

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

C - 16

6 - 10596

САЛАМОВ
Джавад Ислам Али оглы

ИЗОВЕКТОРНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В АТОМНЫХ ЯДРАХ

Специальность 01.04.16. - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1977

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель
доктор физико-математических наук

Н.И. ПЯТОВ

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук

Б.Л. БИРБАИР

кандидат физико-математических наук

Ю.В. ГАПОНОВ

Ведущее научно-исследовательское учреждение: ФЭИ, Обнинск.

Автореферат разослан " " _____ 1977 года.

Защита диссертации состоится " " _____ 1977 года на заседании Специализированного ученого совета К-56 Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований, г.Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета
кандидат физико-математических наук

В.И. ЖУРАВЛЕВ

Одной из актуальных задач в изучении структуры атомного ядра является анализ различных коллективных степеней свободы и исследование элементарных мод ядерных возбуждений. В последнее время резко возрос интерес к изучению высоколежащих коллективных состояний, в том числе так называемых гигантских резонансов. В феноменологических коллективных моделях этим резонансам соответствуют, например, колебания ядерной поверхности различных мультипольностей. Коллективные состояния могут быть связаны также со степенями свободы, включающими изменения спина и изотопического спина. Обычно при этом рассматривают возбуждения с изоспином

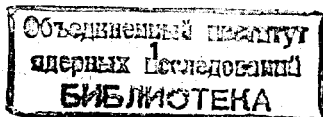
$T=0$ (изоскалярные возбуждения) или $T=I$ (изовекторные возбуждения) и проекцией изотопического спина $M_T=0$. Эти возбуждения находятся в том же ядре, что и основное состояние, на котором строится данное возбуждение. Однако можно рассматривать элементарные моды с проекцией изотопического спина $M_T=\pm I$. Эти возбуждения построены на основном состоянии, которое является состоянием соседнего ядра. Широко известными примерами таких возбуждений являются изобарические аналоговые состояния и гамов-теллеровский резонанс.

С точки зрения микроскопического подхода эти резонансы являются коллективными частично-дирочными возбуждениями I^π с определенным моментом и четностью, изотопическим спином и его проекцией. Тип гигантского резонанса определяется этими квантовыми числами. В настоящей диссертации исследуются свойства трех типов возбуждений, а именно - дипольных, аналоговых и гамов-теллеровских.

Диссертация состоит из четырех глав.

Первая глава носит обзорный характер. В ней излагается современное состояние теории дипольных, аналоговых и гамов-теллеровских резонансов.

Во второй главе диссертации кратко излагается (§ I) метод построения эффективных сепарабельных сил, восстанавливающих трансляционную инвариантность одночастичного гамильтониана H_E . Эффективные силы, восстанавливающие трансляционную инвариантность, ищутся в виде ^{1/2}:



$$h = \frac{1}{2\delta} [H_E, \bar{P}]^+ [H_E, \bar{P}], \quad (1)$$

где величина γ определяется из условия, чтобы полный импульс системы \bar{P} коммутировал с гамильтонианом $H_E + h$ в приближении метода случайной фазы (СФ). При этом получим

$$\gamma = \frac{1}{3} \langle 0 | [\bar{P}, [H_E, \bar{P}]] | 0 \rangle, \quad (2)$$

где $|0\rangle$ - основное состояние типа состояний по Хартри-Фоку. Эффективные силы h существенно зависят от формы потенциала. В случае осцилляторного потенциала эффективные силы (1) точно восстанавливают трансляционную инвариантность, компенсируя потенциал локализации центра масс, неявно содержащийся в H_E . Величина γ имеет смысл параметра жесткости потенциала локализации ц.м. и в случае осцилляторного потенциала равна $\sqrt[3]{3}$

$$\gamma = M(\hbar\omega_0)^2, \quad (3)$$

где M - масса системы, ω_0 - осцилляторная частота. Исследования эффектов трансляционной инвариантности в октупольных возбуждениях деформированных ядер $\sqrt[4]{4}$ показали, что они являются заметными как в энергиях, так и в вероятностях γ -переходов. Различие в энергиях нижайших Γ^- возбуждений можно компенсировать перенормировкой (уменьшением на 4-5%) силового параметра октупольных взаимодействий, однако значения $B(E1)$ и $B(E3)$ при этом заметно различаются. Сравнительные характеристики двух нижайших по энергии возбуждений, вычисленные с учетом и без учета трансляционной инвариантности, приведены в табл. I.

Следует отметить большие значения $B(E1)$, предсказываемые теорией для низколежащих Γ^- возбуждений с энергией $\omega \leq 0,5$ МэВ. В актинидах возрастание $B(E1)$ существенно связано с малой энергией Γ^- возбуждений. Представляется интересным проверить это предсказание теории экспериментально, например, в реакциях с тяжелыми ионами.

Применяя трансляционно-инвариантную модель для изучения гигантского резонанса $\sqrt[5]{5}$, удалось с помощью единственного силового параметра изовекторных взаимодействий ($\chi_1 = 300 \cdot A^{-5/3}$ МэВ \cdot Фм $^{-2}$)

Таблица I.

Сравнительные характеристики возбуждений с $K^\pi = 0^-$ в моделях с учетом и без учета трансляционной инвариантности (в последнем случае все величины отмечены тильдой).

Ядро	ω_n кэВ	$B(E3)$	$B(E1)$	ω_n кэВ	$B(E3)$	$B(E1)$
		одн.ед.	одн.ед.		одн.ед.	одн.ед.
^{226}Ra	253	8,45	0,64	253	9,82	0,87
	$\tilde{1855}$	0,06	10^{-4}	$\tilde{1857}$	0,06	10^{-4}
^{226}Th	231	10,73	0,81	231	12,66	1,1
	$\tilde{1980}$	10^{-3}	10^{-4}	$\tilde{1981}$	10^{-3}	10^{-4}
^{228}Th	328	5,25	0,47	328	6,22	0,58
	$\tilde{1759}$	0,10	0,09	$\tilde{1755}$	0,13	10^{-2}
^{230}Th	508	3,56	0,27	508	4,12	0,38
	$\tilde{1850}$	0,20	10^{-3}	$\tilde{1847}$	0,24	10^{-3}
^{232}Th	713	2,96	0,20	713	3,35	0,32
	$\tilde{1876}$	0,01	10^{-3}	$\tilde{1877}$	0,01	10^{-3}
^{232}U	563	2,92	0,25	563	3,39	0,36
	$\tilde{1821}$	0,11	10^{-3}	$\tilde{1814}$	0,10	10^{-2}
^{234}U	786	2,57	0,20	786	2,87	0,31
	$\tilde{1817}$	0,01	10^{-4}	$\tilde{1816}$	0,01	10^{-4}

описать как энергии E1-резонанса, так и интегральные сечения с различным энергетическим весом

$$\sigma_n = \int E^n \sigma(E) dE = \frac{16\pi^3}{9\hbar c^3} \sum_{\nu} \omega_{\nu}^{n+1} B(E1, 0^+ \rightarrow 1^-)_{\nu} \quad (4)$$

в очень широком интервале массовых чисел $70 \leq A \leq 208$. На рис. I показаны вычисленные интегральные сечения σ_1 и σ_2 . Следует отметить сильную зависимость этих состояний от изовекторных сил. Хорошее согласие с экспериментальными данными свидетельствует в пользу развитого нами метода отделения движения ц.м. и использования простого вида изовекторных сил.

Физическая значимость параметра жесткости γ определяется тем, что с его помощью можно дать макроскопическую оценку нулевых дипольных колебаний ц.м. в системе неинвариантного вакуума:

$$\hbar\omega_R = \sqrt{\gamma/mA}. \quad (5)$$

Расчеты показали, что эта величина для потенциала Саксона-Вудса проявляет заметную изотопическую зависимость и сравнительно

слабую зависимость от массового числа. Физически это связано с ростом жесткости конечного потенциала Саксона-Вудса с увеличением массового числа. В свою очередь, это ведет к более слабой, чем $A^{-1/3}$, зависимости энергии максимума ЕI-резонанса в предложенной модели, что согласуется с экспериментальными данными. Отметим, что при использовании трансляционно инвариантной модели "духовое" состояние, соответствующее движению ц.м., выделяется автомати-

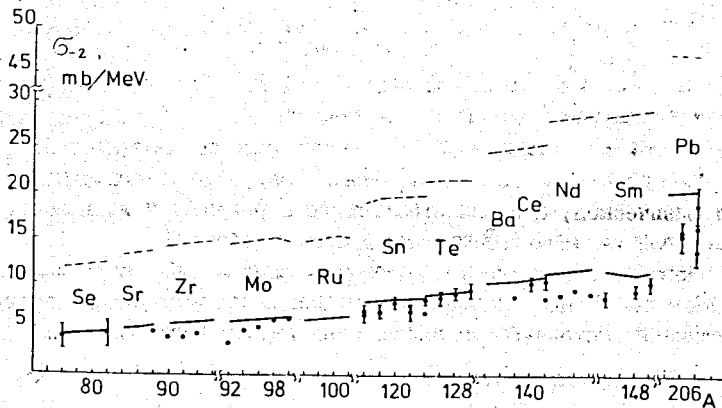
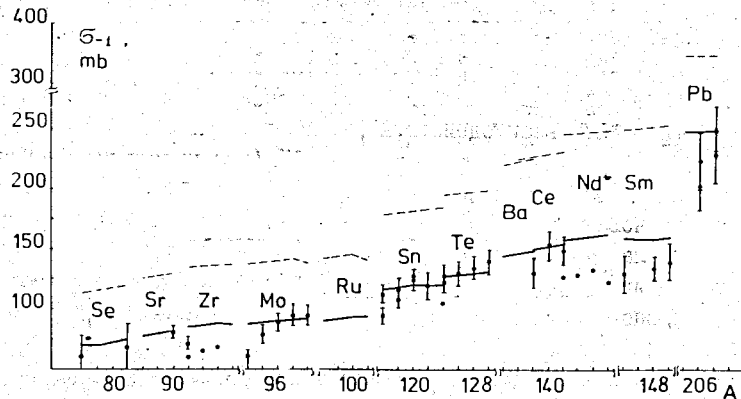


Рис. I.

Интегральные сечения σ_1 и σ_2 дипольного фотовозбуждения с учетом (сплошные линии) и без учета (пунктирные линии) изовекторных сил.

чески. При выключении кинематических корреляций (это соответствует нетрансляционно-инвариантной модели) все Γ состояния будут содержать примеси духового состояния. Расчеты показали, что духовое состояние распределено по многим состояниям, но максимум примесей содержится в состояниях с энергией порядка осцилляторного интервала между оболочками. Состояния ЕI-резонанса содержат очень небольшие примеси духового состояния.

В § 4 второй главы исследуются эффекты нарушения галилеевой инвариантности парных взаимодействий в сечении дипольного фотопоглощения. Как известно^{/6/}, использование парных взаимодействий с нарушенной симметрией приводит к заметным эффектам в сечениях дипольного фотопоглощения. Исходя из гипотезы галилеевой инвариантности парных взаимодействий, можно восстановить часть этих взаимодействий с моментом и четностью Γ (без нарушения свойств парных корреляций в основном состоянии)^{/7/}. При этом не привлекаются никакие новые параметры. Учет этих взаимодействий позволяет сохранить классический предел интегрального сечения σ_0 . Показано, что, если включить в кинематическую энергию часть статистического парного поля, нарушающую галилееву инвариантность, то квазичастицам в состоянии БКШ можно приписать эффективную массу.

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{m} \left[1 + \frac{4\pi}{3} \frac{m}{\hbar^2 A} \sum_{\kappa \neq 0} \beta_{\kappa} \right], \quad (6)$$

где

$$\beta_{\kappa} = \frac{\Delta_{\kappa}^2}{3} \sum_{j,j'}^{(\kappa)} \frac{E_{jj'}}{E_j \cdot E_{j'}} (j' || \tau || j).$$

Здесь $E_{jj'} = E_j + E_{j'}$, $E_j = \sqrt{\Delta_{\kappa}^2 + \epsilon_j^2}$, где ϵ_j — одночастичные энергии и Δ_{κ} — энергетическая щель.

Подчеркнем, что эффективная масса у квазичастиц не является физической, а появляется только в результате нарушения галилеевой инвариантности парных взаимодействий.

При учете недиагональных парных взаимодействий с моментом и четностью Γ квазичастицы будут иметь нормальную массу. В приближении метода СФ такие взаимодействия имеют вид:

$$h_{\Delta\tau} = -\frac{1}{2\beta_{\kappa}} \sum_{\mu=-1}^{+1} [H_{\Delta\tau, \xi_{\mu}}] [H_{\Delta\tau, \xi_{\mu}}], \quad (7)$$

где $H_{\Delta\tau}$ представляет собой статическое парное поле

$$H_{\alpha r} = -\frac{A r}{2} [\Gamma_r^+ + \Gamma_r^-]; \quad \Gamma_r = \sum_{j,m} (-1)^{j-m} a_{j,m} a_{j,m} \quad (8)$$

Координатная функция $\mathcal{F}_{r,m}$ определена следующим образом:

$$\mathcal{F}_{r,m} = \sum_{k=1}^A z_k Y_{l_{r,m}}(\theta_k, \varphi_k). \quad (9)$$

Можно также ожидать, что, как и в случае, обсуждавшемся в работе ^{8/}, взаимодействия $h_{\alpha r}$ приведут к появлению ниже порога двухквартичных возбуждений новой ветви Γ когерентных флуктуаций спаривания.

Третья глава диссертации посвящена восстановлению изотопической инвариантности среднего поля по методу, предложенному в работе ^{2/}, и исследованию характеристик изобараналоговых состояний (ИАС) в некоторых сферических ядрах. Основное достоинство данного метода восстановления симметрии заключается в том, что эффективные силы не содержат произвольных параметров и определяются исключительно характеристиками среднего поля ^{9/}. Показано, что изотопическая инвариантность среднего ядерного потенциала предполагает существование соответствующего нейтрон-протонного зарядово-обменного остаточного взаимодействия. В этом случае величина γ , являющаяся макроскопической мерой неинвариантности основного состояния, представляет собой энергию симметрии в массовой формуле Вайнзекера

$$\gamma = \langle I | \Gamma^+ [N_n - N_p] | I \rangle = \sum_{j,n,p} (j_n || j_p) (\xi_{j_n} - \xi_{j_p}) - (j_n || \mathcal{U} || j_p) (n_j - p_j) \approx -\lambda \frac{(N-Z)^2}{A}, \quad (10)$$

где $(j_n || j_p)$ — интегралы перекрытия нейтрон-протонных волновых функций, \mathcal{U} — кулоновский потенциал, ξ_{j_n} — одночастичные энергии, $(j_n || \mathcal{U} || j_p)$ — матричные элементы кулоновского потенциала между нейтрон-протонными состояниями, n_j — числа заполнения уровней. На рис.2 показаны значения λ , вычисленные по формуле (10), для некоторых изотопов. Отклонение значений λ от феноменологического значения параметра $\lambda_{\text{всч}} = 50$ МэВ невелико

для всех рассмотренных ядер. Далее показывается, что при постоянном кулоновском потенциале $\mathcal{U} = \text{const}$ состояние с энергией возбуждения $\omega_0 = \mathcal{U}$ обладает всеми свойствами ИАС и исчерпывает полностью правило сумм для β -перехода. Когда $\mathcal{U} \neq \text{const}$, кулоновское поле нарушает изотопическую симметрию системы и смешивает состояния с разными изотопическими спинами. Благодаря этому становятся возможными запрещенные по изоспину β -переходы на другие состояния. Расчеты показали, что примесь аналогового состояния в первом возбужденном 0^+ -состоянии в нечетно-нечетных ядрах (так называемом антианалоговом) определяется матричным эле-

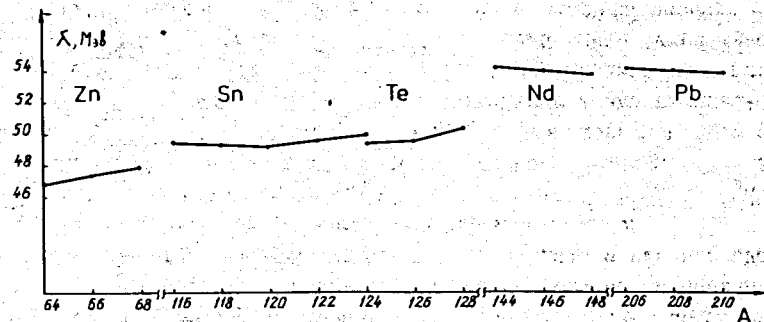


Рис.2. Значения λ для некоторых изотопов.

ментом $\langle 10^+ | \beta$ -перехода на них и величины этих примесей очень малы ($\sim 10^{-3}$). Вычисленные энергии кулоновского сдвига хорошо согласуются с экспериментальными данными.

В четвертой главе диссертации рассматривается микроскопическое описание гамма-теллеровских возбуждений на основе оболочечной модели со спариванием и зарядово-обменными остаточными силами в сферических и деформированных ядрах. Силовой параметр гамма-теллеровского взаимодействия подбирался так, чтобы хорошо описать экспериментальные значения $\lg(ft)$ разрешенных β -переходов между низколежащими состояниями в нечетных ядрах. Отметим, что в этой главе автор не ставил задачу исследовать свойства гамма-теллеровского резонанса, такое исследование проводилось многими авторами [11]. Основной акцент сделан на исследовании силовой функции β -распада в области энергий, где и возможно экспериментальное получение информации при исследовании запаздывающей протонной активности. Как известно, в случае изотопов с $Z < N$ в диапазон энергий, соответствующих спектру запаздывающих протонов, попадает только "хвост" кривой гигантского гамма-теллеровского резонанса.

Немонотонности в ходе силовой функции связаны с простыми структурами, благоприятствующими β -распаду. Расчеты со сферически симметричным базисом [12] показали, что силовые функции β -распада имеют локальные максимумы в изотопе ^{115}Tl около 5,2 МэВ, а в изотопах $^{119,121}\text{Cs}$ - около 6 МэВ. При формировании этого малого резонанса основную роль играет переход типа $1g_{9/2}^p \rightarrow 1g_{7/2}^n$. Отметим, что результаты, полученные для изотопа ^{115}Tl , хорошо согласуются с экспериментальными данными [13], тогда как для изотопов Cs имеются некоторые расхождения. Одной из причин этого расхождения может быть то, что изотопы Cs имеют в основном состоянии равновесную деформацию. Прямым указанием деформируемости ядер в этой области являются результаты исследований плотности Γ^+ -состояний в спектроскопической области энергий для изотопов $^{122-126}\text{Cs}$. Расчеты [14] показали, что при использовании сферически симметричного базиса плотность Γ^+ -состояний в спектроскопической области очень мала (~ 1 сост на МэВ). Экспериментальные данные показывают, что плотность Γ^+ -состояний в спектроскопической области для этих изотопов достигает 10-15 сост/МэВ. Поэтому были проведены [15] исследования равновесной деформации этих ядер. На основании проделанных расчетов можно сделать вывод о том, что нейтронодефицитные изотопы Xe и Ba в основ-

ном состоянии являются хорошо деформированными. О знаке равновесной деформации этих ядер нельзя делать однозначного вывода, так как разница энергий деформации сплюснутой и вытянутой форм составляет всего лишь 1 МэВ.

Были проведены расчеты [16] плотности Γ^+ -состояний в нечетно-нечетных изотопах $^{124-128}\text{Cs}$ с учетом равновесной деформации. При деформации среднего поля j -оболочки расщепляются по магнитному квантовому числу, что, в свою очередь, приводит к расщеплению сферических Γ^+ -состояний на мультиплеты и к их смешиванию. На рис. 3 показано расщепление Γ^+ -состояний в ядре ^{124}Cs в зависимости от деформации. Первая колонка уровней соответствует случаю, когда ядро имеет сферическую форму, следующие три - различным значениям квадрупольной деформации.

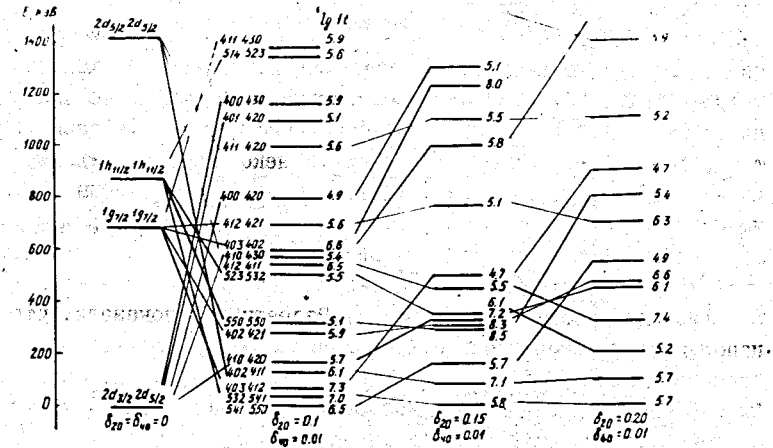


Рис. 3. Расщепление Γ^+ состояний в ядре ^{124}Cs в зависимости от квадрупольной деформации.

Сравнение экспериментальных и теоретических характеристик Γ^+ возбуждений в изотопах $^{124-128}\text{Cs}$ показало, что идентифицировать каждый уровень очень трудно, но экспериментально наблюдаемая плотность Γ^+ -возбуждений воспроизводится удовлетворительно.

Исследованы силовые функции β -распада Γ -Т. возбуждений в нечетных изотопах Cs с учетом равновесной деформации четно-четного остова. Расчеты показали, что силовые функции β^+ -распада изотопов $^{119,121}\text{Ba} \rightarrow ^{119,121}\text{Cs}$ имеют максимум при энергии 4-5 МэВ, что хорошо согласуется с экспериментальными данными группы Карнаухова [17]. При формировании этих максимумов доминирующую роль играют переходы типа $p[404f] \rightarrow n[404f]$ и $p[413f] \rightarrow n[413f]$.

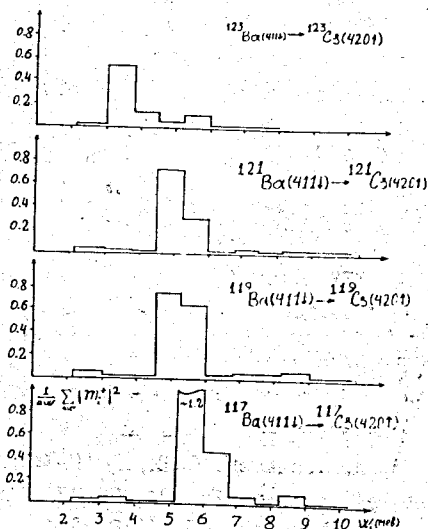


Рис. 4.

Энергетическая зависимость силовой функции S_{β}^{G} изотопов $^{117-119}\text{Ba}$. Усреднение проводилось в интервале энергий $\Delta E = 0,75$ МэВ.

На рис. 4 демонстрируется ход силовой функции для четырех нечетных изотопов $^{117-123}\text{Ba}$. Видно, что с ростом $N-Z$ полная сила

β^+ -перехода уменьшается, а положение максимума силовой функции смещается в сторону меньших энергий возбуждения. Такое смещение локального максимума можно наблюдать в спектрах запаздывающих протонов.

Основные результаты диссертации представлялись и докладывались на XXV-XXVII Всесоюзных совещаниях по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, на XLV Совещании по ядерной спектроскопии и теории ядра (Дубна, 1975), на Международной конференции по физике тяжелых ионов (Дубна, 1971), на Международном совещании по эффективным силам и операторам в ядерной физике (Аризона, США, 1975), на III Международной конференции по ядрам вдали от бета-стабильности (Корсика, Франция, 1976), на Международной конференции по избранному вопросу структуры ядра (Дубна, 1976), на IX Международной летней школе по ядерной физике (Миколайки, Польша, 1976) и были опубликованы в следующих работах:

С.И.Габраков, А.А.Кулиев, Д.И.Саламов. ОИЯИ, Р4-5744, Дубна (1971).

S.I.Gabrakov, A.A.Kuliev, D.I.Salamov, Proc. Int. Conf. on Heavy Ion Physics, D7-5769, 319, Dubna (1971).

A.A.Kuliev, D.I.Salamov, Int. Top. Conf. on Effective Interaction and Operators in Nuclei, v.1, p.4 (Arizona, 1975).

А.А.Кулиев, Д.И.Саламов, XLV Совец. по ядерной спектр. и теории ядра, ОИЯИ, Д6-8846, стр. 34, Дубна (1975).

N.I.Pyatov, D.I.Salamov, Nucleonica, 22, 126 (1977).

М.И.Базнат, Н.И.Пяттов, Д.И.Саламов, ОИЯИ, Р4-9805, Дубна (1976); ЯФ, 25, II55 (1977).

Н.И.Пяттов, С.И.Габраков, Д.И.Саламов, ОИЯИ, Р4-10023, Дубна (1976).

С.П.Иванова, А.А.Кулиев, Д.И.Саламов, ЯФ, 24, 2, 278 (1976).

С.И.Габраков, Н.И.Пяттов, Д.И.Саламов, Р4-10109, Дубна (1976).

С.П.Иванова, А.А.Кулиев, Д.И.Саламов, Изв. АН СССР, сер. физ, 41 I, I31 (1977).

S.I.Gabrakov, N.I.Pyatov, D.I.Salamov, IC/77/13, Internal Report ICTP, Miramare-Triest (1977).

А.А.Кулиев, Д.И.Саламов, Изв. АН Аз.ССР, сер. физ.тех. мат. I, 86 (1976).

Л и т е р а т у р а

1. В.Г.Соловьев, Теория сложных ядер. Изд. "Наука", М., 1971.
2. Н.И.Пятов, ОИЯИ, Р4-8208, Дубна (1974).
3. Н.И.Пятов, Матер. XI Зимн. школы ЛЯЯФ по физике ядра и элем. частиц, часть I, стр. 151, Ленинград, 1976.
4. М.И.Базнат, Н.И.Пятов, Д.И.Саламов, ОИЯИ, Р4-9805, Дубна (1976); ЯФ, 25, 1155 (1977).
5. С.И.Габраков, Н.И.Пятов, Д.И.Саламов, ОИЯИ, Р4-10109, Дубна (1976).
6. С.П.Камерджиев, ЯФ, 15, 676 (1972).
7. Н.И.Пятов, С.И.Габраков, Д.И.Саламов, ОИЯИ, Р4-10023, Дубна (1976).
8. С.Т.Беляев, ЯФ, 4, 936 (1966).
9. А.А.Кулиев, D.I.Salamov, Int.Top.Conf. on Effective Interaction and Operators in Nuclei v.1, p.4 (Arizona, 1975).
А.А.Кулиев, Д.И.Саламов, Матер. XIV Совец. по ядерной спектр. и теории ядра, Д6-8846, 34, Дубна (1975).
10. Б.Л.Бирбраир, В.А.Садовникова, ЯФ, 20, 645 (1974).
11. К. Ikeda, S. Fujii, J. I. Fujita, Phys.Lett., 3, 271 (1963).
J. I. Fujita, K. Ikeda, Nucl.Phys., 67, 145 (1965).
S. I. Gabrakov, N. I. Pyatov, Sump. on Nuclear and Weak Interac. Zagreb, July, 1971.
С.И.Габраков, А.А.Кулиев, Д.И.Саламов, ОИЯИ Р4-5744, Дубна (1971).
Ю.В.Гапонов, Ю.С.Лютостанский, ЯФ, 19, 62 (1974).
12. А.А.Кулиев, Д.И.Саламов, Изв. АН Аз.ССР, сер. физ. тех. мат., I, 86 (1976).
13. P.Hornshoj et al. Nucl. Phys. A187, 609 (1972).
14. Д.И.Саламов, Прогр. и тезисы докл. XXV Совец. по яд.спектр. и струк. атомного ядра, 198-201, "Наука", Ленинград (1975).
15. С.П.Иванова, А.А.Кулиев, Д.И.Саламов, ЯФ, 24, 278 (1976).
16. С.П.Иванова, А.А.Кулиев, Д.И.Саламов, Изв. АН СССР, сер. физ. 41, 131 (1977).
17. Д.Д.Богданов и др., ЯФ, 24, 9 (1976).

Рукопись поступила в издательский отдел
18 апреля 1977 года.