

И-26  
570



А.Е. Игнатенко

Д-570

ПРОЦЕССЫ ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ  
ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ МЮОНОВ

*Исл. физ., 1961, т. 23, № 1, р. 75.*

Д-570

А.Е. Игнатенко

ПРОЦЕССЫ ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ  
ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ МЮОНОВ

701/10 мр.

## А н н о т а ц и я

На основании измерения асимметрии электронов ( $\mu-e$ ) - распада методом сцинтилляционных счетчиков исследовались процессы деполяризации отрицательных мюонов в различных веществах. Найдено, что наиболее существенная деполяризация мюонов происходит после их замедления в процессе образования мезоатомов. Показано, что причины, обуславливающие деполяризацию мюонов в мезоатоме, суть следующие: а) спин-орбитальное взаимодействие, приводящее к тонкой структуре энергетических уровней; б) взаимодействие магнитных моментов мюона и ядра, ответственное за сверхтонкую структуру мезоатомов; в) взаимодействие мюона с квадрупольной деформацией ядра; и г) взаимодействие магнитного момента мюона с магнитным полем электронной оболочки. Выяснены основные особенности каждого процесса деполяризации.

## 1. В в е д е н и е

Мюоны занимают особое место среди элементарных частиц, известных в настоящее время. Подобные электронам и позитронам во многих явлениях, они однако очень сильно различаются по массе и времени жизни. С полевой точки зрения такое различие могло бы быть следствием различий во взаимодействиях мюонов и электронов с другими элементарными частицами. Однако, это различие пока не было обнаружено. В связи с этим большой интерес представляет изучение взаимодействия мюонов с другими частицами, как например, взаимодействия между парами фермионов (протон, нейтрон), (мюон, нейтрино). Обнаружение несохранения четности в слабых взаимодействиях открывает ряд возможностей для экспериментального исследования этого типа взаимодействия. Так в ряде работ было предложено изучать асимметрию продуктов реакций, сопутствующих ядерному поглощению поляризованных мюонов. Взаимодействие мюона с ядрами в большой степени зависит от состояния, в котором он находится. Это состояние, в свою очередь, зависит от тех процессов, которые происходят с поляризованными мюонами в веществе до их захвата ядром. Поэтому исследование процессов деполяризации мюонов в различных веществах представляет большой интерес.

## 2. Т е о р и я

Деполяризация отрицательных мюонов в веществе может быть разбита на два этапа: деполяризация, происходящая в процессе их замедления, и деполяризация, происходящая в процессе образования мезоатомов. Из работ<sup>(1-4)</sup> следует, что деполяризация за счет рассеяния мюонов на неполяризованных электронах и в кулоновском поле ядер не происходит. В работах<sup>(5-7)</sup> показано, что деполяризация замедлившихся мюонов не может происходить и в результате взаимодействия их магнитного момента с магнитными полями, имеющимися в веществе. Наиболее существенная деполяризация будет происходить после замедления в процессе образования мезоатомов. Причины, обуславливающие деполяризацию суть следующие: а) спин-орбитальное взаимодействие, приводящее к тонкой структуре энергетических уровней мезоатома; б) взаимодействие магнитных моментов мюона и ядра, ответственное за сверхтонкую структуру мезоатомов; в) взаимодействие мюона с квадрупольной деформацией ядра; и г) взаимодействие магнитного момента с магнитным полем электронной оболочки.

Рассмотрим отдельно эти механизмы;

а) Механизм спин-орбитального взаимодействия

При каскадных переходах в основное состояние мезоатом проходит через большое число промежуточных состояний. Для нижних уровней имеет место неравенство:

$$\Delta_{nl} \gg \Gamma_{nl}, \quad (1)$$

где  $\Delta_{nl}$  - расстояние между уровнями тонкой структуры с квантовыми числами  $n, l, m$ , но разными  $j = l \pm \frac{1}{2}$ , а  $\Gamma_{nl}$  - ширина соответствующего уровня, равная сумме радиационной ширины и ширины по отношению к Оже - переходам. Физически неравенство (1) означает, что время нахождения мюонов на данном уровне значительно больше времени переориентации спина мюона в магнитном поле, создаваемом его орбитальным движением. Среднее значение степени поляризации мюонов на К-орбите мезоатомов было вычислено в работах (8-10). Идея вычислений заключается в следующем. Рассматривается мюон с проекцией спина на ось  $z$   $S_z^0$ , который в момент времени  $t=0$  захватывается кулоновским полем ядра на оболочку, характеризуемую  $n$  и  $l$ . Поскольку в начальный момент определено только спиновое состояние мюона, то при  $t=0$  состояние мюона на оболочке  $(n, l)$  задается набором  $(2l+1)$  волновых функций

$$\Phi(0) = R_{nl}(r) Y_{l, m}^0(\vec{r}/r) \chi_{S_z^0}, \quad (2)$$

где  $R_{nl} Y_{l, m}^0$  - нормированная волновая функция мезоатома без учета спина, а проекция орбитального момента  $l_z^0$  с равной вероятностью  $P_{l_z^0} = \frac{1}{2l+1}$  может принимать значения  $l_z^0 = -l, -l+1, \dots, +l$ . С учетом спина состояние мюона в мезоатоме, помимо  $n$  и  $l$ , характеризуется еще значением его полного момента  $j = l \pm \frac{1}{2}$  и значением проекции на ось  $z$  полного момента  $j_z$ . Следовательно, волновая функция стационарного состояния будет иметь вид:

$$\Psi_{nlj, j_z}(t) = R_{nl}(r) \mathcal{D}_{j, j_z}(\vec{r}/r) e^{-\frac{i}{\hbar} E_{nj} t}, \quad (3)$$

где  $\mathcal{D}_{j, j_z} = \sum_{l, m} C_{l, m}^{j, j_z} Y_{l, m}(\vec{r}/r) \chi_{S_z}$  - шаровой спинор,  $C_{l, m}^{j, j_z}$  - коэффициент Клебша-Жордана, а  $E_{nj}$  - энергия связи мюона в оболочке  $(n, l, j)$  мезоатома. Необходимо заметить, что исходная волновая функция (2) не является одной из функций вида (3), взятых в момент  $t=0$ , а представляет из себя следующую суперпозицию двух стационарных решений с данными  $n, l, m$  и  $j = l \pm \frac{1}{2}$ .

$$\Phi(0) = \sum_j C_{e\ell_2 s s_2}^{j\ell_2^0} \Psi_{nejj_2^0}(0), \quad j_2^0 = \ell_2^0 + s_2^0.$$

Очевидно, что в момент  $t > 0$  волновая функция мюона, имевшая при  $t = 0$  вид (2), будет иметь вид:

$$\Phi(t) = \sum_j C_{e\ell_2 s s_2}^{j\ell_2^0} \Psi_{nejj_2^0}(t). \quad (4)$$

Если выполняется условие (1), то состояния с  $j = \ell + \frac{1}{2}$  и  $j = \ell - \frac{1}{2}$  можно рассматривать независимо. Тогда из (4) нетрудно получить для вероятности  $P_j$  нахождения мюона в состоянии  $(n, \ell)$  с данным  $j$  выражение

$$P_j = \frac{1}{2\ell+1} \sum_{\ell_2^0} (C_{e\ell_2 s s_2}^{j\ell_2^0})^2 = \frac{2j+1}{2(2\ell+1)}. \quad (5)$$

С другой стороны, среднее значение оператора  $\hat{\sigma}_z$  для мюона в состоянии с данными  $n, \ell$  и  $j$ , равно степени его поляризации в этом состоянии, дается соотношениями:

$$\langle \hat{\sigma}_z \rangle_{nej} = \frac{[3/4 + j(j+1) - \ell(\ell+1)]^2}{3j(j+1)} = \begin{cases} \frac{2\ell+3}{3(2\ell+1)} (2S_2^0) \text{ при } j = \ell + \frac{1}{2} \\ \frac{2\ell-1}{3(2\ell+1)} (2S_2^0) \text{ при } j = \ell - \frac{1}{2}. \end{cases} \quad (6)$$

Поскольку, мюоны, по-видимому, первоначально захватываются в состояния с достаточно большими  $\ell$  (11), то из (4) и (5) можно получить:

$$P_j = \frac{1}{2} \text{ и } \langle \hat{\sigma}_z \rangle_{nej} \approx \frac{1}{3} (2S_2^0). \quad (7)$$

Физически это означает, что мезоны, захватываясь на высоко возбужденные оболочки мезоатома, с примерно равной вероятностью попадают в состояния с  $j = \ell + \frac{1}{2}$  и  $j = \ell - \frac{1}{2}$ , причем сохраняют при этом примерно 1/3 от своей исходной поляризации. При предположении, что переходы мюонов в основное состояние мезоатома происходят за счет дипольных радиационных и Оже-переходов, в работе (8) было показано, что из состояния  $(n, \ell, j = \ell + \frac{1}{2})$  мюоны доходят до К-оболочки, сохраняя свою поляризацию, равную 1/3 исходной, а из состояния  $(n, \ell, j = \ell - \frac{1}{2})$  — полностью деполаризованными. Таким образом, если в начальный момент на оболочку  $(n, \ell)$  мезоатома захватывается полностью

поляризованный мюон, то на К-орбите мезоатома степень поляризации мюона будет составлять: согласно (8,9) — 17%, а согласно (10) — 50%. Следует подчеркнуть, что в изложенных соображениях очень важным моментом является знание вероятности попадания мезонов в начальный момент на разные оболочки ( $n, \ell$ ) и знание путей переходов мезонов из возбужденных состояний в основное. Однако, достаточно надежные сведения о них в настоящее время отсутствуют.

б) Механизм сверхтонкой структуры, обусловленной спиновой связью мюона и ядра

Этот механизм будет оказывать влияние на поляризацию мюона в основном и в возбужденных состояниях мезоатома. В этом нетрудно убедиться, если сравнить время  $t'$  нахождения мезона на нижних уровнях со временем  $t$  переориентации спина мюона в поле ядра. Согласно оценкам, сделанным в (10,12-15) значение  $t$  оказывается много меньшим  $t'$ .

Поясним суть дела на частном случае, когда спин ядра  $J = 1/2$  и на К-орбиту мезоатома в начальный момент попадает поляризованный мезон с проекцией спина на ось  $Z$ , равной  $1/2$ . Благодаря наличию взаимодействия сверхтонкой структуры, мезоатом в рассматриваемом случае может находиться в состояниях с полным спином  $F = 1$  и  $F = 0$ . Если ядро было не поляризованным, то сумма проекций на ось  $Z$  спинов ядра и мезона с равной вероятностью принимает значения  $I_z + S_z = 1$  и  $I_z + S_z = 0$ . В первом случае спиновое состояние системы (мюон+ядро) задается при  $t = 0$  функцией  $\Phi_1(0) = \chi_{1/2} \cdot \chi_{1/2}$ , а во втором —  $\Phi_0(0) = \chi_{1/2} \cdot \chi_{-1/2}$  (где первый спинор относится к спину мюона, а второй — к спину ядра). Очевидно, что в момент  $t > 0$  волновые функции будут, соответственно, иметь вид:

$$\Phi_1(t) = \chi_{1/2} \cdot \chi_{1/2} \cdot e^{-\frac{i}{\hbar} E_1 t} \quad \text{и}$$

$$\Phi_0(t) = \frac{1}{2} \left\{ (\chi_{1/2} \chi_{-1/2} + \chi_{-1/2} \chi_{1/2}) e^{-\frac{i}{\hbar} E_0 t} + (\chi_{1/2} \chi_{1/2} - \chi_{-1/2} \chi_{-1/2}) e^{-\frac{i}{\hbar} E_0 t} \right\},$$

где  $E_1$  и  $E_0$  - энергии связи мезоатома в состояниях с  $F = 1$  и  $F = 0$ .

Таким образом, в случае начального условия  $\Phi_1|0\rangle$  волновая функция является собственной функцией мезоатома с учетом сверхтонкой структуры для состояния  $F = 1$ ,  $F_2 = 1$ , а в случае начального условия  $\Phi_0|0\rangle$  - суперпозицией состояний с  $F = 1$ ,  $F_2 = 0$  и  $F = 0$ . Состояния с  $F = 1$  и  $F = 0$  являются некогерентными<sup>(12)</sup>. Учитывая, что в состояниях  $F = 1$ ,  $F_2 = 0$  и  $F = 0$  мюон полностью деполаризован, а в состоянии  $F = 1$ ,  $F_2 = 1$  он сохраняет поляризацию, мы приходим к выводу, что на К-орбите мезоатома мюоны сохраняют только 50% своей исходной поляризации. В общем случае, когда спин ядра  $I \geq 1/2$ , вероятность для мюона образовать с ядром систему с полным спином  $F = I \pm \frac{1}{2}$  и его проекцией  $M_F$  равна<sup>(14)</sup>

$$N_+(M_F) = \frac{I + M_F + \frac{1}{2}}{(2I+1)^2}, \quad N_-(M_F) = \frac{I - M_F + \frac{1}{2}}{(2I+1)^2}.$$

Нормировка выбрана так, чтобы

$$N_+ = \sum_{M_F} N_+(M_F) = \frac{I+1}{2I+1}$$

$$N_- = \sum_{M_F} N_-(M_F) = \frac{I}{2I+1}$$

$$N_+ + N_- = 1.$$

(Знак  $\pm$  соответствует  $F = I \pm 1/2$ ).

Поляризация мюона в этих состояниях:

$$\langle \sigma_{2M} \rangle_+ = \frac{2I+3}{3(2I+1)}, \quad \langle \sigma_{2M} \rangle_- = \frac{2I-1}{3(2I+1)}$$

или после усреднения

$$\langle \sigma_{2M} \rangle_0 = N_+ \langle \sigma_{2M} \rangle_+ + N_- \langle \sigma_{2M} \rangle_- = \frac{1}{3} \left[ 1 + \frac{2}{(2I+1)^2} \right]. \quad (8)$$



Из этой формулы видно, что величина поляризации мюонов зависит от спина ядра. Например, для ядер с  $I = 1/2$  должно происходить уменьшение в два раза; для ядер с  $I \gg 1$  - в 3 раза. Детальный учет деполяризации в возбужденных состояниях мезоатомов был сделан в работе<sup>(10)</sup> для случая  $I = 1/2$ . Так, полное уменьшение поляризации из-за взаимодействия сверхтонкой структуры в основном и в возбужденном состояниях должно произойти в три раза. Необходимо отметить, что каждое состояние сверхтонкой структуры будет характеризоваться своим значением  $g$  - гиромагнитного отношения<sup>(14)</sup>.

$$g_+ = \frac{1}{I + \frac{1}{2}} (\mu_M + \mu_N) \quad (9)$$

$$g_- = -\frac{1}{I + \frac{1}{2}} (\mu_M - \frac{I+1}{I} \mu_N), \quad (10)$$

где  $\mu_M$  и  $\mu_N$  - магнитные моменты мезона и ядра, соответственно. Очевидно, что все вышесказанное относится к случаю изолированных мезоатомов. Наличие среды может привести к усложнению картины, например, к появлению переходов мюона между уровнями сверхтонкой структуры. Так, в металлах возможны два типа переходов, сопровождающихся либо конверсией на электронах проводимости, либо магнитным дипольным излучением<sup>(16)</sup>, в жидком водороде - перескок  $\mu^-$ -мезона от одного протона к другому с одновременным переходом в нижнее состояние сверхтонкой структуры<sup>(17)</sup>.

в) Механизм деполяризации за счет взаимодействия мюона с деформацией ядра

Этот механизм был рассмотрен в работе<sup>(18)</sup> для четно-четных ядер. Диагонализация гамильтониана системы мезон-ядро  $H = H_0 + H_R + H_Q$ . (Здесь  $H_0$  - гамильтониан мюона в монополярном поле ядра,  $H_R$  - оператор ротационной энергии ядра и  $H_Q$  - оператор квадрупольного взаимодействия мюона с ядром) показывает, что квадрупольное взаимодействие существенно меняет собственные функции системы, соответствующие мюону только в  $2p$ -состоянии<sup>(19)</sup>. В этом приближении поляризацию  $P$  мюона в  $1S$ -состоянии с можно записать в виде

$$P = A_q W_{1/2} \langle \sigma_{2p} \rangle_0 + B_q W_{3/2} \langle \sigma_{2p} \rangle_0,$$

где  $W_{1/2}$  и  $W_{3/2}$  - вероятности прохождения мюоном соответственно через  $2P_{1/2}$  и  $2P_{3/2}$  - состояния,  $\langle \sigma_{2P_{1/2}} \rangle$  и  $\langle \sigma_{2P_{3/2}} \rangle$  - поляризация мюона в этих состояниях в отсутствие квадрупольного взаимодействия,  $A_q$  и  $B_q$  - факторы, учитывающие деполяризацию, вызванную указанным дефектом. При каскадном переходе мюона в  $1S$  - состояние имеется определенная вероятность, что ядро останется с возбужденным первым ротационным уровнем <sup>(19)</sup>, время жизни которого  $\sim 10^{-9}$  сек достаточно для переориентации спина мюона в  $1S$  - состоянии из-за сверхтонкого расщепления  $1S$  -уровня. Фактор, определяющий деполяризацию  $A_q$ , вызванную этим эффектом, равен  $A_q = 1 - \frac{2}{3} W_c$ , где  $W_c$  - вероятность возбуждения первого ротационного уровня ядра.

При рассмотрении <sup>(18)</sup> переходов мюона с верхних уровней в  $1S$  - состояние через состояния, описываемые собственными функциями гамильтониана  $H$ , было найдено, что  $P \approx \frac{1}{6} B_q D_q$ . Полученные значения  $B_q$  и  $D_q$  и значения определяющих их величин:  $E_\pi$  - расщепления тонкой структуры  $2P$  - уровня,  $E_R$  - энергии первого ротационного уровня ядра и  $E_q = \langle 2P | H_q | 2P \rangle$  даны в таблице 1.

Т а б л и ц а 1

Элемент	$E_\pi$ (кев)	$E_R$ (кев)	$E_q$ (кев)	$B_q$	$D_q$
$Bd^{158}$	91,5	79	52	0,63	0,61
$W^{184}$	137	112	43	0,64	0,64
$Th^{232}$	216	52	83	0,38	0,6
$U^{238}$	226	44	91	0,38	0,59

Как следует из таблицы 1, взаимодействие мюона с "деформацией ядра" может приводить к значительной деполяризации мюонов.

г) Механизм сверхтонкой структуры, обусловленной спиновой связьюмюона и электронной оболочки

Образование мезоатомов связано с нарушением состояния электронной оболочки исходного атома. Дело в том, что при каскадных переходах мюонов возможны возбуждение и ионизация атомов. После образования мезоатомов электроны оболочки оказываются в поле ядра с новым эффективным зарядом  $Z-1$ . Это обстоятельство также может привести к ионизации оболочки. Время жизни  $t_0$  возбужденного состояния оболочки для свободных мезоатомов зависит только от электронной конфигурации и степени возбуждения.

При образовании мезоатомов в среде время  $t_0$  сильно зависит от природы связи атомов среды. Если мезоатом находится в металле, электронная оболочка возвращается в основное состояние за очень короткое время (менее  $10^{-12}$  сек) по сравнению со временем жизни мюона  $\tau$ . С другой стороны, в ионных кристаллах, либо диэлектриках время  $t_0 > \tau$ . Следовательно, в момент распада мезоатома состояние электронной оболочки будет зависеть от вида соединения, в которое входит исследуемый атом, и агрегатного состояния вещества. Электронная оболочка может оказать влияние на поляризацию мюонов только в основном состоянии (23). В этом нетрудно убедиться, если сравнить время нахождения  $t'$  мюона на нижних уровнях со временем  $t$  переориентации спина мюона в поле оболочки. Приняв во внимание, что в первом приближении энергия взаимодействия сверхтонкой структуры в мезоатомах будет такого же порядка как и в мюонии:

$$\Delta W = - \frac{32 \mu_{\mu} \rho_{\text{эфф}}}{3 a_{\text{Бор}}^3},$$

(здесь  $\mu_{\mu}$  - магнитный момент мюона,  $\rho_{\text{эфф}}$  - эффективный магнитный момент электронной оболочки,  $a_{\text{Бор}}$  - боровский радиус) нетрудно убедиться в том, что неравенство,  $t \ll t'$  выполняется только для уровня  $1S$ .

При наличии у изолированного мезоатома с нулевым ядерным спином момента электронной оболочки парамагнитный момент будет складываться из трех частей:

1) магнитного момента мюона  $\mu_{\mu} = \frac{\sqrt{3} \mu_B}{207},$

2) электронного орбитального момента  $\mu_L = \mu_B \sqrt{L(L+1)},$

3) электронного спинового момента  $\mu_S = 2\mu_B \sqrt{S(S+1)}.$

При образовании мезоатомов в среде их парамагнетизм будет подвержен действию соседних атомов, следствием чего будет являться компенсация тех или иных моментов. Все зависит от того, электронами каких оболочек создается магнитный момент. По аналогии со свойствами магнитных моментов ионов парамагнитных веществ можно ожидать, что если мезоатомы образуются из атомов лантанидов, либо актинидов, где магнитный момент обусловлен глубоко сидящими в атомах электронами, которые наименее всего подвержены внешним влиянием, парамагнетизм таких мезоатомов в среде будет вызван моментами  $\mu_L, \mu_S$  и  $\mu_H$ . В случае атомов переходных элементов, где магнитный момент атомов обусловлен неглубоко лежащими электронами, которые более подвержены внешнему воздействию, мезоатомы в среде могут обладать только спиновыми моментами  $\mu_S$  и  $\mu_H$ . И, наконец, мезоатомы диамагнитных веществ, либо слабопарамагнитных нормальных металлов, могут обладать в среде только моментами  $\mu_H$ .

Необходимо отметить, что в веществах с  $\rho_{\text{эфф}} \neq 0$  мезоатомы будут образовываться в двух состояниях сверхтонкой структуры с  $F = J_e \pm \frac{1}{2}$ . Сверхтонкое расщепление в основном состоянии мезоатома гораздо больше чем  $\frac{h}{T}$ . Поэтому состояния с  $F = J_e + \frac{1}{2}$  и  $F = J_e - \frac{1}{2}$  для изолированного мезоатома образуют некогерентную смесь. Рассмотрение, аналогичное проведенному для механизма б), показывает, что степень поляризации  $P$  мюона, находящегося на К-орбите, усредненная по двум состояниям сверхтонкой структуры, будет равна:

$$P = \frac{1}{3} P_0 \left[ 1 + \frac{2}{(2J_e + 1)^2} \right], \quad (12)$$

где  $J_e$  - угловой момент электронной оболочки,  $P_0$  - степень поляризации мюона в начальный момент его "посадки" на К-оболочку.

### 3. Эксперимент

При существующих интенсивностях пучков мюонов на ускорителях экспериментальная проверка предсказаний теории возможна только при образовании мезоатомов в конденсированном веществе. Наличие среды может привести к усложнению картины. При выборе веществ для исследования необходимо учитывать, что практический интерес будут представлять вещества, состоящие из атомов одного сорта, либо водородосодержащие вещества. Дело в том, что использование

веществ, состоящих из атомов различного сорта, приведет к дополнительным трудностям при интерпретации опытов из-за незнания вероятности образования мезоатомов в различных компонентах. В водородосодержащих веществах можно надеяться на то, что водород при образовании мезоатомов не будет играть существенной роли. Вещества важно подобрать таким образом, чтобы была возможность выявить основные особенности каждого механизма деполаризации. Этого можно добиться, используя в качестве объектов для исследования следующие вещества:

- 1) диэлектрики (жидкий водород, парафин, политен, вода, сера и фосфор);
- 2) диамагнитные и слабопарамагнитные нормальные металлы (графит, магний, алюминий, цинк, кадмий и свинец);
- 3) парамагнитные переходные металлы (хром, молибден, палладий и вольфрам).

Действительно, при образовании мезоатомов в тех веществах групп 1) и 2), которые на 85-95% состоят из атомов с нулевыми ядерными спинами, можно ожидать, что мюоны будут деполаризовываться только за счет механизма а). Если мезоатомы образуются в металлах группы 3), содержащих внутренние  $d$ -электроны в атомах с нулевыми ядерными спинами, деполаризация мюонов будет происходить за счет механизмов а) и г), а в мезоатомах с деформированными ядрами (вольфрам) - еще и за счет механизма в). И, наконец, при использовании веществ групп 1) и 2), атомы которых имеют отличные от нуля ядерные спины, основными механизмами деполаризации будут механизмы а) и б).

Поляризация мюонов в этих веществах исследовалась в работах (20-23) путем измерения анизотропии в угловом распределении электронов распада  $1 + \mu \rightarrow e + \nu$  методом прецессии<sup>(24)</sup>. Анизотропия была измерена следующим образом. Для тех веществ группы 1), где основным механизмом деполаризации должен быть механизм а), электронная система настраивалась на регистрацию частоты прецессии спина свободного мезона. В опытах с веществами групп 1) и 2), имеющими отличные от нуля ядерные спины, электронная система была настроена на регистрацию частоты прецессии спина мезоатомов, рассчитанную на основании формул (9) и (10). Сложнее дело обстоит с вопросом о существовании механизма г) в веществах группы 3). Свет на этот вопрос может быть получен на основании измерения асимметрии электронов  $(\mu - e)$ -распада следующими двумя способами. При первом способе электронная система настраивается на регистрацию частоты прецессии спина свободного мезона. Как следует из формул (9) и (10), в данном магнитном поле  $H$

частота прецессии спина мезоатомов, обладающих электронным моментом и моментом мезона, на несколько порядков будет превышать частоту прецессии спина свободного мюона. Благодаря большой разнице в частотах, о природе парамагнетизма мезоатомов можно судить на основании измерения числа электронов  $N_{max}$  и  $N_{min}$  при двух значениях напряженности магнитного поля, в котором находится мишень, соответствующих рассчитанным по формуле:

$$t_1 + st = \frac{T}{2} = \frac{Tmc}{eH},$$

где  $t_1$  - время задержки,  $st$  - ширина "ворот". и  $T$  - период прецессии. Действительно, для мезоатомов, обладающих электронным моментом, величина отношения  $\xi = \frac{N_{max}}{N_{min}}$  будет равна единице; мезоатомы, у которых парамагнетизм обусловлен только спином мюона, будут иметь величину  $\xi$ , отличную от единицы. В качестве контрольного опыта, непосредственно подтверждающего существование электронного парамагнетизма, при таком способе исследования могло бы явиться измерение величин  $\xi$  в гидридах парамагнитных металлов при той концентрации водорода, при которой парамагнетизм соединения убывает до нуля, как например,  $PdH_{0,6}$ . Действительно, атомы палладия, находящиеся в растворе  $PdH_{0,6}$  лишены магнитного момента, а водород в процессе образования мезоатомов участвовать не будет. Второй способ исследования природы парамагнетизма заключается в измерении асимметрии электронов в случае, когда электронная система настроена на регистрацию частоты прецессии спина мезоатомов, рассчитанную на основании формул (9) и (10). Однако, такая постановка опытов является более сложной. В самом деле, отличие от единицы величины  $\xi$  в этом случае, наблюдаемое на опыте при наличии у мезоатомов электронного момента, как видно из формулы (12), будет значительно меньшим. Кроме того, существование двух состояний сверхтонкой структуры, а также наличие переходов мезонов между ними (например, из  $F=1$  в  $F=0$ ) усложнит интерпретацию опытов. Исследование парамагнетизма производилось в работе (23) по первому способу.

Полученные для вышеуказанных веществ в работах (20-23) значения величин  $a_0$  - коэффициентов асимметрии для всего интегрального спектра и значения величин  $\xi = \frac{N_{max}}{N_{min}} = \frac{1+a_0}{1-a_0}$  даны в табл. 11. В приведенные величины  $a_0$  и  $\xi$  были введены поправки, учитывающие время задержки, ширину "ворот", распад мюонов и телесный угол детектора электронов. Указанные ошибки являются стандартными статистическими отклонениями.

Т а б л и ц а П

№ п/п	Вещество	спин ядра	$-a_0$	$\xi = \frac{N_{max}}{N_{min}}$
1.	жидкий водород	1/2	0,005±0,005	
2.	Полиэтен	0		1,10±0,02
3.	Парафин	0		1,09±0,02
4.	Вода	0	0,043±0,005	
5.	Сера	0	0,042±0,006	
6.	Фосфор	1/2	0,025±0,005	
7.	Графит	0	0,045±0,005	1,10±0,02
8.	Магний	0	0,058±0,008	
9.	Цинк	0	0,056±0,011	
10.	Кадмий	0	0,055±0,012	
11.	Свинец	0	0,054±0,013	
12.	Гидрид палладия	0		1,09±0,02
13.	Алюминий	5/2	0,007±0,007	
14.	Хром	0		1,00±0,02
15.	Молибден	0		0,99±0,02
16.	Палладий	0		1,00±0,02
17.	Вольфрам	0		0,99±0,02

4. Сравнение теории с опытом

Зная величины  $\alpha_0$  и  $\xi$ , можно определить степень поляризации  $\mu^-$ -мезонов, например, путем сравнения с асимметрией, наблюдаемой при распаде  $\mu^+$ -мезонов, если предположить, что  $\mu^-$ -распад инвариантен по отношению к совместному преобразованию инверсии пространственных координат и зарядового сопряжения. При выполнении этого требования легко показать, что имеет место соотношение:

$$\frac{P_-}{P_+} = \frac{A_+}{A_-}, \quad (13)$$

где  $P_+$  и  $P_-$  - степени поляризации,  $A_+$  и  $A_-$  - коэффициенты асимметрии в проинтегрированных по энергии позитронов (электронов) угловых распределениях  $1 + A_{\pm} \cos \theta$  соответственно для  $\mu^+$  и  $\mu^-$ -мезонов. Из соотношения (13) следует, что путем сравнения величин  $\alpha_0$  и  $\xi$  можно сравнивать степени поляризации. Как следует из таблицы 11, величины  $\alpha_0$  и  $\xi$  для графита, парафина, политена, воды, магния, серы, цинка, кадмия и свинца получились одинаковыми в пределах статистических ошибок. Степень поляризации, найденная из величин  $\alpha_0$  и  $\xi$ , достигает величины порядка 17%. Независимость от  $Z$  величин  $\alpha_0$  и  $\xi$  для  $Z \geq 6$ , а также их абсолютные значения находятся в хорошем согласии с теоретическими расчетами<sup>(8-9)</sup>, учитывающими только механизм а), и не согласуются с аналогичными вычислениями<sup>(10)</sup>. Эти факты, а также совпадения частот прецессии спина этих мезоатомов и спина "свободного" мюона свидетельствуют о том, что механизм деполяризации г) отсутствует. Для того, чтобы это понять, рассмотрим вначале случай, когда мезоатомы образуются в металлах. Металлы, включая и графит, в первом приближении можно рассматривать как совокупность ионов, погруженных в электронный газ. Если металл принадлежит к группе 2), его ионы лишены магнитного момента. Поэтому, вероятно, что при образовании мезоатомов вследствие того, что время жизни  $t_0$  возбужденного состояния электронной оболочки гораздо меньше чем время переориентации  $t'$  спина мюона в ее магнитном поле, электронное состояние иона, в конечном итоге, не нарушается, а ионизация атомов сопровождается лишь испусканием коллективизированных электронов проводимости. В пользу того, что при образовании мезоатомов в вышеуказанных металлах группы 2) электронный парамагнетизм не возникает свидетельствует и равенство величин  $\xi$  для этих металлов и гидроксида палладия PdH<sub>0,6</sub>.



Иная картина будет при образовании мезоатомов в диэлектриках, где  $t_0 \gg t'$ . У мезоатомов углерода в парафине и политене, а также кислорода в воде, и у серы, механизм деполяризации г) может отсутствовать по двум причинам. Во-первых, это может быть в случае, если мезоатомы являются отрицательными ионами, имеющими электронную конфигурацию исходных атомов. Во-вторых, возможно, что образование мезоатомов связано с нарушением электронной оболочки исходных атомов. Тогда, согласно <sup>(9)</sup>, электронный момент будет отсутствовать, если имеет место его полная компенсация под действием соседних атомов. Только дальнейшие исследования помогут дать ответ на вопрос о том, какое из двух этих предположений является верным.

Результаты опытов с палладием и гидридом палладия  $PdH_{0,6}$  непосредственно свидетельствуют о том, что в палладии деполяризация мюонов происходит за счет механизмов а) и г). Действительно, ионы этого переходного металла имеют магнитный момент, обусловленный электронами внутренних магнитоактивных  $d$ -оболочек. В соединении  $PdH_{0,6}$ , как свидетельствует равенство измеренных величин  $\xi$  для графита, политена и парафина, влияние водорода на процесс деполяризации не сказывается.

Равенство единице величин  $\xi$  для переходных металлов хрома и молибдена группы 3), а также их совпадение между собой может быть в двух случаях, если:

- 1) имеет место полная деполяризация мезонов в таких веществах, и
- 2) парамагнетизм мезоатомов обусловлен магнитными моментами электронной оболочки и мюона.

В случае этих металлов контрольный опыт, непосредственно подтверждающий наличие электронного парамагнетизма, аналогичный опыту с палладием, к сожалению, выполнить нельзя. Причина состоит в том, что при растворении водорода в этих металлах, гидриды не образуются. Трудно себе представить, чтобы в отношении процесса деполяризации мюонов металлы хром и молибден чем-либо существенно отличались от вышеуказанных веществ групп 1) и 2). Действительно, как известно, вероятность образования мезоатомов равна единице. Элементы  $Cr$  и  $Mo$  также на 80-90% состоят из атомов с нулевыми ядерными спинами. Ядра этих атомов не обладают какими-либо свойствами, которые могли бы повлечь за собой

полную деполяризацию мюонов. Следовательно, существование в мезоатомах с такими  $Z$  иными механизмов деполяризации, кроме механизма а) маловероятно. Единственно, чем  $Ce$  и  $Mo$  отличаются от вышеперечисленных веществ, так это тем, что атомы их имеют недостроенные внутренние оболочки. Поэтому, результаты опытов с  $Pd$  и  $PdMo_6$  с большой вероятностью свидетельствуют о том, что и в случае  $Ce$  и  $Mo$ , ионы которых имеют отличный от нуля магнитный момент, обусловленный электронами  $3d$ - и  $4d$ -оболочек, соответственно, мы имеем дело и с механизмом деполяризации г).

Результаты опытов с вольфрамом заслуживают особого внимания, поскольку в отличие от  $Pd$ ,  $Ce$  и  $Mo$  вольфрам имеет мезоатомы с деформированными ядрами. Если правильно предположение о связи наблюдаемой "деполяризации" мюонов с квадрупольной деформацией ядра, то согласно теоретическим предсказаниям между величинами  $A_0$  для углерода и вольфрама должно быть следующее соотношение  $(A_0)_W \approx 0,4 (A_0)_C$ . При этом частота прецессии в магнитном поле спина мезоатомов вольфрама должна совпадать с частотой прецессии спина "свободного" мюона. Используя нормальный закон распределения ошибок, можно показать, что случай  $\xi_{теор} = \xi_{изм}$  отвергается, так как  $\xi_{изм} < \xi_{теор}$  с вероятностью 70%. Это обстоятельство свидетельствует о том, что наблюдаемую на опыте "полную" деполяризацию мюонов трудно объяснить только взаимодействием мюона с "деформацией" ядра. Результаты опытов для  $Pd$ ,  $Ce$  и  $Mo$  с большой вероятностью свидетельствуют в пользу того, что в случае вольфрама, мы имеем дело, помимо механизмов деполяризации а) и в), также и с механизмом г). Здесь необходимо заметить, что несмотря на то, что атомы металла вольфрама имеют очень малый эффективный магнитный момент, в этих опытах он может проявиться вследствие достаточно высокой чувствительности метода исследования. Действительно, мюоны имеют магнитный момент на порядок больше ядерного магнетона, а время переворота спина мюона в поле оболочки мезоатома ( $\sim 10^{-10}$  сек) на много порядков меньше его времени жизни. Очевидно, для того, чтобы вышеуказанные выводы сделать более определенными, необходимо наблюдать еще непосредственно кривые прецессии спинов мезоатомов  $Ce$ ,  $Mo$  и  $W$ .

Рассмотрим теперь результаты опытов для веществ, атомы которых имеют ядерные спины, отличные от нуля.

7/11/1957

В опытах с фосфором действительно наблюдалась прецессия мезоатомов, мезо-ядро (система мезон-ядро) которых находится в состоянии  $F = 1$  <sup>(22)</sup>. Этот факт прямо говорит в пользу того, что в таких мезоатомах наряду с механизмом деполаризации а) существует и механизм б).

В опытах с жидким водородом <sup>(20)</sup> и алюминием <sup>(22)</sup> не было обнаружено зависимости скорости счета электронов от тока намагничивающей катушки. Вследствие того, что наблюдаемая на опыте с алюминием кривая прецессии представляет результат суперпозиции кривых прецессии мюонов, находящихся в состояниях сверхтонкой структуры  $F=3$  и  $F=2$ , интерпретировать полученную кривую оказалось невозможным. Произведем сравнение измеренных величин с предсказанными теоретически.

На основании сказанного в начале этого параграфа можно ожидать, что в таких веществах, как жидкий водород, фосфор и алюминий, влияние электронной оболочки атомов на деполаризацию мезонов будет отсутствовать. При отсутствии механизма г), согласно теоретическим предсказаниям (13-15), между величинами  $a_0$  для углерода, фосфора, алюминия и водорода должны быть следующие соотношения:

$$a_H = a_P = \frac{1}{2} a_C \quad \text{и} \quad a_{Al} = \frac{1}{3} a_C,$$

согласно предсказаниям <sup>(10)</sup> -  $a_H = a_P = \frac{1}{3} a_C$ .

Используя нормальный закон распределения ошибок, можно показать, что случай

$a_H = a_P$  отвергается, так как  $a_H < a_P$  с вероятностью 99%. Случай  $a_{Al} = \frac{1}{3} a_C$  не противоречит эксперименту, но согласно экспериментальным данным, вероятность того, что  $a_{Al} > \frac{1}{3} a_C$ , равна 5%, а вероятность того, что  $a_{Al} < \frac{1}{3} a_C$  равна 39%. Величины отношений  $\frac{a_C}{a_P}$  были проанализированы по критерию  $\chi^2$ . Границы этого отношения, имеющие вероятность 1% (цифры без скобок) и 5% (цифры в скобках), получаются следующими:

$$1,2 \text{ (1,4) - (13,0) } 3,7 \text{ для случая } a_P = \frac{1}{2} a_C$$

$$0,6 \text{ (0,7) - (1,5) } 1,8 \text{ для случая } a_P = a_C.$$

Как видно, экспериментальное значение величины  $\frac{a_C}{a_P} = 1,8$ , хорошо согласуется с теоретически ожидаемым в случае  $a_P = \frac{1}{2} a_C$ , и лежит вне однопроцентных границ для случая  $a_P = a_C$ .

Используя тот факт, что соотношение  $A_p = A_c$  противоречит эксперименту, а соотношения  $A_p = \frac{1}{2} A_c$  и  $A_{el} = \frac{1}{3} A_c$  не противоречат опытным данным, можно сказать, что результаты измерений не противоречат теоретическим предсказаниям<sup>(13-15)</sup>, но противоречат результатам работы<sup>(10)</sup>. Это обстоятельство свидетельствует и о том, что при использовании в качестве мишени порошка красного фосфора вероятность перехода мезона с верхнего уровня сверхтонкой структуры на нижний является малой<sup>(16)</sup>. Поскольку экспериментальное значение величины  $\frac{A_c}{A_p}$  лежит вне однопроцентных границ для случая  $A_p = \frac{1}{3} A_c$ , можно считать, что взаимодействие сверхтонкой структуры для  $\mu^-$ -мезонов, находящихся в нижних возбужденных состояниях мезоатомов, по-видимому, является несущественным по сравнению с взаимодействием на К-орбите. И, наконец, то, что  $A_H < A_p$  с вероятностью 99% говорит в пользу того, что наблюдаемую на опыте полную деполяризацию  $\mu^-$ -мезонов в жидком водороде нельзя объяснить действием только механизмов а) и б); для этого необходимо привлечь дополнительный механизм. Механизм полной деполяризации был объяснен в работе<sup>(17)</sup>, где было показано, что основную роль при этом играет рассеяние нейтрального мезоатома водорода на протоне  $(\mu H) + H \rightarrow (\mu H) + H$ . При этом рассеянии происходит с большим эффективным сечением переход  $\mu^-$ -мезона к другому протону с одновременным переходом мезоатома водорода в нижнее состояние сверхтонкой структуры. Благодаря тому, что вероятность этих перескоков в жидком водороде ( $10^9 \text{ сек}^{-1}$ ) на три порядка превышает вероятность распада мезона ( $0,5 \cdot 10^6 \text{ сек}$ ) мезопротона, за время жизни  $\mu^-$ -мезона мезопротоны полностью перейдут в основное состояние сверхтонкой структуры, результатом чего будет полная деполяризация.

Автор считает своим долгом поблагодарить Я.Б.Зельдовича, С.С.Герштейна, И.С.Шапиро, Э.И.Долинского, Л.Д.Блохинцева, Д.Ф.Зарецкого за многочисленные дискуссии и ряд ценных замечаний.

Рукопись поступила в издательский отдел  
20 июля 1960 года.

Л и т е р а т у р а

1. D. Fournet Davis, A. Engler, C.J. Goebel, T.F. Hoang, M.F. Kaplon, J. Klarman. Nuovo Cimento, 6, 310 (1957).
2. A.M. Bincer, Phys.Rev. 107, 1434 (1957).
3. G.W. Ford, C.J. Mullin, Phys.Rev. 108, 477 (1958).
4. И.И.Гольдман. ЖЭТФ, 34, 1017 (1958).
5. V.W. Hughes, Phys.Rev. 108, 1106 (1958).
6. G. Lynch, J. Orear, S. Rosendorf, Phys.Rev.Lett. 1, 471 (1958).
7. С.А.Али-Заде, И.И.Гуревич, Ю.П.Добрецов, Б.А.Никольский, Л.В.Суркова. ЖЭТФ, 36, 2327 (1959).
8. И.М.Шмушкевич. ЖЭТФ, 36, 645 (1959).
9. В.А.Джарбашян. ЖЭТФ, 35, 307 (1958).
10. M.E. Rose. Depolarization processes for negative mu-mesons. Preprint Oak Ridge Nat.Lab., (1958).
11. M.B. Stearns, M. Stearns, Phys.Rev. 105, 1573 (1957).
12. J. Bernstein, T.D. Lee, C.N. Yang, M. Promakoff, Phys.Rev. 111, 313 (1958).
13. И.М.Шмушкевич. ЖЭТФ, 953 (1959).
14. H. Uberall, Phys.Rev. 114, 1640 (1959).
15. И.С.Шапиро, Л.Д.Блохинцев. ЖЭТФ, 37, 760 (1959). Э.И.Долинский. Диссертация НИИЯФ МГУ (1959).
16. H. Primakoff, Rev.Mod.Phys. 31, 802 (1959).
17. С.С.Герштейн. ЖЭТФ, 34, 463 (1959).
18. Д.Ф.Зарецкий, М.М.Новиков. ЖЭТФ, 37, 1824 (1959).
19. L. Wilets, Kong.Dansh.Vidensk. Selsk.Mat.-fys Medd. 29, 3 (1959).
20. А.Е.Игнатенко, Л.Б.Егоров, Б.Халупа, Д.Чултэм. ЖЭТФ, 35, 894 (1958).
21. А.Е.Игнатенко, Л.Б.Егоров, Б.Халупа, Д.Чултэм. ЖЭТФ, 35, 1131 (1958).
22. Л.Б.Егоров, А.Е.Игнатенко, Д.Чултэм. ЖЭТФ, 37, 1517 (1959).
23. Л.Б.Егоров, Г.В.Журавлев, А.Е.Игнатенко, Ли Сюань-мин, М.Г.Петрашку, Д.Чултэм. ЖЭТФ (в печати).
24. R. Garwin, L. Lederman, M. Weinrich. Phys.Rev. 105, 1415 (1957).