УДК 539.16

А. И. ЛАВРЕНОВ

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ЯДЕРНЫХ ПАРАМЕТРОВ В МЮОННОЙ ВНУТРЕННЕЙ КОНВЕРСИИ

KEY WORDS. Muonic internal conversion, nuclear parameters, penetration effect, *K*-shell of muonic atom.

Рассматривается вопрос об определении ядерных параметров в мюонной внутренней конверсии. Показано, что для тяжелых ядер ограничение одним ядерным параметром в матричном элементе проникновения (внутриядерной конверсии) является грубым приближением и необходимо учитывать другие ядерные параметры.

Процессы внутренней конверсии являются эффективным методом определения квантовых характеристик атомных ядер. Они также используются для изучения структуры ядра. Но так как адекватное экспериментальным данным теоретическое описание ядер является сложной задачей, в теории внутренней конверсии поступают следующим образом [1]: матричный элемент проникновения (внутриядерной конверсии), содержащий волновые функции ядра, представляют в виде бесконечной суммы произведений двух множителей: ядерного параметра u_k и лептонного фактора q_k, т. е. $S_\infty = \sum\limits_{k=0}^{\infty} u_k q_k$. Учитывая, что с ростом k величины q_k уменьшаются, приблизительно считают, что $S_n = \sum\limits_{k=0}^{k=n} u_k q_k \approx S_\infty$. Это позволяет находить из опыта значения u_k, затем сравнивать их с теоретическими оценками u_k, вычисленными в различных моделях, и делать выводы об обоснованности той или иной модели ядра. Однако возникает вопрос о погрешности замены $S_n \approx S_\infty$ в зависимости от n — числа ядерных параметров. В электронной внутренней конверсии обычно ограничиваются одним ядерным параметром [1, 2]. Учитывая результаты работы [3] для мюонной $E0$-конверсии, представляет интерес рассмотреть изложенный выше вопрос для мюонной внутренней конверсии при мультипольности $L \geqslant 1$.

Выражения для магнитных и электрических коэффициентов внутренней конверсии любого порядка мультипольности L на основе общей теории внутренней конверсии можно представить в виде (обозначения аналогичны работе [4])

а) EL-переходы

$$\alpha_L(\varkappa_i) = \pi\alpha k \sum_{\varkappa} \frac{(2j_i+1)(2j+1)}{L(L+1)} \begin{pmatrix} j_i & j & L \\ 1/2 & -1/2 & 0 \end{pmatrix}^2 |R_{\varkappa\varkappa_i}(EL) + T_{\varkappa\varkappa_i}(EL)|^2,$$

где

$$T_{\varkappa\varkappa_i}(EL) = \frac{\int\limits_0^\infty d\tau \{i\mathbf{j}_n \hat{r} g^{1}_{\varkappa\varkappa_i}(r) + \rho_n g^{(2)}_{\varkappa\varkappa_i}(r)\} (i^L Y_{LM})^+}{\int\limits_0^\infty d\tau \left\{i\mathbf{j}_n \hat{r} k r j_L(kr) + \rho_n \frac{\partial}{\partial r} r j_L(kr)\right\} (i^L Y_{LM})^+}; \qquad (1)$$

Таблица 1

Значения отношения $R_m = |q_m/q_0| \cdot 100\%$ для заряда $Z = 20, 40, 60, 80$ при кинетической энергии мюона $E_{\text{кин}} = 1{,}5$ МэВ и мультипольностях $L = 1{,}2$

τL	$\varkappa_f$	$Z=20$			$Z=40$			$Z=60$			$Z=80$		
		R_1	R_2	R_3	R_1	R_2	R_3	R_1	R_2	R_3	R_1	R_2	R_3
$E1$	1	22 9	5 1	1 0	53 21	20 4	5 1	86 31	47 9	18 2	120 37	87 14	44 4
	−2	27 10	4 1	1 0	47 23	14 5	3 1	68 37	29 12	9 3	89 51	49 22	20 8
$E2$	2	19 9	4 1	0 0	46 21	16 4	4 1	73 34	36 9	13 2	102 47	65 16	30 4
	−3	27 9	4 1	1 0	46 22	13 4	3 1	64 36	26 10	8 2	82 51	43 19	17 6
$M1$	−1 2	17 12	2 2	0 0	31 28	7 7	1 1	47 44	16 15	4 4	62 60	27 26	9 9
$M2$	−2 3	17 11	2 1	0 0	30 26	7 6	1 1	44 41	14 13	4 3	58 56	24 23	8 8

б) ML-переходы

$$\beta_L(\varkappa_i) = \pi\alpha k \sum_{\varkappa} \frac{(2j_i+1)(2j+1)}{L(L+1)} \begin{pmatrix} j_i & j & L \\ 1/2 & -1/2 & 0 \end{pmatrix}^2 |R_{\varkappa\varkappa_i}(ML) +$$

$$+ T_{\varkappa\varkappa_i}(ML)|^2 (\varkappa + \varkappa_i)^2,$$

где

$$T_{\varkappa\varkappa_i}(ML) = \frac{\int\limits_0^\infty d\tau_n \mathbf{j}_n \mathbf{L} g^{(3)}_{\varkappa\varkappa_i}(r)\,(i^L Y_{LM})^+}{\int\limits_0^\infty d\tau_n \mathbf{j}_n \mathbf{L} j_L(kr)\,(i^L Y_{LM})^+}. \qquad (2)$$

Подставляя в формулы (1) и (2) функции $g^{(i)}_{\varkappa\varkappa_i}(r)$ в форме

$$g^{(1)}_{\varkappa\varkappa_i} = \frac{i}{k} \sum_{m=0}^{\infty} d_m x^{2m+p}, \qquad (3а)$$

$$g^{(2)}_{\varkappa\varkappa_i} = \frac{i}{k} \sum_{m=0}^{\infty} e_m x^{2m+\bar{p}}, \qquad (3б)$$

$$g^{(3)}_{\varkappa\varkappa_i} = \frac{i}{k} \sum_{m=0}^{\infty} f_m x^{2m+p}, \qquad (3в)$$

получим матричный элемент проникновения $T_{\varkappa\varkappa_i}(\tau L)$ в виде S_∞. Укажем, что для магнитных переходов q_m пропорциональны f_m, а для электрических переходов $q \sim d_m(e_m)$. Напомним, что для EL-переходов мы имеем два различных типа ядерных параметров (см. формулу (1)). В табл. 1 приведены

Таблица 2

Значения отношения $R_m = |q_m/q_0| \cdot 100\%$ для $Z = 80$ при кинетической энергии электрона $E_{кин} = 0{,}5$ МэВ и мультипольностях $L = 1{,}2$

τL	E1				E2				M1		M2	
$\varkappa_f$	1		−2		2		−3		−1	2	−2	3
R_1 R_2 R_3	18 5 1	13 3 0	26 5 1	6 1 0	16 5 1	10 1 0	26 4 1	6 1 0	15 2 0	10 2 0	15 2 0	9 2 0

значения отношения $R_m = |q_m/q_0|$ при кинетической энергии мюона $E_{кин}$, равной 1,5 МэВ, и для мультипольностей $L = 1{,}2$. Отметим, что, согласно [5], данные мультипольности доминируют в мюонной внутренней конверсии.

Как следует из табл. 1, численные оценки погрешности приближения $S_n \approx S_\infty$ для мюонной внутренней конверсии на K-оболочке при $L \geqslant 1$ вполне согласуются с выводами работы [3]: для тяжелых ядер ограничение одним ядерным параметром является грубым приближением и необходимо учитывать следующие члены разложения в S_∞. Для сравнения с электронной внутренней конверсией приведем в табл. 2 аналогичные результаты, когда кинетическая энергия электрона равна $E_{кин} = 0{,}5$ МэВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Банд И. М., Листенгартен М. А., Фересин А. П.* Аномалии в КВК γ-лучей. Л.: Наука, 1976. 176 с.
2. *Church E. L., Weneser J.* // Phys. Rev. 1956. V. 103. P. 1035.
3. *Лавренов А. Н.* // Укр. физ. журн. 1989. Т. 34. С. 647.
4. *Pauli H. C.* // Helv. phys. acta. 1967. V. 40. P. 713.
5. *Карпешин Ф. Ф., Стародубский В. Е.* // ЯФ. 1982. Т. 35. С. 1365.

Научно-исследовательский институт
прикладных физических проблем
им. А. Н. Севченко