

С 341

П-997

Н.И. Пятов

2139

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ СТРУКТУРЫ
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель -
доктор физико-математических наук
В.Г. Соловьев

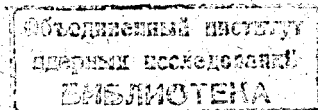
Н.И. Пятов

2139

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ СТРУКТУРЫ
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель -
доктор физико-математических наук
В.Г. Соловьев



В последние годы большое значение в теоретических исследованиях структуры атомных ядер приобрели математические методы, развитые в теории сверхпроводимости^{/1,2/}. Эти методы позволяли рассматривать системы взаимодействующих фермионов и учитывать ту часть корреляций в системе, которая возникает от остаточных (не сводящихся к самосогласованному полю) взаимодействий частиц с равными и противоположными моментами (импульсами). Боголюбов впервые поставил вопрос об условии сверхтекучести в теории ядерной материи^{/2/}.

Бор и др.^{/3/} обратили внимание на аналогичность спектров возбуждения ядер и сверхпроводников. В спектрах возбуждения четно-четных ядер, как и в сверхпроводниках, существует энергетическая щель, отделяющая первое внутреннее возбужденное состояние от основного. Одночастичная модель предсказывает появление первого внутреннего возбуждения в четных деформированных ядрах обычно при энергиях в пять-шесть раз меньших, чем наблюдаемые. В спектрах нечетных ядер предсказываемая одночастичной моделью плотность нижайших уровней оказывается примерно в два раза меньше экспериментальной^{/4/}.

Методы теории сверхпроводимости были последовательно развиты в теории ядра в ряде работ^{/5,8/}. В этих работах было показано, что указанные выше закономерности спектров ядер могут быть объяснены при учете остаточных, так называемых парных взаимодействий нуклонов. Наиболее важными оказались короткодействующие взаимодействия притягивающего типа между нуклонами с равными и противоположными моментами.

Парные взаимодействия ответственны также за отклонение наблюдаемых моментов инерции от вычисленных по модели вращения жесткого ротатора^{/7/}, за разность масс четно-четных и нечетных ядер. Влияние парных корреляций существенным образом сказывается в процессах бета-распада, гамма-переходов, в альфа-распадах и в ряде других ядерных процессов.

Исследованию влияния парных корреляций на ряд свойств деформированных ядер и посвящена настоящая диссертация.

В первой главе диссертации рассмотрены математические вопросы остаточных взаимодействий нуклонов. Из общего гамильтониана парного взаимодействия выде-

ляется модельный парный гамильтониан с короткодействующими взаимодействиями притягивающего типа:

$$H = \sum_{s,\sigma} E_s a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} - G \sum_{s,s'} a_{s,s'}^+ a_{s,s'}^+ a_{s,s'} a_{s,s'}, \quad (1)$$

где E_s - одночастичные энергии уровней среднего поля, $a_{s\sigma}^+$, $a_{s\sigma}$ - операторы рождения и уничтожения нуклонов с набором квантовых чисел ($s; \sigma = \pm 1$); G - константа парного взаимодействия. Рассмотрены некоторые физические основания для выделения модельного гамильтониана.

В § 2 изучается вариационный метод Боголюбова^{/8/}, позволяющий путем канонического преобразования ферми-амплитуд и минимизации энергии по параметрам преобразования получить приближенное решение для модельного гамильтониана. Именно, при каноническом преобразовании вида:

$$a_{s\sigma} = u_s a_{s,\sigma} + \sigma v_s a_{s\sigma}^+, \quad (2)$$

$$a_{s\sigma}^+ = u_s a_{s,\sigma}^+ + \sigma v_s a_{s\sigma};$$

$$[a_{s\sigma}, a_{s'\sigma'}^+] = \delta_{ss'} \delta_{\sigma\sigma'}; \quad u_s^2 + v_s^2 = 1 \quad (3)$$

спектр нижайших возбуждений системы, описываемой гамильтонианом (1), становится квазичастичным с энергией одной квазичастицы

$$\epsilon_s = \sqrt{(E_s - \lambda)^2 + C^2}, \quad (4)$$

где

$$C = G \sum_s u_s v_s, \quad (5)$$

λ - химический потенциал системы. В нечетных ядрах имеем возбуждения нечетного числа квазичастиц, а в четных ядрах - возбуждения четного числа квазичастиц. Двухквазичастичные возбуждения в четно-четных ядрах отделены от основного щелью $2C$.

В § 3 первой главы диссертации сформулированы основы сверхтекучей модели ядра, требующей выполнения закона сохранения числа частиц в среднем в основных и возбужденных состояниях ядер^{/8/}. Следствием этого требования является эффект блокировки, выражающийся в изменении параметров u_s и v_s (либо C и λ) для различных состояний ядер. Соответственно для каждого состояния ядра получаем независимые уравнения для u_s и v_s (либо C и λ).

Константа парного взаимодействия G может быть определена из расчетов четно-нечетной разности масс (парных энергий).

Вторая глава диссертации посвящена исследованию спектров деформированных ядер в редкоземельной области. На электронно-счетной машине были вычислены спектры ряда нечетных и четно-четных ядер.

На основе анализа экспериментальных данных была проведена модификация схемы Нильссона^{/10/}. В расчетах использовалась единая для всех ядер в редкоземельной области схема одночастичных уровней, не учитывающая изменение параметра деформации ядер.

В § 2 второй главы излагаются расчеты парных энергий, позволившие выбрать константы парного взаимодействия. Рассчитанные значения парных энергий совпадают с экспериментальными в пределах 100 кэВ^{/11/}. Из расчета парных энергий были выбраны константы парного взаимодействия в нейтронной и протонной системах:

$$G_N = \frac{26}{A} \text{ MeV}, \quad G_Z = \frac{28}{A} \text{ MeV}, \quad (6)$$

где A - массовое число.

Проанализировано поведение корреляционной функции C для основных и возбужденных состояний ядер. Учет эффекта блокировки приводит к уменьшению величины C в нечетных ядрах на 20-30% относительно основных состояний соседних четно-четных ядер. Эффект блокировки сильно ослабляет сверхтекучие свойства системы при нижайших двухквазичастичных возбуждениях. Это приводит к тому, что нижайшие двухквазичастичные возбуждения лежат ниже щели (2C)^{/12,13/}.

Результаты расчетов спектров одно- и двухквазичастичных возбуждений в нечетных и четно-четных ядрах изложены в § 3.

Сверхтекучесть увеличивает плотность нижайших одноквазичастичных уровней в нечетных ядрах примерно в 1,7 раза^{/12/}, что хорошо согласуется с экспериментальными данными^{/4/}.

Вычислены спектры двухквазичастичных возбуждений в ряде четно-четных ядер с $152 \leq A \leq 160$ и $164 \leq A \leq 186$ и проанализированы некоторые схемы бета-распада ядер в указанных областях^{/11,12,14/}. В частности, в диссертации приводятся рассчитанные спектры в Dy^{164} и W^{184} . Как правило, энергии вычисленных и наблюдаемых экспериментально двухквазичастичных состояний хорошо согласуются между собой. В таблице приведен рассчитанный спектр двухквазичастичных возбуждений в Dy^{164} и экспериментальные данные, полученные из реакций^{/15/}.

В § 4 исследуются эффекты взаимодействия квазичастиц, не учитываемые в сверхтекучей модели ядра. Показано, что учет этих взаимодействий приводит к расщеплению вырожденных в сверхтекучей модели двухквазичастичных состояний в четно-массовых ядрах. Полная проекция момента количества движения двухквазичастичного состояния K равна $\Omega_1 + \Omega_2$, либо $|\Omega_1 - \Omega_2|$, где Ω_i - проекции моментов квазичастиц на ось симметрии ядра. Учет взаимодействия, приводящего к расщеплению этих состояний, проводится в первом порядке теории возмущения с простым потенциалом

$$V_{12} = -4\pi g \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) [1 - a + a \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2], \quad (7)$$

где g и a - параметры взаимодействия, σ_i - матрицы Паули. Волновые функции двух-квазичастичных состояний конструируются из одночастичных волновых функций модели Нильссона^{/10/}. Для энергии расщепления дублетных состояний получены простые выражения для нечетно-нечетных и четно-четных ядер соответственно:

$$\Delta E^{(N_1, N_2)} = E(K = |\Omega_1 - \Omega_2|) - E(K = \Omega_1 + \Omega_2) = \quad (8)$$

$$= -2a \{ A_{12} [1 + (-1)^{N_1 + N_2} \delta_{\text{ко}}] + B_{12} \},$$

$$\Delta E = E(K = |\Omega_1 - \Omega_2|) - E(K = \Omega_1 + \Omega_2) = \quad (9)$$

$$= (1 - 4a) \{ A_{12} [1 + (-1)^{N_1 + N_2} \delta_{\text{ко}}] + B_{12} \},$$

где I - спин состояния, N_1 и N_2 - главные квантовые числа одночастичных состояний. Выражения для A_{12} и B_{12} весьма громоздки. Исследована асимптотика этих выражений^{х)} и получены правила сложения моментов квазичастиц, установленные феноменологически Галлахером и Мошковским^{/18/}. Именно, в нечетно-нечетных ядрах нижайшим по энергии оказывается состояние с $\Sigma = 1(\Omega_1 \neq \Omega_2)$, а в четно-четных - состояние с $\Sigma = 0$ (спины нуклонов параллельны и антипараллельны соответственно). Указывается возможность нарушения правил Галлахера-Мошковского в случае $\Omega_1 = \Omega_2$. Такая возможность реализуется экспериментально в Ho^{166} , где состояние с $\Sigma = 0$ лежит ниже состояния с $\Sigma = 1$ ^{/17/}.

Взаимодействие квазичастиц приводит также к аномальной ротационной полосе с $K = 0$. В таких полосах все уровни с четным спином I сдвинуты относительно уровней с нечетным спином. В частности, такая аномальная ротационная полоса наблюдается в $\text{Ho}^{166/17/}$.

В диссертации приведены результаты вычислений энергий расщепления ряда двух-квазичастичных состояний. Параметры a и g выбирались из расчетов энергий расщепления в Ho^{166} и Gd^{156} .

Подчеркивается существенная роль спиновых сил во всех упомянутых эффектах. В нечетно-нечетных ядрах расщепление и сдвиг уровней в ротационных полосах целиком обусловлены спиновыми силами. В четно-четных ядрах большую роль в эффектах взаимодействия квазичастиц играет также обменный член.

Наконец, в § 5 второй главы диссертации рассматриваются трехквазичастичные состояния в нечетных деформированных ядрах. Здесь взаимодействие трех квазичастиц

х) Асимптотический предел A_{12} и B_{12} получается при стремлении деформация к бесконечности. В этом пределе квантовые числа ν_x (число осцилляторных квантов вдоль оси симметрии ядра) и Σ (проекция спинового момента на ось симметрии ядра) становятся хорошими квантовыми числами.

приводит к появлению в спектре мультиплета из четырех уровней. На основе простого потенциала взаимодействия (7) рассмотрено расщепление уровней в мультиплетах для состояний типа $(2n, p)$, либо $(2p, n)$. Получены выражения для энергий расщепления этих состояний в первом порядке теории возмущения через двухчастичные матричные элементы, включающие в себя выражения типа A_{12} и B_{12} . Исследована асимптотика полученных выражений и найдены правила сложения моментов трех квазичастиц. Именно, наивысшим по энергии в мультиплете оказывается состояние, в котором спины Σ двух нейтронов (протонов) параллельны, а спины протона (нейтрона) антипараллельны им. Положение трех нижайших уровней в мультиплете оказывается зависящим от величины спиновых сил. Проанализировано положение уровней в мультиплете, когда a меняется от нуля до $1/4$ (значения $a > 1/4$ противоречат правилам Галлахера-Мошковского). Проведены вычисления для ряда мультиплетов с теми же параметрами a и g , что и в четно-массовых ядрах. Проанализированы экспериментальные данные по трехквазичастичным состояниям в Lu^{177} и Hf^{177} (см. рис. 1).

Все изложенные результаты по эффектам взаимодействия квазичастиц содержатся в работах автора^{/11,18,19/}.

Третья глава диссертации основана на работах^{/20-22/} и посвящена исследованию влияния парных корреляций на вероятности β - и γ -переходов в деформированных ядрах.

В § 1 изложены результаты расчетов абсолютных значений $\log ft$ для разрешенных бета-переходов в модели Нильссона. Полученные значения ft отличаются от экспериментальных обычно на полтора порядка. В модели независимых частиц бета-переходы на дырочные состояния запрещены. Учет парных корреляций приводит к появлению множителя R_β в вероятности бета-перехода. Так, для β^- -распада типа $(2n+1 \rightarrow 2n; 2p \rightarrow 2p+1)$ имеем с точностью до множителя, близкого к единице:

$$R_\beta \approx [u_1^{(2n)} u_1^{(2p)}]^2, \quad (10)$$

где u_1 и u_1 - параметры канонического преобразования Боголюбова, вычисляемые для начального и конечного состояний нейтронной и протонной систем соответственно. Вычисления R_β и учет их в вероятностях бета-переходов приводят к лучшему согласию теории и эксперимента. Однако остается все же расхождение между теоретическими и экспериментальными значениями ft в среднем в шесть-семь раз. Это расхождение, по-видимому, является следствием упрощенной модели среднего поля и неучета других остаточных взаимодействий.

В работе^{/23/} было предложено рассмотрение отношений вероятностей бета-переходов (разрешенных или запрещенных) одного типа в соседних ядрах. Если флуктуации среднего поля от ядра к ядру слабо сказываются на вероятностях бета-переходов, то

эти отношения определяются отношениями факторов R_{β} в соседних ядрах. Анализ экспериментальных данных показывает, что такой подход является весьма полезным и позволяет систематизировать бета-переходы в различных ядрах^{/24/}. В частности, нами такая систематизация была проведена в ядрах с $152 \leq A \leq 160$ ^{/14/}.

§ 2 третьей главы посвящен исследованию влияния парных корреляций на вероятности гамма-переходов между внутренними возбуждениями в нечетных деформированных ядрах.

Учет парных корреляций оказывается особенно важным при рассмотрении электрических переходов. Приведенная вероятность электрического перехода мультипольности λ может быть записана в виде:

$$B(E\lambda) = B_{s.p.}(E\lambda) R_{\gamma} \quad (11)$$

где R_{γ} - фактор, обусловленный парными корреляциями, а $B_{s.p.}(E\lambda)$ - одночастичная приведенная вероятность. Вид R_{γ} зависит от выбора модельных функций. Так, для обычных бардиновских функций

$$R_{\gamma} = \{ u_1 u_2 - v_1 v_2 \}^2 \quad (12)$$

где u и v - параметры канонического преобразования Боголюбова, вычисленные для начального и конечного состояний нечетного ядра. Учет эффекта блокировки и проектирование бардиновских функций на пространство данного числа частиц меняют вид R_{γ} . В диссертации изложены результаты расчетов факторов R_{γ} для электрических дипольных переходов в деформированных ядрах, проведенных в работах^{/22,23/}. Расчеты показали, что факторы R_{γ} оказываются особенно малыми (и приводят к сильной задержке $E1$ -переходов), если химический потенциал лежит между одночастичными уровнями, участвующими в переходе. Величина R_{γ} в этих случаях может быть порядка 10^{-3} - 10^{-4} и оказывается существенно зависящей от малых изменений параметров модели Нильссона. Для выяснения точности расчетов в этих случаях были проведены вычисления R_{γ} с различными модельными функциями. На рис. 2 приведены некоторые результаты этих вычислений. Оказалось, что когда R_{γ} очень малы, результаты расчетов с различными функциями плохо согласуются между собой. В других случаях вычисленные с различными модельными функциями R_{γ} близки между собой. Проведено сравнение вычисленных R_{γ} с наблюдаемыми факторами запрета F_N , равными отношению экспериментальных приведенных вероятностей к вычисленным в модели Нильссона. Полученное согласие является в общем неудовлетворительным, и это, по-видимому, обусловлено как недостатками модели Нильссона, так и учетом различных дополнительных взаимодействий в сверхтекучей модели ядра. Проведен также анализ экспериментальных отношений вероятностей $E1$ -переходов одного типа в различных ядрах и сравнение с отношениями R_{γ} в этих ядрах. Анализ показал чрезвычайную чувствительность вероятностей $E1$ -перехо-

дов к флуктуации среднего поля. Поэтому количественные расчеты вероятностей $E1$ -переходов пока находятся вне пределов точности сверхтекучей модели ядра.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах^{/11,12,14,18,19,20,21,22/} и доложены на XIII и XIV и XV ежегодных совещаниях по ядерной спектроскопии.

Л и т е р а т у р а

1. I.Bardeen, L.N.Cooper, I.R.Schrieffer. Phys. Rev., 108, 1175 (1957).
2. Н.Н.Боголюбов, В.В.Толмачев, Д.В.Ширков. Новый метод в теории сверхпроводимости. Изд. АН СССР, М., 1958.
3. A.Bohr, B.R.Mottelson, D.Pines. Phys. Rev., 110, 936 (1958).
4. F.N.Bakke. Nucl. Phys., 9, 670 (1958/59).
5. S.T.Belyaev. Mat. Fys. Medd. Kong. Dan. Vid. Selsk., 31, No.11 (1959).
6. В.Г.Соловьев. ЖЭТФ, 35, 823 (1958); 36, 1869 (1959); Nucl. Phys., 9, 655 (1958/59).
7. А.Б.Мигдал. ЖЭТФ, 37, 249 (1959).
8. Н.Н.Боголюбов. ДАН СССР, 119, 224 (1958); УФН, 67, 549 (1959).
9. В.Г.Соловьев. ДАН СССР, 133, 325 (1960).
10. S.G.Nilsson. Kgl. Dan. Vid. Selsk. Mat. Fys. Medd., 29, No. 16 (1955). (См. перевод в сб. "Деформация атомных ядер", ИЛ, 1958).
11. Н.И.Пятов, В.Г.Соловьев. Изв. АН СССР, сер. физ., 28, 1617 (1964).
12. Лю Юань, Н.И.Пятов, В.Г.Соловьев, И.Н.Силин, В.И.Фурман. ЖЭТФ, 40, 1503 (1961).
13. C.J.Gallagher, V.G.Soloviev. Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk. 2, No.2 (1962).
14. Н.И.Пятов, В.Г.Соловьев. Изв. АН СССР, сер. физ., 28, 11 (1964).
15. W.N.Shelton, R.K.Sheline. Phys. Rev., 133, B624 (1964).
16. C.J.Gallagher, S.A.Moszkowski. Phys. Rev., 111, 1282 (1958); C.J.Gallagher. Phys. Rev., 126, 1525 (1962).
17. G.L.Struble, N.Shelton, R.K.Sheline. Phys. Rev., Lett., 10, 58 (1963).
18. Н.И.Пятов. Препринт ОИЯИ, Р-999, Дубна, 1962; Препринт ОИЯИ Р-1068, Дубна, 1962; Изв. АН СССР, сер. физ., 27, 1436 (1963).
19. Н.И.Пятов, А.С.Чернышев. Изв. АН СССР, сер. физ., 28, 1173 (1964).
20. Б.Н.Захарьев, Н.И.Пятов, В.И.Фурман. ЖЭТФ, 41, 1669 (1961).
21. N.I.Pyatov. Acta Phys. Pol., 25, 21 (1964).
22. О.Г.Галецкий, Н.И.Пятов. Препринт ОИЯИ, Р-1907, Дубна, 1964.
23. V.G.Soloviev. Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk., 1, No. 11 (1961).
24. В.Г.Соловьев. Влияние парных корреляций сверхпроводящего типа на свойства атомных ядер. Госатомиздат, М., 1963.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 апреля 1985 г.

Таблица*)

⁹⁸Dy 164
⁶⁶

Нейтронные двухквaziчастичные состояния				Протонные двухквaziчастичные состояния			
Конфигурация	K _π	Энергия вычисл.	MeV Эксперим.	Конфигурация	K _π	Энергия вычисл.	MeV Экспер.
K, K+I	6 ⁻ I ⁻	1,7	(1,680)	K, K+I	2 ⁻ 5 ⁻	1,4	
K, K+I	2 ⁺ 3 ⁺	1,9	(1,987)	K-I, K+I	6 ⁻ I ⁻	1,8	(1,680)
K-I, K+I	1 ⁺ 6 ⁺	1,9		K, K+2	2 ⁺ I ⁺	1,9	(1,987)
K-I, K+2	3 ⁻ 2 ⁻	2,2		K-I, K	4 ⁺ I ⁺	2,1	
K-2, K+I	2 ⁻ 5 ⁻	2,2		K-2, K+2	1 ⁺ 6 ⁺	2,1	
K, K+3	5 ⁺ 0 ⁺	2,4		K+I, K+2	4 ⁻ 3 ⁻	2,1	
K+I, K+2	4 ⁻ 3 ⁻	2,4		K-I, K+2	2 ⁺ 3 ⁺	2,2	
K-I, K	5 ⁻ 0 ⁻	2,6		K-2, K	1 ⁻ 4 ⁻	2,4	
K+I, K+3	1 ⁻ 6 ⁻	2,8		K, K+3	5 ⁺ 2 ⁺	2,6	
K-2, K	4 ⁺ I ⁺	2,9		K-2, K-I	5 ⁻ 0 ⁻	2,8	

*) В обозначениях одночастичных уровней среднего поля K, K+I, K+2, ... использованы квантовые числа модели Нильссона N, n, Λ и $\Sigma = +\frac{1}{2}(\uparrow)$, $\Sigma = -\frac{1}{2}(\downarrow)$.
Уровень K соответствует поверхности Ферми.

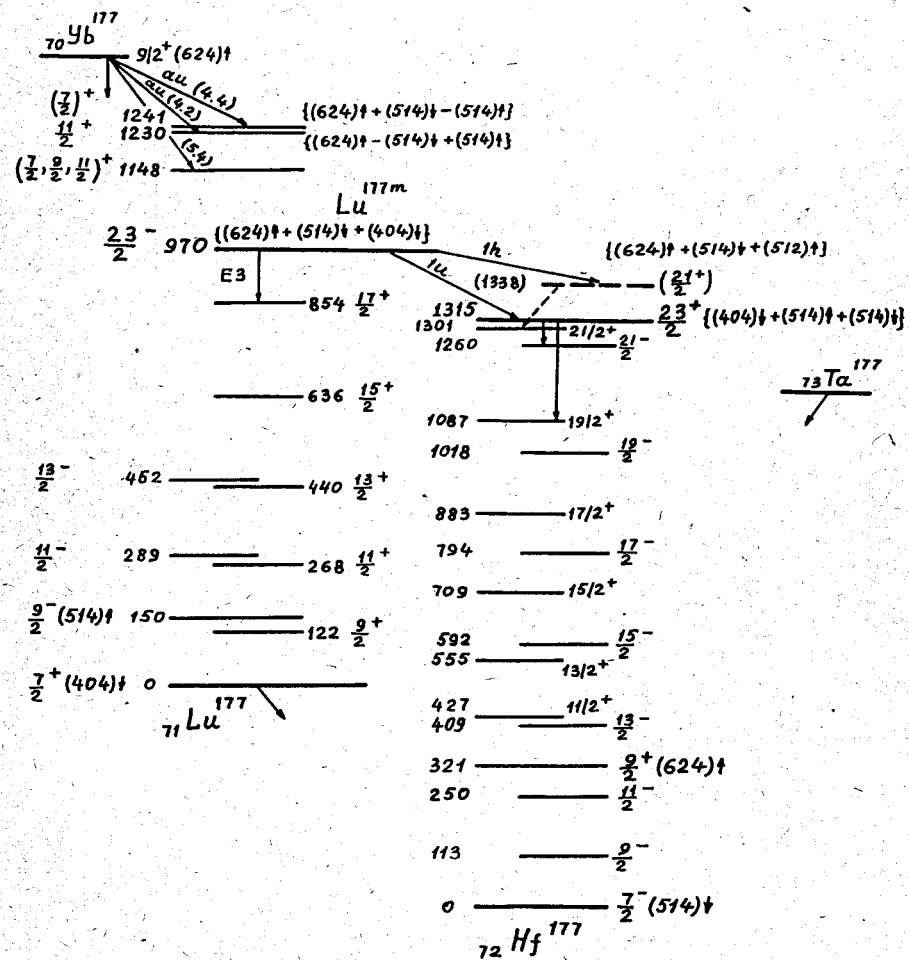


Рис. 1. Трехквaziчастичные возбуждения в ¹⁷⁷Lu и ¹⁷⁷Hf. Экспериментальные данные взяты из работ: G.T.Ewan. Bull. Am. Phys. Soc., 9, 18 (1964); J.Blok, D.A.Shirley. Phys. Lett., 13, 232 (1964).

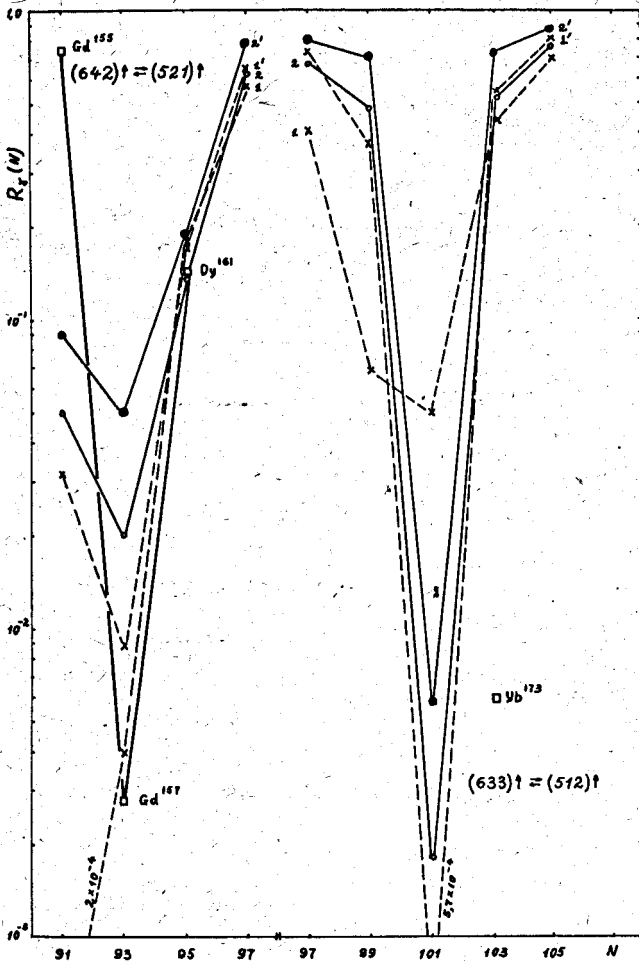


Рис. 2. Факторы R_γ для двух типов E1-переходов в ядрах с нечетным числом нейтронов N , вычисленные с модельными функциями: x --- $x1$ - без учета эффекта блокировки; o --- $o2$ - с учетом эффекта блокировки; x --- $x1'$ - с проектированными на пространство с данным числом частиц; \bullet --- $2'$ - с проектированными и учитывающими эффект блокировки. Квадратиками отмечены факторы запрета F_N в различных ядрах.