

7
E-30 2.3.

Экз. чит. зала
зала



Л.Б. Егоров, Г.В. Журавлев, А.Е. Игнатенко, Ли-Сюань-Мин
М.Г. Петрашку, Д. Чултэм

Д - 559

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМАГНЕТИЗМА μ -МЕЗОАТОМОВ

ЖеЭТФ, 1961, т40, в2, с391.

Изв. Рус. Акад. Наук, 1961, т23, к4, р62.

Л.Б. Егоров, Г.В. Журавлев, А.Е. Игнатенко, Ли-Сюань-Мин
М.Г. Петрашку, Д. Чултэм

Д - 559

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМАГНЕТИЗМА μ -МЕЗОАТОМОВ

70710 мр.

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

А н н о т а ц и я

На основании измерения асимметрии электронов $\mu - e /$ -распада исследовалась природа парамагнетизма различных мезоатомов. Результаты опытов свидетельствуют о том, что в диэлектриках, диамагнитных и слабопарамагнитных нормальных металлах парамагнетизм мезоатомов обусловлен магнитным моментом M -мезона, а в парамагнитных переходных металлах, лантанидах и актинидах - магнитными моментами электронной оболочки и мезона. Показана возможность использования поляризованных мезонов в качестве средства для исследования магнитных свойств гидридов переходных металлов, актинидов и лантанидов, атомы которых имеют нулевые ядерные спины.

1. Введение

Изучение в атомных системах явлений тонкой и сверхтонкой структур, а также связанных с ними квантово-электродинамических эффектов представляет большой интерес. Значительное число исследований посвящено изучению явлений в обычных атомах и позитронии. Немалый интерес представляет исследование их в таких атомных системах как мюоний и μ -мезоатомы. Изучение становится возможным благодаря тому, что пучки μ -мезонов, полученные на ускорителях, являются поляризованными. К сожалению, при существующих интенсивностях пучков исследование мюония и мезоатомов возможно только при образовании их в конденсированном веществе. Наличие среды, как известно, может привести к усложнению картины. В работе^{/1/} сообщались результаты исследования в μ -мезоатомах сверхтонкой структуры, обусловленной спиновой связью мезона и ядра. В настоящей работе основное внимание будет уделено явлению сверхтонкой структуры, обусловленной связью мезона и электрона. Как известно, попытки обнаружить непосредственно это явление при образовании мюония в конденсированном веществе дали пока отрицательный результат^{/2/}. Не увенчались успехом и попытки обнаружить это явление в мезоатомах с $Z \leq 6$ ^{/2/}. Естественно, возникает интерес к вопросу о существовании этого явления в μ -мезоатомах с $Z \geq 6$. Использование для этих целей мезоатомов с $Z \geq 6$ имеет существенное преимущество. Действительно, на основании данных о свойствах магнитных моментов ионов парамагнитных веществ можно надеяться на то, что удастся найти такие мезоатомы и вещества, где влияние среды будет несущественным, а, следовательно, появится возможность изучения явления сверхтонкой структуры в "чистом виде". Практический интерес к нему возникает по многим соображениям. Некоторые из них будут перечислены ниже.

а/ Поляризованные μ^- -мезоны в веществе существенно деполаризуются за счет взаимодействий, обуславливающих тонкую и сверхтонкую структуры в мезоатомах^{/1/}. Возникает вопрос: можно ли устранить, либо восстановить поляризацию мезонов в мезоатомах? Очевидно, что деполаризации из-за сверхтонкой структуры, обусловленной спиновой связью мезона и ядра, можно избежать, используя вещества с нулевым ядерным спином. Что касается устранения деполаризации из-за тонкой структуры либо сверхтонкой структуры, обус-

ловленной спиновой связью мезона и электронной оболочки, казалось бы для этой цели можно использовать магнитное поле достаточной напряженности. Однако, устранение деполяризации путем магнитной нейтрализации связано с непреодолимыми экспериментальными трудностями. Также невозможно избавиться и от кинематической деполяризации при $\pi - N$ -распаде на лету. То обстоятельство, что время деполяризации $\sim 10^{-12}$ сек/ на много порядков меньше τ -времени жизни мезона, наводит на мысль пойти по пути восстановления поляризации мезонов в мезоатомах с нулевыми ядерными спинами, используя для этой цели статические методы поляризации ядер. Для наших целей интерес будут представлять два метода, заключающиеся в наложении на образец магнитных полей при достаточно низких температурах. Первый метод основан на действии внешнего магнитного поля на магнитный момент ядра; второй - на действии внутреннего магнитного поля атомов, обусловленного нескомпенсированными моментами электронов. Выражение для коэффициента поляризации ядер прямым действием внешнего поля имеет следующий вид:^{/3/}

$$f \approx \frac{1}{3} \frac{I+1}{I} \cdot \frac{\mu_N H}{kT} ; \quad /1/$$

где I - спин ядра, μ_N - ядерный магнитный момент, k - постоянная Больцмана, H - приложенное магнитное поле и T - абсолютная температура.

При использовании внутренних магнитных полей атомов, ядерная поляризация определяется выражениями^{/3/}:

$$f = \frac{1}{3} f_e \cdot \frac{I+1}{I} \frac{J_e}{2J_e+1} \cdot \frac{\Delta W}{kT} , \quad J_e \geq 1 \quad /2a/$$

$$f = \frac{1}{3} f_e \cdot \frac{I+1}{2I+1} \cdot \frac{\Delta W}{kT} , \quad J_e \leq 1. \quad /2b/$$

Здесь f_e - поляризация электронов, J_e - их угловой момент, ΔW - энергия сверхтонкого мультиплетного расщепления.

Из выражений /1/ и /2/ следует, что чем больше величины μ_N , ΔW

и меньше значение I , тем легче получить данную поляризацию.

Если учесть, что у μ - мезона спин равен $1/2$, а магнитный момент на порядок больше ядерного магнетона, то данную поляризацию мезонов в мезоатомах можно получить при использовании на порядок более высоких температур либо меньших магнитных полей, чем в случае ядер. Может оказаться, что уже при температуре жидкого гелия возможно получить заметный эффект восстановления поляризации мезонов, Все зависит от того каковы значения величин J_e и ΔH в мезоатомах. Таким образом, для получения ответа на вопрос о том, какой метод поляризации лучше всего использовать в данном конкретном случае, необходимо исследовать природу парамагнетизма мезоатомов в различных средах. Этот вопрос сводится к тому, что происходит с электронной оболочкой исходных атомов при образовании мезоатомов, и как меняется парамагнетизм изолированных мезоатомов в среде.

Необходимо заметить, что использование метода внешнего поля может встретить непреодолимые трудности из-за большого времени релаксации спина мезона по сравнению с τ . Эти трудности отпадают при использовании внутренних полей атомов. Действительно, электронные моменты атомов образца могут быть поляризованы до облучения мезонами. Тогда время переворота спина мезона в поле оболочки мезоатома будет определяться ^{/1/} временем взаимодействия $t' \sim \frac{h}{\Delta H} \sim 10^{-10}$ сек, которое на много порядков меньше τ .

б/ Как известно, в настоящее время один из эффективных методов исследования электронной конфигурации парамагнитных атомов заключается в изучении асимметрии излучения поляризованных ядер. Очевидно, что этому методу доступны лишь элементы, имеющие ядерный спин, не равный нулю. Исследование асимметрии электронов от распада поляризованных μ - мезонов в мезоатомах дает возможность изучения электронной структуры атомов парамагнитных веществ, имеющих нулевые ядерные спины.

в/ Измерение гиромагнитного отношения мезоатомов, имеющих только спиновый электронный парамагнетизм, обусловленный одним неспаренным электроном, и ядерный спин равный нулю, даст возможность непосредственно определить спин μ^- -мезона.

г/ Исследование парамагнетизма мезоатомов необходимо для выяснения механизма деполяризации μ^- -мезонов.

2. Основные теоретические предпосылки

Образование мезоатомов связано с нарушением состояния электронной оболочки исходного атома. Дело в том, что при каскадных переходах мезонов 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 с $t' \ll T$. С другой стороны, в ионных кристаллах и диэлектриках время $t' > t_0$. Следовательно, в момент распада мезоатома состояние электронной оболочки будет зависеть от вида соединения, в которое входит исследуемый атом, и агрегатного состояния вещества.

Необходимо отметить, что если атом входит в состав молекул, то реорганизация электронной оболочки и испускание рентгеновского излучения в мезоатомах должны приводить, соответственно, к разрушению химических связей и выбрасыванию мезоатома в виде свободного атома. Можно полагать, что ввиду этих, так называемых, явлений электронной и кинетической активации мезоатомов парамагнитный момент мезоатома непосредственно будет связан со значениями квантовых чисел J , L и S атома. При наличии у изолированного мезоатома с нулевым ядерным спином момента электронной оболочки парамагнитный момент будет складываться из трех частей:

1/ магнитного момента μ^- -мезона

$$\mu_{\mu} = \frac{\sqrt{3} \mu_B}{207},$$

2/ электронного орбитального магнитного момента

$$\mu_L = \mu_B \sqrt{L(L+1)}, \quad /4/$$

3/ электронного спинового магнитного момента

$$\mu_S = 2\mu_B \sqrt{S(S+1)}. \quad /5/$$

При образовании мезоатомов в среде их парамагнетизм будет подвержен действию соседних атомов, следствием чего будет 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 влияниям, парамагнетизм таких мезоатомов в среде будет вызван моментами μ_L , μ_S и μ_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 μ_S и μ_H / орбитальные моменты таких атомов, как правило, компенсируются/. И, наконец, мезоатомы диамагнитных веществ, либо слабопарамагнитных нормальных металлов, могут обладать в среде только моментами μ_H .

В веществах с некомпенсированными моментами электронная оболочка может оказывать влияние на поляризацию μ^- -мезонов только в основном состоянии мезоатомов. В этом нетрудно убедиться, если сравнить время нахождения t мезона на нижних уровнях со временем t' переориентации спина мезона в поле оболочки. Оказывается, что неравенство $t' \ll t$, как указывалось в § 1, выполняется только для уровня $1S$.

Необходимо отметить, что в веществах с $g \neq 0$ мезоатомы будут образовываться в двух состояниях сверхтонкой структуры с $F = J \pm \frac{1}{2}$. В первом приближении энергия взаимодействия ΔW сверхтонкой структуры в мезоатомах будет такого же порядка как и в мюонии:

$$\Delta W = - \frac{32 \mu_N \cdot P_{\text{эфф}}}{3 a_{\text{Б}}^3}$$

Здесь μ_N - магнитный момент μ - мезона, $P_{\text{эфф}}$ - эффективный магнитный момент электронной оболочки, $a_{\text{Б}}$ - боровский радиус водородного атома. Сверхтонкое расщепление в основном состоянии мезоатома гораздо больше, чем $\frac{\mu}{c}$. Поэтому состояния с $F = J_e + \frac{1}{2}$ и $F = J_e - \frac{1}{2}$ для изолированного мезоатома образуют некогерентную смесь. Каждое состояние будет характеризоваться своими значениями величин g - гиромагнитного отношения и μ - магнитного момента. Так выражения для g и μ имеют следующий вид: /4/

$$g_+ = \frac{1}{J_e + \frac{1}{2}} (\mu_N + P_{\text{эфф}}) \quad /6/$$

$$g_- = - \frac{1}{J_e + \frac{1}{2}} (\mu_N - \frac{J_e + 1}{J_e} P_{\text{эфф}}) \quad /7/$$

$$\mu_+ = \mu_N + P_{\text{эфф}} \quad /8/$$

$$\mu_- = - \frac{2J_e - 1}{2J_e + 1} (\mu_N - \frac{J_e + 1}{J_e} P_{\text{эфф}}) \quad /9/$$

Если для изучения парамагнетизма мезоатомов использовать метод /5/ измерения асимметрии электронов распада, то кривая прецессии, наблюдаемая на опыте, будет являться суперпозицией кривых прецессий мезонов, распадающихся из обоих состояний сверхтонкой структуры. Очевидно, чем больше значение J_e , тем труднее интерпретировать такую кривую. Действительно, обозначим через P_0 степень поляризации пучка μ^- - мезонов. Согласно /4,6-8/ степень поляризации P мезона, находящегося на К-оболочке, усредненная по двум состояниям сверхтонкой структуры, будет равна:

$$P = \frac{1}{6} P_0 \cdot \frac{1}{3} \left[1 + \frac{2}{(2J_e + 1)^2} \right] \quad /10/$$

Из этой формулы следует, что величина поляризации зависит от полного момента электронной оболочки J_e . Так, например, для $J_e = 1/2$ уменьшение поляризации будет происходить в два раза; для мезоатомов с $J_e \gg 1$ - в три раза. Очевидно, что все вышесказанное относится к случаю изолированных мезоатомов. Наличие среды может привести к усложнению картины, например, к появлению переходов мезонов между уровнями сверхтонкой структуры.

3. Эксперимент

При выборе веществ для исследования необходимо учитывать, что практический интерес будут представлять вещества, состоящие из атомов одного сорта, 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.

В качестве объектов для исследования были выбраны следующие вещества:

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

Результаты исследований с H_2O , Mg , S , Zn , Cd , и Pb уже были опубликованы ^{/12/}. В настоящей работе исследования производились для остальных веществ. Хром, молибден, вольфрам и палладий были взяты в виде металлов. В качестве сред, содержащих атомы углерода, использовались графит, политен и парафин. Основания для выбора этих веществ следующие. Как известно, до настоящего времени вопрос о направлении спина M^- -мезонов остается открытым ^{/9/}. Один из методов, предложенный ^{/10/} для решения

этого вопроса, заключается в исследовании асимметрии электронов распада 12 в реакции $\mu + C^{12} \rightarrow B^{12} + \nu$. В проведенных экспериментах 19 было обнаружено отсутствие асимметрии. Причина этого, по-видимому, лежит в деполяризации ядер B^{12} в использованных образцах /гексан, пентан/. Согласно 10 деполяризация ядер B^{12} возможна по двум причинам:

- 1/ благодаря сверхтонкой структуре, обусловленной спиновой связью ядра и электронной оболочки атомов B^{12} и
- 2/ из-за малого времени релаксации ядерного спина B^{12} в использованных веществах по сравнению с временем жизни B^{12} . С целью выяснения вопроса о наличии механизма деполяризации ядер B^{12} из-за сверхтонкой структуры нами были взяты образцы, содержащие атомы углерода в различных соединениях. Можно ожидать, что мезоатомы углерода в таких средах будут иметь электронную конфигурацию оболочки атома Бора 10 .

Парамагнетизм мезоатомов углерода, хрома, молибдена, вольфрама и палладия в вышеуказанных средах исследовался методом прецессии 15 . При использовании такого метода относительно природы парамагнетизма можно судить 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 /6/ и /7/, в данном магнитном поле H частота прецессии спина мезоатомов, обладающих электронным моментом и моментом мезона, на несколько порядков будет превышать частоту прецессии спинов мезоатомов, парамагнетизм которых обусловлен только спином мезона. Благодаря большой разнице в частотах о природе парамагнетизма можно судить на основании измерения числа электронов $\mu - e$ -распада N_{max} и N_{min} при двух значениях напряженности поля $\pm H$, соответствующих рассчитанным по формуле:

$$t_1 + \sigma t = \frac{T}{2} = \frac{T \mu c}{eH}, \quad (11)$$

где t_1 - время задержки, σt - ширина "ворот" и T - период прецессии спина "свободного" μ -мезона. Действительно, для мезоатомов, обладающих электронным моментом, величина отношения $\xi = \frac{N_{max}}{N_{min}}$ будет равна единице; мезоатомы, у которых парамагнетизм обусловлен только спином мезо-

на, будут иметь величину ξ , отличную от единицы. В качестве контрольного опыта, непосредственно подтверждающего существование электронного парамагнетизма, при таком способе исследования могло бы явиться измерение величины ξ 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. Водород же в процессе образования мезоатомов участвовать не будет.

Второй способ исследования природы парамагнетизма заключается в измерении асимметрии электронов $M - e$ /-распада в случае, когда электронная система настроена на регистрацию частоты прецессии спина мезоатомов, рассчитанную на основании формул /6/ и /7/. Однако такая постановка опытов является более сложной. Действительно, в этом случае отличие от единицы величины ξ , наблюдаемое на опыте при наличии у мезоатомов электронного момента, как видно из формулы /10/, будет значительно меньше. Кроме того, существование двух состояний сверхтонкой структуры, а также наличие переходов мезонов между ними /например, из $F = 1$ в $F = 0$ / усложнит интерпретацию опытов. В настоящей работе исследование парамагнетизма производилось по первому способу.

В опытах использовалась та же экспериментальная установка, что и в работах /11-12/. Такими же были и условия опытов, за исключением электронной аппаратуры. На рис. 1 приведена блок-схема установки. Отрицательные M - мезоны, останавливающиеся в мишени 6, регистрировались схемой 8 антисовпадений 1 + 2 - 3. Импульсы от схемы 8, после усиления в 10 и формирования в 12, задерживались на время t_1 . Задержанные импульсы запускали триггер 16, который одновременно открывал две идентичные схемы пропускания /"ворота"/ 18 и 21 на время Δt . Электроны от распада M - мезонов, а также фон от постороннего излучения фиксировались схемой 9 антисовпадений 3 + 4 - 2. Импульсы со схемы 9, усиленные в 11 и сформированные в 13, раздвигались, а затем поступали на вход "ворот" 18 задержанными на время $t_2 > t_1 + \Delta t$ и на вход "ворот" 2 - без задержки. Благодаря использованию двух идентичных "ворот" и задержки t_2 , можно было на опыте одновременно регистриро-

вать в пересчетном устройстве 23 число импульсов от электронов распада и фона постороннего излучения, а в пересчетном устройстве 20 — только число фоновых импульсов. Разность числа отсчетов в пересчетных устройствах 23-20 будет представлять собой число электронов распада. Импульсы с триггера 16 через отдельный выход направлялись на пересчетное устройство 17, регистрирующее число открываний "ворот". Показания его служили в качестве монитора.

Величина отношения $\frac{t_1}{\Delta t}$ в каждом опыте была равна примерно 0,2. Угол, под которым ось детектора электронов и мишень располагались по отношению к "оси" пучка мезонов, был равен 90° и 45° , соответственно. Мишени имели размеры 15 x 15 см; толщина мишеней равнялась 4 + 6 г/см². В опытах с графитом, политеном и парафином толщина парафинового фильтра 7 между счетчиками 3 и 4 была равна 4 г/см². В опытах с хромом, молибденом, вольфрамом и палладием вместо парафинового фильтра 7 использовался алюминиевый, толщиной также 4 г/см². Благодаря использованию алюминиевого фильтра величину эффективности регистрации γ -лучей с энергией меньше 10 МэВ, испускающихся из мишени в результате поглощения μ^- -мезонов ^{13/}, удалось сделать меньше чем 10^{-3} .

Полученные величины $\xi = \frac{N_{\max}}{N_{\min}}$ даны во втором столбце таблицы.

Т а б л и ц а

Вещество	$\xi = \frac{N_{\max}}{N_{\min}}$
Графит	1,10 ± 0,02
Парафин	1,09 ± 0,02
Политен	1,10 ± 0,02
Гидрид палладия PdH _{0,6}	1,09 ± 0,02
Палладий	1,00 ± 0,02
Хром	1,00 ± 0,02
Молибден	0,99 ± 0,02
Вольфрам	0,99 ± 0,02

В приведенные величины ξ были введены поправки, учитывающие время задержки, ширину "ворот", распад мезонов и телесный угол детектора электронов. Указанные ошибки являются стандартными статистическими отклонениями.

4. Обсуждение полученных результатов

Как следует из таблицы, величины ξ для графита, политена, парафина и гидроксида палладия $PdH_{0.6}$ получились одинаковыми в пределах статистических ошибок. Равными между собой оказались и значения ξ для хрома, молибдена, вольфрама и палладия. Однако абсолютные значения величин ξ для графита, политена, парафина и $PdH_{0.6}$ отличаются от значений ξ для хрома, молибдена, вольфрама и палладия. Необходимо отметить, что для графита величина a_0 -коэффициента асимметрии в проинтегрированном по энергии электронов угловом распределении $1 + a_0 \cos \theta$, найденная из значения ξ , в пределах ошибок опыта совпадает с величиной a_0 , полученной в работах на основании измерений большого числа точек на кривой прецессии. Отличие от единицы величин ξ для графита, парафина и политена, а также их равенство между собой, свидетельствуют в пользу того, что парамагнетизм мезоатомов углерода в таких средах обусловлен только магнитным моментом мезона. В самом деле, 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 диамагнетиков, либо к группе слабопарамагнитных нормальных металлов его ионы лишены магнитного момента. Поэтому, вероятно, что при образовании мезоатомов в таких металлах из-за того, что $t_0 \ll t'$ электронное состояние иона, в конечном итоге, не нарушается, а ионизация атомов сопровождается лишь испусканием коллективизированных электронов проводимости. Если принять во внимание постоянство измеренных в работе^{/12/} величин a_0 для металлов этой группы, как, например, Mg , Zn , Cd и Pb , а также равенство их величине a_0 для графита, можно сказать, что при образовании мезоатомов в диамагнитных, либо в слабопарамагнитных нормальных металлах, электронный парамагнетизм не возникает. 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 серы^{/12/} электронный момент 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 ^{6/} 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 этих опытов дают возможность получить ответ на вопрос о существовании механизма деполяризации ядер в ¹² за счет сверхтонкой структуры, обусловленной спиновой связью ядра и электронной оболочки атомов Бора, получающихся в реакции $\mu^- + C^{12} \rightarrow B^{12} + \nu$. В самом деле, казалось бы, что мезоатомы углерода в графите должны иметь электронную конфигурацию атомов Бора ^{10/}. Однако результаты опытов указывают на то, что электронный момент отсутствует. Очевидно, что не может возникнуть электронный парамагнетизм и у атомов Бора, образующихся согласно реакции $\mu^- + C^{12} \rightarrow B^{12} + \nu$ в графите. Следовательно, механизм деполяризации ядер из-за сверхтонкой структуры в графите не должен иметь места. При образовании атомов Бора в диэлектриках; по причинам, указанным ранее, этот механизм может иметь место.

Если сравнить величины ξ для графита, политена и парафина, можно получить некоторые сведения о вероятности образования мезоатомов в различных компонентах водородосодержащих сред. Действительно, равенство в пределах ошибок опыта величин поляризации для этих веществ, а также совпадение частоты прецессии спина мезоатомов с частотой прецессии спина "свободного" мезона свидетельствует в пользу того, что мезоны в таких средах не "задерживаются" на атомах водорода. Возможны следующие два объяснения этого обстоятельства. Во-первых, μ^- -мезоны могут "садиться" в основном непосредственно на атомы углерода. Это объяснение не противоречит "закону ξ " Ферми-Теллера. Во-вторых, возможно, что при остановке мезонов в таких средах пропорциональность между вероятностью образования мезоатомов и атомным номером Z не имеет места. Тогда равенство остаточной поляризации мезонов в вышеуказанных средах может быть только в том случае, если перехват мезонов атомами углерода из водорода происходит за время меньшее, чем время перехода мезона в мезопротоне до тех орбит, где имеет место деполяризация. Или, иными словами говоря, ввиду большой концентрации атомов углерода в таких средах, перехват происходит только с уровней

мезопротонов, имеющих $n \approx 3^{1/6,7}$. Действительно, если, например, вероятность захвата на мезоатомные орбиты была пропорциональна концентрации атомов в среде, а перехват происходил с уровня 15 водорода, то величина степени поляризации была бы равна:

$$P_{\text{сн}_2} = \frac{1}{3} P_c + \frac{2}{3} P_H P_c \approx \frac{1}{3} P_c,$$

где $P_H = \frac{1}{6} P_0 \cdot \frac{1}{3} \left[1 + \frac{2}{(2I+1)^2} \right] \approx \frac{1}{12} P_0$ - степень поляризации мезона на К-орбите мезоводорода, $P_c \approx \frac{1}{6} P_0$ - степень поляризации на К-орбите мезоатомов углерода, а P_0 - степень поляризации пучка μ^- -мезонов. Однако, результаты данных опытов свидетельствуют в пользу того, что мезоны в водородосодержащих средах "салятся" на углерод таким образом, что при этом их поляризация не изменяется. Результаты опытов с палладием и $\text{PdH}_{0,6}$ непосредственно свидетельствуют о том, что парамагнетизм мезоатомов палладия обусловлен магнитными моментами электронной оболочки и мезона. В самом деле, ионы переходного металла палладия имеют магнитный момент, обусловленный электронами внутренних магнитоактивных оболочек 4d. В соединении $\text{PdH}_{0,6}$, как свидетельствуют результаты измерений величин ξ для графита, парафина и политена, влияние водорода на процесс деполяризации мезонов не сказывается.

Необходимо подчеркнуть особо, что, как показывают результаты опытов с Pd и $\text{PdH}_{0,6}$, открывается возможность использования поляризованных μ^- -мезонов в качестве средства для исследования магнитных свойств гидридов переходных металлов, лантанидов и актинидов, атомы которых имеют нулевые ядерные спины. В случае Cr, Mn и W контрольный опыт непосредственно подтверждающий наличие электронного парамагнетизма, к сожалению выполнить нельзя. Причина этого состоит в том, что при растворении водорода в этих металлах, гидриды не образуются.

Равенство единице величин ξ для этих переходных металлов, а также их совпадение между собой возможно в двух случаях, если:

- 1/ имеет место полная деполяризация мезонов в таких веществах,
- и 2/ парамагнетизм мезоатомов обусловлен магнитными моментами

электронной оболочки и μ^- -мезона.

Рассмотрим вопрос о деполаризации μ^- -мезонов в различных мезоатомах. Измерения^{/12/} степени поляризации μ^- -мезонов в мезоатомах металлов, принадлежащих к группе диамагнетиков с нулевыми ядерными спинами, показывают, что во всех случаях, в пределах ошибок опыта, поляризация одинакова и составляет $\sim 17\%$. Степень поляризации мезонов для графита, политена и парафина, полученная из измеренных величин ξ , также одинакова и по абсолютному значению равна значению для вышеуказанных металлов. Независимость от Z измеренной поляризации для $Z \geq 6$, а также ее абсолютное значение находятся в хорошем согласии с теоретическими расчетами^{/6.7/}, учитывающими только механизм спин-орбитального взаимодействия. Трудно себе представить, чтобы в отношении процесса деполаризации μ^- -мезонов металлы Ce и Mo чем-либо существенно отличались от вышеперечисленных веществ. Действительно, в процессе торможения и захвата на верхние уровни мезоатомов мезоны, как показано в работе^{/14/}, практически не деполаризуются. Как известно, вероятность образования мезоатомов равна единице. Элементы Ce и Mo также на 80-90% состоят из атомов, имеющих нулевые ядерные спины. Ядра этих атомов не обладают какими-либо свойствами, которые могли бы повлечь за собой полную деполаризацию мезонов. Следовательно, существование в мезоатомах с такими Z иных механизмов деполаризации, кроме спин-орбитального взаимодействия, мало вероятно. Единственно, чем Ce и Mo отличаются от вышеперечисленных веществ, так это тем, что атомы их имеют недостроенные внутренние электронные оболочки. Поэтому, результаты опытов с Pd и $PdMo$ с большой вероятностью свидетельствуют о том, что и в случае Ce и Mo , ионы которых имеют отличный от нуля магнитный момент, обусловленный электронами внутренних магнитоактивных оболочек $3d$ и $4d$ соответственно, мы имеем дело со сверхтонкой структурой.

Результаты опытов с вольфрамом заслуживают особого внимания, поскольку в отличие от Pd , Ce и Mo , вольфрам имеет мезоатомы с деформированными ядрами. Как показано в работе^{/15/}, взаимодействие мезона с квадрупольной деформацией ядра может приводить к значительной деполаризации μ^- -мезонов. Произведем сравнение измеренных величин $\xi_{изм}$ с предсказанными теоретически $\xi_{теор}$. Если правильно предположение о свя-

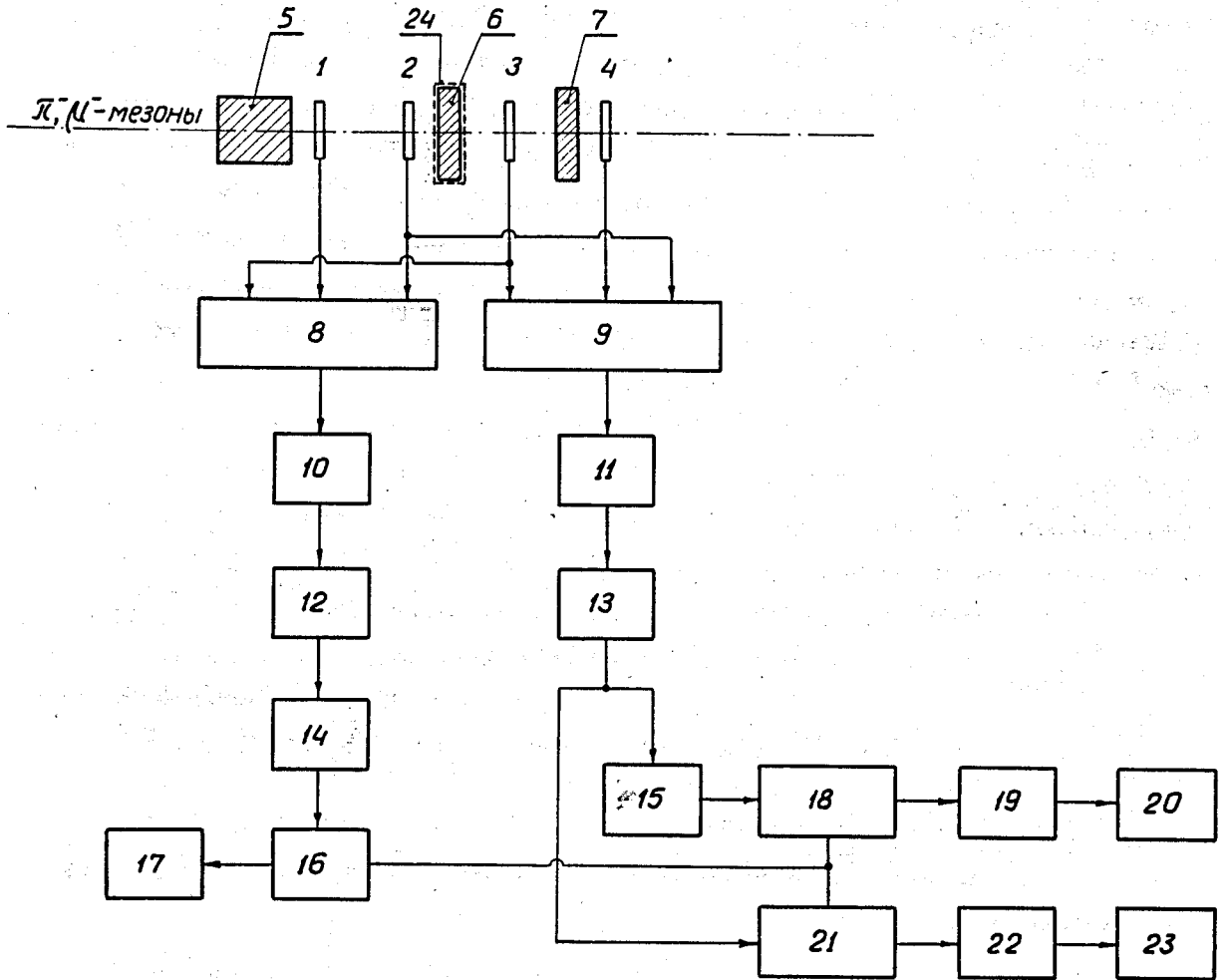
зи наблюдаемой деполяризации μ^- -мезонов с квадрупольной деформацией ядра, то, согласно теоретическим предсказаниям^{/15/}, между величинами A_0 для углерода и вольфрама должно быть следующее соотношение: $(A_0)_W \approx 0,4(A_0)_C$. При этом частота прецессии в магнитном поле спина мезоатомов вольфрама должна совпадать с частотой прецессии спина "свободного" мезона. 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 мезонов трудно объяснить только взаимодействием мезона с квадрупольной деформацией ядра. Для этого необходимо привлечь еще и другое объяснение. Результаты опытов для Pd , Ce и Mo с большой вероятностью свидетельствуют в пользу того, что в случае W , мы имеем дело также и со сверхтонкой структурой, обусловленной спиновой связью мезона и электронами внутренней недостроенной оболочки $5d$. Здесь необходимо заметить, что несмотря на то, что атомы металла вольфрама имеют очень малый эффективный магнитный момент, например, по отношению к атомам хрома, в этих опытах он может проявиться вследствие достаточно высокой чувствительности метода исследования. Действительно, мезоны имеют магнитный момент на порядок больше ядерного магнетона, а время переворота спина мезона 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 .

На основании проведенных исследований в данной работе и работах^{/1,11,12/}, можно сделать следующие выводы о процессе деполяризации μ^- -мезонов:

1/ взаимодействие магнитных моментов мезона и электронной оболочки оказывает влияние на поляризацию мезонов только в мезоатомах переходных элементов, лантанидов и актинидов, и

2/ уменьшение степени поляризации μ^- -мезонов за счет спин-орбитального взаимодействия происходит в 6 раз. Этот результат находится в хорошем согласии с теоретическими расчетами, сделанными в работах^{/6,7/}.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить проф. В.П. Джелепова за постоянный интерес к работе. За обсуждение полученных результатов авторы благодарны С.С. Герштейну, Д.Ф. Зарецкому и В.М. Новикову.



Р и с. 1

БЛОК-СХЕМА УСТАНОВКИ

1,2,3,4-сцинтилляционные счетчики, 5-медный фильтр, 6-мишень, 7-парафиновый фильтр, 8,9-схемы антисовпадений, 10,11-усилители, 12,13-формирующие устройства, 14-задержка t_1 , 15-задержка t_2 , 16- триггер, 18,21-схемы пропускания /"ворота"/, 19,22-дискриминаторы, 17,20,23-пересчетные устройства, 24-намагничивающая катушка.

Л и т е р а т у р а

1. Л.Б. Егоров, А.Е. Игнатенко, Д. Чултэм, ЖЭТФ, 37, 1517, 1959.
2. V.W. Hughes, D. Lurio, D.P. Malone, L. Lederman, M. Weinrich. Bull. Am. Phys. Soc. Ser. 11, 3, 51, 1958;
D. McColm, V.W. Hughes, D.P. Malone, L. Lederman, A. Lurio, Bull. Am. Phys. Soc. Ser. 11, 3, 229, 1958;
D. McColm, K. Ziock, V.W. Hughes, S. Penman, R. Prepost, Bull. Am. Phys. Soc. Ser. 11, 5, 75, 1960;
R.A. Swanson. Phys. Rev., 112, 580, 1958;
J.M. Cassels, T.W. O'Keeffe, M. Righby, A.M. Wetherell, J.R. Wormal. Proc. Phys. Soc. A, 70, 543, 1957.
3. M.E. Rose, Nucleonics, 3, 23, 1948.
4. H. Uberall, Phys. Rev. 114, 1640, 1959.
5. R. Garwin, L. Lederman, M. Weinrich, Phys. Rev. 105, 1415, 1957.
6. Э.А. Джрбашян ЖЭТФ, 36, 277, 1959.
7. И.М. Шмушкевич, ЖЭТФ, 36, 646, 1959.
8. И.С. Шапиро, Д.И. Блохинцев, ЖЭТФ, 37, 760, 1959.
Э.И. Долинский. Диссертация. НИИЯФ МГУ, 1959.
9. А.И. Алиханов, "Слабые взаимодействия". Обзорный доклад на конференции по физике высоких энергий в Киеве /июль 1959 г./ стр. 10-11.
10. J.D. Jackson, S.B. Treiman and H.W. Wyld, Phys. Rev. 107, 327, 1957.
11. А.Е. Игнатенко, Л.Б. Егоров, Б. Халупа, Д. Чултэм, ЖЭТФ, 35, 849, 1958.
12. А.Е. Игнатенко, Л.Б. Егоров, Б. Халупа, Д. Чултэм, ЖЭТФ, 35, 1131, 1959.
13. D.D. Yovanovitch, Phys. Rev. 117, 1580, 1960.
14. G.F. Ford, C.J. Mullin, Phys. Rev. 108, 477, 1958.
15. Д.Ф. Зарецкий, В.М. Новиков, ЖЭТФ, 37, 1824, 1959.

Работа получена 22 июня 1960 г.