

Ф - 175

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

4 - 6610

У.М.Файнер

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР В ОБЛАСТИ
С МАССОВЫМ ЧИСЛОМ $174 \leq A \leq 190$
В РАМКАХ СВЕРХТЕКУЧЕЙ МОДЕЛИ ЯДРА

Специальность 055 - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики
Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук В.Г. Соловьев

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук В.М. Струтинский,

кандидат физико-математических наук Ф.А. Гареев.

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Лаборатория
ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований,
г. Дубна.

Автореферат разослан " " 1972 г.

Защита диссертации состоится " " 1972 г.

на заседании Ученого совета Лаборатории теоретической физики
Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединенного института ядерных исследований.

4 - 6610

У.М.Файнер

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР В ОБЛАСТИ
С МАССОВЫМ ЧИСЛОМ $174 \leq A \leq 190$
В РАМКАХ СВЕРХТЕКУЧЕЙ МОДЕЛИ ЯДРА

Специальность 055 - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

За последние годы накоплен обширный экспериментальный материал по свойствам основных и возбуждённых состояний ядер в области с массовым числом $150 \leq A \leq 190$. Это стимулировало исследование данной группы ядер с точки зрения различных модельных представлений, в частности, в рамках сверхтекучей модели ядра, основанной на полумикроскопическом подходе.

Сверхтекучей моделью атомного ядра называется модель, где наряду со средним полем ядра учитываются остаточные взаимодействия, приводящие к парным корреляциям сверхпроводящего типа. В сверхтекучей модели учитываются мультиполь-мультипольные взаимодействия, приводящие к коллективным эффектам.

Математической основой данной модели служит метод приближённого вторичного квантования, предложенный Н.Н. Боголюбовым^{/1/}, и методы, развитые при построении теории сверхпроводимости^{/2/}.

Теория парных корреляций в атомных ядрах была создана независимо В.Г. Соловьёвым^{/3/} и С.Т. Беляевым^{/4/}.

Диссертация посвящена изучению свойств коллективных неротационных состояний чётно-чётных и нечётных ядер в области с массовым числом $174 \leq A \leq 190$ в рамках сверхтекучей модели. Наряду с этим, методом оболочечной поправки, предложенным В.М. Струтинским^{/5/}, были исследованы равновесные деформации основных и возбуждённых состояний чётно-чётных и нечётных ядер. Изучены ангармонические эффекты в чётно-четных ядрах.

В главе I диссертации на основе ряда обзоров и монографий^{/8,9/} изложены основные положения сверхтекучей модели ядра.

В этой модели взаимодействие между нуклонами разделено на три части и гамильтониан записывается в виде:

$$H = H_{av} + H_{pair} + H_{coll} \quad (1)$$

H_{av} – среднее поле ядра. В § I главы обсуждается выбор феноменологических потенциалов, на базе которых мы рассчитываем схемы одночастичных уровней и волновых функций, используемые при решении гамильтониана (I). В диссертации исследования проводятся на базе модернизированного потенциала Нильссона^{/6/} и реалистического потенциала Саксона-Вудса, имеющего конечную глубину и размытый край^{/7/}.

H_{pair} – взаимодействие, приводящее к парным корреляциям нуклонов сверхпроводящего типа, рассмотрено в § 2. В диссертации матричные элементы от H_{pair} по собственным волновым функциям среднего поля считаются постоянными.

H_{coll} (§ 3) содержит мультиполь-мультипольное взаимодействие и ответственно за коллективные свойства ядер. В проведённых исследованиях учитывались квадруполь-квадрупольное и октуполь-октупольное взаимодействия.

Вариационный метод получения секулярных уравнений и методы отыскания собственных значений энергии и волновых функций гамильтониана сверхтекучей модели ядра (I) изложены в § 4.

Результаты, полученные нами в диссертации, излагаются в последующих (II-У) главах.

Во второй главе, основанной на работе^{/10/}, одночастичные схемы уровней и волновые функции, полученные на базе потенциала Саксона-Вудса (с параметрами, приведёнными в таблице I), использовались для

изучения равновесных деформаций основных и возбуждённых состояний чётно-чётных и нечётных ядер изучаемой нами области ядер.

Таблица I.

	A	$-V_0, \text{мэВ}$	$\chi, \text{м}^2$	$z_0, \text{ф}$	$a, \text{ф}$
Нейтроны	181	43,4	0,40	1,26	0,593
Протоны	181	59,8	0,33	1,24	0,593

Одночастичные схемы уровней были получены при учёте гексадекапольного члена в разложении радиуса вектора ядерной поверхности:

$$R(\theta) = R_0 (1 + \beta_{20} Y_{20}(\theta) + \beta_{40} Y_{40}(\theta)) \quad (2)$$

Для определения β_{20} и β_{40} применялся метод оболочечной поправки, предложенный В.М. Струтинским^{/5/}. Этим же методом были определены равновесные параметры деформации возбуждённых состояний β_{20}^e и β_{40}^e .

Результаты исследований, проведённых в этой главе, сводятся к следующему:

а) в ядрах исследуемой нами области β_{20} уменьшается с ростом массового числа A от $\beta_{20} = 0,26$ для ^{174}Yb до 0,11 для ^{180}Os . Тяжёлые изотопы осмия (^{188}Os , ^{190}Os), возможно, имеют отрицательную ($\beta_{20} < 0$) равновесную деформацию основного состояния, однако в литературе пока не имеется экспериментальных данных о знаке β_{20} для этих изотопов. Мы ограничились изучением ядер, равновесные деформации которых $\beta_{20} > 0$.

Добавление нечётного протона к чётно-чётному остову приводит к большему уменьшению β_{20}^o нечётного ядра по сравнению с добавлением

нечётного нейтрона. Это связано с более полным заполнением протонной оболочки и, соответственно, с большим изменением одночастичных протонных энергий при изменении β_{20} . Величины β_{40} от ядра к ядру меняются незначительно в пределах от $\beta_{40} = -0.04$ до -0.06 (во всех изучаемых нами ядрах $\beta_{40} < 0$).

б) для возбуждённых состояний $54I\downarrow$, $532I$, $404I$, $402I$ нечётно-протонных и $505I$, $503I$ - нечётно-нейтронных ядер равновесные деформации β_{20}^e и β_{40}^e отличаются от β_{20}^o и β_{40}^o , характеризующих основные состояния этих ядер. В таблице 2 приведены величины $\Delta\beta_{20} = \beta_{20}^e - \beta_{20}^o$, $\Delta\beta_{40} = \beta_{40}^e - \beta_{40}^o$ для некоторых возбуждённых изотопов. Делается вывод о необходимости учёта влияния этого эффекта в случае значительных $\Delta\beta$ на неротационные состояния ядер.

Таблица 2.

Ядро	54I↓		532I		402I	
	$\Delta\beta_{20}$	$\Delta\beta_{40}$	$\Delta\beta_{20}$	$\Delta\beta_{40}$	$\Delta\beta_{20}$	$\Delta\beta_{40}$
I77 T_a	0.04	0.01	0.03	0	-0.01	0.01
I79 T_a	0.04	0.01	0.03	0	-0.01	0.01
I81 T_a	0.04	0.01	0.03	0	0	0.01
I83 T_a	0.04	0.01	0.03	0.01	0	0.01

В диссертации приводятся таблицы полученных значений β_{20} и β_{40} для всех чётно-чётных и нечётных ядер изучаемой нами области ядер, а также $\Delta\beta_{20}$ и $\Delta\beta_{40}$ для некоторых состояний (с максимальными $\Delta\beta$) для всех нечётных ядер.

В главе III изучены неротационные состояния деформированных чётно-чётных ядер в области $I74 \leq A \leq I90$ /II/.

Исследование спектров возбуждения чётно-чётных ядер проводилось на базе одночастичных потенциалов Саксона-Вудса (с параметрами, приведёнными в таблице I) при $\beta_{40} = 0$ и $\beta_{40} = -0.03$ и модернизированного потенциала Нильссона.

В рамках сверхтекучей модели ядра были вычислены энергии, волновые функции и величины $B(E2)$, $B(E3)$ для первых двух квадрупольных с $K^\pi = 0^+$ и 2^+ и октупольных с $K^\pi = 0^-$, 1^- и 2^- состояний чётно-чётных ядер. Вычисления производились с использованием следующих констант парного (G_{pp}) и мультипольного ($\chi^{(2)}$) взаимодействий:

$$G_N = 0.140 \text{ мэВ}$$

$$\chi^{(2)} = 2.0 A^{-1/3} \text{ мэВ/см}^2$$

$$G_p = 0.170 \text{ мэВ}$$

$$\chi^{(2)} = 0.04 A^{-1/3} \text{ мэВ/см}^2$$

Полученные нами константы остаточных взаимодействий находятся в согласии с аналогичными константами, полученными при исследовании сильнодеформированных ядер в области $I50 \leq A \leq I74$.

Расчёты правильно передают тенденцию уменьшения энергии первых $K^\pi = 2^+$ состояний с ростом массового числа A , хотя для некоторых ядер полученные энергии γ -вибрационных состояний завышены. Полученные энергии первых 0^+ состояний несколько хуже согласуются с экспериментальными данными.

Рассмотренные ниже $K^\pi = 0^+$, 2^+ состояния являются в большинстве коллективными, в их волновые функции даёт вклад большое число двухквaziчастичных компонент. В таблице 3 приведены результаты вычислений первого корня секулярного уравнения для состояний с $K^\pi = 0^+$, 2^+ и 2^- на базе модернизированного потенциала Нильссона (N) и потенциала Саксона-Вудса (W - U). Из таблицы 3 видно, что состояния с $K^\pi = 2^-$ описываются достаточно хорошо в рамках нашего подхода.

Расчёты октупольных состояний с $K^\pi = 0^-$ и 1^- показали, что

Таблица 3.

Ядра	$K^\pi = 0^+$			$K^\pi = 2^+$			$K^\pi = 2^-$		
	эксп.	расчёт, МЭВ W-S, N.		эксп.	расчёт, МЭВ W-S, N.		эксп.	расчёт, МЭВ W-S, N.	
^{174}Yb	1,32	1,0	1,3	1,63	1,6	1,6	1,321	1,3	1,4
^{176}Yb		1,2	1,5	1,254	1,4	1,5		1,4	1,4
^{178}Yb		1,2	1,4		1,1	1,3		2,1	2,1
^{176}Hf	1,149	1,2	1,2	1,342	1,7	1,6	1,250	1,2	1,3
^{178}Hf	1,197	1,4	1,5	1,174	1,5	1,5	1,280	1,3	1,3
^{180}Hf		1,3	1,4	1,199	1,2	1,3		1,7	1,8
^{178}W		1,2	1,1		1,7	1,5	1,044	0,9	1,2
^{180}W	0,908	1,4	1,5	0,828	1,5	1,4	1,005	1,0	1,2
^{182}W	1,180	1,3	1,4	1,222	1,2	1,2	1,29	1,2	1,3
^{184}W	1,004	1,3	1,6	0,904	0,7	1,0	1,22	1,2	1,3
^{186}W	0,880	1,4	1,4	0,730	0,7	1,1	0,951	1,1	1,3
^{182}Os		0,8	1,1	0,892	1,4	1,3		1,4	1,3
^{184}Os		0,8	1,2	0,94	1,1	1,1		1,7	1,9
^{186}Os		0,8	1,1	0,768	0,6	0,8		1,7	1,9

несколько сильнее коллективизированы состояния с $K^\pi = 2^-$ по сравнению с состояниями с $K^\pi = 0^-$ и 1^- . Состояния с $K^\pi = 0^-$ в данной области ядер лежат сравнительно высоко. С этим, по-видимому, связаны трудности их экспериментального обнаружения. В спектре возбуждённых состояний ^{116}Hf ¹²¹ найдено состояние с $K^\pi = 0^-$ с энергией 1.642 Мэв, что совпадает с расчётом, и состояние с $K^\pi = 1^-$ - 1.742 Мэв, что несколько выше, чем предсказывает расчёт.

Несмотря на то, что результаты, приводимые в таблице 3, получены на базе различных потенциалов, энергии первых однофоновых состояний отличаются незначительно.

Для всех ядер были исследованы двухквaziчастичные состояния вплоть до энергии 3 Мэв. В работе ¹²¹ приведены полученные двухквaziчастичные состояния для ^{116}Hf .

В диссертации приведены в виде таблиц:

а) энергии первых двух однофоновых состояний с $K^\pi = 0^+, 2^+, 0^-, 1^-$ и 2^- .

б) полученные $B(E2)$ и $B(E3)$ с $e_{\text{eff}} = 0.2$;

в) компонентный состав всех рассчитанных состояний чётно-нечётных ядер изучаемой области.

Проведённые расчёты показали, что нижайшие квадрупольные и октупольные состояния ядер в области $174 \leq A \leq 186$ достаточно хорошо описываются в рамках сверхтекучей модели ядра. Существующие экспериментальные данные по возбуждённым состояниям тяжёлых изотопов осмия (^{188}Os и ^{190}Os) не противоречат полученным при $\beta_{20} > 0$ спектрам возбуждения, но и не позволяют однозначно приписать им положительное значение $\beta_{20} > 0$.

Необходимо отметить, что решаемое нами в III главе секулярное уравнение для чётно-нечётных ядер получено в предположении, что

примеси двухфононных состояний к однофононным волновым функциям малы.

В противном случае необходимо учитывать так называемые ангармонические поправки.

В главе IV рассматриваются примеси к наиболее низкому однофононному состоянию двухфононных компонент в чётно-чётном деформированном ядре. Известно [13], что в случае сильнодеформированных ядер такие поправки весьма малы и их можно не учитывать. Но поскольку в диссертации исследуются такие ядра как ^{184}W , ^{186}W , ^{184}Os , ^{186}Os , ^{182}Os и ^{190}Os , не относящиеся к области сильнодеформированных ядер, оказалось необходимым выяснить вклад ангармонических членов в волновые функции возбуждённых состояний таких ядер.

Волновую функцию, описывающую состояния с данным K^π , записываем в виде:

$$\Psi(K^\pi) = C_0(\lambda_0\mu_0) \left\{ Q_0^+(\lambda_0\mu_0) + \sum_{\lambda\mu} D_{\lambda\mu}^{2\mu_0}(\lambda_0\mu_0) \times \right. \\ \left. \times Q_0^+(\lambda\mu) Q_0^+(\lambda'\mu') \right\} \Psi_0 \quad (3)$$

где

$$Q_0^+(\lambda\mu) \Psi_0 = 0.$$

Таким приближением можно ограничиться, если примесь двухфононного состояния не является большой.

Процедура получения секулярных уравнений следующая:

а) находим среднее значение H (гамильтониан сверхтекучей модели) по волновым функциям (3),

б) из условия минимума энергии получаем секулярные уравнения и находим величины $C_0(\lambda_0\mu_0)$, $D_{\lambda\mu}^{2\mu_0}(\lambda_0\mu_0)$ и $\Delta \omega_{\lambda_0\mu_0} = \omega_{\lambda_0\mu_0} - E_1(K^\pi)$.

Пользуясь полученными выражениями [13] (они приведены в главе IV), были рассчитаны энергии нижайших состояний к данным K^π и вклады однофононных компонент в волновые функции.

Расчёты выполнялись со схемой одночастичных уровней и волновыми функциями модернизированного потенциала Нильссона [6].

При вычислении первых $K^\pi = 2^+$ состояний в изотопах вольфрама и осмия учитывались только примеси $(221)(201) - (2\mu_0)(\lambda\mu_0')$.

Результаты исследования [14] следующие:

а) в изотопах W и Os величина примеси двухфононной компоненты к однофононному γ -вибрационному состоянию увеличивается с уменьшением деформации β -ядра.

б) ангармоничность некоторых колебаний в ядрах переходных областей увеличивается по сравнению с сильнодеформированными ядрами, однако по величине ангармоничность невелика и в большинстве случаев её можно пренебречь или учитывать её по теории возмущений.

В главе V изучались энергии и структура основных и возбуждённых неротационных состояний нечётных деформированных ядер в области $177 \leq A \leq 187/15, 16, 10$.

При изучении нечётных ядер мы пользовались

а) схемой одночастичных уровней и волновыми функциями потенциала Саксона-Вудса с параметрами, приведёнными в таблице I (параметры те же, что и при изучении чётно-чётных ядер),

б) величинами $\omega_{\lambda\mu}^{2\mu}$ и $Y_{\lambda\mu}$, характеризующими фононы чётно-нечётных ядер (полученные нами в главе III). Константы парных и мультиполь-мультипольных взаимодействий получены также при изучении чётно-нечётных ядер. Таким образом, при изучении нечётных ядер отсутствуют свободные параметры.

В § I этой главы, следуя работе [18], выведено секулярное уравнение для определения энергии неротационных состояний в нечётных ядрах. При изучении нечётных ядер использовались следующие усовер-

шенствования секулярного уравнения: а) был произведён учёт эффекта блокировки^{19/}, б) одновременный расчёт нескольких одночастичных состояний, имеющих одинаковые K^{π} /15/.

В § 2 этой главы произведён тщательный анализ полученных результатов и сравнение с экспериментальными данными. Полученные результаты сведены в диссертации в таблицы (аналогично таблице 4). Изучены (и приведены в диссертации) практически все нечётные ядра области $I77 \leq A \leq 187$. Приведены также рассчитанные $B(E2)$ для всех исследуемых ядер. В этом же параграфе исследуется влияние сдвигов одночастичных уровней в результате учёта $\Delta\beta_2$ и $\Delta\beta_{40}$, полученных во II главе диссертации. Показано, что в тех случаях, когда величины $|\Delta\beta| > 0.01$, учёт изменения деформации приводит к заметному изменению одночастичных и, соответственно, одноквазичастичных состояний.

Полученные нами при изучении чётно-нечётных и нечётных ядер схемы одночастичных уровней и волновые функции потенциала Саксона-Вудса могут быть использованы при изучении широкого круга вопросов. В частности, в § 3 главы 5, с использованием полученного нами одночастичного базиса было проведено изучение ЕI-внутриядерной конверсии.

Исследовались 2 задачи

а) анализ матричных элементов γ -излучения и

б) изучение внутриядерных конверсионных матричных элементов.

Эти задачи исследовались с учётом парных корреляций сверхпроводящего типа и взаимодействия Кориолиса. Рассчитаны и приведены в диссертации матричные элементы γ -излучения $\langle U_{\gamma}(E1) \rangle$ и матричные элементы "проникновения" $\langle M^{(2)} \rangle$ для некоторых переходов в ядрах ^{166}Lu , ^{172}Hf и ^{174}Lu .

Показано, что учёт парных корреляций и взаимодействия Кориолиса мало изменяет одночастичные матричные элементы внутриядерной конверсии, но сильно влияет на $\langle U_{\gamma}(E1) \rangle$.

Таблица 4.

Ядро ^{183}W ($\beta_{20} = 0.24$, $\beta_{40} = -0.03$)

K^{π}	энергия кэВ		Структура
	эксп.	теория	
$1/2^-$	0	0	$5I0 \uparrow 95\%$ $5I2 \uparrow + Q(22) 4\%$
$3/2^-$	209	190	$5I2 \uparrow 92\%$ $50I \uparrow 0.2\%$ $5I0 \uparrow + Q(22) 7\%$
$11/2^+$	310	500	$6I5 \uparrow 98\%$ $503 \uparrow + Q(32) 1\%$
$7/2^-$	453	580	$503 \uparrow 95\%$ $50I \uparrow + Q(22) 3\%$
$9/2^+$	623	600	$624 \uparrow 98\%$ $5I2 \uparrow + Q(32) 1\%$
$7/2^-$	1072	1110	$5I4 \uparrow 99\%$
$5/2^-$	905	1160	$5I2 \uparrow 67\%$ $624 \uparrow + Q(32) 19\%$ $5I0 \uparrow + Q(22) 12\%$
$1/2^-$		1390	$52I \uparrow 2\%$ $5I0 \uparrow + Q(20) 97\%$
$5/2^+$		1420	$642 \uparrow 2\%$ $624 \uparrow + Q(22) 98\%$
$13/2^+$		1430	$624 \uparrow + Q(22) 100\%$
$5/2^-$		1450	$5I2 \uparrow 2\%$ $5I0 \uparrow + Q(22) 80\%$ $624 \uparrow + Q(32) 18\%$
$9/2^-$		1490	$505 \uparrow 98\%$ $503 \uparrow + Q(22) 2\%$
$3/2^-$		1490	$5I2 \uparrow 4\%$ $5I0 \uparrow + Q(22) 93\%$
$3/2^+$		1500	$5I0 \uparrow + Q(32) 100\%$
$5/2^+$		1500	$5I0 \uparrow + Q(32) 100\%$
$15/2^+$		1500	$5I0 \uparrow, 5I4 \uparrow, 402 \uparrow 100\%$
$3/2^-$		1520	$50I \uparrow 10\%$ $5I2 \uparrow + Q(20) 80\%$ $503 \uparrow + Q(22) 8\%$
$7/2^+$		1530	$633 \uparrow 97\%$ $65I \uparrow + Q(22) 2\%$
$5/2^-$		1580	$5I2 \uparrow 28\%$ $624 \uparrow + Q(32) 63\%$ $5I0 \uparrow + Q(22) 8\%$
$1/2^-$		1670	$52I \uparrow 90\%$ $5I0 \uparrow + Q(20) 3\%$ $52I \uparrow + Q(22) 2\%$
$1/2^-$		1700	$5I0 \uparrow 4\%$ $5I2 \uparrow + Q(22) 96\%$
$17/2^+$		1700	$5I2 \uparrow, 5I4 \uparrow, 402 \uparrow 100\%$
$3/2^-$		1760	$50I \uparrow 19\%$ $503 \uparrow + Q(22) 62\%$ $5I2 \uparrow + Q(20) 18\%$

Анализ полученных в 5 главе диссертации результатов показывает, что расчёты, основанные на использовании потенциала Саксона-Вудса, позволяют получить лучшее согласие с экспериментальными данными, чем расчёты с использованием потенциала Нильссона, и не требуют "исправления" одночастичных схем уровней путем произвольного смещения некоторых оболочек или даже отдельных уровней.

Основные результаты, изложенные в диссертации, опубликованы в работах /10-12, 14-17/, в тезисах XV, XIX и XXI ежегодных совещаний по ядерной спектроскопии и структуре ядра и в тезисах Международного симпозиума по структуре ядра в г. Дубне в 1968 году.

Литература:

1. Н.Н. Боголюбов. Лекции по квантовой статистике. Изд. Радянска Школа. Киев, 1947.
2. J. Bardeen, L.N. Cooper and J.R. Schriber. Phys. Rev. 108, 1175 (1957).
Н.Н. Боголюбов, В.В. Толмачев, Д.В. Ширков. Новый метод в теории сверхпроводимости. Изд. АН СССР, 1958.
3. В.Г. Соловьёв ЖЭТФ, 35, 823 (1958); 36, 1869 (1959).
ДАН СССР 123, 655 (1958). Nucl. Phys. 9, 655 (1958/1959).
4. С.Т. Беляев. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 31, 11 (1959).
5. В.М. Струтинский, Я.Ф. 3, 614 (1966), Nucl. Phys. 495, 420 (1967).
6. С. Gustafson, I.L. Lamm, B. Nilsson, S.G. Nilsson. Arkiv for Fysik, 36, 613 (1967).
7. П.Э. Немировский, В.А. Чепурнов, Я.Ф. 3, 998 (1966).
Б.Н. Калинин, Я. Грабовский, Ф.А. Гареев.
Acta Phys. Pol. 30, 999 (1966);
Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Б.Н. Калинин
Acta Phys. Pol. 32, 461 (1967).
8. A.M. Lane, Nuclear Theory, W.A. Benjamin, Inc, New York, Amsterdam, (1964); G.E. Brown, Unified Theory of Nuclear Models and Forces. Amsterdam (1967).
9. В.Г. Соловьёв, Теория сложных ядер. Изд. "Наука" 1971.
10. Д.А. Арсеньев, В.В. Пашкевич, В.Г. Соловьёв, У.М. Файнер. Препринт ОИЯИ, P4-6587, Дубна, 1972.
11. Л.А. Малов, В.Г. Соловьёв, У.М. Файнер
Contr. Int. Symp. Nucl. Str., Dubna, 1968.
Докл. АН СССР, 186, 299 (1969).

12. Р. Брода, В. Валюс, И. Звольски, И. Молнар, Н. Ненов, Э.З. Рын-
дина, У.М. Файнер, П. Шошев . Изв. АН СССР: сер. физ. 35, 707,
(1971).
13. Dzholos R.V., Soloviev V.G., Zheleznova K.M. phys.Lett. 15B,
393 (1967).
14. R.V.Jolos, U.M.Finer, V.G.Soloviev, K.M.Zheleznova, Phys.Lett.
27B, 614 (1968).
15. Л.А. Малов, В.Г. Соловьёв, У.М. Файнер. Изв. АН СССР, сер. физ.
33, 1244 (1969).
16. В.Г. Соловьёв, У.М. Файнер, Изв. АН ССР, сер. физ. 36, 698 (1972)
17. А.П. Фересин, Г. Шульц, У.М. Файнер, Изв. АН СССР сер. физ.
36, 653 (1972).
18. V.G.Soloviev, Phys.Lett. 16, 308 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел
18 июля 1972 г.