Письма в ЖЭТФ, том 37, вып. 8, стр. 412 – 414 *20 апреля 1983 г.*

О ВОЗМОЖНОМ СУЩЕСТВОВАНИИ СВЯЗАННОГО СОСТОЯНИЯ K^--МЕЗОНА С ЯДРОМ ^{4}He

А.Е.Кудрявцев, В.Д.Мур [1]*, В.С.Попов*

Аналитическая теория ядерных сдвигов уровней [1,2] применяется к $K^-\,{}^4$He-атому. Экспериментальные данные по сдвигу 2*p*-уровня указывают на возможность существования в системе $K^-\,{}^4$He слабо связанного (в ядерных масштабах) состояния с энергией связи $\epsilon\sim$ ~ 100 КэВ. Дана оценка вероятностей радиационных переходов на этот уровень.

В последнее время появились четкие указания на существование аномально большого сдвига $2p$-уровня в $K^-\,{}^4$He-атоме, полученные независимо тремя экспериментальными группами (см. обзор Бетти [3]). При этом сдвиг $\Delta E_{2p} = E_{2p} - E^{(0)}_{2p} > 0$, т. е. уровень $2p$ выталкивается вверх. Экспериментальные значения сдвига и ширины $2p$-уровня, взятые из [3], приведены в таблице. Вычисление этих параметров с помощью оптического потенциала [2)]

$$V_{opt}(r) = \frac{2\pi}{m}\bar{a}\,\rho(r) \qquad (1)$$

дает [3]: $\Delta E_{2p} = 0{,}2$ эВ и $\Gamma_{2p} = 2$ эВ, что отличается от экспериментальных значений ΔE_{2p} и и Γ_{2p} более чем на порядок. Аномально большие сдвиги атомных уровней обычно связаны с тем, что в сильном потенциале $V_s(r)$ имеется близкий к нулю уровень (реальный или виртуальный), см., например, [1]. Представляет интерес исследовать ситуацию в $K^-\,{}^4$He-атоме с этой точки зрения.

№	ΔE_{2p}, эВ	Γ_{2p}, эВ	ϵ, КэВ	$\gamma/2$, КэВ	$a_1^{(cs)}$, Φ^3
1	35 ± 12	30 ± 30	94	44	380 – 160 *i*
2	50 ± 12	100 ± 40	35	38	540 – 530 *i*
3	43 ± 8	55 ± 34	62	43	460 – 290 *i*

Примечание: Величины ϵ, $\gamma/2$ и $a_1^{(cs)}$ были вычислены для средних значений сдвига и ширины 2*p*-уровня, без учета экспериментальных ошибок.

Анализ экспериментов по адронным атомам удобно проводить с помощью уравнения [2]

$$\prod_{j=1}^{l}\left(\frac{\zeta^2}{j^2} - \lambda^2\right)\{\,\lambda + 2\zeta\,[\,\psi(1-\zeta/\lambda) + \ln\lambda/|\zeta|\,]\,\} = \frac{1}{a_l^{(cs)}} + \frac{1}{2}r_l^{(cs)}\lambda^2, \qquad (2)$$

связывающего сдвиги и ширины атомных уровней с параметрами низкоэнергетического рассеяния. Здесь $\lambda = (-2E/E_C)^{1/2}$, E – энергия уровней, l – угловой момент, $\zeta = -Z_1Z_2$, $a_l^{(cs)}$ и $r_l^{(cs)}$ – ядерно-кулоновские длина рассеяния и эффективный радиус. Для системы $K^-\,{}^4$He $\zeta = 2$, приведенная масса $m = 436{,}0$ МэВ, единица длины $L = 2a_B = 62{,}0$ Ф, единица энергии $E_C = 23{,}2$ кэВ.

[1)] Московский инженерно-физический институт.

[2)] Здесь $\rho(r)$ – плотность ядерного вещества, $\bar{a}$ – эффективная длина *KN*-рассеяния, подогнанная по сдвигам и ширинам уровней более тяжелых *K*-мезоатомов. В дальнейшем используются атомные единицы $\hbar = m = e = 1$, m – приведенная масса; боровский радиус системы $a_B = |\zeta|^{-1}$, энергия невозмущенных кулоновских уровней $E^{(0)}_{nl} = -\zeta^2/2n^2$ (в единицах $E_C = me^4/\hbar^2$).

Входящий в (2) эффективный радиус $r_1^{(cs)}$ $(l = 1)$ вычислялся следующим образом. Как известно, плотность нуклонов в α-частице хорошо описывается гауссовским распределением $\rho(r) = C \exp(-r^2/r_0^2)$; среднеквадратичный зарядовый радиус $\langle r_{ch}^2 \rangle^{1/2} = r_0(3/2)^{1/2} = 1{,}67$ Ф, см. [4]. Согласно (1), тот же вид имеет и потенциал взаимодействия V_s между K-мезонов и ядром ^{4}He. Можно показать, что $r_1^{(s)} = -2{,}06/r_0$ для гауссовского потенциала V_s (при выключенном кулоне), или

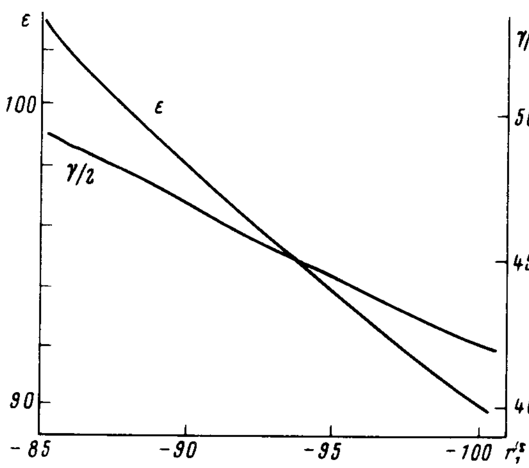
$$r_1^{(s)} = -c_1 / \langle r_{ch}^2 \rangle^{1/2} \qquad (3)$$

($c_1 = 2{,}52$). Внося в $r_1^{(s)}$ кулоновскую поправку согласно формуле (4) работы [5], находим $r_1^{(cs)}$. Используя значение $\langle r_{ch}^2 \rangle^{1/2}$, получаем [1)]: $r_1^{(s)} = -94{,}8\ L^{-1} = -1{,}53\ \Phi^{-1}$, $r_1^{(cs)} = -120\, L^{-1}$. Таким образом, кулоновская перенормировка эффективного радиуса здесь довольно значительна, что является спецификой p-волны (см. подробнее в [5]).

При переходе к другой модели $V_s(r)$ в формуле (3) изменяется лишь коэффициент c_1. Так, для прямоугольной ямы $c_1 = 2{,}32$ и $r_1^{(s)} = -87{,}3$, для экспериментального потенциала $c_1 = 2{,}89$, $r_1^{(s)} = -108{,}6$. Ввиду этого, при расчете спектра K^- ^{4}He-атома мы варьировали параметр $r_1^{(s)}$ в пределах от -85 до -100. При заданном значении $r_1^{(cs)}$, уравнение (2) определяет длину рассеяния $a_1^{(cs)}$ в p-волне, а также положение остальных p-уровней.

Оказывается, что помимо сдвинутых вверх атомных np-уровней ($n = 2, 3, \ldots$), в системе имеется также более глубокий ядерный уровень, искажающий кулоновский спектр. Его положение существенно зависит от сдвига ΔE_{2p} и в меньшей степени – от радиуса $r_1^{(s)}$. В таблице даны значения энергии связи ϵ и ширины γ этого состояния, а также длина рассеяния $a_1^{(cs)} \approx a_1^{(s)}$. Зависимость результатов расчета от параметра $r_1^{(s)}$ иллюстрирует рисунок.

Как видно из таблицы, экспериментальное значение положения $2p$-уровня в K^- ^{4}He-атоме еще нельзя считать установившимся. Это приводит к заметному различию в значениях ϵ и γ, рассчитанных [2)] по уравнению (2) для нескольких вариантов ΔE_{2p} и Γ_{2p}.



Энергия связи и полуширина ядерного уровня в зависимости от эффективного радиуса $r_1^{(s)}$. Расчет проведен для варианта №1 (см. таблицу). Значения ϵ и $\gamma/2$ даны в КэВ, $r_1^{(s)}$ – в единицах L^{-1}

Тем не менее, наши расчеты показывают, что при $l = 1$ в системе K^- ^{4}He должно существовать связанное состояние с энергией связи порядка нескольких десятков кэВ. Средний радиус этого состояния при $\epsilon \sim 100$ кэВ в 2 – 2,5 раза превышает $\langle r_{ch}^2 \rangle^{1/2}$.

---

1) Напомним, что в случае $l = 1$ "радиусы" $r_1^{(s)}$ и $r_1^{(cs)}$ имеют размерность обратной длины и отрицательны (если в потенциале V_s имеется близкий к нулю уровень).

2) Само по себе уравнение (2) имеет хорошую точность, так как в задаче имеется малый параметр $r_0/a_B \sim 1/20$. Неопределенность в $r_1^{(s)}$ приводит лишь к 10%-ной вариации величин ϵ и γ, см. рисунок.

Непосредственной проверкой существования ядерного уровня явилось бы обнаружение радиационных переходов на него с атомных уровней. В дипольном приближении возможны переходы с s - и d-уровней, однако в процессе перехода K-мезона с высоких орбит заселяются не s - , а d-уровни. Пренебрегая влиянием кулона на волновую функцию ядерного уровня, получаем для вероятности перехода

$$w(nd \to \nu p) \approx \omega_0 \frac{8\nu^2}{15n^3}\left(1 - \frac{1}{n^2}\right)\left(1 - \frac{4}{n^2}\right)|(r_1^{(s)} a_B)|^{-1} \quad , \tag{4}$$

где $\omega_0 = \dfrac{\alpha^3 E_C}{\hbar} \zeta^4 \left(\dfrac{Z_1 m_2 - Z_2 m_1}{m_1 + m_2}\right)^2 = 0{,}179$ эВ, а $\nu = \zeta/\lambda$ – соответствует энергии ядерного уровня (в данном случае $\nu \sim 0{,}7 \div 1$). Оценка по этой формуле дает: $w(3d \to \nu p) \sim$ $\sim 3\cdot10^{-5}$ эВ и отношение $w(3d \to \nu p)/w(3d \to 2p) \sim (2 \div 5)\cdot 10^{-2}$. Отметим, что указанные в таблице значения ΔE_{2p} и Γ_{2p} были получены именно из измерений радиационных переходов $nd \to 2p$.

Другим способом обнаружить ядро $^4\mathrm{He}K^-$ является исследование ядерных реакций с K^--мезонами на легких ядрах. Например, в реакции $K^- + {}^6\mathrm{Li} \to d + X$ обсуждаемый уровень $^4\mathrm{He}K^-$ может проявиться как пик в спектре недостающей массы к дейтонам, летящим вперед.

Существование уровня с энергией связи $\epsilon \sim 100$ кэВ, на первый взгляд, может вызвать удивление, так как сдвиг $2p$-уровня в K^- ^{4}He-атоме относительно мал: $\delta = \Delta E_{2p}/(E_{3p}^{(0)} - E_{2p}^{(0)}) \sim$ $\sim 7 \cdot 10^{-3}$. Укажем общий критерий возможности существования слабо связанного состояния. Используя для сдвига уровней формулу теории возмущений [6] и полагая $a_l^{(s)}$ равной длине рассеяния на твердой сфере радиуса r_0, получаем "критическое" значение параметра $\delta = |E_{nl} - E_{nl}^{(0)}| / (E_{n+1,l}^{(0)} - E_{n,l}^{(0)})$:

$$\delta_{cr}^{(nl)} \approx \frac{(n+l)!}{(2l)!\,(2l+1)!\,(n-l-1)!}\left(\frac{2r_0}{na_B}\right)^{2l+1} . \tag{5}$$

С ростом l, δ_{cr} быстро убывает. Так, при $r_0/a_B = 1/20$ и $n = l + 1$ получаем: $\delta_{cr} \approx 0{,}1$; 10^{-4} и 10^{-9}, соответственно, для $l = 0$, 1 и 2. Если $\delta \gg \delta_{cr}$, то возмущение атомного спектра следует считать сильным и в системе должно существовать слабо связанное ядерное состояние (его положение при $r_0 \ll a_B$ определяется уравнением (2)). Видно, что в K^- ^{4}He-атоме $\delta \gg \delta_{cr}$. Условие $\delta \gtrsim \delta_{cr}$ позволяет быстро оценить возможность существования "ядерных" уровней в различных адронных атомах.

Авторы выражают благодарность В.И.Лисину за помощь в численных расчетах, а также О.Д.Далькарову, В.Е.Маркушину и И.С.Шапиро за обсуждение результатов работы.

Литература

1. *Кудрявцев А.Е., Попов В.С.* Письма в ЖЭТФ, 1979, **29**, 311.
2. *Попов В.С., Кудрявцев А.Е., Лисин В.И., Мур В.Д.* ЖЭТФ, 1981, **80**, 1271.
3. *Batty C.J.* Proc. Intern. Conf. on Hypernuclear and Kaon Phys. p. 297, Heidelberg, 1982.
4. *McCarthy J.C., Sick I., Whitney R.R.* Phys. Rev., 1977, **C15**, 1396.
5. *Попов В.С., Кудрявцев А.Е., Лисин В.И., Мур В.Д.* Письма в ЖЭТФ, 1982, **36**, 207.
6. *Backenstoss G.* Ann. Rev. Nucl. Sci. 1970, **20**, 467.

Московский
инженерно-физический институт

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
12 марта 1983г.