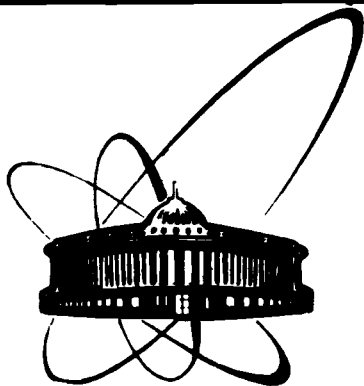


89-812



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

Г 19

P15-89-812

Ю.П.Гангрский, С.Г.Земляной, Б.К.Кульджанов*,
К.П.Маринова, Б.Н.Марков

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗНОСТЕЙ ЗАРЯДОВЫХ
РАДИУСОВ И ОТНОШЕНИЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ
МОМЕНТОВ ЯДЕР УРАНА МЕТОДОМ РЕЗОНАНСНОЙ
ЛАЗЕРНОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ**

Направлено в журнал "Известия АН СССР,
серия физическая"

* Институт ядерной физики АН УзССР, Ташкент

1989

Введение

Определение изотопических сдвигов (ИС) и сверхтонкой структуры (СТС) оптических линий в атомных спектрах является чувствительным и в ряде случаев единственным методом исследования распределения электрического заряда и тока в ядре. Эти исследования позволяют получить важные сведения о среднеквадратичных зарядовых радиусах (СКЗР) ядер и их электромагнитных моментах. Особый интерес представляют такие исследования в сравнительно малоизученной области октинидных ядер (с $Z \geq 89$ и $N \geq 126$), где наблюдается целый ряд особенностей ядерной структуры - плавный переход от сферической формы к сфероидальной, статическая октупольная деформация ($\beta_3 \sim 0,15-0,20$), состояния с аномально большой квадрупольной деформацией ($\beta_2 \sim 0,6$).

Целью данной работы является определение разностей зарядовых радиусов и отношений электромагнитных моментов ядер урана с $A = 233-238$ из измерений ИС и СТС в оптических спектрах атомов методом резонансной лазерной флуоресценции. Хотя измерения ИС и СТС в оптических спектрах атомов и ионов урана уже неоднократно проводились, большинство работ выполнено с использованием классической интерференционной техники и включают обычно лишь несколько изотопов из приведенной области A . Лазерная методика применялась только в случае изотопов ^{235}U и ^{238}U [8-13]. Полученные из этих измерений ИС значения разностей СКЗР ядер урана (они систематизированы в обзоре [14]) связаны с большими ошибками (20-25%).

Экспериментальная методика

Детали используемой нами экспериментальной установки описаны в предыдущих работах [15,16]. Принцип ее действия состоит в следующем: лазерный луч, частоту которого можно сканировать в диапазоне до 30 ГГц, пересекает под прямым углом коллимированный атомный пучок. Возбуждаемая при этом резонансная флуоресценция регистрируется фотоумножителем, работающим в режиме счета одиночных квантов. Хорошая коллимация атомного пучка позволила снизить ширину доплеровского контура оптической линии до 25 МГц.

Для получения атомного пучка урана использовалась термическая диссоциация его оксида (U_3O_8) в присутствии тория, который отличается сильной химической активностью по отношению к кислороду. Для этого капля кислотного раствора $\text{UO}_2(\text{OH})_3$, содержащая исследуемые изотопы урана, наносилась на ториевую фольгу и высушивалась на воздухе при $T \sim 350^\circ\text{C}$.

Приготовленные таким образом образцы помещались в танталовый тигель, где нагревались до температуры 2000К. Использовались два вида образцов: содержащие смесь всех четно-четных изотопов урана или обогащенные одним из нечетных изотопов (^{233}U или ^{235}U) с добавкой изото-

па ^{238}U . При этих условиях создается стабильный атомный пучок, причем с микрограммовыми образцами можно работать при практически постоянном сигнале в течение 2 - 3 часов.

Экспериментальные результаты

Измерения ИС и СТС изотопов урана были проведены на двух оптических переходах с длинами волн 5758,14 Å и 5915,42 Å. Эти переходы связывают нечетное основное состояние $5p^3 6d 7s^2 \ ^5L_6^0$ с четными возбужденными (соответственно $5p^3 6d 7s 7p \ ^7L_6$ и $5p^3 6d 7s 7p \ ^7M_7$). Пример одного из измеренных спектров показан на рис. 1. Высокое разрешение лазерного спектрометра позволило разрешить компоненты СТС нечетных изотопов и линии,

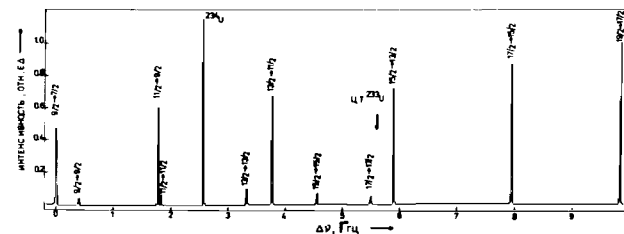


Рис. 1. Оптический спектр изотопов ^{233}U и ^{234}U .

принадлежащие четным изотопам урана. Для перехода с $\lambda = 5915 \text{ Å}$ в спектре ^{235}U наблюдались все 8 компонент СТС с $\Delta F = F' - F = +1$ (F и F' - полные моменты атома в нижнем и верхнем состояниях) и все 7 компонент с $\Delta F = 0$. Компоненты с $\Delta F = -1$, интенсивность которых менее 0,5%, не видны из-за фона. В случае ^{233}U наблюдались все 11 компонент с $\Delta F = 0$ и $+1$. Для перехода с $\lambda = 5758 \text{ Å}$, который в 10 раз слабее, проявлялись лишь самые интенсивные компоненты СТС с $\Delta F = 0$. При этом в ^{235}U , где СТС более слаба, некоторые компоненты не были разрешены, и это, естественно, увеличивало ошибку в определении констант СТС. Для определения ИС центра тяжести СТС использовалось выражение

$$\Delta \nu_{F,A,A'} = \frac{\sum (2F+1) \Delta \nu_{F,A,A'}}{\sum (2F+1)}, \quad (1)$$

где $\Delta \nu_{F,A,A'}$ - положение компоненты СТС с полным моментом F по отношению к выбранной линии (обычно для четно-четного изотопа).

В табл. I представлены значения ИС (вместе с однократной статистической ошибкой), полученные из измеренных спектров для обоих оптических переходов, а в табл. 2 - положения компонент СТС с $\Delta F = 0$ (для перехода $^5L_6^0 \rightarrow ^6L_6$) и $\Delta F = +1$ (для перехода $^5L_6^0 \rightarrow ^7M_7$) по отношению к линии ^{238}U .

Таблица 1
Измеренные значения ИС в атомах урана

A	$\Delta V_{\text{экс}}^{A, 238}$, МГц	
	$\lambda = 5758 \text{ \AA}$	$\lambda = 5915 \text{ \AA}$
233	-7730,5(7,3)	-13174,0(3,1)
234	-5965,6(5,3)	-10108,5(4,2)
235	-4965,4(18,8)	-8480,5(3,6)
236	-2984,0(14,0)	-5069,5(4,8)

Таблица 2
Положения компонент СТС нечетных изотопов U по отношению к ^{238}U

F	$\lambda = 5758 \text{ \AA}$ $\Delta V^{A, 238}(F'=F)$, МГц		$\lambda = 5915 \text{ \AA}$ $\Delta V^{A, 238}(F'=F+1)$, МГц	
	^{233}U	^{235}U	^{233}U	^{235}U
I9/2		-3921,4(5,0)		-5208,8(6,5)
I7/2	-8628,2(20,0)	-4684,9(19,0)	-17431,0(12,0)	-6975,2(7,8)
I5/2	-8400,5(7,1)	-5146,5(7,0)	-15512,6(3,9)	-8260,2(7,8)
I3/2	-7927,1(7,9)	-5411,3(14,0)	-13443,7(4,1)	-9212,8(8,3)
II/2	-7318,8(5,7)	-5486,1(14,0)	-11338,3(1,5)	-9893,6(8,9)
9/2	-6646,5(8,0)		-9351,1(3,9)	-10892,4(8,8)
7/2	-5999,5(6,2)		-7560,9(4,1)	-10788,8(7,7)
5/2				-11120,5(8,1)

Анализ сверхтонкой структуры спектров

Если не принимать во внимание эффекты более высоких порядков, то сверхтонкое расщепление данного уровня описывается формулой [17]:

$$\Delta W_F = A \frac{c}{2} + B \frac{3/4c(c+1) - I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)J(2J-1)}, \quad (2)$$

где ΔW_F - положение компоненты с полным моментом F по отношению к центру тяжести СТС, $c = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$, A и B - соответственно константы магнитного дипольного и электрического квадрупольного взаимодействий, I и J - спины ядра и электронной оболочки. Для ядра ^{233}U $I = 5/2$, а для ^{235}U - 7/2.

Расстояние между двумя любыми компонентами (i и j) СТС связаны с выражением (2) очевидным отношением:

$$\delta V_{ij} = (\Delta W_{F_i}' - \Delta W_{F_i}) - (\Delta W_{F_j}' - \Delta W_{F_j}). \quad (3)$$

В общем случае в выражении (2) содержится 4 неизвестные величины - константы A, B для нижнего и A', B' для верхнего уровня. Как видно из приведенных в табл.2 данных, число уравнений больше 4, поэтому в принципе можно определить все 4 константы. Однако для получения наилучших оценок использовался метод наименьших квадратов (МНК) для определения только констант A и B для возбужденного состояния. При этом в случае ^{235}U учитывались измерения с высокой точностью методом двойного резонанса константы A и B для основного состояния [10]. В случае ^{233}U , где СТС основного состояния не измерена, использовался тот факт, что отношения констант A/A' и B/B' для обоих уровней данного перехода практически не зависит (с точностью до нескольких процентов) от изотопа. Для изотопа ^{233}U сложнее и идентификация компонент СТС. Поэтому при помощи МНК рассматривались разные варианты и после вычисления всех неизвестных констант спектр восстанавливался до полного совпадения с экспериментальным. Полученные такими способами константы СТС представлены в табл.3.

Таблица 3
Константы СТС основного и возбужденного состояний урана

E, см ⁻¹	Терм.	^{233}U		^{235}U	
		A, МГц	B, МГц	A, МГц	B, МГц
0	$5L_6^0$	132,65(21)	3063(7)	-60,558(1)*	4104,06(6)*
16900	$7M_7$	372,0(3)	1965(2)	-170,39(5)	2635(6)
17362	$5L_6$	209(1)	2070(10)	-95,0(1,1)	-2821(47)

* Из работы [10].

Отношения электромагнитных моментов

Приведенные в табл. 3 константы A и B связаны с магнитным дипольным (μ) и электрическим квадрупольным моментами (Q):

$$A = \frac{\mu}{I} \frac{H(0)}{J}, \quad B = e Q_s \frac{d^2 V}{d z^2}, \quad (4)$$

где H(0) - магнитное поле, $d^2 V / dz^2$ - градиент электрического поля, создаваемые электронной оболочкой в точке ядра. Эти величины обычно известны с довольно большой неопределенностью (обычно не лучше 10%), что приводит к соответствующим ошибкам значений μ и Q, хотя константы A и B определяются, как правило, с точностью лучше 1%. С такой же точностью можно определить отношения электромагнитных моментов из отношения констант. В табл.4 приведены соотношения величин $g = \mu/I$ (гиромангнитные отношения) и Q_s (спектроскопические квадрупольные моменты), а также, используя значения спинов ядер и известные спиновые соотноше-

ния^{/17/} - отношения μ и Q_0 (внутренние квадрупольные моменты).

Таблица 4

Отношения магнитных дипольных и электрических квадрупольных моментов

g_1/g_2	μ_1/μ_2	Q_{s1}/Q_{s2}	Q_{01}/Q_{02}
-2,185(2)	-1,5604(14)	0,746(2)	0,975(3)

* Индекс 1 относится к ^{233}U , а индекс 2 - к ^{235}U .

Эти отношения согласуются с известными ранее, но менее точными^{/18,19/}. В случае квадрупольных моментов наиболее точное значение отношения, полученное из спектров X-лучей мюонных атомов, составляет 0,968(6)^{/20/}. Сравнивая наше отношение магнитных дипольных моментов с измеренным методом парамагнитного резонанса^{/19/} -1,536(5), можно оценить поправку на аномалию сверхтонкой структуры, которая возникает из-за различия в электронных волновых функций и ядерных полях сравниваемых изотопов, и составляющая для изотопов ^{233}U и ^{235}U 1,6%.

Анализ изотопических сдвигов

Изотопический сдвиг оптических линий определяется изменением СКЗР ядра и его массы^{/21/}:

$$\Delta V_{i, \text{эксп}}^{A, A'} = E_i f(Z) \Delta \langle z^2 \rangle^{A, A'} + \frac{A' - A}{AA'} (M_{i, \text{нмс}} + M_{i, \text{смс}}), \quad (5)$$

где E_i и $f(Z)$ - соответственно электронный и ядерный факторы, $M_{i, \text{нмс}}$ и $M_{i, \text{смс}}$ - константы нормального и специфического массового сдвигов.

Способ определения $\Delta \langle z^2 \rangle$ из измеренных значений ИС и расчета указанных факторов и констант описан в работе^{/21/}. Он применим, однако, для чистых переходов типа $S \rightarrow P$ или $S^2 \rightarrow SP$. В то же время большое различие ИС для исследованных переходов (табл. I), начинающихся с одного и того же уровня и являющихся преимущественно типа $f^3 d s^2 \rightarrow f^3 d s p$ ^{/17,19/}, указывает на значительную долю примесей других типов переходов.

В работах^{/2-4/} исследованы ИС в атомах урана на переходе с $\lambda = 5027 \text{ \AA}$, начинающемся с того же уровня и имеющего верхний уровень с почти чистой (>90%) конфигурацией $f^3 d s p$ ^{/22,23/}. Для этого перехода значения ИС еще больше (например, для пары с $A=238$ и 235 он составляет 12,29 ГГц^{/31/}), что указывает на сильное смешивание различных конфигураций с большими положительными ИС в случае верхних уровней исследованных в данной работе переходов.

В энергетическом интервале возбужденных уровней обычно рассматривается смешивание следующих конфигураций: $f^3 d s p$ (-14,7 ГГц); $f^4 s^2$ (-8,25 ГГц); $f^2 d^2 s^2$ (+13,65 ГГц); $f^3 s^2 p$ (+6,0 ГГц)^{/23-24/}.

В скобках приведен полевой сдвиг чистой конфигурации указанного типа для изотопной пары с $A=235$ и 238 , полученный в работе^{/24/} на основании детального теоретического анализа большого объема экспериментальных данных. Из известного конфигурационного состава нижнего уровня: $f^3 d s^2$ (76%) + $f^3 d^2 s$ (24%)^{/25/} и данных работы^{/24/} следует, что его полевой сдвиг составляет -2,41 ГГц. Тогда для перехода с $\lambda = 5027 \text{ \AA}$ на уровень с $E = 19850 \text{ см}^{-1}$, имеющий, как отмечалось выше, почти чистую $f^3 d s p$ конфигурацию, полевой сдвиг будет равен 12,3 ГГц. Эта величина хорошо совпадает с измеренным ИС^{/2-4/} и дает основание рассматривать указанный переход со специфическим массовым сдвигом, близким к нулю.

Используя это значение $\Delta V_{\text{СМС}}$, можно с помощью известной процедуры с графиком Кинга^{/21,23/} определить значения $\Delta V_{\text{СМС}}$ для исследованных в данной работе переходов. Эти значения $\Delta V_{\text{СМС}}$, а также полевые сдвиги для изотопной пары с $A=235$ и 238 приведены в таблице 5. При этом учтены только статистические ошибки измерений ИС, а неопределенность $\Delta V_{\text{СМС}}$ реперной линии с $\lambda = 5027 \text{ \AA}$ не включена.

Таблица 5

Значения массовых и полевых сдвигов для изотопной пары ^{235}U и ^{238}U

$\lambda, \text{ \AA}$	$\Delta V_{\text{нмс}}, \text{ МГц}$	$\Delta V_{\text{СМС}}, \text{ МГц}$	$\Delta V_{\text{пс}}, \text{ МГц}$
5027	17,6	0	-12309
5758	15,3	-480(75)	-4501(78)
5915	14,9	102(44)	-8597(45)

Из таких величин $\Delta V_{\text{СМС}}$ и $\Delta V_{\text{пс}}$ следует, что уровень с $E = 17362 \text{ см}^{-1}$ имеет заметную (~28%) примесь конфигурации $f^2 s^2 d^2$, а для уровня с $E = 16900 \text{ см}^{-1}$ вероятны примеси конфигураций $f^3 s^2 p$ и $f^4 s^2$.

Разности зарядовых радиусов

Полученные таким способом значения $\Delta V_{\text{СМС}}$ позволяют определить полевые сдвиги для всех измеренных пар изотопов урана, а те в свою очередь - относительные значения СКЗР ($\lambda_{\text{отн}}$). Эти значения λ , усредненные для всех трех переходов, приведены в табл. 6. Из табл. I можно видеть, что зависимость ИС от изменения числа нейтронов близка к линейной. Т.к. специфический массовый сдвиг также пропорционален изменению числа нейтронов, то его неопределенность слабо сказывается на значениях полевого сдвига. Это приводит к малой ошибке значений $\lambda_{\text{отн}}$ (~0,5%), несмотря на сравнительно большие неопределенности $\Delta V_{\text{СМС}}$.

Таблица 6

Относительные и абсолютные значения изменений
СКЗР изотопов урана

A	A'	$\lambda_{отн}^{A,A'}$	$\Delta\langle z^2 \rangle, fm^2$
233	238	2,598(II)	0,383(44)
234	238	1,994(9)	0,293(34)
235	238	1,670(7)	0,246(28)
236	238	1,00	0,147(I7)
233	235	0,928(5)	0,137(I6)
234	236	0,994(5)	0,146(I7)

Для получения абсолютных значений $\Delta\langle z^2 \rangle$ необходимо вычислить ядерный $f(Z)$ и электронный E_L факторы, входящие в выражение (4). Первый из них вычисляется достаточно точно, его значения приведены в работе /26/. В то же время вычисления E_L связаны с большими неопределенностями из-за значительной примеси конфигураций, приводящей к тому, что кроме переходов $s \rightarrow p$ необходимо учитывать переходы $d \rightarrow p$ и $d \rightarrow f$. Поэтому для получения абсолютных значений разностей СКЗР из относительных использовалась известная величина $\Delta\langle z^2 \rangle$ для изотопной пары 233-238, составляющая $0,383(44) fm^2$ и определенная из ИС в спектрах КХ-лучей /27/. Полученные таким способом значения $\Delta\langle z^2 \rangle$ (табл.6) хорошо согласуются с известными /14/, но имеют вдвое лучшую точность. В то же время значения $\Delta\langle z^2 \rangle$, определенные из измерений спектров мезоатомов, в среднем на 30% больше /20/.

Обсуждение результатов

Измеренные отношения электромагнитных моментов и разности СКЗР отражают изменение структуры ядра с ростом числа нейтронов. Заметное отличие магнитных дипольных моментов ядер ^{233}U и ^{235}U (табл.4) связано с разными квантовыми характеристиками нечетного нейтрона - соответственно $[633]^{5/2+}$ и $[743]^{7/2-}$. В то же время близкие значения электрических квадрупольных моментов означают малые изменения квадрупольной деформации в этом районе массовых чисел.

На рис. 2 представлена зависимость разности СКЗР (по отношению к изотопу ^{238}U) от массового числа. Видно, что зависимость близка к линейной. Изменение СКЗР определяется в первом приближении объемом ядра, пропорциональным числу нуклонов, и его деформацией:

$$\Delta\langle z^2 \rangle = \Delta\langle z^2 \rangle_v + \frac{5}{4\pi} \langle z^2 \rangle_0 \sum \Delta(\beta_i^2), \quad (5)$$

где β_i - параметры деформации различных порядков (квадрупольная β_2 , октупольная β_3 , гексадекапольная β_4). Для ядра ^{238}U эти значения

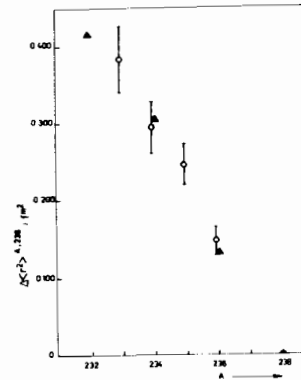


Рис.2. Зависимость разности зарядовых радиусов от массового числа ядра: \circ - эксперимент, \triangle - расчет по капельной модели.

Из рис.2 видно отклонение от линейной зависимости $\Delta\langle z^2 \rangle$ для нечетных изотопов. Это отклонение обычно характеризуют параметром:

$$\gamma = \frac{\Delta\langle z^2 \rangle_{A,A+1}}{\frac{1}{2} \Delta\langle z^2 \rangle_{A,A+2}}. \quad (6)$$

Для ядра ^{235}U $\gamma = 0,648(2)$, что типично для большинства нечетных ядер /32/.

В заключение авторы выражают благодарность Г.Н.Флерову и Ю.Ц.Оганесяну за поддержку работы, С.Илиеву и Чан Чонг Виню за настройку электронной аппаратуры, Б.А. Гвоздеву - за приготовление образцов из изотопов урана.

Литература

1. Diringer M. - Ann. Phys. (Paris), 1965, 10, p.89.
2. Gagne J.M., Nguyen Van S., Saint-Dizier J.P., Pianarosa P. - JOSA, 1976, 66, p.1415.
3. Gagne J.M., Saint-Dizier J.P., Pianarosa P. - Opt. Comm., 1977, 20, p.269.
4. Gagne J.M., Saint-Dizier J.P., Pianarosa P. - Opt. Comm., 1978, 26, p.348.
5. Gesternkorn S., Chanvilbe J., Tomkins E. - Phys. Scr., 1978, 18, p.311.
6. Engleman R., Jr, Palmer B.A. - JOSA, 1980, 70, p.308.

7. Conway J.G., Worden E.F., Brault J.W. e.a. - ADNDT, 1984, 31, p.299.
8. Böhm H.-D.V., Michaelos W., Weitkamp C. - Opt. Comm., 1978, 26, p.177.
9. Miron F., David R., Erez G. e.a. - JOSA, 1979, 69, p.256.
10. Childs W.J., Poulsen O., Goodman L.S. - Opt.Lett., 1979, 4, p.35; 4, p.63.
11. Hackel L.A., Bender C.F., Johnson M.R., Rushford M.C. - JOSA, 1979, 69, p.230.
12. Nielsen U., Poulsen O., Thorsen P., Crosswhite H. - Phys. Rev. Lett., 1983, 51, p.1749.
13. Nielsen U., Thorsen P., Poulsen O., Crosswhite H. - JOSA, 1984, 81, p.284.
14. Aufmuth P., Heilig K., Steudel A. - ADNDT, 1987, 37, p.455.
15. Гангрский Ю.П., Маринова Н.П., Марков Б.Н. и др. - Изв. АН СССР, сер.физ., 1985, 49, с.2261.
16. Борисов С.К., Гангрский Ю.П., Градечны Ч. и др. - ЖЭТФ, 1987, 93, с.1545.
17. Kopfermann H. - Nuclear Moments, Academic Press, 1958.
18. Авотина М.П., Золотавин А.В. - Моменты основных и возбужденных состояний ядер. М.: Атомиздат, 1979.
19. Raghavan P. - ADNDT, 1989, 42, p.189.
20. Zumbo J.D., Shera E.B., Tanaka Y. e.a. - Phys. Rev. Lett., 1984, 53, p.1888.
21. Heilig K., Steudel A. - ADNDT, 1974, 14, p.613.
22. King W.H. - J.Phys., 1979, B12, p.383.
23. Blaise J., Radzinski L.I., Jr. - JOSA, 1976, 66, p.644.
24. Rajnak K., Fred M. - JOSA, 1977, 67, p.1314.
25. Guyon F., Blaise J., Wyart J.-F. - J.Physique, 1974, 35, p.929.
26. Zimmerman D. - Z. Phys., 1985, A321, p.23.
27. Boehm F., Lee D.L. - ADNDT, 1974, 14, p.605.
28. Raman S., Malarkey C.A., Milner W.T. e.a. - ADNDT, 1987, 36, p.1.
29. Spear R.H. - ADNDT, 1989, 42, p.55.
30. Myers W.D., Swiatecki W.J. - Nucl. Phys., 1980, A336, p.267.
31. Myers W.D., Schmidt K. - Nucl. Phys., 1983, A410, p.61.
32. Гангрский Ю.П., Земляной С.Г., Кульджанов Б.К. и др. - Изв. АН СССР, сер.физ., 1988, 52, с.48.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 декабря 1989 года.

Гангрский Ю.П. и др.

P15-89-812

Определение разностей зарядовых радиусов и отношений электромагнитных моментов ядер урана методом резонансной лазерной флуоресценции

Измерены изотопические сдвиги и сверхтонкая структура оптических линий в атомных спектрах изотопов урана с $A = 233 - 238$. Использовался метод резонансной лазерной флуоресценции с коллимированным атомным пучком. Определены разности среднеквадратичных зарядовых радиусов и отношения электромагнитных моментов. Обсуждается связь измеренных величин с изменением числа нейтронов в ядрах урана.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1989

Перевод авторов

Gangrsky Yu.P. et al.

P15-89-812

Nuclear Charge Radii Changes and Electromagnetic Moments Ratios of Uranium Determined by Laser Spectroscopy

Isotope shifts and hyperfine structure have been measured in two optical transitions in the atomic spectra of uranium isotopes with mass numbers 233 - 238. The experiments are based on the observation of laser-induced resonance fluorescence in a well collimated atomic beam. The changes in the mean-square nuclear charge radii and the ratios of nuclear electromagnetic moments have been determined. The dependence of the quantities measured on the neutron number has been discussed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1989