &= \sum_{v=\pm 1} u(k_i, \lambda_i) \bar{u}(k_i, \lambda_i) + \\ &\quad + \frac{p_i^2 - m^2}{2p_{i+}}\gamma_+. \end{aligned} \quad (19)$$

Второй член в формуле (19) отвечает, очевидно, распространению протона вне массовой поверхности. В дифракционном глубоко-неупругом рассеянии при малых x его вклад исчезающе мал. Априори можно думать, что из-за очень малой энергии связи дейтрона этот немассовый вклад будет мал и в ND -рассеянии. Опуская немассовые вклады в выражении $\hat{p}_i + m$, получим для амплитуды (2) выражение вида

$$\begin{aligned} A_{ND}^1 &= -\frac{1}{2(2\pi)^3} \int \frac{dz d^2\mathbf{k}}{z^2(1-z)} \times \\ &\times \sum_k F_k [\bar{u}(q_2, v_2) O_k u(q_1, v_1)] \times \\ &\times \sum_{\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3} \frac{\bar{v}(p_3, \lambda_3) \tilde{\Gamma}_\alpha^* \tilde{V}_\alpha^{(\rho')*} u(k_2, \lambda_2)}{\tilde{M}^2 - M_D^2} \times \\ &\times [\bar{u}(k_2, \lambda_2) O_k u(k_1, \lambda_1)] \times \\ &\times \frac{\bar{u}(k_1, \lambda_1) \Gamma_\beta V_\beta^{(\rho)} v(p_3, \lambda_3)}{M^2 - M_D^2}. \end{aligned} \quad (20)$$

Амплитуду (20) также можно представить в более компактном виде:

$$\begin{aligned} A_{ND}^1 &= -\frac{1}{2(2\pi)^3} \int \frac{dz d^2\mathbf{k}}{z^2(1-z)} \times \\ &\times \sum_{\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3} \Phi_{\lambda_2, v_2, \lambda_1, v_1} \tilde{\Phi}_{\lambda_3 \lambda_2}^* \Phi_{\lambda_1 \lambda_3}, \end{aligned} \quad (21)$$

где $\Phi_{\lambda_1 \lambda_3}$, $\tilde{\Phi}_{\lambda_2 \lambda_3}^*$ — полные вершинные функции дейтрона в начальном и конечном состояниях, соответственно [9 – 13]:

$$\Phi_{\lambda_1 \lambda_3} = \frac{\bar{u}(k_1, \lambda_1) \Gamma_\beta V_\beta^{(\rho)} v(p_3, \lambda_3)}{M^2 - M_D^2}; \quad (22)$$

$$\tilde{\Phi}_{\lambda_3 \lambda_2}^* = \frac{\bar{v}(p_3, \lambda_3) \tilde{\Gamma}_\alpha^* \tilde{V}_\alpha^{(\rho')*} u(k_2, \lambda_2)}{\tilde{M}^2 - M_D^2}; \quad (23)$$

$\Phi_{\lambda_2, v_2, \lambda_1, v_1}$ — амплитуды NN -рассеяния (1):

$$\begin{aligned} \Phi_{\lambda_2, v_2, \lambda_1, v_1} &= \sum_k F_k [\bar{u}(q_2, v_2) O_k u(q_1, v_1)] \times \\ &\times [\bar{u}(k_2, \lambda_2) O_k u(k_1, \lambda_1)]. \end{aligned} \quad (24)$$

Сразу же заметим, что возникающие выражения $\frac{\Gamma_\beta}{M^2 - M_D^2}$ и $\frac{\tilde{\Gamma}_\alpha^*}{\tilde{M}^2 - M_D^2}$ сводятся к вол-

новой функции дейтрона [3, 9 – 13]. Здесь M^2 есть не что иное, как квадрат инвариантной массы протон-нейтронной пары с импульсами k_1 и k_3 на массовой поверхности в начальном состоянии (15), а \tilde{M}^2 — квадрат инвариантной массы протон-нейтронной пары с импульсами k_2 и k_3 на массовой поверхности в конечном состоянии (16).

Таким образом, дейтрон со спиральностью ρ представляется как система протон-нейтрон со спиральностями λ_1 и λ_3 ; рассеяние происходит с изменением спиральности λ_1 нуклона-мишени (протон) на спиральность λ_2 ; после рассеяния система протон-нейтрон со спиральностями λ_2, λ_3 проецируется на дейтрон в спиновом состоянии со спиральностью ρ' ; по всем промежуточным спиральностям $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ идет суммирование, и это суммирование заменяет вычисление фейнмановских следов.

Практическое применение этой техники требует знания матричных элементов всех операторов O_k между спиральными состояниями в базе светового конуса. Требуется также расчет матричных элементов для вершинных функций, то есть знание спиральной структуры волновой функции дейтрона на световом конусе. Часть этих матричных элементов содержится, например, в работе [3], часть рассчитана и приведена в следующем разделе данной статьи.



**Спиноры для частицы со спином 1/2
в формализме светового конуса**

В формализме светового конуса для описания частицы со спином 1/2 и 4-импульсом $p = (p_+, p_-, \mathbf{p}_\perp)$ используются следующие спиноры [3, 10]:

$$u(p, \lambda) = \frac{1}{\sqrt{\sqrt{2}p_+}} (\sqrt{2}p_+ + \beta m + \boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p}_\perp) \chi_\lambda, \quad (25)$$

где $\beta = \gamma_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$; $\alpha_i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ \sigma_i & 0 \end{pmatrix}$; спиноры χ_λ при $\lambda = \pm 1$ имеют вид

$$\chi_{\lambda=1} = \frac{1}{\sqrt{2}} (1, 0, 1, 0)^T; \quad (26)$$

$$\chi_{\lambda=-1} = \frac{1}{\sqrt{2}} (0, 1, 0, -1)^T. \quad (27)$$

Спиноры $v(p, \lambda)$ для античастицы выглядят как

$$v(p, \lambda) =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{\sqrt{2}p_+}} (\sqrt{2}p_+ - \beta m + \boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p}_\perp) \chi_{-\lambda}. \quad (28)$$

В вычислениях матричных элементов будут встречаться спиноры, характеризующие движение налетающей частицы против оси столкновений z . Поэтому ниже приводится инвертированный спинор для движения частицы против оси z :

$$u(q, \nu) =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{\sqrt{2}q_-}} (\sqrt{2}q_- + \beta m - \boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{q}_\perp) \tilde{\chi}_\nu, \quad (29)$$

где спиноры $\tilde{\chi}_\nu$ при $\nu = \pm 1$ имеют вид

$$\tilde{\chi}_{\nu=1} = \frac{1}{\sqrt{2}} (0, -1, 0, -1)^T, \quad (30)$$

$$\tilde{\chi}_{\nu=-1} = \frac{1}{\sqrt{2}} (-1, 0, 1, 0)^T. \quad (31)$$

Матричные элементы для рассеяния частиц со спином 1/2 с использованием данных спиноров приведены в табл. 1 – 4.

Таблица 1

Матричные элементы для рассеяния частицы со спином $s = 1/2$ и спиральностью $\lambda = \pm 1$

Вершина Γ	$\bar{u}(k, \lambda) \Gamma u(p, \lambda)$	$\bar{u}(k, -\lambda) \Gamma u(p, \lambda)$
γ_+	2	0
γ_-	$\frac{1}{k_+ p_+} (m^2 - k(-\lambda)p(\lambda))$	$\frac{m}{k_+ p_+} (k(\lambda) - p(\lambda))$
$(\mathbf{a} \cdot \boldsymbol{\gamma})$	$-\left(\frac{a(\lambda)k(-\lambda)}{k_+} + \frac{a(-\lambda)p(\lambda)}{p_+} \right)$	$-ma(\lambda) \left(\frac{1}{k_+} - \frac{1}{p_+} \right)$
I	$m \left(\frac{1}{k_+} + \frac{1}{p_+} \right)$	$\frac{k(\lambda)}{k_+} - \frac{p(\lambda)}{p_+}$
γ_5	$\lambda m \left(\frac{1}{k_+} - \frac{1}{p_+} \right)$	$\lambda \left(\frac{k(\lambda)}{k_+} - \frac{p(\lambda)}{p_+} \right)$
$\gamma_+ \gamma_5$	2λ	0
$\gamma_- \gamma_5$	$-\frac{\lambda}{k_+ p_+} (m^2 + k(-\lambda)p(\lambda))$	$-\frac{\lambda m}{k_+ p_+} (k(\lambda) + p(\lambda))$

Окончание таблицы 1

Вершина Γ	$\bar{u}(k, \lambda)\Gamma u(p, \lambda)$	$\bar{u}(k, -\lambda)\Gamma u(p, \lambda)$
$(\mathbf{a} \cdot \boldsymbol{\gamma})\gamma_5$	$-\lambda \left(\frac{a(\lambda)k(-\lambda)}{k_+} + \frac{a(-\lambda)p(\lambda)}{p_+} \right)$	$-\lambda m a(\lambda) \left(\frac{1}{k_+} + \frac{1}{p_+} \right)$
σ_{a+}	0	$2ia(\lambda)$
σ_{a-}	$\frac{im}{k_+ p_+} \left(-\frac{a(\lambda)k(-\lambda)}{k_+} + \frac{a(-\lambda)p(\lambda)}{p_+} \right)$	$\frac{i}{k_+ p_+} \left(-m^2 a(\lambda) + a(-\lambda)k(\lambda)p(\lambda) \right)$
σ_{ab}	$\lambda m [\mathbf{a}, \mathbf{b}] \left(\frac{1}{k_+} + \frac{1}{p_+} \right)$	$\lambda [\mathbf{a}, \mathbf{b}] \left(\frac{k(\lambda)}{k_+} + \frac{p(\lambda)}{p_+} \right)$

Примечание: каждый элемент таблицы необходимо умножить на фактор $\sqrt{p_{1+} p_{2+}}$.

Т а б л и ц а 2

Матричные элементы рассеяния частицы со спином $s = 1/2$ и спиральностью $\nu = \pm 1$ для инвертированных спиноров (для рассеяния против оси z)

Вершина Γ	$\bar{u}(q_2, \nu)\Gamma u(q_1, \nu)$	$\bar{u}(q_2, -\nu)\Gamma u(q_1, \nu)$
γ_+	$\frac{1}{q_{1-} q_{2-}} \left(m^2 - q_2(\nu)q_1(-\nu) \right)$	$\frac{m}{q_{1-} q_{2-}} \left(q_2(-\nu) - q_1(-\nu) \right)$
γ_-	2	0
$(\mathbf{a} \cdot \boldsymbol{\gamma})$	$\frac{a(-\nu)q_2(\nu)}{q_{2-}} + \frac{a(\nu)q_1(-\nu)}{q_{1-}}$	$ma(-\nu) \left(\frac{1}{q_{2-}} - \frac{1}{q_{1-}} \right)$
I	$m \left(\frac{1}{q_{2-}} + \frac{1}{q_{1-}} \right)$	$\frac{q_2(-\nu)}{q_{2-}} - \frac{q_1(-\nu)}{q_{1-}}$
γ_5	$\nu m \left(\frac{1}{q_{2-}} - \frac{1}{q_{1-}} \right)$	$\nu \left(\frac{q_2(-\nu)}{q_{2-}} - \frac{q_1(-\nu)}{q_{1-}} \right)$
$\gamma_+ \gamma_5$	$-\frac{\nu}{q_{1-} q_{2-}} \left(m^2 + q_2(\nu)q_1(-\nu) \right)$	$-\frac{\nu m}{q_{1-} q_{2-}} \left(q_2(-\nu) + q_1(-\nu) \right)$
$\gamma_- \gamma_5$	2ν	0
$(\mathbf{a} \cdot \boldsymbol{\gamma})\gamma_5$	$\nu \left(\frac{a(-\nu)q_2(\nu)}{q_{2-}} + \frac{a(\nu)q_1(-\nu)}{q_{1-}} \right)$	$\nu m a(-\nu) \left(\frac{1}{q_{2-}} + \frac{1}{q_{1-}} \right)$
σ_{+-}	$im \left(\frac{1}{q_{2-}} - \frac{1}{q_{1-}} \right)$	$i \left(\frac{q_2(-\nu)}{q_{2-}} + \frac{q_1(-\nu)}{q_{1-}} \right)$

Окончание таблицы 2

Вершина Γ	$\bar{u}(q_2, \nu)\Gamma u(q_1, \nu)$	$\bar{u}(q_2, -\nu)\Gamma u(q_1, \nu)$
σ_{a+}	$\frac{im}{q_{1-}q_{2-}} \left(\frac{a(-\nu)q_2(\nu)}{q_{2-}} - \frac{a(\nu)q_1(-\nu)}{q_{1-}} \right)$	$\frac{i}{q_{1-}q_{2-}} (m^2 a(-\nu) - a(\nu)q_1(-\nu)q_2(-\nu))$
σ_{a-}	0	$-2ia(-\nu)$
σ_{ab}	$-\nu m[\mathbf{a}, \mathbf{b}] \left(\frac{1}{q_{2-}} + \frac{1}{q_{1-}} \right)$	$-\nu[\mathbf{a}, \mathbf{b}] \left(\frac{q_2(-\nu)}{q_{2-}} + \frac{q_1(-\nu)}{q_{1-}} \right)$

П р и м е ч а н и е: каждый элемент таблицы необходимо умножить на фактор $\sqrt{q_{1-}q_{2-}}$.

Т а б л и ц а 3

Матричные элементы дейтронной вершины в начальном состоянии

Вершина Γ	$\bar{u}(p_1, \lambda)\Gamma v(p_3, \lambda)$	$\bar{u}(p_1, \lambda)\Gamma v(p_3, -\lambda)$
γ_+	0	2
γ_-	$-\frac{m}{p_{1+}p_{3+}} (p_1(-\lambda) + p_3(-\lambda))$	$-\frac{1}{p_{1+}p_{3+}} (m^2 + p_1(-\lambda)p_3(\lambda))$
$(\mathbf{a} \cdot \boldsymbol{\gamma})$	$-ma(-\lambda) \left(\frac{1}{p_{1+}} + \frac{1}{p_{3+}} \right)$	$-\left(\frac{a(\lambda)p_1(-\lambda)}{p_{1+}} + \frac{a(-\lambda)p_3(\lambda)}{p_{3+}} \right)$
I	$\frac{p_1(-\lambda)}{p_{1+}} - \frac{p_3(-\lambda)}{p_{3+}}$	$m \left(\frac{1}{p_{1+}} - \frac{1}{p_{3+}} \right)$

П р и м е ч а н и е: каждый элемент таблицы необходимо умножить на фактор $\sqrt{p_{1+}p_{3+}}$.

Спиральные амплитуды нуклон-нуклонного рассеяния в формализме светового конуса

Мы будем использовать спиноры в формализме светового конуса, когда две сталкивающиеся частицы движутся вдоль двух граней светового конуса, так что если для первой частицы большой компонентой является $p_{1+} = p_+$, то для второй — $q_{1-} = q_-$ (рис. 2) и

$$p_{1-} = \frac{m^2 + \mathbf{p}_{1\perp}^2}{2p_{1+}} \ll p_{1+};$$

$$q_{1+} = \frac{m^2 + \mathbf{q}_{1\perp}^2}{2q_{1-}} \ll q_{1-}.$$

Считается, что частица с импульсом p_1 движется вдоль оси z с положительной компонентой 3-импульса, а частица с импульсом q_1 — против оси z :



Рис. 2. Столкновение двух частиц в переменных светового конуса

Матричные элементы дейтронной вершины в конечном состоянии

Вершина Γ	$\bar{v}(p_3, \lambda) \Gamma u(p_2, \lambda)$	$\bar{v}(p_3, -\lambda) \Gamma u(p_2, \lambda)$
γ_+	0	2
γ_-	$\frac{m}{p_{2+} p_{3+}} (p_3(\lambda) + p_2(\lambda))$	$-\frac{1}{p_{2+} p_{3+}} (m^2 + p_3(-\lambda) p_2(\lambda))$
$(\mathbf{a} \cdot \boldsymbol{\gamma})$	$ma(\lambda) \left(\frac{1}{p_{3+}} + \frac{1}{p_{2+}} \right)$	$-\left(\frac{a(\lambda) p_3(-\lambda)}{p_{3+}} + \frac{a(-\lambda) p_2(\lambda)}{p_{2+}} \right)$
I	$\frac{p_3(\lambda)}{p_{3+}} - \frac{p_2(\lambda)}{p_{2+}}$	$m \left(-\frac{1}{p_{3+}} + \frac{1}{p_{2+}} \right)$

Примечание: каждый элемент таблицы необходимо умножить на фактор $\sqrt{p_{3+} p_{2+}}$.
Обозначения к табл. 1 – 4:

$$a(\lambda) = -\lambda a_x - i a_y; \quad (\mathbf{a} \cdot \boldsymbol{\gamma}) = a_x \gamma_x + a_y \gamma_y; \quad [\mathbf{a}, \mathbf{b}] = a_x b_y - a_y b_x; \quad \mathbf{a} = (a_x, a_y); \quad \mathbf{b} = (b_x, b_y);$$

$$\sigma_{ab} = \frac{i}{2} [(\mathbf{a} \cdot \boldsymbol{\gamma})(\mathbf{b} \cdot \boldsymbol{\gamma}) - (\mathbf{b} \cdot \boldsymbol{\gamma})(\mathbf{a} \cdot \boldsymbol{\gamma})]; \quad \sigma_{a+} = \frac{i}{2} [(\mathbf{a} \cdot \boldsymbol{\gamma}) \gamma_+ - \gamma_+ (\mathbf{a} \cdot \boldsymbol{\gamma})] = a_x \sigma_{x+} + a_y \sigma_{y+}.$$

Например, чтобы получить γ_x , необходимо приравнять $a_x = 1, a_y = 0$; чтобы получить γ_y , необходимо приравнять $a_x = 0, a_y = 1$; чтобы получить σ_{xy} , необходимо приравнять $a_x = 1, a_y = 0, b_x = 0, b_y = 1$.

$$p_1 = \left(p_+, p_{1-} = \frac{m^2 + \mathbf{p}_{1\perp}^2}{2p_+}, \mathbf{p}_{1\perp} \right); \quad (32)$$

$$q_1 = \left(q_{1+} = \frac{m^2 + \mathbf{q}_{1\perp}^2}{2q_-}, q_-, \mathbf{q}_{1\perp} \right), \quad (33)$$

то есть большими компонентами являются $p_{1+} \equiv p_+$ и $q_{1-} \equiv q_-$ соответственно. Для рассеянных частиц

$$p_2 = \left(p_+, p_{2-} = \frac{m^2 + \mathbf{p}_{2\perp}^2}{2p_+}, \mathbf{p}_{2\perp} \right); \quad (34)$$

$$q_2 = \left(q_{2+} = \frac{m^2 + \mathbf{q}_{2\perp}^2}{2q_-}, q_-, \mathbf{q}_{2\perp} \right), \quad (35)$$

то есть p_+ и q_- сохраняются при рассеянии.

В конусной технике удобно ввести переменную

$$s = 2p_+ q_- \quad (36)$$

вместо часто используемой переменной квадрата суммы 4-векторов импульсов p и q . Если m, μ – массы сталкивающихся частиц, то квадрат полной энергии сталкивающихся частиц в системе центра инерции равен:

$$W^2 = (p + q)^2 = m^2 + \mu^2 + 2pq = s + \frac{m_{\perp}^2 \mu_{\perp}^2}{s} + m_{\perp}^2 + \mu_{\perp}^2,$$

где комбинации

$$m_{\perp}^2 = m^2 + \mathbf{p}_{\perp}^2, \quad \mu_{\perp}^2 = \mu^2 + \mathbf{q}_{\perp}^2$$

называют квадратами поперечной массы. Видно, что при высоких энергиях $W^2 \approx s$.

В табл. 5 – 9 приведены пять фермиевских вариантов, по которым разлагаются амплитуды NN -рассеяния.



Т а б л и ц а 5

Скалярный вариант $S = [\bar{u}(p_2, \lambda_2) I u(p_1, \lambda_1)] [\bar{u}(q_2, \nu_2) I u(q_1, \nu_1)]$

	++	--	+-	-+
++	$4m^2$	$[p_2(-1) - p_1(-1)] \times [q_2(1) - q_1(1)]$	$2m[q_2(1) - q_1(1)]$	$2m[p_2(-1) - p_1(-1)]$
--	$[p_2(1) - p_1(1)] \times [q_2(-1) - q_1(-1)]$	$4m^2$	$2m[p_2(1) - p_1(1)]$	$2m[q_2(-1) - q_1(-1)]$
+-	$2m[q_2(-1) - q_1(-1)]$	$2m[p_2(-1) - p_1(-1)]$	$4m^2$	$[p_2(-1) - p_1(-1)] \times [q_2(-1) - q_1(-1)]$
-+	$2m[p_2(1) - p_1(1)]$	$2m[q_2(1) - q_1(1)]$	$[p_2(1) - p_1(1)] \times [q_2(1) - q_1(1)]$	$4m^2$

В табл. 5 – 9 в боковиках дано чередование знаков величин λ_2 и ν_2 , в головках – знаков λ_1 и ν_1 .

Т а б л и ц а 6

Псевдоскалярный вариант $P = [\bar{u}(p_2, \lambda_2) \gamma_5 u(p_1, \lambda_1)] [\bar{u}(q_2, \nu_2) \gamma_5 u(q_1, \nu_1)]$

	++	--	+-	-+
++	0	$[p_2(-1) - p_1(-1)] \times [q_2(1) - q_1(1)]$	0	0
--	$[p_2(1) - p_1(1)] \times [q_2(-1) - q_1(-1)]$	0	0	0
+-	0	0	0	$-[p_2(-1) - p_1(-1)] \times [q_2(-1) - q_1(-1)]$
-+	0	0	$-[p_2(1) - p_1(1)] \times [q_2(1) - q_1(1)]$	0

Векторный вариант $V = [\bar{u}(p_2, \lambda_2) \gamma_\mu u(p_1, \lambda_1)] [\bar{u}(q_2, \nu_2) \gamma_\mu u(q_1, \nu_1)]$

	++	--	+-	-+
++	$2s + \frac{2}{s} [m^2 - p_1(1)p_2(-1)] \times$ $\times [m^2 - q_1(-1)q_2(1)] -$ $-2[p_2(-1)q_2(1) + p_1(1)q_1(-1)]$	$\frac{2m^2}{s} [p_2(-1) - p_1(-1)] \times$ $\times [q_2(1) - q_1(1)]$	$\frac{2m}{s} [m^2 - p_1(1)p_2(-1)] \times$ $\times [q_2(1) - q_1(1)]$	$\frac{2m}{s} [m^2 - q_1(-1)q_2(1)] \times$ $\times [p_2(-1) - p_1(-1)]$
--	$\frac{2m^2}{s} [p_2(1) - p_1(1)] \times$ $\times [q_2(-1) - q_1(-1)]$	$2s + \frac{2}{s} [m^2 - p_1(-1)p_2(1)] \times$ $\times [m^2 - q_1(1)q_2(-1)] -$ $-2[p_2(1)q_2(-1) +$ $+ p_1(-1)q_1(1)]$	$\frac{2m}{s} [m^2 - q_1(1)q_2(-1)] \times$ $\times [p_2(1) - p_1(1)]$	$\frac{2m}{s} [m^2 - p_1(-1)p_2(1)] \times$ $\times [q_2(-1) - q_1(-1)]$
+-	$\frac{2m}{s} [m^2 - p_1(1)p_2(-1)] \times$ $\times [q_2(-1) - q_1(-1)]$	$\frac{2m}{s} [m^2 - q_1(1)q_2(-1)] \times$ $\times [p_2(-1) - p_1(-1)]$	$2s + \frac{2}{s} [m^2 - p_1(1)p_2(-1)] \times$ $\times [m^2 - q_1(1)q_2(-1)] -$ $-2[p_2(-1)q_1(1) + p_1(1)q_2(-1)]$	$\frac{2m^2}{s} [p_2(-1) - p_1(-1)] \times$ $\times [q_2(-1) - q_1(-1)]$
-+	$\frac{2m}{s} [m^2 - q_1(-1)q_2(1)] \times$ $\times [p_2(1) - p_1(1)]$	$\frac{2m}{s} [m^2 - p_1(-1)p_2(1)] \times$ $\times [q_2(1) - q_1(1)]$	$\frac{2m^2}{s} [p_2(1) - p_1(1)] \times$ $\times [q_2(1) - q_1(1)]$	$2s + \frac{2}{s} [m^2 - p_1(-1)p_2(1)] \times$ $\times [m^2 - q_1(-1)q_2(1)] -$ $-2[p_2(1)q_1(-1) + p_1(-1)q_2(1)]$

Аксиально-векторный вариант $A = [\bar{u}(p_2, \lambda_2) \gamma_5 \gamma_\mu u(p_1, \lambda_1)] [\bar{u}(q_2, \nu_2) \gamma_5 \gamma_\mu u(q_1, \nu_1)]$

	++	--	+-	-+
++	$2s + \frac{2}{s} [m^2 + p_1(1)p_2(-1)] \times$ $\times [m^2 + q_1(-1)q_2(1)] -$ $-2[p_2(-1)q_2(1) +$ $+ p_1(1)q_1(-1)]$	$\frac{2m^2}{s} [p_1(-1) + p_2(-1)] \times$ $\times [q_2(1) - q_1(1)] - 8m^2$	$-\frac{2m}{s} [m^2 + p_1(1)p_2(-1)] \times$ $\times [q_1(1) + q_2(1)] + 4mp_1(1)$	$-\frac{2m}{s} [m^2 + q_1(-1)q_2(1)] \times$ $\times [p_1(-1) + p_2(-1)] + 4mq_1(-1)$
--	$\frac{2m^2}{s} [p_1(1) + p_2(1)] \times$ $\times [q_1(-1) + q_2(-1)] - 8m^2$	$2s + \frac{2}{s} [m^2 + p_1(-1)p_2(1)] \times$ $\times [m^2 + q_1(1)q_2(-1)] -$ $-2[p_2(1)q_2(-1) +$ $+ p_1(-1)q_1(1)]$	$-\frac{2m}{s} [m^2 + q_1(1)q_2(-1)] \times$ $\times [p_1(1) + p_2(1)] + 4mq_1(1)$	$-\frac{2m}{s} [m^2 + p_1(-1)p_2(1)] \times$ $\times [q_1(-1) + q_2(-1)] +$ $+ 4mp_1(-1)$
+-	$\frac{2m}{s} [m^2 + p_1(1)p_2(-1)] \times$ $\times [q_1(-1) + q_2(-1)] - 4mp_2(-1)$	$\frac{2m}{s} [m^2 + q_1(1)q_2(-1)] \times$ $\times [p_1(-1) + p_2(-1)] - 4mq_2(-1)$	$-2s - \frac{2}{s} [m^2 + p_1(1)p_2(-1)] \times$ $\times [m^2 + q_1(1)q_2(-1)] +$ $+ 2[p_2(-1)q_1(1) + q_2(-1)p_1(1)]$	$-\frac{2m^2}{s} [p_1(-1) + p_2(-1)] \times$ $\times [q_1(-1) + q_2(-1)]$
-+	$\frac{2m}{s} [m^2 + q_1(-1)q_2(1)] \times$ $\times [p_1(1) + p_2(1)] - 4mq_2(1)$	$\frac{2m}{s} [m^2 + p_1(-1)p_2(1)] \times$ $\times [q_1(1) + q_2(1)] - 4mp_2(1)$	$-\frac{2m^2}{s} [p_1(1) + p_2(1)] \times$ $\times [q_1(1) + q_2(1)]$	$-2s - \frac{2}{s} [m^2 + p_1(-1)p_2(1)] \times$ $\times [m^2 + q_1(-1)q_2(1)] +$ $+ 2[p_2(1)q_1(-1) + q_2(1)p_1(-1)]$

Тензорный вариант $T = [\bar{u}(p_2, \lambda_2) \sigma_{\mu\nu} u(p_1, \lambda_1)] [\bar{u}(q_2, \nu_2) \sigma_{\mu\nu} u(q_1, \nu_1)]$

	++	--	+-	-+
++	$\frac{8m^2}{s} [p_2(-1)q_2(1) + p_1(1)q_1(-1)] - 8m^2$	$8s + \frac{8}{s} [m^4 + p_1(-1)p_2(-1)q_1(1)q_2(1)] - 4[p_1(-1) + p_2(-1)][q_1(1) + q_2(1)]$	$-\frac{8m}{s} [m^2 p_1(1) + p_2(-1)q_1(1)q_2(1)] + 4m[q_1(1) + q_2(1)]$	$-\frac{8m}{s} [m^2 q_1(-1) - p_1(-1)p_2(-1)q_2(1)] + 4m[p_1(-1) + p_2(-1)]$
--	$8s + \frac{8}{s} [m^4 + p_1(1)p_2(1)q_1(-1)q_2(-1)] - 4[p_1(1) + p_2(1)][q_1(-1) + q_2(-1)]$	$\frac{8m^2}{s} [p_2(1)q_2(-1) + p_1(-1)q_1(1)] - 8m^2$	$-\frac{8m}{s} [m^2 q_1(1) + p_1(1)p_2(1)q_2(-1)] + 4m[p_1(1) + p_2(1)]$	$-\frac{8m}{s} [m^2 p_1(-1) + p_2(1)q_1(-1)q_2(-1)] + 4m[q_1(-1) + q_2(-1)]$
+-	$\frac{8m}{s} [m^2 p_2(-1) + p_1(1)q_1(-1)q_2(-1)] - 4m[q_1(-1) + q_2(-1)]$	$\frac{8m}{s} [m^2 q_2(-1) + p_1(-1)p_2(-1)q_1(1)] - 4m[p_1(-1) + p_2(-1)]$	$-\frac{8m^2}{s} [p_2(-1)q_1(1) + p_1(1)q_2(-1)] + 8m^2$	$-\frac{8m^2}{s} [p_1(-1)p_2(-1) + q_1(-1)q_2(-1)]$
-+	$\frac{8m}{s} [m^2 q_2(1) + p_1(1)p_2(1)q_1(-1)] - 4m[p_1(1) + p_2(1)]$	$\frac{8m}{s} [m^2 p_2(1) + p_1(-1)q_1(1)q_2(1)] - 4m[q_1(1) + q_2(1)]$	$-\frac{8m^2}{s} [p_1(1)p_2(1) + q_1(1)q_2(1)]$	$-\frac{8m^2}{s} [p_2(1)q_1(-1) + p_1(-1)q_2(1)] + 8m^2$

В табл. 5 – 9 в боковиках дано чередование знаков величин λ_2 и ν_2 , в головках – знаков λ_1 и ν_1 .



Используя табл. 5–9, нетрудно выписать явно вклады разных вариантов в конусные спиральные амплитуды NN -рассеяния. Так например,

$$\begin{aligned}
 1. \quad \varphi_{++++} = & 4m^2 F_1 + \left\{ 2s + \frac{2}{s} [m^2 - p_1(1)p_2(-1)] \times \right. \\
 & \times [m^2 - q_1(-1)q_2(1)] - \\
 & \left. -2[p_2(-1)q_2(1) + p_1(1)q_1(-1)] \right\} F_3 + \\
 & + \left\{ 2s + \frac{2}{s} [m^2 + p_1(1)p_2(-1)] \times \right. \\
 & \times [m^2 + q_1(-1)q_2(1)] - \\
 & \left. -2[p_2(-1)q_2(1) + p_1(1)q_1(-1)] \right\} F_4 + \\
 & + \left\{ \frac{8m^2}{s} [p_2(-1)q_2(1) + \right. \\
 & \left. + p_1(1)q_1(-1)] - 8m^2 \right\} F_5; \quad (37)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 2. \quad \varphi_{+--+} = & 2m [q_2(-1) - q_1(-1)] F_1 + \\
 & + \frac{2m}{s} [m^2 - p_1(1)p_2(-1)] \times \\
 & \times [q_2(-1) - q_1(-1)] F_3 + \\
 & + \left\{ \frac{2m}{s} [m^2 + p_1(1)p_2(-1)] \times \right. \\
 & \times [q_1(-1) + q_2(-1)] - 4mp_2(-1) \left. \right\} F_4 + \\
 & + \left\{ \frac{8m}{s} [m^2 p_2(-1) + \right. \\
 & \left. + p_1(1)q_1(-1)q_2(-1)] - \right. \\
 & \left. -4m [q_1(-1) + q_2(-1)] \right\} F_5; \quad (38)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 3. \quad \varphi_{-+-} = & [p_2(1) - p_1(1)] \times \\
 & \times [q_2(1) - q_1(1)] F_1 - \\
 & - [p_2(1) - p_1(1)] [q_2(1) - q_1(1)] F_2 + \\
 & + \frac{2m^2}{s} [p_2(1) - p_1(1)] \times \\
 & \times [q_2(1) - q_1(1)] F_3 - \\
 & - \frac{2m^2}{s} [p_1(1) + p_2(1)] \times \\
 & \times [q_1(1) + q_2(1)] F_4 - \\
 & - \frac{8m^2}{s} [p_1(1)p_2(1) + q_1(1)q_2(1)] F_5. \quad (39)
 \end{aligned}$$

Результаты и их обсуждение

Итак, при очень высоких энергиях, когда $s = 2p_+q_- \gg m^2$, результаты показывают, что имеется определенная иерархия спиральных компонент в фермиевском разложении как функции от s . Так, для скалярного и псевдоскалярного вариантов все конусные спиральные амплитуды имеют одинаковую зависимость от s . Для векторного и псевдовекторного вариантов главными являются амплитуды без переворота спина: $\varphi_{++++}, \varphi_{----}, \varphi_{+--+}, \varphi_{-+-} \sim s \cdot F$, а амплитуды с переворотом спина асимптотически убывают, например $\varphi_{+--+} \sim \frac{m}{s} \Delta \cdot F$. Характер энергетической и угловой зависимостей инвариантных функций приводится в работе [8].

Данная работа вносит многообещающий вклад в программу полного релятивистского описания спиновых явлений в ND -рассеянии при промежуточных и высоких энергиях. Предлагаемый нами формализм необходим для теоретической интерпретации экспериментальных данных по рассеянию поляризованных протонов и дейтронов на поляризованных дейтронах. Основным аппаратом при этом будет техника вычисления амплитуды в базе светового конуса. Техника светового конуса привлекательна своей приближенностью к привычной нерелятивистской квантовой механике и активно используется в литературе. Последовательной формулировки ND -рассеяния на световом конусе, однако, не имелось, и такая формулировка, раскрытая во введении, была основной задачей настоящей работы. В отличие от применения динамики на световом конусе к ультрарелятивистскому случаю, где обычно вычисляются асимптотические по энергии вклады, мы не делаем высокоэнергетических приближений и вычисляем все вклады в амплитуду. Приводится полный набор всех спиральных амплитуд, рассматриваются глобальные свойства спиральных амплитуд. В последующем полученные результаты могут быть применены к релятивистскому вычислению амплитуд многократного рассеяния в ND - и DD -рассеянии и анализу роли релятивистских эффектов при извлечении спиновой структуры pn -рассеяния из экспериментальных данных по pD - и DD -рассеянию, а также описанию других реакций с участием дейтронов.

В заключение автор выражает глубокую благодарность доктору физико-математических наук, профессору Н.Н. Николаеву, сотруднику Института теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, — за генерацию нетради-

ционных и плодотворных идей в теоретической физике; С.И. Манаенкову, сотруднику Петербургского института ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН, — за критические замечания и тщательную проверку вычислений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Nikolaev, N.** Spin filtering of stored (anti)protons: from FILTEX to COSY to AD to FAIR [Text] / N. Nikolaev, F. Pavlov // In: AIP Conference Proceedings Polarized Antiproton Beams — How. Ser. 'Polarized Antiproton Beams — How — An International Workshop' sponsors: Cockcroft Institute. Warrington, 2008. — P. 34–43.
2. **Gordon, L.E.** Spin structure of the proton and large p_T processes in polarized pp collisions [Text] / L.E. Gordon, G.P. Ramsey // Phys. Rev. D. — 1999. — Vol. 59. — P. 074018-1–074018-12.
3. **Ivanov, I.P.** Diffractive production of S and D wave vector mesons in deep inelastic scattering [Электронный ресурс] / I.P. Ivanov // arXiv: hep-ph/9909394.
4. **Glauber, R.J.** High-energy scattering of protons by nuclei [Text] / R.J. Glauber, G. Matthiae // Nuclear Physics B. — 1970. — Vol. 21. — P. 135–157.
5. **Грибов, В.Н.** Глауберовские поправки и взаимодействие адронов с ядрами при высоких энергиях [Текст] / В.Н. Грибов // ЖЭТФ. — 1969. — Т. 56. — С. 892–901.
6. **Берестецкий, В.Б.** Квантовая электродинамика [Текст] / В.Б. Берестецкий, Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. — М.: Наука, 1989. — С. 313.
7. **Волков, Д.В.** Полюса Редже в амплитудах нуклон-нуклонного и нуклон-антинуклонного рассеяния [Текст] / Д.В. Волков, В.Н. Грибов // ЖЭТФ. — 1963. — Т. 44. — С. 1068–1077.
8. **Павлов, Ф.Ф.** Поведение инвариантных амплитуд нуклон-нуклонного рассеяния [Текст] / Ф.Ф. Павлов // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. — 2011. — № 4 (134). — С. 176–185.
9. **Павлов, Ф.Ф.** Оценка релятивистской поправки к средней спиральности протона в дейтроне [Текст] / Ф.Ф. Павлов // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. — 2011. — № 3 (129). — С. 143–152.
10. **Павлов, Ф.Ф.** Расчет спин-зависимой структурной функции дейтрона в переменных светового конуса [Текст] / Ф.Ф. Павлов // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. — 2012. — № 1 (141). — С. 118–128.
11. **Pavlov, F.F.** Relativistic nuclear corrections to the spin structure function of the deuteron in the light-cone variables [Text] / F.F. Pavlov // Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 2012. — Vol. 114. — P. 946–954.
12. **Павлов, Ф.Ф.** Вычисление матричных элементов электромагнитного тока дейтрона в переменных светового конуса [Текст] / Ф.Ф. Павлов // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. — 2012. — № 3 (153). — С. 99–110.
13. **Павлов, Ф.Ф.** Угловое условие для матричных элементов электромагнитного тока дейтрона [Текст] / Ф.Ф. Павлов // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. — 2012. — № 3 (153). — С. 111–118.

ПАВЛОВ Федор Федорович — ассистент кафедры экспериментальной физики Санкт-Петербургского государственного политехнического университета.

195251, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
f.pavlov@tuexph.stu.neva.ru