СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

С 346.3б
Б-14

27/I-78

Р4 - 11092

В.И.Багаев, И.Н.Михайлов

998/2-78

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ ЯДРА НА СВЕРХТОНКОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ УРОВНЕЙ В МЮОННЫХ АТОМАХ

1977

P4 - 11092

В.И.Багаев, И.Н.Михайлов

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ ЯДРА НА СВЕРХТОНКОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ УРОВНЕЙ В МЮОННЫХ АТОМАХ

Багаев В.И., Михайлов И.Н.

P4 - 11092

Влияние структуры ядра на сверхтонкое расщепление уровней в мюонных атомах

Получены аналитические выражения, позволяющие описывать спектры мюонных атомов с четно-четными ядрами, обладающими статической неаксиальной деформацией. Получены также формулы, необходимые для расчета спектра мюонных атомов с нечетными ядрами, при этом предполагается, что остов ядра имеет статическую неаксиальность.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Bagaev V.I., Mikhailov I.N.

P4 - 11092

Effect of Nuclear Structure on Hyperfine Level Splitting in Muonic Atoms

Analytical expressions are obtained which allow one to describe spectra of muonic atoms with even-even nuclei possesing a static non-axial deformation. Formulae are also obtained needed for the calculation of spectrum of muonic atoms with odd nuclei at the assumption that the even core of the nuclei has a static non-axiality.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

© 1977 Объединенный институт ядерных исследований Дубна

ВВЕДЕНИЕ

Спектры мюонных атомов являются одним из источников изучения структуры атомных ядер и, в частности, распределения заряда. Определенные в мюонных экспериментах значения радиуса (c), диффузности поверхности (t) и квадрупольного момента Q являются одними из самых надежных. В мюонных атомах с деформированными ядрами наблюдается сильное E2-взаимодействие [1,2]. В настоящее время существует большое количество работ, в которых изучается распределение заряда на основе ротационной модели [3–14] в предположении об аксиальности атомного ядра.

Однако имеются определенные расхождения между теоретически установленными энергиями мюонных атомов и их экспериментальными значениями. Одной из причин этого может быть неаксиальная деформация. Настоящая работа посвящена теоретическому описанию влияния неаксиальных деформаций на спектры мюонных атомов, при этом рассматриваются как четные ядра, так и нечетные, в описании которых достигнут значительный успех в рамках модели с трехосным остовом [15].

ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В МЮОННЫХ АТОМАХ С НЕЧЕТНЫМИ ЯДРАМИ

Первоначально отметим, что в мюонных атомах с сильно деформированными ядрами E2-взаимодействие превосходит M1-взаимодействие в сотни раз [12]. Матричные элементы для M1-взаимодействия приведены в [6].

Вычисление уровней мюонного атома состоит в решении уравнения на собственные значения:

$$(H_N + c\vec{\alpha}\vec{p} + \beta mc^2 + H_{\mu N})\Psi_{\mu N} = E\Psi_{\mu N} . \qquad /1/$$

Здесь собственная функция $\Psi_{\mu N}$ зависит как от координат мюона, так и координат всех нуклонов. Гамильтониан состоит из трех членов: 1/ H_N - гамильтониана ядра, описывающего взаимодействие нуклонов между собой; 2/ $c\vec{\alpha}\vec{p}+\beta mc^2$ - оператора Дирака, описывающего движение мюона / α_i и β - обычные четырехрядные матрицы Дирака/; 3/ $H_{\mu N}$ - взаимодействия мюона и всех нуклонов в ядре с учетом радиационных поправок.

Одно из основных приближений состоит и том, что $H_{\mu N}$ аппроксимируется взаимодействием мюона со средним статистическим полем, создаваемым всеми нуклонами ядра. Потенциал в точке (r,θ',ϕ') в системе ядра имеет вид

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

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

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

где $Q_{\ell m}$ - соответствующая гармоника в распределении плотностей - равна:

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

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

$$Q_{\ell m} = 2\sqrt{\frac{4\pi}{2\ell+1}} \int_0^\infty \rho_{\ell m}(r) r^{\ell+2}\, dr. \qquad /5/$$

В этой работе рассматривается влияние на спектры μ^--мезоатомов монопольной, квадрупольной и гексадекапольной частей потенциала.

Гросс-структура спектра мезоатома определяется уравнением

$$(c\vec{\alpha}\vec{p} + \beta mc^2 + \Phi(r))\Psi = E\Psi, \qquad /6/$$

где $\Phi(r)$ - монопольная часть в распределении потенциала. Решение этого уравнения в аналитическом виде возможно только для случая точечных ядер /см., например, [17]/. В случае тяжелых ядер описание нижних уровней мюона возможно только с помощью ЭВМ.

Собственные функции мюона можно записать в виде

$$\Psi^\mu_{nk} = \begin{pmatrix} 1/r\, G_{nk}(r)\chi^\mu_k(\theta,\phi) \\ i/r\, F_{nk}(r)\chi^\mu_{-k}(\theta,\phi) \end{pmatrix}, \qquad /7/$$

где квантовые числа k удовлетворяют соотношениям:

$k = \ell$, если $j = \ell - 1/2$,
$k = -(\ell + 1)$, если $j = \ell + 1/2$.

Здесь ℓ и j - соответственно полный и орбитальный моменты.

Уровни энергии и волновые функции мюона определяются в результате решения системы связанных дифференциальных уравнений:

$$\frac{dF(r)}{dr} = \frac{k}{r}F(r) - \frac{1}{\hbar c}[E - mc^2 - \Phi(r)]G(r), \qquad /8/$$

$$\frac{dG(r)}{dr} = -\frac{k}{r}G(r) + \frac{1}{\hbar c}[E + mc^2 - \Phi(r)]F(r), \qquad /9/$$

где $F(r)$ и $G(r)$ - соответственно малая и большая компоненты волновой функции мюона с нормировкой

$$\int_0^\infty (F^2+G^2)\,dr = 1 . \qquad /10/$$

Гамильтониан, описывающий ядро, можно записать в виде [18]

$$H_N = h + A_1 I_1^2 + A_1 I^2 + A_3 I^2 + B_1 I_1 + B_2 I_2 + B_3 I_3 + \qquad /11/$$
$$+ C_1 (I_2 I_3 + I_2 I_3) + C_2 (I_3 I_1 + I_1 I_3) + C_3 (I_1 I_2 + I_2 I_1),$$

где h, A_ν, B_ν, C_ν зависят от β, γ, ξ и обобщенных импульсов, сопряженных этим координатам. В данном случае мы учитываем только вращательные возбуждения, поэтому ограничиваемся только ротационной частью, т.е. считаем гамильтониан соответствующим модели Давыдова-Филиппова [19].

$$H_N = A_1 I_1^2 + A_2 I_2^2 + A_3 I_3^2 . \qquad /12/$$

Здесь коэффиценты A_ν равны:

$$A_\nu = \frac{1}{8 B \beta^2 \sin^2(\gamma - \frac{2\pi\nu}{3})}, \qquad /13/$$

где B - массовый параметр.

Волновые функции коллективного движения ядра в этом случае представляются в виде

$$\Psi_{\lambda IM} = \sum_{K \geq 0} A(\lambda IK) | IMK > , \qquad /14/$$

где $< IMK >$ - волновые функции аксиального ротатора

$$|IMK> = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2(1-\delta K0)}}\{D^I_{MK}(\theta_i) + (-1)^I D^I_{M-K}(\theta_i)\}. \qquad /15/$$

Здесь θ_i - углы Эйлера, $A(\lambda IK)$ определяются из решения соответствующей задачи на собственные значения:

$$H_N\Psi_{\lambda IM} = E\Psi_{\lambda IM}\ . \qquad /16/$$

При этом учитываются те состояния, которые соответствуют минимальному значению энергии при данном I, т.е. рассматриваются состояния только основной полосы.

Часть гамильтониана, соответствующая квадрупольному и гексадекапольному взаимодействию, имеет вид

$$H_{\mu N} = -\frac{1}{2}e^2\Big(\sqrt{\frac{4\pi}{5}}\big(Q_{20}f_{20}Y_{20}(\theta',\phi') + Q_{22}f_{22}(Y_{22}(\theta',\phi') + Y_{2-2}(\theta',\phi'))\big) + \sqrt{\frac{4\pi}{9}}Q_{40}f_{40}(r)(\theta',\phi')\Big), \qquad /17/$$

здесь учтено выполнение условий

$$Q_{22} = Q_{2-2},\ Q_{2\pm1} = 0,\ f_{22}(r) = f_{2-2}(r), \qquad /18/$$

а также предположение, являющееся, по-видимому, вполне обоснованным, о том, что деформации, соответствующие Y_{4m}, где $m \neq 0$, отсутствуют; θ', ϕ' - это угловые координаты мюона в системе координат, связанной с ядром. Для перехода в лабораторную систему воспользуемся обычными свойствами D-функций Вигнера

$$Y_{p\ell}(\theta',\phi') = \sum_m D^p_{m\ell}(\theta_i)Y_{pm}(\theta,\phi)\ . \qquad /19/$$

Учитывая, что полный момент системы мюон плюс ядро (F) и его проекция (M) сохраняются, базисные функции выбираем в виде

$$|\lambda Ijnk> = \sum_{M_I\mu}(IjM_I\mu|FM)\Psi_{\lambda IM_I}\Psi^{\mu}_{nk}\ . \qquad /20/$$

Здесь I , M_I и j, μ - квантовые числа угловых моментов ядра и мюона, несохранение которых связано с сильным $E2$ -взаимодействием.

Матричные элементы, описывающие квадрупольное взаимодействие, имеют вид /учтено, что I и K - целые/:

$$\langle \lambda' I' j' n' k'; FM | H_{\mu N Q_2} | \lambda I j n k; FM \rangle =$$

$$= -(1)^{2j'+I+j+F} \sqrt{(2j'+1)(2I'+1)}\; W(I'j'Ij;F2)(j'2\,1/2\,0|j1/2)\times$$

$$\times \frac{1}{2}[1+(-1)^{\ell+\ell'}]e^2 \times [Q_{20}\int dr(F_{n'k'}(r)F_{nk}(r) +$$

$$+ G_{n'k'}(r)G_{nk}(r))f_{20}(r)\times$$

$$\times \{ \sum_{\substack{K\geq 0\\ (\text{четн.})}} (-1)^K (I'2-K0|I-K)A(\lambda' I' K)A(\lambda I K)\} +$$

$$+ Q_{22}\int dr(F_{n'k'}(r)F_{nk}(r) +$$

$$+ G_{n'k'}(r)G_{nk}(r))f_{22}(r)\times \{ \sum_{\substack{K\geq 0\\ (\text{четн.})}} \sqrt{1+\delta K0}\,(-1)^K \times$$

$$\times ((I'2,-K-2,2|I-K)A(\lambda' I' K+2)\times \qquad /21/$$

$$\times A(\lambda I K)+(-1)^{I'+I}(I'2K2|IK+2)A(\lambda' I' K)A(\lambda I K+2))\}].$$

Соответственно матричные элементы, описывающие гексадекапольное взаимодействие, имеют вид

$$\langle \lambda' I' j' n' k'; FM | H_{\mu N Q_4} | \lambda I j n k; FM \rangle =$$

$$= -(-1)^{2j'+I+j+F} \sqrt{(2j'+1)(2I'+1)}\, W(I'j'Ij;F4)(j'2\,1/2\,0|j1/2)\times$$

$$\times \frac{1}{2}[1+(-1)^{\ell+\ell'}]e^2Q_{40}\int dr(F_{n'k'}(r)F_{nk}(r)+$$

$$+G_{n'k'}(r)G_{nk}(r))f_{40}(r)\times$$

$$\times\{\sum_{\substack{k\geq 0\\(\text{четн.})}}(-1)^K(I'4-K0|I-K)A(\lambda'I'K)A(\lambda IK)\}. \qquad /22/$$

Аналогично можно получить выражения для взаимодействия других мультипольностей.

Интенсивности дипольных переходов определяются выражением

$$A_{if}(n'\ell'F'\to n\ell F)=(E_i-E_f)^3|\sum_{MM'}|(n\ FM|\vec{r}|n'\ell'F'M')|^2=$$

$$=(E_i-E_f)^3(2\ell+1)(2F+1)(2F'+1)(\ell 100|\ell'0)^2\times$$

$$\times|\sum_{jj'}(-1)^{j+j'-I}(2j+1)^{1/2}(2j'+1)^{1/2}\times$$

$$\times(n\ell j|\vec{r}|n'\ell'j')C(Ij'F')C(IjF)W(\ell j\ell'j';1/2\,1)\times$$

$$\times W(jj'FF';1I)|^2, \qquad /23/$$

где $C(IjF)$ - коэффициенты, входящие в разложение волновых функций соответствующего уровня по базисным волновым функциям:

$$|\lambda n\ell;FM\rangle=\sum_{Ij}C(IjF)|\lambda Ijnk;FM\rangle.$$

При анализе использовалось распределение заряда типа Ферми, имеющее вид

$$\rho(\vec{r}) = \frac{\rho_0}{1+\exp\{\frac{4\ln 3}{t}(r-c(1+\beta\cos\gamma Y_{20}(\theta,\phi)+\frac{\beta\sin\gamma}{\sqrt{2}}(Y_{22}(\theta,\phi)+Y_{2-2}(\theta,\phi)+\beta_4 Y_{40}(\theta,\phi))\}} \quad /24/$$

Здесь c характеризует расстояние, на котором плотность убывает вдвое по сравнению с центральной; t - диффузность поверхности ядра; параметры β и γ определяют квадрупольную деформацию; параметр β_4 дает значение гексадекапольной деформации. Квадрупольные моменты в этом случае равны:

$$Q_{20} = 2\sqrt{\frac{4\pi}{5}}\rho_0 c^5 \left(\beta\cos\gamma\left(1+\frac{\pi^2}{8\ln^2 3}\left(\frac{t}{c}\right)^2\right)+\right.$$

$$\left.+4\left(\frac{1}{14}\sqrt{\frac{5}{\pi}}\beta^2\cos 2\gamma+\frac{3}{7\sqrt{\pi}}\beta\beta_4+\frac{5}{77}\sqrt{\frac{5}{\pi}}\beta_4^2\left(1+\frac{\pi^2}{16\ln^2 3}\left(\frac{t}{c}\right)^2\right)\right), \quad /25/$$

$$Q_{22} = 2\sqrt{\frac{4\pi}{5}}\rho_0 c^5\left(\frac{\beta\sin\gamma}{\sqrt{2}}\left(1+\frac{\pi^2}{8\ln^2 3}\left(\frac{t}{c}\right)^2\right)+\right.$$

$$\left.+4\left(\frac{3}{2\sqrt{8\cdot 2\pi}}\beta\beta_4\sin\gamma-\frac{1}{14}\sqrt{\frac{5}{2\pi}}\beta^2\sin 2\gamma\left(1+\frac{\pi^2}{16\ln^2 3}\left(\frac{t}{c}\right)^2\right)\right)\right. \quad /26/$$

Здесь мы отбрасывали члены, пропорциональные (t/c) в четвертой степени и выше.

Отметим, что даже если в распределении типа /24/ параметр $\beta_4 = 0$, то гексадекапольный момент, тем не менее, есть и его величину можно оценить из выражения /считаем $\gamma = 0$ и пренебрегаем членами (t/c) в четвертой степени и выше/

$$Q_{40} = \frac{72}{35}\sqrt{\pi}\beta^2 c^7 \rho_0 \left(1 + \frac{5}{12}\left(\frac{\pi}{\ln 3}\right)^2 \left(\frac{1}{c}\right)^2\right). \qquad /27/$$

Поскольку $Q_{40} \neq 0$, то при точных расчетах, когда $\beta_4 = 0$, нужно учитывать гексадекапольную часть потенциала. При вычислении требуется знание величины проникающей функции $f_{40}(r)$. Если учитывать только члены, пропорциональные β_4, то она при малых r равна:

$$f_{40}(r) = \frac{r^4}{c^9}; \qquad /28/$$

при учете же членов, пропорциональных $\beta\beta_4$ и β^2, ее величина становится следующей /считали r малыми/:

$$f_4(r) = \frac{(\beta_4 - 3S)}{(\beta_4 + 6S)}\frac{r^4}{c^9}, \qquad /29/$$

где S определяется выражением

$$S = \sqrt{\frac{5}{4\pi}}\,\beta\left(\frac{\sqrt{5}}{6}(2200/40)^2\beta + (2400/40)^2\beta\right). \qquad /30/$$

При больших r проникающая функция в обоих случаях равна:

$$f_{40}(r) = \frac{1}{r^5}. \qquad /31/$$

ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В МЮОННЫХ АТОМАХ С НЕЧЕТНЫМИ ЯДРАМИ

Как упоминалось выше, в последнее время нечетные ядра сравнительно хорошо описываются в предположении о неаксиальной деформации четно-четного остова [15]. Поэтому при описании спектров мезоатомов с нечетными ядрами в рамках упомянутой модели мы должны учитывать неаксиальность остова.

Рассмотрим вариант, когда нечетной частицей является нейтрон. В этом случае μ^--мезон будет электрически взаимодействовать только с остовом и соответствующий член в гамильтониане, определяющий квадрупольное взаимодействие, записывается так:

$$H_{\mu N Q_2} = -\frac{1}{2}\sqrt{\frac{4\pi}{5}}\, e^2 \,(Q_{20} f_{20}(r) Y_{20}(\theta',\phi') +$$

$$+ Q_{22} f_{22}(r)(Y_{22}(\theta',\phi') + Y_{2-2}(\theta',\phi'))). \qquad /32/$$

Волновые функции ядра имеют вид [15]

$$\Psi(\lambda I M) = \sum_{K\Omega} C^{Ij\lambda}_{K\Omega}\,(D^I_{MK}\chi^j_\Omega + (-1)^{I-j} D^I_{M-K}\chi^j_{-\Omega}), \qquad /33/$$

где

$$|K| \le I, \qquad \Omega \ge 1/2.$$

Базисные волновые функции выбираем аналогично случаю четно-четного ядра. При этом матричные элементы квадрупольного взаимодействия определяются выражением

$$\langle \lambda' I' j' n' k'; FM | H_{\mu N Q_2} | \lambda I j n k; FM \rangle =$$

$$= -8\pi^2 e^2 (-1)^{I-F-\ell+1/2} \sqrt{\frac{(2j'+1)(2j+1)(2\ell+1)}{(2I'+1)}}\; W(jIj'I';F2)\times$$

$$\times W(\ell j \ell' j'; 1/2\, 2)(\ell\, 200 | \ell' 0) \times [Q_{20} \int (G_{n'k'}(r) G_{nk}(r) +$$

$$+ F_{n'k'}(r) F_{nk}(r)) f_{20}(r) dr \times$$

$$\times \{ \sum_{K\Omega} C^{I'j'\lambda'}_{K\Omega} C^{Ij\lambda}_{K\Omega} (I2K0 | I'K) \} + Q_{22} \int (G_{n'k'}(r) G_{nk}(r) +$$

$$+ F_{n'k'}(r) F_{nk}(r)) f_{22}(r) dr \times$$

$$\times \{ \sum_{KK'\Omega} C^{I'j'\lambda'}_{K'\Omega} C^{Ij\lambda}_{K\Omega} ((I2K-2 | I'K') + (I2K2 | I'K)) \}]. \qquad /34/$$

В случае, если нейтронное или протонное состояние является дырочным, то выражение будет аналогичное.

Если же нечетной частицей является протон, то в этом случае нам необходимо учесть кроме взаимодействия остова с μ-мезоном также и взаимодействие мезона с протоном. Выражение, описывающее взаимодействие остова с мезоном, будет аналогично вышеприведенному, влияние же нечетного протона учитывается введением в гамильтониан члена

$$H_{p\mu} = -\frac{e^2}{|\vec{r}_p - \vec{r}_\mu|^2} . \qquad /35/$$

Это выражение можно разложить в ряд по полиномам Лежандра:

$$H_{p\mu} = -e^2 \sum_{\nu=0}^{\infty} f(r_p, r_\mu)\, P_\nu(\cos\omega). \qquad /36/$$

Здесь $f_\nu(r_p, r_\mu)$ равна:

$$f_\nu(r_p, r_\mu) = \frac{r_<^\nu}{r_>^{\nu+1}} , \qquad /37/$$

где $r_<$ - меньшее, а $r_>$ - большее из чисел r_p, r_μ. Далее это выражение можно представить в виде

$$H = -e^2 \sum_{\nu=0}^{\infty} \frac{4\pi}{2\nu+1} f(r_p, r_\mu) \sum_{\eta=-\nu}^{\nu} Y_{\nu\eta}(\theta_\mu, \phi_\mu) Y_{\nu\eta}(\theta_p, \phi_p). \qquad /38/$$

где θ_μ, ϕ_μ - угловые координаты мезона, а θ_p, ϕ_p - соответственно угловые координаты протона.

Член с $\nu=0$ мы не будем далее рассматривать, поскольку он автоматически учитывается при вычислении базисных волновых функций мюона. Поскольку волновая функция нечетного протона задана в системе координат, связанной с ядром, то нам необходимо совершить переход в эту систему с помощью D-функций, после чего матричные элементы от $H_{p\mu}$ легко вычисляются и имеют вид

$$\langle \lambda' I' j'_\mu n' k'; FM | H_{p\mu} | \lambda I j_\mu n k; FM \rangle =$$

$$= -8\pi^2 e^2 (-1)^{I' - j_\mu - \ell_\mu - j'_\mu - \ell - j - F} \sqrt{\frac{(2j_\mu+1)(2j+1)(2\ell_\mu+1)(2\ell+1)}{2I'+1}} \times$$

$$\times \Big(\sum_{\nu=1}^{\infty} W(Ij_\mu I'j'_\mu ; F\nu) W(\ell_\mu j_\mu \ell'_\mu j'_\mu ; 1/2\ \nu) \times (\ell_\mu \nu 00 | \ell'_\mu\ 0) \times$$

$$\times W(\ell j \ell j ; 1/2 \nu)(\ell \nu 00 |\ \ 0) T \int (G_{n'k'}(r) G_{nk}(r) +$$

$$+ F_{n'k'}(r) F_{nk}(r)) f_\nu (r_\mu) dr, \qquad /39/$$

где соответственно $f_\nu(r_\mu)$ определяется соотношением

$$f_\nu (r_\mu) = \int R^2_{n\ell} f_\nu (r_p, r_\mu) dr_p, \qquad /40/$$

а T равно:

$$T = \sum_{\substack{K'\Omega' \\ K\Omega \\ \zeta}} C^{I'j\lambda'}_{K'\Omega'} C^{Ij\lambda}_{K\Omega} ((I\nu K\zeta | I'K')(j\nu\Omega\zeta | j\Omega') +$$

$$+ (-1)^{I-j} (I\nu - K\zeta | I'K')(j\nu - \Omega\zeta | j\Omega') +$$

$$+ (-1)^{I'-j} (I\nu K\zeta | I' - K')(j\nu\Omega\zeta | j' - \Omega') +$$

$$+ (-1)^{I+I'-2j} (I\nu - K\zeta | I' - K')(j\nu - \Omega\zeta | j - \Omega')). \qquad /41/$$

Здесь квантовые числа ℓ и j относятся к протону.

Для интенсивностей дипольных переходов будет, как и в случае четно-четных ядер, справедлива формула /23/.

МАГНИТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В МЮОННЫХ АТОМАХ С НЕЧЕТНЫМИ ЯДРАМИ

Взаимодействие магнитных моментов ядра и мюона вызывает определенный сдвиг уровней мюонного атома. Произведем учет этого взаимодействия. Член гамильтониана, описывающий этот эффект, имеет вид

$$H_\mu = \frac{e}{c}\vec{\alpha}\vec{A} . \qquad /42/$$

Здесь α_i - матрицы Дирака, A_i - компоненты векторного потенциала.

Если допустить, что ядро является точечным, то можно написать /15/:

$$H_\mu = \frac{e}{c} g_1 \frac{\vec{I}\cdot[\vec{n}\vec{\alpha}]}{r^2} + \frac{e}{c} g_2 \vec{j}\,\frac{[\vec{n}\vec{\alpha}]}{r^2} . \qquad /43/$$

Здесь g_1 и g_2 - соответствующие гиромагнитные множители /15/. Матричные элементы, соответствующие первому члену в выражении /43/, имеют вид:

$$\langle \lambda' I' j' n' k'; FM | H_{M_1} | \lambda I j n k; FM \rangle =$$

$$= 2\frac{e}{c} g_1 (-1)^{j'+I-F} \sqrt{I(I+1)(2I+1)}\; W(jIj'I';F1) \times$$

$$\times \{ A \int \frac{G_{n'k'}(r) F_{nk}(r)}{r^2} dr + B \int \frac{F_{n'k'}(r) G_{nk}(r)}{r^2} dr \} \times$$

$$\times \left(\sum_{K\Omega} C^{I'j\lambda'}_{K\Omega} C^{Ij\lambda}_{K\Omega} \right) . \qquad /44/$$

Здесь A вычисляется по формуле

$$A = -1/2\,(-1)^{j'+2j+1/2} \sqrt{(2j'+1)(2j+1)(2\ell+1)} \times$$

$$\times[(j'-\ell')(j'+\ell'+1)-(j-\ell)(j+\ell+1)]\times$$

$$\times W(j'\ell'j\ell;1/2\,1)(\ell\,100\mid\ell'0), \qquad /45/$$

по этой же формуле вычисляется и B, только в случае A, j' и ℓ' отвечают $-k'$, а j и ℓ определяются k; соответственно в случае B j' и ℓ' отвечают $-k'$, а j и ℓ - соответствуют $-k$. Матричные элементы второго члена выражения /43/ имеют вид

$$\langle\lambda' I' j'_\mu n'k'; FM \mid H_{M_2} \mid \lambda I j_\mu nk; FM\rangle =$$

$$= 8\pi^2 \frac{e}{c} g_2 (-1)^{j'+I-F} \sqrt{\frac{j(j+1)}{2I'+1}}\, W(j_\mu I j'_\mu I'; F1)\times \qquad /46/$$

$$\times\left(A\int \frac{G_{n'k'}(r)F_{nk}(r)}{r^2}dr + B\int \frac{F_{n'k'}(r)G_{nk}(r)dr}{r^2}\right)P,$$

где P определяется выражением

$$P = \sum_{\substack{K'\Omega' \\ K\Omega \\ \eta}} C^{I'j\lambda'}\, C^{Ij\lambda}_{K\Omega}\, ((I1K\eta\mid I'K')(j1\Omega\eta\mid j\Omega') +$$

$$+(-1)^{I-j}(I1-K\eta' I'K')(j1-\Omega\eta\mid j\Omega') +$$

$$+(-1)^{I'-j}(I1K\eta\mid I'-K')(j1\Omega\eta\mid j'-\Omega') +$$

$$+(-1)^{I'+I-2j}(I1-K\eta\mid I'-K')(j1-\Omega\eta\mid j-\Omega')). \qquad /47/$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Расчеты с использованием приведенных выше формул были произведены для мезоатома ^{238}U. Они показали, что неаксиальность существенно меняет как энергии, так и интенсивности переходов /20/. С использованием спектра μ^- ^{238}U, полученного с достаточно высоким разрешением на синхроциклотроне ОИЯИ, была оценена статическая неаксиальность ядра ^{238}U, которая оказалась равной 13°. Аналогично можно с достаточной точностью, пользуясь полученными здесь формулами, рассчитать спектр мезоатомов с нечетными ядрами, а путем сравнения теоретического спектра с экспериментальным возможна оценка неаксиальности четно-четного остова.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Jacobson B.A. Phys. Rev., 1954, 96, p.1637.*
2. *Wilers L. Mat.Fys. Medd., 1954, 29, NB.*
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.533.*
8. *Davidson J.P. Phys.Lett., 1974, 32, p.337.*
9. *Acker H.L. Nucl.Phys., 1966, 87, p.153.*
10. *De Witetal S.A. Nucl.Phys., 1967, 87, p.657.*
11. *Konishi T. Progr. Theor. Phys., 1972, 48, p.1569.*
12. *Ким Е. Мезонные атомы и ядерная структура. М., Атомиздат, 1975.*
13. *Энгфер Р. и др. ЭЧАЯ, 1975, 5, с.382.*
14. *Lehnder A. e.a. Nucl.Phys., 1975, A254, p.315.*
15. *Meyer-ter-Vehn J. Nucl.Phys., 1975, A249, p.111,141.*
16. *Acker H.L. e.a. Nucl.Phys., 1966, 87, p.1.*
17. *Шифф Л.И. Квантовая механика. М., ИЛ., 1959.*
18. *Михайлов И.Н. и др. ЭЧАЯ, 1977, 8, №6.*
19. *Davidov A.S., Filippov G.F. Nucl.Phys., 1958, 8, p.257.*
20. *Bagaev V.I. e.a. Phys.Lett., 1977, 67B, p.169.*

Рукопись поступила в издательский отдел
18 ноября 1977 года.