Поведение асимметрии $A_{+,d}^{\pi^+-\pi^-}$ и $A_{-,d}^{\pi^+-\pi^-}$ (рисунок 3) практически одинаковое, за исключением области малых x, где их разница составляет около 10 %.

Заключение.

В данной работе выполнен численный анализ наблюдаемых величин – асимметрий полуинклюзивного глубоконеупругого рассеяния лептонов на дейтронах. Преимуществом рассматриваемых асимметрий является их независимость от функций фрагментации. С помощью этих асимметрий можно получить вклады $u-$, $d-$кварков в спин нуклона.

Список использованных источников

1. Forte S., Goto Y. Spin physics / S. Forte, Y. Goto. 2006. 15p. (ArXiv: hep-ph / 0609127).
2. Boer D. [et al.] Spin physics: session summary / D. Boer. 2007. 17 p. (ArXiv: hep-ph / 0707.1259).
3. Sissakian, A. N. [et al.] NLO QCD procedure of the SIDIS data analysis with respect to light quark polarized sea, – 2004. – 20 p. (ArXiv: hep-ph / 0312084).
4. Christova, E. A strategy for the analysis of semi-inclusive deep inelastic scattering / E. Christova, E. Leader. – 2001. – 26 p. – [ArXiv: hep-ph / 0007303].

ФОРМФАКТОР ДВУХЧАСТИЧНОЙ СИСТЕМЫ В РЕЛЯТИВИСТСКОМ КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНОМ ПОДХОДЕ: СЛУЧАЙ ПРОИЗВОЛЬНЫХ МАСС

Ю.Д. Черниченко

Учреждение образования «Гомельский государственный технический университет имени П.О. Сухого», Республика Беларусь

Введение

Для описания широкого круга вопросов физики электромагнитных взаимодействий адронов успешно используются различные полюсные векторно-доминантные модели, в частности, для расчета упругих электромагнитных адронных формфакторов, которые дают нам представление об их пространственной структуре [1] – [4]. Задача ковариантного описания формфакторов адронов во всей, а не только асимптотической, области энергий в рамках релятивистской кварковой модели, учитывающей внутреннюю (кварковую) структуру адронов (ядерный кор), в том числе различие масс составляющих их кварков, продолжает оставаться актуальной и в настоящее время. Для этого необходимо более детально знать динамику взаимодействующих кварков, в частности, знать ковариантные волновые функции их относительного движения. Для нахождения ковариантных волновых функций относительного движения в квантовой теории поля широко используются релятивистские ковариантные двухчастичные квазипотенциальные уравнения Логунова–Тавхелидзе [5] и Кадышевского [6].

В настоящей работе в рамках релятивистского квазипотенциального (РКП) подхода на основе гамильтоновой формулировки квантовой теории поля [6] путем перехода к релятивистскому конфигурационному представлению [7], [8] для случая взаимодействия двух релятивистских бесспиновых частиц произвольных масс m_1, m_2 найдены выражения для упругих формфакторов релятивистской двухчастичной связанной системы для случая скалярного и векторного токов.

Основная часть

В основу рассмотрения положено полностью ковариантное РКП-уравнение в конфигурационном представлении [7], [8] для волновой РКП-функции ψ_M ($\mathbf{r}$) для случая взаимодействия двух релятивистских частиц произвольных масс m_1, m_2. Это уравнение имеет вид ($\hbar = c = 1$)

$$(2\Delta^0_{q',m'\lambda} - \hat{H}_0)\psi_M(\mathbf{r}) = \frac{2\mu}{m'} V(r; \Delta^0_{q',m'\lambda})\psi_M(\mathbf{r}), \tag{1}$$

где оператор

$$\hat{H}_0 = 2m'\left[\mathrm{ch}\left(i\lambda'\frac{\partial}{\partial r}\right) + \frac{i\lambda'}{r}\mathrm{sh}\left(i\lambda'\frac{\partial}{\partial r}\right) - \frac{\lambda'^2}{2r^2}\Delta_{\theta,\varphi}\exp\left(i\lambda'\frac{\partial}{\partial r}\right)\right] \tag{2}$$

– оператор свободного гамильтониана, являющийся конечно-разностным оператором, построенным из операторов сдвига $\exp(\pm i\lambda'\partial/\partial r)$, в то время как $\Delta_{\theta,\varphi}$ – его угловая часть; $\lambda' = 1/m'$ – комптоновская длина волны, связанная с эффективной релятивистской частицей массы $m' = \sqrt{m_1 m_2}$, выступающей в качестве двухчастичной системы, концепция которой возникает в рассматриваемом РКП-подходе [7], [8], а $\mu = m_1 m_2/(m_1 + m_2)$ – обычная приведенная масса двух релятивистских частиц произвольных масс m_1, m_2; квазипотенциал $V(r; \Delta^0_{q',m'\lambda})$ в $\mathbf{r}$- представлении является локальным в смысле геометрии Лобачевского и в общем случае зависит параметрически от энергии $\Delta^0_{q',m'\lambda}$ одной эффективной релятивистской частицы массы m'. Полная энергия частиц в с.ц.и. $\sqrt{s}$ пропорциональна энергии $\Delta^0_{q',m'\lambda}$ одной эффективной релятивистской частицы массы m' [7], [8]:

$$\sqrt{s} = M = \sqrt{m_1^2 + \mathbf{\Delta}^2_{q',m'\lambda}} + \sqrt{m_2^2 + \mathbf{\Delta}^2_{q',m'\lambda}} = \frac{m'}{\mu}\Delta^0_{q',m'\lambda}, \qquad (3)$$

причем теперь все 4-импульсы $\Delta_{q',m'\lambda} = (\Delta^0_{q',m'\lambda}; \mathbf{\Delta}_{q',m'\lambda})$ из пространства Лобачевского принадлежат верхней поле массового гиперболоида

$$\Delta^{02}_{q',m'\lambda} - \mathbf{\Delta}^2_{q',m'\lambda} = m'^2, \qquad (4)$$

которая погружена в 4-мерное импульсное пространство, и служит моделью релятивистского неевклидова пространства импульсов. На поверхности массового гиперболоида (4) группа Лоренца является его группой движений. Для чистого преобразования Лоренца Λ_λ^{-1}, соответствующего 4-скорости составной частицы $\lambda = /M$ $= (\lambda^0; \boldsymbol{\lambda})$ $(\Lambda_\lambda^{-1} Q = (M; \mathbf{0}), Q = (Q_0; \mathbf{Q}))$, для компонент 4-вектора $\Delta_{q',m'\lambda}$ из пространства Лобачевского справедливы преобразования Лоренца

$$\Delta^0_{q',m'\lambda} = (\Lambda_\lambda^{-1} q')^0 = q_0'\lambda^0 - \mathbf{q}'\cdot\boldsymbol{\lambda} = \sqrt{m'^2 + \mathbf{\Delta}^2_{q',m'\lambda}} = m'\operatorname{ch}\chi, \qquad (5)$$

$$\mathbf{\Delta}_{q',m'\lambda} = \Lambda_\lambda^{-1}\mathbf{q}' = \mathbf{q}'(-)m'\boldsymbol{\lambda} = \mathbf{q}' - \boldsymbol{\lambda}\left(q_0' - \frac{\mathbf{q}'\cdot\boldsymbol{\lambda}}{1+\lambda^0}\right) = m'\operatorname{sh}\chi\,\mathbf{n}_{\Delta_{q',m'\lambda}}, \; |\mathbf{n}_{\Delta_{q',m'\lambda}}| = 1,$$

где χ – быстрота, которая параметризирует импульс и энергию.

Собственно преобразования Лоренца означают трансляцию в пространстве Лобачевского, а роль плоских волн, соответствующих этим трансляциям, играют функции

$$\xi(\mathbf{\Delta}_{q',m'\lambda}, \mathbf{r}) = \left(\frac{\Delta^0_{q',m'\lambda} - \mathbf{\Delta}_{q',m'\lambda}\cdot\mathbf{n}}{m'}\right)^{-1-irm'}, \; |\mathbf{n}| = 1.$$

Функции $\xi(\boldsymbol{\Delta}_{q',m'\lambda}\ ,\mathbf{r})$ соответствуют главной серии унитарных неприводимых представлений группы Лоренца и удовлетворяют условиям полноты и ортогональности

$$\frac{1}{(2\pi)^3}\int d\Omega_{\boldsymbol{\Delta}_{q',m'\lambda}}\ \xi(\boldsymbol{\Delta}_{q',m'\lambda}\ ,\mathbf{r})\xi^*(\boldsymbol{\Delta}_{q',m'\lambda}\ ,\mathbf{r}') = \delta(\mathbf{r}'-\mathbf{r}),$$

$$\frac{1}{(2\pi)^3}\int d\mathbf{r}\xi(\boldsymbol{\Delta}_{q',m'\lambda}\ ,\mathbf{r})\xi^*(\boldsymbol{\Delta}_{p',m'\lambda}\ ,\mathbf{r}) = \frac{\Delta^0_{q',m'\lambda}}{m'}\delta(\boldsymbol{\Delta}_{p',m'\lambda}\ -\boldsymbol{\Delta}_{q',m'\lambda}\ ),$$

а также уравнению в терминах конечных разностей

$$(2\Delta^0_{q',m'\lambda}\ -\hat{H}_0)\xi(\boldsymbol{\Delta}_{q',m'\lambda}\ ,\mathbf{r}) = 0.$$

В рассматриваемом РКП-подходе упругий ($M\ =M\ =M$) релятивистский формфактор $F(t)$ двухчастичной связанной системы для скалярного тока и компоненты $F^{(\pm)}(t)$ формфактора для векторного тока можно выразить в виде релятивистских фурье-образов от функций $\psi_M(\mathbf{r})$ – ковариантных волновых РКП-функций в конфигурационном представлении (см. работы [9] и [10]). При этом квадрат переданного 4-импульса $Q^2=-t=(\ -\ )^2$ связан с вектором передачи импульса $\boldsymbol{\Delta}_{\ ,}$ соотношением

$$Q^2=-t=-2M^2+2M\sqrt{M^2+\boldsymbol{\Delta}^2_{\ ,}}\ =2M^2(\operatorname{ch}\chi_\Delta-1), \qquad (6)$$

где $\boldsymbol{\Delta}_{\ ,}$ – пространственная компонента 4-вектора $\Delta_{\ ,}\ =\Lambda^{-1}$ – 4-вектора передачи импульса составной частицы из пространства Лобачевского с 4-импульсами $\ =(\ _0;\mathbf{Q})$ – до взаимодействия системы и $\mathcal{P}=(\mathcal{P}_0;\mathbf{P})$ – после взаимодействия системы, подчиняющегося преобразованиям Лоренца (5), а χ_Δ – быстрота, которая параметризирует компоненты 4-вектора $\Delta_{\ ,}\ =\Lambda^{-1}$.

Отметим, что в случае связанной системы двух частиц равных масс ($m_1=m_2=m$) выражения, полученные в работах [9] и [10], совпадают с аналогичными выражениями, найденными в работах [11 и [12].

Установлено, что если волновая РКП-функция $\psi_M(\mathbf{r})$ является вещественной функцией переменной r и отвечает вещественному квазипотенциалу $V(r)$, то в этом случае и при равных массах ($m_1=m_2$) поперечная компонента $F^{(-)}(t)$ упругого формфактора обращается в нуль. Более того, для s-состояния составной системы ($l=0$) в случае вещественности радиальной волновой функции $\varphi_0(r,\chi)$, которая отвечает вещественному квазипотенциалу $V(r)$, поперечная компонента $F^{(-)}(t)$ упругого формфактора для s-состояния даже при неравных массах ($m_1 \neq m_2$) также обратится в нуль.

Были найдены выражения для инвариантного среднеквадратического радиуса составной системы в s-состоянии для случаев скалярного и векторного токов. Анализ выражений для инвариантного среднеквадратического радиуса составной системы в s-состоянии для случаев скалярного и векторного токов позволил установить, что составную частицу необходимо рассматривать как диполь, волновая функция s-состояния которой описывает не всю ее структуру, а только область, лежащую на расстояниях, больших ее комптоновской длины волны $1/M$. При этом центральной сфере радиуса $r_0 = 1/M$ и несингулярному потенциалу $V(r)$ ($V(0)<\infty$) соответствует функция пространственного распределения вида $|\varphi_0(r,\chi)|^2 = \delta(r)/4\pi$, которая приводит к величине вклада в формфактор от этой сферы, пропорционального релятивистскому геометрическому фактору $\chi_\Delta / \mathrm{sh}\,\chi_\Delta$, который в нерелятивистском пределе стремится к 1.

Отметим, что полученные выражения для формфакторов и среднеквадратических радиусов составной системы, как в случае скалярного, так и векторного токов, содержат не только центральную сферу радиуса $r_0 = 1/M$, в которой происходит относительное движение составляющих ее кварков, но и слагаемые, обусловленные как различием масс кварков, так и их констант взаимодействия. При $m_1 = m_2$ эти слагаемые обращаются в нуль.

В качестве приложения полученных результатов были вычислены значения формфакторов составной системы в s-состоянии в случае кулоновского поля притяжения. Это означает, что внутри адрона взаимодействие между кварками осуществляется путем обмена безмассовым скалярным или векторным глюоном, пропагатору которого в РКП-подходе в конфигурационном представлении отвечает на расстояниях $r > 1/m'$ кулоновский квазипотенциал $V(r) = -\alpha / r$. Показано, что формфактор составной системы в s-состоянии и для основного уровня ($n = 0$) в случае кулоновского поля притяжения при больших значениях $-t = Q^2$ ведет себя следующим образом:

для случая скалярного тока

$$F_{\substack{l=0,\\ n=0}}(Q^2) \sim \frac{1}{(Q/M_0)^2[\ln(Q/M_0)^2]^3},$$

т.е. также как и в работе [11], а для случая векторного тока

$$F^{(+)}_{\substack{l=0,\\ n=0}}(Q^2) \sim \frac{1}{(Q/M_0)^2 \ln(Q/M_0)^2},$$

т.е. также как и в работе [12].

Заметим, что такое поведение формфактора при больших $-t = Q^2$ согласуется с убыванием формфактора π- мезона по закону $F_\pi \sim t^{-1}$, который предсказывается правилом размерного кваркового счета [1].

Заключение

1. Найдены новые ковариантные выражения для упругих формфакторов релятивистской двухчастичной связанной системы для случаев скалярного и векторного то-ков в виде релятивистских фурье-образов от ковариантных волновых РКП-функций в конфигурационном представлении, как функции инвариантной переменной Δ^2 – квадрата вектора передачи импульса в пространстве Лобачевского.

2. Установлено, что если волновая РКП-функция в конфигурационном представлении является вещественной функцией переменной r и отвечает вещественному квазипотенциалу, то при равных массах $(m_1 = m_2)$ поперечная компонента $F^{(-)}(t)$ упругого формфактора обращается в нуль. Также установлено, что для s-состояния составной системы в случае вещественности радиальной волновой функции, отвечающей вещественному квазипотенциалу, поперечная компонента упругого формфактора для s-состояния даже при неравных массах также обратится в нуль.

3. Для s-состояния составной системы получены выражения релятивистских упругих формфакторов и инвариантных среднеквадратических радиусов двухчастичной связанной системы для скалярного и векторного токов. Установлено, что волновая функция s-состояния описывает не всю структуру составной частицы, а только область, лежащую на расстояниях, больших комптоновской длины волны составной частицы $1/M$.

4. Выполненный анализ показал, что основной вклад в структуру составной частицы от центральной сферы радиуса $1/M$

пропорционален $\chi_\Delta / \mathrm{sh}\,\chi_\Delta$, а поправочные члены соответствуют дипольному вкладу, обусловленному как различием масс составляющих ее частиц, так и их констант взаимодействия. Показано, что полученные выражения для релятивистских упругих формфакторов и инвариантных среднеквадратических радиусов составной системы позволяют учесть влияние различия масс и констант взаимодействия на эти величины. В нерелятивистском пределе релятивистский геометрический фактор $\chi_\Delta / \mathrm{sh}\,\chi_\Delta$ стремится к 1, а поправочные члены, как в выражениях для упругих формфакторов, так и среднеквадратических радиусов составной системы, при равных массах обращаются в нуль.

5. На примере кулоновского поля притяжения получены выражения для формфактора системы двух релятивистских частиц произвольных масс, отвечающие случаю скалярного и векторного токов. Установлено, что ковариантная волновая РКП-функция кулоновского поля притяжения при больших переданных импульсах t приводит к поведению формфактора для скалярного и векторного токов, которое согласуется с предсказанием правила размерного кваркового счета – убыванием типа $1/t$.

Литература

1. Matveev, V. A. Automodelity in strong interactions / V. A. Matveev, R. M. Muradyan, and A. N. Tavkhelidze // Lett. Nuovo Cimento. – 1972. – Vol. 5. – P. 907 – 912.

2. Körner, J. G. e^+e^-– annihilation into baryon-antibaryon pairs / J. G. Körner and M. Kuroda // Phys. Rev. D. – 1977. – Vol. 16. – P. 2165 – 2175.

3. Dubnička, S. Comment on the Prediction of the $e^+e^- \to n\bar{n}$ Cross-Section to Be Remarkably Larger the $e^+e^- \to p\bar{p}$ / S. Dubnička // Nuovo Cimento A. – 1990. – Vol. 103, № 10. – P. 1417–1426.

4. Биленькая, С. И. Электоромагнитный форм-фактор протона в модели векторной доминантности, модифицированной на малых расстояниях / С. И. Биленькая, Н. Б. Скачков, И. Л. Соловцов // ЯФ. – 1977. – Т. 26, вып. 5. – С. 1051 – 1057.

5. Logunov, A. A. Quasi-Optical Approach in Quantum Field Theory / A. A. Logunov and A. N. Tavkhelidze // Nuovo Cimento. – 1963. – Vol. 29, № 2. – P. 380 – 399.

6. Kadyshevsky, V. G. Quasi-Potential Type Equation for the Relativistic Scattering Amplitude / V. G. Kadyshevsky // Nucl. Phys. B. – 1968. – Vol. 6, № 2. – P. 125 – 148.
7. Кадышевский, В. Г. О трехмерных релятивистских уравнениях для системы двух частиц с неравными массами / В. Г. Кадышевский, М. Д. Матеев, Р. М. Мир-Касимов // ЯФ. – 1970. – Т. 11, вып. 3. – С. 692 – 700.
8. Кадышевский, В. Г. Трехмерная формулировка релятивистской проблемы двух тел / В. Г. Кадышевский, Р. М. Мир-Касимов, Н. Б. Скачков // ЭЧАЯ. – 1972. – Т. 2, вып. 3. – С. 635 – 690.
9. Черниченко, Ю. Д. Формфактор двухчастичной системы в релятивистском квазипотенциальном подходе: случай произвольных масс и скалярного тока / Ю. Д. Черниченко // ЯФ. –2014. – Т. 77, № 2. – С. 251 – 264.
10. Черниченко, Ю. Д. Формфактор двухчастичной системы в релятивистском квазипотенциальном подходе: случай произвольных масс и векторного тока / Ю. Д. Черниченко // ЯФ. –2015. – Т. 78, № 3-4. – С. 226 – 239.
11. Скачков, Н. Б. Формфакторы мезонов и ковариантная трехмерная формулировка составной модели / Н. Б. Скачков, И. Л. Соловцов // ЯФ. – 1979. – Т. 30, вып. 4. – С. 1079 – 1088.
12. Скачков, Н. Б. Описание форм-фактора релятивистской двухчастичной системы в ковариантной гамильтоновой формулировке квантовой теории поля / Н. Б. Скачков, И. Л. Соловцов // ТМФ. – 1980. – Т. 43, № 3. – С. 330 – 342.