

5200

ЭКС. ЧИТ. ЭЗЛР

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P6 - 5200



Р. Бабаджанов, В.А. Морозов, Т.М. Муминов ,
В.И. Разов , А.Б. Халикулов

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ВРЕМЕНА ЖИЗНИ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ
В СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ ^{139}La , ^{135}La , ^{133}La

1970

P6 - 5200

Р. Бабаджанов*, В.А. Морозов, Т.М. Муминов**,
В.И. Разов***, А.Б. Халикулов**

ВРЕМЕНА ЖИЗНИ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ
В СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ ^{139}La , ^{135}La , ^{133}La

О И И
ЗИБЛИОТЕКА

-
- * Ташкентский государственный университет.
 - ** Самаркандский государственный университет.
 - *** Дальневосточный государственный университет.

Изучение переходов, запрещенных по тем или иным квантовым числам, характеризующим данную модель, позволяет выяснить физические факторы, которые ответственны за нарушение запретов. Поэтому экспериментальное определение вероятностей запрещенных переходов служит эффективным средством исследования структуры ядра. Примером запрещенных переходов в сферических ядрах являются магнитные дипольные переходы, запрещенные по орбитальному квантовому числу l .

В настоящей работе измерены времена жизни нижних возбужденных уровней в сферических ядрах ^{139}La ; ^{135}La и ^{133}La .

Сведения о временах жизни уровней 119,4 кэВ в ^{135}La и 97 кэВ в ^{133}La получены впервые в данной работе.

1. Аппаратура

Измерения времен жизни уровней 119,4 кэВ в ^{135}La , 97 и 130,7 кэВ в ^{133}La проводились на установке $e-\gamma$ -совпадений^{/1/}. Временное разрешение установки, измеренное с помощью источника ^{60}Co , было не хуже $2\tau_0 = 1,2$ нсек. Энергетическое разрешение магнитного β -спектрометра составляло примерно $R = 2\%$ при светосиле $T \approx 3,5\%$.

Время жизни уровня 165,8 кэВ в ядре ^{139}La было установлено при помощи временной установки, работающей в режиме $\gamma-\gamma$ -совпадений^{/2/}. При этом в качестве сцинтилляторов применялись кристаллы стильбена (для регистрации КХ-лучей) и пластический сцинтиллятор (для регистрации электронов). Для выделенных энергетических диапазонов излучений временное разрешение установки было равно $2\tau_0 = 2,4$ нсек.

2. Получение радиоактивных источников

Исследования времен жизни возбужденных состояний в ядрах лантана проводились при распаде радиоактивных изотопов церия.

Используемые препараты были получены в результате реакции глубокого расщепления гадолиния при облучении его протонами с энергией $E_p = 660$ Мэв на синхротронном ускорителе ОИЯИ. Время облучения гадолиниевых мишеней в разных опытах составляло 0,5-4 часа. Выделение церия из продуктов расщепления гадолиния производилось методом хроматографического разделения/3/.

Время жизни уровня 165,8 кэв в ядре ^{139}La измерялось с использованием моноизотопа ^{139}Ce (^{139}Ce 140 дн., ^{139}La).

3. Измерение времени жизни уровня с энергией

165,8 кэв в ядре ^{139}La

При распаде ^{139}Ce возбуждается только один уровень ^{139}La со спином $I_\pi = 5/2^+$ и энергией 165,8 кэв/4/. Этот уровень разряжается переходом мультипольности $M1 + E2$ на основное состояние ^{139}La , спин которого $I_\pi = 7/2^+$.

Данные о времени жизни уровня с энергией 165,8 кэв в ядре ^{139}La содержат многие работы/5-11/. Наши результаты хорошо совпадают с наиболее точными данными работ/9-11/.

Время жизни уровня 165,8 кэв в ядре ^{139}La было измерено в совпадениях КХ -лучей, возникающих при распаде ^{139}Ce , с (К + L + M + ...) конверсионными электронами перехода с энергией 165,8 кэв в ядре ^{139}La . Кривая распада уровня с энергией 165,8 кэв в ядре ^{139}La представлена на рис. 1. На основе данных о смеси мультипольностей $M1$ - и $E2$ -перехода с энергией 165,8 кэв в ядре ^{139}La /11/ было определено значение квадрата матричного элемента для $M1$ -перехода и значения экспериментальных приведенных вероятностей относительно одночастичных оценок для $M1$ - и $E2$ -переходов. Эти результаты приведены в табл. 1.

4. Измерения времени жизни уровня с энергией

119,4 кэв в ядре ^{135}La

Наиболее полная схема распада ^{135}Ce предложена в работе Абдул-Малека и Неймана/12/. Нижний возбужденный уровень с энергией 119,4 кэв и со спином $I_\pi = 7/2^+$ в ядре ^{135}La разряжается на основное состояние ^{135}La с $I_\pi = 5/2^+$ прямым переходом мультипольности типа $M1 + E2$.

Измерения времени жизни уровня с энергией 119,4 кэв в ядре ^{135}La проводились после 30-часовой выдержки источника радиоактивных изотопов церия с тем, чтобы к началу измерений изотопы ^{133}Ce ($T_{1/2} = 97$ мин), ^{133m}Ce ($T_{1/2} = 5,4$ часа) и ^{132}Ce ($T_{1/2} = 4,5$ часа), обуславливающие значительную часть активности источника, распались.

Время жизни уровня 119,4 кэв в ядре ^{135}La было измерено в совпадениях (L - 119,4 кэв) (E γ = 350+900 кэв).

Выбор конверсионных электронов L -119,4 кэв обусловлен тем, что конверсионные электроны K -119,4 кэв ^{135}Ce плохо различаются от соседних линий конверсионных электронов L - 86,8 кэв и L - 88,0 кэв ^{135}Ce . Конверсионные электроны L - 119,4 кэв (E $_e$ = 113,2 кэв) ^{135}Ce относительно хорошо отделяются от линии конверсионных электронов L - 177,9 кэв (E $_e$ = 111,7 кэв) ^{135}Ce . Вклад этих конверсионных электронов в районе линии L -119,4 кэв ^{135}Ce не превышал 5%.

Измеренная кривая распада состояния 119,4 кэв в ядре ^{135}La представлена на рис. 2.

По известному значению $\delta^2 = (0,136 \pm 0,025)$ для перехода 119,4 кэв в ядре ^{135}La /13/ определены экспериментальные значения квадрата матричного элемента $M^2_{\text{эксп.}}(M1)$, парциальные периоды полураспада $T_{1/2}^{\text{эксп.}}(M1)$ и $T_{1/2}^{\text{эксп.}}(E2)$. В табл. 1 приведены значения этих величин.

5. Измерения времени жизни уровней с энергией

97 и 130,7 кэВ в ядре ^{133}La

Наиболее полная схема возбужденных состояний ^{133}La предложена в работе Гершель/14/. Уровни с энергией 97 и 130,7 кэВ ^{133}La возбуждаются при распаде изомерного и основного состояния $^{133+133m}\text{Ce}$. Основное состояние ^{133}La имеет квантовые характеристики $I\pi = 5/2^+$. Возбужденным состояниям ^{133}La с энергией 97 и 130,7 кэВ приспаны квантовые характеристики $I\pi = 7/2^+$ и $I\pi = 3/2^+$ соответственно. Рассматриваемые уровни разряжаются на основное состояние ^{133}La прямыми переходами мультипольности типа $M1+E2$.

Период полураспада уровня 130,7 кэВ в ^{133}La определен в работе Абу-Лейла и др./15/: $T_{1/2} = (0,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-9}$ сек. Наши измерения позволили уточнить значение периода полураспада этого состояния.

Определение времени жизни уровней с энергией 97 и 130,7 кэВ в ядре ^{133}La проводилось сразу же после химического выделения препарата церия (примерно через 1,5 часа после конца облучения).

Активность источника в основном была обусловлена распадом изотопов церия с $A = 132, 133$ и 135 .

Время жизни уровня с энергией 97 кэВ в ^{133}La измерялось в совпадениях (К -97 кэВ) ($E_{\nu} = 300 \pm 900$ кэВ) ^{133}La . Результаты этих измерений, представленные на рис. 3, позволили оценить верхний предел периода полураспада уровня с энергией 97 кэВ в ^{133}La .

Время жизни уровня 130,7 кэВ в ядре ^{133}La было определено в совпадениях конверсионных электронов К -130,7 кэВ ($E_{\nu} = 91,8$ кэВ) + L + L -97 кэВ ($E_{\nu} = 91,8$ кэВ) ^{133}Ce с γ -лучами, выделяемыми в диапазоне от 300 до 800 кэВ. Кривая задержанных совпадений (К -130,7 кэВ + L -97 кэВ) (γ) ^{133}La представлена на рис. 4. Из того, что значение периода полураспада уровня 97 кэВ мало ($T_{1/2} \leq 10^{-10}$ сек), следует, что экспоненциальная часть кривой задержанных совпадений обусловлена временем жизни уровня 130,7 кэВ в ^{133}La .

Как отмечалось выше, уровню с энергией 97 кэВ в схеме распада $^{133+133m}\text{Ce}$ /14/ приспано значение спина $I\pi = 7/2^+$. Тогда в соответствии с оболочечной моделью следовало бы ожидать, что $M1$ -переход

с этого состояния на основное состояние ^{133}La будет запрещен по орбитальному квантовому числу l ($g7/2 \rightarrow d5/2$). Однако значение фактора замедления $F_{\text{зам.}}(M1) \leq 30$ для этого перехода противоречит такому предположению.

Следовательно, уровень с энергией 97 кэВ в ^{133}La не может иметь квантовых характеристик $I\pi = 7/2^+$. По-видимому, спин этого состояния равен $I\pi = 3/2^+$ и переход с этого состояния - типа $P(d3/2 \rightarrow d5/2)$. В этом случае учёт статистического фактора дает следующее значение фактора замедления: $F_{\text{зам.}}(M1) < 21$.

С другой стороны, в работе/14/ уровню с энергией 130,7 кэВ в ядре ^{133}La приспаны квантовые характеристики $I\pi = 3/2^+$. Тогда в соответствии с оболочечной моделью $M1$ -переход с уровня 130,7 кэВ на основное состояние ^{133}La должен быть разрешенным переходом типа $P(d3/2 \rightarrow d5/2)$.

Этому предположению противоречит большая величина фактора замедления $F_{\text{зам.}}(M1) = 160$ для $M1$ -перехода с энергией 130,7 кэВ. Такие значения факторов замедления для данной области ядер характерны для переходов, запрещенных по квантовому числу l типа $P(g7/2 \rightarrow d5/2)$.

В соответствии с моделью оболочек спин рассматриваемого уровня должен иметь значение $I\pi = 7/2^+$. При таком спине значения фактора замедления $F_{\text{зам.}}(M1) = 225$ и матричного элемента $M_{\text{эксп.}}(M1) = 0,32$ для $M1$ -перехода хорошо укладываются в систематику l -запрещенных переходов типа $P(g7/2 \rightarrow d5/2)$. (Величина $\delta^2 = E2/M1 = 0,0262$ была определена по данным о структуре L-линий перехода 130,7 кэВ/16/).

Экспериментальные результаты приведены в табл. 1.

Обсуждение экспериментальных результатов

В результате проведенных выше исследований установлено, что переходы с энергией 165,8 кэВ в ^{139}La , 119,4 кэВ в ^{135}La и 130,7 кэВ в ^{133}La являются запрещенными по орбитальному квантовому числу l магнитными дипольными переходами типа $P(g7/2 \rightarrow d5/2)$. Тем самым были подтверждены значения квантовых характеристик основных и нижних возбужденных состояний в ядрах ^{139}La и ^{135}La . Для уровня 130,7 кэВ в ядре ^{133}La установлено значение спина $I\pi = 7/2^+$.

В табл. 1 сравниваются экспериментальные и одночастичные значения вероятностей $M1$ - и $E2$ -переходов типа $P(g7/2 \rightarrow d5/2)$ в ядрах лантана, а также экспериментальные значения квадрата матричных элементов $M1$ -переходов в этих ядрах.

В табл. 1 приведены также результаты расчётов квадратов матричных элементов по схеме Арима и др./17/, учитывающей примеси различных конфигураций к рассматриваемым состояниям.

Исследованные переходы могут рассматриваться как одночастичные только в первом приближении. Как видно из табл. 1, значения факторов запрета для протонных $M1$ -переходов типа $P(g7/2 \rightarrow d5/2)$ в ядрах La меняются в пределах от 200 до 650, причём характер этого изменения более или менее регулярен: факторы замедления $M1$ -переходов уменьшаются по мере удаления ядер от заполненной нейтронной оболочки с $N=82$. Для распределения матричных элементов рассматриваемых переходов характерен минимум для "магического" по числу нейтронов ядра $^{139}_{57}La_{82}$.

Аналогичная тенденция наблюдается при рассмотрении факторов ускорения примеси $E2$ -переходов в исследуемых ядрах La . Наименьшее значение фактора ускорения наблюдается у ядра $^{139}_{57}La_{82}$. Факторы ускорения увеличиваются по мере удаления ядер от ядра ^{139}La с заполненной нейтронной оболочкой с $N=82$.

Такая же закономерность наблюдалась и в нечётных и нечётно-нечётных ядрах Pg /18/.

Наблюдаемый характер изменения факторов замедления и квадратов матричных элементов рассматриваемых ℓ -запрещенных $M1$ -переходов можно объяснить, исходя из самого общего предположения о том, что поскольку движение нуклонов в ядре в действительности не является независимым, то орбитальный момент является интегралом движения лишь в грубом приближении, и чем ближе число нуклонов в ядре к "магическому", тем лучшим квантовым числом является величина ℓ . С этой точки зрения значения матричных элементов должны были бы увеличиваться, а значения факторов замедления $M1$ -переходов уменьшаться по мере удаления числа нуклонов от магических чисел.

В рассматриваемых переходах сильным фактором в снятии ℓ -запрета по-видимому, является короткодействующее двухчастичное взаимодействие, приводящее к смешиванию конфигураций.

Литература

1. В.А. Морозов, Т.М. Муминов. Препринт ОИЯИ, 13-4625, Дубна, 1969.
2. Р. Бабаджанов, В.А. Морозов, В.И. Разов. Препринт ОИЯИ, 13-4407, Дубна, 1969.
3. Ф. Молнар, Н.А. Лебедев. Препринт ОИЯИ, 6-3955, Дубна, 1968.
4. C.M. Lederer, J.M. Hollander, I. Perlman. Table of Isotopes, sixth edition, 1968.
5. H. de-Waard, T. Gerholm. Nucl.Phys., 1, 281 (1956).
6. G.T. Eman. Quoted in Nucl. Data Sheets, 1954.
7. J. Jastrebski. J. Phys.Radium, 21, 12 (1960).
8. W.H. Kelley, G.B. Beard, W.B. Chaffee, J.M. Conser. Nucl.Phys., 19, 79 (1960).
9. Е.Е. Берлович, G.M. Bukar, Y.K. Gusev, V.V. Il'in, V.V. Nikitin, M.K. Nikitin. Phys.Lett., 2, 344 (1962).
10. Р.Б. Бекжанов, Д.А. Гладышев, X.M. Садыков, К.Т. Тешабаев. ЯФ, 4, вып. 6, 1097 (1966).
11. J.S. Geiger, R.L. Grahman, I. Bergstrom, E. Brown. Nucl.Phys., 68, 352 (1965).
12. A. Abdul-Malek, R.A. Nauman. Phys.Rev., 166, 1194 (1968).
13. Е.П. Григорьев, Б.С. Джелепов, Ю.С. Егоров, А.В. Золотавин, В.О. Сергеев, М.И. Совцев, И.Ф. Учеваткин. Препринт ОИЯИ, 1915, Дубна, 1964.
14. C. Gerschel. Nucl.Phys., A108, 333 (1968).
15. H. Abou-Leila, C. Gerschel, P. Nils. Compt.reand, 265, 1131 (1967).
16. А.А. Абдумаликов, А.А. Абдуразаков, К.Я. Громов, Н.А. Лебедев. Препринт ОИЯИ, P-2236, Дубна, 1965.
17. A. Arima, H. Horie, M. Sano. Progr.Theor.Phys., 12, 623 (1957).
18. Т. Бэдикэ, В.А. Морозов, Т.М. Муминов. Сообщения на Международном симпозиуме по структуре ядра, Дубна, 1968.
19. Э.Е. Берлович. В сб. "Структура ядра", изд. ФАН, Ташкент, 1969.

Рукопись поступила в издательский отдел

23 июня 1970 года.

Таблица 1

Периоды полураспада, вероятности M1 - и E2 -переходов относительно одночастичных значений по Мюшковскому и квадраты матричных элементов $\langle \dots \rangle$ -запрещенных M1 -переходов в нечетных ядрах ^{139}La

Ядро	E ур., кэв	$I_{\pi}^{\pi} - I_{\pi}^{\pi}$	$T_{1/2}$ экс., 10^{-9} сек.	$\rho^2(M1)$ сек.	F зам.(M1)	F уск.(E2)	$\mu(M1)$ экс.	$\mu^2(M1)$	Тип перех.	Протоновая конфигурация конечного состояния
$^{139}\text{La}_{57} 82$	165,8	$5/2^+ \rightarrow 7/2^+$	$1,47 \pm 0,06$	$2,8 \cdot 10^{-9}$	635	5,5	0,116	0,114	μ	$(g7/2)^3 (d5/2)^4$
$^{137}\text{La}_{80} / 19/ 80$	10,0	$5/2^+ \rightarrow 7/2^+$		$1,15 \cdot 10^{-5}$	570	-	0,125	0,134	μ	$(g7/2)^3 (d5/2)^5$
$^{135}\text{La}_{57} 78$	119,4	$7/2^+ \rightarrow 5/2^+$	$1,54 \pm 0,15$	$4,2 \cdot 10^{-9}$	266	14,7	0,26	0,202	μ	$(g7/2)^2 (d5/2)^5$
$^{133}\text{La}_{57} 76$	130,7	$7/2^+ \rightarrow 5/2^+$	$1,19 \pm 0,20$	$2,7 \cdot 10^{-9}$	225	22	0,32	0,205	μ	$(g7/2)^2 (d5/2)^5$

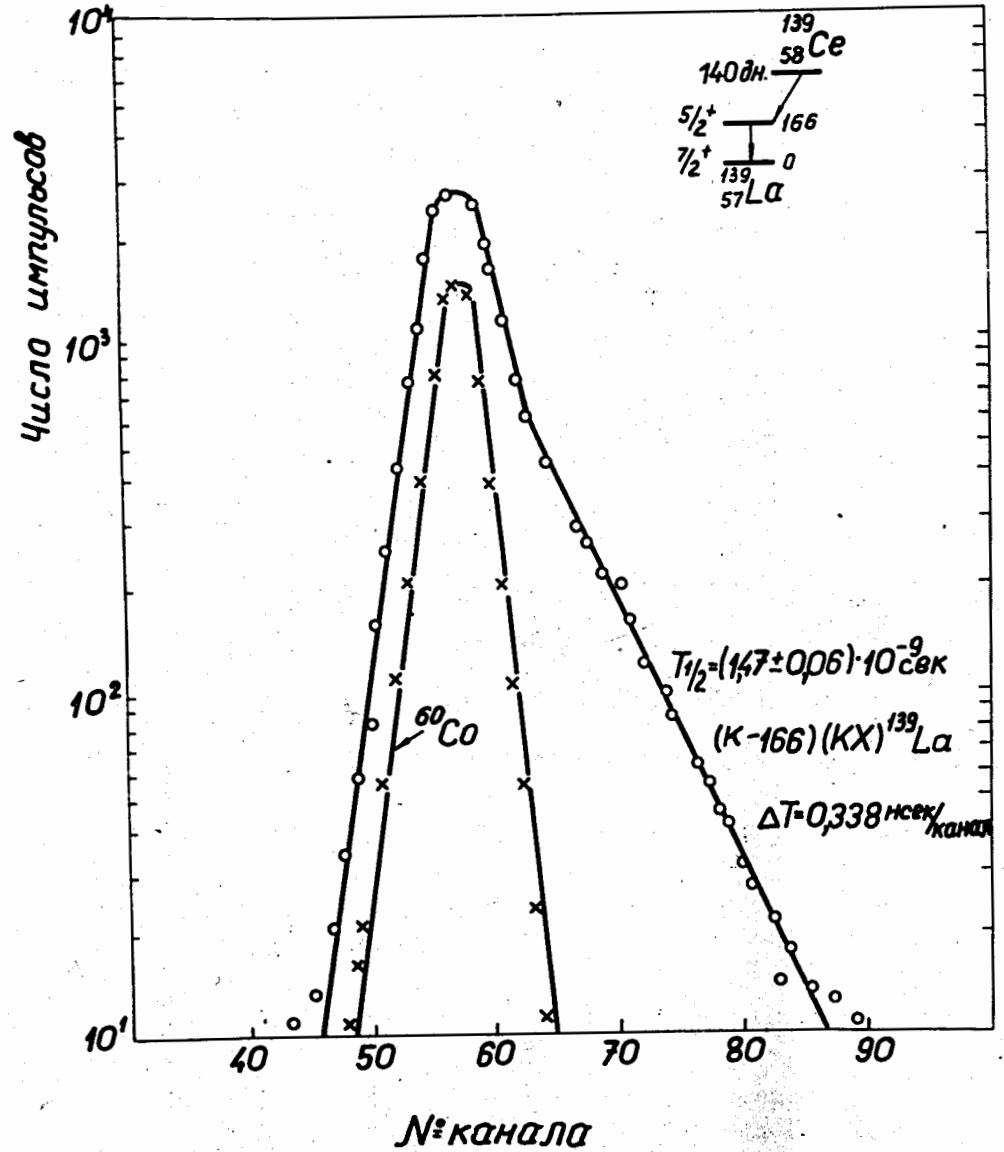


Рис. 1. Кривая распада уровня 165,8 кэв в ядре ^{139}La .

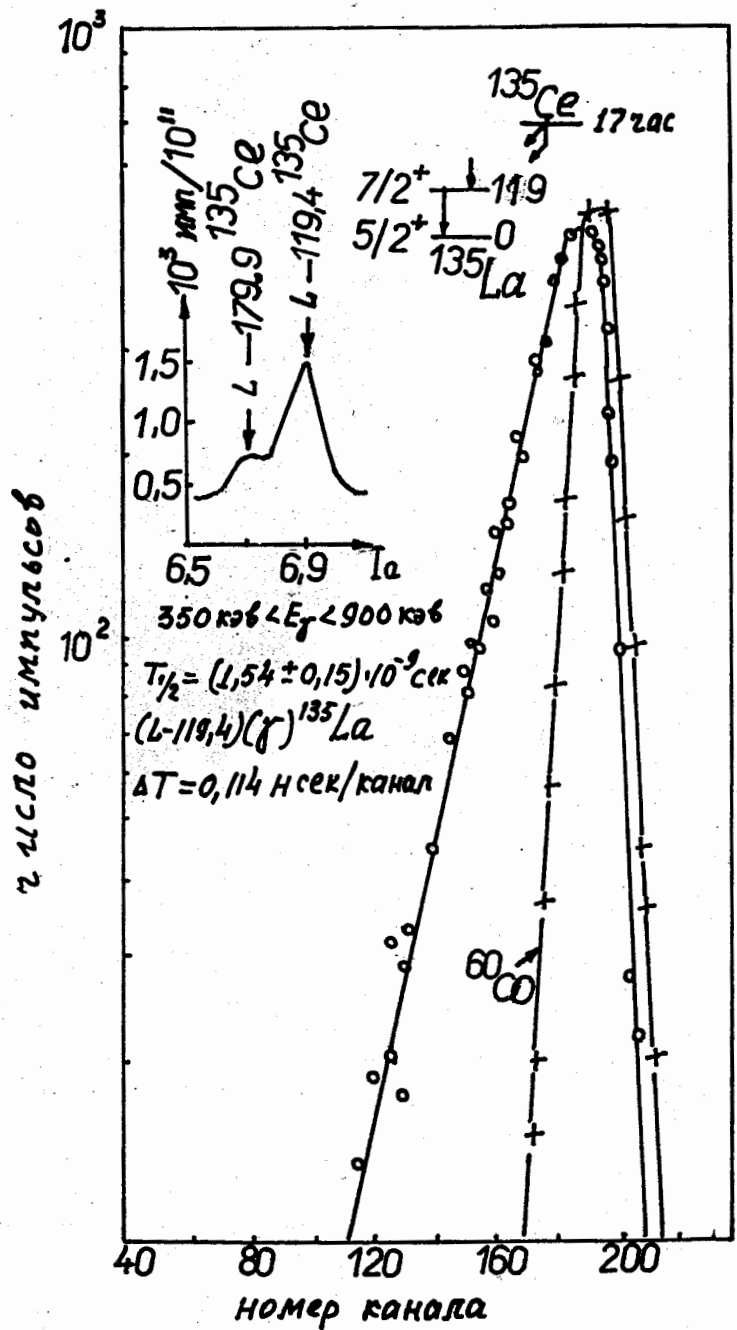


Рис. 2. Кривая распада уровня 119,4 кэВ в ядре ¹³⁵La.

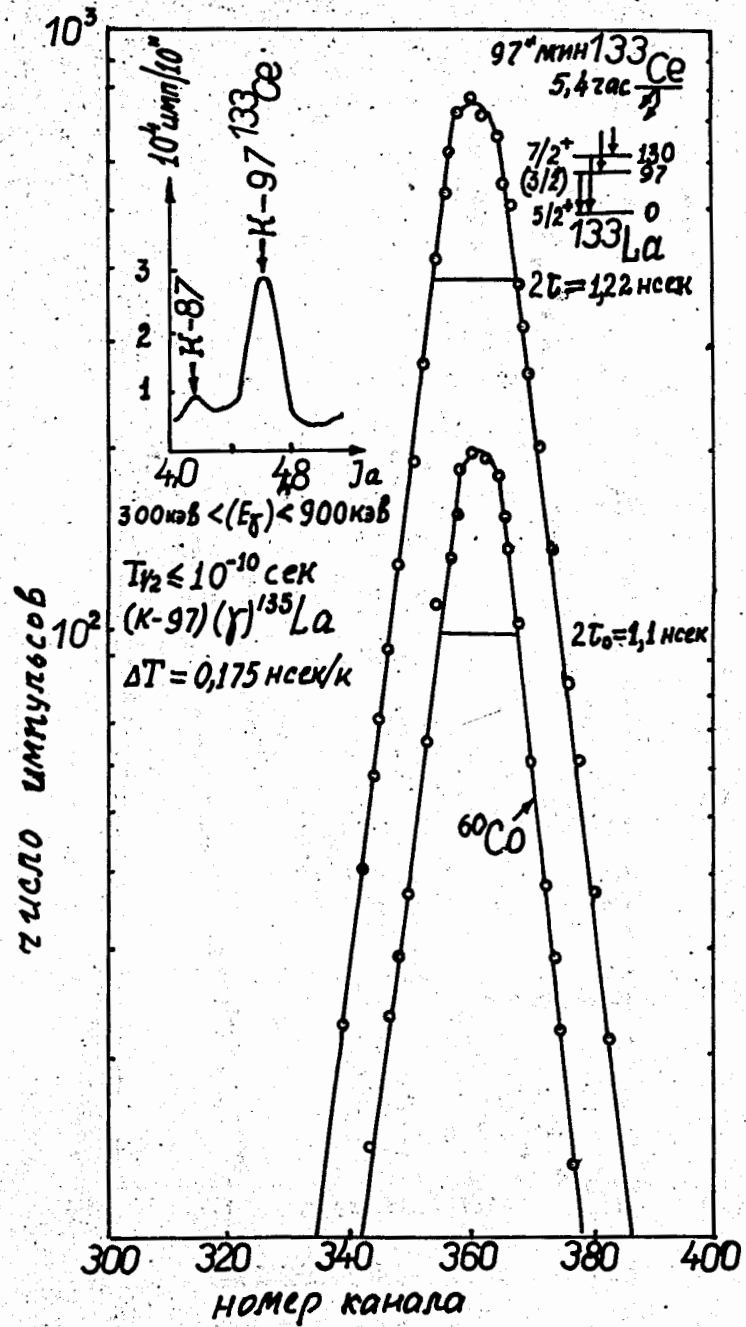


Рис. 3. Кривая распада уровня 97 кэВ в ядре ¹³³La.

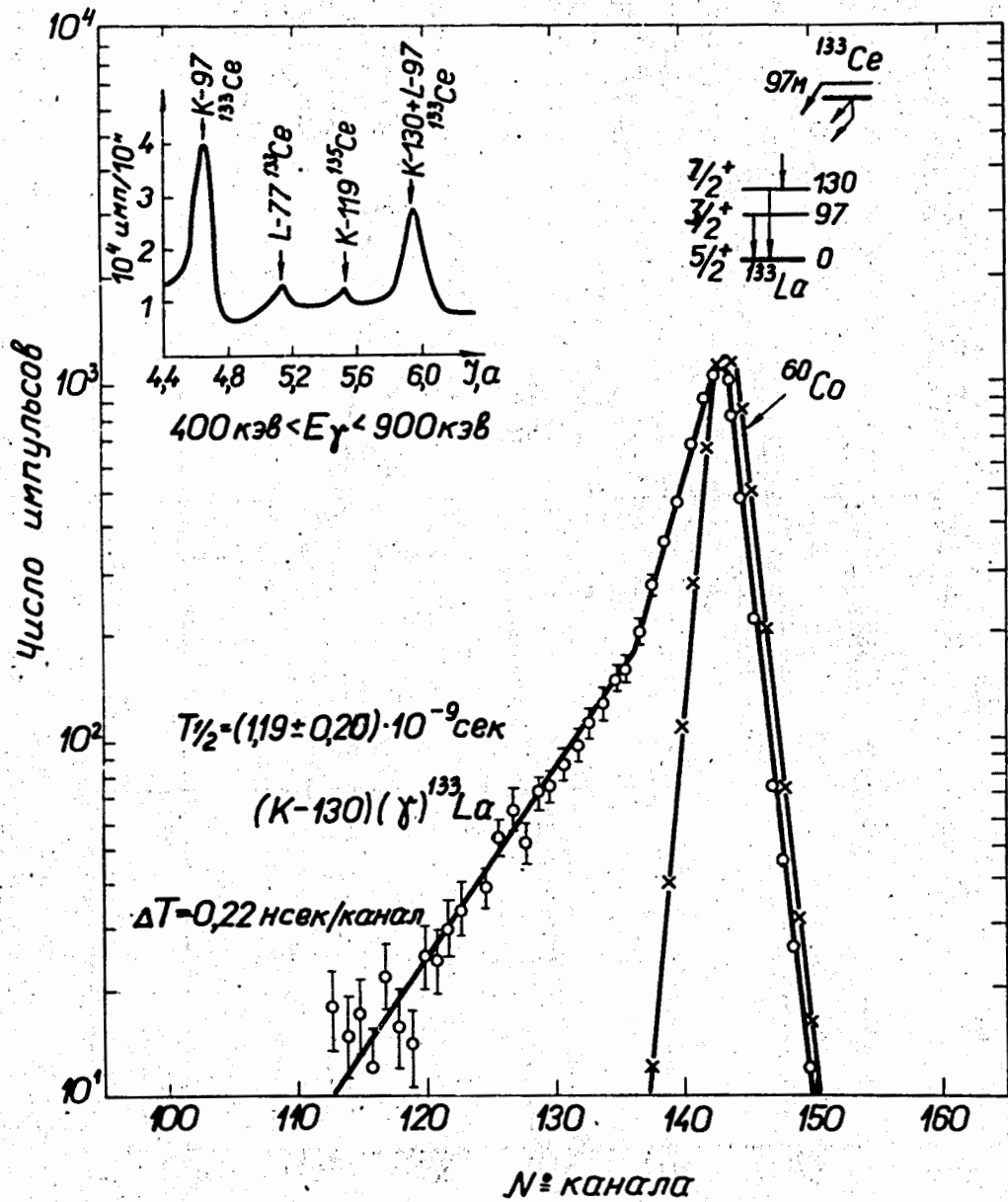


Рис. 4. Кривая распада уровня 130,7 кэв в ядре ^{133}La .

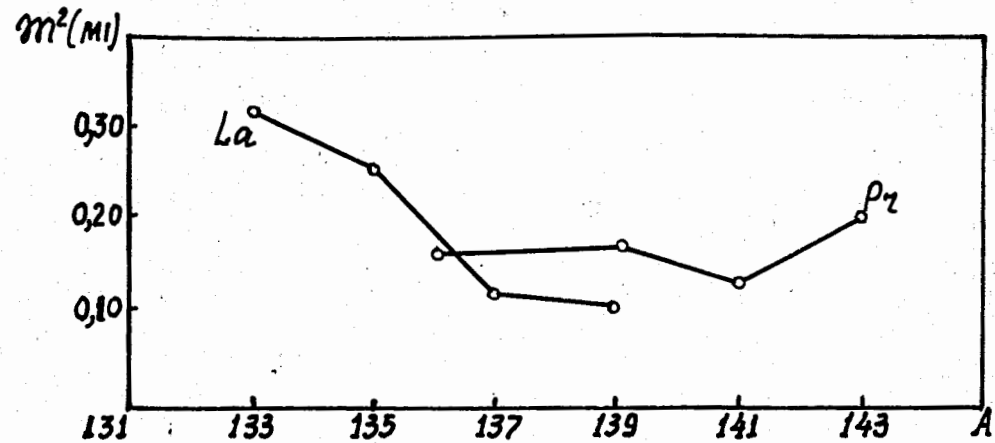


Рис. 5. Квадраты матричных элементов ℓ -запрещенных M1 -переходов в ядрах La и Pr.

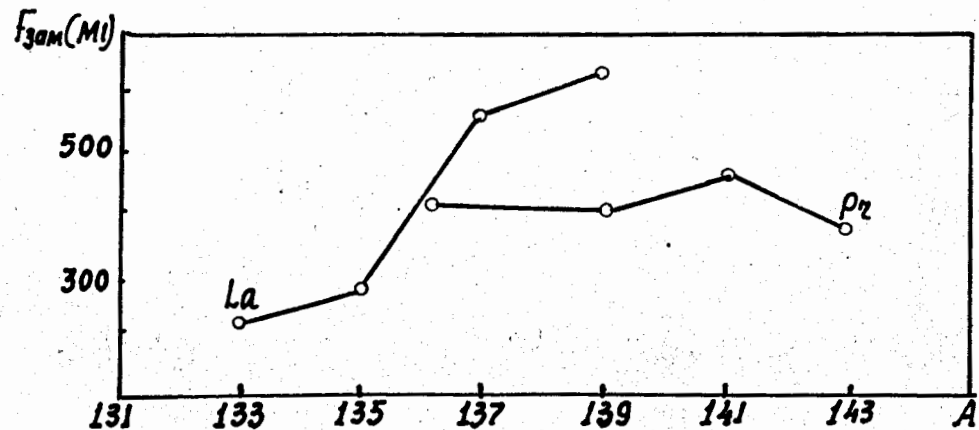


Рис. 6. Факторы замедления M1 -переходов в ядрах La и Pr.

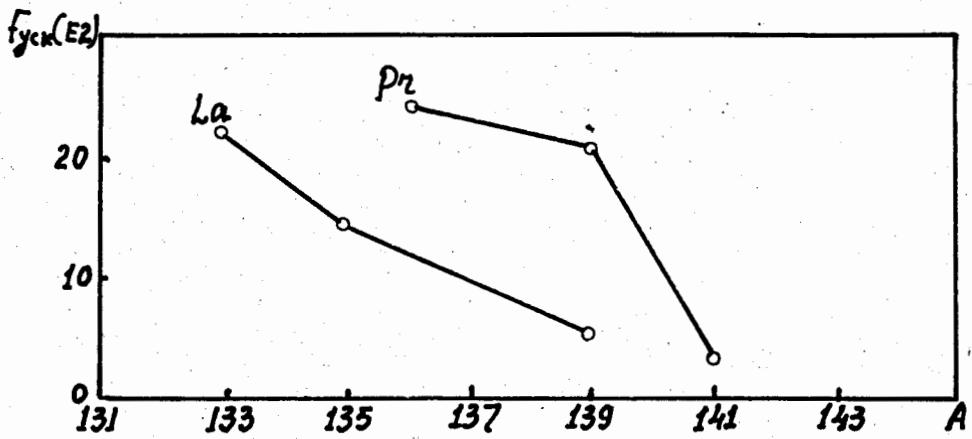


Рис. 7. Факторы ускорения примеси $E2$ -переходов в ядрах La и Pr.