

ры (см. *Инклюзивный процесс*), корреляции и т. д. Эти термич. неопределённости могут быть значительно уменьшены при использовании дополнит. соображений, основанных на $1/N$ -разложении [где N — число цветов или типов (ароматов) кварков, т. е. $N \approx 3$] в КХД и модели кварк-глюонных струн [9]. В рамках такого подхода с полюсами ρ , ω , A_2 , ... сопоставляются плаварные диаграммы (рис. 9, а), а с полюсом Померанчука — цилиндрические (рис. 9, б). Шлошные линии на этих

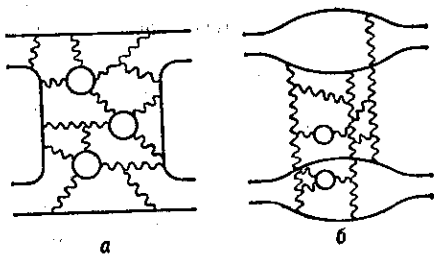


Рис. 9.

рисунках соответствуют кваркам, волнистые — глюонам. Этот метод позволяет получить многочисл. соотношения между траекториями и вычетами разл. полюсов Редже и описать все осн. характеристики процессов множественного рождения адронов: распределения по множественности образующихся частиц, инклюзивные спектры адронов, корреляции. Модель воспроизводит быстрый рост инклюзивных спектров (в центр. области *быстрот*) с увеличением энергии, приближённый КНО-скейлинг (см. *Масштабная инвариантность*) и его нарушение при энергиях $\sqrt{s} \sim 10^3$ ГэВ. Инклюзивные спектры адронов выражаются через распределения кварков (дикварков) в сталкивающихся адронах и соответствующие ф-ции фрагментации. Использование реджеонных асимптотик при построении ф-ций фрагментации позволило описать спектры разл. адронов (π^\pm , K^\pm , K^0 , \bar{K}^0 , p , n , \bar{p} , Λ и др.). Полученные результаты обобщаются на процессы взаимодействия адронов и ядер с ядрами.

Лит.: 1) Regge T., Introduction to complex orbital momenta, «Nuovo Cim.», 1959, v. 14, p. 951; 2) Коллизия П. Скварца Э., Полюса Редже в физике частиц, пер. с англ. М., 1971; 3) Chew G. F., Frautschi S. C., Principle of equivalence for all strongly interacting particles within the S-matrix framework, «Phys. Rev. Lett.», 1961, v. 7, p. 394; Грибов В. Н., О возможном асимптотическом поведении упругого рассеяния, «ЖЭТФ», 1961, т. 41, с. 687; его же, Парциальные волны с комплексными орбитальными моментами и асимптотическое поведение амплитуды рассеяния, там же, с. 1962; 4) Amati D., Stanghellini A., Fubini S., Theory of high energy scattering and multiple production, «Nuovo Cim.», 1962, v. 26, p. 896; 5) Mandelstam S., Cuts in the angular-momentum plane, «Nuovo Cim.», 1963, v. 30, p. 1127, 1148; 6) Грибов В. Н., Померанчук И. Я., Тер-Мартirosян К. А., Двигающиеся точки ветвления в β -плоскости и реджеонные условия унитарности, «Ядерная физика», 1965, т. 5, с. 361; 7) Грибов В. Н., Реджеонная диаграммная техника, «ЖЭТФ», 1967, т. 53, с. 654; 8) Абрамовский В. А., Грибов В. Н., Канчели О. В., Характер инклюзивных спектров и флуктуаций в неупругих процессах, обусловленных многополюсным обменом, «Ядерная физика», 1973, т. 18, с. 595; 9) Кайдалов А. В., Тер-Мартirosян К. А., Множественное образование адронов при высоких энергиях в модели кварк-глюонных струн, «Ядерная физика», 1984, т. 39, с. 1545, т. 40, с. 211. А. Б. Кайдалов.

РЕДЖЕОН (движущийся полюс, полюс Редже) — объект, возникающий при описании амплитуд упругого и неупругого рассеяния при высоких энергиях в рамках метода комплексных угл. моментов. См. *Редже полюсов метод*.

РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫЕ МАГНЕТИКИ — кристаллич. и аморфные магнетики (металлы, сплавы, соединения), содержащие редкоземельные элементы — *лантаноиды*. В более узком смысле Р. м. — вещества, содержащие редкоземельно-лантаноидные (РЗЛ) элементы и обладающие магн. упорядочением (ферро-, ферри- и антиферромагнетизмом).

Природа магнетизма РЗЛ элементов. Магн. момент атомов обусловлен частично заполненной $4f$ -оболочкой. Внеш. часть электронных оболочек РЗЛ атомов, находящаяся вне заполненных слоёв, соответствующий атому Хе, имеет конфигурацию $4f^n 5s^2 5p^6 5d^0 + 16s^2$, где n принимает значения от 1 до 14. В ряду лантаноидов при возрастании порядкового номера Z от $Z = 58$ до $Z = 71$ число $4f$ -электронов монотонно возрастает от $n = 1$ до $n = 14$. Незаполненность $4f$ -электронной оболочки за исключением лютеция (Lu) с $n = 14$ приводит к появлению нескомпенсированного спинового (S) и орбитального (L) моментов. В РЗЛ атомах или ионах $4f$ -оболочка расположена глубоко внутри атома и экранирована от действия кристаллич. поля вышележащими электронными слоями $5s^2$ и $5p^6$.

Среднее межатомное расстояние в Р. м. на порядок величины превышает радиус $4f$ -оболочки. По этим причинам в Р. м. отсутствует заметное перекрытие волновых ф-ций $4f$ -электронов соседних атомов.

Вследствие сильной экранировки $4f$ -оболочки действие электростатич. поля на орбитальный момент $4f$ -оболочки значительно уменьшено, поэтому «замораживание» орбитальных моментов выражено весьма слабо. Кроме того, спин-орбитальное взаимодействие (характерная энергия $\sim 10^{-1}$ эВ) весьма велико и электростатич. поле окружающих атомов (энергия взаимодействия $\sim 10^{-3}$ эВ) не разрушает спин-орбитальную связь (см. *Связь векторная*). Орбитальный момент, так же, как и спиновый, формирует магн. момент РЗЛ атома. Спинный S и орбитальный L моменты связаны в результирующий момент J . В осн. состоянии $J = L + S$ для РЗЛ элементов от гадолиния (Gd) до иттербия (Yb), $J = L - S$ для РЗЛ элементов от церия (Ce) до европия (Eu).

Магнитные свойства РЗЛ металлов обусловлены особенностями электронной структуры их ионов, кристаллич. структуры, магнитной анизотропии и обменного взаимодействия.

В большинстве РЗЛ металлов существуют периодич. магнитные атомные структуры, период к-рых довольно часто является несоизмеримым с периодом кристаллич. решётки. Обменное взаимодействие между РЗЛ ионами является косвенным и осуществляется через электроны проводимости (см. *РККИ-обменное взаимодействие*). Волновой вектор периодич. магн. структур определяется топологич. особенностями ферми-поверхности и близок к диаметрам её экстремальных сечений. Магн. структуры и магнитные фазовые переходы зависят также от специфики косвенного обменного взаимодействия и влияния магн. анизотропии и магнитоупругого взаимодействия. В Ce обнаружено антиферромагн. упорядочение ниже *Нееля точки* $T_N = 12,5$ К. У неодима (Nd) ниже $T_{2N} = 19,2$ К происходит антиферромагн. упорядочение в гексагональных узлах двойной гексагонально-плотноупакованной решётки с модуляцией величины магн. моментов вдоль оси $[10\bar{1}0]$ в базисной плоскости. Темп-ре $T_{1N} = 7,8$ К соответствует антиферромагн. упорядочение магн. моментов кубич. узлов. Их величина также модулируется по оси $[10\bar{1}0]$. В самарии (Sm) ниже $T_{2N} = 106$ К магн. моменты соседних слоёв атомов с гексагональным окружением ориентируются попарно антипараллельно, а при $T_{1N} = 13,8$ К происходит дополнительное антиферромагн. упорядочение магн. моментов кубич. узлов. Имеющий объёмноцентрированную решётку Eu обладает ниже $T_N = 90$ К антиферромагн. геликоидальной структурой, осью к-рой является одна из кубич. осей типа $[100]$. В Gd ниже *Кюри точки* $T_C = 293$ К возникает ферромагн. упорядочение. Тербий (Tb), диспрозий (Dy) и гольмий (Ho) обнаруживают две темп-ры магн. фазовых переходов. При охлаждении ниже темп-ры T_N происходит переход из парамагн. состояния в антиферромагн. состояние с геликоидальной магн. структурой, к-рая существует вплоть до темп-ры T_C , где происходит переход