

соответственно. Этот обмен ответственен за создание двух антипараллельных магнитных подрешеток, состоящих из ионов Mn^{4+} и Ni^{2+} .

Кроме косвенного сверхобмена в данных соединениях может иметь место и прямой сверхобмен катион-катион между ионами $Mn^{4+}-Mn^{4+}$ и $Mn^{4+}-Ni^{2+}$. Из работы [4] следует, что в исследуемых образцах только сверхобменное взаимодействие $Mn^{4+}-Mn^{4+}$ будет сильным и отрицательным. Это взаимодействие будет противодействовать косвенному отрицательному сверхобмену $Mn^{4+}-O^{2-}-Ni^{2+}$, в результате чего возникнет неколлинеарная магнитная структура в подрешетке, образованной ионами Mn^{4+} .

Как было указано выше, степень неколлинеарности магнитной структуры при низких температурах у образца с Li^+ больше, чем у образца с Cu^+ . Это можно объяснить тем, что введение в тетраэдрические узлы более крупного иона Cu^+ (ионный радиус $r=0,9 \text{ \AA}$) по сравнению с ионом Li^+ ($z=0,6 \text{ \AA}$) привело к увеличению параметра решетки и, следовательно, к увеличению расстояния между катионами в B -узлах и угла катион-анион-катион, т. е. к уменьшению роли сверхобмена $Mn^{4+}-Mn^{4+}$ и к увеличению роли $Mn^{4+}-O^{2-}-Ni^{2+}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Blasse G. «J. Phys. Chem. Solids.», 1966, 27, 383.
2. Goodenough J. «J. Phys. Chem. Solids.», 1958, 6, 287.
3. Kanamori J. «J. Phys. Chem. Solids.», 1959, 10, 87.
4. Wicham D. J. Goodenough. «Phys. Rev.», 1959, 115, 1156.

Поступила в редакцию
27 1976 г.
Кафедра
общей физики для естественных
факультетов

УДК 539.12

И. В. Речицкий
В. П. Ефросинин

НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА БИНАРНЫХ РАСПАДОВ РЕЗОНАНСОВ

Будем исследовать бинарные адронные распады резонансов в их системе покоя. Зная орбитальный момент L и импульс p распадных частиц, можно при $L \neq 0$ оценить величину радиуса R распада.

$$R = \sqrt{L(L+1)}/p. \quad (1)$$

Рассмотрим известные из литературы [1] бинарные распады с определенным $L \neq 0$. Сгруппируем их в соответствии с типами ($\pi\pi$, $k\pi$ и т. д.) вторичных частиц. Чтобы исключить пороговые эффекты, отбросим реакции с $p < 200 \text{ МэВ/с}$.

Величина R внутри групп в среднем, по-видимому, слабо меняется с массой M резонанса. Так, для совокупности распадов резонансов, имеющих массу M меньше средней по группе, величина $\langle R \rangle = 1,04 \pm 0,07 \text{ Ф}$ ($n=53$), а для распадов с массой M больше средней по группе $\langle R \rangle = 1,00 \pm 0,04 \text{ Ф}$ ($n=57$) (n — число анализируемых распадов).

Вместе с тем наблюдается зависимость среднего радиуса от типа распадных частиц. В средней больший радиус имеют распады на резонансы по сравнению с распадами на стабильные частицы и распады на гипероны по сравнению с распадами на нуклоны и мезоны. Чтобы показать это, обозначим через x_1 , x_2 и x_3 любые из (N , π , k , Λ), (π , k) и (η , ρ , ω) частиц, через y_1 , y_2 и y_3 — любые из (π , k , N), (Λ , Σ) и (π , k , N , Λ , Σ) частиц, а через z_1 , z_2 и z_3 — любые из однокаскадных резонансов y_1 , y_2 и y_3 частиц.

Средний радиус в группе x_1x_3 -распадов (ρN , $\eta \Lambda$ и т. д.) равен $\langle R \rangle = 1,23 \pm 0,09 \text{ Ф}$ ($n=20$), тогда как для πx_1 и kx_1 -распадов — $0,81 \pm 0,04 \text{ Ф}$ ($n=33$) и $0,91 \pm 0,05 \text{ Ф}$ ($n=28$). Для совокупности x_2x_3 -распадов $\langle R \rangle = 1,23 \pm 0,10 \text{ Ф}$ ($n=7$), а для Nx_2 -распадов $\langle R \rangle = 0,86 \pm 0,05 \text{ Ф}$ ($n=35$).

Объединим в одну группу y_1y_1 -распады ($\pi\pi$, Nk и т. д.), во вторую группу y_1z_1 и y_1y_2 -распады ($\eta\pi$, Λk и т. д.), а в третью — y_2z_1 -распады, а также распады на $y_1 + (z_2$ или Ξ или двухкаскадный мезонный резонанс) [$\Sigma(1385)\pi$, $\Lambda\eta$, $\delta(970)\pi$, Ξk , $\Lambda\omega$]. Значения $\langle R \rangle$ для образованных групп равны соответственно $0,85 \pm 0,04 \text{ Ф}$ ($n=46$), $1,08 \pm 0,04 \text{ Ф}$ ($n=64$) и $1,58 \pm 0,08 \text{ Ф}$ ($n=9$).

Для совокупности y_3y_3 -распадов величина $\langle R \rangle$ оказалась равной $0,91 \pm 0,03 \text{ Ф}$ ($n=82$), а для распадов на $y_3 + (z_3$ или $\Xi)$ — $\langle R \rangle = 1,28 \pm 0,07 \text{ Ф}$ ($n=37$).

Как видно, средний радиус зависит от типа вторичных частиц.

Обозначим через R_m средний радиус бинарных распадов индивидуального резонанса. Величины R_m для известных бинарных распадов [1] близки по порядку к 1Φ и в среднем слабо меняются с M (рис. 1, а). При больших M информация, однако, является неполной. Существование новых каскадных мод распада тяжелых резонансов может привести к медленному росту $\langle R_m \rangle$ с M . Наблюдаемый характер зависимости радиуса распада от M учитывался при проведении дальнейших расчетов.

Как указывается в ряде исследований [2], при распадах тяжелых резонансов с большим спином J могут быть важны эффекты центробежного барьера. В настоящей работе для оценки области действия указанных эффектов была рассчитана зависимость минимального орбитального момента L_{\min} распада от массы резонанса. При этом полагалось, что резонанс и распадающие частицы принадлежат траекториям Редже:

$$J = aM^2 + b, \quad J_1 = a_1 M_1^2 + b_1, \quad J_2 = a_2 M_2^2 + b_2, \quad (2)$$

где J_1, J_2, M_1 и M_2 — спины и массы вторичных частиц. В соответствии с экспериментальными данными считалось, что наклоны всех траекторий одинаковы: $a_1 = a_2 = a$.

Используя формулы (1) и (2), была получена зависимость от M величины $J_1 = J - J_1 - J_2$ при $R = R_p \approx R_f = \text{const}$ (рис. 2) и $R \sim [\ln(M/M_p)]^{1/2}$, $M \geq M_f$ (рис. 3).

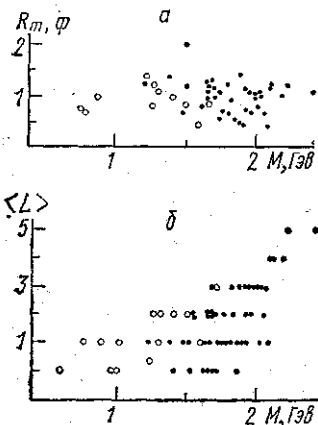


Рис. 1. Зависимость M от R_m (а) и $\langle L \rangle$ (б) для известных бинарных распадов мезонных (кружки) и барионных (точки) резонансов

Кривые на рис. 2 и 3 приводятся для значений $L_1 \leq 5$, разрешенных законами сохранения энергии-импульса. Расчеты выполнены для разных $B = b - b_1 - b_2$ от -1 до 1 (в этом интервале заключены значения B для подавляющего числа известных бинарных распадов [1]). При $R = \text{const}$ (рис. 2) законы сохранения существенно сужают область допустимых значений L_1 и для $B \geq 1$ — запрещают распады.

Если пространственные четности резонанса (P) и распадающих частиц (P_1 и P_2) связаны соотношением

$$P = (-1)^{J-J_1-J_2} P_1 P_2, \quad (3)$$

то $L_1 = L_{\min}$ при целых L_1 . Если же

$$P = (-1)^{J-J_1-J_2+1} P_1 P_2, \quad (4)$$

то $L_{\min} = j - j_1 - j_2 + 1$, в этом случае для оценки L_{\min} необходимо использовать значения L_1 , рассчитанные при значениях B на единицу больше.

Из проведенных расчетов следует, что при данном M , а) наименьшие возможные орбитальные моменты соответствуют распадам на частицу с наименьшей массой и тяжелую частицу с большим спином;

б) величина L_{\min} растет с увеличением B . Следовательно, при распадах на частицы, траектории которых расположены выше траектории резонанса ($B \leq 0.5$), значения L_{\min} меньше по сравнению с распадами, для которых траектории вторичных частиц ниже, чем у начального резонанса ($B \geq 0$);

в) для распадов, удовлетворяющих соотношению (3), величина L_{\min} может принимать значительно меньшие значения по сравнению с распадами, удовлетворяющими равенству (4).

Как видно из рис. 2, при M более (1,5—2) ГэВ имеет место быстрый рост L_{\min} с M (за исключением случая с $R = \text{const}$, $M_1 = M_\pi$ и $B < -0.5$, который рассмотрим отдельно).

Если радиус распада увеличивается с массой, кривые смещаются в сторону больших M , при этом достигаются более высокие значения L_{\min} .

При $R = \text{const}$, $M_1 = M_\pi$, $B < -0.5$ и больших M имеют место малые L_{\min} (рис. 2). В этом случае величина M_2 близка к M и, следовательно, J_2 незначительно отличается от J . При этом маловероятно, чтобы частица 2 распалась с большим отрицательным значением B , так как траектории Редже ограничены сверху по величине b основными траекториями (ρ, ω, f, A_2). Поэтому в этом случае при распаде частицы 2 орбитальный момент ожидается высоким.

Таким образом, при бинарных распадах тяжелых резонансов с большими J орбитальные моменты принимают значения большие 1, следовательно, может иметь место подавление, связанное с центробежным барьером.

Рассмотрим экспериментальную ситуацию с точки зрения наличия центробежных эффектов. В распадах барионов при больших M орбитальные моменты (рис. 1, б) достигают высоких значений (до 5). Вместе с тем отсутствуют глобальные признаки сильного действия центробежного барьера. Так, при больших массах $N\pi$ -мода, которая не является оптимальной с точки зрения наименьших возможных L , представ-

лена с заметной парциальной шириной [1]. Полные ширины тяжелых барионных резонансов продолжают расти с M .

Чтобы оценить наличие подавления, связанного с высокими L , для распадов с определенной парциальной шириной Γ_p [1] и $p > 200$ МэВ/с подсчитывалась величина $\delta = \Gamma_p(M/p)$, где M/p — фазовый множитель. Расчеты проводились для тех групп распадов (группы формировались в соответствии с типами ($N\pi$, $\Sigma\pi$ и т. д.) вторичных частиц), в которых одновременно представлены события с малыми и большими (≥ 3) орбитальными моментами. Не рассматривались распады, в которых известен какой-либо динамический механизм подавления (например, распады по электромагнитному взаимодействию).

В результате для барионов были получены средние значения $\langle \delta \rangle = 107 \pm 15$ МэВ ($n=61$) для событий с $L < 3$ и $\langle \delta \rangle = 83 \pm 15$ МэВ ($n=31$) для распадов с $L \geq 3$. Видно, что значения $\langle \delta \rangle$ в обеих группах не отличаются значительно друг от друга.

Экспериментальные данные, позволяющие оценить центробежные эффекты в распадах мезонов, весьма малочисленны. Мезонные распады с $L > 3$ надежно не установ-

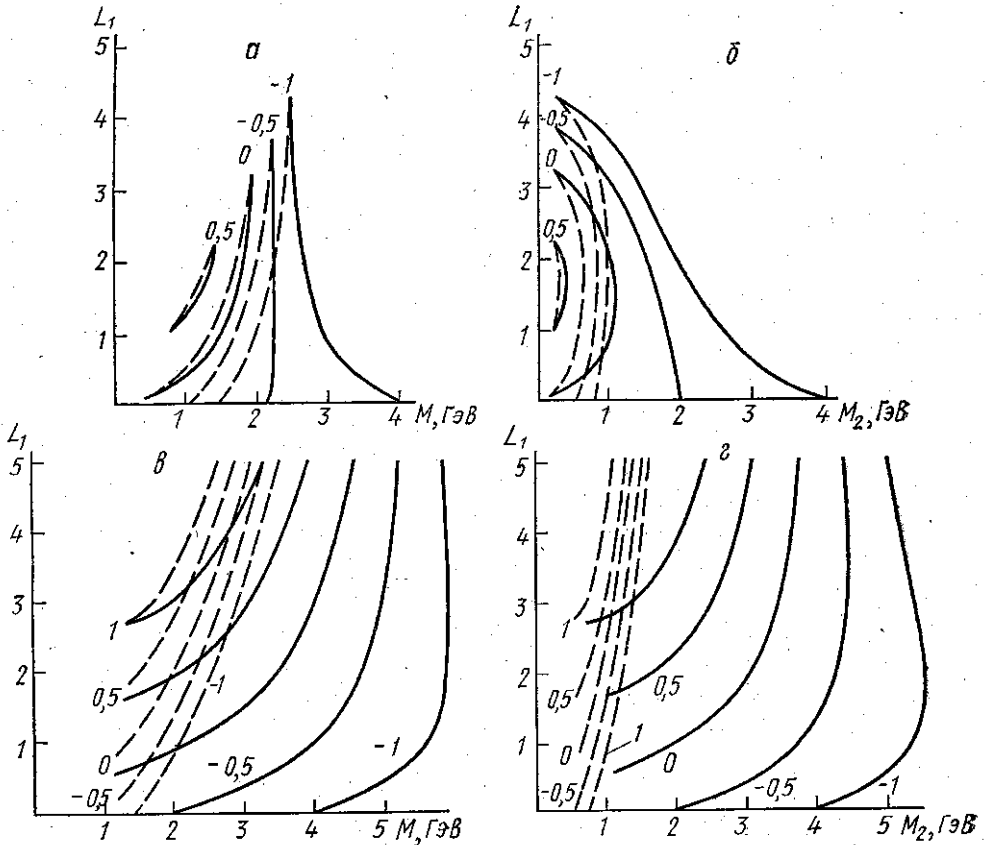


Рис. 2. Величины L_1 в зависимости от M при $R = \text{const}$ (а, б) и величины M_2 , соответствующие данному L_1 при $R = \sim [\ln(M/M_p)]^{1/2}$ (в, г) для $M_1 = M_\pi$ (сплошные линии) и $M_1 = M_2$ (пунктир). Кривые рассчитаны при значениях B от -1 до 1 .

лены [1]. Поэтому результаты, относящиеся к этим частицам, следует рассматривать как оценочные. В среднем по группам $\pi\pi$, kk и $\omega\pi$ -распадов величина $\langle \delta \rangle$ для событий с $L < 3$ оказалась равной 205 ± 68 МэВ ($n=7$), а для событий с $L=3$ $\langle \delta \rangle = 50 \pm 22$ МэВ ($n=3$). Различие значений $\langle \delta \rangle$ в группах кажется более существенным, чем у барионов.

Рассмотрим еще пример. В распаде g -мезона канал $g \rightarrow \rho\rho$ ($L_{\min}=1$) имеет парциальную ширину в 4 раза больше, чем в распадах $g \rightarrow A_2\pi$ ($L_{\min}=2$) и $g \rightarrow \omega\pi$ ($L=3$), и больше, чем в распаде $g \rightarrow \pi\pi$ ($L=3$), несмотря на малый фазовый объем по сравнению с модой $g \rightarrow \pi\pi$.

Представленные факты указывают на возможное сильное влияние центробежного барьера в распадах мезонов с $L \geq 2$.

Чтобы объяснить отсутствие заметных центробежных эффектов в распадах барионов, можно предположить, что радиусы сильных взаимодействий барионов больше или порядка радиуса R (1), связанного с орбитальным моментом, так что динамические эффекты сильных взаимодействий в момент распада значительны по сравнению с центробежными. Если радиусы сильных взаимодействий у мезонов меньше, чем у барионов, то при разлете распадающих частиц на расстояние $\sim R$ их кинетическая энергия может быть больше энергии сильного взаимодействия. В этом случае центробежные эффекты могут быть сильнее динамических.

Рассмотрим одно из возможных следствий сильного действия центробежного барьера. Наименьший орбитальный момент и, следовательно, более слабое подавление за счет центробежного барьера ожидается в распадах, в которых спины вторичных частиц и орбитальный момент ориентируются близко к направлению спина резонанса. При распадах резонансов больших спинов сильные центробежные эффекты могут сохраниться не только в первом, но и в последующих каскадах распада. Это может привести к преимущественной концентрации импульсов вторичных частиц в конечном состоянии вблизи плоскостей, нормальных спину резонанса. Как следует из приведенного выше, указанные корреляции вторичных частиц более вероятно ожидать в распадах тяжелых мезонных резонансов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chaloupka V., Bricman C. et al. «Phys. Lett.», 1974, 50B.
2. Brower R., Harte J. «Phys. Rev.», 1967, 164, 1841; Goldberg H. «Phys. Rev. Lett.», 1968, 21, 778; Chan Hongmo, Tsou Sheung Tsun. «Phys. Rev.», 1971, D4, 156; Hippel F., Quigg C. «Phys. Rev.», 1972, D5, 624.

Поступила в редакцию

1.11 1975 г.

НИИЯФ

УДК 539.143.43

А. Л. Коткин
Ю. В. Павлов
Р. М. Умарходжаев

К ИЗМЕРЕНИЮ БОЛЬШИХ ВРЕМЕН РЕЛАКСАЦИИ ОПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ СПИНОВЫХ СИСТЕМ

Для квантовой магнитометрии [1] значительный интерес представляет изучение оптически поляризованных спиновых систем, времена релаксации которых могут достигать десятков и даже сотен секунд.

В настоящем сообщении описывается методика измерений времени продольной релаксации T_1 оптически поляризованных спиновых систем в слабом магнитном поле. Способ измерений представляет собой измененную импульсную методику Виткока—Фримена, известную из ЯМР высокого разрешения [2]. Метод Виткока—Фримена заключается в следующем: на равновесную систему подается инвертирующий 180° импульс и далее через промежутки времени τ , подаются 360° импульсы, во время которых наблюдаются сигналы нутации. Амплитуда сигналов нутации пропорциональна величине M_z — продольному компоненту на-

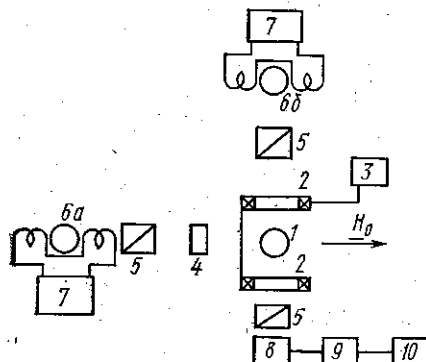


Рис. 1. Блок-схема установки: 1 — ячейка с парами, 2 — катушки, создающие поле H_1 , 3 — генератор импульсов поля H_1 , 4 — пластинка, 5 — поляризатор, 6a — спектральная лампа с изотопом Hg^{201} , 6b — спектральная лампа с изотопом Hg^{202} , 7 — генератор СВЧ, 8 — ФЭУ, 9 — детектор, 10 — регистрирующий прибор

магниченности образца и изменяется по экспоненте со временем T_1 . Точность этого метода измерений подробно обсуждалась в [3], где показано, что ошибки в настройке резонансных условий, длительности и амплитуде импульсов приводят к накапливающимся ошибкам измерений. Описанная методика осуществляется в сильных магнитных полях (15—25 кОе) при автоматической стабилизации резонансных условий.