

## ТОРОИДНЫЕ МОМЕНТЫ В МЮОННОЙ КОНВЕРСИИ

Произведена оценка вклада переходных тороидных моментов в матричный элемент вероятности мюонной конверсии для  $E1$ - и  $E2$ -переходов в модели Тасси для равномерного распределения заряда по объему ядра.

В работе [1] были рассмотрены тороидные моменты. Возможность их экспериментального определения в электронной конверсии обсуждена в [2]. Учитывая, что сейчас широко экспериментально и теоретически изучается мюонная внутренняя конверсия при мгновенном делении атомных ядер [3], представляет интерес более подробное исследование роли тороидных моментов в вышеупомянутом процессе. Наша статья посвящена оценке вклада переходных тороидных моментов в матричный элемент вероятности мюонной конверсии для  $E1$ - и  $E2$ -переходов. Согласно [4], указанные мультипольности переходов ядра доминируют в мюонной конверсии.

Выражения для матричного элемента вероятности конверсии при  $EL$ -переходе можно представить в виде [4]:

$$\begin{aligned}
 M(EL) = & \int_0^{\infty} r^2 dr \int_0^{\infty} R^2 dR \{ [G_i G_f + F_i F_f] J_L(kr_{<}) h_L(kr_{>}) \rho_{if}^L(R) + \\
 & + [L(2L+1)]^{-1/2} D^{(-)}(r) j_{L-1}(kr_{<}) h_{L-1}(kr_{>}) j_{L,L-1}(R) + \\
 & + [(L+1)(2L+1)]^{-1/2} D^{(+)}(r) j_{L+1}(kr_{<}) h_{L+1}(kr_{>}) j_{L,L+1}(R) \},
 \end{aligned} \tag{1}$$

где

$$D^{(-)}(r)=[z_i-z_f-L]F_iG_f+[z_i-z_f+L]G_iF_f,$$

$$D^{(+)}(r)=[z_i-z_f+L+1]G_iF_f+[z_i-z_f-L-1]F_iG_f.$$

Здесь  $G$  и  $F$  — радиальные функции мюона;  $\kappa$  — релятивистское квантовое число; индексы « $i$ » и « $f$ » обозначают начальное и конечное состояния;  $\rho_{ir}^L(R)$  и  $j_{L,L\pm 1}(R)$  — радиальные части переходных плотностей и тока;  $L$  — мультипольность;  $k$  — энергия перехода. Так как адекватное микроскопическое описание переходных характеристик возможно в настоящее время не для всех ядер, будем использовать модель Тасси, трактующую ядро как несжимаемую жидкую каплю. Величины  $\rho_{ir}^L(R)$  и  $j_{L,L\pm 1}(R)$  связаны в этой гидродинамической модели с зарядовой плотностью основного состояния  $\rho_{ch}(R)$  соотношениями:

$$\rho_{ir}^L(R) = N_L R^{L-1} \frac{d}{dR} \rho_{ch}(R);$$

$$j_{L,L-1}(R) = N_L \sqrt{\frac{2L+1}{L}} k R^{L-1} \rho_{ch}(R); j_{L,L+1}(R) = 0, \quad (2)$$

где  $N_L$  — нормировочный множитель. Отметим, что в [4] проведены микроскопические расчеты коэффициентов мюонной конверсии для магических ядер  $^{80}\text{Zr}$  и  $^{208}\text{Pb}$  по вышеприведенным формулам, с которыми хорошо согласовывались расчеты и в более простых ядерных моделях, в том числе и в модели Тасси.

Подставляя (2) в (1), нетрудно получить

$$\begin{aligned} M_{(FL)} = & -N_L k \int_0^\infty \rho_{ch}(R) R^{L+1} dr \left[ \left[ h_{L-1}(kR) \int_0^R j_L(kr) [G_i G_f + F_i F_f] dr + \right. \right. \\ & \left. \left. + j_{L-1}(kR) \int_0^R h_L(kr) [G_i G_f + F_i F_f] dr \right] - \frac{1}{L} \left[ h_{L-1}(kR) \times \right. \right. \\ & \left. \left. \times \int_0^R j_{L-1}(kr) D^{(-)}(r) dr + j_{L-1}(kR) \int_0^\infty h_{L-1}(kr) D^{(-)}(r) dr \right] \right]. \quad (3) \end{aligned}$$

В формуле (3) выражение в первых скобках — член при  $\rho_{ir}^L(R)$ , а во вторых — при  $j_{L,L-1}(R)$ . Согласно [1, 2], тороидные моменты определяются следующим образом:

$$T_L = -i \frac{\sqrt{4\pi L}}{2(2L+1)} \int_0^\infty R^{L+3} dR \left[ j_{L,L-1} + \frac{2}{2L+3} \sqrt{\frac{L}{L+1}} j_{L,L+1} \right],$$

или для нашей модели:

$$T_L = -i \sqrt{\frac{\pi}{2L+1}} N_L k \int_0^\infty R^{2L+2} \rho_{ch}(R) dR. \quad (5)$$

Сравнив (3) и (5), получим, что вклад тороидных моментов в  $M(EL)$  определяется выражением во вторых скобках в (3), т. е. членом при  $j_{L, L-1}(R)$ , если его разложить в ряд Тейлора в точке  $r=0$ . Следует отметить, что абсолютная величина тороидных моментов в соответствующих системах единиц (релятивистские мюонная и электронная) увеличивается в мюонной конверсии по сравнению с электронной. Это связано с увеличением радиуса ядра. В мюонном случае он  $\sim 3$ , а в электронном  $\sim 1,5 \cdot 10^{-2}$  рел. ед. Для относительного вклада тороидных моментов в матричный элемент вероятности мюонной конверсии  $M(EL)$  введем величину

$$S = 1 - \frac{|M_1(EL)|}{|M(EL)|},$$

где в  $M_1(EL)$  исключены члены при  $j_{L, L-1}(R)$ .

По полученным формулам проводились численные расчеты  $S$ -величины в предположении равномерного распределения заряда по объему ядра. В результате оказалось, что роль тороидных моментов заметна. Так, для ядра  $^{208}\text{Pb}$  при энергии перехода  $k=10,8$  МэВ получено значение  $S$ , равное  $\sim 10\%$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дубовик В. М., Чешков А. А. // ЭЧАЯ. 1974. Т. 5. С. 791.
2. Листенгартен М. А., Григорьев В. Н., Фересин А. П. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1981. Т. 45. С. 2038.
3. Карпешин Ф. Ф. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1983. Т. 47. С. 188.
4. Карпешин Ф. Ф., Стародубский В. Е. // Ядерная физика. 1982. Т. 35. С. 1365.

#### Резюме

Мақалада мюондық конверсиядағы тороидтық моменттер жайлы баяндалады.

Белорусский государственный  
университет им. В. И. Ленина

Поступила 9.07.87 г.