

3584

Экз. чит. зал

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P4- 3584

В.П. Гаристов И.Д. Христов

СВЕРХТЕКУЧИЕ СВОЙСТВА ЯДЕР

В ОБЛАСТИ $100 < A < 256$

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1967.

P4- 3584

В.П. Гаристов И.Д. Христов

**СВЕРХТЕКУЧИЕ СВОЙСТВА ЯДЕР
В ОБЛАСТИ $100 < A < 256$**

**Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ**

Для решения задач, связанных с изучением структуры ядра в рамках сверхтекучей модели, в качестве исходного базиса используются одночастичные энергии и волновые функции. Точность описания свойств ядер, особенно нечетных по массовому числу A , зависит и от того, насколько удовлетворительно выбран этот базис.

В настоящей работе в качестве среднего поля ядра использована схема С. Нильссона^{/1/}. Так как эта схема лишь приблизительно передает порядок следования одночастичных уровней, проведены некоторые изменения положения подоболочек, которые можно получить изменением параметров κ и μ .

Интересно отметить, что схема уровней сделана весьма близкой к схеме, использованной в работе^{/2/}. Особенностью является то, что сдвиги некоторых подоболочек, сделанные в данной работе, фактически увеличивают число параметров. С другой стороны, разность параметров κ и μ в этой работе по сравнению с^{/2/} приводит к изменению волновых функций. Поскольку не ясны преимущества одной схемы перед другой, целесообразно привести обе модификации.

Значения параметров и сдвигов приведены в таблице 1. Они согласованы с параметрами, полученными в работе^{/3/} для деформированных ядер и в^{/4,5/} - для сферических.

На основе микроскопической модели ядра в данной работе учтены остаточные короткодействующие взаимодействия нуклонов, приводящие к парным корреляциям^{/6/}, в широкой области ядер $100 < A < 256$. Рассчитаны парные энергии P_N и P_Z для нейтронной и протонной системы соответственно. Из сравнения их с экспериментальными значениями, полученными из разностей масс ядер^{/7/}, найдены величины G_N и G_Z - константы парного взаимодействия. Приведены схемы одночастичных уровней среднего поля, а также корреляционные функции

и химические потенциалы для основных состояний нечетных и четно-четных ядер. Исследовано влияние обрезания сумм по одночастичным уровням в основных уравнениях сверхтекучести. Показана разность энергии "нормального" и "сверхтекучего" основных состояний.

Парные корреляции сверхпроводящего типа определяются двумя константами G_N для нейтронной системы и G_Z для протонной. Поскольку в средних и тяжелых ядрах, которые рассматриваем, разность химических потенциалов нейтронной и протонной систем больше энергии возбуждения четной системы, то нейтрон-протонные корреляции сверхпроводящего типа не существуют. Расчеты проводятся независимо для протонной и нейтронной систем. Рассматриваемые ядра разбиты на области в зависимости от равновесной деформации $\epsilon = \delta + \frac{1}{6} \delta^2$ ядер в основных состояниях (см. таблицу 2,3). При этом учтены экспериментальные данные по квадрупольному параметру деформации^{8,9/}.

Решались уравнения сверхтекучести для четных и нечетных систем нуклонов с учетом эффекта блокировки^{8/}. Приведен их вид для четной нейтронной системы:

$$\frac{2}{G_N} = \sum_s \frac{1}{\epsilon(s)}, \quad (1)$$

$$n = \sum_s \left\{ 1 - \frac{E(s) - \lambda_N}{\epsilon(s)} \right\}. \quad (2)$$

Здесь $\epsilon(s) = \sqrt{c_N^2 + [E(s) - \lambda_N]^2}$ — значения квазичастичных энергий элементарных возбуждений, $E(s)$ — одночастичные энергии среднего поля, s — набор квантовых чисел, описывающих состояния нейтрона, кроме сопряженных состояний относительно операции отражения времени, n — условное число пар нейтронов, зависящее от обрезания одночастичных уровней в суммах, входящих в (1) и (2).

При нахождении констант парного взаимодействия проведено тщательное сравнение рассчитанных значений парных энергий P_N и P_Z с экспериментальными данными. Для областей деформированных ядер пользовались формулой (для нейтронной системы):

$$P_N = \frac{1}{4} \{ 3\epsilon(Z, N-1) + \epsilon(Z, N+1) - 3\epsilon(Z, N) - \epsilon(Z, N-2) \}, \quad (3)$$

а для сферических ядер —

$$P_N = \frac{1}{2} \{ 2\epsilon(Z, N-1) - \epsilon(Z, N) - \epsilon(Z, N-2) \}. \quad (4)$$

Здесь $\epsilon(Z, N)$ — энергии ядер, вычисленные по формулам парных корреляций^{16/} или экспериментальные значения масс ядер, взятые из^{7/}, а Z и N — четные числа протонов и нейтронов. Получено достаточно хорошее согласие между рассчитанными и экспериментальными значениями парных энергий.

Результаты сравнения парных энергий приведены на рис. 1-4. Теоретические значения получены для ядер в области $150 < A < 256$ со следующими значениями констант:

$$G_N = \frac{23}{A} \text{ МэВ}$$

$$G_Z = \frac{27}{A} \text{ МэВ.}$$

Расчеты в области $100 < A < 150$ выполнены с константами

$$G_N = \frac{17}{A} \text{ МэВ}$$

$$G_Z = \frac{20}{A} \text{ МэВ.}$$

В области средних ядер константы парного взаимодействия уменьшаются и происходит сближение их значений. Лучшее согласие теории с экспериментом можно получить, варьируя значения констант в пределах $\pm 0,5/A$ МэВ. В области $150 < A < 256$ эти значения констант G_N и G_Z согласуются с результатами работы^{2/}, где использован модифицированный потенциал С.Нильссона путем введения дополнительного члена, пропорционального $\langle l^2 \rangle = \frac{N(N+3)}{2}$, т.е. пропорционального квадрату оператора момента, усредненного по состояниям с данным N .

На основе формул теории парных корреляций сверхпроводящего типа^{6,10/} рассчитаны корреляционные функции $c(N)$, $c(N-1)$ и химические потенциалы

$\lambda(N)$, $\lambda(N-1)$ для основных состояний систем, состоящих соответственно из четного и нечетного числа нейтронов. То же самое проделано для систем, состоящих из протонов. Результаты расчета представлены в виде таблиц 2, 3. В этих таблицах приведены одночастичные энергии $E(s)$ в единицах $\hbar\omega_0$ и квантовые числа, характеризующие одночастичные состояния $K\pi[N\pi_z A]$ для деформированных ядер и $\pi l j$ для сферических ядер. Каждая таблица соответствует области ядер с отдельным значением параметра деформации.

Вследствие эффекта блокировки корреляционные функции для основных состояний нечетных систем меньше корреляционных функций систем, состоящих из четного числа нуклонов. Отношение $c(N-1)/c(N)$ примерно 0.80. Сильные отклонения этого отношения наблюдаются вблизи магических чисел.

Сравнение корреляционных функций, полученных в работе /2/ и в данной работе, показывает, что они достаточно близки. Их разность меняет знак с изменением числа частиц и по величине меняется в основном на 5-10%. Это можно объяснить различием расчетных величин парных энергий предлагаемой работы и /2/. В некоторых случаях, где, кроме этого, и расположения уровней среднего поля вблизи поверхности Ферми существенно различаются, разность корреляционных функций достигает 20%. Такая ситуация наблюдается для некоторых сферических ядер. В области деформированных ядер с $A=180-194$ ($\epsilon=0.20$) для нейтронной системы теоретические значения парных энергий работы /2/ на 60 кэВ ниже парных энергий данной работы, а среднее расстояние между одночастичными уровнями (7 уровней) вблизи энергии Ферми в 1,7 раза больше, чем в данной работе. Это приводит к тому, что здесь корреляционная функция на 10-20% больше, чем в /2/. Оценка этого отличия показывает, что оно укладывается в рамках допустимого изменения константы парного взаимодействия $\Delta G_N = \pm 0,5/A$ МэВ в сторону улучшения согласия с экспериментальными парными энергиями.

На рис. 5 и 6 показаны корреляционная функция нейтронной и протонной четных систем. Можно заметить, что ее значения медленно растут с уменьшением A . Они обращаются в нуль для ядер с числом нейтронов или протонов, равным магическим числам. Для сравнения на этих рисунках изображена разность $\xi(G=0) - \xi(G_N)$ между энергиями "нормального" и "сверхтекучего" состояний нейтронной (протонной) системы. При переходе от одного ядра к другому уменьшение полной энергии из-за парных корреляций заметно сильнее меняется по

сравнению с корреляционной функцией, особенно в области переходных и сферических ядер. В области деформированных ядер величины $\xi(G=0) - \xi(G_{N,Z})$ флуктуируют около соответствующих величин $c(N)$ и $c(Z)$. Резкие возрастания разности наблюдаются при переходе от области ядер с одним значением параметра деформации к области с другим значением этого параметра. Они связаны с изменением плотности одночастичных уровней вблизи энергии Ферми. Резкое изменение при деформации $\epsilon=0,27$ можно отметить в нейтронной системе между $N=108$ и $N=110$. Это вызвано сравнительно большим просветом (1,1 МэВ) между уровнями среднего поля $9/2 + [624]$ и $1/2 - [510]$.

В принятой модели, как известно, спин и четность состояния нечетного ядра определяются спином и четностью того уровня среднего поля, на котором находится квазичастица. Как правило, парные корреляции оставляют спин основного состояния системы неизменным. Легко проследить, что выбранная схема одночастичных уровней среднего поля в основном хорошо передает спины и четности основных состояний /11/. Некоторые несовпадения экспериментальных спинов и четностей с даваемыми расчетной схемой удается объяснить изменением параметра деформации ϵ , включением роли коллективных эффектов.

Так, экспериментальные значения $K\pi$ для Th^{229} и Th^{231} одинаковы, а именно $5/2 +$. Последний нейтрон ^{231}Th , вероятно, находится на уровне $5/2 + [633]$ при деформации $\epsilon=0,24$. Для объяснения этого факта можно предположить, что деформация у ^{229}Th меньше 0,24. При этом порядок уровней $5/2 + [633]$ и $5/2 - [752]$ изменяется и 130-й нейтрон также оказывается на уровне $5/2 + [633]$.

Здесь необходимо отметить, что изменение положения уровней может иметь место и из-за взаимодействия квазичастицы с фононами /12/.

Совпадение спинов основных состояний для нейтроно-нечетных ядер немного хуже, чем для протоно-нечетных ядер. Конечно, мы не можем надеяться получить полное совпадение в этой простой модели, не учитывающей влияния добавленных пар нуклонов другого сорта и ряд других факторов.

Интересный факт наблюдается в области сферических ядер для нейтроно-нечетных ядер Pt, Hg и Po с числом нейтронов $N=115, 117, 119$ и 121 . При нулевой статической деформации простая оболочечная модель не дает согласия спинов основных состояний этих ядер с экспериментальными значениями. Это несогласие можно объяснить взаимодействием нуклонов незаполненных оболочек

и влиянием коллективных эффектов. Эти добавочные взаимодействия снимают вырождение подболочек $3p_{3/2}$ и $2f_{5/2}$. Это расщепление можно формально получить, предполагая малые значения параметра деформации ($\epsilon = 0,05$) и при этом удается получить полное согласие с экспериментальными значениями спинов. Однако необходимо отметить, что в данном случае речь идет не о статической деформации ядра.

Суммирование в уравнениях (1) проводится по 42 одночастичным уровням, как в работе /2/. На основе так построенной схемы одночастичных энергий среднего поля (см. таблицу 1) проведено численное исследование зависимости результатов от обрезания сумм (1) и (2) для протонных систем $Z = 83, 84$. Суммирование велось с учетом 18, 30, 38 и 42 уровня среднего поля вблизи энергии Ферми. Результаты таких расчетов показывают, что корреляционная функция и отношение $s(Z-1)/s(Z)$ меняются не больше 5%, а, значит, и все сверхтекучие свойства практически не зависят от обрезания при получении одной и той же величины парной энергии, если при обрезании сохраняется не менее 6-8 уровней выше и ниже энергии Ферми. Этот результат полностью согласуется с исследованием в работе /8/.

Данные настоящей работе могут быть использованы для проведения оценок многих физических процессов, происходящих в средних и тяжелых ядрах.

В заключение считаем своим приятным долгом выразить глубокую благодарность В.Г. Соловьеву и Л.А. Малову за плодотворные обсуждения во время работы.

Л и т е р а т у р а

1. S.G.Nilsson. Mat.Fys.Medd.Vid.Selsk. 29, n.16 (1955).
2. Л.А. Малов, В.Г. Соловьев, И.Д. Христов. Препринт ОИЯИ Р4-3329, 1 Дубна 1987 г.
3. S.G.Nilsson, O.Prior. Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk. 32, n.16 (1960).
4. L.S.Kisslinger, R.A.Sorensen. Rev. Mod.Phys.35, 853 (1963).
5. T.Tamura, T. Udagawa. Nucl.Phys.35, n.3 (1962).

6. В.Г. Соловьев. Влияние парных корреляций сверхпроводящего типа на свойства атомных ядер, Атомиздат, 1983 г.
7. J.H.E.Mattauch, W.Thiele, A.H.Wapstra. Nucl.Phys. 67, 1 (1965).
8. T.Udagawa, R.Scheline. Phys.Rev. 147, 3, 671 (1966).
9. O.Nathan, S.G.Nilsson. Alpha-Beta and Gamma Ray Spectroscopy, 652,v.1, North-Holland Publ. Co Amsterdam (1965).
10. В.Г. Соловьев. Сб. Структура сложных ядер. Атомиздат (1988).
11. Б.С. Желепов, А.К. Пекер, В.О. Сергеев. "Схемы распада радиоактивных ядер", 1983.
12. Л.А. Малов, В.Г. Соловьев. Ядерная физика, 5, 588 (1987).

Рукопись поступила в редакционный отдел
4 ноября 1987 г.

Таблица Ia.

Параметры среднего поля и сдвиги подболочек для протонной системы.

N	2	3	4	5	6	7
$\varepsilon = 0$ подбол. и сдвиг	$\mu = 0$	$\mu = 0,45$	$\mu = 0,60$	$\mu = 0,60$	$\mu = 0,44$	
$\varepsilon = 0,27$ подбол. и сдвиг		$\mu = 0,45$ все: $-0,15$	$\mu = 0,55$ $d^{3/2}: +0,06$ $d^{5/2}: +0,06$ $s^{1/2}: +0,15$	$\mu = 0,55$ $h^{1/2}: -0,025$ ост.: $+0,25$	$\mu = 0,44$ все: $+0,25$	$\mu = 0,45$ все: $+0,30$
$\varepsilon = 0,20$ подбол. и сдвиг		$\mu = 0,45$ все: $-0,15$	$\mu = 0,55$	$\mu = 0,55$ $h^{1/2}: -0,15$ ост.: $+0,10$	$\mu = 0,44$ все: $+0,15$	$\mu = 0,45$ все: $+0,30$
$\varepsilon = 0,10$ подбол. и сдвиг		$\mu = 0,45$	$\mu = 0,55$ $s^{1/2}: +0,02$	$\mu = 0,55$ $h^{1/2}: +0,05$ ост.: $+0,10$	$\mu = 0,44$ все: $+0,15$	$\mu = 0,45$ все: $+0,30$
$\varepsilon = 0$ подбол. и сдвиг		$\mu = 0,45$	$\mu = 0,62$	$\mu = 0,62$ $f^{7/2}: +0,08$ $h^{3/2}: +0,08$	$\mu = 0,44$	$\mu = 0,45$
$\varepsilon = 0,15$ подбол. и сдвиг		$\mu = 0,45$	$\mu = 0,55$ все: $-0,30$	$\mu = 0,70$ $h^{1/2}: -0,18$	$\mu = 0,44$ $i^{13/2}: -0,38$	$\mu = 0,38$
$\varepsilon = 0,20$ подбол. и сдвиг		$\mu = 0,45$	$\mu = 0,55$ все: $-0,30$	$\mu = 0,70$ $h^{1/2}: -0,18$	$\mu = 0,44$ $i^{13/2}: -0,38$	$\mu = 0,38$
$\varepsilon = 0,24$ подбол. и сдвиг		$\mu = 0,45$	$\mu = 0,55$ все: $-0,30$	$\mu = 0,70$ $h^{1/2}: -0,18$	$\mu = 0,44$ $i^{13/2}: -0,38$	$\mu = 0,38$

Во всех расчетах $\alpha = 0,05$. Сдвиги указанных подболочек даны в ед. $\hbar\omega_0$.

Таблица Ib.

Параметры среднего поля и сдвиги подболочек для нейтронной системы.*)

N	3	4	5	6	7	8
$\varepsilon = 0$ подбол. и сдвиг	$\mu = 0,35$	$\mu = 0,40$ $s^{1/2}: -0,1$ $d^{3/2}: +0,05$	$\mu = 0,48$	$\mu = 0,45$	$\mu = 0,38$	
$\varepsilon = 0,27$ подбол. и сдвиг		$\mu = 0,45$ все: $-0,35$	$\mu = 0,45$ $h^{3/2}: -0,06$ $h^{1/2}: -0,25$	$\mu = 0,45$ $i^{13/2}: +0,025$ $g^{3/2}: +0,35$ ост.: $+0,15$	$\mu = 0,38$ все: $+0,30$	$\mu = 0,38$
$\varepsilon = 0,20$ подбол. и сдвиг		$\mu = 0,45$ все: $-0,35$	$\mu = 0,45$ $h^{1/2}: -0,25$	$\mu = 0,45$ $i^{13/2}: 0$ ост.: $+0,15$	$\mu = 0,38$ все: $+0,30$	$\mu = 0,38$
$\varepsilon = 0,10$ подбол. и сдвиг		$\mu = 0,45$	$\mu = 0,45$	$\mu = 0,45$ $i^{13/2}: -0,10$ ост.: $+0,10$	$\mu = 0,38$ все: $+0,15$	$\mu = 0,38$
$\varepsilon = 0$ подбол. и сдвиг		$\mu = 0,45$	$\mu = 0,45$ $h^{3/2}: -0,10$ $f^{5/2}: +0,04$	$\mu = 0,45$ $i^{13/2}: +0,16$ $g^{3/2}: +0,10$	$\mu = 0,38$ все: $+0,15$	$\mu = 0,38$
$\varepsilon = 0,15$ подбол. и сдвиг		$\mu = 0,45$	$\mu = 0,45$ все: $-0,40$	$\mu = 0,45$ $i^{13/2}: -0,20$ $i^{11/2}: +0,05$	$\mu = 0,38$ $j^{15/2}: -0,17$	$\mu = 0,38$ все: $+0,13$
$\varepsilon = 0,20$ подбол. и сдвиг		$\mu = 0,45$	$\mu = 0,45$ все: $-0,40$	$\mu = 0,45$ $i^{13/2}: -0,20$	$\mu = 0,38$ $j^{15/2}: -0,11$	$\mu = 0,38$ все: $+0,13$
$\varepsilon = 0,24$ подбол. и сдвиг		$\mu = 0,45$	$\mu = 0,45$ все: $-0,40$	$\mu = 0,45$ $i^{13/2}: -0,20$	$\mu = 0,38$ $j^{15/2}: -0,11$	$\mu = 0,38$ все: $+0,13$

*) Во всех расчетах $\alpha = 0,05$. Сдвиги указанных подболочек даны в ед. $\hbar\omega_0$.

Таблица 2а+2б.

Одночастичные уровни среднего поля, корреляционные функции и химические потенциалы нейтронной системы.

Таблица 2а.
100 < A < 150, $\epsilon = 0$

N	n l j	E(s) h $\dot{\omega}$.	C(N) MэВ	$\lambda(N)$ h $\dot{\omega}$.	C(N-1) MэВ	$\lambda(N-1)$ h $\dot{\omega}$.
58	1 g 9/2	4.90				
	2 d 5/2	5.28				
58	1 g 7/2	5.35	1.37	5.300	1.16	5.285
60	"	"	1.39	5.333	1.26	5.319
62	"	"	1.42	5.367	1.25	5.355
64	"	"	1.45	5.400	1.25	5.390
66	3 s 1/2	5.40	1.45	5.433	1.30	5.420
68	1 h 11/2	5.53	1.36	5.466	1.24	5.443
70	"	"	1.37	5.498	1.25	5.478
72	"	"	1.35	5.530	1.23	5.512
74	"	"	1.30	5.562	1.18	5.545
76	"	"	1.21	5.594	1.13	5.578
78	"	"	1.08	5.628	1.05	5.610
80	2 d 3/2	5.58	0.82	5.660	0.76	5.640
82	"	"	0.00	5.697	0.00	5.671
84	2 f 7/2	6.06	0.67	5.958	0.00	5.943
86	"	"	0.73	5.988	0.63	5.975
88	"	"	0.97	6.014	0.82	6.003
90	"	"				
	1 h 9/2	6.08				
	1 i 13/2	6.25				
	3 p 3/2	6.40				
	2 f 5/2	6.41				

Таблица 2б.

150 < A < 186, $\epsilon = 0.27$

N	K π [Nn ₂]	E(s) h $\dot{\omega}$.	C(N) MэВ	$\lambda(N)$ h $\dot{\omega}$.	C(N-1) MэВ	$\lambda(N-1)$ h $\dot{\omega}$.	K π [Nn ₂]	E(s) h $\dot{\omega}$.
	3/2 - [54I]	5.01					9/2 - [505]	6.62
	3/2 + [4II]	5.02					1/2 + [65I]	6.66
	5/2 + [4I3]	5.04					3/2 + [63I]	6.78
	1/2 + [4II]	5.13					1/2 - [770]	6.80
	5/2 - [532]	5.16					3/2 + [642]	6.82
	7/2 - [523]	5.25					13/2 + [606]	6.84
	5/2 + [402]	5.30					3/2 - [50I]	6.86
	7/2 + [404]	5.34					3/2 - [76I]	6.87
	1/2 + [400]	5.51					5/2 - [503]	6.89
	3/2 + [402]	5.52					1/2 - [50I]	6.97
	9/2 - [514]	5.58					1/2 + [63I]	6.98
	1/2 - [54I]	5.59					5/2 - [752]	6.99
	1/2 - [530]	5.71						
	1/2 + [660]	5.76						
	3/2 - [532]	5.80						
90	11/2 - [505]	5.83	1.07	5.858	-	-		
92	3/2 + [65I]	5.84	0.92	5.909	0.86	5.892		
94	3/2 - [52I]	5.94	1.01	5.964	0.80	5.932		
96	5/2 + [642]	5.97	0.98	6.024	0.74	5.998		
98	5/2 - [523]	6.05	0.97	6.085	0.69	6.055		
100	7/2 + [633]	6.14	0.97	6.144	0.72	6.105		
102	1/2 - [52I]	6.16	0.96	6.203	0.74	6.178		
104	5/2 - [512]	6.21	0.72	6.266	0.41	6.242		
106	7/2 - [514]	6.32	0.74	6.333	0.42	6.288		
108	9/2 + [624]	6.35	0.78	6.400	0.46	6.383		
110	1/2 - [510]	6.50	0.89	6.457	0.61	6.413		
112	7/2 - [503]	6.51	0.96	6.503	0.78	6.482		
	3/2 - [512]	6.52						
	11/2 + [615]	6.58						
	1/2 + [640]	6.59						

Таблица 2в.
180 < A < 194, ε = 0.20

Таблица 2г.
192 < A < 202, ε = 0.10

N	$K \pi [Nn_2 N]$	$E(s)$ ħω.	$C(N)$ MэБ	$\lambda(N)$ ħω.	$C(N-1)$ MэБ	$\lambda(N-1)$ ħω.	$K \pi [Nn_2 N]$	$E(s)$ ħω.
	$7/2 - [523]$	5.33					$3/2 + [631]$	6.85
	$1/2 + [400]$	5.40					$5/2 + [633]$	6.89
	$3/2 + [402]$	5.41					$1/2 - [770]$	6.97
	$9/2 - [514]$	5.50					$5/2 + [622]$	7.00
	$11/2 - [505]$	5.69					$3/2 - [761]$	7.01
	$1/2 - [541]$	5.74					$1/2 + [631]$	7.06
	$1/2 - [530]$	5.85					$7/2 + [624]$	7.07
	$3/2 - [532]$	5.88					$5/2 - [752]$	7.09
	$1/2 + [660]$	5.94					$7/2 - [743]$	7.19
	$3/2 + [651]$	5.98					$7/2 + [613]$	7.20
	$3/2 - [521]$	6.01					$9/2 + [615]$	7.26
	$5/2 - [523]$	6.05					$1/2 + [620]$	7.29
	$5/2 + [642]$	6.07						
	$1/2 - [521]$	6.18						
	$7/2 + [633]$	6.19						
	$5/2 - [512]$	6.21						
	$7/2 - [514]$	6.25						
108	$9/2 + [624]$	6.33	0.94	6.353	0.70	6.238		
110	$7/2 - [503]$	6.43	0.98	6.400	0.75	6.369		
112	$1/2 - [510]$	6.45	1.01	6.442	0.81	6.419		
114	$3/2 - [512]$	6.46	1.01	6.483	0.86	6.463		
116	$9/2 - [505]$	6.48	1.01	6.527	0.85	6.509		
118	$11/2 + [615]$	6.50	1.00	6.574	0.82	6.560		
120	$1/2 + [651]$	6.54	1.02	6.621	0.82	6.592		
	$13/2 + [606]$	6.59						
	$1/2 + [640]$	6.71						
	$3/2 - [508]$	6.73						
	$3/2 + [642]$	6.74						
	$5/2 - [503]$	6.75						
	$1/2 - [501]$	6.84						

N	$K \pi [Nn_2 N]$	$E(s)$ ħω.	$C(N)$ MэБ	$\lambda(N)$ ħω.	$C(N-1)$ MэБ	$\lambda(N-1)$ ħω.	$K \pi [Nn_2 N]$	$E(s)$ ħω.
	$9/2 - [514]$	5.66					$5/2 + [622]$	6.96
	$11/2 - [505]$	5.75					$7/2 + [624]$	6.99
	$1/2 - [541]$	5.94					$1/2 - [770]$	7.02
	$1/2 - [530]$	5.99					$3/2 - [761]$	7.04
	$3/2 - [532]$	6.00					$7/2 + [613]$	7.05
	$1/2 + [660]$	6.01					$5/2 - [752]$	7.07
	$3/2 + [651]$	6.03					$9/2 + [615]$	7.09
	$3/2 - [521]$	6.05					$7/2 - [743]$	7.11
	$5/2 + [642]$	6.06					$9/2 + [604]$	7.15
	$5/2 - [523]$	6.08					$9/2 - [734]$	7.17
	$7/2 + [633]$	6.12					$1/2 + [631]$	7.19
	$5/2 - [512]$	6.13					$11/2 + [606]$	7.21
	$7/2 - [514]$	6.18					$11/2 - [725]$	7.24
	$9/2 + [624]$	6.19						
	$7/2 - [503]$	6.25						
	$1/2 - [521]$	6.26						
	$11/2 + [615]$	6.27						
114	$9/2 - [505]$	6.29	1.08	6.364	0.97	6.348		
116	$13/2 + [606]$	6.36	1.02	6.404	0.89	6.381		
118	$1/2 - [510]$	6.40	0.92	6.450	0.79	6.423		
120	$3/2 - [512]$	6.41	0.82	6.505	0.64	6.487		
122	$3/2 - [501]$	6.55	0.78	6.568	0.53	6.522		
124	$5/2 - [503]$	6.57	0.74	6.613	0.48	6.609		
	$1/2 - [501]$	6.67						
	$1/2 + [651]$	6.80						
	$3/2 + [642]$	6.84						
	$1/2 + [640]$	6.85						
	$3/2 + [631]$	6.89						
	$5/2 + [633]$	6.91						

Таблица 2д.
196 < A < 218, $\varepsilon = 0$

N	nlj	E(s)	C(N)	$\lambda(N)$	C(N-1)	$\lambda(N-1)$
		$\hbar\omega_0$	МэВ	$\hbar\omega_0$	МэВ	$\hbar\omega_0$
	1 h 9/2	6.03				
	2 f 7/2	6.08				
II4	1 i 13/2	6.25	1.01	6.370	0.92	6.361
II6	3 p 3/2	6.40	0.97	6.406	0.87	6.382
II8	"	"	0.92	6.443	0.80	6.424
I20	2 f 5/2	6.48	0.85	6.480	0.76	6.454
I22	"	"	0.75	6.518	0.65	6.496
I24	"	"	0.55	6.561	0.46	6.544
I26	3 p 1/2	6.55	0.00	6.614	0.00	6.560
I28	2 g 9/2	6.95	0.71	6.757	0.00	6.724
I30	"	"	0.88	6.794	0.64	6.777
I32	"	"	0.96	6.827	0.89	6.814
I34	"	"	1.41	6.858	0.88	6.847
I36	"	"	1.47	6.888	0.94	6.878
	1 i 11/2	7.07				
	1 j 15/2	7.18				

Таблица 2е.
216 < A < 224, $\varepsilon = 0.15$

N	K $\pi [N n_2 \Lambda]$	E(s)	C(N)	$\lambda(N)$	C(N-1)	$\lambda(N-1)$	K $\pi [N n_2 \Lambda]$	E(s)
		$\hbar\omega_0$	МэВ	$\hbar\omega_0$	МэВ	$\hbar\omega_0$		$\hbar\omega_0$
	1/2 + [660]	5.83					9/2 + [615]	7.05
	3/2 + [651]	5.86					13/2 - [716]	7.15
	5/2 + [642]	5.92					1/2 + [620]	7.16
	7/2 - [503]	5.94					3/2 + [622]	7.17
	9/2 - [505]	5.98					9/2 + [604]	7.21
	7/2 + [633]	6.00					11/2 + [606]	7.27
	1/2 - [510]	6.02					15/2 - [707]	7.29
	3/2 - [512]	6.03					3/2 + [611]	7.35
	9/2 + [624]	6.11					5/2 + [613]	7.37
	11/2 + [615]	6.23					1/2 - [761]	7.40
	3/2 - [501]	6.24					3/2 - [752]	7.47
	5/2 - [503]	6.26					1/2 + [611]	7.48
	1/2 - [501]	6.35					1/2 - [750]	7.54
	13/2 + [606]	6.37						
	1/2 + [651]	6.60						
I30	1/2 - [770]	6.66	0.69	6.621	-	-		
I32	3/2 + [642]	6.67	0.78	6.654	0.62	6.640		
I34	3/2 - [761]	6.68	0.84	6.686	0.70	6.673		
I36	1/2 + [640]	6.71	0.87	6.718	0.74	6.704		
I38	5/2 - [752]	6.74	0.90	6.750	0.77	6.735		
I40	5/2 + [633]	6.77	0.91	6.783	0.78	6.766		
I42	3/2 + [631]	6.79	0.91	6.817	0.79	6.802		
	7/2 - [743]	6.81						
	5/2 + [622]	6.89						
	7/2 + [624]	6.90						
	9/2 - [734]	6.91						
	1/2 + [631]	6.99						
	11/2 - [725]	7.02						
	7/2 + [613]	7.04						

Таблица 2ж.

224 < A < 230, $\varepsilon = 0.20$

N	$K\pi [Nn_2\Lambda]$	$E(S)$ $h\omega_0$	$C(N)$ мэв	$\lambda(N)$ $h\omega_0$	$C(N-1)$ мэв	$\lambda(N-1)$ $h\omega_0$	$K\pi [Nn_2\Lambda]$	$E(S)$ $h\omega_0$
	$5/2 - [512]$	5.81					$11/2 - [725]$	7.12
	$7/2 - [514]$	5.85					$1/2 + [620]$	7.14
	$5/2 + [642]$	5.87					$3/2 + [622]$	7.16
	$7/2 + [633]$	5.99					$9/2 + [604]$	7.27
	$7/2 - [503]$	6.03					$1/2 - [761]$	7.28
	$1/2 - [510]$	6.05					$13/2 - [716]$	7.29
	$3/2 - [512]$	6.07					$11/2 + [606]$	7.33
	$9/2 - [505]$	6.08					$3/2 - [752]$	7.38
	$9/2 + [624]$	6.13					$3/2 + [611]$	7.39
	$11/2 + [615]$	6.30					$1/2 - [750]$	7.42
	$3/2 - [501]$	6.33					$5/2 + [612]$	7.43
	$5/2 - [503]$	6.35					$15/2 - [707]$	7.48
	$1/2 - [501]$	6.44					$3/2 - [741]$	7.51
	$1/2 + [651]$	6.48						
	$13/2 + [606]$	6.49						
	$1/2 + [640]$	6.56						
	$3/2 + [642]$	6.59						
I34	$1/2 - [770]$	6.61	0.79	6.634	0.66	6.618		
I36	$3/2 - [761]$	6.65	0.80	6.671	0.66	6.653		
I38	$3/2 + [631]$	6.69	0.79	6.709	0.58	6.689		
I40	$5/2 - [752]$	6.73	0.78	6.749	0.64	6.727		
I42	$5/2 + [633]$	6.74	0.75	6.792	0.60	6.780		
I44	$7/2 - [743]$	6.83	0.75	6.836	0.59	6.808		
	$5/2 + [622]$	6.85						
	$1/2 + [631]$	6.91						
	$7/2 + [624]$	6.92						
	$9/2 - [734]$	6.97						
	$7/2 + [613]$	7.05						
	$9/2 + [615]$	7.11						

Таблица 2з.

226 < A < 256, $\varepsilon = 0.24$

N	$K\pi [Nn_2\Lambda]$	$E(S)$ $h\omega_0$	$C(N)$ мэв	$\lambda(N)$ $h\omega_0$	$C(N-1)$ мэв	$\lambda(N-1)$ $h\omega_0$	$K\pi [Nn_2\Lambda]$	$E(S)$ $h\omega_0$
	$5/2 + [642]$	5.87					$11/2 - [725]$	7.19
	$5/2 - [512]$	5.88					$3/2 + [622]$	7.20
	$7/2 - [514]$	5.93					$9/2 + [615]$	7.21
	$7/2 + [633]$	6.02					$1/2 - [761]$	7.22
	$1/2 - [510]$	6.12					$3/2 - [752]$	7.35
	$3/2 - [512]$	6.13					$1/2 - [750]$	7.36
	$7/2 - [503]$	6.15					$1/2 + [880]$	7.40
	$9/2 + [624]$	6.19					$9/2 + [604]$	7.41
	$9/2 - [505]$	6.20					$13/2 - [716]$	7.42
	$11/2 + [615]$	6.40					$3/2 + [871]$	7.45
	$1/2 + [651]$	6.42					$11/2 + [606]$	7.47
	$3/2 - [501]$	6.45					$3/2 + [611]$	7.48
	$3/2 - [503]$	6.47					$3/2 - [741]$	7.49
	$1/2 + [640]$	6.53						
	$1/2 - [501]$	6.55						
	$1/2 - [770]$	6.56						
	$3/2 + [642]$	6.57						
	$3/2 - [761]$	6.61						
136	$13/2 + [606]$	6.63	0.80	6.677	0.68	6.662		
138	$3/2 + [631]$	6.69	0.76	6.716	0.64	6.692		
140	$5/2 - [752]$	6.71	0.70	6.757	0.58	6.737		
142	$5/2 + [633]$	6.75	0.65	6.806	0.48	6.788		
144	$7/2 - [743]$	6.85	0.64	6.858	0.42	6.825		
146	$1/2 + [631]$	6.90	0.59	6.904	0.43	6.874		
148	$5/2 + [622]$	6.91	0.57	6.949	0.42	6.932		
150	$7/2 + [624]$	6.96	0.53	6.998	0.34	6.971		
152	$9/2 - [734]$	7.00	0.49	7.062	0.00	7.054		
154	$7/2 + [613]$	7.14	0.60	7.117	0.27	7.077		
156	$1/2 + [620]$	7.18	0.63	7.156	0.47	7.136		

Таблицы 3а + 3в .

Одночастичные уровни среднего поля , корреляционные функции и химические потенциалы протонной системы .

Таблица 3а .
100 < A < 150 , $\epsilon = 0$

Z	$n l j$	$E(S)$ $h\omega_0$	$C(Z)$ MЭБ	$\lambda(Z)$ $h\omega_0$	$C(Z-1)$ MЭБ	$\lambda(Z-1)$ $h\omega_0$
	1 d 5/2	3.40				
	2 S 1/2	3.50				
	1 d 3/2	3.65				
	1 f 7/2	4.08				
	2 P 3/2	4.40				
	1 f 5/2	4.43				
	2 P 1/2	4.50				
42	1 g 9/2	4.70				
44	"	"	1.30	4.685	1.08	4.654
46	"	"	1.25	4.734	1.05	4.707
48	"	"	1.07	4.788	0.29	4.762
50	"	"	0.00	4.910	0.00	4.906
52	1 g 7/2	5.15	1.10	5.020	0.00	4.980
54	"	"	1.06	5.100	0.76	5.080
56	"	"	1.12	5.137	0.92	5.124
58	"	"	1.16	5.170	1.00	5.160
60	2 d 5/2	5.22	1.10	5.200	1.04	5.187
62	"	"	1.23	5.237	1.08	5.223
64	"	"	1.20	5.270	1.07	5.258
66	1 h 11/2	5.35				
	2 d 3/2	5.47				
	3 S 1/2	5.50				
	1 h 9/2	5.90				

Таблица 3б .
150 < A < 186 , $\epsilon = 0.27$

Z	$K \pi [N n_2 \Lambda]$	$E(S)$ $h\omega_0$	$C(Z)$ MЭБ	$\lambda(Z)$ $h\omega_0$	$C(Z-1)$ MЭБ	$\lambda(Z-1)$ $h\omega_0$	$K \pi [N n_2 \Lambda]$	$E(S)$ $h\omega_0$
	1/2 - [310]	4.23					3/2 - [532]	5.93
	7/2 - [303]	4.24					1/2 + [400]	5.99
	3/2 - [312]	4.26					1/2 + [660]	6.04
	1/2 + [440]	4.40					3/2 + [651]	6.11
	3/2 + [431]	4.51					5/2 - [523]	6.16
	3/2 - [301]	4.54					3/2 - [521]	6.17
	5/2 - [303]	4.57					5/2 + [642]	6.25
	1/2 - [301]	4.65					1/2 - [521]	6.34
	5/2 + [422]	4.69					7/2 + [633]	6.41
	1/2 + [431]	4.79					7/2 - [514]	6.42
	7/2 + [413]	4.91					5/2 - [512]	6.44
	1/2 - [550]	5.00					1/2 + [651]	6.56
	3/2 + [422]	5.03					9/2 + [624]	6.62
	1/2 + [420]	5.08					1/2 - [770]	6.68
	3/2 - [541]	5.09						
60	9/2 + [404]	5.16	1.16	5.207	-	-		
62	5/2 - [532]	5.24	1.15	5.269	0.88	5.236		
64	5/2 + [413]	5.29	1.14	5.333	0.86	5.303		
66	3/2 + [411]	5.32	1.11	5.399	0.82	5.366		
68	7/2 - [523]	5.43	1.11	5.467	0.81	5.434		
70	1/2 + [411]	5.50	1.00	5.537	0.64	5.505		
72	7/2 + [404]	5.58	1.02	5.603	0.70	5.566		
74	9/2 - [514]	5.65	1.05	5.664	0.79	5.630		
	5/2 + [402]	5.68						
	1/2 - [541]	5.75						
	3/2 + [402]	5.89						
	11/2 - [505]	5.91						
	1/2 - [530]	5.92						

Таблица 3в.

180 < A < 194, $\varepsilon = 0.20$

Z	$K\pi[Nn_2\Lambda]$	$E(s)$ h.ω.	$C(z)$ Mэб	$\lambda(z)$ h.ω.	$C(z^{-1})$ Mэб	$\lambda(z^{-1})$ h.ω.	$K\pi[Nn_2\Lambda]$	$E(s)$ h.ω.
	$3/2 - [30I]$	4.46					$1/2 + [660]$	6.08
	$5/2 - [303]$	4.48					$3/2 + [65I]$	6.13
	$1/2 + [440]$	4.51					$7/2 - [514]$	6.21
	$1/2 - [30I]$	4.57					$5/2 + [642]$	6.22
	$3/2 + [43I]$	4.58					$1/2 - [52I]$	6.23
	$5/2 + [422]$	4.70					$5/2 - [512]$	6.24
	$7/2 + [413]$	4.86					$7/2 + [633]$	6.34
	$1/2 + [43I]$	4.91					$9/2 - [505]$	6.43
	$1/2 - [550]$	5.00					$7/2 - [503]$	6.46
	$9/2 + [404]$	5.04					$9/2 + [624]$	6.48
	$3/2 - [54I]$	5.05					$3/2 - [512]$	6.50
	$3/2 + [422]$	5.06					$1/2 - [510]$	6.51
	$1/2 + [420]$	5.07					$1/2 + [65I]$	6.63
	$5/2 - [532]$	5.16						
	$5/2 + [413]$	5.25						
	$3/2 + [41I]$	5.26						
	$7/2 - [523]$	5.29						
	$1/2 + [41I]$	5.41						
72	$9/2 - [514]$	5.45	1.08	5.467	0.89	5.437		
74	$7/2 + [404]$	5.48	1.06	5.523	0.87	5.496		
76	$5/2 + [402]$	5.50	1.01	5.583	0.78	5.565		
78	$1/2 - [505]$	5.64	1.03	5.649	0.74	5.611		
80	$3/2 + [402]$	5.72	1.05	5.707	0.82	5.670		
	$1/2 + [400]$	5.73						
	$1/2 - [54I]$	5.75						
	$3/2 - [532]$	5.85						
	$1/2 - [530]$	5.86						
	$5/2 - [523]$	6.01						
	$3/2 - [52I]$	6.02						

Таблица 3г.

192 < A < 202, $\varepsilon = 0.10$

Z	$K\pi[Nn_2\Lambda]$	$E(s)$ h.ω.	$C(z)$ Mэб	$\lambda(z)$ h.ω.	$C(z^{-1})$ Mэб	$\lambda(z^{-1})$ h.ω.	$K\pi[Nn_2\Lambda]$	$E(s)$ h.ω.
	$1/2 + [440]$	4.64					$1/2 + [660]$	6.26
	$3/2 + [43I]$	4.67					$7/2 - [503]$	6.28
	$5/2 + [422]$	4.72					$3/2 + [65I]$	6.29
	$7/2 + [413]$	4.80					$5/2 + [642]$	6.31
	$9/2 + [404]$	4.89					$1/2 - [52I]$	6.32
	$1/2 + [43I]$	5.08					$7/2 + [633]$	6.37
	$3/2 + [422]$	5.13					$9/2 + [624]$	6.44
	$1/2 + [420]$	5.14					$3/2 - [512]$	6.46
	$5/2 + [413]$	5.22					$1/2 - [510]$	6.47
	$3/2 + [41I]$	5.24					$1/2 + [615]$	6.52
	$7/2 + [404]$	5.33					$13/2 + [606]$	6.60
	$1/2 - [550]$	5.35					$5/2 - [503]$	6.61
	$5/2 + [402]$	5.36					$3/2 - [50I]$	6.63
	$3/2 - [54I]$	5.38						
	$1/2 + [41I]$	5.41						
	$5/2 - [532]$	5.42						
	$7/2 - [523]$	5.48						
	$9/2 - [514]$	5.56						
78	$3/2 + [402]$	5.59	1.02	5.613	0.88	5.602		
80	$1/2 + [400]$	5.62	0.87	5.686	0.73	5.654		
	$1/2 - [505]$	5.65						
	$1/2 - [54I]$	5.94						
	$3/2 - [532]$	5.98						
	$1/2 - [530]$	6.00						
	$5/2 - [523]$	6.04						
	$3/2 - [52I]$	6.06						
	$7/2 - [514]$	6.13						
	$5/2 - [512]$	6.16						
	$9/2 - [505]$	6.24						

Таблица 3д.
 $196 < A < 218, \varepsilon = 0$

Z	$n l j$	$E(s)$ $\hbar \omega_0$	$C(Z)$ Мэб	$\lambda(Z)$ $\hbar \omega_0$	$C(Z-1)$ Мэб	$\lambda(Z-1)$ $\hbar \omega_0$
	$1g_{9/2}$	4.68				
	$1g_{7/2}$	5.13				
	$2d_{5/2}$	5.22				
	$1h_{1/2}$	5.32				
78	$2d_{3/2}$	5.47	1.00	5.497	0.90	5.466
80	"	"	0.79	5.546	0.69	5.518
82	$3s_{1/2}$	5.50	0.00	5.614	0.00	5.565
84	$1h_{9/2}$	5.95	0.79	5.772	0.00	5.736
86	"	"	0.96	5.816	0.70	5.795
88	"	"	1.05	5.854	0.86	5.838
	"	"				
	"	"				
	$2f_{7/2}$	6.06				
	$1i_{13/2}$	6.25				
	$2f_{5/2}$	6.33				
	$3p_{3/2}$	6.39				
	$3p_{1/2}$	6.54				

Таблица 3е.
 $216 < A < 224, \varepsilon = 0.15$

Z	$K_{\pi}[N n_z \Lambda]$	$E(s)$ $\hbar \omega_0$	$C(Z)$ Мэб	$\lambda(Z)$ $\hbar \omega_0$	$C(Z-1)$ Мэб	$\lambda(Z-1)$ $\hbar \omega_0$	$K_{\pi}[N n_z \Lambda]$	$E(s)$ $\hbar \omega_0$
	$1/2 + [431]$	4.69					$9/2 - [505]$	6.01
	$3/2 + [422]$	4.79					$1/2 + [615]$	6.07
	$1/2 + [420]$	4.80					$1/2 - [521]$	6.08
	$1/2 - [501]$	4.84					$7/2 - [503]$	6.17
	$3/2 - [541]$	4.87					$13/2 + [606]$	6.21
	$5/2 + [413]$	4.93					$3/2 - [512]$	6.28
	$5/2 - [532]$	4.94					$1/2 - [510]$	6.33
	$3/2 + [411]$	4.95					$5/2 - [503]$	6.50
	$7/2 - [523]$	5.03					$3/2 - [501]$	6.59
	$7/2 + [404]$	5.10					$1/2 + [651]$	6.61
	$1/2 + [411]$	5.11					$1/2 + [640]$	6.67
	$5/2 + [402]$	5.13					$3/2 + [642]$	6.68
	$9/2 - [514]$	5.15					$1/2 - [501]$	6.70
	$11/2 - [503]$	5.29					$3/2 + [631]$	6.75
	$3/2 + [402]$	5.35						
	$1/2 + [400]$	5.36						
	$1/2 - [541]$	5.55						
86	$3/2 - [532]$	5.61	0.87	5.596	0.58	5.574		
88	$1/2 + [660]$	5.67	0.96	5.641	0.75	5.618		
90	$3/2 + [651]$	5.70	1.01	5.682	0.85	5.661		
	$5/2 - [523]$	5.71						
	$1/2 - [530]$	5.74						
	$5/2 + [642]$	5.76						
	$3/2 - [521]$	5.84						
	$7/2 + [633]$	5.85						
	$7/2 - [514]$	5.86						
	$9/2 + [624]$	5.95						
	$5/2 - [512]$	5.99						

Таблица 3ж.
224 < A < 230, $\xi = 0.20$

Z	$K\pi [Nn_2\Lambda]$	$E(s)$ $h\omega_0$	$C(Z)$ M>6	$\lambda(Z)$ $h\omega_0$	$C(Z-1)$ M>6	$\lambda(Z-1)$ $h\omega_0$	$K\pi [Nn_2\Lambda]$	$E(s)$ $h\omega_0$
	$9/2 + [404]$	4.74					$1/2 - [521]$	6.04
	$4/2 - [550]$	4.76					$9/2 - [505]$	6.10
	$3/2 + [422]$	4.77					$11/2 + [615]$	6.14
	$1/2 + [420]$	4.78					$7/2 - [503]$	6.27
	$3/2 - [541]$	4.81					$3/2 - [512]$	6.30
	$5/2 - [532]$	4.91					$13/2 + [606]$	6.33
	$5/2 + [413]$	4.95					$1/2 - [510]$	6.35
	$3/2 + [411]$	4.97					$1/2 + [651]$	6.50
	$7/2 - [523]$	5.04					$1/2 + [640]$	6.58
	$1/2 + [411]$	5.11					$5/2 - [503]$	6.59
	$7/2 + [404]$	5.18					$3/2 + [642]$	6.60
	$9/2 - [514]$	5.20					$3/2 - [501]$	6.68
	$5/2 + [402]$	5.21					$3/2 + [631]$	6.70
	$11/2 - [505]$	5.38					$1/2 - [770]$	6.72
	$3/2 + [402]$	5.42						
	$1/2 + [400]$	5.43						
	$1/2 - [541]$	5.47						
	$3/2 - [532]$	5.55						
88	$1/2 + [660]$	5.57	0.93	5.596	0.75	5.576		
90	$3/2 + [651]$	5.62	0.93	5.640	0.77	5.617		
92	$1/2 - [530]$	5.66	0.92	5.683	0.76	5.660		
	$5/2 - [523]$	5.70						
	$5/2 + [642]$	5.71						
	$3/2 - [521]$	5.82						
	$7/2 + [633]$	5.83						
	$7/2 - [514]$	5.89						
	$9/2 + [624]$	5.97						
	$5/2 - [512]$	6.03						

Таблица 3з.
226 < A < 256, $\xi = 0.24$

Z	$K\pi [Nn_2\Lambda]$	$E(s)$ $h\omega_0$	$C(Z)$ M>6	$\lambda(Z)$ $h\omega_0$	$C(Z-1)$ M>6	$\lambda(Z-1)$ $h\omega_0$	$K\pi [Nn_2\Lambda]$	$E(s)$ $h\omega_0$
	$1/2 - [550]$	4.85					$9/2 - [505]$	6.33
	$3/2 + [422]$	4.89					$11/2 + [615]$	6.35
	$1/2 + [420]$	4.90					$3/2 - [512]$	6.48
	$3/2 - [541]$	4.92					$7/2 - [503]$	6.50
	$9/2 + [404]$	4.96					$1/2 - [510]$	6.53
	$5/2 - [532]$	5.04					$1/2 + [651]$	6.55
	$5/2 + [413]$	5.13					$13/2 + [606]$	6.58
	$3/2 + [411]$	5.14					$1/2 + [640]$	6.65
	$7/2 - [523]$	5.19					$3/2 + [642]$	6.69
	$1/2 + [411]$	5.27					$1/2 - [770]$	6.78
	$9/2 - [514]$	5.38					$3/2 + [631]$	6.81
	$7/2 + [404]$	5.39					$5/2 - [503]$	6.82
	$5/2 + [402]$	5.42					$3/2 - [761]$	6.83
	$1/2 - [541]$	5.54						
	$11/2 - [505]$	5.62						
	$3/2 + [402]$	5.63						
	$1/2 + [660]$	5.64						
	$1/2 + [400]$	5.65						
	$3/2 - [532]$	5.66						
90	$3/2 + [651]$	5.70	0.92	5.761	0.79	5.743		
92	$1/2 - [530]$	5.76	0.86	5.807	0.73	5.784		
94	$5/2 + [642]$	5.82	0.79	5.855	0.64	5.826		
96	$5/2 - [523]$	5.85	0.73	5.911	0.52	5.889		
98	$3/2 - [521]$	5.96	0.66	5.970	0.46	5.924		
100	$7/2 + [633]$	5.97	0.60	6.032	0.38	6.014		
102	$7/2 - [514]$	6.07	0.60	6.095	0.27	6.060		
104	$9/2 + [624]$	6.14	0.61	6.150	0.41	6.114		
	$1/2 - [521]$	6.15						
	$5/2 - [512]$	6.21						

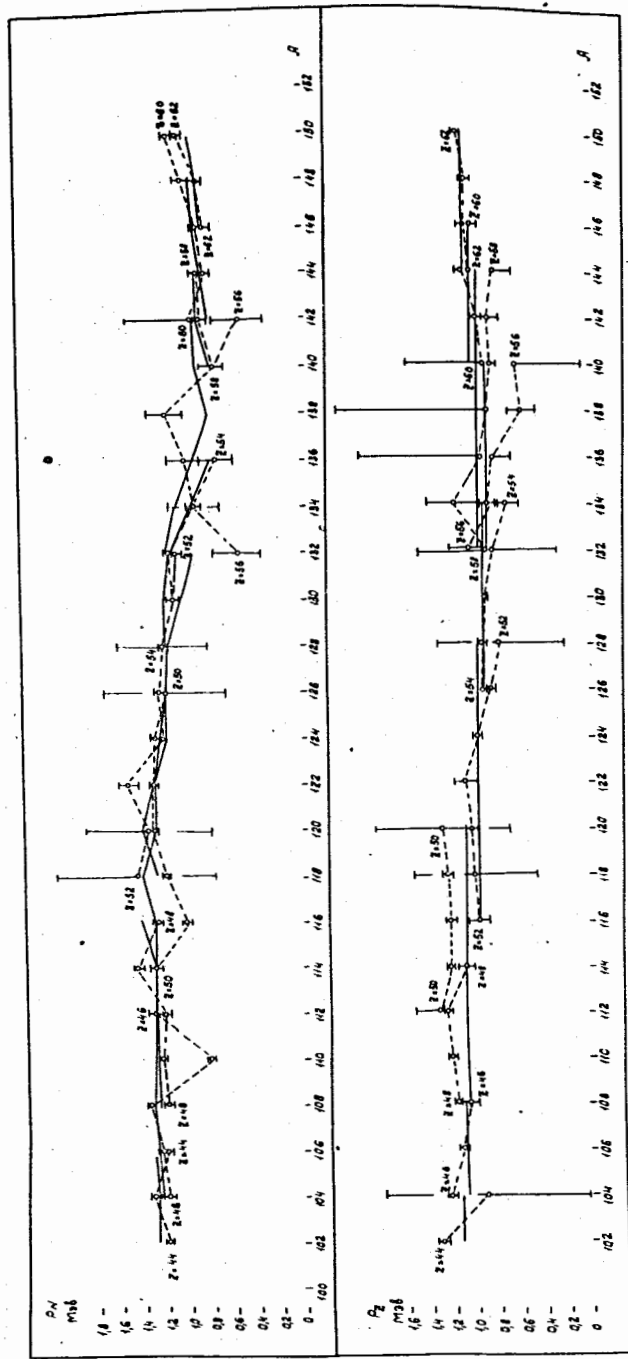


Рис. 1. Нейтронные и протонные парные энергии для области $100 < A < 150$. Эксперимент обозначен пунктиром, а теория - сплошной линией.

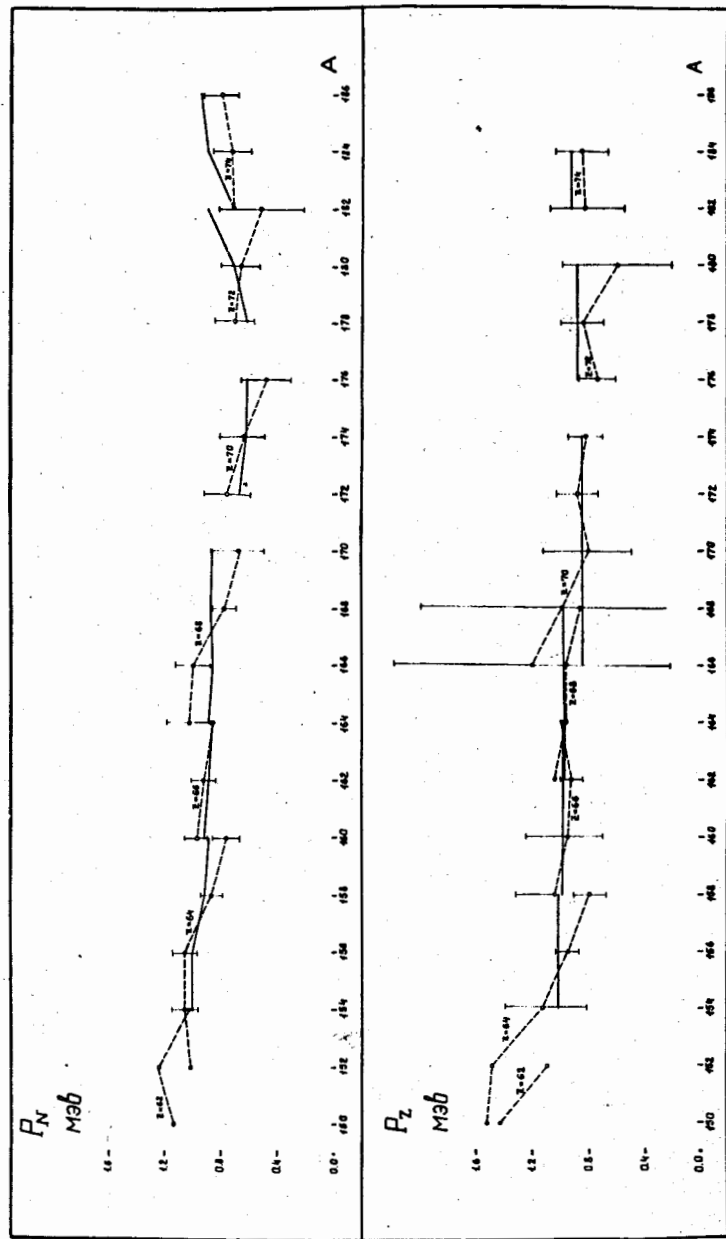


Рис. 2. Нейтронные и протонные парные энергии в области $150 < A < 186$.

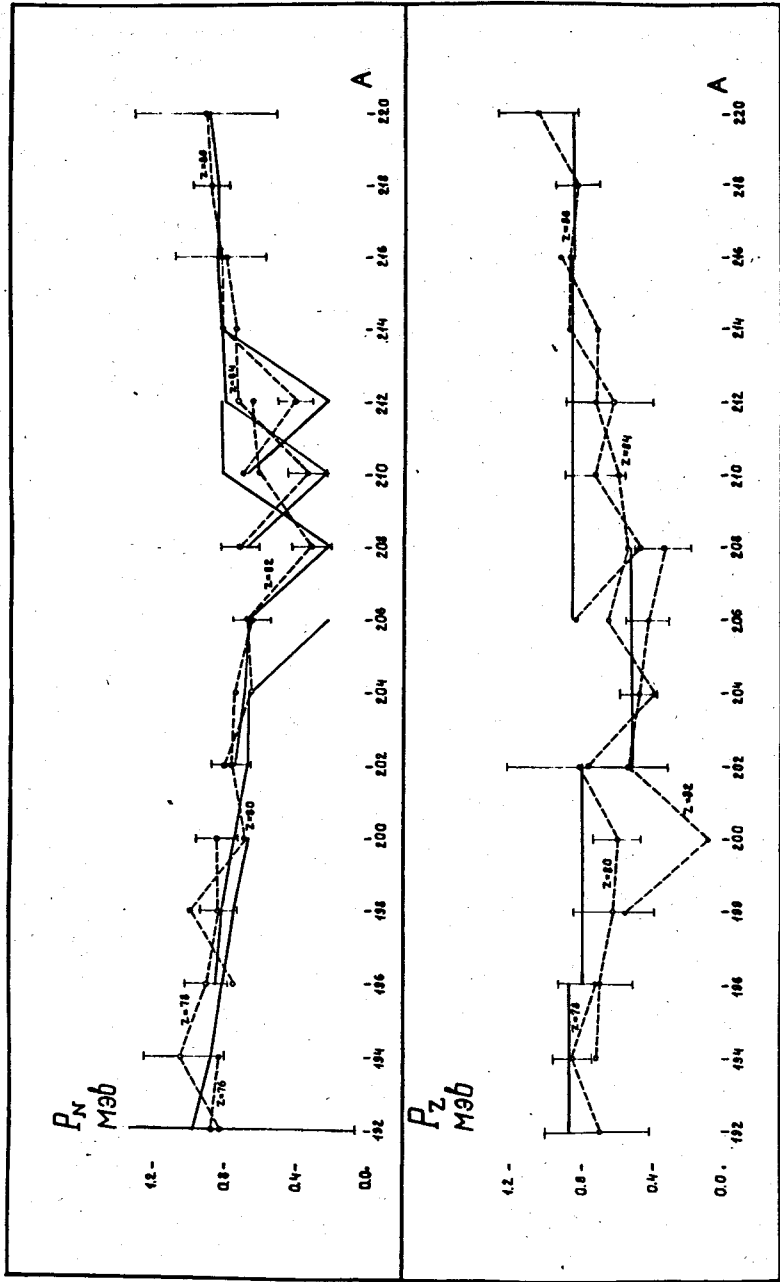


Рис. 3. Нейтронные и прогонные парные энергии в области $186 < A < 220$.

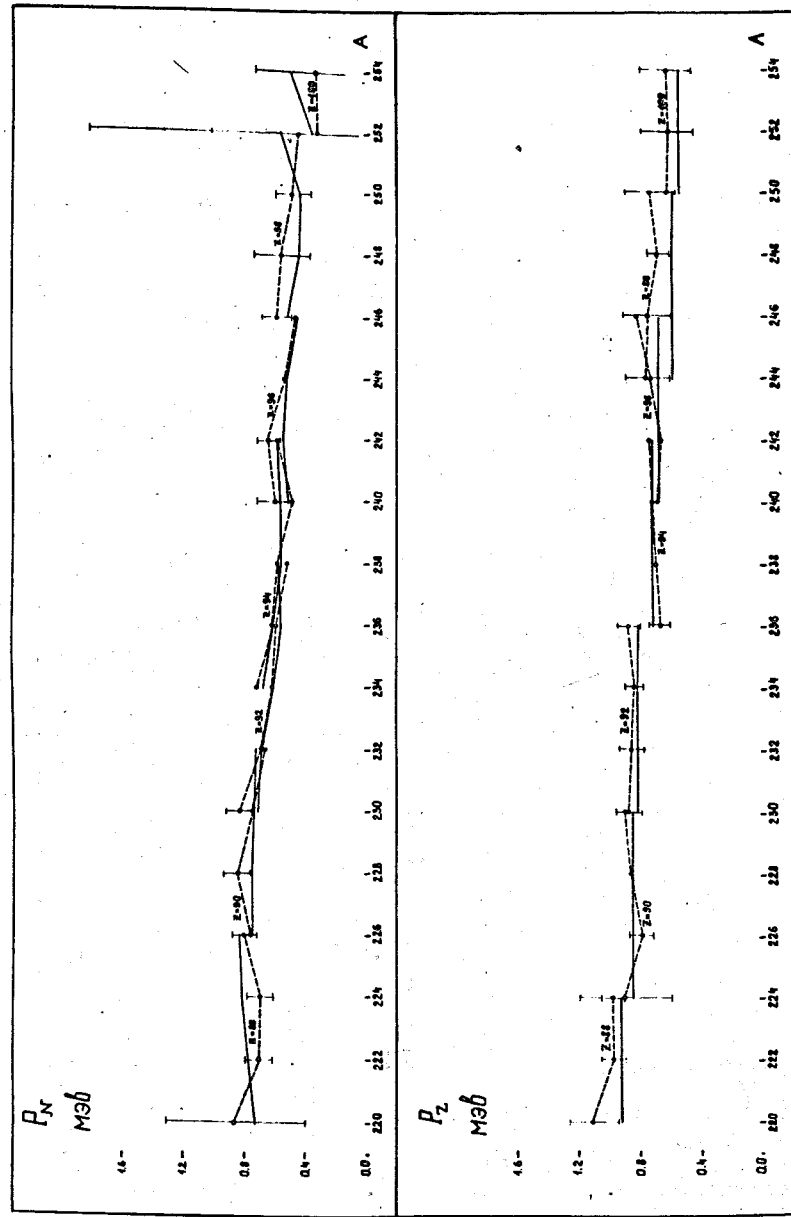


Рис. 4. Нейтронные и прогонные парные энергии в области $220 < A < 254$.

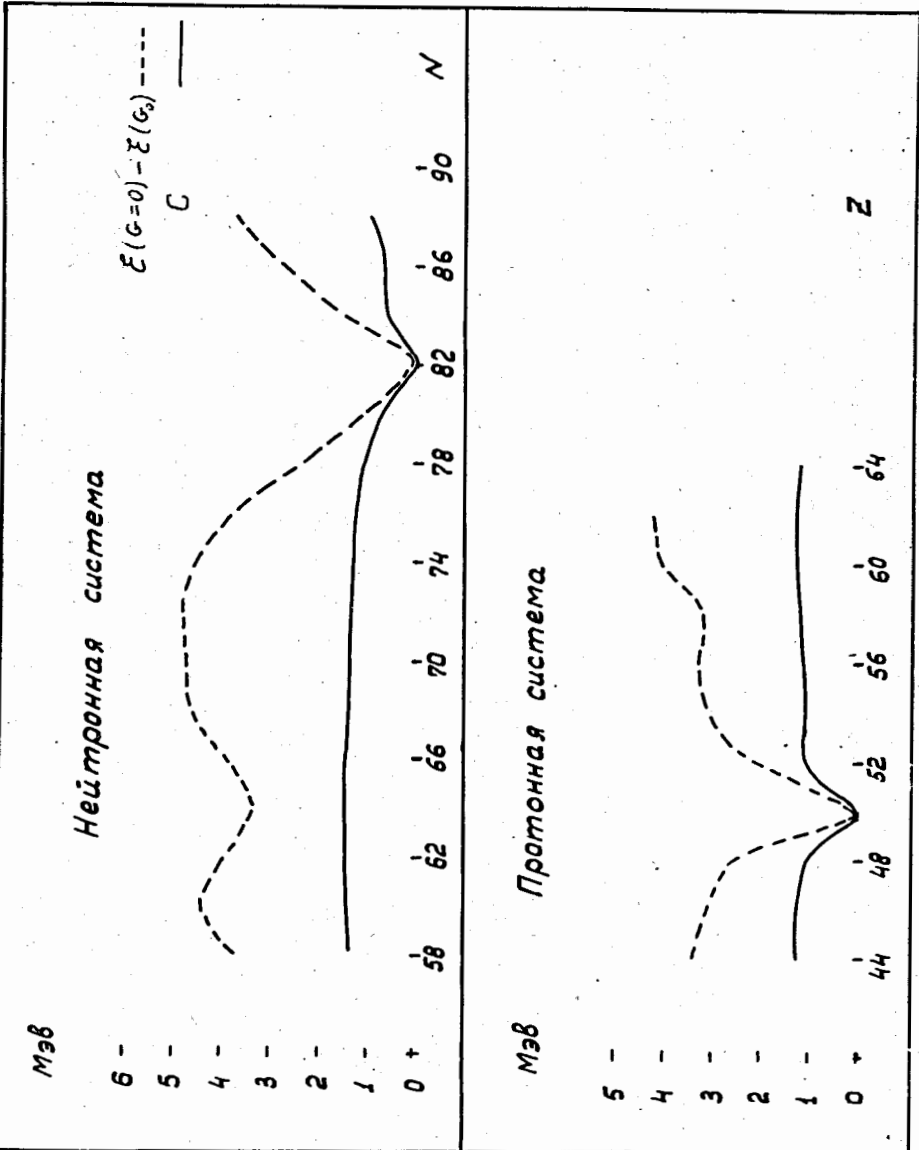


Рис. 5. Корреляционная функция C нейтронной и протонной четных систем и разность энергий нормального и "сверхтекучего" состояний в области $100 < A < 150$.

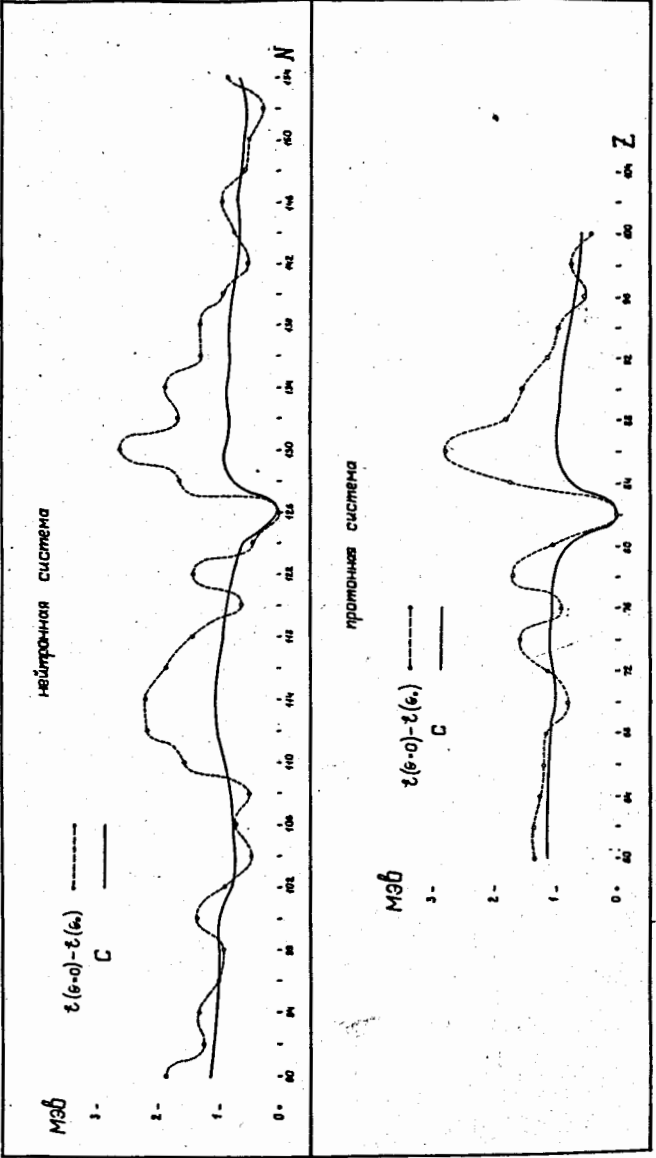


Рис. 6. Корреляционная функция C нейтронной и протонной четных систем и разность энергий "нормального" и "сверхтекучего" состояний в области $150 < A < 254$.