

С 341.18
Б-937

23/XI-67

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

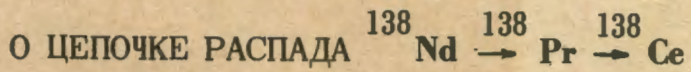
Дубна

Р6 - 3541



В.С. Бутцев, Ж.Т. Желев, В.Г. Калинин,
А.В. Кудрявцева, Я. Липтак, Ф. Молнар,
У. Назаров, Я. Урбанец

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ



1967.

P6 - 3541

В.С. Бутцев, Ж.Т. Желев, В.Г. Калинин,
А.В. Кудрявцева, Я. Липтак, Ф. Молнар,
У. Назаров, Я. Урбанец

О ЦЕПОЧКЕ РАСПАДА $^{138}\text{Nd} \rightarrow ^{138}\text{Pr} \rightarrow ^{138}\text{Ce}$

Объединенный институт
ядерных исследований
БИЯИ СО АН УЗБ

5423/1
кр.

1. В в е д е н и е

Настоящая работа посвящена исследованию уровней ^{138}Ce , возбуждаемых при распаде ^{138}Pr . Кроме того обсуждаются некоторые свойства нечетно-нечетного ядра $^{138}_{59}\text{Pr}_{79}$ с точки зрения модели оболочек.

Ранее /1,2/ мы сообщали об идентификации основного состояния ^{138}Pr ($I^\pi = I^+ \{ p(d_{5/2})^{-1}, n(d_{3/2})^{-1} \}$, $T_{1/2} = 1,5 \pm 0,15$ мин). Кроме того были уточнены данные о периоде полураспада ^{138}Nd ($T_{1/2} = 5,2 \pm 0,1$ час) и о возбуждении уровней ^{138}Ce при распаде ^{138}Pr .

В работе /1/ мы экспериментально показали, что известное ранее состояние ^{138}Pr с $T_{1/2} = 2,2$ час /3/ является изомерным, лежащим на 330 ± 60 кэВ выше основного.

Наиболее полно схема распада ^{138m}Pr изучена в работах /4,5/. В частности, Бабджанов и др. /5/ показали, что характеристики состояния ^{138m}Pr есть $I^\pi = 6^- \{ p(d_{5/2})^{-1}, n(h_{11/2})^{-1} \}$. Предложенный в работах /4,5/ вариант схемы распада ^{138m}Pr , дополненный Л.К.Пекером /6/, изображен на рис.2.

Кроме того, некоторые уровни ^{138}Ce были возбуждены в ядерных реакциях. Морозов и др. /7/ возбудили в реакции $^{139}\text{La}(p, 2n)$ изомерный уровень ^{138}Ce при энергии 2140 кэВ ($T_{1/2} = (9,2 \pm 0,5)$ мсек). Этот уровень распадается с испусканием гамма-лучей с $E_\gamma = 300 \pm 10$; 800 ± 10 и 1040 ± 10 кэВ.

Ларк и Моринага /8/ возбудили уровни 803 ± 10 (2^+) и 1848 ± 25 кэВ (4^+) в реакции $^{138}\text{Ba}(\alpha, 4n)$ ^{138}Ce .

2. Условие опыта

В наших исследованиях препаратом служила неодимовая фракция, хроматографически выделенная из продуктов облучения гадолиниевой мишени быстрыми протонами ($E_p = 660$ Мэв). Мишень облучалась 2 часа на внутреннем пучке синхротронного ускорителя ОИЯИ. Химическая обработка мишени начиналась непосредственно после ее облучения и длилась около 2 часов. Выделенная хроматографически фракция неодима содержала следующие нейтронодефицитные изотопы неодима: $A = 141$ (2,42 час), $A = 140$ (3,3 дня), $A = 139$ (5,53 час), $A = 138$ (5,2 час), $A = 137$ (55 минут), $A = 136$ (55 мин) /9,1,10,11/. Разделение фракции по изотопам не производилось.

Спектр гамма-лучей неодимового препарата исследовался на гамма-спектрометре с $Ge(Li)$ - детектором. В работе использовались два детектора коаксиального типа с чувствительными объемами 5 и 12 см³. Оба детектора имели разрешающую способность 4,5 кэв (на гамма-линии 1332 кэв ^{60}Co). Амплитудный анализ осуществлялся 2048 - канальным анализатором.

Спектр β^+ - частиц и электронов внутренней конверсии исследован на магнитном бета-спектрометре с двойной двукратной фокусировкой пучка на угол $\pi\sqrt{2}$. Приборная разрешающая способность была 0,22% при светосиле $\approx 0,1\%$ от полного телесного угла. Измерение напряженности магнитного поля спектрометра осуществляется методом ядерного резонанса. Точность в определении энергий бета-частиц при этом не хуже 0,1%.

3. Экспериментальные результаты

Позитронное излучение ^{138}Pr . Измерения β^+ - спектра препарата производились спустя 6-8 часов после выхода фракции неодима. За это время короткоживущие активности неодима успевали практически полностью распастись. Был изучен участок спектра с $E_{\beta^+} > 1500$ кэв. Помимо ^{138}Pr в спектр в этой области энергий вносил вклад изотоп ^{140}Pr , находившийся в равновесии с ^{140}Nd ($T_{1/2} = 3,3$ дня). Вклад β^+ - частиц ^{140}Pr ($E_{гр.} = 2366 \pm 6$ кэв) /12/ был учтен измерениями через несколько суток β^+ - спектра того же самого препарата.

После вычитания вклада в спектр β^+ - частиц ^{140}Pr , оставшийся β^+ - спектр был обработан по методу Кюри-Ферми. Это позволило установить с большой точностью максимальную кинетическую энергию позитронов ^{138}Pr : $E_{\text{гр.}} = (9415 \pm 10)$ кэв.

Гамма-излучение и электроны внутренней конверсии $^{138}\text{Nd} + ^{138}\text{Pr}$

В табл.1 приведены полученные сведения о гамма-лучах и конверсионных электронах, сопровождающих распад $^{138}\text{Nd} + ^{138}\text{Pr}$. Приписание перечисленных в табл.1 гамма-переходов к распаду ^{138}Nd и ^{138}Pr было сделано на основании:

- измерения периода полураспада конверсионных и гамма-линий;
- установления заряда ядра, в котором происходит гамма-переход (по разности $E_{\gamma} - E_{e_k}$);
- использования литературных сведений о гамма-переходах ^{138}Pr и ^{138m}Pr /13,5/;
- использования данных о гамма-лучах ^{139m}Nd ($T_{1/2} = 5,5$ час) /14/ и ^{139}Pr ($T_{1/2} = 4,5$ час) /15,16/. Это позволило нам с большой однозначностью отнести некоторые гамма-линии спектра пятичасовых изотопов неодима к распаду ^{138}Nd ($E_{\gamma} = 326$ кэв) и ^{138}Pr ($E_{\gamma} = 687; 722; 787; 1510$ кэв).

Некоторые линии конверсионных электронов ^{138}Pr приводятся на рис.1.

Сведения о интенсивностях гамма-лучей и электронов внутренней конверсии использованы для определения типов мультипольностей некоторых гамма-переходов (табл.1). Это сделано сравнением экспериментальных величин коэффициентов внутренней конверсии (α_k) гамма-переходов с теоретическими α_k для разных мультиполей /17/. Чтобы выразить относительные интенсивности гамма-лучей и конверсионных электронов (табл.1) в одних единицах, использован тот факт, что переход с $h\nu = 787,1$ кэв типа $E2$ /1,5/ (α_k теор. = $2,07 \cdot 10^{-3}$ /17/).

4. Схема распада $^{138}\text{Nd} + ^{138}\text{Pr} + ^{138}\text{Ce}$

Предлагаемая нами схема распада "цепочки" изотопов $^{138}\text{Nd} + ^{138}\text{Pr} + ^{138}\text{Ce}$ изображена на рис.2. При построении схемы использованы сведения о β^+ - распаде, гамма-лучах и конверсионных электронах ^{138}Pr .

В схему возбужденных уровней ^{138}Ce дополнительно вводится уровень с энергией 1510 кэв.

Предложенная схема распада $^{138}\text{Pr} \rightarrow ^{138}\text{Ce}$ удовлетворяет с достаточной точностью балансу энергий и интенсивностей. Предполагается, что на уровни ^{138}Ce с энергиями 0; 787,1; 1473,8 и 1510 кэв происходит 100% распадов ^{138}Pr .

При расчете заселенностей уровней ^{138}Ce при бета-распаде ^{138}Pr принято, что отношение W_{β^+}/W_{ϵ} бета-перехода в основное состояние ^{138}Ce равно 3,33, как это должно быть для разрешенных переходов $^{18}/^{18}$. На схеме приведены заселенности каждого уровня ^{138}Ce . Там же приведены величины $\log ft$ бета-переходов ^{138}Pr на указанные четыре уровня ^{138}Ce . Соотношения вероятностей распада W_{ϵ}/W_{β^+} на эти уровни принимались равным теоретическим для разрешенных бета-переходов.

Полученные значения $\log ft$ согласуются с приписанием уровням ^{138}Ce квантовых характеристик 0^+ (0 кэв), 2^+ (787,1 кэв), 0^+ (1473,8 кэв). Мультипольности переходов 787,1 (E2), 886,5 (E2) и 1473,8 (E0) кэв подтверждают это. Характеристики 2^+ уровню 1510 кэв предложены на основании баланса интенсивностей. В пользу таких квантовых характеристик свидетельствует энергетика этого состояния (рис.3) и соотношение приведенных вероятностей E2-переходов, разряжающих данное состояние. На рис.3. на оси ординат отложено отношение энергий состояний E_{2^+}/E_{2^+} как функция числа протонов для ядер с фиксированным числом нейтронов ($^1\text{N} = 78,80$). Экспериментальное значение энергии уровня 2^+ в $^{138}\text{Ce}_{80}$ хорошо соответствует ходу линии $N = 80$. Кроме того линии $N = 78$ и $N = 80$ очень похожи друг на друга, обнаруживая характерный для подболовочки $Z = 56$ излом.

Точно так же, если принять у переходов 722 и 1510 кэв E2 - мультипольность, то отношение $\frac{B(E2, 2^+ \rightarrow 2^+)}{B(E2, 2^+ \rightarrow 0^+)} = 85 \pm 30$ в ^{138}Ce хорошо согласуется с таким отношением у ряда соседних ядер: ^{136}Ce (103 ± 5), ^{142}Ce (≈ 44), ^{132}Ba (≈ 40); ^{134}Ba (≈ 95); ^{136}Ba (52 ± 16).

Обсудим детальнее природу уровней ^{138}Ce . Ядро $^{138}\text{Ce}_{80}$ - четно-четное, поэтому его основное состояние имеет характеристики $1^{\pi} = 0^+$, что соответствует по модели оболочек конфигурации $\{p(d_{5/2})^{2a}, p(g_{7/2})^{2b}, n(d_{3/2})^{-2}\}$, где $2a + 2b = 8$ (сверх "магического числа" $Z = 50$ имеется еще 8 протонов, которые могут находиться в состояниях $d_{5/2}$ и $g_{7/2}$).

Состояния сферических четно-четных ядер с небольшой энергией возбуждения до последнего времени было принято рассматривать как коллективные, вибрационные. Однако проведенный в последнее время анализ экспериментальных данных /8/ показал, что в некоторых (если не во многих) сферических четно-четных ядрах представление о фоновой природе первого уровня с $I^\pi = 2^+$ является грубым, а представление о существовании двухфононных и т.д. уровней в значительной степени теряет физический смысл.

В ряде четно-четных ядер, которые обычно рассматривались как сферические, были обнаружены последовательности уровней с $I^\pi = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+...$, которые при $I \geq 4$ подчиняются тем же закономерностям, что и ротационные уровни деформированных ядер. При этом уровни с $I^\pi = 2_1^+, 4_1^+$, которые ранее рассматривались как фононные, входят в квазиротационную полосу основного состояния. Поэтому структура уровня с $I^\pi = 4_1^+$ будет отличаться от структуры уровней с $I^\pi = 0_2^+$ и 2_2^+ .

На рис.4 приведены уровни соседних четно-четных ядер с $N = 80$. Можно отметить плавное изменение энергии с ростом Z некоторых уровней с одинаковыми квантовыми характеристиками, что должно указывать на их коллективный или двухнейтронный характер.

Уровни с $I^\pi = 2_1^+$ и 4_1^+ можно рассматривать как квазиротационные. Для описания энергии уровней квазиротационной полосы основного состояния был развит феноменологический подход. По работе /10/ энергии таких уровней описываются формулой:

$$E(I) = a I + k I (I + 1),$$

где "а" - свободный параметр для каждого ядра, "k" - константа для ядер одного элемента ($Z = const$). В частности, для ^{138}Ce эти константы, вычисленные по расположению уровней 2_1^+ и 4_1^+ , таковы: $k = 31,43$ кэв, $a = 209,2$ кэв. Вычисленная с этими параметрами энергия уровня 6^+ (3115 кэв) существенно отличается от энергии уровня 6^+ (2372 кэв) /8/, что заставляет нас отказаться от такой интерпретации этого состояния.

Что касается возбужденного уровня с $I^\pi = 0_2^+$, то из рис.4. видно, что в двух ядрах с $N = 80$ он имеет близкое значение энергии. Структура таких состояний является сложной. Большую роль здесь играют коллективные виды движения, а также вклад ряда двухчастичных состояний. Время жизни состояния с $E = 1473,8$ кэв неизвестно. Если использовать для перехода $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$ ($\hbar\nu =$

= 686,5 кэв) одночастичную оценку вероятности E2 - перехода, то из соотношения относительных интенсивностей переходов 686,5 и 1473,8 кэв можно оценить вероятность K - конверсии E0 -перехода. Тогда из формулы $W_k(E0) = \Omega_k(E0) \rho^2$ ($\Omega_k = 2,2 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1} / 20$ для O → O перехода в ^{138}Ce) можем определить величину приведенного матричного элемента монополюсного электрического перехода: $\rho = 0,05$. Как правило, E2 - переходы, разряжающие 0_2^+ - состояния, ускорены в ≈ 10 раз по сравнению с оценкой по формуле Вайскопфа-Мошковского. Если считать, что такая ситуация имеет место и в случае ^{138}Ce , то величина ρ будет ≈ 0,15. Близкое значение ρ имеет и соседнее ядро $^{140}_{58}\text{Ce}_{82}$ ($\rho = 0,12$)/12/.

Можно также определить отношение приведенных вероятностей $X = \frac{V(E0, 0_2^+ \rightarrow 0_2^+)}{V(E2, 0_2^+ \rightarrow 2_2^+)}$ гамма-переходов, разряжающих состояние с $I^\pi = 0_2^+$. По формулам работы $^{12}/ X_{\text{эксп.}} = (0,063 \pm 0,008)$. Значение X для разных ядер незначительно варьируется в пределах 0,04–0,06. В частности, для ядра ^{140}Ce $X = (0,045 \pm 0,007)$ /12/.

Из рисунка 4 виден плавный характер изменения энергии уровня $I^\pi = 7^-$ с ростом Z. Это состояние имеет нейтронный характер, т.к. уровней коллективной природы с такими характеристиками в области небольших энергий возбуждения ожидать нельзя. Как указано выше, основное состояние ^{138}Ce имеет нейтронную конфигурацию типа $(d_{3/2})^{-2}$. Тогда уровень с $I^\pi = 7^-$ возникает в результате разрыва пары $\nu(h_{11/2})^2$ и перехода одного нейтрона на уровень $d_{3/2}$. Этот уровень будет нижним состоянием мультиплета $\{n_1(h_{11/2})^{-1}, n_2(d_{3/2})^{-1}\}$. Уровень с $I^\pi = 7^-$ разряжается E3-переходом на состояние с энергией 1825 кэв (4^+). Этот переход незначительно замедлен по сравнению с оценкой по формуле Вайскопфа-Мошковского ($F = \frac{T_{\text{эксп}}}{T_{\text{в.р.}}} = 2,3$). По Пекеру /8/ это должно означать отсутствие K - запрета, т.е. уровни с $I^\pi = 7^-$ и 4^+ не могут характеризоваться квантовым числом "K" и ^{138}Ce в этих состояниях является сферическим ядром. Природа уровня 1825,6 кэв может быть типа $\{n_1(d_{3/2})^{-1}, n_2(g_{7/2})^{-1}\}$.

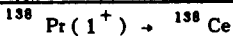
Наблюдаемый в ядрах с N = 80 уровень с $I^\pi = 5^-$ отождествляется с нижним состоянием мультиплета $\{n_1(h_{11/2})^{-1}, n_2(s_{1/2})^{-1}\}$, но нельзя исключить вклада конфигурации $\{n_1(h_{11/2})^{-1}, n_2(d_{3/2})^{-1}\}$.

Вводимый Пекером ^{/6/} уровень 2570,4 кэв (4^+) ^{138}Ce у ядер с $N = 80$ быстро увеличивает свою энергию при увеличении Z . Природа этого состояния с $I^\pi = 4^+$ отлична от природы уровня 1825 кэв, имеющего такие же характеристики. Особенно наглядно это различие проявляется при разрядке на указанные два уровня некоторых возбужденных состояний $^{136}_{56}\text{Ba}_{80}$ ^{/21/}.

Сделаем несколько замечаний о уровнях ^{138}Pr . Помимо изомерного уровня ^{138}Pr предположительно введен уровень 326 кэв. Из опыта следует, что гамма-переход 326 кэв совершается в $\approx 20\%$ случаев распада ^{138}Nd . Других более интенсивных гамма-переходов ^{138}Nd не было обнаружено. Распад ^{138}Nd преимущественно будет происходить на основное состояние ^{138}Pr . Все это оправдывает такое размещение перехода 326 кэв. Если для него принять тип мультипольности $M1 + E2$ (табл.1), то уровень 326 кэв может иметь характеристики $I^\pi = 0^+, 1^+, 2(3^+)$. Состояния с $I^\pi = 0^+$ трудно ожидать при таком низком значении энергии возбуждения. Также вряд ли можно ожидать вблизи основного состояния 1^+ еще одно с такими же характеристиками. По-видимому, рассматриваемое состояние принадлежит к мультиплету $\{ p(d_{5/2})^{-1}, n(d_{3/2})^{-1} \}$. Заселение этого состояния, в основном, будет происходить гамма-переходами с более высоких уровней ^{138}Pr .

Разность энергий основного и изомерного состояний ^{138}Pr вряд ли можно определить по энергии прямого гамма-перехода $6^- \rightarrow 1^+$ (интенсивность перехода по одночастичной оценке составляет всего лишь 0,001% на распад). Поэтому эту разность мы определили из энергетического баланса β^+ - распада состояний $^{138}\text{Pr}(1^+)$ и $^{138m}\text{Pr}(6^-)$. При этом помимо своих данных о $Q_{\beta^+}(^{138}\text{Pr})$ мы использовали значение $Q_{\beta^+}(^{138m}\text{Pr}) = 4800 \pm 20$ кэв из работы Фудзикоа и др. ^{/4/}. Энергетическая разность оказалась равной $\Delta E = 363 \pm 23$ кэв.

5. О бета-переходах типа Гамова-Теллера при распаде



Сакаи ^{/22/} обратил внимание, что при распаде сферических нечетно-нечетных ядер (с $I^\pi = 1^+$) имеет место задержка разрешенных бета-переходов типа Гамова-Теллера на первое и второе состояние с $I^\pi = 2^+$. Разность величин $\log ft$ бета-переходов $1^+ \rightarrow 2_1^+$ и $1^+ \rightarrow 0_1^+$ в среднем составляет 0,58, а разность значений $\log ft$ переходов $1^+ \rightarrow 2_1^+$ и $1^+ \rightarrow 2_2^+$ в среднем 0,48.

В случае распада $^{138}\text{Pr}(1^+) \rightarrow ^{138}\text{Ce}$ все установленные бета-переходы являются разрешенными, типа Гамова-Теллера. В согласии с выводом Сакай^{/22/} имеет место:

$$\log \frac{(ft)_{1^+ \rightarrow 2^+_2}}{(ft)_{1^+ \rightarrow 0^+_1}} = \begin{matrix} +0.20 \\ -0.35 \end{matrix}; \quad \log \frac{(ft)_{1^+ \rightarrow 2^+_2}}{(ft)_{1^+ \rightarrow 2^+_1}} = \begin{matrix} +0.16 \\ -0.25 \end{matrix}.$$

Что касается бета-перехода на возбужденное состояние ^{138}Ce с $1^\pi = 0^+_2$, то переход задержан по сравнению с переходом в основное состояние с $1^\pi = 0^+_1$.

Сакай^{/22/} связывает задержку бета-переходов на возбужденные состояния с $1^\pi = 2^+_1, 0^+_2, 2^+_2$ с их вибрационной природой.

В некоторых работах^{/23,24,25/} авторы пытались теоретически объяснить указанную задержку бета-переходов типа Гамова-Теллера. Было использовано микроскопическое описание этого явления с точки зрения модели парных корреляций^{/23/}, либо модели парных корреляций, дополненной квадруполь-квадрупольным взаимодействием^{/24/}. Наконец^{/25/}, была использована модель спаривания плюс квадруполь-квадрупольное взаимодействие с добавлением остаточной нейтрон-протонной силы. Однако все эти модели дают результаты скорее качественного характера, чем количественного.

В работе^{/19/} автор феноменологически описывает бета-распад нечетно-нечетных ядер на уровне квазиротационной полосы основного состояния. Предположив у уровней квазиротационной полосы квантовое число $K = 0$, а у родительского ядра $K = 1$, Эджери^{/19/} считает, что зависимость $\log ft$ от спина родительского ядра соответствует общим закономерностям, ожидаемым на основе правил отбора по числу K .

В частности, отношение приведенных периодов бета-переходов на уровень основной полосы $(ft)_1$ и перехода на иное состояние с такими же характеристиками $(ft)_2$ должно описываться выражением:

$$\text{Log} \frac{(ft)_2}{(ft)_1} = \frac{1}{2} - \frac{2}{3} (I-1) = \frac{1}{2} - \frac{2}{3} \nu,$$

где I - спин родительского ядра; $\nu = |\Delta K - L|$, L - ранг бета-перехода. Значения $\log \frac{(ft)_{1^+ \rightarrow 0^+_1}}{(ft)_{1^+ \rightarrow 0^+_2}}$, $\log \frac{(ft)_{1^+ \rightarrow 2^+_1}}{(ft)_{1^+ \rightarrow 2^+_2}}$ в случае бета-распада

$^{138}\text{Pr} \rightarrow ^{138}\text{Ce}$ не противоречат выводу работы^{/19/}.

6. Об "остаточном" взаимодействии неспаренных протона
и нейтрона в нечетно-нечетном ядре $^{138}_{59}\text{Pr}_{79}$

За определение остаточного (n, p)-взаимодействия R_{np} мы примем формулу из работы/26/, поскольку эта формула оперирует с наименьшим набором экспериментальных данных:

$$R_{np}(Z+1, N+1) = E_B(Z+1, N+1) - E_B(Z+1, N) - E_B(Z, N+1) + E_B(Z, N),$$

где E_B - энергия связи соответствующего ядра.

Определив E_B через масс-дефекты ядер, величину R_{np} в нашем случае запишем:

$$R_{np}(58 + 1, 78 + 1) = -\{M(^{138}\text{Pr}) + M(^{136}\text{Ce}) - M(^{137}\text{Pr}) - M(^{137}\text{Ce})\}.$$

В работе/27/ с очень хорошей точностью определены массы ядер ^{138}Ce , ^{136}Ce и ^{137}La . Это позволяет нам определить массы интересующих нас ядер:

$$M(^{138}\text{Pr}) = M(^{138}\text{Ce}) + Q_1; Q_1 = 4437 \pm 10 \text{ кэВ (наши данные)}$$

$$M(^{137}\text{Ce}) = M(^{137}\text{La}) + Q_2; Q_2 = 1200 \pm 30 \text{ кэВ}^{/11,28/}$$

$$M(^{137}\text{Pr}) = M(^{137}\text{Ce}) + Q_3; Q_3 = 2742 \pm 10 \text{ кэВ}^{/29/}$$

Используя приведенные факты, получаем $R_{np}(^{138}\text{Pr}) = (166 \pm 23)$ кэВ. С другой стороны, в приближении Хартри-Фока энергия связи ядра ^{138}Pr ($Z=59, N=79$) в основном состоянии равна:

$$E_{\text{св}}^{\text{осн.}(59,79)} = E_{58,78}^{(59,79)} + V_n^{(59,79)}(d_{3/2}) + V_p^{(59,79)}(d_{5/2}) + V_{p,n}^{\text{осн.}(59,79)},$$

где $E_{\text{св.}}^{(59,79)}$ - энергия остова ядра, $V_p^{(59,79)}$ и $V_n^{(59,79)}$ - одночастичные энергии соответственно 59-го протона и 79-го нейтрона, $V_{p,n}$ - взаимодействие последних нейтрона и протона.

Аналогичное выражение можно записать для энергии связи ^{138}Pr в изомерном состоянии $1^{\pi} = 6^{-}\{p(d_{5/2})^{-1}, n(h_{11/2})^{-1}\}$. В этом случае будет отличаться одночастичная энергия 79-го нейтрона $V_n^{(59,79)}(h_{11/2})$ и "остаточное" взаимодействие $V_{p,n}^m(59,79)$. Принимая различие в энергии связи $^{138}\text{Pr}(1^+)$ и $^{138}\text{Pr}(6^-)$ равным 363 ± 23 кэВ, можно получить разность

"остаточного" в р-взаимодействия, $V_{p,n}^m - V_{p,n}^{осн}$, если энергетическую разность одночастичных состояний 79-го нейтрона $h_{11/2}$ и $d_{3/2}$ в ядре ($Z=59, N=79$) определить^{/30/} из экспериментальных данных о энергиях таких уровней в соседнем ядре ($Z=58, N=79$). По работе^{/9/} $E_{h_{11/2}} - E_{d_{3/2}} = 254,5$ кэв в $^{137}_{58}\text{Ce}_{79}$

В итоге имеем $V_{p,n}^m(Z=59, N=79) - V_{p,n}^{осн}(Z=59, N=79) = (109 + 23)$ кэв.

В настоящее время потенциал протон-нейтронного взаимодействия задается рядом моделей и в нем весьма существенно спин-спиновое взаимодействие $(\vec{\sigma}_p \vec{\sigma}_n)$. Однако модельные представления не могут рассчитывать на полноту описания.

Авторы признательны проф. К. Александеру за ценные замечания.

Л и т е р а т у р а

1. K.Gromov et al. Nucl.Phys., 88, 225 (1966).
2. В.С. Бутцев, Ж.Т. Желев, В.Г. Калинин, А.В. Кудрявцева, Я. Липтак, Ф. Молнар, У. Назаров, Я. Урбанец. Программа и тезисы докладов XVII ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Изд. "Наука", Л, 1967, стр. 47.
3. B.J.Stover, Phys. Rev., 81, 8 (1951).
4. M.Fujioka, K.Hisatake and K.Takahashi, Nucl.Phys., 60, 294 (1964).
5. Р. Бабаджанов и др. Преприят ОИЯИ, Р-2819, Дубна 1966.
6. Л.К. Пекер. Материалы X совещания по ядерной спектроскопии нейтронно-дефицитных изотопов и теории ядра, Дубна, 1967.
7. А.М. Морозов, В.В. Ремаев, П.Я. Ямпольский. ЖЭТФ, 39, 973 (1960).
8. N.Lark, H.Morinaga, Nucl.Phys., 63, 466 (1965).
9. Б.С. Джелепов, Л.К. Пекер, В.О. Серреев. "Схемы распада радиоактивных ядер, $A > 100$ ". Изд. АН СССР, М-Л, 1963.
10. K.Gromov, V.Kalinnikov et al. Nucl.Phys., 73, 65 (1965).
11. Ж.Т. Желев, В.Г. Калинин, Я. Липтак, Л. Пекер. Преприят ОИЯИ Р6-3468, Дубна 1967.
12. Л.Н. Абесалашвили, Ж. Желев, В.Г. Калинин, Я. Липтак, У. Назаров, Я. Урбанец. Преприят ОИЯИ, Р6-3348, Дубна 1967.
13. К.Я. Громов, А.С. Данагулия и др. ЖЭТФ, 47, 1644 (1964).
14. J.Gilat and W.J.Treytl. UCRL-17299.
15. L.D.Goldman et al. Nuovov Cimento, XLVII B, N2, p.306 (1967).

16. J.D.King et al. Nucl.Phys., A99, 433 (1967).
17. Л.А. Слив и И.М. Банд. Таблицы коэффициентов внутренней конверсии гамма-излучения. Изд. АН СССР, М-Л, 1956.
18. Б.С.Джелепов, Л.Н.Зырянова. Влияние электрического поля атома на бета-распад. Изд. АН СССР, М-Л, 1958; Л.Н. Зырянова. Уникальные бета-переходы. Изд. АН СССР, М-Л, 1960.
19. H.Ejiri, UNSJ - 104, Tokyo, 1967.
20. E.L.Church, J.Weneser, Phys.Rev., 103, 1035 (1956).
21. M.Fujioka, T.Migachi, H.Adachi, Nucl.Phys., A95, 577 (1967).
22. M.Sakai, Nucl.Phys., 33, 96 (1962).
23. L.S.Kisslinger and R.A.Sorensen, Rev. Mod. Phys., 35, 853 (1963).
24. Y.Futami and M.Sakai, Nucl. Phys., A92, 91 (1967).
25. J.A.Halbleib and R.A.Sorensen, SC-DC-66-2376.
26. В.А.Кравцов. Массы атомов и энергии связи ядер. Атомиздат, Москва, 1965.
27. J.L.Benson and W.H.Johnson, Phys.Rev., 141, 1112 (1966).
28. J.I.Fujita, Y.Futami, K.Ikeda, INS Report 107, Tokyo, 1967.
29. М.П. Авотина и др. Материалы X совещания по ядерной спектроскопии нейтронодефицитных изотопов и теории ядра, Дубна, 1967.
30. Г.Ф. Драницына, В.М. Михайлов. Изв. АН СССР, сер. физ. 29, 277 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел
11 октября 1967 г.

ТАБЛИЦА I

Данные о гамма-переходах, сопровождающих распад

$^{138}\text{Nd} - ^{138}\text{Pr} - ^{138}\text{Ce}$

№, кэВ	I_γ относит	Оболочка	I конвер отн.	Ядро, в котором происходит -перех	α_1 эксперим.	α_2 теор. /I7/						Заключение о мультипольности
						E1	E2	E3	M1	M2	M3	
326	163 ± 16	K L	- -	^{138}Pr	$(4,4 \pm 0,8)10^{-2/29}$	8,8(-3)	3,1(-2)	9,4(-2)	4,35(-2)	0,167	-	M1+E2 (< 70%); ~80% E1 + ~20% M2
$686,5 \pm 0,7$	$37,4 \pm 20$	K	52 ± 5	^{138}Ce	$(4,13 \pm 0,62)10^{-3}$	1,55(-3)	4,1(-3)	9,2(-3)	6,1(-3)	1,75(-2)	4,1(-2)	E2+M1 (< 30%) ~84% E1 + ~16%M2
722	$9,1 \pm 0,9$	-	-	^{138}Ce	-	-	-	-	-	-	-	-
$787,1 \pm 0,8$	100	K	100	^{138}Ce	$2,97 \cdot 10^{-3}$	1,2(-3)	2,97(-3)	6,6(-3)	4,4(-3)	1,2(-2)	2,65(-2)	Принят за чистый E2-переход
$1473,8 \pm 1,0$	< 6	K L	62 ± 6 $11,8 \pm 1,8$	^{138}Ce	$> 2,0 \cdot 10^{-2}$	3,7(-4)	7,9(-4)	1,45(-3)	2,4(-3)	2,4(-3)	4,2(-3)	L > 5 или E0
1510	$4,3 \pm 1,1$	-	-	^{138}Ce	-	-	-	-	-	-	-	-

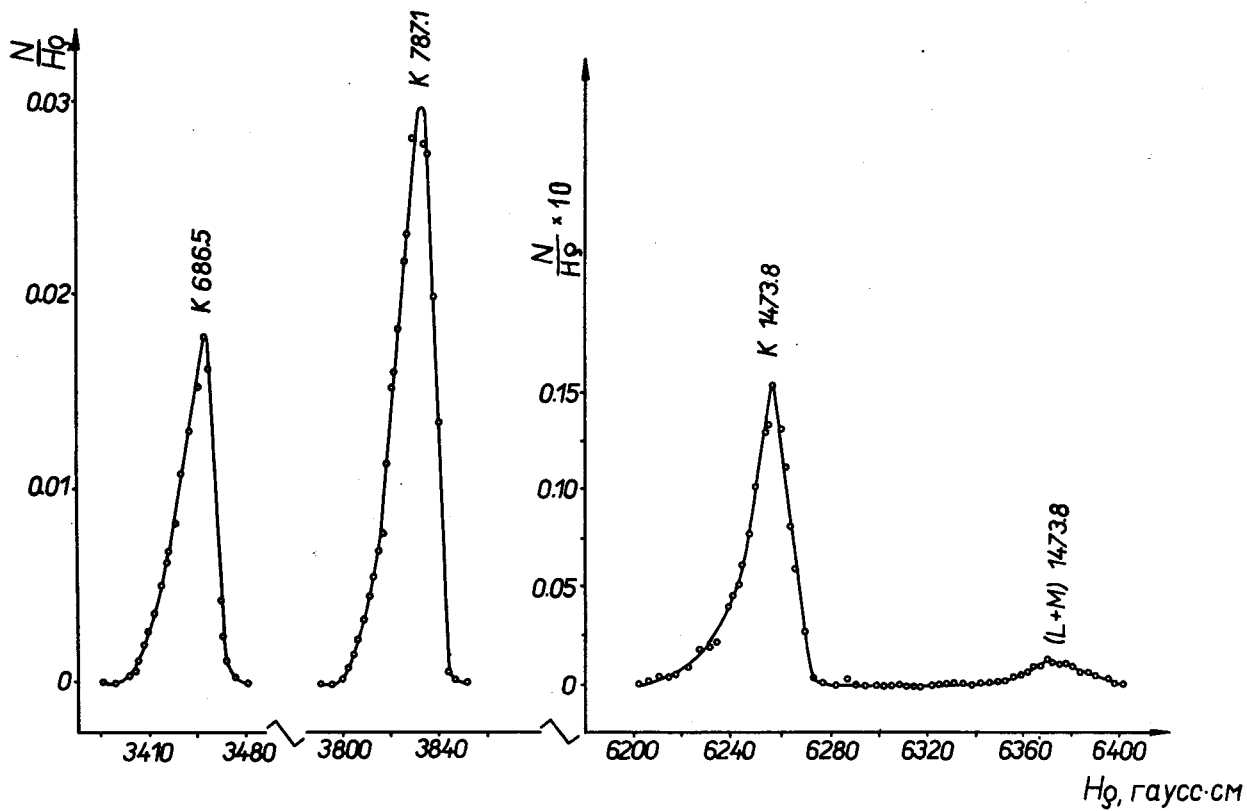


Рис. 1. Некоторые линии электронов внутренней конверсии ^{136}Pr .

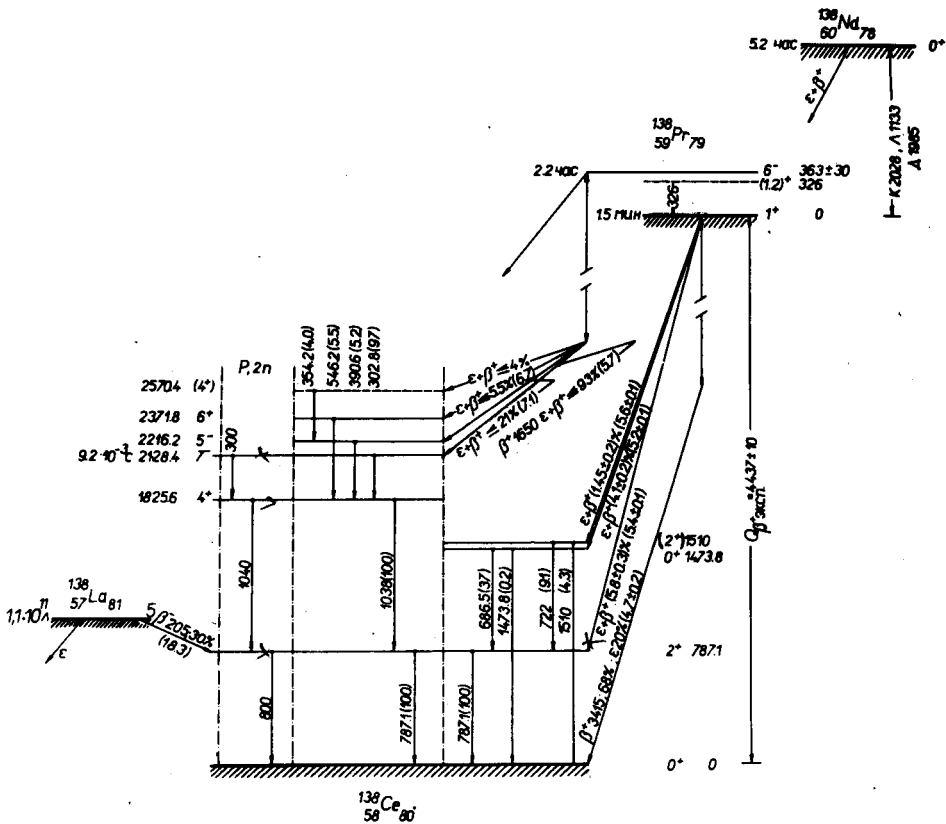


Рис. 2. Схема распада $^{138}\text{Nd} \rightarrow ^{138}\text{Pr} \rightarrow ^{138}\text{Ce}$. Возбужденные уровни ^{138}Ce .

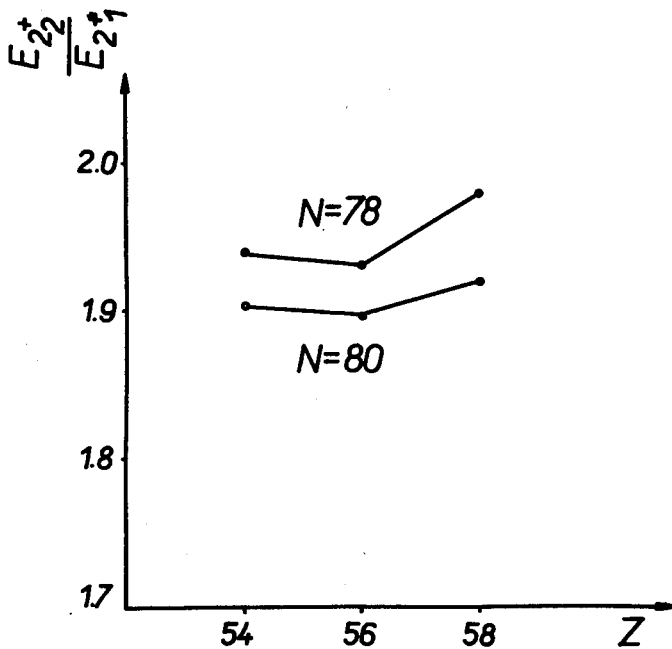


Рис. 3. Отношение энергии уровней с $1^{\pi} - 2_2^+$ и 2_1^+ в ядрах с $N = 78$ и 80 , близких к $^{138}_{58}\text{Ce}$ $^{140}_{80}\text{Ce}$.

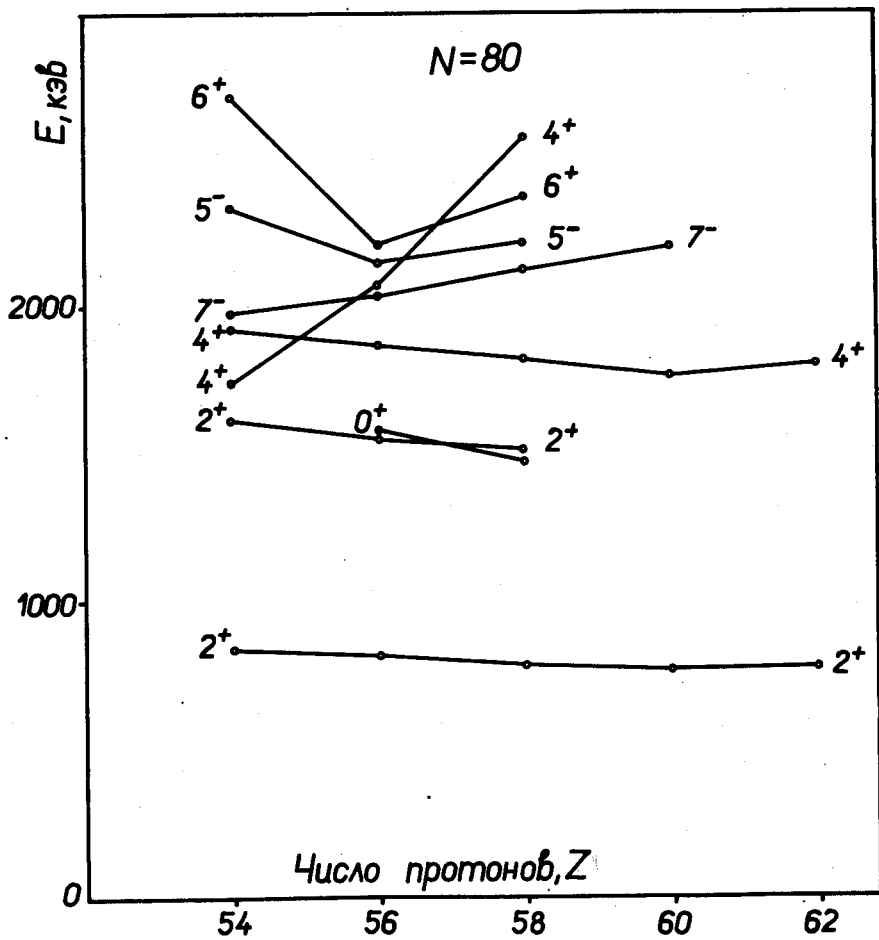


Рис. 4. Сравнение энергий уровней ядер с $N = 80$, близких к $^{138}_{58}\text{Ce}_{80}$.