

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



25/vii-77
P6 - 10561

Г-874

2781/2-77

К.Я.Громов, Т.Крецу, В.В.Кузнецов, Г.Макарие

О β -РАСПАДЕ ^{137}Cs

1977

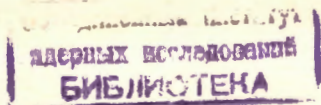
P6 - 10561

К.Я.Громов, Т.Крецу, В.В.Кузнецов, Г.Макарие*

О β -РАСПАДЕ ^{137}Cs

Направлено в "Известия АН СССР" /сер. физ./

*Политехнический институт, Бухарест



О β^- -распаде ^{137}Cs

При помощи безжелезного бета-спектрометра СТ-2 измерен β^- -спектр ^{137}Cs . Участок β^- -спектра 690-1060 кэВ, принадлежащий бета-переходу второго запрещения $7/2^+ \rightarrow 3/2^+$, аппроксимировался по программе "FUMILI" с включением фактора формы $S(E) \sim q^2 + \lambda^2 p$. Получено $\lambda^2 = (0,013 \pm 0,005)$. Граничные энергии и интенсивности компонентов β^- -спектра ^{137}Cs получены равными: $E_{\beta_1} = (1177 \pm 3)$ кэВ, $J_{\beta_1} = (6,4 \pm 0,5)\%$; $E_{\beta_2} = (513 \pm 2)$ кэВ и $J_{\beta_2} = (93,6 \pm 0,5)\%$. Получены значения $a_{\text{полн.}} = (0,114 \pm 0,003)$, $a_K = (0,093 \pm 0,003)$ и $J_K/J_{1,+M,\dots} = (43 \pm 0,1)$. Приведен теоретический обзор о факторе формы для бета-спектров второго запрещения $\Delta J = 2$, $\Delta \pi = +1$.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

On the β^- Decay of ^{137}Cs

The β^- spectrum of ^{137}Cs has been measured using the iron-free β spectrometer СТ-2. The β^- -spectrum part of 690-1060 keV, ascribed to the β^- -transition of the second forbiddenness $7/2^+ - 3/2^+$, has been approximated according to the programme "FUMILI" including the shape factor $S(E) \sim q^2 + \lambda^2 p$. The value has been obtained $\lambda^2 = (0.013 \pm 0.005)$. The end point energies and the intensities of the components of ^{137}Cs β^- spectrum have been found to be: $E_{\beta_1} = (1177 \pm 3)$ keV, $J_{\beta_1} = (6.4 \pm 0.5)\%$, $E_{\beta_2} = (513 \pm 2)$ keV and $J_{\beta_2} = (93.6 \pm 0.5)\%$. There have been obtained the values $a_{\text{tot.}} = (0.114 \pm 0.003)$, $a_K = (0.093 \pm 0.003)$ and $J_K/J_{1,+M,\dots} = (43 \pm 0.1)$. Theoretical review of the shape factor has been made for β^- spectra of the second forbiddenness $\Delta J = 2$, $\Delta \pi = +1$.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследованию бета-распада ^{137}Cs посвящено много работ /1/. Большой период полураспада - 30,174 года /2/ и простая схема распада ^{137}Cs /рис. 1/ позволяют использовать его в качестве эталона во многих спектроскопических исследованиях.

β^- -спектр ^{137}Cs состоит из двух компонентов. Компонент β_1 соответствует бета-переходу второго запрещения / $\Delta J = 2$, $\Delta \pi = +1$ /, компонент β_2 - уникальному бета-переходу первого запрещения / $\Delta J = 2$, $\Delta \pi = -1$ /. Переход с энергией 661,65 кэВ, разряжающий возбужденное состояние $11/2^-$ и идущий в основное состояние $3/2^-$ ^{137}Ba , является переходом типа M4.

При обработке измеряемого бета-спектра ^{137}Cs необходимо вводить факторы формы $S(E)$ для каждого составляющего бета-спектр компонента. При этом экспериментальное распределение бета-частиц аппроксимируется по формуле, приведенной, например, в работе /3/

$$\frac{N\delta}{E_p F(E, Z)} = C \cdot S(E) (E_0 - E)^2, \quad /1/$$

где C - нормировочный коэффициент.

Граничная энергия E_0 и параметры, характеризующие фактор формы $S(E)$, при обработке являются свободными параметрами. До сих пор в литературе /1/

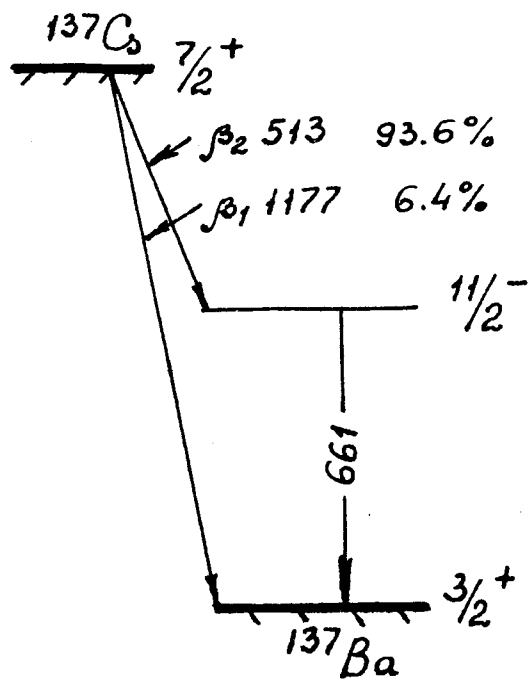


Рис. 1

имеются расхождения экспериментальных данных о факторе формы $S(E)$ для компонента бета-спектра β_1 ^{137}Cs , соответствующего бета-переходу второго запрещения $\Delta J = 2, \Delta \pi = +1/$.

2. О ТЕОРЕТИЧЕСКОМ ФАКТОРЕ ФОРМЫ БЕТА-СПЕКТРА $S(E)$ ДЛЯ БЕТА-ПЕРЕХОДОВ ТИПА $\Delta J = 2, \Delta \pi = +1/$, И $\Delta J = 2, \Delta \pi = -1/$

2.1. Фактор формы бета-спектра $S(E)$ для бета-переходов второго запрещения можно выразить через три матричных элемента ^{4,5/}, приведенных в табл. 1.

При этом пренебрегается членами, содержащими матричный элемент тензора третьего ранга $C_A \langle S_{ijk} \rangle$, поскольку они по существу не влияют на зависимость $S(E)$ от энергии.

Таблица 1
Ядерные матричные элементы для бета-переходов второго запрещения

Обозначения	Ядерные матричные элементы
ηx	$C_V \langle R_{ij} \rangle = -\left(\frac{8\pi}{15}\right)^{1/2} (2J_i + 1)^{-1/2} \langle J_f C_V T_{220} r^+ J_i \rangle$
ηu	$C_A \langle iT_{ij} \rangle = -\left(\frac{16\pi}{5}\right)^{1/2} (2J_i + 1)^{-1/2} \langle J_f C_A T_{221} r^+ J_i \rangle$
ηy	$C_V \langle iA_{ij} \rangle = -\left(\frac{16\pi}{3}\right)^{1/2} (2J_i + 1)^{-1/2} \langle J_f C_V \gamma_5 T_{211} r^+ J_i \rangle$

Фактор формы бета-спектра для такого типа бета-переходов можно получить в результате преобразования общих формул, например ^{6/},

$$S(E) \sim q^2 L_0 + 9\lambda^2 L_1 = q^2 + \lambda^2 p^2, \quad /2/$$

где

$$\lambda^2 = [((\Lambda - 1)x + u/2) / ((\Lambda - 2)x + u)]. \quad /3/$$

На основе гипотезы сохранения векторного тока ^{7/} получается отношение релятивистского матричного элемента $C_V \langle iA_{ij} \rangle$ и нерелятивистского $C_V \langle R_{ij} \rangle$

$$\Lambda = -\frac{y}{\xi x} = \frac{C_V \langle iA_{ij} \rangle}{\xi C_V \langle R_{ij} \rangle} = \lambda_0 + (E_0 - 2,5)/\xi, \quad /4/$$

где E_0 - максимальная энергия бета-частиц спектра, и

$$\xi = \alpha Z / 2R \quad /5/$$

a - постоянная тонкой структуры, Z и R - атомный номер и радиус ядра, соответственно. Для λ_0 существуют два теоретических выражения:

$$\lambda_0 = \begin{cases} 2,40 \text{ независимо от ядерного потенциала} /8/ \\ 3 - \epsilon_2, \text{ где } \epsilon_2 = \langle r^4 \rangle / R^2 \langle r^2 \rangle /9/. \end{cases} /6/$$

По модели оболочек с учетом j - j - взаимодействия ядер с нечетным массовым числом A получаются довольно простые формулы для нерелятивистских матричных элементов $C_V \langle R_{ij} \rangle$ и $C_A \langle iT_{ij} \rangle$, из которых можно получить отношение:

$$\frac{u}{x} = \frac{C_A \langle iT_{ij} \rangle}{C_V \langle R_{ij} \rangle} = \frac{C_A}{C_V} [j_n(j_n+1) - l_n(l_n+1) + l_p(l_p+1) - j_p(j_p+1)] /7/$$

Так как параметр λ^2 /формула /2// зависит от отношения последних двух матричных элементов к первому, приведенных в табл. 1, то можно положить для упрощения $x = 1$, и тогда из формулы /2/ получаем

$$\lambda^2 = [(\lambda - 1 + u^2) / (\lambda - 2 + u)]^2. /8/$$

В этом случае

$$\eta = C_V \langle R_{ij} \rangle. /9/$$

Значение η можно определить по экспериментальным данным о периоде полураспада $T_{1/2}$, граничной энергии E_0 и факторе формы бета-спектра $S(E)$ по формуле

$$\eta^2 = \frac{6289}{T_{1/2} f_C}, /10/$$

где

$$f_C = \int_1^{E_0} S(E) p(E) (E_0 - E)^2 F(E, Z) dE. /11/$$

В случае бета-перехода β_1 нейтрон состояния $2d_{3/2}$ ^{137}Cs переходит в протон состояния $1g_{7/2}$ ^{137}Ba и тогда из формулы /7/ получается

$$u = 2 \frac{C_A}{C_V}. /12/$$

В работе /11/ даны результаты расчетов параметра ϵ_2 /формула /6//

$$\epsilon_2 = \frac{\langle 1g_{7/2} | r^4 | 2d_{3/2} \rangle}{R^2 \langle 1g_{7/2} | r^2 | 2d_{3/2} \rangle}. /13/$$

Расчеты выполнены при использовании волновых функций как для потенциала гармонического осциллятора /ГО/, так и для потенциала Саксона-Вудса /С-В/:

$$\begin{aligned} \epsilon_2(\text{Г.О.}) &= 1,12 & \Lambda(\text{Г.О.}) &= 1,94 \\ \epsilon_2(\text{С.-В.}) &= 1,14 & \Lambda(\text{С.-В.}) &= 1,92. \end{aligned} /14/$$

Для определения параметра λ^2 /формула /8// необходимо дополнительно знать отношение коэффициентов C_A и C_V , определяющее долю аксиально-векторного и векторного взаимодействия при бета-распаде.

В работе /11/ при расчетах принято $C_A/C_V = -1,24$, а в работе /12/ по большому числу существующих экспериментальных данных это соотношение получено равным $-1,262 \pm 0,008/$.

Используя вышеуказанные значения Λ /формулы /4/, /6/, /14// и C_A/C_V , получаем значения для λ^2 /табл. 2/ по формуле /8/.

Экспериментальное определение параметра λ^2 имеет большое значение для проверки вышеизложенных теоретических представлений.

По экспериментальному значению λ^2 методом минимизации χ^2 можно определить оптимальные значения

Таблица 2
Расчетные значения параметра λ^2

λ	C_A/C_V	u	λ^2
2,46	-1,24	-2,48	0,0118
1,94	-1,24	-2,48	0,0139
1,92	-1,24	-2,48	0,0156
2,46	-1,262	-2,524	0,0092
1,94	-1,262	-2,524	0,0155
1,92	-1,262	-2,524	0,0172

параметров λ и u /11/ и по формулам /10/ и /11/ - получить экспериментальные значения матричных элементов /табл. 1/.

2.2. Для уникальных бета-переходов первого запрещения $\Delta J = 2$, $\Delta \pi = -1$ / фактор формы бета-спектра $S(E)$ определяется однозначно, так как в нем содержится в основном только один матричный элемент. Теоретическое выражение фактора формы бета-спектра $S(E)$ для уникальных бета-переходов первого запрещения записывается следующим образом /6/

$$S(E) = q^2 + 9L_1/L_0 \quad /15/$$

Функции L_0 и L_1 рассчитаны и сведены в таблицах работы /3/. Так как $L_1 = p^2/(3!)^2$ и $L_0 \approx 1$, то выражение /15/ записывается обычно в виде

$$S(E) = q^2 + p^2 \quad /16/$$

Исследования бета-спектров для ряда уникальных бета-переходов первого запрещения /13/ показали, что не наблюдается заметного отклонения экспериментального фактора формы от теоретического /формула /15//.

3. УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

3.1. Метод измерений и обработка бета-спектра

Источник ^{137}Cs был приготовлен при помощи электромагнитного масс-сепаратора /14/ - ионы ^{137}Cs внедрялись в алюминиевую фольгу толщиной 4,86 мг/см². Глубина внедрения при ускоряющем напряжении 20 кВ составила не более 15 мкг/см^{2/15/}. Размеры полученного таким образом источника составляли 3 x 2 мм². Бета-спектр ^{137}Cs исследовался при помощи безжелезного бета-спектра с тороидальным магнитным полем /16/ при максимальной трансмиссии $T \approx 20\%$ и разрешающей способности $R = 1,1\%$. При исследовании формы бета-спектров важно обращать внимание на факторы, которые могут привести к искажению измеренного спектра /17,18/. Из проведенных нами методических исследований /19/ следует, что искажения могут быть обусловлены в основном фоновыми условиями и функцией отклика спектрометра. Поэтому при обработке β_1 компонента нами взят участок бета-спектра в области энергий 690-1060 кэВ, чтобы обеспечить соотношение чисел счета импульсов к фону > 5 . Интенсивность источника была $\sim 20 \mu\text{Ci}$ /. Фоновое распределение под спектром учитывалось согласно работе /19/.

Поправки на форму линии - $C_0(E)^{20/}$ зависят как от реальной функции отклика спектрометра, так и от фактора формы спектра $S(E)$. На рис. 2 показаны рассчитанные нами поправки $C_0(E)$ для двух крайних экспериментальных значений параметра λ^2 . Как видно из рис. 2, для выбранного нами участка спектра, принадлежащего бета-переходу β_1 , зависимости поправок $C_0(E)$ от энергии одинаковы. Используемый метод обработки бета-спектров описан нами в работе /21/. В случае обработки спектра, соответствующего бета-переходу β_1 , экспериментальное распределение аппроксимировалось с помощью подпрограммы "FUMILI" /22/ по формуле /1/, при этом параметр λ^2 /формула /2// и значение граничной энергии E_{01} принимались свободными. После вычитания компонента β_1 из измеренного

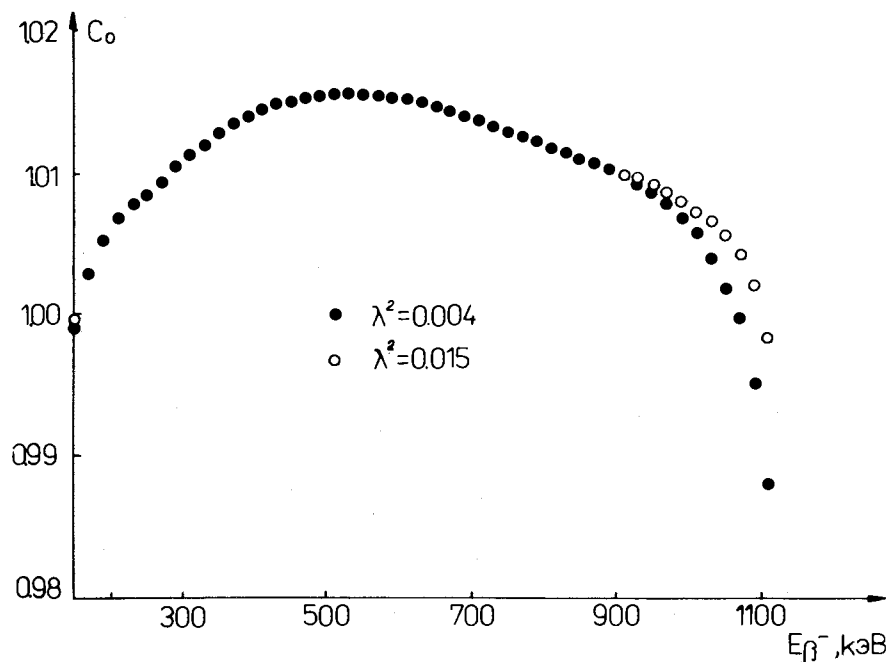


Рис. 2

экспериментального спектра определялись интенсивность J_{β_2} и граничная энергия E_{02} компонента β_2 , при этом в формулу /1/ вводился фактор формы $S(E)$, имеющий вид /15/. По полученной интенсивности J_{β_2} бета-перехода β_2 и интенсивности конверсионных электронов $J_{K+L+M+\dots}$ перехода с энергией 661 кэВ определялось значение коэффициента внутренней конверсии $\alpha_{\text{полн}}$.

Из экспериментального отношения $J_{K+L+M+\dots}$ и значения $\alpha_{\text{полн}}$ определена величина α_K .

3.2. Экспериментальные результаты

Полученное нами значение параметра λ^2 и литературные данные приведены в табл. 3. На рис. 3а показан график Ферми-Кюри для β_1 компонента бета-спектра, получаемый при $S(E) = \text{const}$.

Таблица 3
Значение параметра λ^2

λ^2	Работа	Год
0,0085	/23/	1951
0,0030	/24/	1958
0,0150±0,0040	/25/	1964
0,0040±0,0020	/26/	1966
0,0034±0,0006	/27/	1969
0,0042±0,0006		
0,0130±0,0050	наст. работа	

После аппроксимирования экспериментального распределения по формулам /1/ и /2/ получено значение параметра λ^2 и значение граничной энергии E_{01} . На рис. 3б показан график Ферми-Кюри, полученный с учетом фактора формы $S(E)$. В табл. 4 сведены полученные значения граничных энергий E_{01} , E_{02} и интенсивности J_{β_1} , J_{β_2} бета-переходов β_1 и β_2 при распаде ^{137}Cs .

Таблица 4

Значения граничных энергий составляющих компонентов бета-спектра E_{01} , E_{02} и интенсивности J_{β_1} , J_{β_2} бета-переходов при распаде ^{137}Cs

$\beta_1 (7/2^+ \rightarrow 3/2^+)$		$\beta_2 (7/2^+ \rightarrow 11/2^-)$		работа
E_{01} , кэВ	J_{β_1} %	E_{02} , кэВ	J_{β_2} %	
1176±1	6,0±0,5	514±1	94,0±0,5	/26/
-	-	511,63± ±0,84	-	/28/
-	5,4±0,3	-	-	/29/
1177±3	6,4±0,5	513±2	93,6±0,5	настоящая работа

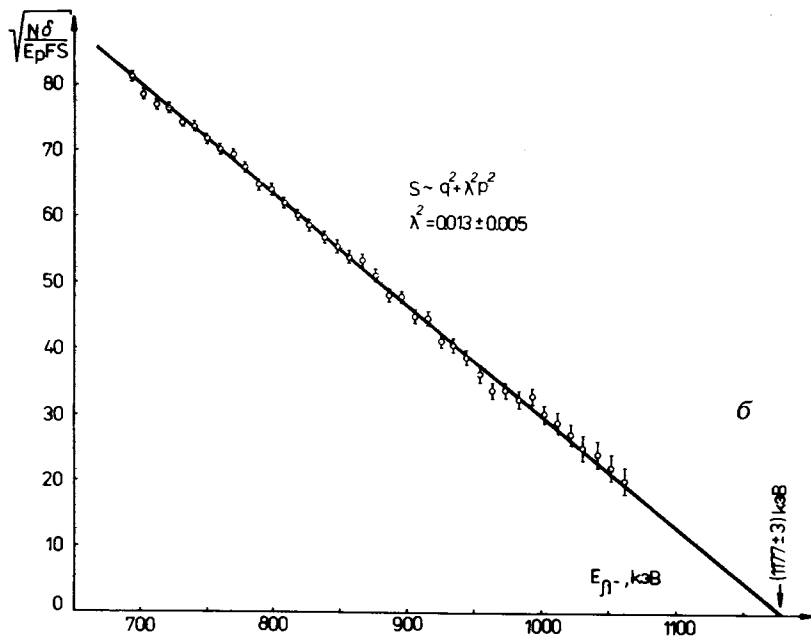
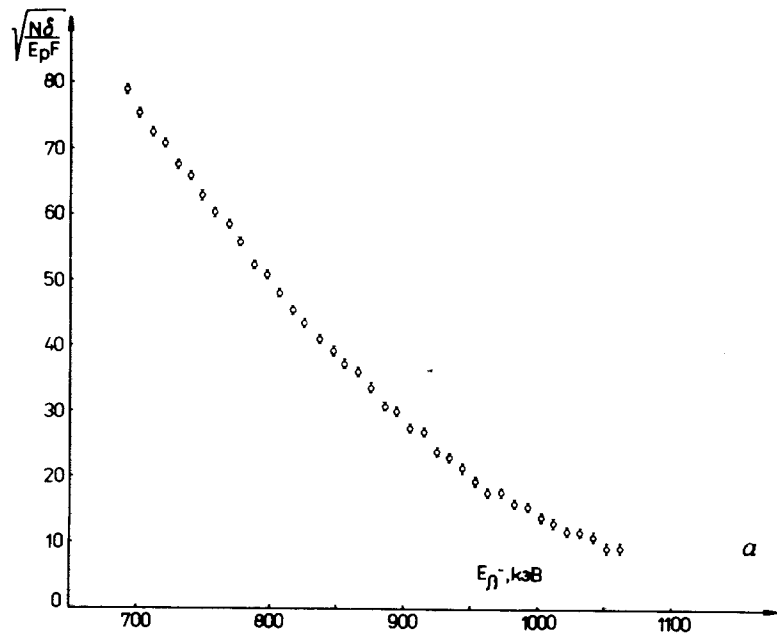


Рис. 3

Таблица 5

Экспериментальные значения $J_K/J_{L+M+...}$, $\alpha_{\text{полн.}}$, α_K

$J_K/J_{L+M+...}$	$\alpha_{\text{полн.}}$	α_K	Работа
4,5	$0,123 \pm 0,009^*$	$0,101 \pm 0,007$	/26/
	$0,113 \pm 0,009^*$	$0,093 \pm 0,007$	
$4,41 \pm 0,04$	$0,1124 \pm 0,0006^*$	$0,0916 \pm 0,0004$	/29/
-	$0,1100 \pm 0,0011$	$0,0894 \pm 0,0010$	/30/
$4,3 \pm 0,1$	$0,114 \pm 0,003$	$0,093 \pm 0,003$	наст. работа

*Значения, рассчитанные нами по α_K и $J_K/J_{L+M+...}$ из соответствующих работ.

Определенные значения коэффициентов внутренней конверсии $\alpha_{\text{полн.}}$ и α_K и отношение $J_K/J_{L+M+N+...}$ показаны в табл. 5, где приведены результаты работ /26, 29, 30/.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Определенные нами значения граничных энергий и интенсивности бета-переходов при распаде ^{137}Cs хорошо согласуются с литературными данными /25, 26, 28/.

Наблюдается также согласие значений $\alpha_{\text{полн.}}$ и α_K в пределах экспериментальных ошибок с данными работ /26, 29, 30/ и с величиной $\alpha_K^{\text{теор.}} = 0,0915$ для M4 перехода 661 кэВ в ^{137}Ba /31/.

Следует заметить, что полученное нами значение λ^2 в пределах ошибок согласуется только с двумя из шести известных экспериментальных λ^2 . Однако полученное нами значение λ^2 хорошо согласуется с рассчитанными λ^2 /табл. 2/ на основе соответствующих теоретических представлений, как по значениям Λ на основе гипотезы сохранения векторного тока /формулы /4/, /6//, так и по отношению нерелятивистских матричных элементов на основе одночастичной модели /формула /7//.

Анализ по изложенным в п. 2.1 формулам с использованием полученного нами значения λ^2 приводит к тем же выводам, что и в работе /10/, в которой исходное значение λ^2 взято из работы /25/. Анализ, проведенный в работе /11/ с использованием λ^2 из работы /27/ табл. 3/, не приводит к полному согласию по Λ и u .

Авторы приносят искреннюю благодарность Н.А. Лебедеву и И.И. Громовой за изготовление источника ^{137}Cs , Ц. Вылову и В.Г. Калининкову - за интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bunting R.L. Nucl. Data Sheets, 1975, v. 15, No. 3, p. 335.
2. Dietz L.A., Pachucki C.F. J. Inorg. Nucl. Chem., 1973, 35, p. 1769.
3. Джеленов Б.С., Зырянова Л.Н., Суслов Ю.П. В кн.: "Бета-процессы", Л., "Наука", 1972.
4. Behrens H., Janecke J. Landolt Bernstein. Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, New Series, Group I, v. 4, Numerical Tables for β -Decay and Electron Capture (Springer Verlag, Berlin), 1969.
5. Behrens H., Buhring W. Nucl. Phys., 1971, A162, p. 111.
6. Конопинский Е., Роуз М. В кн.: "Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия", под редакцией К. Зигбана. М., Атомиздат, 1969, вып. 4, гл. 23.
7. Feynman R.P., Gell-Mann M. Phys. Rev., 1958, 109, p. 193.
8. Fujita J.-I. Progr. Theor. Phys., 1962, 28, p. 328.
9. Hocquenghem J.C., Berthier J. Nucl. Phys., 1968, A115, p. 661.
10. Lipnik P., Sunier J.W. Phys. Rev., 1966, 145, p. 746.
11. Szybisz L. Z. Phys., 1974, 269, p. 139.
12. Paul H. Nucl. Phys., 1970, A154, p. 160.
13. Narasimha Rao C., Mallikharjuna Rao B., Mallikharjuna Rao P., Venkata Reddy K. Phys. Rev., 1975, C11, p. 1735.
14. Афанасьев В.П. и др. ОИЯИ, 13-4763, Дубна, 1969.
15. Жук В. и др. ОИЯИ, 6-10058, Дубна, 1976.
16. Гасиор М. и др. ОИЯИ, Д6-7094, Дубна, 1973, с. 167.
17. Paul. H. Nucl. Instr. and Meth., 1965, 37, p. 109.
18. Nagarajan T., Venkata Reddy K. Nucl. Instr. and Meth., 1970, 80, p. 217.
19. Громов К.Я. и др. ОИЯИ, Р13-10611, Дубна, 1977.
20. Горожанкин В.М. и др. ОИЯИ, Р6-10239, Дубна, 1976.
21. Крецу Т. и др. ОИЯИ, Р6-10183, Дубна, 1976.
22. Силин И.Н. ОИЯИ, 11-3362, Дубна, 1967.
23. Langer L.M., Moffat R.D. Phys. Rev., 1951, 82, p. 635.
24. Yamazaki T., Ikegami H., Sakai M. J. Phys. Soc. Jap., 1958, 13, p. 1080.
25. Daniel H., Schmitt H. Z. Phys., 1964, 168, p. 292.
26. Hsue S.T., Langer L.M., Tang S.M. Nucl. Phys., 1966, 86, p. 47.
27. Schneuwly H., Schellenberg L., Huber O., Lindt W. Helv. Phys. Acta, 1969, 42, p. 743.
28. Wolfson J.L., Collier A.J. Nucl. Phys., 1968, A112, p. 156.
29. Hansen H.H., Lowenthal G., Spornol A., van der Eijk W., Vantinbrouckx R. Z. Phys., 1969, 218, p. 25.
30. Merrit J.S., Taylor J.G.V. Anal. Chem., 1965, 37, p. 351.
31. Hamilton J.H. In: The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy. Ed. W.D. Hamilton, North-Holland Publishing Company. Amsterdam-Oxford (American Elsevier Publishing Company Inc., New York, Chapter II, 1975).

Рукопись поступила в издательский отдел
1 апреля 1977 года.