

С 341.10

А-147

31/VIII - 67

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р6 - 3348



ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Л.Н. Абесалашвили, Ж. Желев, В.Г. Калинин,
Я. Липтак, У. Назаров, Я. Урбанец

О ЦЕПОЧКЕ РАСПАДА $^{140}\text{Nd} \rightarrow ^{140}\text{Pr} \rightarrow ^{140}\text{Ce}$

1967.

P6 - 3348

5207/1 пр.

Л.Н. Абесалашвили, Ж. Желев, В.Г. Калинин,
Я. Липтак, У. Назаров, Я. Урбанец

О ЦЕПОЧКЕ РАСПАДА $^{140}\text{Nd} \rightarrow ^{140}\text{Pr} \rightarrow ^{140}\text{Ce}$



1. Введение

Изотоп ^{140}Nd открыт в 1949 г. Вилкинсоном и Хиксом^{/1/}, которые использовали для его получения реакцию $^{14}\text{Pr} (\text{d}, \text{3n})$. Период полураспада ^{140}Nd по наиболее точным измерениям составляет 3,3 дня^{/1/}.

В работе Желепова, Приходцевой и Хольнова^{/2/} указано, что разность масс ^{140}Nd и ^{140}Pr незначительна (по-видимому, 68 кэв). Поэтому из распада ^{140}Nd уровни ^{140}Pr возбуждаться не могут.

Некоторые сведения о возбужденных состояниях ^{140}Pr дают исследование реакции $^{141}\text{Pr} (\gamma, \text{n}) ^{140}\text{Pr}$ ^{/3/}. Однако эти данные еще не интерпретированы, поэтому мы их обсуждать пока не будем.

Первые сведения о существовании изотопа ^{140}Pr были получены известной группой Э.Ферми в 1935 г.^{/4/}. Позднее Пул и Квилл^{/5/} окончательно идентифицировали этот изотоп. Для периода полураспада ^{140}Pr следует принять значение $T_{1/2} = (3,4 \pm 0,1)$ мин, полученное Де-Вайром и др.^{/6/}.

Имеется ряд работ, посвященных исследованию радиации ^{140}Pr . Было обнаружено интенсивное позитронное излучение ^{140}Pr .^{/6/} Более подробный анализ данных о позитронной эмиссии ^{140}Pr мы проведем ниже.

К наиболее интересным исследованиям гамма-лучей и электронов внутренней конверсии ^{140}Pr следует отнести работу Желепова и др.^{/7/}, в которой был наблюден монополярный электрический переход, возбуждаемый в ядре ^{140}Ce ($E = 1903,5$ кэв), этот переход был известен ранее из распада ^{140}La .^{/2/}

Анализ схемы распада $^{140}\text{Pr} \rightarrow ^{140}\text{Ce}$ содержится в вышеупомянутом обзоре^{/2/}.

Дополнительная информация о схеме распада $^{140}\text{Pr} \rightarrow ^{140}\text{Ce}$ была получена в работе Хизатаке и др.^{/8/}. В частности, в этой работе был обнаружен ранее неизвестный E2-переход с состояния с $1^{\pi} = 0^{+}$ ($E = 1903,5$ кэВ) на первое возбужденное состояние ^{140}Ce с $1^{\pi} = 2^{+}$ ($E = 1596,6$ кэВ). Этот переход конкурирует с прямым $0^{+} \rightarrow 0^{+}$ переходом ($h\nu = 1903,5$ кэВ).

Система возбужденных уровней ядра ^{140}Ce гораздо полнее изучена из распада ^{140}La , чем из распада ^{140}Pr . В своей работе мы не ставим перед собой задачи обсуждать детально данные относительно схемы уровней ^{140}Ce , возбуждаемых из распада ^{140}La . Мы будем использовать лишь те данные, которые нам будут необходимы при обсуждении схемы $^{140}\text{Pr} \rightarrow ^{140}\text{Ce}$.

2. П р е п а р а т

В работе в качестве препарата была использована неодимовая фракция, хроматографически выделяемая из продуктов облучения Cd-мишени быстрыми протонами ($F_p = 660$ МэВ). Время облучения в разных опытах составляло от 2 до 4 часов. Облучение мишени производилось на внутреннем пучке протонов синхротрона ОИЯИ. Химическая обработка облученной мишени начиналась непосредственно после облучения и длилась около 2 часов. Выделенная хроматографически фракция неодима содержала следующие нейтронодефицитные изотопы:

$$\begin{array}{ll}
 ^{141}\text{Nd} \quad (T_{1/2} = 2,42 \text{ час}), & ^{140}\text{Nd} \quad (T_{1/2} = 3,3 \text{ дня}), \\
 ^{139}\text{Nd} \quad (T_{1/2} = 5,53 \text{ час}), & ^{188}\text{Nd} \quad (T_{1/2} = 5,2 \text{ час}), \\
 ^{137}\text{Nd} \quad (T_{1/2} = 55 \text{ мин}) & /9,10,11/.
 \end{array}$$

Спустя несколько суток, когда короткоживущие изотопы распались, препарат содержал лишь радиоактивные изотопы $^{140}\text{Nd} + ^{140}\text{Pr}$ и накопившийся из распада ^{189}Nd изотоп ^{139}Ce ($T_{1/2} = 140$ дн.). Присутствие излучения ^{139}Ce нам не могло сильно мешать, так как этот изотоп распадается исключительно E-захватом и при этом возбуждается только один уровень в ^{139}La ($h\nu = 165$ кэВ)^{/9/}.

Источники для магнитного бета-спектрометра готовились выпариванием выходящего из хроматографической колонки раствора масляной кислоты

и содержащего фракцию неодима. Выпаривание производилось на алюминиевую подложку размерами 0,5 x 15 мм и толщиной 5 мк.

3. Позитронное излучение ^{140}Pr

Распад $^{140}\text{Pr} \rightarrow ^{140}\text{Ce}$ осуществляется как за счёт захвата орбитальных электронов, так и путем эмиссии позитронного излучения. Бета-спектр ^{140}Pr исследовался неоднократно различными авторами, которые применяли для этой цели как магнитные бета-спектрометры, так и другие приборы (камера Вильсона, люминесцентные спектрометры, метод поглощения). Результаты исследований β^+ -спектра, полученные на магнитных спектрометрах, наиболее точны, но не всегда согласуются между собой.

В табл. 1 приведены данные относительно β^+ -спектра ^{140}Pr , полученные с помощью магнитных спектрометров. Там же приводятся результаты наших опытов. Применение бета-спектрометра с двойной двухкратной фокусировкой пучка на угол $\pi\sqrt{2}$, в котором напряженность магнитного поля измеряется методом ядерного резонанса, позволило нам с хорошей точностью определить граничную энергию спектра позитронов (рис. 1в). На рис. 1а приведен спектр позитронов ^{140}Pr , полученный в наших измерениях. Форму спектра ниже энергии 1400 кэв мы восстановили по экспериментальным точкам, считая бета-переход разрешенным.

Можно отметить, что наши данные по энергии бета-перехода хорошо совпадают с значениями, полученными Желеповым и др.^{/7/} и Хойнацким и др.^{/12/} и находятся в противоречии с данными работ^{/13,14,8,15/}. Результаты Брауна и др.^{/13/} и Громова и др.^{/14/} существенно отличаются от результатов других работ.

Полученное нами соотношение интенсивности β^+ -спектра ^{140}Pr и интенсивности конверсионных электронов перехода с $h\nu = 1903,5$ кэв находится в удовлетворительном согласии с соотношением, приводимым Желеповым и др.^{/7/}, Хойнацким и др.^{/12/}, Хизатаке и др.^{/8/}.

4. Спектры гамма-лучей и электронов внутренней конверсии

Исследование спектра гамма-лучей препарата $^{140}\text{Nd} + ^{140}\text{Pr}$ было проведено с помощью полупроводникового гамма-спектрометра. В работе использовались два $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора коаксиального типа: один детектор с чувствительным объемом 5 см^3 , другой - 12 см^3 . Оба детектора имели разрешающую способность 4,5 кэВ на линии 1332 кэВ ^{60}Co .

Амплитудный анализ осуществлялся 2048 - каналным анализатором. Энергетическая калибровка спектрометра производилась по γ -линиям BaC^{137} . Калибровка детекторов по эффективности осуществлялась по гамма-лучам $^{22,24}\text{Na}$, ^{46}Ce и ^{169}Yb . Погрешность в определении интенсивностей гамма-лучей из-за неточности калибровки по эффективности была $\leq 10\%$.

В табл. 2 приведены результаты наших исследований гамма-спектра ^{140}Pr . Там же для сравнения приведены результаты относительно гамма-лучей ^{140}Pr , полученные в других работах.

Спектр электронов внутренней конверсии ^{140}Pr исследовался с помощью магнитного бета-спектрометра с двойной двухкратной фокусировкой пучка на угол $\pi\sqrt{2}$. Приборная разрешающая способность была 0,22% при светосиле $\approx 0,1\%$ от полного телесного угла. Ток в обмотке электромагнита прибора поддерживался при помощи специального стабилизатора тока с высокой точностью (не хуже $5 \cdot 10^{-5}$). Энергетическая калибровка спектрометра осуществлялась по конверсионным линиям гамма-переходов, имеющих место в ядре ^{140}Ce . Энергии этих переходов с большой точностью известны из измерений гамма-спектров препарата ^{140}La на 2-метровом спектрометре с изогнутым кристаллом ^{/19/}.

Наши данные об электронах внутренней конверсии гамма-переходов ^{140}Pr приведены в табл. 3 и на рис. 2. В таблице также даны для сравнения результаты исследований конверсионного спектра ^{140}Pr из работы Хизатаке и др. ^{/8/} и Желепова и др. ^{/7/}.

Полученные нами данные об интенсивностях гамма-лучей и электронов внутренней конверсии ^{140}Pr использованы для определения коэффициентов внутренней конверсии гамма-переходов. Чтобы выразить относительные интенсивности гамма-лучей и электронов внутренней конверсии в одних еди-

ницах, использовался тот факт, что переход с $h\nu = 1596,6$ кэв имеет мультипольность $E2^{/2/}$ ($a_k = 6,6 \cdot 10^{-4} /20/$). В табл. 4 приводятся сведения о коэффициентах внутренней конверсии гамма-переходов в ^{140}Ce и выводы об их мультипольностях.

На рис. 3 приведены линии перехода с $h\nu = 1903,6$ кэв в ^{140}Ce . Получено отношение $K/L + M = 5,55 \pm 0,15$. Эта величина отличается от результата работы Хизатаке и др.^{/8/} ($K/L + M = 6,20 \pm 0,14$) и близка к результату Джелепова и др.^{/38/} ($K/L + M = 5,8 \pm 0,3$).

5. Схема распада $^{140}\text{Pr} \rightarrow ^{140}\text{Ce}$

Некоторые данные о схеме распада ^{140}Pr приводятся в обзоре Джелепова и др.^{/2/}, в книге Джелепова и др.^{/9/} и в работе Хизатаке и др.^{/8/}. Кроме того, необходимо иметь в виду, что имеется много данных о возбуждении ядерных состояний ^{140}Ce из распада ^{140}La . Анализ схемы распада $^{140}\text{La} \rightarrow ^{140}\text{Ce}$ содержится в упомянутой работе Джелепова и др.^{/2/}. Позднее в^{/19/} появились данные о распаде ^{140}La и на основе точных измерений гамма-переходов была предложена схема возбужденных уровней ^{140}Ce .

Надо отметить появление двух работ^{/21,22/}, в которых предложены несколько другие схемы распада $^{140}\text{La} \rightarrow ^{140}\text{Ce}$. На наш взгляд, эти схемы не вполне соответствуют действительности и противоречат современным теоретическим представлениям.

За основу схемы возбужденных состояний ^{140}Ce нами взяты варианты, предлагаемые в обзоре Джелепова и др.^{/2/} и в работе^{/19/}.

Совокупность экспериментальных данных позволяет предложить схему распада $^{140}\text{Pr} \rightarrow ^{140}\text{Ce}$, изображенную на рис. 4. Баланс интенсивностей был рассчитан в предположении, что на уровне ^{140}Ce с энергией возбуждения > 2552 кэв практически распадов не происходит (мы не обнаружили гамма-переходов, осуществляющих разрядку таких состояний в основное состояние непосредственно или каскадным образом). Кроме того, при проведении баланса интенсивностей разветвления $\lambda_{\epsilon} / \lambda_{\beta+}$ брались для соответствующих бета-переходов в предположении их разрешенного характера.

Некоторые уровни на схеме (рис. 4) обозначены пунктиром. Эти состояния хорошо известны из распада ^{140}La . В случае ^{140}Pr они практически не заселяются непосредственно из бета-распада или E-захвата, а имеют весьма малую вероятность возбудиться при разрядке вышележащих состояний. При проведении баланса интенсивностей в схеме распада $^{140}\text{Pr} \rightarrow ^{140}\text{Ce}$ наличие таких уровней учитывалось; интенсивности гамма-переходов, заселяющие или разряжающие их, были пересчитаны из работы Антоньевой и др. /23/.

Заключения о мультипольностях гамма-переходов подтверждают последовательность спинов уровней ^{140}Ce , предложенную в работах /2,19/.

На схеме приведены полученные нами данные о вероятностях заселения уровней ^{140}Ce из распада ^{140}Pr . Там же приведены значения $f_{\text{ок}} f_{\text{т}}$ для β^- - и ϵ -переходов ^{140}Pr . В качестве функций f использовались $f^+(\text{E}, \gamma)$ и $f^{\epsilon}(\text{E}, \text{Z})$ для разрешенных переходов, значения которых взяты из таблиц Л.Н.Зыряновой и Б.С.Джелепова /24/.

Величина разности масс атомов ^{140}Pr и ^{140}Ce была принята равной 3388 ± 6 кэв, что следует из наших измерений.

6. Обсуждение схемы распада $^{140}\text{Pr} \rightarrow ^{140}\text{Ce}$

Ядро $^{140}_{88}\text{Ce}_{82}$ содержит "магическое" число нейтронов, у него завершается заполнение пятой нейтронной оболочки. Наличие "магичности" нейтронной системы этого ядра должно в сильной степени сказаться на свойствах ядерных состояний.

Поскольку ядро ^{140}Ce чётно-чётное, то квантовыми характеристиками его основного состояния будут $I^{\pi} = 0^+$. Конфигурация основного состояния в оболочечной интерпретации такова:

$$\{ P(d_{5/2})^{2a}, P(g_{7/2})^{2b}, N = 82 \},$$

где $2a + 2b = 8$ (сверх "магического" числа протонов $z = 50$ имеется еще 8 протонов, которые могут находиться в состояниях $d_{5/2}$ и $g_{7/2}$ /8/.

Материнское ядро ${}^{140}_{80}\text{Pr}_{81}$ имеет характеристики основного состояния $1^{\pi} = 1^{+}$ и по одночастичной модели оболочек может быть интерпретировано как имеющее конфигурацию $\{ \nu (d_{5/2}), \nu (d_{3/2})^{-1} \}$. Такой же конфигурацией характеризуется основное состояние ${}^{188}\text{Pr}$ [11] и состояние ${}^{136}\text{Pr}$ (с $T_{1/2} = 13,5$ мин).

Бета-распад ${}^{140}\text{Pr}$ на основное состояние ${}^{140}\text{Ce}$ связан с превращением $\nu (d_{5/2}) \rightarrow \nu (d_{3/2})$, что должно обеспечивать разрешенный характер бета-процесса (экспериментальное значение $\log_{10} ft = 4,4$).

Состояния сферических чётно-чётных ядер с небольшой энергией возбуждения обычно принято рассматривать как коллективные, связанные с колебаниями поверхности ядра. Простая вибрационная модель О.Бора квадрупольных гармонических колебаний предсказывает возбуждение однофоновых, двухфоновых и т.д. уровней.

Однофоновый уровень с $1^{\pi} = 2^{+}$ в области ядер с $A \approx 140$ лежит на высоте $\approx 0,7 + 1,0$ Мэв над основным состоянием. Возбужденное состояние ${}^{140}\text{Ce}$ с $1^{\pi} = 2^{+}$ ($E = 1596,5$ кэв) также, по-видимому, имеет такую природу, но на его энергетику оказывает сильное влияние "магичность" ядра. Данные о величине $B(E2, 2^{+} \rightarrow 0^{+}, \hbar\nu = 1596$ кэв), полученные из кулоновского возбуждения и из измерения времени жизни этого состояния, показывают сильное ускорение гамма-перехода с $\hbar\nu = 1596$ кэв ($\Gamma_{\text{уск.}} = \frac{B(E2)_{\text{эксп}}}{B(E2)_{\text{с.р.}}} = 10-16$)^[25]. Это говорит в пользу коллективной природы уровня 1596 кэв.

Рассмотрим свойства состояния с энергией 1903,5 кэв и квантовыми характеристиками $1^{\pi} = 0^{+}$. Имеются три работы, в которых содержатся данные о времени жизни этого состояния:

$$T_{1/2} = \begin{cases} < 0,6 \text{ нсек}^{/26/} \\ (0,27 \pm 0,05) \text{ нсек}^{/27/} \\ (0,39 \pm 0,03) \text{ нсек}^{/28/} \end{cases}$$

Из этих данных и отношения вероятностей разрядки уровня 0^{+} путем испускания $E0$ - и $E2$ -переходов, полученных нами, можно подсчитать приведенную вероятность $B(E2)$ перехода 306,9 кэв. Оказывается, что фактор ускорения этого перехода составляет

$$F_{\text{уск.}} = \frac{B(E2)_{\text{эксп.}}}{B(E2)_{\text{с.р.}}} = \begin{cases} 7,1 \pm 1,1, & /28/ \\ 10,3 \pm 2,6, & /27/ \end{cases}$$

По вибрационной модели О. Бора отношение приведенных вероятностей однофоновых переходов $\frac{B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)}{B(E2, 2^+ \rightarrow 0^+)}$ = 2. В нашем случае $\frac{B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+, h\nu = 306,9 \text{ кэВ})}{B(E2, 2^+ \rightarrow 0^+, h\nu = 1596,6 \text{ кэВ})} \approx 1$. Явного противоречия с моделью О.Бора не наблюдается.

Поскольку время жизни возбужденного состояния 0^+ ($E = 1903,5 \text{ кэВ}$) известно, то можно определить абсолютную величину приведенного матричного элемента монополярного электрического перехода ρ , которая входит в формулу $W_k(E0) = \Omega_k(E0)\rho^2$. Здесь $\Omega_k(E0)$ – приведенная вероятность К-конверсионного $E0$ -перехода, которая может быть определена из работы /29/ ($\Omega_k = 4,2 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$). Для величины ρ получаем:

$$\rho = 0,102 \pm 0,009 \quad (\text{используя } T_{1/2} \text{ из } /28/),$$

$$\rho = 0,123 \pm 0,020 \quad (\text{используя } T_{1/2} \text{ из } /27/).$$

Полученное значение величины матричного элемента ρ интересно сравнить с соответствующими значениями ρ у ядер с заполненными нейтронными оболочками: $\rho = 0,056$ у $^{90}_{40}\text{Zr}_{50}$, $\rho = 0,15$ у $^{40}_{20}\text{Ca}_{20}$, $\rho = 0,17$ у $^{214}_{84}\text{Po}_{130}$. Величины ρ у перечисленных ядер взяты по работе /30/. Дополнительно можно сравнить величину приведенного матричного элемента ρ с теоретическим значением $\rho = 0,36$, которое вытекает из модели гидродинамических поверхностных колебаний ядра, а также и из модели Давыдова, примененной для сферических ядер /31/.

Интересно сравнить отношение интенсивности К-конверсионных электронов $E0$ -перехода к интенсивности конкурирующего $E2$ -перехода с уровня 1903,5 кэВ:

$$\mu_k(0^+ \rightarrow 2^+) = \frac{W_k^{E0}(0^+ \rightarrow 0^+)}{W_{\gamma}^{E2}(0^+ \rightarrow 2^+)} = (0,38 \pm 0,06).$$

Величина μ_k связана с безразмерной величиной

$$X = B(E0) / B(E2) = \frac{e^2 R^4 \rho^2(0^+ \rightarrow 0^+)}{B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)}$$

выражением /32/

$$\chi = \frac{1,85 \cdot 10^{-8} E_{\gamma}^5}{\Omega_k} \mu_k$$

где E_{γ} - энергия E2-перехода в килоэлектрон-вольтах

$$\chi_{\text{эксп.}} = (0,045 \pm 0,007)$$

Эту величину можно сравнить с теоретическим значением, которое определяется из модели квадрупольных колебаний /33/:

$$\chi \left(\frac{E(0, 0^+ \rightarrow 0^+)}{E(2, 0^+ \rightarrow 2^+)} \right) = 4 \beta_{00}^2$$

где $\beta_{00}^2 = \frac{1}{2} / \sqrt{BC}$ - величина амплитуды нулевых колебаний ядерной поверхности, В - инерциальный параметр, С - параметр жесткости ядра.

Величину β_{00}^2 легко определить /33/:

$$\beta_{00}^2 = \frac{1}{\sqrt{BC}} = \frac{R(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)}{9/32 \frac{1}{\pi^2} z^2 e^2 R_0^4}$$

$$\beta_{00}^2 = \frac{3,9 \sqrt{B(E2)} \cdot 10^{26}}{z e A^{2/3}}$$

$$R_0 = 1,2 A^{1/3} \text{ ф.}$$

Экспериментальное значение $B(E2) = (0,27 \pm 0,04) \cdot 10^{-48} \text{ е см}^4$ приводится в работе /34/. Используя его, находим $\beta_{00} = 0,127$.

Теоретическое значение χ оказывается равным $0,064 \pm 0,009$. Видим, что экспериментальное значение χ и теоретическое удовлетворительно согласуются. $\chi = \frac{B(E0)}{B(E2)}$ для разных ядер незначительно варьируется в пределах 0,04-0,06, в то же время величина ρ обнаруживает значительный разброс при переходе от ядра к ядру.

Таким образом, следует отметить, что колебательная модель удовлетворительно описывает некоторые свойства ядра ^{140}Ce . Но макроскопическая модель гидродинамических колебаний поверхности ядра не может претендовать на количественное описание имеющихся данных. В особенности она не объясняет наблюдаемую на опыте зависимость энергий и величин $B(E2)$ соответствующих коллективных переходов от степени заполнения ядерных оболочек.

Был развит подход, позволяющий микроскопически описывать коллективные возбуждения ядер в рамках модели парных корреляций. Первые уровни чётно-чётных ядер с $I^\pi = 2^+$ по этой модели представляют собой "связанные" состояния пары типа частица-дырка, возникающие из-за наличия квадрупольно-квадрупольного взаимодействия. В работе Бирбраира и др.^{/35/} проведен расчёт величин $B(E2)$ и энергий переходов с первых 2^+ -состояний ядер в рамках указанной модели. Подбором параметров модели возможно получить удовлетворительное согласие с экспериментальными данными, в частности для ^{140}Ce .

Заканчивая рассмотрение свойств состояний с $I^\pi = 2^+$ и 0^+ в ^{140}Ce следует отметить, что соответствующие значения $\log_{10} ft$ бета-переходов ^{140}Pr на них согласуются с предположением коллективной природы уровней 1596,6 и 1903,5 кэВ.

Остановимся вкратце на интерпретации других возбужденных состояний ^{140}Ce . Состояние ^{140}Ce с энергий возбуждения $E = 2083,6$ кэВ достаточно хорошо изучено из распада ^{140}La . Ему приписаны квантовые характеристики $I^\pi = 4^+$. Измерение угловых корреляций между гамма-лучами 487 и 328 кэВ свидетельствует о последовательности спинов 3-4-2 уровней, между которыми имеют место указанные гамма-переходы. Известно время жизни этого состояния ($T_{1/2} = 3,41 \pm 0,04$ нсек^{/36/}). Оказывается, что вероятность перехода 487 кэВ, которым разряжается уровень 2083,6 кэВ, заторможена в 8,3 раз по сравнению с одночастичной оценкой. Это мешает нам рассматривать состояние 4^+ как двухфонный квадрупольный уровень. Измерение ядерного g -фактора рассматриваемого уровня дало величину $g = 1,11 \pm 0,04$ ^{/36/}. Теоретическое значение g -фактора, вычисленное по схеме $j-j$ -связи, лучше всего согласуется с экспериментом, если состоянию 2083,6 кэВ приписать следующую двухпротонную конфигурацию $(g_{7/2} \cdot d_{5/2})_{I=4^+}^4$ ^{/36/}.

Некоторые расчёты двухквaziчастичных уровней сферических ядер в районе $A \approx 140$ были проведены в работе /37/ (в BCS + Тамп-Далсофф-приближении). При этом М.Ро^{/37/} задался определенной последовательностью одночастичных уровней $1g_{7/2}, 2d_{5/2}, 1h_{11/2}, 2d_{3/2}, 3s_{1/2}$. Был рассчитан энергетический спектр уровней с $1^{\pi} = 2^+, 3^+, 4^+$ для чётных сферических ядер с $N = 82$. В ^{140}Ce будут иметь место следующие двухквaziчастичные состояния протонов $(g_{7/2})_{I=0}^2, (g_{7/2})_{I=4}^2, (d_{5/2})_{I=2}^2, (d_{5/2})_{I=4}^2$.

Эти состояния отождествляются с экспериментально установленными уровнями 1506 кэВ (2^+), 2084 кэВ (4^+), 2348 кэВ (2^+) и возможно 2516 кэВ (4^+) (который известен из распада ^{140}La и на рис. 4 не приведен). Состояниям с энергиями возбуждения 2412 кэВ (3^+) и 2522 кэВ (1^+) соответствуют двухпротонные уровни $(g_{7/2}, d_{5/2})_{I=1}^+$ и $(g_{7/2}, d_{5/2})_{I=3}^+$ последний у Ро^{/37/} имеет несколько меньшую энергию, чем уровень с $1^{\pi} = 1^+$. Расчёт g -фактора состояния 4^+ ($E = 2083,6$), выполненный Ро, свидетельствует, что указанный уровень имеет доминирующую конфигурацию $(g_{7/2})^2$ -двухпротонного типа.

Полученные в нашей работе значения $\log_{10} ft$ для β -переходов на двухчастичные уровни ^{140}Ce при распаде ^{140}Pr подтверждают вышеприведенные конфигурации для уровней 2521,1 и 2348,4 кэВ (нужно иметь в виду, что эти β -переходы по своей природе близки к F-запрещенным β -переходам деформированных ядер).

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Л.Николовой и Б.Сабирову за существенную помощь в работе, Ф.Мольнару и Н.Лебедеву за химическое выделение фракции неодима.

Л и т е р а т у р а

1. G.Wilkinson, H.Hicks. Phys. Rev., 75, 1687 (1949).
2. Б.С.Джелепов, В.П.Приходцева, Ю.В.Хольнов. Изобарные ядра с массовым числом $A = 140$. Изд. АН СССР, М-Л, 1980.
3. H.Krehbiel. Phys. Lett., 13, 65 (1964).
4. E.Amaldi, O.D'Agostino, E.Fermi, B.Pontecorvo, F.Rasetti, E.Segre. Proc. Roy. Soc., 149, 522 (1935).

5. M.Poll, L.Quill. Phys. Rev., 53, 437 (1938).
6. J.Dewire, M.Pool, J.Kurbatov. Phys. Rev., 61, 544, 564 (1942).
7. Б.С.Джелепов, И.Ф.Учеваткин, С.А.Шестопалова. Препринт ОИЯИ, № 483, стр. 50, Дубна, 1959, а также ЖЭТФ, 37, 857 (1959).
8. K.Hisatake, Y.Yoshida, K.Etoh, T.Murata. Nucl. Phys., 56, 625 (1964).
9. Б.С.Джелепов, Л.К.Пекер, В.О.Сергеев. Схемы распада радиоактивных ядер, $A > 100$.
10. K.J. Gromov, V.Kalinnikov et al. Nucl. Phys., 73, 65 (1965).
11. K.Gromow, I.Demeter, Sch. Schelew, W.Kalinnikow et al. Nucl. Phys., 88, 225 (1966).
12. S.Chojnacki, J.Kopystunski, Z.Preibisz, R.Sosnowski,
I.Yutlandov, J.Zylicz. Report No. 148 /1-A, Warsaw, April, 1960;
Acta Phys. Polonica, 20, 1021 (1961).
13. C.Browne, J.Rasmussen, J.Surls, D.Martin. Phys. Rev., 85, 146 (1952).
14. К.Громов, Б.Джелепов, А.Дмитриев, Б.Преображенский, Изв. АН СССР, сер. физ., 22, 153 (1958).
15. В.Брабец, Б.Крацик, М.Вобецки. Препринт № 712, Дубна, 1961, стр. 42.
16. S.Iha, B.K.Gupta and H.G.Devare. Nuovo. Cim., 16, 829 (1960).
17. М.Я.Долгобородова, 1959 г. Цитировано по работе^{/2/},
18. Е.Бярюков, О.Григорьев, Б.Кузнецов, Н.Шиманская. Изв. АН СССР, сер.физ., 24, 1135 (1960).
19. H.W.Baer, J.J.Raidy and M.L.Wiedenbeck. Nuclear Physics, 86, 332 (1966).
20. Л.А.Слив и И.М.Банд. Таблицы коэффициентов внутренней конверсии гамма-излучения, Изд. АН СССР, М-Л, 1956.
21. El-Nasr and El-Sayad. Zeitschrift für Physik, 194, 125 (1966).
22. M.S.El-Nasr, M.R.Aassar, G.M.El-Sayad and M.Migahed. Atomkern Energie. 11-53 (307-315), 1966.
23. Н.М.Антоньева, Я.Врзал, Б.С.Джелепов, Г.С.Катыхин, Я.Липтак, Я.Урбанец. Препринт ОИЯИ, Р6-2986, Дубна, 1966, стр. 40.
24. Б.С.Джелепов, Л.Н.Зырянова. Влияние электрического поля атома на бета-распад. Изд. АН СССР, М-Л, 1956; Л.Н.Зырянова. Уникальные бета-переходы, Изд. АН СССР, М-Л, 1960.
25. S.Ofer, A.Schwarzschild. Phys. Rev., 116, 725 (1959).
26. P.Salling. Nucl. Phys., 65, 520 (1965).
27. J.Burde, G.Fengler, A.Molchadzki, A.Ginsburg and I.Unna. Int. Conf. on Nucl. Phys., Gatlinburg, 1966.

28. R.L.Graham and J.S.Geiger . Bull. Am., Phys. Soc., 11, 11 (1966).
29. E.L.Curch, J.Weneser. Phys. Rev., 103, 1035 (1956)
30. R.M.Kloepfer, R.V.Day and D.A.Lind. Phys. Rev., 114, 240 (1959).
31. Л.П.Борисоглебский. УФН, 81, 271 (1963).
32. Р.Б.Бежганов, С.Л.Раковицкий. Ядерная физика, 5, 10 (1967).
33. J.O.Rasmussen. Nucl. Phys., 19, 85 (1960).
34. D.K.Eccleshall et al. Nucl. Phys., 78, 481 (1966).
35. Б.Л.Бирбраир, К.И.Ерохина и И.Х.Лемберг. Изв. АН СССР, сер. физ., 27, 150 (1963).
36. H.J.Korner, E.Gordan, C.Gunther, K.Auerbach, G.Mielken,
G.Strube and E.Bodenstedt. Zeitschrift für Physik, 173, 203--220 (1963).
37. M.Rho. Nucl. Phys. 65, 497 (1965).
38. В.А.Балалаев, Б.С.Джелепов, А.И.Медведев, А.Мештер, И.Ф.Учеваткин.
ЖЭТФ, 43, 2019 (1962) ,

Рукопись поступила в издательский отдел
23 мая 1967 года.

Автор, год	Граничная энергия жесткой компоненты (кэВ)	Относительная интенсивность жесткой компоненты	Наличие других компонент	Характер графика Кюри-Ферми	Метод измерений
1	2	3	4	5	6
Браун и др. /13/	2230 \pm 20	$\frac{W_{\ell k}}{W_{\beta+2230}} = 0,02$	Имеется компонента с $E_{гр.} = 1000$ кэВ	Линейн > 750 кэВ	Спектрометр с двойной фокусировкой
Громов и др. /14/	2470	$\frac{W_{\ell k}}{W_{\beta+2470}} = 0,182$		Линейн > 750 кэВ	Спектрометр типа "КЭТРОН"
Джелалов и др. 1959	2380 \pm 10	$\frac{W_{(K+L)1903}}{W_{\beta+2380}} = (2,1 \pm 0,1) 10^{-3}$ $\frac{W_{(K+L)1396}}{W_{\beta+2380}} = (14 \pm 5) 10^{-6}$	Не исключается компонента $E_{гр.} = 500$ кэВ	Линейн > 1000 кэВ	Спектрометр с трехкратной фокусировкой
Брабец и др. /15/ 1960	2318 \pm 10	$\frac{W_{\ell k}}{W_{\beta+2318}} = 0,292 \pm 0,015$	Нет компоненты с $E_{гр.} = 1000$ кэВ	Линейн	Спектрометр с промежуточным изображением

Продолжение таблицы 1

1	2	3	4	5	6
Хойдацкий и др. /12/ 1980	2366 \pm 12 2366 \pm 24	$\frac{W_{K1928}}{W_{\beta+2366}} = (1,8 \pm 0,1) 10^{-3}$	Имеются еще две компоненты с $E_{гр.} = 770 \pm 12$ и $E_{гр.} = 485 \pm 15$ кэВ с интенсивностями < $1,4 \cdot 10^{-2}$ и $7,2 \cdot 10^{-6}$ от интенсивности жесткой компоненты	Линейн > 1000 кэВ Линейн > 350 кэВ	Линзовый спектрометр — " —
Хиздалаке и др. /3/ 1984	2320 \pm 20	$\frac{W_{K1903}}{W_{\beta+2320}} = (1,37 \pm 0,03) 10^{-3}$ $\frac{W_{K1396}}{W_{\beta+2320}} = (4,89 \pm 0,54) 10^{-6}$	Имеется компонента с $E_{гр.} \approx 720$ кэВ и с интенсивностью $(0,021 + 0,008) 10^{-2}$ от интенсивности жесткой компоненты	Линейн > 1000 кэВ	Спектрометр с двойной фокусировкой секторного типа
Данная работа 1987	2366 \pm 6	$\frac{W_{K1903}}{W_{\beta+2366}} = (1,52 \pm 0,04) 10^{-3}$		Линейн > 1500 кэВ	Спектрометр с двойной двухкратной фокусировкой на угол $\pi/\sqrt{2}$

Введено обозначение: c_k — число электронов Оже К-серии препарата $^{140}\text{Nd} + ^{140}\text{Pr}$.

Данная работа		Иха и др. /16/		Хизатаке и др. /8/		Долгобородова /17/		Бирюков и др. /18/	
E _γ (кэВ)	I _γ отн.	E _γ (кэВ)	I _γ отн.	E _γ (кэВ)	I _γ отн.	E _γ (кэВ)	I _γ отн.	E _γ (кэВ)	I _γ отн.
306,9	0,43±0,05	-	-	306	0,27±0,06	-	-	-	-
511(γ±)	-	511(γ±)	100	511(γ±)	320±50	511(γ±)	100	511(γ±)	100
751,8	0,089±0,017	-	-	-	-	-	-	-	-
(893)	0,050±0,01	-	-	-	-	-	-	-	-
925,2	0,072±0,018	900±20	0,15±0,05	-	-	-	-	-	-
(1396)	- 0,006	-	-	-	-	-	-	-	-
(1407)	0,020±0,004	-	-	-	-	-	-	-	-
(1420)	0,020±0,004	-	-	-	-	-	-	-	-
1596	1,00	1600±30	0,50±0,10	1600	1	1597	1,3±0,3	1597	0,40±0,05
1903,5	< 3·10 ⁻³	-	-	-	-	-	-	-	-
2348	0,018±0,003	-	-	-	-	-	-	-	-
2522	0,027±0,003	2500±50	0,02±0,01	-	-	-	-	-	-

Примечание: Энергии гамма-переходов, принадлежность которых к ¹⁴⁰Pr предположительна, заключены в скобки.

Данные о электронных внутренних конверсиях ¹⁴⁰Pr

Таблица 3

Данная работа	Дженетов и др. /7/	Хизатаке и др. /8/
E _{кэВ}	I _{кэВ} отн.	I _{кэВ} отн.
306,9	1940±200	306
751,8	58±6	-
(893)	14±3	-
925,2	33±4	-
1596,6	100*	1596
1903,5	(2,49±0,05)10 ⁴	1903
2348	0,68±0,22	-
2522	1,50±0,30	-

x/ Принято I_{кэВ} = 100
 xx/ Пересчитано из данных работы /7/, приняв I_{кэВ} = 100
 xxx/ Пересчитано из данных работы /8/, приняв I_{кэВ} = 100

Данные о коэффициентах внутренней конверсии на К-оболочке у-переходов
в ядре ^{110}Co

№	K, %	Γ_{K} ст.л.	Γ_{L} ст.л.	Γ_{M} ст.л.	α_{K} ст.л.					M1	M2	M3	M4	M5	Эт. л. ст.л.
					E1	E2	E3	E4	E5						
1	306,9	$0,43 \pm 0,05$	1940 ± 200	$(3,0 \pm 0,7) \cdot 10^{-2}$	9,6(-3)	3,7(-2)	1,17(-1)	3,43(-1)	1,20(0)	4,75(-2)	1,93(-1)	6,4(-1)	2,45(0)	8,4(0)	E2
2	751,8	$0,089 \pm 0,017$	58 ± 6	$(4,3 \pm 1,2) \cdot 10^{-3}$	1,20(-3)	3,25(-3)	8,4(-3)	1,65(-2)	3,6(-2)	5,0(-3)	1,32(-2)	3,1(-2)	6,5(-2)	1,45(-1)	E2; M1; E2+M1
3	(893)	$0,05 \pm 0,01$	14 ± 3	$(1,85 \pm 0,80) \cdot 10^{-3}$	9,0(-4)	2,4(-3)	4,8(-3)	9,3(-3)	3,3(-3)	8,9(-3)	1,8(-2)				E2; E2+M1
4	925,2	$0,072 \pm 0,018$	33 ± 4	$(3,0 \pm 1,0) \cdot 10^{-3}$	8,5(-4)	2,02(-3)	4,35(-3)	8,5(-3)	1,78(-2)	3,05(-3)	8,1(-3)	1,57(-2)	3,15(-2)	6,33(-2)	M1; (E2); M1+E2
5	1596,6	$1,00^{**}$	100^{**}	$6,6(-4)$		6,6(-4)									Примечание: ** - приняты значения
6	1903,5	$3 \cdot 10^{-3}$	$(2,49 \pm 0,05) \cdot 10^4$	50	2,4(-4)	4,77(-4)	8,63(-4)	1,43(-3)	2,37(-3)	6,0(-4)	1,34(-3)	2,3(-3)	3,5(-3)	5,3(-3)	E2; E2+M1
7	2348	$0,018 \pm 0,003$	$0,68 \pm 0,22$	$(2,5 \pm 1,2) \cdot 10^{-4}$	1,75(-4)	3,3(-4)	5,6(-4)	9,0(-4)	1,40(-3)	3,88(-4)	8,2(-4)	1,35(-3)	1,95(-3)	2,9(-3)	E2; (M1) E2+M1; E1
8	2522	$0,027 \pm 0,003$	$1,50 \pm 0,30$	$(3,7 \pm 1,1) \cdot 10^{-4}$	1,57(-4)	2,93(-4)	4,85(-4)	7,6(-4)	1,17(-3)	3,3(-4)	6,95(-4)	1,13(-3)	1,6(-3)	2,35(-3)	M1; (E2) M1+E2

X/ Принято $\Gamma_{\gamma 1596,6} = 1,00$ отн. единиц
 XX/ Принято $\Gamma_{\text{K} 1596,6} = 100$ отн. единиц

Цифры в скобках означают степень десяти, на которую нужно умножить стоящее рядом число.

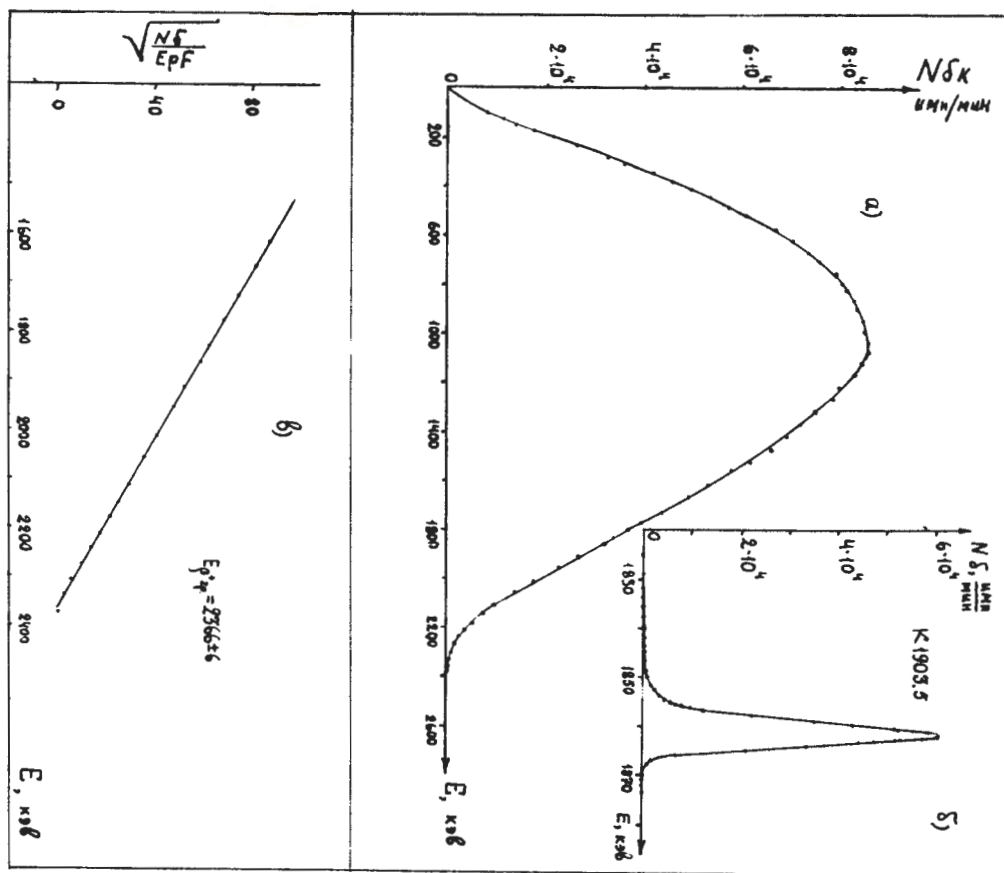


Рис. 1. а) Вид β^+ -спектра ^{110}Pr (K - коэффициент, учитывающий поглощение и рассеяние частиц в пленках и газе счетчика).
 б) К- конверсионная линия перехода с $n\gamma = 1903,5$ кэв ^{110}Pr .
 в) График Ферми-Кюри β^+ -спектра ^{110}Pr .

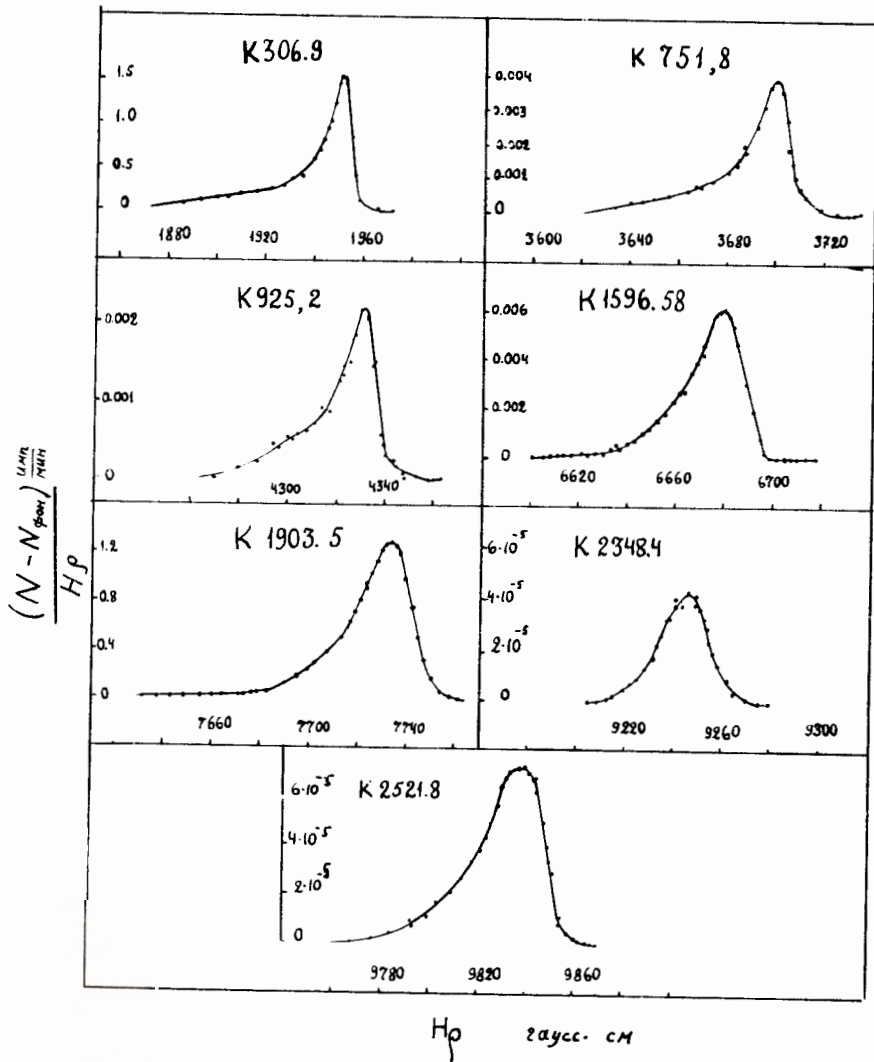


Рис. 2. Участки спектра конверсионных электронов ^{140}Pr . Введена поправка на распад $^{130}\text{Nd} + ^{140}\text{Pr}$ ($T_{1/2} = 3,3$ дн.).

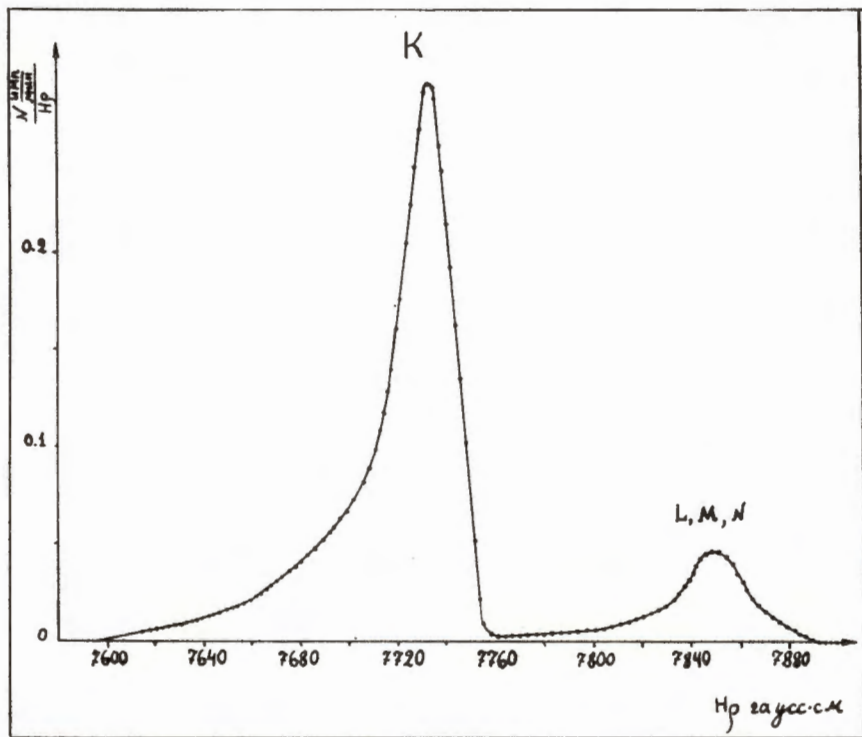


Рис. 3. Конверсионные линии перехода с $h\nu = 1903,5$ кэв ^{140}Pr .

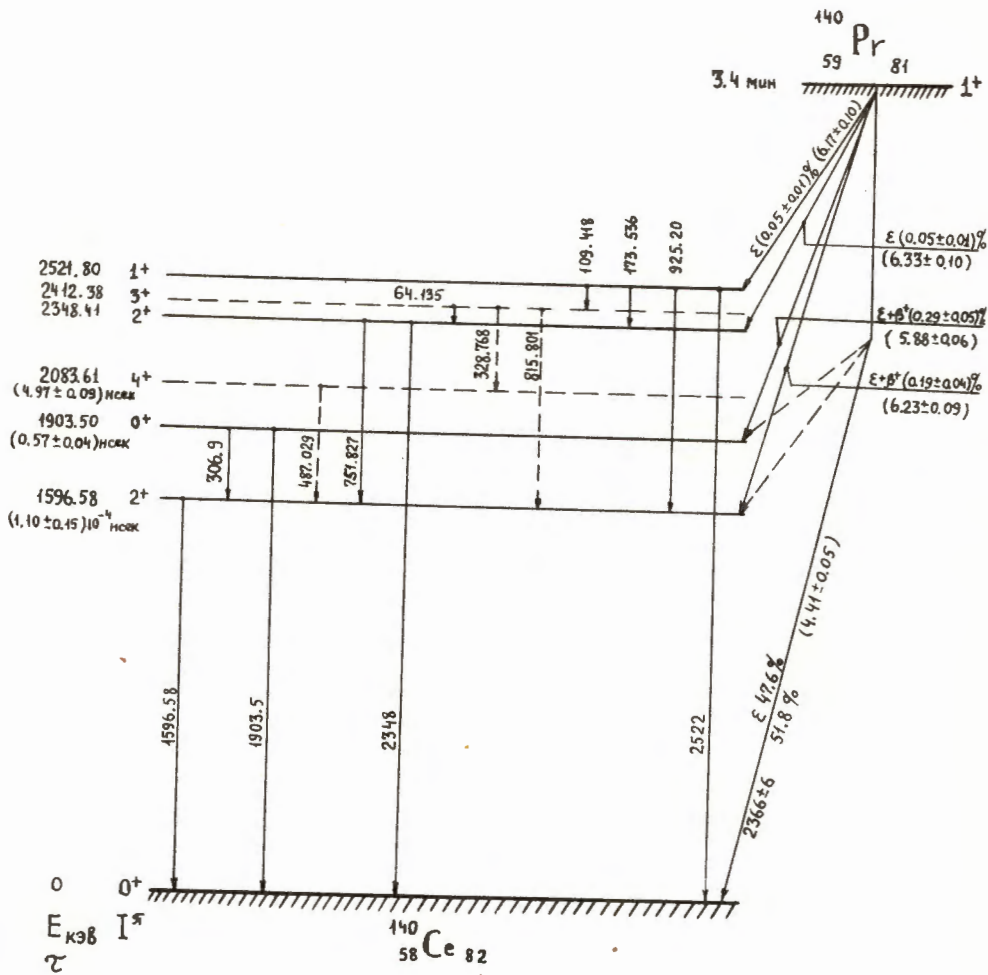


Рис. 4. Схема распада ^{140}Pr в ^{140}Ce . Уровни, обозначенные пунктиром, известны из распада ^{140}La . Энергии гамма-переходов приводятся по работе [19].