

6
И-26

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Лаборатория ядерных проблем

А. Е. Игнатенко, Л. Б. Егоров, Б. Халупа и Д. Чултэм

Р—190

Измерение поляризации отрицательных μ — мезонов
в мезоатомах углерода, кислорода, магния,
серы, цинка, кадмия и свинца

неэф, 1958, т 35, в 5, с. 1131-1134.

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

г. Дубна, 1958 год

А н н о т а ц и я

Методом сцинтилляционных счетчиков измерены угловые распределения электронов от распада μ^- -мезонов в мезоатомах C, O, Mg, S, Zn, Cd и Pb. На основании результатов измерений определена поляризация μ^- -мезонов. В мезоатомах Mg, Zn, Cd и Pb поляризация составляет примерно $(19 \pm 7)\%$; для мезоатомов C, O и S поляризация равна $(14 \pm 4)\%$. Деполяризация μ^- -мезонов в веществах, у которых ядерные спины равны нулю, объясняется в основном спин-орбитальным взаимодействием в процессе образования мезоатомов; деполяризация частично связана и с воздействием магнитного поля электронной оболочки атома на μ^- -мезон за время его жизни на K-орбите.

§ I. Введение

Как известно, отрицательные μ^- -мезоны при замедлении в веществе испытывают ядерное поглощение, причем этот процесс идет через промежуточную стадию с образованием мезоатома. Считается, что процесс поглощения идет посредством реакции:

$\mu^- + p \rightarrow n + \nu$. Изучение углового распределения нейтронов от захвата поляризованных μ^- -мезонов в жидком водороде, является одним из путей определения вида слабого взаимодействия μ^- -мезонов с нуклонами (1,2). Однако, как показывают результаты опытов (3) по определению поляризации μ^- -мезонов в

в жидком водороде, этот путь является непригодным из-за полной деполяризации π^- -мезонов. Теоретическое рассмотрение захвата поляризованных π^- -мезонов легкими ядрами показывает (2), что измерение углового распределения нейтронов с энергией в верхней части спектра, может позволить определить вид взаимодействия. Угловое распределение нейтронов описывается формулой:

$$W(\theta) = 1 + \alpha \beta \gamma \cos \theta \quad (I)$$

где β - коэффициент асимметрии в угловом распределении нейтронов, величина и знак которого зависят от вида взаимодействия, θ - угол между направлением вылета нейтрона и спина π^- -мезона, α - коэффициент, учитывающий степень поляризации π^- -мезонов в мезоатомах и γ - коэффициент, зависящий от деполяризации нейтронов внутри ядра.

Из формулы (I) следует, что эксперименту по изучению углового распределения нейтронов должно предшествовать измерение поляризации π^- -мезонов в мезоатомах, а также изучение деполяризации нейтронов в ядерном веществе. Данная работа посвящена исследованию поляризации π^- -мезонов в различных веществах.

§ 2. Основные теоретические представления

При выполнении работы мы исходили из следующих представлений о процессе деполяризации π^- -мезонов при замедлении и остановке

их в веществе. Из работ (4,5) следует, что при замедлении μ^- -мезонов деполаризация не происходит вплоть до захвата их на мезоатомные орбиты. В дальнейшем при образовании мезоатомов возможна деполаризация из-за тонкой структуры и под воздействием магнитных полей электронной оболочки и ядра атома. Деполаризация из-за спин-орбитального взаимодействия будет иметь место в том случае, если время $\tau_{ж}$ пребывания μ^- -мезона на данном уровне с $v \neq 0$, будет больше времени $\tau_{п}$ переориентации спина мезона в магнитном поле, создаваемом его орбитальным движением. Время $\tau_{ж}$ можно вычислить из формул, приведенных в работе (6). Время $\tau_{п}$ можно оценить из соотношения $\Delta F \cdot \tau_{п} \sim \hbar$, где ΔF - расстояние между уровнями тонкой структуры мезоатомов (7). Оказывается, что $\tau_{ж}$ на несколько порядков больше $\tau_{п}$. Деполаризация под воздействием магнитных полей электронной оболочки и ядра в процессе посадки мезона на К-орбиту будет незначительной. В самом деле для этого случая $\tau_{ж} < \tau_{п}'$, где $\tau_{п}' = \frac{\hbar}{\Delta E'}$. (Здесь $\Delta E'$ - расстояние между уровнями сверхтонкой структуры).

Таким образом можно сказать, что в процессе образования мезоатомов, деполаризация мезонов в основном будет происходить из-за тонкого и сверхтонкого взаимодействий. После того как μ^- -мезон оказался на К-орбите, где он пребывает до тех пор, пока не распадется либо захватится ядром, деполаризация может происходить в магнитном поле электронной оболочки.

Деполаризации из-за сверхтонкой структуры можно избежать, если использовать вещества, у которых ядерный спин равен нулю. От деполаризации в поле электронной оболочки избавиться так просто нельзя, поскольку образование мезоатомов всегда сопровождается перестройкой электронной оболочки исходного атома. Следовательно, в процессе остановки μ^- -мезонов в таких веществах, основными механизмами деполаризации будут являться, по-видимому, спин-орбитальное взаимодействие и взаимодействие магнитных полей электронной оболочки атома и μ^- -мезона за время его жизни на К-орбите.

Исходя из этих представлений, мы произвели измерение поляризации μ^- -мезонов для ряда веществ, состоящих на 85 + 95% из атомов, у которых ядерные спины равны нулю, а именно для C, O, Mg, S, Zn, Cd и Pb.

§ 3. Эксперимент

Поляризация μ^- -мезонов исследовалась путем измерения анизотропии в угловом распределении электронов распада (8). На рис. I представлена экспериментальная установка. Для торможения π^- и μ^- -мезонов использовались алюминиевые фильтры. Пройдя через фильтры μ^- -мезоны попадали на мишень из исследуемого вещества, где они и останавливались. Мишени имели размеры 15 x 15 см; толщина мишеней равнялась 2 + 6 г/см². Угол, под которым мишень располагалась по отношению к "оси" пучка мезонов, был равен 45°. На мишень была намотана катушка из медной проволоки, предназначенная для создания

магнитного поля, необходимого для прецессии μ^- -мезонов. Подробное описание условий опыта, сцинтилляционных счетчиков и электронной аппаратуры дано в нашей, ранее опубликованной работе (3). В настоящих опытах толщина полиэтиленового фильтра между счетчиками 3 и 4 была равна $4 + 8 \text{ г/см}^2$.

Для углерода, кислорода, магния и серы коэффициент асимметрии a в угловом распределении электронов распада $I(\theta) = 1 + a \cos \theta$ был определен на основании исследования числа электронов в зависимости от величины напряженности магнитного поля H , в котором находилась мишень. В случае цинка, кадмия и свинца величина a была найдена путем измерения числа электронов при значениях поля H_{\max} и H_{\min} , соответствующих максимуму и минимуму интенсивности электронов на кривой прецессии, рассчитанной по формуле:

$$I(H) = \int_{t_1}^{t_2} e^{-\frac{t}{\tau}} [1 + a \cos(2\pi f t + \theta_0)] dt$$

с учетом времени задержки t_1 , ширины "ворот" $t_2 - t_1$ и времени жизни μ^- -мезонов τ (9). В опытах с C, O, Mg и S ширина "ворот" равнялась приблизительно τ ; в опытах с Zn, Cd и Pb — $2 \div 3 \tau$. Величина отношения $\frac{t_2 - t_1}{\tau}$ в каждом опыте была равна примерно 0,3. Обычно в опытах, например, с углеродом скорость счета электронов при $H = 0$ была около 120 в минуту; в опытах со свинцом — около 8 в минуту. Уровень фона в этих опытах составлял ~ 3 отсчета в минуту и не зависел от поля H . Фон N_ϕ определялся из выражения $N_\phi = \frac{N_{\phi_{\max}} + N_{\phi_{\min}}}{2}$, где $N_{\phi_{\max}}$ — число отсчетов детектора электронов, измеренное без мишени и намагничивающей катушки, $N_{\phi_{\min}}$ — показания детектора электронов, зарегистрированные с катушкой, но без мишени.

В результате опытов были получены значения коэффициентов асимметрии A для электронов, имеющих пробег больше $X_{\text{см}} = X_1 + \frac{1}{2}X_2 + X_3$ (здесь X_1 - толщина фильтра между счетчиками 3 и 4, X_2 - толщина мишени, X_3 - толщина сцинтилляционных счетчиков в детекторе электронов). Затем, воспользовавшись энергетической зависимостью асимметрии электронов в μ^+e^+ -распаде (10), мы получили значения A_0 - коэффициентов асимметрии для всего интегрального спектра, т.е. при $X = 0$. В случае Cd и Pb благодаря тому, что минимальный порог регистрации электронов в телескопе был довольно высок ($X_1 + X_3 = 9 \text{ см}$), а мишени использовались тонкие ($\frac{1}{2}X_2 = 2 \text{ мм}$), искажение спектра электронов из-за многократного рассеяния и тормозного излучения электронов не принималось во внимание. Значения величины A_0 приведены во втором столбце таблицы I.

Таблица I.

Вещество	Величина (A_0)	Поляризация P в %
C	$0,040 \pm 0,005$	$10 \leq P \leq 18$
O(H ₂)	$0,043 \pm 0,005$	$11 \leq P \leq 19$
Mg	$0,058 \pm 0,008$	$15 \leq P \leq 26$
S	$0,042 \pm 0,006$	$11 \leq P \leq 19$
Zn	$0,056 \pm 0,011$	$13 \leq P \leq 26$
Cd	$0,055 \pm 0,012$	$12 \leq P \leq 26$
Pb	$0,054 \pm 0,013$	$12 \leq P \leq 26$

В приведенные величины σ_0 были введены поправки, учитывающие время задержки, ширину "ворот", распад μ^- -мезонов и телесный угол детектора электронов. Указанные в таблице ошибки являются стандартными статистическими отклонениями.

§ 4. Обсуждение полученных результатов

При предположении, что CP является инвариантом, величина поляризации P μ^- -мезонов в мезоатомах может быть определена из равенства $\frac{\sigma_0^-}{P_-} = \frac{\sigma_0^+}{P_+}$, где σ_0^- и σ_0^+ - коэффициенты асимметрии, соответственно для μ^- и μ^+ - мезонов, а P_+ - степень поляризации μ^+ -мезонов. Будем считать, что пучки μ^+ -мезонов, полученные с внутренних мишеней синхроциклотрона, имеют примерно одинаковую степень поляризации независимо от энергии ускоренных протонов (10).

Если сделать предположение о том, что использованный нами μ^- -мезонный пучок имеет такую же степень поляризации как и пучки μ^+ -мезонов, то величину поляризации P_- можно определить из приведенного в работе (II) неравенства $3\sigma_0 \leq P \leq 4\sigma_0$, где σ_0 - значение коэффициента асимметрии для всего интегрального спектра, т.е. при $X = 0$. Полученные таким образом значения P приведены в третьем столбце таблицы I. Как видно из таблицы I в мезоатомах магния, цинка, кадмия и свинца поляризация составляет $(19 \pm 4)\%$; для мезоатомов углерода, кислорода и серы $(14 \pm 4)\%$. Если сравнить поляризацию для μ^- -мезонов и μ^+ -мезонов, то можно сказать, что более сильная деполяризация имеет место для μ^- -мезонов. Сильную деполяризацию

μ^- -мезонов можно объяснить спин-орбитальным взаимодействием в процессе образования мезоатомов. Деполяризация частично связана и с воздействием магнитного поля электронной оболочки атома на μ^- -мезон за время его жизни на К-орбите.

Возникает вопрос: нельзя ли каким-либо путем восстановить поляризацию μ^- -мезонов в мезоатомах? Что касается устранения деполяризации из-за спин-орбитального взаимодействия, то вполне очевидно, что этого просто сделать нельзя. Что же касается деполяризации из-за действия электронной оболочки, то по-видимому, от нее удастся избавиться. Поместив мишень в продольное магнитное поле ~ 10000 эрстед можно будет, по-видимому, наблюдать эффект "частичного" восстановления поляризации, вследствие того, что связь между электронной оболочкой и μ^- -мезоном будет разорвана.

§ 5. Выводы

1. Методом сцинтилляционных счетчиков измерены угловые распределения электронов от распада остановившихся μ^- -мезонов в углероде, кислороде, магнии, сере, цинке, кадмии и свинце.

2. На основании результатов измерений углового распределения электронов распада определена поляризация μ^- -мезонов. В мезоатомах магния, цинка, кадмия и свинца поляризация составляет $(19 \pm 7)\%$; для мезоатомов углерода, кислорода и серы $-(14 \pm 4)\%$.

3. Деполяризация μ^- -мезонов в веществах, у которых ядерные спины равны нулю объясняется спин-орбитальным взаимодействием в процессе образования мезоатомов; деполяризация частично связана и с

воздействием магнитного поля электронной оболочки атома на μ^- -мезон за время его жизни на K-орбите.

Авторы пользуются случаем поблагодарить С.С.Герштейна, В.Беляева и Б.Захарьева за обсуждение полученных результатов и постоянный интерес к работе.

Л и т е р а т у р а

- I. И.С.Шапиро, Э.И.Долинский и Л.Д.Блохинцев.
ДАН СССР, 116, 946 (1957).
2. Б.Л.Иоффе, ЖЭТФ, 33, 308, 1957.
3. А.Е.Игнатенко, Л.Б.Егоров, Б.Халупа и Д.Чултэм, ЖЭТФ (в печати).
4. G.W. Ford and C.J.Mullin, Phys.Rev.108, 477 (1957)
5. A.M.Bincer, Phys.Rev.107, 1434 (1957)
6. E.Fermi and E.Teller, Phys.Rev.) 72, 399 (1957)
7. R.E. Marshak, Meson Physics 5 N.Y.1952.
8. Garwin, Lederman and Weinrich, Phys.Rev. 105, 1415 (1957)
9. J.C.Sens, R.A.Swanson, V.L.Telegdi and D.D.Yovanovitch,
Phys.Rev. 107, 1464 (1957)
10. А.И.Мухин, Е.Б.Озеров и Б.Понтекорво, ЖЭТФ (в печати).
- II. H.Uberall, Nuovo Cimento, 6, 533 (1957).

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

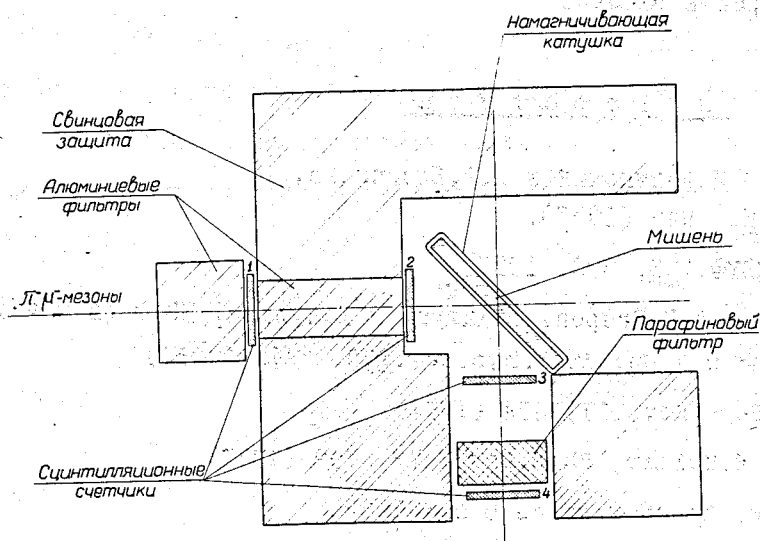


Рис. I . Схема опыта.

Работа поступила в издательский отдел 29 апреля 1958года.