

КУЖИР П. Г., ТЕСЕВИЧ Б. И., ШУЛЯКОВСКИЙ Г. С. и ЛАВРЕНОВ А. Н.

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТОВ ВЫСШИХ ПРИБЛИЖЕНИЙ
НА МЮОННУЮ КОНВЕРСИЮ

В связи с тем что в последние годы явление внутренней конверсии ядерных γ -квантов на мюоне исследуется экспериментально в осколках мгновенного деления [1], возникает необходимость в дальнейших теоретических исследованиях различных аспектов этой проблемы (см., например, обзор [2]). Одним из таких аспектов является уточнение теоретических значений коэффициентов мюонной конверсии (в дальнейшем КМК) $\beta(\tau L)$, вычисленных для K -оболочки мюонного атома.

По аналогии со случаем электронной конверсии величина $\beta(\tau L)$ для электрических ($\tau=E$) или магнитных ($\tau=M$) ядерных переходов с мультипольностью L численно равна отношению вероятности конверсии на мюоне $P_\mu(\tau L)$ к вероятности радиационного перехода ядра $P_\gamma(\tau L)$. В рамках стандартной теории возмущений при вычислении величины P_γ (в дальнейшем для краткости мы будем часто опускать индексы τL) обычно ограничиваются учетом первого порядка по постоянной тонкой структуры $\alpha \approx 1/137$, а при вычислении P_μ — вторым порядком по α , т. е. полагают $P_\gamma = P_\gamma^{(1)}$ и $P_\mu = P_\mu^{(2)}$ (верхний индекс в круглых скобках соответствует учетному порядку по α).

В последнее время в связи с развитием техники ядерной спектроскопии обсуждается возможность экспериментального изучения роли эффектов высших порядков теории возмущений в ядерных превращениях [3]. В некоторых случаях (см., например, [4]) исследование вкладов таких эффектов позволяет получать дополнительную информацию о механизме взаимодействия мюона с ядром в мюонных атомах.

Цель настоящей работы состоит в том, чтобы при вычислении вероятностей P_γ и P_μ учесть эффекты более высоких порядков по α , а затем путем конкретных расчетов исследовать влияние этих эффектов на КМК, вычисленные для различных ядер, мультипольности и энергии перехода.

Учет высших приближений теории возмущений при рассмотрении процессов γ -излучения ядра и внутренней конверсии на мюоне проводился нами согласно методу, описанному в [5]. Для резонансных процессов вероятность радиационного перехода системы ядро+связанный мюон с учетом третьего порядка теории возмущений равна

$$P_\gamma^{(3)} = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{\omega 0}|^2 \left| 1 + i\pi \sum_{\lambda, \lambda'} \frac{{}^\lambda H_{\omega 0}(E') {}^\lambda H_{\omega 0}^{\dagger}(E')}{E' - E_n - \omega} \right|^2. \quad (1)$$

Здесь $H_{\omega 0}$ — матричный элемент испускания γ -кванта с энергией ω возбужденным ядром; ${}^\lambda H_{\omega 0}(E')$ — матричный элемент излучения фотона с энергией ω , в результате которого мюон совершает переход из некоторого промежуточного состояния с энергией E' , которое может принадлежать как дискретному, так и непрерывному спектрам энергии мюона, в связанное состояние с энергией E_n ; ${}^\lambda H_{\omega 0}^{\dagger}(E')$ — матричный элемент, соответствующий обратному переходу мюона и получающийся из ${}^\lambda H_{\omega 0}$ путем замены в мультипольных потенциалах функции Бесселя на функцию Ханкеля первого рода (именно на это и указывает индекс λ). При этом индексы λ и

λ' в формуле (1) и ниже будут обозначать для связанного состояния мюона совокупность главного n и релятивистского k квантовых чисел, а для промежуточного состояния — совокупность E' и k' , т. е. $\lambda \equiv (n, k)$ и $\lambda' \equiv (E', k')$.

Вероятность конверсии на мюоне с учетом четвертого порядка по α равна

$$P_{\mu}^{(4)} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| U^{\lambda\lambda'} - \pi^2 {}^{\lambda}H_{0\omega}(E') \sum_{\lambda, \lambda'} {}^{\lambda}H_{0\omega}^{-1}(E') U^{\lambda\lambda'} \right|^2, \quad (2)$$

где

$$U^{\lambda\lambda'} = i\pi^{\lambda} H_{0\omega}^{-1} H_{\omega 0} \quad (3)$$

— обычный конверсионный матричный элемент. При исследовании вклада эффектов высших приближений мы ограничимся в формулах (1) и (2) рассмотрением случая, когда промежуточные состояния λ' принадлежат непрерывному спектру энергии мюона.

Как известно [6], в обычном приближении КМК можно представить в виде

$$\beta^{(2)} = \sum_{k'} \beta_{k'} = \pi^2 \sum_{k'} |{}^{\lambda}H_{0\omega}^{-1}(E' = E_n + \omega)|^2, \quad (4)$$

где $\beta_{k'}$ — парциальный КМК, соответствующий конверсионному переходу мюона из связанного состояния k в свободное состояние k' . Для рассматриваемого в данной работе случая конверсии мюона на K -оболочке мюонного атома следует положить $k = -1$.

Учитывая равенства (3) и (4), преобразуем соотношения (1) и (2) к следующему виду:

$$P_{\gamma}^{(3)} = P_{\gamma}^{(1)} \left| 1 - \sum_{k'} \beta_{k'} \frac{\epsilon_{k'}}{\epsilon_{k'} - i} \right|^2, \quad (5)$$

$$P_{\mu}^{(4)} = P_{\gamma}^{(1)} \sum_{k'} \beta_{k'} \left| 1 - \frac{\epsilon_{k'}}{\epsilon_{k'} + i} \sum_{k'} \beta_{k'} \frac{\epsilon_{k'}}{\epsilon_{k'} - i} \right|^2, \quad (6)$$

где параметр $\epsilon_{k'}$ численно равен отношению действительной к мнимой части основных конверсионных радиальных интегралов для τL -переходов (в явном виде эти интегралы приведены, например, в работе [7]). Вводя дополнительные удобные обозначения

$$A = \sum_{k'} \beta_{k'} \frac{\epsilon_{k'}}{1 + \epsilon_{k'}^2}, \quad B = \sum_{k'} \beta_{k'} \frac{\epsilon_{k'}^2}{1 + \epsilon_{k'}^2} \quad (7)$$

и упрощая с их помощью выражения (5) и (6), мы приходим в итоге к следующим соотношениям:

$$P_{\gamma}^{(3)} = P_{\gamma}^{(1)} (1 - \Delta_1), \quad (8)$$

$$P_{\mu}^{(4)} = P_{\gamma}^{(1)} \beta^{(2)} (1 + \Delta_2), \quad (9)$$

где

$$\Delta_1 = 2B - B^2 - A^2, \quad \Delta_2 = \frac{-(2-B)(A^2 + B^2)}{\beta^{(2)}}.$$

Учитывая определение КМК и равенства (8), (9), получаем, что относительное изменение КМК $\delta\beta(\tau L)$ вследствие учета эффектов более высокого порядка по α будет определяться суммой величин Δ_1 и Δ_2 , т. е.

$$\delta\beta = \frac{\beta^{(4)} - \beta^{(2)}}{\beta^{(2)}} = \Delta_1 + \Delta_2. \quad (10)$$

На основании полученных нами выражений (7)–(10) в данной работе были проведены численные расчеты A , B и $\delta\beta$ для двух ядер, электрических и магнитных переходов с $L=1, 2$. Значения кинетической энергии

$E_{\text{кин}},$ МэВ	Мо- дель	L	$A(EL)$	$B(EL)$	$\delta\beta(EL)$	$A(ML)$	$B(ML)$	$\delta\beta(ML)$
Ядро ^{140}Xe								
0,01	ПТ	1	1,66(-2)	2,51(-4)	-2,8(-4)	2,41(-5)	4,89(-9)	-5,2(-10)
		2	8,86(-3)	5,28(-6)	-7,9(-5)	-8,98(-4)	5,74(-8)	-8,1(-7)
	БП	1	2,37(-2)	2,51(-4)	-5,6(-4)	4,32(-5)	4,89(-9)	-1,8(-9)
		2	1,07(-2)	5,28(-6)	-1,1(-4)	-1,52(-3)	5,74(-8)	-2,3(-6)
0,2	ПТ	1	1,54(-2)	2,39(-4)	-2,4(-4)	2,38(-5)	5,24(-9)	-5,0(-10)
		2	8,87(-3)	5,73(-6)	-7,9(-5)	-8,44(-4)	5,83(-8)	-7,1(-7)
	БП	1	2,21(-2)	2,39(-4)	-4,9(-4)	4,29(-5)	5,24(-9)	-1,7(-9)
		2	1,09(-2)	5,73(-6)	-1,2(-4)	-1,44(-3)	5,83(-8)	-2,0(-6)
0,5	ПТ	1	1,36(-2)	2,22(-4)	-1,9(-4)	2,33(-5)	5,82(-9)	-4,7(-10)
		2	8,81(-3)	6,37(-6)	-7,7(-5)	-7,65(-4)	5,94(-8)	-5,9(-7)
	БП	1	1,97(-2)	2,22(-4)	-3,9(-4)	4,23(-5)	5,81(-9)	-1,7(-9)
		2	1,10(-2)	6,37(-6)	-1,2(-4)	-1,31(-3)	5,94(-8)	-1,7(-6)
1,5	ПТ	1	9,40(-3)	1,76(-4)	-8,8(-5)	2,21(-5)	8,02(-9)	-3,9(-10)
		2	8,10(-3)	8,13(-6)	-6,6(-5)	-5,64(-4)	6,20(-8)	-3,2(-7)
	БП	1	1,39(-2)	1,76(-4)	-1,9(-4)	4,08(-5)	8,01(-9)	-1,5(-9)
		2	1,10(-2)	8,13(-6)	-1,2(-4)	-9,78(-4)	6,21(-8)	-9,6(-7)
Ядро ^{238}U								
0,01	ПТ	1	2,43(-3)	1,16(-4)	-5,6(-6)	2,10(-5)	5,39(-8)	1,3(-9)
		2	5,83(-3)	3,17(-5)	-3,4(-5)	-1,97(-4)	1,06(-7)	-3,4(-8)
	БП	1	5,47(-3)	1,16(-4)	-3,0(-5)	6,44(-5)	5,39(-8)	-1,1(-9)
		2	1,19(-2)	3,17(-5)	-1,4(-4)	-5,23(-4)	1,06(-7)	-2,7(-7)
0,2	ПТ	1	2,31(-3)	1,11(-4)	-5,0(-6)	2,07(-5)	5,51(-8)	1,3(-9)
		2	5,66(-3)	3,16(-5)	-3,2(-5)	-1,89(-4)	1,04(-7)	-3,0(-8)
	БП	1	5,24(-3)	1,12(-4)	-2,7(-5)	6,38(-5)	5,51(-8)	-9,6(-10)
		2	1,16(-2)	3,16(-5)	-1,3(-4)	-5,02(-4)	1,04(-7)	-2,5(-7)
0,5	ПТ	1	2,15(-3)	1,06(-4)	-4,3(-6)	2,02(-5)	5,69(-8)	1,1(-9)
		2	5,41(-3)	3,14(-5)	-2,9(-5)	-1,76(-4)	1,02(-7)	-2,5(-8)
	БП	1	4,91(-3)	1,06(-4)	-2,4(-5)	6,29(-5)	5,69(-8)	-7,1(-10)
		2	1,12(-2)	3,14(-5)	-1,2(-4)	-4,72(-4)	1,02(-7)	-2,2(-7)
1,5	ПТ	1	1,69(-3)	8,78(-5)	-2,6(-6)	1,86(-5)	6,26(-8)	1,8(-9)
		2	4,60(-3)	3,04(-5)	-2,1(-5)	-1,42(-4)	9,41(-8)	-1,2(-8)
	БП	1	3,99(-3)	8,78(-5)	-1,6(-5)	6,00(-5)	6,26(-8)	6,5(-11)
		2	9,75(-3)	3,04(-5)	-9,4(-5)	-3,88(4)	9,41(-8)	-1,4(-7)

Примечание. В скобках степень десяти.

конверсионного мюона $E_{\text{кин}}$ изменялись в диапазоне от 0,01 до 1,5 МэВ. Эффекты конечных размеров ядра учитывались на основе двухпараметрического фермиевского распределения заряда в ядре, параметры распределения которого (радиус половинной плотности C и толщина поверхностного слоя ядра t) выбиралась в соответствии с данными работы [8].

Как и в работе [9], в которой приведены теоретические значения КМК для широкой области ядер, мультипольности и энергии перехода, расчеты величин A , B и $\delta\beta$ проводились нами в модели «поверхностных токов перехода» (модель ПТ). Для оценки вклада структурных динамических эффектов ядра эти же величины были вычислены и в грубой модели «без проникновения» (модель БП) [7]. Отметим, что в модели ПТ радиус токов перехода полагался равным параметру C . Расчеты волновых функций мюона, радиальных интегралов и КМК с учетом эффектов e^+e^- -поляризации вакуума и электронного экранирования проводились с помощью алгоритма и программы, описанных в [10]. Полученные результаты для μ -атомов ^{140}Xe и ^{238}U приведены соответственно в таблице.

Представленные в таблицах результаты показывают, что учет эффектов высших приближений приводит к относительным изменениям КМК $\delta\beta(\tau L)$, максимальные значения которых не превышают 0,1%. Поскольку $\Delta_2 \approx -2A^2/\beta^{(2)}$, то это ведет к тому, что в модели ПТ значения $\delta\beta(\tau L)$ (за исключением $M1$ -переходов для ядра урана) отрицательны, причем с увеличением $E_{\text{кин}}$ все $|\delta\beta(\tau L)|$ уменьшаются. Для всех рассмотренных

нами случаев $|\delta\beta(EL)| \gg |\delta\beta(ML)|$, так как аналогичное соотношение выполняется между соответствующими им значениями параметров $\epsilon_n(\tau L)$. Добавим, что с учетом знака величина $\delta\beta$ в модели ПТ всегда больше, чем в модели БП. Это является следствием модельной зависимости радиальных интегралов и КМК (см., например, [9, 11]).

Значения параметров A и B , приведенные в таблице, позволяют рассчитать по формулам (8) и (9) влияние эффектов высших приближений на вероятности P_γ и P_μ для тех же ядер, мультипольностей и энергий перехода, для которых получены поправки $\delta\beta(\tau L)$. Необходимые для вычисления параметров Δ_2 значения $\beta^{(2)}(\tau L)$ можно найти для ядра Хе в работе [11], а для ядра U — в работе [12].

Литература

1. Беловицкий Г. Е. В кн.: Программа экспериментальных исследований на мезонной фабрике ИЯИ АН СССР. М.: ИЯИ АН СССР, 1982, с. 166.
2. Карпешин Ф. Ф. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1983, т. 47, с. 188.
3. Баткин И. С., Смирнов Ю. Г., Чуракова Т. А. ЯФ, 1982, т. 36, с. 330.
4. Зарецкий Д. Ф., Карпешин Ф. Ф. ЯФ, 1979, т. 29, с. 306.
5. Krutov V. A., Fomenko V. N. Ann. Phys. (L), 1968, v. 21, p. 291; Крутов В. А., Фоменко В. Н. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1972, т. 36, с. 2190.
6. Крутов В. А. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1958, т. 22, с. 162.
7. Rose M. E. Internal Conversion Coefficients. Amsterdam: North-Holland Publ. Co., 1958.
8. Engfer R., Schneuwly H., Vuilleumier J. L., Walter H. K., Zehnder A. Atom. Data and Nucl. Data Tables, 1974, v. 14, p. 509.
9. Карпешин Ф. Ф., Банд И. М., Листенгартен М. А., Слив Л. А. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1976, т. 40, с. 1164.
10. Тесевич Б. И. Препринт ИФ АН БССР, № 196. Минск, 1980.
11. Карпешин Ф. Ф., Листенгартен М. А. Тез. докл. XXVIII совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1978, с. 365.
12. Тесевич Б. И. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1980, т. 44, с. 2408.