

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



Б-14

21/3-77
P4 - 10232

1049/2-77

В.И.Багаев, И.Н.Михайлов, Г.Музиоль, Х.-Г.Ортлепп,
В.Д.Фромм, У.Шмидт

ВЛИЯНИЕ НЕАКСИАЛЬНОСТИ
НА СВЕРХТОНКОЕ
КВАДРУПОЛЬНОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ
В МЮОННОМ АТОМЕ ^{238}U

1976

P4 - 10232

В.И.Багаев, И.Н.Михайлов, Г.Музиоль, Х.-Г.Ортлепп,
В.Д.Фромм, У.Шмидт

ВЛИЯНИЕ НЕАКСИАЛЬНОСТИ
НА СВЕРХТОНКОЕ
КВАДРУПОЛЬНОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ
В МЮОННОМ АТОМЕ ^{238}U

Направлено в "Physics Letters"

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Багаев В.И. и др.

P4 - 10232

Влияние неаксиальности на сверхтонкое квадрупольное расщепление в мюонном атоме ^{238}U

В рамках модели жесткого ротатора Давыдова-Филиппова рассмотрено влияние неаксиальных деформаций на спектры μ^- ^{238}U . Вычислены сдвиги уровней μ^- -мезоатома при различных значениях параметра неаксиальности γ . Путем сравнения экспериментального спектра с расчетным определены параметры квадрупольной деформации β и γ , которые оказались соответственно равными $0,260$ и 13° .

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1976

BagaeV V.I. et al.

P4 - 10232

Non-Axiality Effects in Quadrupole
Hyperfine-Splitting in Muonic ^{238}U

The quadrupole h-f-splitting in muonic atoms with nuclei having no axial symmetry is calculated within the rigid asymmetric rotor model. The x-rays emitted in 4F-3D and 3D-2P transitions in μ^- ^{238}U were measured with high resolution and an analysis of the spectrum was performed to find the quadrupole deformation parameters
Results: $\beta = 0.260^\circ$; $\gamma = 13^\circ$.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1976

© 1976 Объединенный институт ядерных исследований Дубна

Спектр мюонных атомов с деформированными ядрами обладает сильным сверхтонким квадрупольным расщеплением, позволяющим исследовать детали распределения заряда в ядрах^{/1/}. Здесь рассматривается влияние неаксиальности на сверхтонкое квадрупольное расщепление в μ^- ^{238}U . Проведено сравнение с экспериментальными данными, полученными на синхроциклотроне ОИЯИ. Анализируемое рентгеновское излучение испускалось в результате взаимодействия μ^- с металлическим ураном и измерялось Ge(Li)-детектором большого объема, обеспечивающим типичное разрешение $2,8$ кэВ при $1,3$ мэВ.

Калибровка энергий была произведена с помощью γ -квантов радиоактивного источника ^{56}Co , регистрируемых в случайных совпадениях во время проведения всего эксперимента.

Как показано ранее, экспериментальные^{/1/} спектры заметно отличаются от теоретических, полученных на основе ротационной модели с квадрупольным взаимодействием.

Теоретические оценки, выполненные Маршалекон^{/2/}, показывают, что это отклонение невозможно объяснить изменением формы ядра, вызванным его вращением.

Гексадекапольная часть взаимодействия имеет очень слабое влияние на энергию переходов 3D-2P, поскольку оно затрагивает только 3D-уровни. На переходы 4F-3D существенно влияют как неаксиальность, так и гексадекапольность. Поэтому изучение переходов 4F-3D и 3D-2P может показать роль каждого из этих эффектов.

Для описания наблюдаемого спектра мы обобщили теоретическую основу обычной модели, предположив, что ядра имеют стационарную неаксиальную деформацию ^{3/}.

Монопольная часть кулоновского взаимодействия мюона с ядром определяется, как обычно ^{4/}, численным решением уравнения Дирака с центральной частью кулоновского среднего поля. Для матричных элементов квадрупольного взаимодействия нами получено:

$$\begin{aligned} & \langle \lambda I j n k; FM | H_{\mu N Q} | \lambda' I' j' n' k'; FM \rangle = \\ & = (-1)^{F + \frac{1}{2}} [(2j + 1)(2j' + 1)(2I + 1)(2I' + 1)]^{\frac{1}{2}} \left\{ \begin{matrix} F & I & j & j & 2 & j' \\ & & 2 & j' & I & \end{matrix} \right\} \left(\begin{matrix} \frac{1}{2} & 0 & -\frac{1}{2} \end{matrix} \right) \times \\ & \times \frac{1}{2} [1 + (-1)^{\ell + \ell'}] e^2 \times [Q_{20} \int dr (F_{nk}(r) F_{n'k'}(r) + \\ & + G_{nk}(r) G_{n'k'}(r)) f_{20}(r) \times \sum_{k \geq 0} \begin{pmatrix} I & 2 & I' \\ -K & 0 & K \end{pmatrix} A(\lambda I K) A(\lambda' I' K) + \\ & + Q_{22} \int dr (F_{nk}(r) F_{n'k'}(r) + G_{nk}(r) G_{n'k'}(r)) f_{22}(r) \times \\ & \times \left\{ \sum_{k \geq 0} \frac{1}{\sqrt{1 + \delta_{k0}}} \begin{pmatrix} I & 2 & I' \\ -K & -2 & 2 & K \end{pmatrix} A(\lambda I K + 2) A(\lambda' I' K) + \right. \\ & \left. + \begin{pmatrix} I & 2 & I' \\ K & 2 & -K - 2 \end{pmatrix} (-1)^{I + I'} A(\lambda I K) A(\lambda' I' K + 2) \right\} \Big|_8 . \end{aligned}$$

Здесь Q_{2m} и $f_{2m}(r)$ - соответственно квадрупольные моменты и проникающие функции, вычисленные в предположении, что распределение заряда имеет вид

$$\rho(\vec{r}) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left\{ \frac{4 \ln 3}{T} (r(1 - \beta \cos \gamma Y_{20} - \frac{\beta \sin \gamma}{\sqrt{2}} (Y_{22} + Y_{2-2})) - c) \right\}},$$

где c, t - обычные параметры, определяющие радиус ядра и диффузность его поверхности. Два параметра, β и γ , определяют деформацию ядерной поверхности. В ядерные волновые функции неаксиальная часть входит через коэффициенты $A(\lambda I K)$ их разложения по адиабатическим компонентам.

Структура состояния мюонного атома определяется диагонализацией гамильтоновых матриц с монопольным и квадрупольным взаимодействием. Такая процедура была проделана для $\mu^{-238}\text{U}$. При рассмотрении учитывались три нижайших ядерных уровня, энергии которых брались из данных эксперимента.

Как мы видим на рис. 1, неаксиальные деформации имеют сильное влияние на уровни энергий мюонного атома. Например, некоторые из 2P-уровней смещаются на величину около 100 кэВ, когда γ меняется от 0 до 60°. Интенсивности линий также заметно меняются в зависимости от γ .

Оптимальное значение параметров β и γ получалось минимизацией χ^2 , при этом учитывались энергии и интенсивности 17 наиболее сильных линий. Параметры c и t брались из ^{4/}. На рис. 2 экспериментальный спектр переходов 3D-2P сравнивается с теоретическим.

Включение γ в подгоночную процедуру уменьшает χ^2 на множитель порядка 2 по сравнению со случаем, когда $\gamma = 0^\circ$. Оптимальное значение параметров: $\gamma = 13 \pm 2^\circ$, $\beta = 0,260^\circ$.

Величина γ , полученная в нашем приближении, достаточно близка к той, которая получается подгонкой энергий первых трех ротационных уровней в рамках модели Давыдова-Филиппова ($\gamma = 12^\circ$)^{3/}. Это делает применение данной модели в описании $\mu^{-238}\text{U}$ самосогласованным.

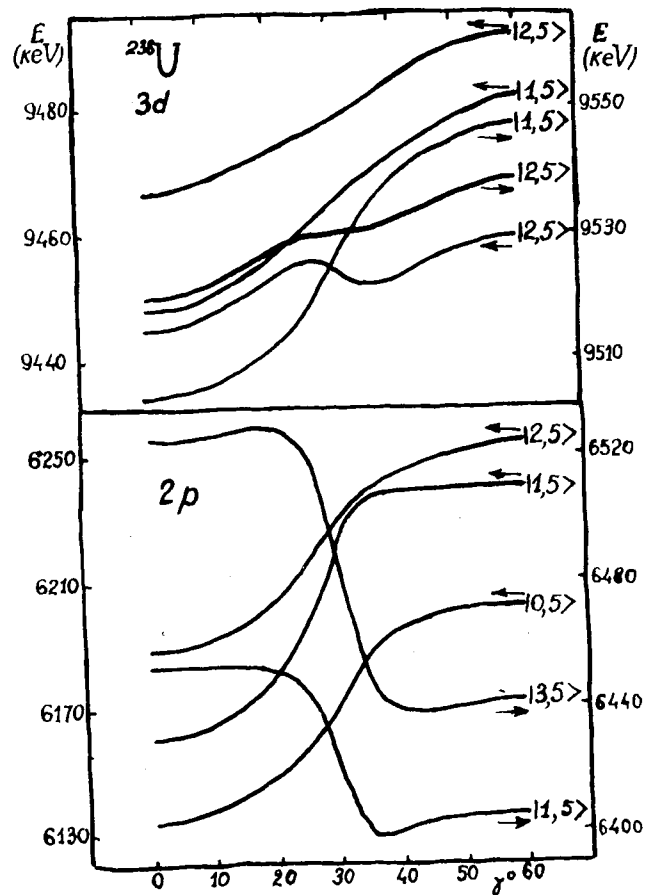


Рис. 1. Зависимость энергии уровней мезоатома от параметра неаксиальности γ . Шкала отсчета энергии уровня указана стрелкой. Цифры в скобках обозначают угловой момент уровня.

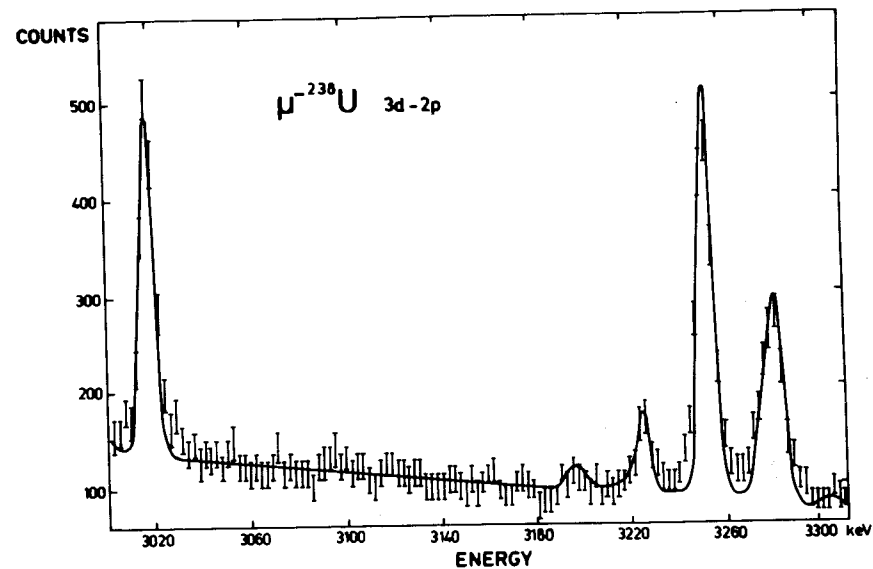


Рис. 2. Экспериментальный спектр γ -излучения $\mu^{-238}\text{U}$ в сравнении с теоретическим. Теоретические значения соответствуют оптимальным значениям параметров деформации ядра ^{238}U .

Литература

1. R. Engher et al. *Particles and Nuclei* (Sovjet edition), V. 5, 382 (1975).
2. E. R. Marshalek. *Phys. Rev.*, 158, 993 (1967).
3. A. S. Davidov, G. F. Filippov. *Nucl. Phys.*, 8, 257 (1958).
4. S. A. Dewit et al. *Nucl. Phys.*, 87, 657 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел
21 декабря 1976 года.