

## БЕТА-РАСПАД ЯДРА $^{134}\text{In}$ И СВОЙСТВА НЕЧЕТНО-НЕЧЕТНЫХ НЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНЫХ ИЗОТОПОВ $\text{In}$ ПРИ $N \geq 81$

© 2019 г. В. И. Исаков\*

НИЦ “Курчатовский институт” — Петербургский институт ядерной физики, Гатчина, Россия

Поступила в редакцию 28.02.2019 г.; после доработки 28.02.2019 г.; принята к публикации 28.02.2019 г.

В работе детально исследован бета-распад нейтроноизбыточного нечетно-нечетного ядра  $^{134}\text{In}$ , имеющего аномально большое время жизни, и на этой основе предпринята попытка определения спина его основного состояния. В качестве ориентира для определения необходимого матричного элемента используется бета-распад  $^{131}\text{Cd} \rightarrow ^{131}\text{In}$ . В связи с этим также проведен анализ характеристик расщепления нижней нейтрон-протонной конфигурации  $\{(\nu 2f_{7/2})^{n_{\text{odd}}}, (\pi 1g_{9/2})^{-1}\}$ , определяющей свойства спектра нижайших состояний изотопов  $\text{In}$  при  $83 \leq N \leq 89$ .

DOI: 10.1134/S0044002719050076

Нечетно-нечетные ядра представляют особый интерес для теоретического исследования, поскольку результаты расчетов очень чувствительны как к используемому подходу, так и к используемому в расчетах взаимодействию. К настоящему времени получена экспериментальная информация о свойствах таких ядер, непосредственно прилегающих к “удаленному” нейтроноизбыточному ядру  $^{132}\text{Sn}$ . Ранее мы в рамках метода хаотической фазы и с использованием эффективного взаимодействия в работах [1–6] подробно исследовали ядра  $^{132}\text{Sb}$ ,  $^{134}\text{Sb}$ ,  $^{130}\text{In}$  и  $^{132}\text{In}$ . Для более тяжелых нейтроноизбыточных нечетно-нечетных ядер, в частности, для изотопов  $\text{In}$ , экспериментальная информация крайне скудна. Так, в  $^{134}\text{In}$  с большой неопределенностью известен только спин его основного состояния ( $4^- \leq J^\pi \leq 7^-$ ) и известен его период полураспада из основного состояния, предположительно на уровне мультиплета  $(\nu 2f_{7/2})^2$  дочернего ядра  $^{134}\text{Sn}$ , который оказался существенно больше, чем период полураспада  $^{131}\text{Cd}$ . Этот факт вызывает удивление, поскольку в обоих случаях в бета-распаде происходит одна и та же одночастичная трансформация  $\nu 2f_{7/2} \rightarrow \pi 1g_{9/2}$ , а энергия распада  $^{134}\text{In}$  существенно больше, чем ядра  $^{131}\text{Cd}$ . Объяснение этому факту следует искать в структурах волновых функций указанных переходов.

В рамках многочастичной модели оболочек бета-распад соответствует трансформации типа  $|i\rangle \rightarrow |f\rangle$ , где индексы  $(1, 1')$  относятся к нейтро-

нам, а  $(2, 2')$  — к протонам:

$$\begin{aligned} |i\rangle &= |j_1^{n_1}(s_1\alpha_1 J_1), j_2^{n_2}(s_2\alpha_2 J_2); I_i\rangle; \\ |f\rangle &= |j_1^{n_1-1}(s'_1\alpha'_1 J'_1), j_2^{n_2+1}(s'_2\alpha'_2 J'_2); I_f\rangle. \end{aligned} \quad (1)$$

Приведенная вероятность бета-перехода мультипольности  $\lambda$  имеет при этом вид [7]

$$\begin{aligned} B(\lambda; I_i \rightarrow I_f) &= n_1(n_2 + 1)(2J_1 + 1) \times \\ &\times (2J'_2 + 1)(2j_1 + 1)(2I_{f+1}) \times \\ &\times [j_1^{n_1-1}(s'_1\alpha'_1 J'_1)j_1 J_1 | j_1^{n_1}(s_1\alpha_1 J_1)]^2 \times \\ &\times [j_2^{n_2}(s_2\alpha_2 J_2)j_2 J'_2 | j_2^{n_2+1}(s'_2\alpha'_2 J'_2)]^2 \times \\ &\times \left\{ \begin{matrix} J_1 & J_2 & I_i \\ J'_1 & J'_2 & I_f \\ j_1 & j_2 & \lambda \end{matrix} \right\}^2 B_{sp}(\lambda; j_1 \rightarrow j_2). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $\{...\}$  — одночастичные генеалогические коэффициенты, в то время как

$$\begin{aligned} B(\lambda; I_i \rightarrow I_f) &= \frac{\langle I_f || \hat{m}(\lambda) || I_i \rangle^2}{2I_i + 1}, \\ B_{sp}(\lambda; j_1 \rightarrow j_2) &= \frac{\langle j_2 || \hat{m}(\lambda) || j_1 \rangle^2}{2j_1 + 1}. \end{aligned} \quad (3)$$

В случае распада  $^{131}\text{Cd} \rightarrow ^{131}\text{In}$   $n_1$  нечетно, а  $n_2$  четно ( $n_1 = 1, j_1 = 7/2, n_2 = 8, j_2 = 9/2$ ), при этом формула (2) упрощается, так что мы имеем

$$B(\lambda; j_2^{n_1}(s_1 = 1, J_1 = j_1), \quad (4)$$

\*E-mail: visakov@thd.pnpi.spb.ru

$$\begin{aligned}
 & j_2^{n_2} (s_2 = 0, J_2 = 0); I_i = j_1 \rightarrow \\
 & \rightarrow j_1^{n_1-1} (s_1' = 0, J_1' = 0), \\
 & j_2^{n_2+1} (s_2' = 1, J_2' = j_2); I_f = j_2 \Big) = \\
 & = \frac{2j_1 + 2 - n_1}{2j_1 + 1} \frac{2j_2 + 1 - n_2}{2j_2 + 1} B_{sp}(\lambda; j_1 \rightarrow j_2) \rightarrow \\
 & \rightarrow 1 \cdot \frac{1}{5} B_{sp}(\lambda = 1; \nu 2f_{7/2} \rightarrow \pi 1g_{9/2}).
 \end{aligned}$$

В формуле (4) множитель  $\frac{1}{5}$  представляет собой меру вакантности состояния  $\pi 1g_{9/2}$  в исходном ядре  $^{131}\text{Cd}$  в приближении изолированного уровня. В реальности этот уровень не является изолированным. Тем не менее расчеты, проведенные в рамках процедуры БКШ при использовании спаривательной константы  $G_\pi = 23/A$  и при включении в одночастичный базис всех связанных состояний, соответствующих потенциалу Вудса–Саксона [6], дают близкое значение  $u^2(\pi 1g_{9/2}) = 0.167$ . При этом для состояний вблизи энергии Ферми для большей точности использовались имеющиеся экспериментальные значения одночастичных энергий, данные о которых приведены в [6]. В то же время сверх нейтронной оболочки  $N = 82$  в ядре  $^{131}\text{Cd}$  находится только одна частица, и поэтому с учетом эффекта блокировки [8]  $u^2(\nu 2f_{7/2}) = 1$ .

Вероятность основных, обусловленных релятивистскими поправками, бета-переходов первого запрета с  $\Delta I \leq 1$  определяется векторной константой  $G_V$  и соответствующим оператором перехода:

$$\hat{m}(j_V, \lambda = 1)_\mu = \hat{\alpha}_\mu^1. \quad (5)$$

Другие переходы с  $\Delta I \leq 1$  и с изменением четности, а также уникальные переходы с  $\Delta I \leq 2$  подавлены фактором  $(kR)^2$  и поэтому вносят существенно меньший вклад.

Период полураспада, соответствующий матричному элементу оператора (5), определяется соотношением

$$\begin{aligned}
 f_0 T_{1/2} &= \frac{D}{B_1(\alpha)}, \quad D = \frac{2\pi^3 \hbar^7 \ln 2}{G_V^2 m_e^5 c^4}, \quad (6) \\
 f_0 &= \int_1^{E_0} F(Z, \varepsilon) (E_0 - \varepsilon)^2 \varepsilon \sqrt{\varepsilon^2 - 1} d\varepsilon.
 \end{aligned}$$

Здесь  $B_1(\alpha)$  — соответствующая оператору (5) приведенная вероятность перехода,  $D = 6145$  с [9, 10],  $E_0 = Q(\beta^-)/m_e c^2 + 1$ ,  $Q(\beta^-)$  — энергия распада на выделенный уровень,  $f_0$  представляет собой интегральную функцию Ферми для разрешенных переходов, а  $F(Z, \varepsilon)$  — функция, учитывающая влияние кулоновского поля на бета-электроны.

В работах [11–13] ядро  $^{131}\text{Cd}$  образовывалось в реакции деления ядер  $^{238}\text{U}$ , налетающих на ядро-мишень Ве. При этом его период полураспада был определен как  $T_{1/2} = 98(2)$  мс, причем отношение ветвей распада по  $(\beta^-n)$ - и  $\beta^-$ -каналам составляет 0.035 [14]. При этом оказалось, что на основное состояние ядра-продукта  $^{131}\text{In}$  идет только 30% от полной интенсивности бета-переходов [13]. Таким образом, парциальный период полураспада на основное состояние составляет 338(7) мс, и согласно формуле (6)  $B_1(\alpha; ^{131}\text{Cd} \rightarrow ^{131}\text{In}) = 0.0142$ , т.е.  $B_1(\alpha; 2f_{7/2} \rightarrow 1g_{9/2}) = 0.085$ .

Период полураспада ядра  $^{131}\text{Cd}$  был определен также в [14, 15] методом селекционной лазерной спектроскопии как 68(3) мс. В работе [14] на основе экстраполяции экспериментальных данных и теоретических оценок указаны значения  $\log(ft)$  для ветвей бета-распадов на вышележащие состояния  $^{131}\text{In}$ , из которых следует, что доля бета-распада на основное состояние составляет 59%. В результате парциальный период полураспада на основное состояние оказывается равным 119(6) мс, и согласно формуле (6)  $B_1(\alpha; ^{131}\text{Cd} \rightarrow ^{131}\text{In}) = 0.0405$ , т.е.  $B_1(\alpha; 2f_{7/2} \rightarrow 1g_{9/2}) = 0.242$ .

Указанные выше величины используются далее при расчете распада ядра  $^{134}\text{In}$ . Отметим, что одночастичная оценка дает  $B_1(\alpha; j_i \rightarrow j_f) \sim (\frac{\nu E}{c})^2 \approx \approx 0.08$ .

Рассмотрим теперь ситуацию с бета-распадом ядра  $^{134}\text{In}$ . Экспериментальные данные [16–18] указывают, что период полураспада этого ядра  $T_{1/2} = 140(4)$  мс, в пропорции интенсивностей  $\beta^-$ - и  $(\beta^-n)$ -распадов, равной 100/65, т.е.  $T_{1/2}(\beta^-) = 231$  мс. Бета-распад  $^{134}\text{In}$  на нижние уровни ядра  $^{134}\text{Sn}$  происходит также в результате одночастичной трансформации  $\nu 2f_{7/2} \rightarrow \pi 1g_{9/2}$ , что соответствует переходу первого запрета (5), если  $\Delta I \leq 1$ , и уникальному переходу, если  $\Delta I = 2$ . Далее мы рассмотрим распады только на уровни нижайшего мультиплетта  $\{(\nu 2f_{7/2})^2; J\}$  с энергиями возбуждения  $E(2_1^+) = 0.726$ ,  $E(4_1^+) = 1.073$  и  $E(6_1^+) = 1.247$  МэВ и соответственно с значениями  $Q(\beta_-) = 14.044(300)$ ,  $13.697(300)$  и  $13.523(300)$  МэВ [19]. Доля бета-переходов на более высокие состояния экспериментально не известна, однако разумно предположить, что она близка к той, которая измерена в работе [13] в распаде  $^{131}\text{Cd}$ , т.е. парциальный период полураспада для бета-перехода на возможный для распада нижайший уровень ядра  $^{134}\text{Sn}$  есть величина порядка 700 мс.

Для интересующего нас бета-распада  $^{134}\text{In} \rightarrow ^{134}\text{Sn}$  мы имеем переход  $|I_i\rangle \rightarrow |I_f\rangle$ , где

$$\begin{aligned} |I_i\rangle &= |(\nu 2f_{7/2})^3 (\pi 1g_{9/2})^{-1}; I_i\rangle, \\ |I_f\rangle &= |(\nu 2f_{7/2})^2 J; I_f = J\rangle. \end{aligned} \quad (7)$$

При этом формула (2) также упрощается, и мы имеем

$$\begin{aligned} &B\left(\lambda; j_1^{n_1}(s_1 = 1, J_1 = j_1), \right. \\ &j_2^{n_2}(s_2 = 1, J_2 = j_2); I_i \rightarrow \\ &\left. \rightarrow j_1^{n_1-1}(s'_1 = 2, J'_1 = I_f), \right. \\ &\left. j_2^{n_2+1}(s'_2 = 0, J'_2 = 0); I_f\right) = \\ &= 2 \cdot \frac{n_1 - 1}{2j_1 - 1} \cdot \frac{n_2 + 1}{2j_2 + 1} (2j_1 + 1)(2I_f + 1) \times \\ &\times W[I_f j_1 I_i j_2; j_1 \lambda]^2 \cdot B_{sp}(\lambda; j_1 \rightarrow j_2), \end{aligned} \quad (8)$$

где  $n_1$  и  $n_2$  нечетны ( $n_1 = 3$  и  $n_2 = 9$ ),  $j_1 = \nu 2f_{7/2}$ ,  $j_2 = \pi 1g_{9/2}$ .

Если учесть размытие заселенности уровней из-за сверхтекучих корреляций, то с учетом эффекта блокировки в системах с нечетным числом частиц [8] и при использовании значения спаривательной константы  $G_\nu = 21/A$  МэВ в формуле (8) следует сделать замену

$$\begin{aligned} \frac{n_1 - 1}{2j_1 - 1} &= \frac{1}{3} \rightarrow v_1^2 = 0.231 \\ \text{и } \frac{n_2 + 1}{2j_2 + 1} &\rightarrow v_2^2 = 1 \\ &(n_1 \text{ и } n_2 \text{ нечетны}). \end{aligned} \quad (9)$$

Поскольку спин основного состояния ядра  $^{134}\text{In}$  не определен, то мы рассматриваем все возможные значения  $I_i$  в интервале  $4 \leq I_i \leq 7$  и все возможные переходы на уровни  $2^+$ ,  $4^+$  и  $6^+$  нижайшего мультиплета ядра  $^{134}\text{Sn}$ . Здесь возможны случаи уникальных переходов с  $\Delta I = 2$ . Оператор такого перехода имеет вид [20, 21]

$$\hat{m}(j_A, \lambda = 2)_\mu = 2\sqrt{\frac{4\pi}{3}} r [Y_1 \otimes \sigma]_\mu^{\lambda=2}. \quad (10)$$

Для таких переходов справедливо соотношение

$$f_1 T_{1/2} = \left(\frac{G_V}{G_A}\right)^2 \frac{\lambda_c^2}{B_2(\text{un.})} D; \quad \lambda_c = \frac{\hbar}{m_e c}. \quad (11)$$

Здесь  $B_2(\text{un.})$  — приведенная вероятность перехода, соответствующая оператору (10), а  $f_1$  — интегральная функция Ферми для уникального перехода первого запрета, которая с точностью до 10–15% определяется соотношением [22, 23]:

$$f_1 \approx f_0 \frac{[3(E_0^2 - 1) - (E_0 - 1)]}{60} \quad (12)$$

(в наших расчетах уникальных переходов мы использовали значение  $G_A \approx G_V$ ). В единицах  $\lambda_c^2$  одночастичная оценка соответствует  $B_2(\text{un.}) \sim \sim 10^{-5} A^{2/3}$ , т.е.  $2.5 \times 10^{-4}$  для нашего случая. В то же время непосредственное вычисление матричного элемента перехода  $\nu 2f_{7/2} \rightarrow \pi 1g_{9/2}$  от оператора (10) дает значение  $B_2(\text{un.}) = 2.253 \times \times 10^{-5}$ .

Результаты вычислений величин парциальных периодов полураспада приведены в табл. 1, из которой следует, что наилучшее согласие с экспериментом по периоду полураспада  $^{134}\text{In}$  по  $\beta^-$ -каналу достигается в случае, если спин основного состояния этого ядра есть  $6^-$ , а переход идет на состояние  $6^+$ . Видно также, что интенсивность уникальных переходов на два порядка слабее, чем не уникальных переходов первого запрета, так что в случае  $\Delta I = 1$  ими, а также переходами типа (10), но с  $\lambda = 1$ , действительно можно пренебречь даже в случае удаленных ядер с очень большими энергиями распада, где величина  $(kR)^2$  существенно возрастает по сравнению с ядрами вблизи дорожки стабильности.

В связи с изложенным выше представляет интерес проанализировать эволюцию спектра уровней нечетно-нечетных изотопов In с ростом числа нейтронов. В табл. 2 изображен характер расщепления нижайших по энергии конфигураций в цепочке изотопов от  $^{130}\text{In}$  до  $^{138}\text{In}$ . Расчетные данные по методу RPA для ядра  $^{132}\text{In}$  взяты из нашей работы [5], а для ядра  $^{130}\text{In}$  — из работы [6]. Для примера, в случае ядер  $^{130}\text{In}$  и  $^{132}\text{In}$ , в таблице изображены результаты расчета также и в диагональном приближении (приближение изолированных уровней). Видно, что в случае  $^{130}\text{In}$  правильная последовательность двух близко расположенных нижайших  $1_1^-$  и  $10_1^-$  уровней конфигурации  $\{(\nu 1h_{11/2})^{-1}, (\pi 1g_{9/2})^{-1}; I\}$  достигается лишь при учете конфигурационного смешивания уровня  $1_1^-$ , имеющего множество близлежащих партнеров с большими матричными элементами смешивания, что приводит к понижению его энергии. Взаимное расположение других уровней при этом практически не меняется. В то же время расщепление конфигурации  $\{\nu 2f_{7/2}, (\pi 1g_{9/2})^{-1}; I\}$  правильно воспроизводит в диагональном приближении результаты расчета по методу RPA для всех значений  $I$ .

В общем случае расщепление протон-нейтронной конфигурации  $\{j_1 j_2; I\}$  в ядрах с развитым спариванием определяется выражением

$$\begin{aligned} M_{j_1 j_2; j_1 j_2}^I &= \\ &= (u_1^2 u_2^2 + v_1^2 v_2^2) \cdot a \langle j_1 j_2 I | \hat{v} | j_1 j_2 I \rangle_a + \end{aligned} \quad (13)$$

**Таблица 1.** Теоретические отношения  $R_{\text{th}} = B(\lambda; ^{134}\text{In}, I_i \rightarrow I_f) / B_{\text{sp}}(\lambda; \nu 2f_{7/2} \rightarrow \pi 1g_{9/2})$  величин приведенных вероятностей бета-переходов в ядрах  $^{134}\text{In}$  и  $^{131}\text{Cd}$  в рамках многочастичной модели оболочек, полученные без учета и с учетом спаривательных корреляций (величины парциальных периодов полураспада  $T_{1/2}$  и значений  $B(I_i \rightarrow I_f)$ ) приведены для случая учета спаривания; в случае уникальных переходов значения  $B(I_i \rightarrow I_f)$  выражены в единицах  $\lambda_c^2$ ; предполагается, что уровень  $I_i$  является основным состоянием ядра  $^{134}\text{In}$ , в то время как энергии возбужденных состояний  $I_f$  ядра  $^{134}\text{Sn}$  соответствуют экспериментальным данным; в расчетах использовались значения  $G_\nu = 21/A$  и  $G_\pi = 23/A$  (МэВ) и учитывались все связанные одночастичные состояния; ошибки соответствуют экспериментальным неопределенностям масс ядер; при определении матричных элементов переходов с  $\lambda = 1$  использовались экспериментальные данные работ [11–13]; результаты, соответствующие работам [14, 15], взяты в квадратные скобки)

$(\nu 2f_{7/2})^3 (\pi 1g_{9/2})^{-1}$	$I_f$ $(\nu 2f_{7/2})^2$	$\lambda$	$R_{\text{th}}$ обол. мод.	$R_{\text{th}}$ учет спарив.	$B(I_i \rightarrow I_f)$	$T_{1/2}(I_i)$ , с
8	6	2	0.09698	0.06709	1.511E-06	~68(10)
7	6	1	0.47407	0.32796	2.785E-02	0.13(3)
					[7.937E-02]	[0.047(9)]
7	6	2	0.22629	0.15654	3.257E-06	~29(4)
6	6	1	0.11110	0.07686	6.526E-03	0.57(11)
					[1.860E-02]	[0.20(4)]
6	6	2	0.21727	0.15031	3.386E-06	~30(5)
6	4	2	0.19282	0.13339	3.005E-06	~31(5)
5	6	1	0.01010	0.00699	5.933E-04	6.31(1.26)
					[1.691E-03]	[2.22(0.44)]
5	6	2	0.06629	0.04586	1.033E-06	~98(15)
5	4	1	0.36767	0.25435	2.160E-02	0.162(32)
					[6.155E-02]	[0.057(11)]
5	4	2	0.02865	0.01982	4.465E-07	~206(31)
4	6	2	0.00783	0.00542	1.22E-07	~827(126)
4	4	1	0.19257	0.13322	1.131E-02	0.309(61)
					[3.224E-02]	[0.109(21)]
4	4	2	0.21528	0.14893	3.355E-06	~27(4)
4	2	2	0.19654	0.13597	3.063E-06	~25(4)
3	4	1	0.03175	0.02196	1.865E-03	1.878(376)
					[5.314E-03]	[0.659(132)]
3	4	2	0.15459	0.10640	2.397E-06	~38(6)
3	2	1	0.27935	0.19325	1.641E-02	0.190(38)
					[4.677E-02]	[0.067(13)]
3	2	2	0.00182	0.00126	2.839E-08	~2740(411)

$$+ (u_1^2 v_2^2 + v_1^2 u_2^2) \cdot {}_a \langle j_1 \bar{j}_2 I | \hat{v} | j_1 \bar{j}_2 I \rangle_a.$$

Если мы представим эффективное взаимодействие между нуклонами  $\hat{v}$  в виде

$$\hat{v}(1, 2) = \hat{v}^{(0)} + \hat{v}^{(1)} \boldsymbol{\tau}_1 \boldsymbol{\tau}_2, \quad (14)$$

то для нейтрон-протонной системы входящие в формулу (13) частично-частичный и частично-дырочный матричные элементы имеют вид

$${}_a \langle j_\alpha j_\beta I | \hat{v} | j_\mu j_\nu I \rangle_a = \quad (15)$$

**Таблица 2.** Расщепление нижайших конфигураций в нечетно-нечетных изотопах In с использованием взаимодействия “RPA” (в скобках указаны значения экспериментальных энергий,  $G_n = 21/A$ )

$I$	Конфигурация $(\nu 1h_{11/2} \pi 1g_{9/2})^{-1}$	Конфигурация $(\nu 2f_{7/2})^{n_{\text{odd}}} (\pi 1g_{9/2})^{-1}$			
	$^{130}\text{In}$	$^{132}\text{In}$	$^{134}\text{In}$	$^{136}\text{In}$	$^{138}\text{In}$
$I$	Изолированные уровни				
1 <sup>-</sup>	0.1010 (gr.st.)	0.8174	0.3777	0.1473	gr.st.
2 <sup>-</sup>	0.5506 (0.451)	0.4081	0.1998	0.2009	0.2851
3 <sup>-</sup>	0.6056	0.1939 (0.264)	0.0846	0.1846	0.3677
4 <sup>-</sup>	0.7290	0.1410 (0.161)	0.0655	0.1993	0.4163
5 <sup>-</sup>	0.7721	0.0502 (0.075)	0.0220	0.2031	0.4673
6 <sup>-</sup>	0.7401	0.0817 (0.025)	0.0206	0.1689	0.4002
7 <sup>-</sup>	0.8376	gr.st. (gr.st.)	gr.st.	0.2093	0.5017
8 <sup>-</sup>	0.6450	0.2557	0.0232	gr.st.	0.0599
9 <sup>-</sup>	0.8703	—	—	—	—
10 <sup>-</sup>	gr.st. (0.05 ± 0.05)	—	—	—	—
$I$	Результаты RPA для $^{130,132}\text{In}$ или учета БКШ-смешивания для $^{134-138}\text{In}$				
1 <sup>-</sup>	gr.st. (gr.st.)	0.8217	0.5127	0.2944	0.1962
2 <sup>-</sup>	0.4681 (0.451)	0.3812	0.2638	0.1837	0.1952
3 <sup>-</sup>	0.6518	0.1667 (0.264)	0.1181	0.0971	0.1555
4 <sup>-</sup>	0.7911	0.1133 (0.161)	0.0886	0.0878	0.1623
5 <sup>-</sup>	0.8480	0.0410 (0.075)	0.0306	0.0580	0.1549
6 <sup>-</sup>	0.8219	0.0592 (0.025)	0.0394	0.0472	0.1284
7 <sup>-</sup>	0.9232	gr.st. (gr.st.)	gr.st.	0.0442	0.1544
8 <sup>-</sup>	0.7317	0.2534	0.0946	gr.st.	gr.st.
9 <sup>-</sup>	0.9574	—	—	—	—
10 <sup>-</sup>	0.0869 (0.05 ± 0.05)	—	—	—	—

$$\begin{aligned}
&= \langle j_\alpha j_\beta I | \hat{\vartheta}^{(0)} - \hat{\vartheta}^{(1)} | j_\mu j_\nu I \rangle + \\
&+ (1)^{j_\mu + j_\nu + I + 1} \langle j_\alpha j_\beta I | 2\hat{\vartheta}^{(1)} | j_\nu j_\mu I \rangle, \\
&\quad {}_a \langle j_\alpha \bar{j}_\beta I | \hat{\vartheta} | j_\mu \bar{j}_\nu I \rangle_a = \\
&= - \sum_{J_0} (2J_0 + 1) W [j_\nu j_\mu j_\alpha j_\beta; I J_0] \times \\
&\quad \times \left[ \langle j_\nu j_\alpha J_0 | \hat{\vartheta}^0 - \hat{\vartheta}^1 | j_\beta j_\mu J_0 \rangle + \right. \\
&+ \left. (-1)^{j_\beta + j_\mu + J_0 + 1} \langle j_\nu j_\alpha J_0 | 2\hat{\vartheta}^1 | j_\mu j_\beta J_0 \rangle \right] (-1)^{\ell_\beta + \ell_\nu}.
\end{aligned} \tag{16}$$

Здесь мы используем эффективное взаимодействие “RPA” [4–6] вида

$$\hat{\vartheta} = \exp \left( -\frac{r^2}{r_0^2} \right) \left[ V + V_\sigma \sigma_1 \sigma_2 + \right. \tag{17}$$

$$\left. + V_T S_{12} + \tau_1 \tau_2 (V_\tau + V_{\tau\sigma} \sigma_1 \sigma_2 + V_{\tau T} S_{12}) \right],$$

где  $V = -16.65$ ,  $V_\sigma = 2.33$ ,  $V_T = -3.00$ ,  $V_\tau = 3.35$ ,  $V_{\tau\sigma} = 4.33$ ,  $V_{\tau T} = 3.00$  (все величины в МэВ) и  $r_0 = 1.75$  Фм. Указанное взаимодействие использовалось для описания свойств сферических ядер в широком диапазоне массовых чисел вблизи и вдали от заполненных оболочек.

Для изолированного  $j^n$ -уровня и при учете эффекта блокировки [8] мы имеем в случае нечетного значения  $n$

$$\Delta = G \sqrt{(n-1)(2j-n)}, \tag{18}$$

$$\varepsilon_F = \varepsilon_{sp} + \frac{G}{2} (2n - 2j - 1),$$

$$v^2 = \frac{n-1}{2j-1}, \quad u^2 = \frac{2j-n}{2j-1}.$$

При использовании значений  $(u, v)$ -коэффициентов из формулы (18) мы приходим к выражению для протон-нейтронного расщепления многочастичной нечетно-нечетной конфигурации  $\{j_1^{n_1(\text{odd})}, j_2^{n_2(\text{odd})}; I_i\}$ , соответствующему двухгрупповой многочастичной модели оболочек для состояний с сеньорити  $s = 1$ .

Результаты соответствующих вычислений для изотопов  $^{134}\text{In}$ ,  $^{136}\text{In}$  и  $^{138}\text{In}$  представлены в верхней части табл. 2. Видно, что в середине заполнения нейтронной подоболочки  $\nu 2f_{7/2}$  спектр сильно сжимается, а спектр ядра  $^{138}\text{In}$  по характеру напоминает таковой в ядре  $^{130}\text{In}$ . В реальности уровень  $\nu 2f_{7/2}$ , в отличие от протонного дырочного уровня  $\pi 1g_{9/2}$ , не является изолированным, что особенно проявляется при увеличении числа нейтронов. Поэтому мы также провели расчет, где входящие в формулу (13)  $(u, v)$ -коэффициенты определялись для изотопов In из решения уравнений БКШ, с учетом блокировки и с использованием большого одночастичного базиса. В расчетах использовались значения спаривательной константы для нейтронов  $G_n = 21/A$  МэВ. Результаты этих расчетов представлены в нижней части табл. 2. Видно разительное отличие результатов для ядер  $^{136}\text{In}$  и  $^{138}\text{In}$  в верхней и нижней частях таблицы. Отметим, что в нашей работе [5], а также в работе [24], где использовалось эффективное взаимодействие типа “CD-Вопп”, спины основных состояний в  $^{132}\text{In}$  предсказываются как  $7^-$ , а спины первых возбужденных как  $5^-$ . В то же время последние предварительные экспериментальные данные [25, 26] указывают на то, что в  $^{132}\text{In}$  первым возбужденным, с энергией всего 25 кэВ, является уровень  $6^-$ . Что касается  $^{134}\text{In}$ , то отметим, что в обоих случаях спектр его нижайших состояний является сжатым и поэтому сделать надежные теоретические предсказания о последовательности нижних уровней в нем довольно затруднительно. Согласно работе [24] первым возбужденным состоянием в нем является также уровень  $5^-$ , а основным — состояние  $7^-$ , как и в настоящей работе при учете спаривания.

В этой связи разумно провести расчеты также с использованием эффективного взаимодействия “D”, специально определенного ранее для описания спектра неколлективных двухквасичастичных состояний вблизи дважды магического ядра  $^{208}\text{Pb}$ . Такое взаимодействие было определено в работе [27] и имеет вид (17), но с параметрами  $V = -13.08$ ,  $V_\sigma = -0.55$ ,  $V_T = -1.83$ ,  $V_\tau = 5.92$ ,  $V_{\tau\sigma} = 2.42$ ,  $V_{\tau T} = -4.83$  (все величины в МэВ) и  $r_0 = 1.8$  Фм. Результаты соответствующего расчета представлены в табл. 3. Видно, что в этом случае первым возбужденным состоянием в ядре  $^{132}\text{In}$  в

согласии с экспериментом является уровень  $6^-$ , и он же является основным состоянием в ядре  $^{134}\text{In}$ , на что указывают также приведенные выше результаты по бета-распаду. При этом в  $^{134}\text{In}$  существуют кандидаты на очень низколежащие изомеры. Поэтому рассмотрим ниже электромагнитные переходы между уровнями нижайшего протон-нейтронного мультиплета в изотопах In.

В случае перехода между состояниями  $|j_1^{n_1}(s_1 = 1, J_1 = j_1), j_2^{n_2}(s_2 = 1, J_2 = j_2); I_i\rangle$  и  $|j_1^{n_1}(s_1 = 1, J_1 = j_1), j_2^{n_2}(s_2 = 1, J_2 = j_2); I_f\rangle$  приведенный матричный элемент перехода имеет вид

$$\begin{aligned} \langle I_f || \sum_{k=1}^{n_1+n_2} \hat{n}_\lambda(k) || I_i \rangle &= \quad (19) \\ &= \sqrt{(2I_i + 1)(2I_f + 1)} \times \\ &\times \left\{ W[j_2 I_i j_1 \lambda; j_1 I_f] \langle j_1 || \hat{m}_\lambda || j_1 \rangle (u_1^2 \pm v_1^2) + \right. \\ &\left. + W[j_1 I_f j_2 \lambda; j_2 I_i] \langle j_2 || \hat{m}_\lambda || j_2 \rangle (u_2^2 \pm v_2^2) \right\}. \end{aligned}$$

Здесь в множителе  $(u^2 \pm v^2)$  знак (+) стоит для  $M\lambda$ , а знак (−) для  $E\lambda$ -переходов. В случае изолированных уровней значения  $(u, v)$ -коэффициентов определяются формулой (18). При этом формула (19) соответствует [28] двухгрупповой многочастичной модели оболочек без конфигурационного смешивания.

Результаты расчетов для  $M1$ -переходов в нечетно-нечетных изотопах In представлены в табл. 4, а для  $E2$ -переходов в табл. 5. Из табл. 4 видно, что  $M1$ -переходы усилены для всех значений спинов начальных и конечных состояний и для всех рассматриваемых ядер. В то же время из данных табл. 5 следует, что значения  $B(E2)$  характеризуются значительным разбросом. В  $^{132}\text{In}$  величины  $B(E2)$  с  $\Delta I = 1$  близки к нескольким одночастичным оценкам, в то время как переходы с  $\Delta I = 2$  подавлены. По мере увеличения числа нейтронов на подоболочке  $\nu 2f_{7/2}$  вышеупомянутая тенденция сглаживается благодаря множителям  $(u^2 - v^2)$  в формуле (19).

При определении времен жизни уровней чрезвычайно важен учет внутренней конверсии. Следует заметить, что коэффициенты конверсии резко растут с уменьшением энергии перехода [29]. Так, в нейтральном атоме In при уменьшении энергии кванта от 100 кэВ до 1 кэВ и  $B(M1 \downarrow) = 1$  W.u. период полураспада  $T_{1/2}$  возрастает всего лишь от  $1.5 \times 10^{-11}$  с до  $2.2 \times 10^{-9}$  с (коэффициент конверсии  $\beta_1$  возрастает при этом в  $\sim 2 \times 10^4$  раз). Что касается  $E2$ -переходов, то при  $B(E2 \downarrow) = 1$  W.u. их период полураспада возрастает от  $5.6 \times 10^{-7}$  до  $3.1 \times 10^{-4}$  с (коэффициент конверсии

**Таблица 3.** Расщепление нижайших конфигураций в нечетно-нечетных изотопах In с использованием взаимодействия “D” (энергии (в МэВ) отсчитываются от нижайшего уровня; в скобках указаны экспериментальные энергии,  $G_n = 21/A$ )

	Конфигурация $(\nu 1h_{11/2} \pi 1g_{9/2})^{-1}$	Конфигурация $(\nu 2f_{7/2})^{n_{\text{odd}}} (\pi 1g_{9/2})^{-1}$			
	$^{130}\text{In}$	$^{132}\text{In}$	$^{134}\text{In}$	$^{136}\text{In}$	$^{138}\text{In}$
$I$	Изолированные уровни				
1 <sup>-</sup>	0.2354 (gr.st.)	0.9708	0.5255	0.2966	0.0679
2 <sup>-</sup>	0.5520 (0.451)	0.3188	0.1406	0.1790	0.2184
3 <sup>-</sup>	0.7798	0.2242(0.264)	0.1359	0.2641	0.3936
4 <sup>-</sup>	0.7005	0.1035(0.161)	0.0397	0.1923	0.3463
5 <sup>-</sup>	0.9692	0.0524(0.075)	0.0532	0.2704	0.4892
6 <sup>-</sup>	0.7340	0.0483(0.025)	gr.st.	0.1682	0.3378
7 <sup>-</sup>	1.0171	gr.st. (gr.st.)	0.0253	0.2670	0.5104
8 <sup>-</sup>	0.6475	0.2183	0.0009	gr.st.	gr.st.
9 <sup>-</sup>	1.0275	—	—	—	—
10 <sup>-</sup>	gr.st. (0.05 ± 0.05)	—	—	—	—
$I$	Результаты РРА для $^{130,132}\text{In}$ или учета БКШ-смешивания для $^{134-138}\text{In}$				
1 <sup>-</sup>	gr.st. (gr.st.)	0.9718	0.6471	0.4508	0.3500
2 <sup>-</sup>	0.3851 (0.451)	0.3114	0.1804	0.1512	0.1698
3 <sup>-</sup>	0.9342	0.1797(0.264)	0.1482	0.1727	0.2339
4 <sup>-</sup>	0.8066	0.0852(0.161)	0.0444	0.0835	0.1563
5 <sup>-</sup>	1.1405	0.0390(0.075)	0.0381	0.1158	0.2193
6 <sup>-</sup>	0.8913	0.0304(0.025)	gr.st.	0.0484	0.1286
7 <sup>-</sup>	1.1902	gr.st. (gr.st.)	0.0027	0.0951	0.2102
8 <sup>-</sup>	0.8185	0.2201	0.0526	gr.st.	gr.st.
9 <sup>-</sup>	1.2008	—	—	—	—
10 <sup>-</sup>	0.1733 (0.05 ± 0.05)	—	—	—	—

**Таблица 4.** Приведенные вероятности  $M1$ -переходов  $B(M1; I_i \rightarrow I_f)$  в единицах  $\mu_N^2$  ( $W.u.(M1) = 1.79\mu_N^2$ ) между уровнями конфигурации  $\{(\nu 2f_{7/2})^{n_{\text{odd}}}, (\pi 1g_{9/2})^{-1}\}$  в нечетно-нечетных изотопах In (приведенная вероятность  $M1$ -переходов не зависит от заполнения подоболочки  $\{\nu 2f_{7/2}\}$ ; в расчетах использовались значения  $g_s(\pi, \nu) = 0.5g_s(\text{free})$ )

Переход $I_i \rightarrow I_f$	1 <sup>-</sup> → 2 <sup>-</sup>	2 <sup>-</sup> → 3 <sup>-</sup>	3 <sup>-</sup> → 4 <sup>-</sup>	4 <sup>-</sup> → 5 <sup>-</sup>	5 <sup>-</sup> → 6 <sup>-</sup>	6 <sup>-</sup> → 7 <sup>-</sup>	7 <sup>-</sup> → 8 <sup>-</sup>
$B(M1; I_i \rightarrow I_f)$	4.982	4.970	4.507	3.865	3.088	2.138	1.155

$\alpha_2$  возрастает в  $\sim 10^8$  раз). При любых энергиях  $M1$ -переходы являются доминирующими. Если в ядре  $^{132}\text{In}$  первым возбужденным является уровень 5<sup>-</sup>, как в расчетах [5, 24], то  $T_{1/2}(E2; 5_1^- \rightarrow 7_1^-) = 380$  и 346 мс соответственно. Отметим здесь, что в расчете [5] по сравнению с [24] энергия возбуждения меньше (41 и 67 кэВ), но вероятность перехода существенно больше. В то же время [5]

переходу из 6<sub>1</sub><sup>-</sup> (59 кэВ) уровня в основное 7<sub>1</sub><sup>-</sup> состояние соответствует  $T_{1/2}(M1) = 2.8 \times 10^{-11}$  с.

Из табл. 3, где приведены результаты расчетов с взаимодействием “D” и где основным является состояние 6<sup>-</sup>, видно, что кандидатами на изомерию в ядре  $^{134}\text{In}$  могут быть уровни 5<sup>-</sup>, 7<sup>-</sup> и 8<sup>-</sup>. Поскольку плотность уровней велика, а результаты расчетов сильно зависят от

**Таблица 5.** Приведенные вероятности  $E2$ -переходов  $B(E2; I_i \rightarrow I_f)$  в единицах  $e^2 \Phi_{M^4} (W.u.(E2) = 0.0594A^{4/3}e^2 \Phi_{M^4})$  между уровнями конфигурации  $\{(\nu 2f_{7/2})^{n_{\text{odd}}}, (\pi 1g_{9/2})^{-1}\}$  в нечетно-нечетных изотопах In, вычисленные с учетом БКШ-смешивания (использовались эффективные заряды  $e_{\text{eff}}(\pi) = 1.6|e|$  и  $e_{\text{eff}}(\nu) = 0.9|e|$ ; в случае ядра  $^{132}\text{In}$  приведены величины  $B(E2)$ , полученные в методе RPA с взаимодействием “D”, которые близки к аналогичным величинам, полученным с использованием стандартного взаимодействия [5]; в скобках указаны значения  $B(E2)$  в приближении изолированного уровня  $\{\nu 2f_{7/2}\}$ )

Переход $I_i \rightarrow I_f$	$B(E2); ^{132}\text{In}$ $v^2(\nu 2f_{7/2}) = 0.000$	$B(E2); ^{134}\text{In}$ $v^2(\nu 2f_{7/2}) = 0.231$	$B(E2); ^{136}\text{In}$ $v^2(\nu 2f_{7/2}) = 0.430$	$B(E2); ^{138}\text{In}$ $v^2(\nu 2f_{7/2}) = 0.588$
$1^- \rightarrow 2^-$	25.23 (16.62)	48.45 (67.87)	89.22 (153.8)	130.38 (274.3)
$1^- \rightarrow 3^-$	2.424 (1.875)	5.192 (15.17)	29.39 (83.88)	62.66 (208.0)
$2^- \rightarrow 3^-$	49.42 (68.96)	73.91 (76.19)	78.35 (83.78)	81.95 (91.72)
$2^- \rightarrow 4^-$	0.121 (1.700)	4.691 (13.71)	26.57 (75.86)	56.68 (188.1)
$3^- \rightarrow 4^-$	133.9 (130.7)	104.1 (93.37)	83.71 (62.29)	69.05 (37.49)
$3^- \rightarrow 5^-$	0.242 (1.320)	3.650 (10.67)	20.67 (59.00)	44.08 (146.3)
$4^- \rightarrow 5^-$	196.7 (187.6)	131.1 (109.3)	90.58 (52.09)	63.71 (15.82)
$4^- \rightarrow 6^-$	0.349 (0.904)	2.502 (7.314)	14.17 (40.45)	30.22 (100.3)
$5^- \rightarrow 6^-$	234.0 (223.7)	145.8 (116.6)	92.05 (44.12)	58.12 (6.176)
$5^- \rightarrow 7^-$	0.547 (0.511)	1.414 (4.134)	8.010 (22.86)	17.08 (41.58)
$6^- \rightarrow 7^-$	233.7 (220.0)	137.5 (107.2)	81.98 (34.51)	48.04 (1.948)
$6^- \rightarrow 8^-$	2.140 (0.191)	0.529 (1.547)	2.997 (8.554)	6.390 (21.21)
$7^- \rightarrow 8^-$	152.5 (154.0)	93.74 (71.81)	53.77 (20.59)	29.89 (0.362)

используемого взаимодействия и метода расчета, то разумнее указать диапазон времен полураспада указанных состояний на основное состояние  $6_1^-$  при изменении интервала энергий от 1 до 50 кэВ. При этом значения приведенных вероятностей переходов заимствуются из табл. 4 и 5 (при учете парных корреляций). В результате мы имеем  $2.2 \times 10^{-11} \leq T_{1/2}(5_1^- \rightarrow 6_1^-) \leq 1.3 \times 10^{-9}$ ,  $3.6 \times 10^{-11} \leq T_{1/2}(7_1^- \rightarrow 6_1^-) \leq 2.1 \times 10^{-9}$  и  $2.3 \times 10^{-4} \leq T_{1/2}(8_1^- \rightarrow 6_1^-) \leq 3.1 \times 10^{-2}$  с.

Таким образом в большинстве случаев, если не считать очень малых энергий возбуждения, перспектива получения долгоживущих изомеров для их исследования не слишком благоприятна. Ситуация однако меняется, если мы рассмотрим многократно ионизованный атом, например в ловушках Пеннинга. Если энергия кванта меньше энергии ионизации последующего электрона (в предельном случае  $K$ -электронов для изотопов индия эта величина  $\sim 30$  кэВ), то конверсии не будет, и в этом случае время жизни изомерного состояния существенно возрастает. Снова взяв значения  $B(E2, M1) \approx 1$  W.u., мы получим, например, при  $E_\gamma = 3$  кэВ  $T_{1/2}(M1) \approx 8 \times 10^{-7}$  с и  $T_{1/2}(E2) \approx 60$  с. Видно, что и в этом случае  $M1$ -переходы являются чрезвы-

чайно быстрыми по сравнению с  $E2$ -переходами, и получить для них время жизни порядка 1 с можно лишь в случае  $E_\gamma < 0.03$  кэВ.

В любом случае окончательный ответ на затронутые в работе вопросы, в том числе на проблему существования изомеров в этой области ядер, будет за экспериментом.

Автор признателен Ю.Н. Новикову за полезные обсуждения и критические замечания, а также М.Б. Тржасковской за разъяснение проблем, касающихся внутриядерной электронной конверсии.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. H. Mach, D. Jerrestam, B. Fogelberg, M. Hellström, J. P. Omtvedt, K. I. Erokhiha, and V. I. Isakov, Phys. Rev. C **51**, 500 (1995).
2. V. I. Isakov, K. I. Erokhiha, H. Mach, B. Fogelberg, A. Korgul, K. A. Mezilev, and E. Ramström, ЯФ **70**, 852 (2007) [Phys. At. Nucl. **70**, 818 (2007)].
3. V. I. Isakov, in *Proceedings of the International Conference on Isomers (INIR 2011)*, Peterhof, 2011, p. 41.
4. В. И. Исаков, ЯФ **79**, 585 (2016) [Phys. At. Nucl. **79**, 811 (2016)].
5. В. И. Исаков, ЯФ **80**, 214 (2017) [Phys. At. Nucl. **80**, 431 (2017)].

6. В. И. Исаков, ЯФ **82**, 42 (2019) [Phys. At. Nucl. **82**, 38 (2019)].
7. В. И. Исаков, ЯФ **77**, 603 (2014) [Phys. At. Nucl. **77**, 569 (2014)].
8. В. Г. Соловьев, *Теория сложных ядер* (Наука, Москва, 1971) [V. G. Soloviev, *Theory of Complex Nuclei* (Pergamon Press, Oxford, 1976)].
9. J. C. Hardy and I. S. Towner, Phys. Rev. C **71**, 055501 (2005).
10. J. C. Hardy and I. S. Towner, Phys. Rev. Lett. **94**, 092502 (2005).
11. G. Lorusso, S. Nishimura, Z. Y. Xu, A. Jungclaus, Y. Shimizu, G. S. Simpson, P.-A. Söderström, H. Watanabe, F. Browne, P. Doornenbal, G. Gey, H. S. Jung, B. Meyer, T. Sumikama, J. Taprogge, Zs. Vajta, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **114**, 192501 (2015).
12. D. Atanasov, P. Ascher, P. Blaum, R. B. Cakirli, T. E. Cocolios, S. George, S. Goriely, F. Herfurth, H.-T. Janka, O. Just, M. Kowalska, S. Kreim, D. Kisler, Yu. A. Litvinov, D. Lunney, V. Manea, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **115**, 232501 (2015).
13. J. Taprogge, A. Jungclaus, H. Grawe, I. N. Borzov, S. Nishimura, P. Doornenbal, G. Lorusso, G. S. Simpson, P.-A. Söderström, T. Sumikama, Z. Y. Xu, H. Baba, F. Browne, N. Fukuda, R. Gernhäuser, G. Gey, *et al.*, Eur. Phys. J. A **52**, 347 (2016).
14. M. Hannawald, K.-L. Kratz, B. Pfeiffer, W. B. Walters, V. N. Fedoseyev, V. I. Mishin, W. F. Mueller, H. Shatz, J. Van Roosbroeck, U. Köster, V. Sebastian, and H. L. Ravn, Phys. Rev. C **62**, 054301 (2000).
15. M. Hannawald, V. N. Fedoseyev, U. Köster, K.-L. Kratz, V. I. Mishin, W. F. Mueller, H. L. Ravn, J. Van Roosbroeck, H. Shatz, V. Sebastian, and W. B. Walters, Nucl. Phys. A **688**, 578 (2001).
16. P. Hoff, P. Baymann, A. Huck, A. Knipper, G. Walter, G. Marguier, B. Fogelberg, A. Lindorff, H. Mach, M. Sanchez-Vega, R. B. E. Taylor, P. Van Duppen, A. Jokinen, M. Lindroos, M. Ramdhane, W. Kurcewicz, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 1020 (1996).
17. I. Dillmann, M. Hannawald, U. Köster, V. N. Fedoseyev, A. Wöhr, B. Pfeiffer, D. Fedorov, J. Shergur, L. Weissman, W. B. Walters, and K.-L. Kratz, Eur. Phys. J. A **13**, 281 (2002).
18. A. A. Sonzogni, Nucl. Data Sheets **103**, 1 (2004).
19. [www.nds.iaea.org/amdc/](http://www.nds.iaea.org/amdc/)
20. Hans A. Weidenmüller, Rev. Mod. Phys. **33**, 574 (1961).
21. О. Бор, Б. Моттelson, *Структура атомного ядра*, т. 1 (Мир, Москва, 1971) [A. Bohr and B. Mottelson, *Nuclear Structure*, Vol. 1 (Pergamon Press, W. A. Benjamin, Inc., New York, Amsterdam, 1969)].
22. Jack P. Davidson, Jr., Phys. Rev. **82**, 48 (1951).
23. Б. С. Дзепелов, Л. Н. Зырнова, Ю. П. Суслев, *Бета-процессы* (Наука, Ленинград, 1972).
24. Cenxi Yuan, Zhong Liu, Furong Xu, P. M. Walker, Zs. Podolyák, C. Xu, Z. Z. Ren, B. Ding, M. L. Liu, X. Y. Liu, H. S. Xu, Y. H. Zhang, X. H. Zhou, and W. Zuo, Phys. Lett. B **762**, 237 (2016).
25. A. Jungclaus, A. Gargano, H. Grawe, J. Taprogge, S. Nishimura, P. Doornenbal, G. Lorusso, Y. Shimizu, G. S. Simpson, P.-A. Söderström, T. Sumikama, Z. Y. Xu, H. Baba, F. Browne, N. Fukuda, R. Gernhäuser, *et al.*, Phys. Rev. C **93**, 041301(R) (2016).
26. [www.nndc.bnl.gov/nudat2/](http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/)
27. В. И. Исаков, Ю. И. Харитонов, С. А. Артамонов, Л. А. Слив, Препринт ЛИЯФ-276 (Ленинград, 1976), с. 45.
28. В. И. Исаков, ЯФ **78**, 759 (2015) [Phys. At. Nucl. **78**, 709 (2015)].
29. T. Kibédi, T. W. Burrows, M. B. Trzhaskovskaya, P. M. Davidson, and C. W. Nestor Jr., Nucl. Instrum. Methods A **589**, 202 (2008); [bricc.anu.edu.au](http://bricc.anu.edu.au)

## BETA-DECAY OF $^{134}\text{In}$ AND PROPERTIES OF ODD–ODD NEUTRON EXCESS $\text{In}$ ISOTOPES AT $N \geq 81$

V. I. Isakov

*National Research Centre “Kurchatov Institute” — Petersburg Nuclear Physics Institute,  
Gatchina, Russia*

Beta-decay of odd–odd neutron excess nucleus  $^{134}\text{In}$  that have anomalously long half-life is studied in details. Beta-decay  $^{131}\text{Cd} \rightarrow ^{131}\text{In}$  is used as a reference mark for definition of the necessary transition matrix element. In connection with this, the analysis of the multiplet splitting of the lowest neutron–proton configuration  $\{(\nu 2f_{7/2})^{n_{\text{odd}}}, (\pi 1g_{9/2})^{-1}\}$  is carried out for indium isotopes with  $83 \leq N \leq 89$ .