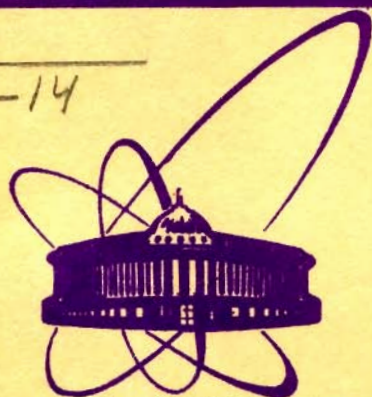


Б-14



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

83/2-80

14/1-80

P4 - 12757

В.И.Багаев, И.Н.Михайлов, Х.Г.Ортлепп, В.Д.Фромм

ВЛИЯНИЕ НЕАКСИАЛЬНОЙ
И ГЕКСАДЕКАПОЛЬНОЙ ДЕФОРМАЦИИ
НА СВЕРХТОНКОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ УРОВНЕЙ
В МЮОННОМ АТОМЕ ^{238}U

1979

P4 - 12757

В.И.Багаев, И.Н.Михайлов, Х.Г.Ортлепп, В.Д.Фромм

ВЛИЯНИЕ НЕАКСИАЛЬНОЙ
И ГЕКСАДЕКАПОЛЬНОЙ ДЕФОРМАЦИИ
НА СВЕРХТОНКОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ УРОВНЕЙ
В МЮОННОМ АТОМЕ ^{238}U

Направлено в "Nuclear Physics"

Багаев В.И. и др.

P4 - 12757

Влияние неаксиальной и гексадекапольной деформации на сверхтонкое расщепление в мюнном атоме ^{238}U

Рассматривается влияние неаксиальной и гексадекапольной деформации на спектры мюнных атомов с использованием модели жесткого неаксиального ротатора. Приведены экспериментальные данные, полученные по μ^- ^{238}U на синхроциклотроне ОИЯИ. Эти данные использовались для определения параметров квадрупольной и гексадекапольной деформации ядра ^{238}U .

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1979

V.I.Bagaev et al.

P4 - 12757

Effects of Nonaxial and Hexadecupole Deformations in the Hypo-fine Splitting of Levels in Muonic Atom ^{238}U

The effects of nonaxial and hexadecupole deformations in the spectra of muonic atoms are studied using the three-axial rigid-rotor nuclear model. The experimental data on μ^- ^{238}U measured using the JINR synchrocyclotron are presented. These data are used to determine the quadrupole and hexadecupole deformation parameters of ^{238}U nucleus.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

§1. ВВЕДЕНИЕ

Спектры мюонных атомов служат одним из источников изучения структуры атомных ядер и, в частности, распределения заряда внутри ядра. Определенные в мюонных экспериментах значения радиуса зарядового распределения s и диффузности поверхности являются одними из самых надежных. В мюонных атомах с сильно деформированными ядрами наблюдается значительное E^2 -взаимодействие, рассмотренное впервые в работах Джекобсона и Вилетса в 1954 г.^{1,2/} Они описали этот эффект, считая, что ядра обладают аксиально симметричной деформацией. В настоящее время существует значительное количество работ /в том числе обзорных/, в которых изучается распределение заряда в мюонных атомах на основе ротационной модели^{3-13/}, предполагающей аксиальность атомного ядра.

Данные о статическом квадрупольном моменте ядер, полученные таким образом, хорошо согласуются с информацией о $B(E2)$ -факторах ядер. Достижимая в настоящее время точность в измерении спектров мюонных атомов позволяет установить определенные расхождения между теоретически установленными энергиями мюонных атомов в упомянутой ротационной модели и их экспериментальными значениями. Причиной этого может быть как влияние более высоких мультипольностей в разложении кулоновского взаимодействия между μ -мезоном и ядром, так и статическая неаксиальная деформация^{14/}. Рассмотрение влияния неаксиальной и гексадекапольной деформации на сверхтонкое расщепление в мюонных атомах является целью настоящей работы.

В §2 представлены основные результаты теоретического рассмотрения мюонных атомов с деформированными ядрами, описываемыми в рамках модели Давыдова-Филиппова^{14/} со свободными параметрами β и γ для квадрупольной деформации, а также параметром β_4 для гексадекапольной деформации. При $\gamma = 0$, $\beta_4 = 0$ эта модель совпадает с ранее исследованной ротационной моделью.

В §3 изучается мюонный спектр в $\mu^{-238}\text{U}$, который был определен в результате измерений на синхроциклотроне Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ. При этом рассмотрены все

интенсивные линии как $3D-2P$ так и $4F-3D$ переходов с хорошим энергетическим разрешением. Наилучшее описание экспериментального спектра достигается при $\gamma = 17^\circ$, $\beta_4 = 0,06$.

В §4 обсуждается соответствие полученных в настоящей работе результатов ранее полученным, и представлены оценки эффектов, не учитываемых при теоретическом анализе спектров в рамках используемой модели.

§2. ТЕОРИЯ

В общем случае энергетические уровни мюонного атома вычисляются из уравнения на собственные значения

$$(H_N + \alpha a \cdot p + \beta mc^2 + H_{\mu N}) \Psi_{\mu N} = E \Psi_{\mu N}, \quad /1/$$

здесь собственная функция $\Psi_{\mu N}$ зависит как от координат мюона, так и от координат всех нуклонов. Гамильтониан содержит три части:

1. H_N - гамильтониан ядра, описывающий взаимодействие нуклонов между собой;

2. $\alpha a \cdot p + \beta mc^2$ - оператор Дирака, описывающий движение мюона / β и a_i есть обычные четырехрядные матрицы Дирака/;

3. $H_{\mu N}$ - взаимодействие мюона и всех нуклонов в ядре с учетом радиационных поправок.

Как видно, для описания мюонного атома требуется решение многочастичной задачи, точно решить которую практически невозможно. Основное приближение заключается в том, что $H_{\mu N}$ аппроксимируется взаимодействием мюона со средним статистическим полем, создаваемым нуклонами ядра. Потенциал, создаваемый в точке с координатами (r, θ', ϕ') , в системе, связанной с ядром, имеет вид

$$\phi(r) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} \frac{\ell}{2} \sqrt{\frac{4\pi}{2\ell+1}} Q_{\ell m} f_{\ell m}(r) Y_{\ell m}(\theta', \phi'). \quad /2/$$

Здесь $f_{\ell m}(r)$ определяется соотношением

$$f_{\ell m}(r) = \frac{1}{r^{\ell+1}} \left\{ 1 + 2\sqrt{\frac{4\pi}{2\ell+1}} \frac{1}{Q_{\ell m}} \int_r^{\infty} \rho_{\ell m}(r') \frac{r'^{2\ell+1} - r^{2\ell+1}}{r'^{\ell-1}} dr' \right\}, \quad /3/$$

где $\rho_{\ell m}(r)$ - соответствующая гармоника в распределении заряда, равная

$$\rho_{\ell m}(r) = \int \rho(\vec{r}') Y_{\ell m}(\theta, \phi) d\Omega, \quad /4/$$

а $Q_{\ell m}$ - соответствующий мультипольный момент.

Волновые функции мюона, используемые для базиса, вычисляются, как обычно, с учетом только монополярной части в разложении потенциала. В спектре мюона учитываются поправки, связанные с поляризацией вакуума, лэмбовским сдвигом, а также аномальным магнитным моментом^{/16,17/}.

В настоящей работе мы ограничимся исследованием влияния монополярной, квадрупольной и гексадекаполярной частей потенциала на мюонный спектр, так как вклад других гармоник мал. Волновые функции ядра определяются в рамках модели Давыдова-Филиппова^{/14/}.

Учитывая сказанное, получаем для матричных элементов, описывающих квадрупольное взаимодействие,

$$\begin{aligned}
 \langle \lambda' I' j' n' k'; FM | H_{\mu N Q_2} | \lambda I j n k; FM \rangle = & -\frac{e^2}{2} [1 + (-1)^{\ell + \ell'}] (-1)^{F+1/2} \times \\
 \times [(2j+1)(2j'+1)(2I+1)(2I'+1)]^{1/2} & \begin{Bmatrix} F & I' & j' \\ 2 & j & I \end{Bmatrix} \begin{pmatrix} j' & 2 & j \\ 1/2 & 0 & -1/2 \end{pmatrix} \times \\
 \times \{ Q_{20} \int dr (F_{n'k'}(r) F_{nk}(r) + G_{n'k'}(r) G_{nk}(r)) f_{20}(r) \times & \\
 \times (\sum_{K \geq 0} \begin{pmatrix} I' & 2 & I \\ -K & 0 & K \end{pmatrix} A(\lambda' I' K) A(\lambda I K)) + & \quad /5/ \\
 (\text{четн}) & \\
 + Q_{22} \int dr (F_{n'k'}(r) F_{nk}(r) + G_{n'k'}(r) G_{nk}(r)) f_{22}(r) \times & \\
 \times (\sum_{K \geq 0} \sqrt{1 + \delta_{k0}} \begin{pmatrix} I' & 2 & I \\ -K-2 & 2 & K \end{pmatrix} A(\lambda' I' K+2) A(\lambda I K) + & \\
 (\text{четн}) & \\
 + (-1)^{I+I'} \begin{pmatrix} I' & 2 & I \\ K & 2 & -K-2 \end{pmatrix} A(\lambda' I' K) A(\lambda I K+2)) \}. &
 \end{aligned}$$

Аналогичный вид имеет выражение для членов, учитывающих гексадекаполярное взаимодействие. Интенсивности дипольных переходов определяются обычным выражением^{/5/}.

Экспериментальные данные по μ^- ²³⁸U анализировались с использованием следующего распределения Ферми:

$$\begin{aligned}
 \rho(\vec{r}) = \rho_0 \left[1 + \exp \left\{ \frac{4 \ln 3}{t} (r - c(1 + \beta \cos \gamma Y_{20} + \right. \right. & \\
 \left. \left. + \frac{\beta \sin \gamma}{\sqrt{2}} [Y_{22} + Y_{2-2}] + \beta_{40} Y_{40}) \right\} \right]^{-1} & \quad /6/
 \end{aligned}$$

Некоторые из расчетов выполнены на основе немного отличной параметризации зарядового распределения^{9/}.

§3. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Измерения были проведены на сепарированном пучке отрицательных мюонов с импульсом 105 МэВ/с синхроциклотрона Лаборатории ядерных проблем. Блок-схема эксперимента показана на рис. 1. Сцинтилляционные счетчики 1, 2 и 3 работали как телескоп для регистрации остановок мюонов в мишени, состоящей из 115 г естественного металлического урана. Модератор 6·10² г/с. Си обеспечивал максимальное число остановок

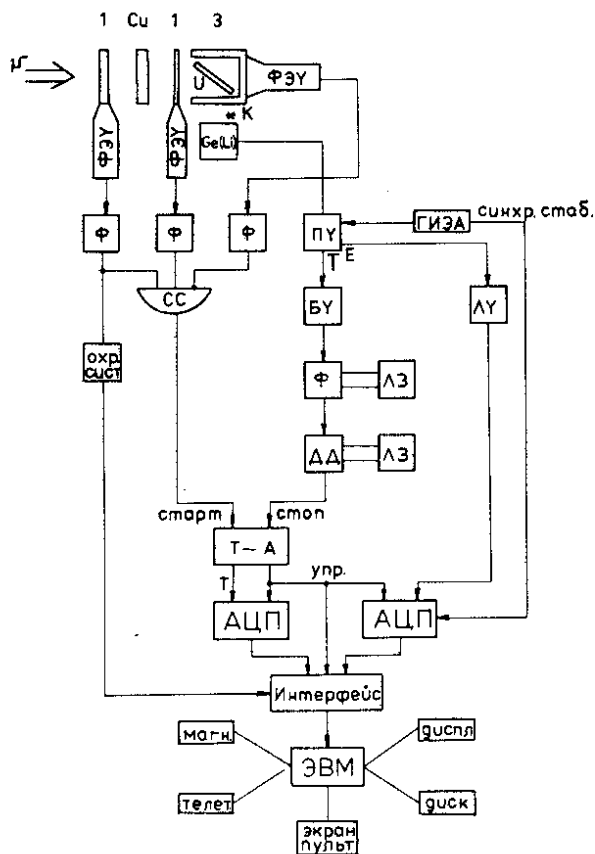


Рис. 1. Блок-схема эксперимента.

Гамма-излучение регистрировалось Ge(Li) – детектором с чувствительным объемом около 60 см^3 . Сигналом от телескопа запускался время-амплитудный конвертор "Старт", импульсом "Стоп" служил сигнал от временного канала Ge(Li)-спектрометра. Временная и энергетическая /от линейного усилителя/ информация анализировалась двумя аналого-цифровыми преобразователями и передавалась через интерфейс в процессор ЭВМ HP211C. Если за 3 мс до и после остановки первый счетчик не срабатывал, охранная система вырабатывала импульс-признак. Данные для каждого события записывались на магнитную ленту. Стабилизация спектра проводилась с помощью генератора импульсов эталонной амплитуды.

Временной спектр регистрировался в диапазоне в 2048 каналах. Полуширина мгновенного временного пика была 8 мс, энергетическое разрешение - 3,5 кэВ в районе 1,2 МэВ. Мюонный рентгеновский спектр был построен на ЭВМ из событий, попадающих в мгновенное временное окно шириной 25 нс. Калибровочный спектр получен от γ -квантов радиоактивных источников ^{138}Ba , ^{152}Eu , ^{56}Co , попадающих в случайном совпадении после остановки мюона во временное окно 0,5-2 мс. Этот принцип внутренней калибровки обеспечивает, с одной стороны, отделение калибровочного и измеряемого спектров, с другой - исключает сдвиги между ними.

§4. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для обработки мюонных рентгеновских спектров использовалась программа "Гамма"^{19/} на ЭВМ CDC-6400. Картина наблюдаемых мюонных переходов изображена на рис. 2 /см. также табл. 1/.

Для теоретического анализа использовалась измененная программа DEFORM^{9/} на той же ЭВМ. С помощью этой программы решалось уравнение Дирака для расчета gross-структуры спектра мюона и его волновых функций. Кроме того, учитывались в первом порядке поправки к энергии, связанные с поляризацией вакуума. Дополнительно нами было введено в программу вычисление волновых функций неаксиального ротора. Затем вычисленные волновые функции мюона и ядра использовались для определения матричных элементов квадрупольного взаимодействия и приведенных матричных элементов дипольных переходов. На основе полученных значений матричных элементов определялось квадрупольное расщепление и заселенность 3D- и 2P-уровней /квадрупольным расщеплением 4F-уровня мы пренебрегали, поскольку оно незначительно/. В заключение, наряду с определением энергии и интенсивности

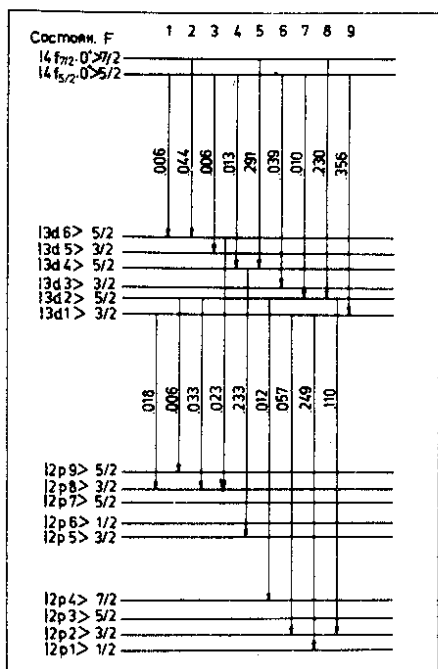


Рис. 2. Наблюдаемые мюонные переходы в μ^- ^{238}U .

спектральных линий, находились интенсивности возбуждения ядерных уровней основной ротационной полосы. Отметим, что при расчетах учитывались 3 нижних состояния g-полосы, значения энергии которых были взяты из эксперимента^{/20/}.

Дополнительно в программу DEFORM нами были включены поправки, связанные с учетом лэмбовского сдвига, аномального магнитного момента и гигантских резонансов^{/7,16,17/}. Кроме того, вводились поправки, связанные с учетом тех состояний мюона и ядра, которые не входят в базис диагонализации, их учет проводили, следуя работе^{/21/}. Эти поправки связаны как с поляризацией ядра, так и с деформацией мюонных орбит.

Сравнение теоретического и экспериментального спектров для определения зарядового распределения проводилось с помощью программы FUMILI^{/22/}. При расчете требовалось знание зависимости соответствующих гармоник в распределении плотности заряда от расстояния. Эта зависимость показана на рис. 3 /угол неаксиальности $\gamma = 20^\circ$ /. Как видно из рис. 4, параметр неаксиальности существенно влияет на положение уровней, их смещение доходит до нескольких десятков кэВ, кроме того, в некоторых случаях меняется их последователь-

Таблица 1

Экспериментальные данные для энергии и интенсивности $4F \rightarrow 3D$ - и $3D \rightarrow 2P$ - переходов в μ^- ^{238}U . /Нумерация переходов такая же, как и на рис. 2/

	$4F \rightarrow 3D$ - переход		$3D \rightarrow 2P$ -переход	
	Энергия /кэВ/, интенсивность.		Энергия /кэВ/, интенсивность	
1	III5.4I2 \pm 5.166	48 \pm 89*	2823.720 \pm 629	330 \pm 5I
2	II28.63I \pm .249	II47 \pm I04	2830.64I \pm .782	25I \pm 50
3	II28.974 \pm .660	405 \pm I04	2883.46I \pm .379	409 \pm 39
4	II66.234 \pm .330	973 \pm 243	2956.948 \pm I.370	I8I \pm 68
5	II8I.II7 \pm .I07	85I9 \pm 27I	30I3.422 \pm .23I	2609 \pm I28
6	II83.3I2 \pm .442	I399 \pm 258	3I93.645 \pm I.590	2I2 \pm 77
7	II86.722 \pm I.253	373 \pm I8I	3222.840 \pm 548	546 \pm 64
8	I202.869 \pm .I07	7576 \pm 25I	3249.344 \pm .225	3232 \pm 9I
9	I244.524 \pm .093	I0975 \pm I94	3277.853 \pm .28I	I782 \pm 77

* Эта линия не учитывалась при подгонке с помощью программы FUMILI.

ность. Смещение $2P$ -уровней более значительно, чем $3D$. Существенно меняется относительная заселенность уровней /рис. 5/. Согласно расчетам, в ядрах с вытянутой формой уровни будут возбуждаться более интенсивно, чем в ядрах, имеющих сплюснутую форму, но наиболее интенсивное возбуждение будет наблюдаться у ядер с параметром неаксиальности, близким к 30° /рис. 6, 7/.

У рассматриваемого нами ядра ^{238}U спектральные линии смещаются на несколько кэВ при изменении γ от 0 до 15° /рис. 8/, заметно меняется и их интенсивность при изменении γ в тех же пределах.

Как показано в работах /18,25,27/, ядро ^{238}U обладает гексадекапольной деформацией. Учитывая ее влияние на μ^- ^{238}U , мы вводим соответствующий член в потенциал мюон-ядерного взаимодействия, а также параметр в зарядовое распределение. Как видно из рис. 9, смещение некоторых $2P$ -уровней доходит до 30 кэВ, когда β_4 меняется от нуля до 0,1. Также заметно меняется заселенность уровней в зависимости от гексадека-

полной деформации. Следует отметить, что квадрупольный момент зависит от β_4 . При небольших β_4 $Q_0 = 11,17 + 13\beta_4$, так что Q_0 меняется на величину порядка 10%, когда β_4 меняется от нуля до 0,1.

Таким образом, отклонения от аксиальной симметрии и гексадекапольной деформации, даже если они малы, дают заметные эффекты в спектре μ^- ^{238}U . Поэтому оправдана попытка одно-

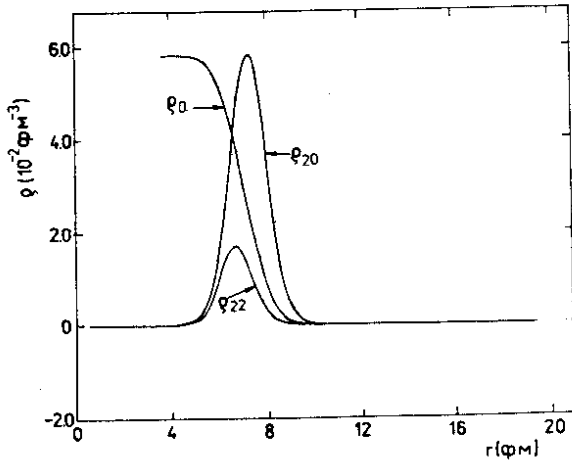


Рис. 3. Изменение гармоник плотности в зависимости от расстояния. Параметр ядра ^{238}U : $s = 7,15$ Фм, $t = 1,46$ Фм, $\beta = 0,278$, $\gamma = 20^\circ$.

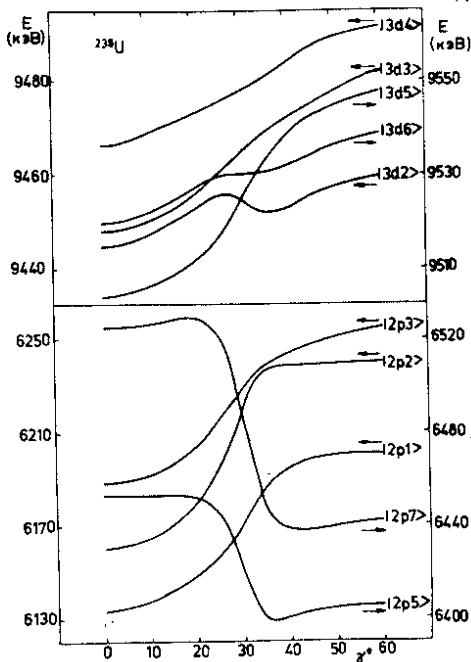


Рис. 4. Сдвиги уровней в зависимости от γ . Стрелки на этом и других рисунках указывают шкалы значений, по которым делается отсчет. Параметры ядра для рис. 4-6: $s = 7,15$ Фм, $t = 1,46$ Фм, $\beta = 0,253$.

временного определения параметров ϵ , t , β , γ , β_4 зарядового распределения из анализа мюонного спектра. Определение этих параметров, принятое здесь, основывается на подгонке с помощью χ^2 теоретического спектра к экспериментальному спектру μ^- ^{238}U . При составлении χ^2 учитывались энергии

Рис. 5. Изменение относительной заселенности уровней в зависимости от γ .

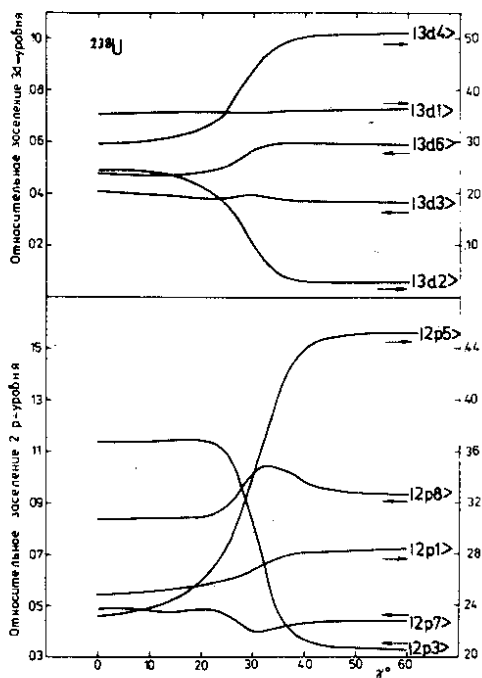
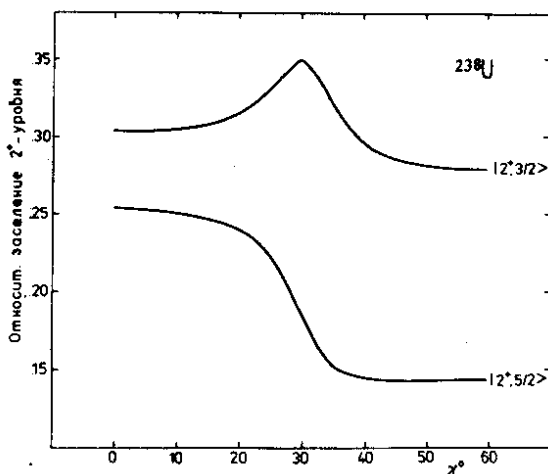


Рис. 6. Изменение интенсивности возбуждения ядерных 2^+ -уровней.



и интенсивности 17 линий. При подгонке мы получили следующие оптимальные параметры:

$$c = 7,35 \text{ Фм}, t = 0,77 \text{ Фм}, \beta = 0,276, \gamma = 17^\circ, \beta_4 = 0,06.$$

При оптимальном значении γ величина χ^2 уменьшается в два раза по сравнению со случаем, когда $\gamma = 0$. Влияние β_4 на величину χ^2 менее значительно.

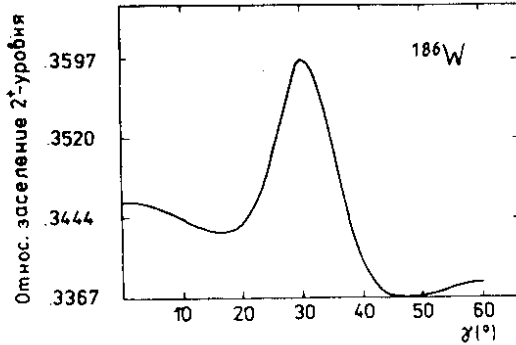


Рис. 7. Изменение интенсивности возбуждения ядерного 2^+ -уровня в ^{186}W при различных γ . Параметры ядра: $c = 6,4 \text{ Фм}$, $t = 2,3 \text{ Фм}$, $\beta = 0,15$.

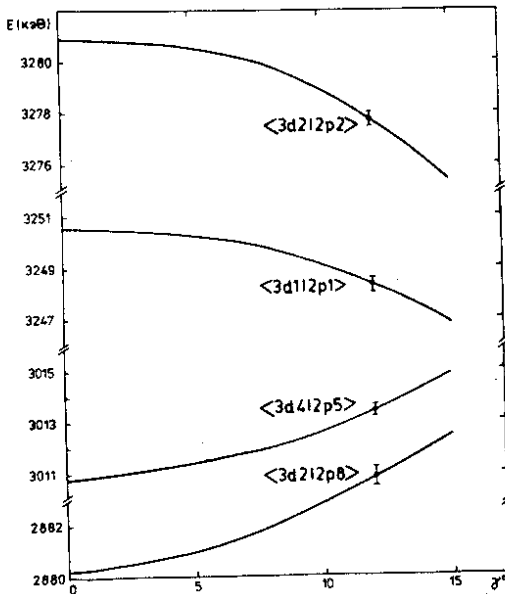


Рис. 8. Изменение энергии мюонных переходов в зависимости от γ . Параметры ядра ^{238}U : $c = 7,15 \text{ Фм}$, $t = 1,46 \text{ Фм}$, $\beta = 0,260$.

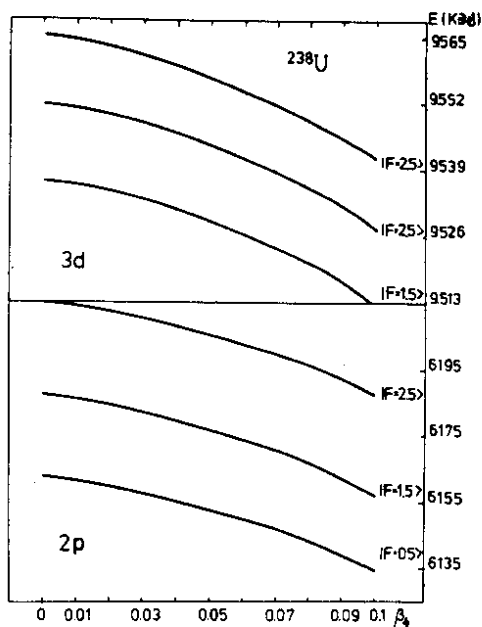


Рис. 9. Изменение положения уровней $\mu^{-238}\text{U}$ в зависимости от β_4 .

§5. ДИСКУССИЯ

В табл. 2 найденные значения параметров зарядового распределения для ^{238}U сравниваются с известными в литературе. Разница в величине параметра β связана с введением дополнительных параметров γ и β_4 , которые влияют на квадрупольные части распределения заряда $\rho_{20}(r)$ и $\rho_{22}(r)$. Как видно из табл. 2, для параметра Q_0 , более тесно связанного с измеряемыми величинами, результаты различных экспериментов и расчетов очень близки.

Переходя к обсуждению параметров γ и β_4 , отметим, что рассматриваемые как подгоночные, они дают сравнимые изменения в мюонном спектре. Однако, как видно из анализа величины χ^2 , определение этих двух параметров происходит независимо друг от друга. Из табл. 2 видно, что имеющиеся в литературе значения β_4 значительно отличаются друг от друга. Наша оценка $\beta_4 = 0,06$ близка к результату, полученному из анализа кулоновского возбуждения $\beta_4 = 0,059$. Значительны также вариации оценки для γ , определенной в различных расчетах. В частности, оценка γ зависит от предположений о радиальном распределении заряда, что следует из сравнения настоящего расчета и расчета, проведенного ранее, в котором использовалось иное распределение плотности и не была учтена

Таблица 2

Параметры формы ядра ^{238}U по данным различных экспериментов

Метод измерения	B_2	γ	B_4	B_6	Q_0 /Барн/с/Фн/	τ /Фн/	Источник
1. Неупругое рассеяние							
а) протон	0.27 ± 0.01	-	0.017 ± 0.0039	-0.015	11.09	6.817	/25/
б) α -частица	0.237	-	0.007	-0.012	11.29	7.436	/26/
2. Рассеяние электронов	0.268	-	-	-	11.0	6.817	/28/
3. Кулоновское возбуждение	0.283	-	0.059	-	11.75	6.346	2.197 /27/
4. Мюнные атомы							
а)	0.277	-	0.013	-0.015	11.13	7.050	2.062 /8/
б)	-	-	-	-	11.0	6.94	2,7 /9/
в)	-	-	-	-	11.32	7.145	1.745 /4/
г)	0.244 ± 0.002	-	-	-	11.47^+	6.92	2.06 /5/
д)	0.271	17°	0.06	-	11.13	7.35	0.77 наст. работа

гексадекапольная деформация. Довольно заметное различие этих двух оценок дает основания думать, что физические эффекты, описываемые параметром γ в спектре μ^- ^{238}U и спектре самого ядра ^{238}U , не идентичны.

Влияние на уровни мезоатома ядерных вибрационных состояний /и особенно гамма-вибрационных состояний/, которые могут вызвать динамическую неаксиальность в ядре ^{238}U , в мюнном атоме может быть грубо оценено при помощи соотношения

$$\Delta E(\gamma\text{-вибр}) = \frac{|\langle g | V_Q | \gamma \rangle|^2}{\hbar \omega_\gamma} \approx$$

$$\approx |\langle g | V_Q | g \rangle| \cdot (\langle g | V_Q | g \rangle / \hbar \omega_\gamma) \cdot \frac{B(E2, g \rightarrow \gamma)}{B(E2, g \rightarrow g)},$$

где $\hbar \omega_\gamma$ - энергия возбуждения, соответствующая ядерному состоянию / γ - вибрационное состояние /; $B(E2, g \rightarrow g)$ и $B(E2, g \rightarrow \gamma)$ - приведенные вероятности переходов внутри и между полосами. Первый множитель в этом соотношении определяет масштаб квадрупольного расщепления и равен приблизительно 80 кэВ для 2Р термов в μ^- ^{238}U . Последние два множителя дают для гамма-полосы величину, близкую к $1,6 \cdot 10^{-3}$

в ядре ^{238}U . Следовательно, поляризация ядра, вызываемая динамической $E2$ -деформацией, изменяет энергию $3D \rightarrow 2P$ -переходов только на величину порядка сотен электронвольт, что не может существенно сказаться на установленных выше оценках статической деформации ^{/13/}.

Выражение /7/ перестает быть справедливым в случае резонанса между ядерными и мюонными возбуждениями ^{/12/}. Однако резонансы избирательны по отношению к мюонным уровням, в противоположность эффекту ядерной деформации. Нет оснований ожидать значительного изменения параметров деформации, обсужденных выше, если в процедуре подгонки учитывать деформации более высокой, чем четвертой мультипольности.

Приведенное выше сопоставление показывает, что влияние ядерной поляризации на квадрупольное расщепление переходов $p \rightarrow p-1$ убывает с ростом p . Отметим, что квадрупольное расщепление $4F \rightarrow 3D$ -переходов достаточно велико для экспериментального изучения. Кроме того, на эти переходы сравнительно незначительно действуют такие эффекты как поляризация вакуума, радиальное распределение заряда и др.

Было бы интересно по приведенной выше методике определить неаксиальность ядер других элементов, таких, например, как ^{186}W и ^{192}Os , ядра которых, по имеющимся данным, могут обладать значительной неаксиальностью ^{/14,24/}. При этом значительную информацию о возможной неаксиальности может дать изучение интенсивности возбуждения ядерных уровней основной ротационной полосы.

Авторы признательны дирекциям Лаборатории ядерных проблем и Лаборатории теоретической физики за создание благоприятных условий для успешной работы. Они благодарны В.П.Джелепову и В.Г.Соловьеву за поддержку и интерес к работе, П.Н.Сомову и В.В.Фильченкову - за возможность провести эксперимент в низкофоновом помещении, Г.Н.Зорину, Т.Коргульскому и Ж.Ганзоригу - за помощь в обеспечении экспериментальным оборудованием.

ЛИТЕРАТУРА

1. Jacobson B.A. Phys.Rev., 1954, 96, p.1637.
2. Wilets L. Math. Fys. Medd., 1954, 29, No.3.
3. Acker H.L. Nucl.Phys., 1965, 62, p.477.
4. Cote R.E. Phys.Rev., 1969, 179, p.1134.
5. McKee R.J. Phys.Rev., 1969, 180, p.1139.
6. Pieper W., Greiner W. Phys.Lett., 1967, 24B, p.377.
7. Pieper W., Greiner W. Nucl.Phys., 1968, A109, p.539.

8. Davidson J.P. Phys.Lett., 1974, 32, p.337.
9. Acker H.L. Nucl.Phys., 1966, 87, p.153.
10. De Wit S.A. et al. Nucl.Phys., 1967, 87, p.657.
11. Konishi T. Progr.Theor.Phys., 1972, 48, p.1569.
12. Ким Е. Мезонные атомы и ядерная структура. Атомиздат, М., 1975.
13. Энгфер Р. и др. ЭЧАЯ, 1975, 5, с.382.
14. Давыдов А.С. Возбужденные состояния атомных ядер. Атомиздат, М., 1967.
15. Schiff L.I. Quantum Mechanics, Mc Graw Hill, Co., New York, 1955.
16. Barrett R.C. Phys.Lett., 1967, 28B, p.377.
17. Fricke B. Zeitschr. f.Phys., 1969, 218, p.495.
18. Давыдов А.С. Квантовая механика. Физматгиз, М., 1963.
19. Winter G. ZfK-Preprint, 1969, 182.
20. Stephens F.S., Jr., Diamond R.M., Perlman I. Phys.Rev. Lett., 1959, 3, p.435.
21. McKinley J.M. Phys.Rev., 1969, 183, p.106.
22. Соколов С.Н., Силин И.Н. ОИЯИ, Д-810, Дубна, 1961.
23. Vagaev V.I. et al. Phys.Lett., 1977, 67B, p.169.
24. Кашуба И.Е. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 1975, 39, с.617.
25. Moss J.M. et al. Phys.Rev.Lett., 1971, 26, p.1488.
26. Hendrz D.K. Phys.Rev.Lett., 1973, 31, p.478.
27. Benis C.E. et al. Phys.Rev., 1973, C8, p.1466.
28. Lobner K.E.G. Nucl.Data Sect., 1970, A7, p.495.

Рукопись поступила в издательский отдел
31 августа 1979 года.