

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МЮОНОВ ПО ОСКОЛКАМ ДЕЛЕНИЯ В МЕЗОАТОМАХ

*Ю. Н. Демков, Д. Ф. Зарецкий, Ф. Ф. Карпешин,
М. А. Листенгартен, В. Н. Островский*

Вычислена вероятность обнаружить мюон на легком и на тяжелом осколках после "мгновенного" деления ядра мюоном.

Одним из возможных результатов $2p - 1s$ (или $3p - 1s$) перехода мюонов в тяжелом мезоатоме могут быть деление атомного ядра (так называемое "мгновенное" деление [1]). При этом возникает вопрос: чему равна вероятность обнаружить мюон на легком или тяжелом осколках после деления? Ответ на этот вопрос может быть связан с интерпретацией различных экспериментов в ядерной физике осколков деления и в физике мезоатомов. Кроме того, задача интересна с общетеоретической точки зрения как пример переноса методов, развитых в физике атомных столкновений, к явлениям, сопровождающим деление атомных ядер.

Результаты данной работы качественно меняют первоначальные оценки вероятности обнаружить мюон на легком и тяжелом осколках (соответственно 10 и 90%, принятые для расчетов [2], и оценку 50 и 50%, данную в [3]).

В начальный момент мюон находится на $1s$ -уровне объединенного атома (атомный номер $Z = 92$). Так как разлет осколков происходит медленно по сравнению со скоростью мюона, то последний остается преимущественно в своем наимизшем ($1s\sigma$) энергетическом состоянии. При расстоянии R между центрами осколков, стремящемся к бесконечности, этот терм переходит в $1s$ -уровень тяжелого осколка ($Z_T \approx 54$). Вероятность перехода мюона на ближайший возбужденный уровень ($2p\sigma$), который при $R \rightarrow \infty$ переходит в $1s$ -состояние легкого осколка ($Z_L \sim 38$), здесь экспоненциально мала и определяется в адиабатическом приближении формулой Ландау [4], однако, входящие в нее параметры могут выбираться по-разному.

Поскольку разность энергий двух состояний, между которыми происходит переход мюона, при $R \rightarrow \infty$ остается почти постоянной, то пара-

метризация Ландау — Зинера, использованная для подсчета искомой вероятности в [3], здесь неприменима, и поэтому результат [3] завышен почти на два порядка.

В данной ситуации следует воспользоваться формулой Демкова [5], предложенной первоначально для подсчета вероятности перезарядки при атомных столкновениях, когда переход электрона происходит при относительно больших $R \approx R_0$ в узком интервале ΔR . Здесь результат [5] представлен в несколько уточненном виде.

Согласно методу комплексных траекторий Ландау [4], вероятность перехода равна ($\hbar = m_\mu = c = 1$)

$$W = \exp \left(- 2 \operatorname{Im} \int_{t_c}^{\infty} \Delta E_{1,2} dt \right),$$

где $\Delta E_{1,2}$ — расщепление адиабатических термов, и интегрирование ведется до точки t_c пересечения уровней в комплексной плоскости времени. В двухуровневом приближении матричные элементы гамильтониана H_{ij} в базисе состояний разъединенных атомов при больших R параметризуем следующим образом [5]:

$$|H_{11} - H_{22}| \approx \text{const} \equiv \kappa; \quad H_{12} \approx \beta \exp(-\gamma t) \equiv \beta \exp(-\lambda R),$$

где величина λ определяется как логарифмическая производная от асимптотического потенциала обменного взаимодействия (см., например, формулу (1.9) в [6]), вычисленная в области перехода R_0 . Последняя соответствует точке пересечения термов и определяется из уравнения

$$\kappa^2 + 4\beta^2 \exp(-2\gamma t) = 0,$$

которое имеет решение $t_c = t_0 + i\tau_0$. Величины t_0 и τ_0 находятся из уравнений

$$\kappa = 2|H_{12}|; \quad \tau_0 = \pi/2\gamma. \quad (1a,6)$$

Окончательно для вероятности получаем:

$$W = \exp(-\pi\kappa/\lambda v) \quad \text{при } R = R_0, \quad (2)$$

где v — относительная скорость осколков с зарядами Z_L и Z_T в области перехода R_0 , где эта скорость в два — три раза меньше, чем при $R \rightarrow \infty$, что существенно уменьшает W .

Аналогичная формула была получена ранее [5] одним из авторов путем решения соответствующей нестационарной задачи, но параметр λ брался равным $v(2I)^{1/2}$ (где I — меньший из потенциалов ионизации) и для нахождения величины R_0 в [5] было использовано уравнение $\kappa = |H_{12}|$ вместо (1a). Использование способа [6] для нахождения λ (вместо способа, предложенного в [5]) в несколько раз уменьшает вероятность увлечения мюона легким осколком (при $Z_L = 38$, $Z_T = 54$), а переход к выражению (1a) для нахождения R_0 (вместо способа, предложенного в [5]) приблизительно вдвое увеличивает эту вероятность.

В мюонных задачах большое значение имеет учет конечных размеров ядра. Использование вычисленной нами энергии связи мюона в поле ядра конечных размеров уменьшает величину κ приблизительно вдвое, что, по формулам (1), (2), приводит к дальнейшему увеличению вышеупомянутой вероятности в три – четыре раза. В результате получено: вероятность обнаружить мюон на легком осколке равна 0,14% ($Z_{\text{д}} = 38$), 1,6% ($Z_{\text{д}} = 40$), 9,4% ($Z_{\text{д}} = 42$). Однако вследствие падения выхода осколков с близкими Z наиболее существенный вклад в среднюю вероятность перехвата мюона вносят $Z_{\text{д}} \approx 42$. Средняя вероятность обнаружить мюон на легком осколке (вычисленная с экспериментальным распределением [7] осколков по Z) равна 1% и, соответственно, 99% для тяжелого осколка.

Поскольку $\tau_0 \approx 0,01 \ll 1$, модель должна работать хорошо. Тем не менее, с целью проверки применимости формулы Демкова, мы также нашли с помощью ЭВМ точное решение системы связанных дифференциальных уравнений в двухуровневом приближении с матричными элементами H_{ij} в поле двух кулоновских центров.

Анализ этих результатов, так же, как и физических приближений, сделанных при расчете, позволяет считать, что точность найденного значения определяется фактором, не большим двух, т. е. для легкого осколка искомая средняя вероятность лежит в пределах от 0,5 до 2%.

Одним из важных применений наших результатов является оценка выхода мюонов при конверсии на мюоне гамма-лучей высоковозбужденного осколка. Теоретическое значение коэффициента внутренней конверсии для легкого осколка на порядок больше, чем для тяжелого (см. [8], а также уточненные таблицы мюонных коэффициентов конверсии [2]). Поэтому результаты данной работы заметно меняют оценки выхода мюонов на одно деление, полученное как в [2], так и в [3]. Результаты данной работы важны и для расчета мезорентгеновского излучения осколка, следующего за "подбросом" мюона [9]. Сравнение с опытом данных [2, 3, 8, 9] могут дать ценную информацию о ядрах, удаленных от области стабильности.

Ленинградский
государственный университет
им. А.А.Жданова

Поступила в редакцию
15 июля 1978 г.

Литература

- [1] Д.Ф.Зарецкий. Труды II Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Доклады советских ученых, М., Атомиздат, 1, 462, 1959.
- [2] Ф.Ф.Карпешин, М.А.Листенгартен, И.М.Банд, Л.А.Слив. Изв. АН СССР, сер. физ., 40, 1164, 1976.
- [3] И.Я.Барит, Г.Е.Беловицкий, Д.Ф.Зарецкий. Препринт Института ядерных исследований АН СССР, №П-0058, М., 1977.
- [4] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика. М., изд. Наука, 1974.
- [5] Ю.Н.Демков. ЖЭТФ, 45, 195, 1963.
- [6] Б.М.Смирнов. Асимптотические методы в теории атомных столкновений. М., Атомиздат, 1973.

[7] G.Siegert et al. Phys. Rev., C14, 1864, 1976.

[8] И.М.Банд, М.А.Листенгартен, Л.А.Слив. Письма в ЖЭТФ, 22, 488, 1975.

[9] Д.Ф.Зарецкий, Ф.Ф.Карпешин. Препринт Ленинградского института ядерной физики №361, Л., 1977.
