

ИНВАРИАНТЫ ДЛЯ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ В ОБРАЗОВАНИИ ЛЕПТОННЫХ ПАР

Д. А. Волкова^{а,б,1}, Н. А. Грамотков^{а,б,2}, О. В. Теряев^{а,3}

^а Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^б Государственный университет «Дубна», Дубна, Россия

Обсуждается зависимость углового распределения лептонных пар в адронных столкновениях от выбора системы отсчета. Приводится геометрическое описание преобразований коэффициентов углового распределения. Рассмотрены вращательные инварианты, включающие все коэффициенты, а также ограничения для них. Проведена обработка данных эксперимента E615, представлена проверка вращательных инвариантов на их основе.

The dependence of the angular distribution of lepton pairs in hadronic collisions on the choice of the frame of reference is discussed. A geometric description of the transformations of the angular distribution coefficients is given. The rotational invariants including all coefficients, as well as their restrictions, are considered. The data of the E615 experiment have been processed and the verification of rotational invariants based on them has been presented.

PACS: 13.85.Qk

ВВЕДЕНИЕ

Изучение углового распределения лептонных пар в адронных столкновениях позволило проверить механизм Дрелла–Яна [6, 7], а также взаимодействие векторных W - и Z -бозонов. Однако ротационно-инвариантные выражения поляризации могут обеспечить более точные измерения, улучшая качество сравнения между измерениями и теоретическими предсказаниями [1, 2]. Экспериментальные исследования угловых распределений распада векторных частиц представляют собой детальный способ проверки фундаментальных теорий. Ожидается, что измерения поляризации должны предоставить ключевую информацию для наилучшего понимания КХД. Для проверки этой теории проведен анализ данных угловых распределений, полученных в ходе эксперимента E615, произведен расчет и проверка вращательных инвариантов в различных системах отсчета. Результатом проверки инвариантов является их хорошая согласованность с теорией: инварианты качественно ближе, чем коэффициенты угловых распределений в различных системах отсчета, и лежат в пределах одного стандартного отклонения.

¹E-mail: dvolkova@theor.jinr.ru

²E-mail: gramotkov@theor.jinr.ru

³E-mail: teryaev@theor.jinr.ru

1. ОСЬ z В СИСТЕМЕ ПОКОЯ ЛЕПТОННОЙ ПАРЫ

Угловые распределения лептонных пар определяются в их системе покоя, которая зависит от выбора оси поляризации, т.е. выбора направления оси z системы покоя Z -бозона. Системы отсчета различаются только определением направления оси z . В литературе наиболее часто используется система отсчета Коллинза–Сопера. В работе проводится анализ зависимостей вращательных инвариантов от поперечного импульса q_T в системах отсчета Коллинза–Сопера [4], Готфрида–Джексона [5], u -канала [3].

В системе отсчета Коллинза–Сопера (рис. 1) направления исходных протонов неколлинеарны, поскольку Z -бозон рождается с ненулевым поперечным импульсом p_T . Ось z выбирается в виде полярной оси и определяется как биссектриса угла между импульсом одного из протонов и обратным импульсом другого протона. Ось y определяется как вектор, перпендикулярный плоскости, в которой лежат векторы входящих импульсов протонов в системе покоя Z -бозона, а ось x выбирается так, чтобы система координат была декартовой правосторонней системой. Полярный и азимутальный углы вылетающего лептона обозначаются θ и ϕ соответственно. В случае нулевого поперечного импульса лептонной пары направление оси y является произвольным.

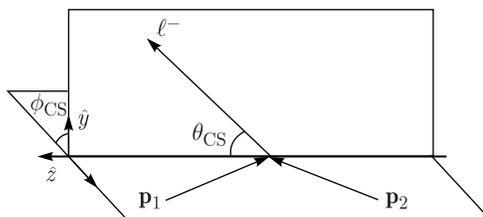


Рис. 1. Система отсчета Коллинза–Сопера: углы θ_{CS} и ϕ_{CS} определены для отрицательно заряженного лептона; \hat{x} , \hat{y} , \hat{z} — единичные орты координатных осей системы

В системе Готфрида–Джексона ось z расположена в направлении одного из протонов в системе покоя бозона. Эта система отсчета в основном используется в экспериментах с фиксированной мишенью.

2. УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ В ПРОЦЕССЕ ДРЕЛЛА–ЯНА

Лептоны образуются в распадах калибровочных бозонов $Z \rightarrow l^- l^+$, рождающихся в протон-протонных столкновениях в процессе Дрелла–Яна (рис. 2). Измерение угловых распределений лептонов позволяет подробно изучить процесс Дрелла–Яна, в котором кварк одного адрона и антикварк другого адрона аннигилируют и через обмен Z -бозоном или виртуальным фотоном γ^* создают пару противоположно заряженных лептонов $l^- l^+$ [6, 7].

Процессы Дрелла–Яна интересны для исследования спиновых эффектов в адронных взаимодействиях, а также тем, что позволяют получить информацию о распределении кварков в адроне. На сегодняшний день главными площадками для

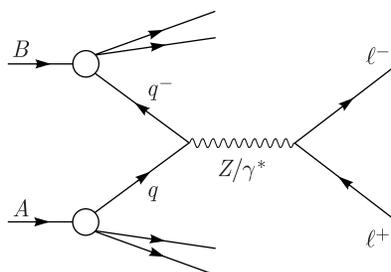


Рис. 2. Рождение лептонной пары в процессе Дрелла–Яна

регистрации процессов Дрелла–Яна являются эксперименты на БАК (ЛHC). С момента запуска коллайдера коллаборациями ATLAS, CMS, LHCb зарегистрировано более 10^8 событий в электронном и мюонном каналах.

Можно экспериментально определить направления вылета дилептонов и получить их угловые распределения. Для описания угловых распределений существует две эквивалентных параметризации, которые имеют следующий вид:

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{3}{4\pi} \frac{1}{3 + \lambda} \left(1 + \lambda \cos^2 \theta + \mu \sin 2\theta \cos \phi + \frac{\nu}{2} \sin^2 \theta \cos 2\phi + \rho \sin^2 \theta \sin 2\phi + \right. \\ \left. + \sigma \sin 2\theta \sin \phi + 2A_\theta \cos \theta + 2A_\phi \sin \theta \cos \phi + 2A_{\perp\phi} \sin \theta \sin \phi \right), \quad (1)$$

где θ и ϕ – полярный и азимутальный углы распада в системе покоя дилептона. Коэффициенты $\lambda, \mu, \nu, \rho, \sigma, A_\theta, A_\phi, A_{\perp\phi}$ несут в себе информацию о тензорной поляризации виртуального фотона.

Угловое распределение заряженных лептонов в системе покоя Z -бозона записывается следующим образом:

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{3}{16\pi} \left(\left(1 + \frac{A_0}{2} \right) + \left(1 - \frac{3}{2} A_0 \right) \cos^2 \theta + A_1 \sin 2\theta \cos \phi + \frac{A_2}{2} \sin^2 \theta \cos 2\phi + \right. \\ \left. + A_3 \sin \theta \cos \phi + A_4 \cos \theta + A_5 \sin^2 \theta \cos 2\phi + A_6 \sin 2\theta \sin \phi + A_7 \sin \theta \sin \phi \right), \quad (2)$$

где A_{0-7} – полный набор поляризационных угловых коэффициентов, описывающих угловые распределения лептонов при распаде Z -бозонов.

Коэффициенты угловых распределений в (1) можно выразить через коэффициенты (2) и наоборот с помощью следующих уравнений связи:

$$\lambda_\theta = \lambda = \frac{2 - 3A_0}{2 + A_0}, \quad A_0 = \frac{2(1 - \lambda_\theta)}{3 + \lambda_\theta}, \quad (3)$$

$$\lambda_\phi = \nu = \frac{A_2}{2 + A_0}, \quad A_2 = \frac{8\lambda_\phi}{3 + \lambda_\theta}, \quad (4)$$

$$\lambda_{\theta\phi} = \mu = \frac{2A_1}{2 + A_0}, \quad A_1 = \frac{4\lambda_{\theta\phi}}{3 + \lambda_\theta}, \quad (5)$$

$$\lambda_{\perp\phi} = \rho = \frac{2A_5}{2 + A_0}, \quad A_5 = \frac{4\lambda_{\perp\phi}}{3 + \lambda_\theta}, \quad (6)$$

$$\lambda_{\perp\theta\phi} = \sigma = \frac{2A_6}{2 + A_0}, \quad A_6 = \frac{4\lambda_{\perp\theta\phi}}{3 + \lambda_\theta}, \quad (7)$$

$$A_\theta = \frac{A_4}{2 + A_0}, \quad A_4 = \frac{8A_\theta}{3 + \lambda_\theta}, \quad (8)$$

$$A_\phi = \frac{A_3}{2 + A_0}, \quad A_3 = \frac{8A_\phi}{3 + \lambda_\theta}, \quad (9)$$

$$A_{\perp\phi} = \frac{A_7}{2 + A_0}, \quad A_7 = \frac{8A_{\perp\phi}}{3 + \lambda_\theta}. \quad (10)$$

Для того чтобы вычислить угловые коэффициенты A_i , применяется метод моментов, который в разных параметризациях используется по-разному,

$$\langle P_i(\cos \theta, \phi) \rangle = \frac{\int_{-1}^1 d \cos \theta \int_0^{2\pi} d\phi P_i(\cos \theta, \phi) d\sigma(\cos \theta, \phi)}{\int_{-1}^1 d \cos \theta \int_0^{2\pi} d\phi d\sigma(\cos \theta, \phi)}. \quad (11)$$

Например, для параметризации (1)

$$\begin{aligned} \langle \sin 2\theta \cos \phi \rangle &= \\ &= \frac{\frac{3}{4\pi} \frac{1}{3+\lambda} \int d \cos \theta d\phi \sin 2\theta \cos \phi (1 + \lambda \cos^2 \theta + \mu \sin 2\theta \cos \phi)}{\frac{3}{4\pi} \frac{1}{3+\lambda} \int d \cos \theta d\phi (1 + \lambda \cos^2 \theta + \mu \sin 2\theta \cos \phi)} = \frac{2}{15} \frac{\mu}{2+\lambda}, \quad (12) \end{aligned}$$

для параметризации (2):

$$\begin{aligned} \langle \sin 2\theta \cos \phi \rangle &= \\ &= \frac{\frac{3}{16\pi} \int (\sin 2\theta \cos \phi) \left(1 + \cos^2 \theta + \frac{A_0}{2}(1 - 3 \cos^2 \theta) + A_1 \sin 2\theta \cos \phi \right) d \cos \theta \int d\phi}{\frac{3}{16\pi} \int (1 + \cos^2 \theta + \frac{A_0}{2}(1 - 3 \cos^2 \theta) + A_1 \sin 2\theta \cos \phi) d \cos \theta \int d\phi} = \\ &= \frac{1}{5} A_1. \quad (13) \end{aligned}$$

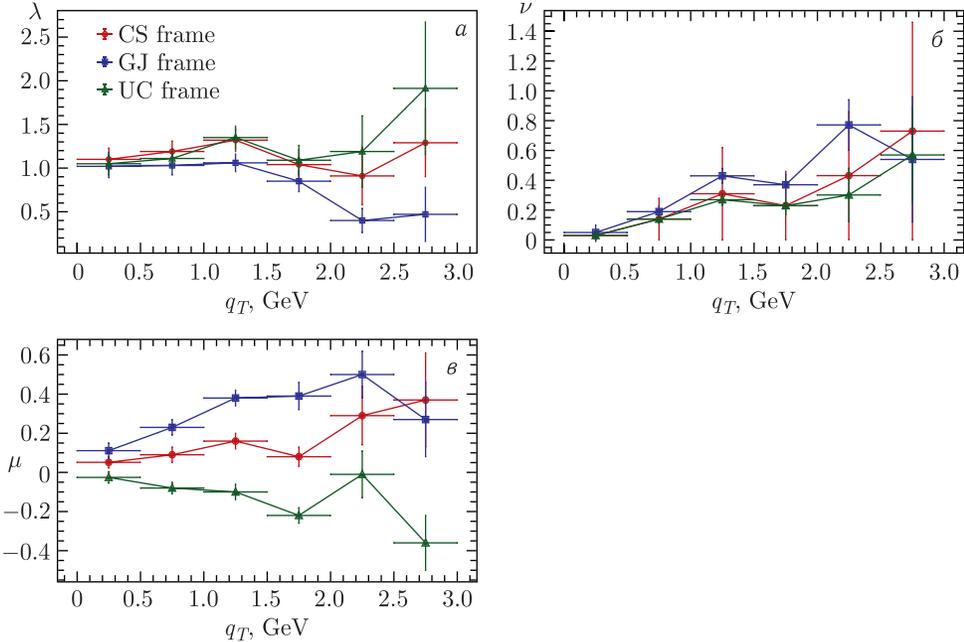


Рис. 3. Графики зависимостей параметров угловых распределений λ (а), ν (б), μ (в) от поперечного импульса в различных системах отсчета

Отсюда видно, что параметризацию (2) удобнее использовать, так как в среднее (13) входит только один коэффициент A_1 , а для параметризации (1) в (12) входит два коэффициента λ и μ . Аналогично (13) можно вычислить остальные коэффициенты:

$$\begin{aligned}\langle \sin^2 \theta \cos 2\phi \rangle &= \frac{1}{10} A_2, & \langle \sin \theta \cos \phi \rangle &= \frac{1}{4} A_3, \\ \langle \cos \theta \rangle &= \frac{1}{4} A_4, & \langle \sin^2 \theta \cos 2\phi \rangle &= \frac{1}{5} A_5, \\ \langle \sin 2\theta \sin \phi \rangle &= \frac{1}{5} A_6, & \langle \sin \theta \sin \phi \rangle &= \frac{1}{4} A_7.\end{aligned}$$

Однако в данной работе рассматривается первый вид параметризации (1). На рис. 3 показаны зависимости коэффициентов угловых распределений λ, μ, ν от поперечного импульса q_T , полученные в эксперименте E615 [3]. Отсюда видно, что коэффициенты в различных системах отсчета в некоторых точках отличаются друг от друга более чем на два стандартных отклонения.

3. ИНВАРИАНТЫ

Согласно [1], для нахождения всех инвариантов угловых распределений необходимо разложить эрмитову матрицу на сумму единичной матрицы со следом, равным 1, бесследовой симметричной матрицы W_s и бесследовой антисимметричной матрицы W_a :

$$W = \frac{1}{3} E + W_s + iW_a, \quad (14)$$

где E — 3×3 единичная унитарная матрица. Пространственная часть адронного тензора преобразуется произвольным вращением системы отсчета следующим образом:

$$W' = S^T W S, \quad (15)$$

где S — действительная ортогональная 3×3 -матрица, принадлежащая группе $SO(3)$. После преобразования получим

$$W' = \frac{1}{3} E + S^T (W_s + iW_a) S = \frac{1}{3} E + S^T W_s S + iS^T W_a S. \quad (16)$$

Отсюда видно, что инварианты матриц $W_a, W_s, W_s + iW_a$ и их комбинации также являются инвариантами общей матрицы W . Эти величины были получены в работе [1], ниже представлены некоторые из них:

$$U_1 = \frac{A_\theta^2 + A_\phi^2 + A_{\perp\theta\phi}^2}{(3 + \lambda_\theta)^2}, \quad (17)$$

$$U_2 = \frac{\lambda_\theta^2 + 3(\lambda_\phi^2 + \lambda_{\theta\phi}^2 + \lambda_{\perp\phi}^2 \lambda_{\perp\theta\phi}^2)}{(3 + \lambda_\theta)^2}, \quad (18)$$

$$T = \frac{1}{(3 + \lambda_\theta)^3} [(\lambda_\theta + 3\lambda_\phi)(2\lambda_\theta^2 - 6\lambda_\theta\lambda_\phi + 9\lambda_{\theta\phi}^2) + 9(\lambda_\theta\lambda_{\perp\theta\phi}^2 - 2\lambda_\theta\lambda_{\perp\phi}^2 + \lambda_{\theta\phi}\lambda_{\perp\theta\phi}\lambda_{\perp\phi} - 3\lambda_\phi\lambda_{\perp\theta\phi}^2)]. \quad (19)$$

Для оценки погрешностей вращательных инвариантов необходимо вычислить их стандартное отклонение σ [8]. Для этого воспользуемся характеристиками коэффициентов λ , μ , ν , функциями которых являются вращательные инварианты. Например,

$$U_2 = f(\lambda, \mu, \nu). \quad (20)$$

Также отметим, что среднее значение U_2 дается выражением

$$\bar{U}_2 = f(\bar{\lambda}, \bar{\mu}, \bar{\nu}). \quad (21)$$

Погрешности для величины U_2 могут быть найдены путем рассмотрения распределения значений U_2 из комбинаций отдельно измеренных λ_i, μ_i, ν_i в U_{2i} :

$$U_{2i} = f(\lambda_i, \mu_i, \nu_i). \quad (22)$$

В пределе бесконечного числа измерений среднее значение распределения U_{2i} будет совпадать со средним значением \bar{U}_2 , тогда можно будет вычислить дисперсию $\sigma_{U_2}^2$:

$$\sigma_{U_2}^2 = \lim_{N \rightarrow \infty} \left[\frac{1}{N} \sum (U_{2i} - \bar{U}_2)^2 \right]. \quad (23)$$

Отклонение для U_2 можно записать следующим образом:

$$U_{2i} - \bar{U}_2 \simeq (\lambda_i - \bar{\lambda}) \left(\frac{\partial U_2}{\partial \lambda} \right) + (\mu_i - \bar{\mu}) \left(\frac{\partial U_2}{\partial \mu} \right) + (\nu_i - \bar{\nu}) \left(\frac{\partial U_2}{\partial \nu} \right). \quad (24)$$

Подставляя выражения (23) и (24) в (25) и удерживая первые члены, можно выразить дисперсию $\sigma_{U_2}^2$ в терминах дисперсий $\sigma_\lambda^2, \sigma_\mu^2, \sigma_\nu^2$:

$$\begin{aligned} \sigma_{U_2}^2 &\simeq \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum \left[(\lambda_i - \bar{\lambda}) \left(\frac{\partial U_2}{\partial \lambda} \right) + (\mu_i - \bar{\mu}) \left(\frac{\partial U_2}{\partial \mu} \right) + (\nu_i - \bar{\nu}) \left(\frac{\partial U_2}{\partial \nu} \right) \right]^2 \simeq \\ &\simeq \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum \left[(\lambda_i - \bar{\lambda})^2 \left(\frac{\partial U_2}{\partial \lambda} \right)^2 + (\mu_i - \bar{\mu})^2 \left(\frac{\partial U_2}{\partial \mu} \right)^2 + \right. \\ &\quad \left. + (\nu_i - \bar{\nu})^2 \left(\frac{\partial U_2}{\partial \nu} \right)^2 + 2(\lambda_i - \bar{\lambda})(\mu_i - \bar{\mu}) \left(\frac{\partial U_2}{\partial \lambda} \right) \left(\frac{\partial U_2}{\partial \mu} \right) + \dots \right], \quad (25) \end{aligned}$$

где

$$\sigma_\lambda^2 = \lim_{N \rightarrow \infty} \left[\frac{1}{N} \sum (\lambda_i - \bar{\lambda})^2 \right], \quad (26)$$

$$\sigma_\mu^2 = \lim_{N \rightarrow \infty} \left[\frac{1}{N} \sum (\mu_i - \bar{\mu})^2 \right], \quad (27)$$

$$\sigma_\nu^2 = \lim_{N \rightarrow \infty} \left[\frac{1}{N} \sum (\nu_i - \bar{\nu})^2 \right], \quad (28)$$

тогда выражение (25) можно записать как

$$\sigma_{U_2}^2 = \sigma_\lambda^2 \left(\frac{\partial U_2}{\partial \lambda} \right)^2 + \sigma_\mu^2 \left(\frac{\partial U_2}{\partial \mu} \right)^2 + \sigma_\nu^2 \left(\frac{\partial U_2}{\partial \nu} \right)^2 + 2\sigma_{\lambda\mu}^2 \left(\frac{\partial U_2}{\partial \lambda} \right) \left(\frac{\partial U_2}{\partial \mu} \right) + \dots \quad (29)$$

Однако так как флуктуации коэффициентов λ , μ и ν некоррелированы, то всеми перекрестными слагаемыми в выражении (29) можно пренебречь. Тогда стандартное отклонение для вращательного инварианта U_2 будет иметь вид

$$\sigma_{U_2}^2 = \sigma_\lambda^2 \left(\frac{\partial U_2}{\partial \lambda} \right)^2 + \sigma_\mu^2 \left(\frac{\partial U_2}{\partial \mu} \right)^2 + \sigma_\nu^2 \left(\frac{\partial U_2}{\partial \nu} \right)^2. \quad (30)$$

Аналогичное выражение получается для T -инварианта:

$$\sigma_T^2 = \sigma_\lambda^2 \left(\frac{\partial T}{\partial \lambda} \right)^2 + \sigma_\mu^2 \left(\frac{\partial T}{\partial \mu} \right)^2 + \sigma_\nu^2 \left(\frac{\partial T}{\partial \nu} \right)^2. \quad (31)$$

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Представим результаты проверки вращательных инвариантов с помощью данных, полученных в ходе эксперимента Е615 по рассеянию π -мезонов с энергией 252 ГэВ на фиксированной мишени из вольфрама [3], в котором измерены только коэффициенты λ , μ , ν . Данные, которые используются в работе, приведены в разных системах отсчета, однако точность эксперимента такова, что в некоторых точках они различаются больше чем на одно стандартное отклонение. В этом случае формулы для вращательных инвариантов примут вид

$$U_1 = 0, \quad U_2 = \frac{\lambda^2 + 3 \left(\frac{\nu^2}{4} + \mu^2 \right)}{(3 + \lambda)^2}, \quad (32)$$

$$T = \frac{\left(\lambda + \frac{3\nu}{2} \right) (2\lambda^2 - 3\lambda\nu + 9\mu^2)}{(3 + \lambda)^2}. \quad (33)$$

Представлено два варианта обработки данных, в одном из них коэффициент μ полагается равным нулю.

Из рис. 4, а, б видно, что инварианты U_2 , T в различных системах отсчета лежат в пределах одного стандартного отклонения для поперечного импульса $q_T < 2,5$ ГэВ. Для поперечного импульса $q_T > 2,5$ ГэВ наблюдается разброс значений, что может быть связано с большой погрешностью измерений коэффициентов угловых распределений. Также видно, что инварианты U_2 , T качественно ближе, чем отдельные угловые коэффициенты. Эффект наблюдается в отдельных точках, однако статистически не проявляется. Можно сделать вывод о том, что инварианты практически не меняются при переходе в другую систему отсчета и лежат в пределах одного стандартного отклонения.

Из рис. 4, в, г видно, что при $\mu = 0$ результат только ухудшается и разброс значений вращательных инвариантов в различных системах отсчета становится больше (табл. 1, 2).

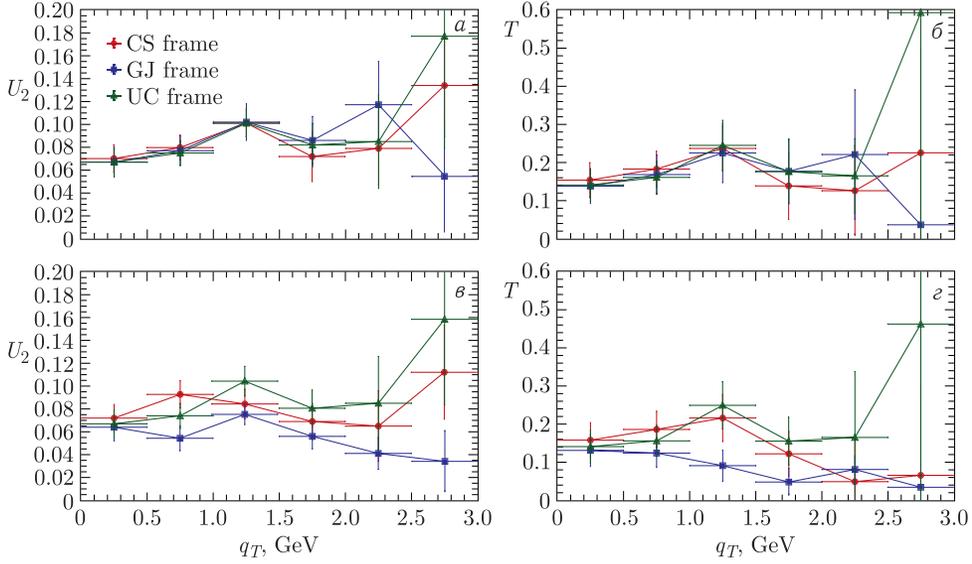


Рис. 4. Графики зависимостей вращательных инвариантов U_2 и T -инварианта от поперечного импульса в различных системах отсчета: а, б) $\mu \neq 0$; в, з) $\mu = 0$

Таблица 1. Значения усредненных по системам отсчета коэффициентов угловых распределений и вращательных инвариантов, $\mu \neq 0$

q_T , ГэВ	$\langle \lambda \rangle$	$\langle \nu \rangle$	$\langle \mu \rangle$	$\langle U_2 \rangle$	$\langle T \rangle$
0,25	$1,061 \pm 0,046$	$0,043 \pm 0,011$	$0,061 \pm 0,053$	$0,077 \pm 0,003$	$0,158 \pm 0,011$
0,75	$1,111 \pm 0,085$	$0,165 \pm 0,032$	$0,133 \pm 0,094$	$0,088 \pm 0,004$	$0,182 \pm 0,016$
1,25	$1,247 \pm 0,164$	$0,343 \pm 0,081$	$0,213 \pm 0,151$	$0,119 \pm 0,001$	$0,233 \pm 0,014$
1,75	$0,993 \pm 0,197$	$0,284 \pm 0,082$	$0,237 \pm 0,162$	$0,085 \pm 0,008$	$0,172 \pm 0,019$
2,25	$0,831 \pm 0,401$	$0,515 \pm 0,246$	$0,271 \pm 0,251$	$0,093 \pm 0,019$	$0,175 \pm 0,047$
2,75	$1,226 \pm 0,723$	$0,618 \pm 0,113$	$0,339 \pm 0,063$	$0,125 \pm 0,061$	$0,291 \pm 0,281$

Таблица 2. Значения усредненных по системам отсчета коэффициентов угловых распределений и вращательных инвариантов, $\mu = 0$

q_T , ГэВ	$\langle \lambda \rangle$	$\langle \nu \rangle$	$\langle U_2 \rangle$	$\langle T \rangle$
0,25	$1,061 \pm 0,046$	$0,043 \pm 0,011$	$0,027 \pm 0,004$	$0,143 \pm 0,014$
0,75	$1,111 \pm 0,085$	$0,165 \pm 0,032$	$0,029 \pm 0,019$	$0,155 \pm 0,031$
1,25	$1,247 \pm 0,164$	$0,343 \pm 0,081$	$0,091 \pm 0,013$	$0,181 \pm 0,089$
1,75	$0,993 \pm 0,197$	$0,284 \pm 0,082$	$0,066 \pm 0,009$	$0,103 \pm 0,048$
2,25	$0,831 \pm 0,401$	$0,515 \pm 0,246$	$0,067 \pm 0,017$	$0,098 \pm 0,059$
2,75	$1,226 \pm 0,723$	$0,618 \pm 0,113$	$0,103 \pm 0,068$	$0,187 \pm 0,372$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты проверки вращательных инвариантов для угловых распределений в различных системах отсчета, рассчитаны погрешности для инвариантов. Вычисления проводились на основе данных эксперимента E615 по рассеянию π^- -ме-

зонов с энергией 252 ГэВ на фиксированной мишени из вольфрама. Результатом проверки вращательных инвариантов является их хорошая согласованность с теорией: инварианты качественно ближе, чем коэффициенты угловых распределений в различных системах отсчета, и лежат в пределах одного стандартного отклонения. Также проведен анализ вращательных инвариантов с нулевым коэффициентом μ , результатом которого является появление разброса значений вращательных инвариантов, т. е. можно сделать вывод о ненулевом значении этого коэффициента.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Gavrilova M., Teryaev O.* // Phys. Rev. D. 2019. V. 99, No. 7. P. 076013; doi:10.1103/PhysRevD.99.076013; arXiv:1901.04018 [hep-ph].
2. *Faccioli P., Lourenco C., Seixas J.* // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. P. 061601; doi:10.1103/PhysRevLett.105.061601; arXiv:1005.2601 [hep-ph].
3. *Conway J. S., Adolphsen C. E., Alexander J. P., Anderson K. J., Heinrich J. G., Pilcher J. E., Possoz A., Rosenberg E. I., Biino C., Greenhalgh J. F. et al.* // Phys. Rev. D. 1989. V. 39. P. 92–122; doi:10.1103/PhysRevD.39.92.
4. *Collins J. C., Soper D. E.* // Phys. Rev. D. 1977. V. 16. P. 2219; doi:10.1103/PhysRevD.16.2219.
5. *Gottfried K., Jackson J. D.* // Nuovo Cim. 1964. V. 33. P. 309–330; doi:10.1007/BF02750195.
6. *Drell S. D., Yan T. M.* Massive Lepton Pair Production in Hadron–Hadron Collisions at High Energies // Phys. Rev. Lett. 1970. V. 25. P. 316–320; doi:10.1103/PhysRevLett.25.316.
7. *Matveev V. A., Muradian R. M., Tavkhelidze A. N.* // Lett. Nuovo Cim. 1973. V. 7. P. 719–723; doi:10.1007/BF02728133.
8. *Bevington Ph. R., Robinson D. K.* Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences. Third Ed. New York: McGraw-Hill, 2003. 320 p.

Получено 29 июня 2023 г.