УДК 539.12.142

М. П. Чавлеишвили

Принципы симметрии и спиновые эффекты в реакциях с участием элементарных частиц

На основе анализа пространственно-временной и кроссинг симметрии была рассмотрена структура амплитуд, которые описывают бинарные процессии с участием частиц с произвольными спинами. Используя знание кинематической структуры спиральных амплитуд в подходе динамических амплитуд, мы получили как общие модельно-независимые следствия для наблюдаемых величин, так и некоторые асимптотические соотношения на основе предположения о кинематической иерархии. Для протон-протонного рассеяния мы имеем соотношения между параметрами асимметрии и даже численные значения для них. Наблюдаемое значение параметра асимметрии A_{nn} возрастает и приближается к полученному нами значению.

Ключевые слова: спин, симметрия, кинематические сингулярности, протон-протонное рассеяние.

Об авторе

Чавлеишвили Михаил Петрович — доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой математики и прикладной информатики Дмитровского института непрерывного образования Государственного университета «Дубна».

Симметрии и законы сохранения

В физике симметрия имеет три уровня: симметрии, связанные с систем координат; симметрии, связанные с переменными, и симметрии, связанные с функциями (амплитудами). Из симметрии следуют законы сохранения: из симметрии относительно сдвига во времени следует закон сохранения энергии. Из симметрии (инвариантности) относительно сдвига в пространстве следует закон сохранения импульса. Из симметрии (инвариантность) относительно сдвига вращения следует закон сохранения момента количества движения. Из симметрии 4-мерного пространства-времени (теория относительности) следует, что элементарная частица может иметь две неизменные характеристики: массу и спин. Спин характеризует вращение точки вокруг своей оси! Представить — невозможно, из симметрии — следует. Действительно: каждая частица имеет спин. Например, спин протона равен ½ (протон может находиться в одной точке в двух состояниях: спин вверх и спин вниз). На основе анализа пространственно-временной и кроссинг симметрии была рассмотрена структура амплитуд, которые описывают бинарные процессии с участием частиц с произвольными спинами.

Мы рассмотрим бинарный процесс с частицами любых спинов $s(i)$ и масс $m(i)$

$$a(s(1), m(1)) + b(s(2), m(2)) \to$$
$$\to c(s(3), m(3)) + d(s(4), m(4)).$$

Спин массивной частицы s имеет $2s+1$ проекции, так что полное число спиральных (или других) амплитуд (функций) для процесса рассеяния массивных частиц со спином равно

$$N = (2s(1) + 1)(2s(2) + 1)\times$$
$$\times(s(3) + 1)(2s(4) + 1).$$

Дискретные P, T и C симметрии уменьшают количество независимых амплитуд. Для протон-протонного рассеяния имеем 5 амплитуд. Если есть дополнительная симметрия, число амплитуд будет еще меньше. Например, для рассеяния строго вперед или назад число амплитуд должно равняться 2.

Для бесспиновых частиц бинарный процесс описывается одной амплитудой и четырьмя переменными (каждая частица при движении обладает энергией и импульсом). Для бинарных процессов получается всего 16 переменных. Но из-за законов сохранения и инвариантности остаются только 2 независимых. Удобно использовать так называемые «переменные Мандельштама». Их три s, t, u (из соображений симметрии), но на них накладывается одно условие: $s+t+u$ равно сумме квадратов масс.

Для бесспиновых частиц бинарный процесс описывается одной амплитудой $A(s, t)$. Можно «разделить» переменные, разложив амплитуду в каком-нибудь базисе, представив ее в виде ряда (бесконечной суммы).

Для частиц с ненулевыми спинами бинарный процесс удобно описывать с помощью спиральных амплитуд Джакоба и Вика.

Квантовые закономерности описываются вероятностями. Амплитуды непосредственно не наблюдаются. Их квадраты или другие квадратичные комбинации дают выражения для наблюдаемых величин.

Спиральные амплитуды имеют ясный физический смысл, одинаковые размерности, и наблюдаемые величины через них выражаются очень просто (в отличие от так называемых «инвариантных амплитуд»).

Законы сохранения и кинематические ограничения

Некоторые спиральные амплитуды из-за дополнительной симметрии (для рассеяния строго вперед) должны обращаться в нуль, что из-за кроссинг симметрии приводит к сингулярностям (к весьма неприятным бесконечностям). Как обеспечить то, что те, которые должны обращаться в ноль, обращались в ноль не дополнительными требованиями, а вследствие удачной параметризации — автоматически и без кинематических сингулярностей?

Бинарный процесс в s-канале описывается спиральными амплитудами $f^{s}_{\lambda_3\lambda_4;\lambda_1\lambda_2}(s,t)$, где $\lambda_3,\lambda_4;\lambda_1,\lambda_2$ — спиральности соответствующих частиц.

Введем величины $\lambda=\lambda_1-\lambda_2$ и $\mu = \lambda_3-\lambda_4$. В системе центра масс две частицы движутся в противоположных направлениях, и λ- и μ-проекции спина (или полного углового момента) в направлениях движения до и после рассеивания (столкновения). Имея в виду сохранение проекции полного углового момента, амплитуды для рассеяния вперед, когда $\theta_s \to 0$, должны равняться нулю для всех случаев, кроме случая, когда $\lambda = \mu$.

Аналогично, для рассеяния назад $\theta_s \to \pi$, и по тем же причинам все спиральные амплитуды должны обращаться в ноль, кроме амплитуд, для которых $\lambda = -\mu$.

Кроссинг соотношения и динамические амплитуды

Спиральные амплитуды можно представить таким образом, чтобы они автоматически удовлетворяли указанным условиям. Если разложить спиральные амплитуды в ряд по d-функциям Вигнера, можно обеспечить указанные требования. При этом кинематические особенности по переменной s выделяются.

Можно представить спиральные амплитуды таким образом, чтобы они автоматически удовлетворяли указанным условиям как в s-, так и в t-канале.

Спиральные амплитуды как в s-, так и в t-каналах связаны соотношениями, которые опять содержат d-функции Вигнера, в которых кинематические нули можно контролировать. Используя кроссинг соотношения между каналами, мы можем обеспечить выполнение законов сохранения в обоих каналах, отделить кинематическую часть спиральных амплитуд и определить так называемые «динамические амплитуды» для любых бинарных реакций с участием частиц с любыми значениями масс и спинов. Используя кроссинг соотношения, мы можем выделить кинематическую часть из спиральных амплитуд для любых бинарных реакций с участием частиц с любыми значениями масс и спинов.

Для упругого рассеяния частиц со спином и с одинаковыми массами мы можем определить динамические амплитуды соотношениями [3; 5]:

$$f_{\lambda_3\lambda_4;\lambda_1\lambda_2}(s,t) = \left(\frac{\sqrt{-t}}{m}\right)^{[\lambda-\mu]} \left(\frac{\sqrt{s+t-4m^2}}{m}\right)^{[\lambda+\mu]} \left(\frac{s-4m^2}{m^2}\right)^{-2J} \left(\frac{\sqrt{s}}{m}\right)^{K} D_{\lambda_3\lambda_4;\lambda_1\lambda_2}(s,t).$$

Так как связь между спиральными и динамическими типа «одна к одной», каждая спиральная амплитуда для упругого рассеяния выражается через одну динамическую амплитуду.

Кинематические факторы не имеют размерности. Получается, что динамические амплитуды, как и спиральные амплитуды, имеют ясный физический смысл, простую связь с наблюдаемыми величинами и одинаковые размерности.

Наблюдаемые и амплитуды

С точки зрения аналитических свойств, в случае бесспиновых частиц процесс описывается одной амплитудой, которая имеет полюс и разрез. Ограничения из-за спина, естественно, отсутствуют. Динамические амплитуды для процессов частиц со спином имеют такие же аналитические свойства, какие у амплитуды рассеяния бесспиновых частиц.

Для рассеяния частиц со спином, процесс и все наблюдаемые описываются N амплитудами. Можно использовать так называемые «инвариантные амплитуды», или динамические амплитуды. Дифференциальное сечение для эксперимента, в котором измеряются спиральности каждой частицы, выражается через спиральные амплитуды в простой форме:

$$\frac{d\sigma}{dt}(\lambda_3\lambda_4;\lambda_1\lambda_2) \sim |f_{\lambda_3\lambda_4;\lambda_1\lambda_2}(s,t)|^2.$$

Оно выражается или через все инвариантные амплитуды, или, как в нашем подходе — через одну динамическую амплитуду.

Если поляризации не измеряются $\frac{d\sigma}{dt} \sim \sum |f_{\lambda_3\lambda_4;\lambda_1\lambda_2}(s,t)|^2$ (суммирование по всем значениям спиральностей).

Параметры асимметрии (например, A_{nn}) выражаются как отношения произведений различных спиральных амплитуд.

Наблюдаемые асимметрии выражаются через динамические амплитуды с определенными кинематическими множителями. Для процессов при асимптотически высоких энергиях и фиксированных углах рассеяния кинематические множители фактически превращаются в малый параметр в различных степенях. Это дает нечто, похожее на малый параметр в теории возмущения (для квантовой электродинамики это — константа взаимодействия, равная 1/137). Иерархия вкладов в наблюдаемые величины сортируется малым параметром.

Кинематическая иерархия для рассеяния поляризованных протонов при высоких энергиях и фиксированных углах

Часто предполагают, что при высоких энергиях спиновые эффекты вымирают и, следовательно, спиральные амплитуды не зависят от спиральностей. Однако такое упрощение не может быть правильным, так как при этом не учитываются обязательные кинематические множители. Нельзя пренебрегать кинематическими множителями или считать их одинаковыми. В таком случае полный угловой момент не будет сохраняться и, например, для рассеяния вперед запрещенные амплитуды не будут обращаться в нули. Кроме того, эксперименты показывают, что при высоких энергиях спиновые эффекты существенны. Так происходит, в частности, для упругого рассеяния поляризованных протонов при высоких энергиях и фиксированных углах рассеяния. В этой области кинематические множители удобно представлять как функции угла рассеяния в системе центра масс θ переменной s. Кинематические множители факторизуются.

$$f_{\lambda_3\lambda_4;\lambda_1\lambda_2}(s,t) = P_{\lambda_3\lambda_4;\lambda_1\lambda_2}(s)F_{\lambda_3\lambda_4;\lambda_1\lambda_2}(\theta)D_{\lambda_3\lambda_4;\lambda_1\lambda_2}(s,t).$$

Зависящий от энергии фактор имеет вид: $P_{\lambda_3\lambda_4;\lambda_1\lambda_2}(s) = (\frac{m}{\sqrt{s}})^{l(\lambda_3\lambda_4;\lambda_1\lambda_2)}$.

Для упругого рассеяния при $s \to \infty$ мы получили малый кинематический множитель

$$(\frac{m}{\sqrt{s}})^{l(\lambda_3\lambda_4;\lambda_1\lambda_2)}.$$

Для различных значений спиральностей

$$l_{\min} \le l(\lambda_3\lambda_4;\lambda_1\lambda_2) \le l_{\max}.$$

Вклады некоторых амплитуд доминируют, других — подавлены. В первом приближении их можно не учитывать. Имеем **кинематическую иерархию** [4; 6]. Спиральные амплитуды делятся на классы, которые дают главный вклад, поправку, вторую поправку и т.д. Как в нормальной теории возмущений. Но малый параметр здесь — не константа взаимодействия (как электрический заряд)! Это что-то новое. Это кинематический фактор.

Для нуклон-нуклонного рассеяния мы имеем пять независимых амплитуд.

Связь между спиральными и динамическими амплитудами при фиксированном угле и асимптотических s выражается следующим образом:

$$f_1(s,t)= (\frac{m}{\sqrt{s}})^2 D_1(s,t),$$

$$f_2(s,t)= (\frac{m}{\sqrt{s}})^2 D_2(s,t),$$

$$f_3(s,t)= \cos^2\frac{\theta}{2} D_3(s,t),$$

$$f_4(s,t)= \sin^2\frac{\theta}{2} D_4(s,t),$$

$$f_5(s,t)= \frac{\sqrt{s}}{2m} D_5(s,t).$$

В области высоких энергий при фиксированном угле рассеяния $\frac{m}{\sqrt{s}} \ll 1$, и спиральные амплитуды разделяются по трем классам по малости, которые определяются кинематическими множителями. Мы имеем:

$$f_{\frac{1}{2},\frac{1}{2};\frac{1}{2},-\frac{1}{2}} \gg f_{\frac{1}{2},-\frac{1}{2};\frac{1}{2},-\frac{1}{2}} \sim f_{\frac{1}{2},-\frac{1}{2};-\frac{1}{2},\frac{1}{2}} \gg$$

$$\gg f_{\frac{1}{2},\frac{1}{2};\frac{1}{2},\frac{1}{2}} \sim f_{\frac{1}{2},\frac{1}{2};-\frac{1}{2},\frac{1}{2}}.$$

Здесь «$a \gg b$» означает, что вклад величины b в наблюдаемые величины подавлен относительно вклада a.

Для протон-протонного рассеяния на $\theta=90°$ из-за s-u симметрии

$$f_{\frac{1}{2},\frac{1}{2};\frac{1}{2},-\frac{1}{2}}(90^\circ) = 0,$$

$$f_{\frac{1}{2},-\frac{1}{2};\frac{1}{2},-\frac{1}{2}}(90^\circ) = -f_{\frac{1}{2},-\frac{1}{2};-\frac{1}{2},\frac{1}{2}}(90^\circ).$$

Принимая во внимание только доминирующие амплитуды, получаем для параметров асимметрии

$$A_{nn}=A_{ll} = -A_{ss} = 2\, Re f_{\frac{1}{2},-\frac{1}{2};\frac{1}{2},-\frac{1}{2}} f^*_{\frac{1}{2},-\frac{1}{2};-\frac{1}{2},\frac{1}{2}} / \{ [f_{\frac{1}{2},-\frac{1}{2};\frac{1}{2},-\frac{1}{2}}]^2 + [f_{\frac{1}{2},-\frac{1}{2};-\frac{1}{2},\frac{1}{2}}]^2 \} \to \mathbf{1}.$$

Фактически имеем два результата.

1. Асимптотические соотношения: $A_{nn} = A_{ll} = -A_{ss}$.

2. Численное предсказание для параметра асимметрии: $A_{nn} \to \mathbf{1}$.

Вычисления на основе квантовой хромодинамики взаимодействия между кварками по теории возмущения давал результат: $A_{nn} \to$ 1/3 [1; 2]. Это не соответствовало экспериментальным наблюдениям [7]. Для асимптотических энергий и больших переданных импульсах для рассеяния поляризованных частиц на поляризованной мишени на 90 градусов, с ростом энергии превысив значение в 1/3, продолжает расти:

$$A_{nn} = 0{,}26,\ A_{nn} = 0{,}52,\ A_{nn} = 0{,}59.$$

Это явление называется эффектом Криша. Противоречие результатов Криша и предсказаний квантовой хромодинамики был назван «спиновым кризисом».

Для протон-протонного рассеяния наблюдаемые значения параметра асимметрии A_{nn} возрастают и приближаются к полученноиу нами значению.

Появление малого параметра упрощает анализ данных. Такой подход можно использовать не только для упругих процессов, но и для неупругих. Можно рассмотреть процессы с рождением двух струй, а также процессы множественных рождений частиц.

Библиографический список

1. Brodsky S.J., Carlson C.E., Lipkin H.J. // Phys. Rev., D20. – 1979. – P. 2278.

2. Brodsky S.J., Lapage G.P. // Phys. Rev., D24 – 1981. – P. 2848.

3. Chavleishvili, M. P. High Energy Spin Physics / M.P. Chavleishvili // Proceedings of the 9th International Symposium ; Eds. K.-H. Althoff, W. Meyer, Bonn, v. 1. – Springer-Verlag, Berlin, 1991. – P. 489.

4. Chavleishvili M.P. // JINR Preprint, E2-92-385. – Dubna, 1992.

5. Chavleishvili M.P. Ludwig-Maximilian University Preprint, LMU-02-93, Munchen, 1993.

6. Chavleishvili, M. P. Puzzle of high energy pp-scattering. Helicity conservation from perturbative QCD or kinematic hierarchy? Quantum Chromodynamics: History and Prospects / M.P. Chavleishvili. – Oberwölz, Austria, 2012.

7. Krish A.D. // Phys. Rev. Lett. – 1989. – V. 63. – P. 1137.

Поступила в редакцию
15.08.2016