

С343
Р-952



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Р.М. Рындин

2687

ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ СИММЕТРИИ
И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ
В СИЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Автореферат диссертации, представленной на соискание
ученой степени доктора физико-математических наук

Дубна 1966

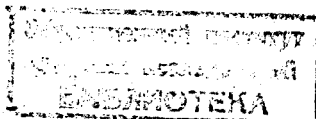
Р.М. Рындин

2887

ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ СИММЕТРИИ
И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ
В СИЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Автореферат диссертации, представленной на соискание
ученой степени доктора физико-математических наук

363/696



Важным инструментом исследования статических свойств ядер, ядерных реакций и процессов рассеяния и взаимных превращений элементарных частиц при высоких энергиях являются принципы инвариантности и соображения симметрии. Классические группы геометрических симметрий, сыгравшие столь важную роль в приложениях квантовой теории к оптической спектроскопии, имеют огромное значение и играют еще более важную роль в ядерной физике и физике элементарных частиц в связи с отсутствием последовательной динамической теории этого круга явлений.

Требования инвариантности S -матрицы относительно пространственных вращений, инверсии и обращения времени накладывают довольно жесткие ограничения на возможный вид амплитуды реакции и широко использовались при анализе поляризационных эффектов в различных процессах столкновений ¹⁻⁴.

Применение соображений симметрии приводит к хорошо известным "правилам отбора", предписывающим определенные трансформационные свойства различным наблюдаемым величинам. Простейшим примером этих "правил отбора" в процессах, обусловленных сохраняющими четность взаимодействиями, может служить утверждение об ортогональности векторной поляризации конечных частиц плоскости реакции ^{x/} в случае, когда начальные частицы неполяризованы (отсутствие "плоских" компонент векторной поляризации). Аналогичным образом, например, тензор корреляции поляризаций $S_{ik} = \langle s_i^{(1)} s_k^{(2)} \rangle$ двух конечных частиц не может иметь компонент, пропорциональных $n_i a_k$, где n_i - нормаль к плоскости реакции, а a_k - произвольный вектор, лежащий в плоскости реакции и т.п. Наконец, требование инвариантности относительно обращения времени совместно с требованиями чисто пространственных симметрий приводит, в частности, к так называемому соотношению "поляризация - асимметрия"

$$\epsilon = \vec{P} \cdot \vec{n} P_{\text{обр}} \quad (1)$$

связывающему между собой асимметрию ϵ в прямой реакции $a + b \rightarrow c + d$, когда одна из начальных частиц (например, частица a), обладающая спином $1/2$, поляризована, с поляризацией $P_{\text{обр}}$ этих частиц в обратной реакции $c + d \rightarrow a + b$ с неполя-

^{x/} Имеются в виду так называемые бинарные реакции, т.е. реакции с двумя частицами в начальном и конечном состояниях.

ризованными частицами с и d . В случае упругого рассеяния прямая и обратная реакции совпадают и $P_{обр}$ представляет собой поляризацию, которая возникла бы в процессе рассеяния, если бы падающие частицы были неполяризованы.

Важная особенность упомянутых выше "правил отбора" и соотношений между поляризационными характеристиками заключается в том, что они выполняются независимо от значения относительной внутренней четности I всех частиц, участвующих в реакции.

Однако существует и другой класс соотношений, которые наряду с наблюдаемыми величинами, характеризующими состояние поляризации участвующих в реакции частиц, содержат внутреннюю четность I . Получению соотношений такого рода в случае произвольной реакции, их общему анализу, рассмотрению основанных на них методов определения внутренних четностей частиц и их спинов, применению их к различным конкретным процессам и другим вопросам, связанным с пространственными симметриями сильных взаимодействий, и посвящен цикл работ /5-18/, составляющих основу настоящей диссертации.

Впервые соотношение такого типа было получено во включенной в диссертацию (глава III) работе /5/, где на основе требований инвариантности относительно вращений и отражений было показано, что в случае любой, обусловленной сохраняющимися четность взаимодействиями, реакции вида $0 + 1/2 \rightarrow 0 + 1/2$ (0 и 1/2 - спины частиц) имеет место соотношение

$$\epsilon = i \vec{P} \cdot \vec{P}_0 \quad (2)$$

где ϵ - асимметрия в реакции с поляризованными начальными фермионами (поляризация \vec{P}), а P_0 - поляризация конечных частиц в той же реакции с неполяризованными начальными частицами.

Впоследствии О.Бор в работе /19/ указал на тесную связь соотношения (2) с полученным им в этой же работе изящным правилом. Это правило вытекает из требования инвариантности относительно отражений в плоскости реакции и утверждает, что элементы матрицы реакции в случае, когда за ось квантования выбирается нормаль к плоскости реакции, отличны от нуля лишь при условии

$$I_i (-1)^{M_i} = I_f (-1)^{M_f} \quad (3)$$

где $I_i (I_f)$ - произведение внутренних четностей начальных (конечных) частиц, а M_i и M_f - суммарные проекции спинов начальных и конечных частиц на нормаль.

Затем соотношения, аналогичные (2), были получены в общем случае произвольных реакций вида $a + b \rightarrow c + d$ в работе /8/ (глава II).

Перейдем теперь к краткому изложению содержания диссертации.

Диссертация состоит из восьми глав. Каждая глава (за исключением первой) сопровождается краткими выводами.

Первая глава носит вводный характер. В ней излагается аппарат матрицы плотности и матрицы реакции и формулируются в удобном для дальнейшего виде требования инвариантности относительно пространственных вращений, инверсии и обращения времени.

Во второй главе получены в общем виде линейные соотношения между наблюдаемыми величинами /8/ (средними значениями сферических спин-тензоров) в произвольной бинарной реакции. Эти соотношения являются прямым следствием требования инвариантности относительно отражения в плоскости реакции и справедливы независимо от конкретной природы участвующих в реакции частиц и конкретной природы взаимодействий, ответственных за указанные процессы. Помимо непосредственно наблюдаемых величин в эти соотношения входят лишь относительная внутренняя четность I всех частиц, участвующих в реакции, и значения их спинов. Аналогичные соотношения имеют место и в случае реакций с несколькими (более двух) частицами в конечном состоянии, если импульсы всех частиц лежат в одной плоскости. Полученные соотношения прямо указывают, какую именно информацию о процессе и, в частности, о состоянии поляризации участвующих в нем частиц следует привлечь для однозначного определения I и позволяют тем самым сформулировать не зависящие от динамики методы определения внутренней четности в любых реакциях, обусловленных сохраняющимися четность взаимодействиями.

Если не известны и четность и спин одной из конечных частиц, указанные соотношения могут служить для теста их предполагаемых значений.

Кроме того, эти соотношения полезны для классификации информации, получаемой при изучении процессов указанного типа. Они позволяют сразу же сказать, результаты каких именно экспериментов независимы в том смысле слова, что они не могут быть получены линейной комбинацией результатов других экспериментов.

Указывается число как полностью независимых, так и линейно независимых соотношений.

В третьей главе /5,7,8/ получены все содержащие внутреннюю четность соотношения между поляризационными характеристиками и рассмотрены возможные методы определения четности в простейших реакциях с участием частиц со спинами, равными нулю и половине ($0 + 1/2 \rightarrow 0 + 1/2$, $0 + 0 \rightarrow 1/2 + 1/2$ и $1/2 + 1/2 \rightarrow 1/2 + 1/2$).

Так, например, между восемью отличными от нуля наблюдаемыми величинами в реакции $0 + 1/2 \rightarrow 0 + 1/2$ (сечение, поляризация, асимметрия и пять компонент тензора деполаризации D_{1k}) существует четыре соотношения

$$\epsilon = \vec{I} \cdot \vec{P}_0, \quad D = I,$$

$$A' = IR, \quad A = -IR'.$$

(4)

Помимо использования этих соотношений для определения I возможны и другие их применения. Это относится прежде всего к соотношению между ϵ и P_0 , которое является обобщением на случай неупругих реакций известного соотношения "поляризация-асимметрия" и также может быть использовано для определения P_0 . Этот метод будет особенно полезен для определения поляризации Σ^- -гиперона, которая не может быть определена по угловому распределению продуктов его распада, так как соответствующий параметр асимметрии мал.

Произведена классификация информации и рассмотрены методы определения I в реакциях $0 + 0 \rightarrow 1/2 + 1/2 + \pi$ и $1/2 + 1/2 \rightarrow 1/2 + 1/2$. Указано, что изучение корреляции поляризаций конечных частиц в процессе захвата остановившихся K^- -мезонов в гелии $K^- + He^4 \rightarrow \{ \begin{smallmatrix} He^3 \\ H^3 \end{smallmatrix} \} + \{ \begin{smallmatrix} \Lambda \\ \Sigma \end{smallmatrix} \}$ дает количественную информацию о степени захвата из связанных состояний с $l \geq 1$. Получено правило отбора, полезное при анализе поляризационных явлений.

В главе IV рассматриваются общие свойства реакций вида $0 + 0 \rightarrow 0 + S$ и, в частности, обсуждаются возможные методы определения внутренней четности и спина рождающихся частиц /8,9,18/.

Сначала рассматривается простейший представитель процессов указанного типа, а именно реакция



при $I = 1$. Реакции этого типа обладают удивительно простыми, единственными в своем роде свойствами. Показано, что эти реакции могут быть использованы как абсолютный детектор выстроенности ядер (детектор, анализирующая способность которого известна a priori), как источник выстроенных частиц с известной степенью выстроенности, а также как источник полностью линейно поляризованных γ -квантов. Все наблюдаемые в этой реакции величины, за исключением зависимости сечения от угла и энергии, имеют чисто геометрическую природу и полностью определяются при любой динамике процесса законами сохранения момента и четности. В качестве детектора выстроенности дейтронов можно использовать, например, реакцию $Si^{28}(d, \alpha) Al^{26*}$, приводящую к образованию Al^{26*} в первом возбужденном состоянии (энергия возбуждения 0,23 Мэв). Вероятность этой реакции при энергии дейтронов, равной 6 Мэв, составляет ~10% от вероятности реакции, приводящей к образованию Al^{26*} в основном состоянии. Следует заметить, что при выборе реакций, подходящих для использования их в описан-

ных выше целях в области малых энергий, приходится быть на страже против вездесущего правила отбора по изотопическому спину.

Реакция типа (5), а именно, $\gamma + He \rightarrow He + \pi^0$ была предложена позже Кабиббо /20/ в качестве абсолютного детектора линейной поляризации γ -квантов.

Затем обсуждается метод определения внутренней четности и спина частиц в общем случае реакций $0 + 0 \rightarrow 0 + S$, когда частицы со спином S распадаются по схеме $S \rightarrow 0 + 0$ (с сохранением или без сохранения четности) или $S \rightarrow \gamma + 0$. Этот метод в сочетании с методом Пешкина /21/ может служить для однозначного определения I и S в указанных последовательностях реакций.

В последнем параграфе этой главы рассматривается метод определения спина неустойчивых частиц, рождающихся в реакции $0 + 0 \rightarrow 0 + S$ и распадающихся затем на три бесспиновые частицы за счет сохраняющих четность взаимодействий. Для определения S предлагается изучать угловую корреляцию между нормальными к плоскостям рождения и распада. Показано, что коэффициент при старшем полиноме Лежандра в угловой корреляции не может обращаться в нуль и ограничен снизу по абсолютной величине. Нижняя граница не зависит от угла рождения и абсолютной ориентации плоскости реакции. Поэтому для анализа угловой корреляции можно использовать все наблюдаемые случаи рассматриваемого каскада. В ряде практически важных случаев угловая корреляция предсказывается однозначно. Этот метод является обобщением метода Пешкина /21/ и в отличие от методов, рассматривавшихся, например, в работе /22/ существенно использует специфику процесса рождения.

В пятой главе излагаются результаты работ /10,11,17/, посвященных изучению методов определения внутренней четности частиц (и их спинов) в реакциях $0 + 1/2 \rightarrow 0 + S$ и $0 + 1/2 \rightarrow 1 + S$.

В первом параграфе излагаются методы определения четности Ω^- -гиперона. Поскольку распады Ω^- -частиц обусловлены слабыми взаимодействиями, четность Ω^- может быть определена лишь при исследовании сильных и электромагнитных процессов их рождения. Сохранение странности в этих процессах и большая величина странности Ω^- приводят к тому, что процессы рождения будут, как правило, процессами с тремя или более частицами в конечном состоянии. Определение же четности в таких реакциях не зависящими от динамики методами может быть проведено лишь на основании анализа тех случаев, когда импульсы частиц лежат в одной плоскости. Возможной реакцией рождения Ω^- -гиперона с образованием двух частиц является реакция



где M_1 - недавно открытая частица /23/ со странностью $S = 2$ и массой 1280 Мэв и спином равным, по-видимому, нулю. Если спин M_1 равен нулю, то простейшие опыты

состоят либо в сравнении асимметрии сечения реакции на поляризованной водородной мишени с некоторой комбинацией поляризационных характеристик Ω^- , рождающихся на неполяризованной мишени, либо в определении поляризационных характеристик Ω^- в опытах с поляризованной по нормали к плоскости реакции мишенью. В обоих случаях требуется измерение $\langle T_{JM} \rangle$ с четными J и лишь с $M = 0$. Эти результаты прямо переносятся на случай реакции $K^- + p \rightarrow \Omega^- + K^+ + K^0$, когда импульсы всех частиц лежат в одной плоскости и легко обобщаются на случай отличного от нуля спина M_1 .

Во втором параграфе изучаются возможности одновременного определения четности и спинов в реакциях указанных типов при анализе углового распределения продуктов распада частиц, рождающихся на поляризованной мишени. Методы, излагаемые в обоих параграфах, дополняют друг друга и могут быть использованы одновременно.

В настоящее время в распоряжении экспериментаторов имеются пучки неполяризованных и линейно поляризованных γ -квантов большой энергии. В связи с этим представляет интерес изучить возможности определения четностей частиц (и их спинов) в реакциях, вызываемых γ -квантами. Рассмотрению этих вопросов и посвящена шестая глава /12,17/. Вначале изучаются все возможные опыты по определению четности в реакциях γ фоторождения бесспиновых частиц на фермионах со спином $1/2$. Анализируется вопрос о том, какую именно информацию следует привлечь для определения I в этих реакциях. Показано, что в опытах с неполяризованными γ -квантами четность определить невозможно, даже если мишень поляризована, и измеряется поляризация конечных фермионов. Невозможно определить I при сопоставлении результатов любых опытов (включая опыты с поляризованной мишенью и опыты по измерению поляризации частиц отдачи) лишь с циркулярно поляризованными и неполяризованными фотонами. Простейшая возможность состоит, по-видимому, в сопоставлении результатов двух следующих экспериментов. В первом должна быть измерена асимметрия сечения реакции с неполяризованной мишенью и линейно поляризованными (достаточно частичной поляризацией) фотонами и неполяризованной мишенью. Во втором — поляризация частиц отдачи в случае неполяризованных γ -квантов и поляризованной мишени (параметр неполяризации). Обсуждаются также другие опыты с линейно поляризованными фотонами.

Затем обсуждаются простейшие способы определения четности в реакциях $\gamma + 0 \rightarrow 0 + S$ и $\gamma + 1/2 \rightarrow 0 + S$. Так, показано, например, что в первой из этих реакций простейший возможный способ состоит в сравнении асимметрии сечения реакции с линейно поляризованными γ -квантами с некоторой комбинацией средних значений $\langle T_{J_0} \rangle_0$ (J — четное), возникающих в реакции с неполяризованными фотонами. Как и в предыдущем случае нельзя определить четность в опытах лишь с циркулярно поля-

^{x/} Некоторые вопросы определения четности в таких реакциях обсуждались в работах /24,25/.

ризованными и неполяризованными γ -квантами (какие бы поляризационные характеристики частиц со спином S не измерялись). Это утверждение является общим для любых реакций вида $\gamma + a \rightarrow b + c$.

В заключение обсуждаются возможности одновременного определения четности и спина в реакциях $\gamma + 0 \rightarrow 0 + S$.

В седьмой главе проводится феноменологический анализ и обсуждаются общие вопросы восстановления по экспериментальным данным матрицы реакции вида $a + b \rightarrow c + d$.

Вначале на основании требований инвариантности относительно вращений и отражений строится общее выражение для матрицы реакции и подсчитывается число комплексных скалярных функций, входящих в выражение для матрицы реакции. Метод построения матрицы реакции заключается в составлении всех возможных скаляров (если внутренняя четность не меняется в процессе столкновения) или псевдоскаляров (если четность изменяется) из операторов спина всех частиц и единичных векторов в направлениях начального и конечного импульсов. Эта процедура является обобщением метода построения матриц упругого рассеяния нуклонов нуклонами и дейтронов бесспиновыми ядрами, предложенного в работах /2,2а,2б/. Для построения скаляров (псевдоскаляров) используются неприводимые спин-тензорные операторы $T_{JM}(j_b, j_a)$ и функции $\psi_{JM}^\lambda(\vec{p}_b, \vec{p}_a)$, преобразующиеся при поворотах по неприводимому представлению веса $(2J + 1)$ группы вращений. Эти функции являются обобщением сферических гармоник на случай, когда имеется два независимых вектора.

Далее на основании T -инвариантности получены соотношения между наблюдаемыми, характеризующими состояние поляризации частиц в прямой и обратной реакциях. Эти соотношения являются обобщением на случай произвольных реакций вида $a + a' \rightarrow b + b'$ известного соотношения "поляризация — асимметрия".

В заключение обсуждаются вопросы восстановления матрицы реакции указанного вида. Указывается минимальное число экспериментов, необходимых для прямого восстановления матрицы реакции (восстановление при данном значении угла и энергии). Такая процедура восстановления не требует никаких предположений о числе орбитальных состояний, участвующих в реакции, и будет особенно полезна в тех случаях, когда рождающиеся частицы нестабильны и их распад может использоваться в качестве анализатора состояния поляризации, что позволяет избежать кратных столкновений. Затем обсуждаются вопросы восстановления в случае, когда есть несколько параллельных каналов реакции. Обсуждается процедура восстановления с учетом соотношений унитарности. Указывается число необходимых опытов при этом методе восстановления.

В восьмой главе доказываются некоторые предельные теоремы /17,18/. В первом параграфе этой главы рассматривается вопрос о рождении медленных (в пределе $K \rightarrow 0$) K -четырёхмерный импульс π -мезона) π -мезонов в пион-нуклонных и нуклон-

нуклонных столкновениях. Показано, что в отмеченных условиях требование инвариантности относительно обращения времени приводит к ряду не зависящих от динамики следствий для наблюдаемых величин. Так, например, поляризация нуклонов отдачи в процессе рождения "медленных" π^0 -мезонов в πN -столкновениях должна обращаться в нуль, если начальные нуклоны неполяризованы. Обращается в нуль и поляризация нейтронов при образовании "медленных" π^- -мезонов в процессе $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^+ + n$. Оказываются равными дифференциальные сечения рождения "медленных" мезонов в реакциях $p + p \rightarrow n + p + \pi^+$ и $n + p \rightarrow p + p + \pi^-$ и т.п. Так как реальные π -мезоны обладают конечной массой, эти соотношения не могут, строго говоря, выполняться в действительности. Тем не менее, следует ожидать, что они будут приближенно выполняться при достаточно высоких энергиях, когда, энергией дополнительного π -мезона можно пренебречь по сравнению с энергиями остальных частей.

Затем рассматривается процесс излучения мягких γ -квантов при рассеянии электронов протонами. При получении амплитуды процесса используется общий метод рассмотрения излучения мягких γ -квантов, предложенный в работе /27/. Вначале рассматривается та часть амплитуды процесса, которая имеет полюс при k равном нулю (k - импульс фотона). Далее показывается, что произведение точного перенормированного вершинного оператора, соответствующего излучению реального γ -кванта, на точную перенормированную функцию распространения нуклона выражается, благодаря тождеству Уорда, с точностью до членов порядка $\frac{1}{k}$ и константы через заряд, массу и аномальный магнитный момент физического нуклона. Полученное выражение для этого произведения совпадает по виду с соответствующим выражением, получаемым в низшем приближении теории возмущений для точечного протона с паулевским аномальным моментом. Затем на основе градиентной инвариантности находится не содержащая полюса часть амплитуды. Найденная таким образом полная амплитуда внешне совпадает с амплитудой этого процесса, полученной дисперсионным методом в однонуклонном приближении. Показано, что первые два члена разложения дифференциального сечения процесса выражаются через электромагнитные формфакторы протона и их производные по передаче импульса.

Основное содержание диссертации опубликовано в работах /5-18/ и докладывалось на международных конференциях и всесоюзных совещаниях.

Л и т е р а т у р а

1. J.Blatt, L.C.Biedenharn. Rev. Mod. Phys. 24, 258 (1952).
2. L.Wolfenstein, J.Ashkin. Phys. Rev. 85, 947 (1952).
- 2a. R.H.Dalitz. Proc. Phys.Soc. A65, 175 (1952).

3. L.Wolfenstein. Phys. Rev. 96, 1654 (1954). L.Wolfenstein. Ann Rev. Nucl. Sci. 6, 43 (1956).

4. Л. Пузиков, Р. Рындин, Я. Смородинский. ЖЭТФ 32, 582 (1957).
5. С.М. Биленький, Р.М. Рындин. ЖЭТФ, 35, 827 (1958).
6. S.M.Bilenky, R.M.Ryndin. Phys. Letters 13, 159 (1964).
7. В.А. Jacobsohn, R.M.Ryndin. Phys. Rev. Letters 6, 27 (1961).
8. С.М. Биленький, Л.И. Лапидус, Р.М. Рындин. УФН, 84, 243 (1964).
- 8a. S.M.Bilenky, L.I.Lapidus, R.M.Ryndin. Fortsch. d. Phys. 13, 1 (1965).
9. В.А. Jacobsohn, R.M.Ryndin. Nucl. Phys. 24, 505 (1961).
10. S.M.Bilenky, R.M.Ryndin. Phys. Lett. 18, 346 (1965).
11. С.М. Биленький, Р.М. Рындин. ЯФ, 3 (1966) (в печати). Препринт ОИЯИ Р-2458, Дубна (1965).
12. С.М. Биленький, Р.М. Рындин. ЯФ, 3, 332 (1966); препринт ОИЯИ Е-2259, Дубна (1965).
13. S.M.Bilenky, L.I.Lapidus, L.D. Puzikov, R.M.Ryndin. Nucl. Phys. 7, 646 (1958).
14. С.М. Биленький, Л.И. Лапидус, Л.Д. Пузиков, Р.М. Рындин. ЖЭТФ 35, 959 (1958).
15. С.М. Биленький, Р.М. Рындин. ЖЭТФ, 43, 2204 (1962).
16. С.М. Биленький, Р.М. Рындин. ЖЭТФ, 40, 819 (1961).
17. С.М. Биленький, Р.М. Рындин. Препринт ОИЯИ Р-2578, Дубна 1966.
18. Р.М. Рындин. ЯФ (в печати). Препринт ОИЯИ Р-2577, Дубна 1966.
19. A.Bohr. Nucl.Phys. 10, 486 (1959).
20. N.Cabibbo, Phys. Rev. Letters, 7, 386 (1961).
21. M.Peshkin, Phys. Rev. 133, B 428 (1964).
22. M.Ademollo, R.Gatto, G.Preparata. Phys. Rev. 139, B 1608 (1965).
23. M.Ferro-Luzzi et al. Phys. Lett. 17, 155 (1965).
24. M.I.Moravcsik. Phys. Rev. 125, 1088 (1962).
25. M.Kawaguchi. Nuovo Cimento, 34, 1114 (1964).
26. W.Lakin. Phys. Rev. 98, 139 (1955).
27. F.Low. Phys. Rev. 110, 974 (1958).

Рукопись поступила в издательский отдел
9 апреля 1966 г.