

Д-427

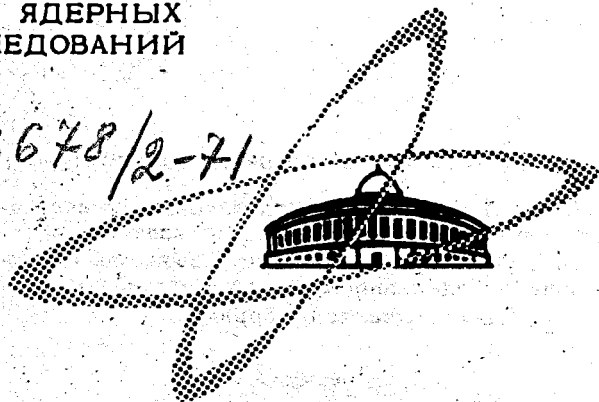
25/4-71

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

3678/2-71

P1 - 6020



А.А. Джурев, В.С. Евсеев, Г.Г. Мясцева,
Ю.В. Обухов, В.С. Роганов

ДЕПОЛЯРИЗАЦИЯ
ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ МЮОНОВ
В ТВЕРДЫХ ВЕЩЕСТВАХ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

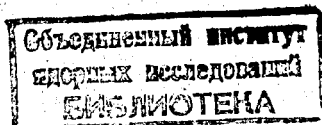
1971

P1 - 6020

А.А. Джураев, В.С. Евсеев, Г.Г. Мясищева,
Ю.В. Обухов, В.С. Роганов

ДЕПОЛЯРИЗАЦИЯ
ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ МЮОНОВ
В ТВЕРДЫХ ВЕЩЕСТВАХ

Направлено в ЖЭТФ



При распаде пионов отрицательные мюоны образуются полностью продольно поляризованными в пионной системе покоя. Мюонные пучки от ускорителей частично деполяризованы и их поляризация равна $\approx 0,8$. В процессе замедления в веществе деполяризация мюонов незначительна ^{/1/}. После замедления и остановки сильная деполяризация мюонов происходит при образовании мезоатомов и в каскадных переходах мюонов на K -оболочку этих мезоатомов. Деполяризация мюонов в таких процессах теоретически рассмотрена в работах ^{/2-5/} для ядер с нулевым спином. Наличие у ядра спина приводит к дополнительной деполяризации из-за сверхтонкого взаимодействия ^{/5,6/}.

При атомном захвате отрицательных мюонов мезоатомы образуются в возбужденных состояниях. Совершив большое число каскадных радиационных и безрадиационных переходов, мюоны попадают на K -оболочку мезоатома. Деполяризация мезонов обусловлена спин-орбитальным взаимодействием и происходит на тех уровнях ^{/2/}, на которых расстояние между уровнями $\ell \pm 1/2$ тонкой структуры много больше ширины уровня. В легких мезоатомах мюоны деполяризуются на нижних уровнях ($n_0 \leq 5$), где преобладают радиационные переходы, а уровни $\ell_0 \pm 1/2$ образуют некогерентную смесь. Поляризация мюонов на этих уровнях n_0 , с кото-

рых начинается деполяризация в дальнейших каскадных переходах^{/5/}, зависит от ℓ и составляет около 1/3 от первоначального значения P_0 ^{/3-5/}. Остаточная поляризация в конце каскада^{/5/} приближенно дается выражением:

$$P(\ell_0) = 0,3(\ell_0 + 3)(2\ell_0 + 1)^{-1} P_0$$

и убывает с ростом ℓ до предельной величины 0,156. Для статистической заселенности подуровней ℓ_0 уровня n_0 остаточная поляризация мюонов в основном состоянии мезоатома определяется выражением:

$$P(n_0) = 0,15(5 + n_0)(n_0)^{-1} P_0.$$

Характер заселенности уровня n_0 зависит от начальной заселенности высоковозбужденных уровней мезоатома, с которых совершаются каскадные переходы в n_0 .

Исследование деталей наиболее ранней стадии каскада ($n \approx 30-50$ в области орбит валентных электронов) очень сложно и рассмотрение мезоатома изолированно от соседних атомов не оправдано. Внешние электронные оболочки существенно влияют на процесс захвата μ^- -мезонов в химических соединениях^{/7/}. Теоретические оценки заселенности наивысших возбужденных уровней мезоатома и каскадных переходов между ними отсутствуют. Каскадные переходы теоретически исследованы начиная с $n = 14$, когда мезоатомные орбиты находятся в области орбит K -электронов атома^{/8-10/}. Однако расчёты^{/8/} довольно приближенны, вычисления заселенности уровней в^{/4/} неточны^{/11/}, более полные оценки^{/9/} относятся к K^- -мезоатомам, а вычисления^{/10/} сделаны численно лишь для некоторых тяжелых мезоатомов.

Для объяснения наблюдаемого выхода x -лучей из мезоатомов в работах^{/12,13/} использованы различные начальные заселенности по ℓ

на уровне $n=14$ при расчётах каскадных переходов ^{/8/}. Распределение $(\approx(2l+1)\exp(-\alpha l; \alpha=0,1))$ лучше соответствовало экспериментальным данным по легким мезоатомам ^{/13,14/}, а статистическое распределение $(\approx(2l+1))$ — по средним ^{/14/}. Экспериментальные факты также хорошо описываются начальным статистическим распределением по l , но с сильно ионизованными оболочками во время мезонного каскада ^{/15/}, например, для кальция необходимо в среднем только по два электрона в K и L оболочке атома во время каскада, а для магния — по одному.

По мере развития каскада заселенность отличается от начальной и возрастает заселенность меньших l ^{/12/}. Выше уровня n_0 девозбуждение мезоатома происходит, в основном, за счёт испускания Оже-электронов, а ниже преобладают радиационные переходы. В некоторых веществах испускание Оже-электронов на высоких уровнях может привести к частичной или полной ионизации атома ^{/8,15/}. Если заполнение атомных оболочек электронами происходит быстрее следующего испускания Оже-электрона, то темп Оже-переходов не снижается. Медленное заполнение может привести к образованию мезоиона в возбужденном состоянии, к замедлению скорости его девозбуждения за счёт уменьшения темпа безрадиационных переходов. Это равносильно тому, что деполяризация начнется с более высокого уровня $n > n_0$, и остаточная поляризация на K -оболочке мезоатома уменьшается. Уменьшение скорости Оже-переходов в 10 раз вблизи n_0 увеличивает n_0 на одну-две единицы.

Для мезоатома в основном состоянии деполяризация мюона может продолжаться из-за взаимодействия с магнитным моментом электронной оболочки ^{/3/} мезоатома. Характерное время релаксации мюонного спина из-за такого взаимодействия зависит от того, на какой атомной орбите находится неспаренный электрон (10^{-11} — $2 \cdot 10^{-13}$ сек для углерода). Эта парамагнитная деполяризация мезоатома зависит от взаимодействия с окружающими атомами, от возможности компенсации магнитного момента электронной оболочки и образования диамагнитного соединения ^{/16,17/}.

В процессе нейтрализации также могут образовываться электронные комбинации в мезооне, приводящие к временному появлению магнитного момента у электронной оболочки, т.е. к дополнительной деполяризации мюона во время каскада, если скорость каскадных переходов уменьшается (до 10^{11} – $5 \cdot 10^{12}$ сек⁻¹ в углероде) на некоторых этапах из-за снижения скорости безрадиационных переходов.

Для мюона на K -оболочке мезоатома кулоновское поле ядра влияет на спектр электронов распада и их угловое распределение^{/18/}, уменьшая асимметрию в этом распределении. Однако этот эффект существует лишь для мезоатомов с большим Z . Для $Z \approx 10$ уменьшение остаточной поляризации меньше 10^{-2} от первоначального значения. Кулоновское поле соседних ядер может увеличить деполяризацию за счёт механизма кулоновского расщепления^{/19/} мезоатома и мюонного каскада при повторном образовании мезоатомов. Однако такой механизм требует больших скоростей движения начального мезоатома, т.е. образования его мюоном налету, и вероятность этого процесса не может быть значительной.

В некоторых веществах возможно уменьшение деполяризации из-за эффекта Штарка (смешивания уровней ℓ)^{/20/} и захвата части мюонов на общие мезомолекулярные орбитали химических соединений^{/21,22/} (модель больших мезомолекул). Смешивание уровней играет существенную роль для мезоатомных процессов в водороде и гелии^{/20/}. В более тяжёлых мезоатомах оно может явиться следствием ионизации атомов в процессе образования мезоатомов или следствием смещения мезоатома из узла кристаллической решетки в электрическое поле окружающих атомов. Скорость переходов зависит от соударений с соседними атомами и существенна в области высоких n . Выравнивание распределения по ℓ уменьшает деполяризацию, поскольку она увеличивается с ростом ℓ . Для мюонов, захваченных на общемолекулярные уровни, деполяризация должна быть мала, поскольку из-за снятия запретов по $\Delta \ell$ основную роль иг-

рают радиационные переходы сразу на основной уровень мезоатома ^{/22/} и число каскадных ступеней резко сокращается, а при переходах с $\Delta l > 1$ деполаризация для больших l такая же ^{/3/}, как при дипольном переходе. Однако в веществах, не содержащих водород, область обшемолекулярных уровней сильно сужена ^{/21/}, мала доля мюонов, захваченных на эти уровни, и этим эффектом в дальнейшем пренебрегается.

Теоретическая каскадная деполаризация мюонов рассмотрена достаточно хорошо ^{/2-5/} для некоторого идеального случая, когда у электронной оболочки отсутствует магнитный момент и быстро происходит заполнение вакансий, образованных из-за испускания Оже-электронов. Однако отсутствует количественное рассмотрение воздействия окружающей среды на эту деполаризацию: захвата на высоколежащие мезоатомные или мезомолекулярные уровни, влияния парамагнетизма электронной оболочки мезоатома при девозбуждении и в основном состоянии, ионизации мезоатома и окружающих атомов, влияния переходов Штарка и возмущений кристаллической решетки, химических реакций с мезоатомом. Детальные теоретические и экспериментальные исследования этих эффектов позволяют использовать мезоатомы для изучения различных квантовых процессов, происходящих в реальных средах.

Деполаризация отрицательных мюонов в различных веществах с нулевым ядерным спином экспериментально исследовалась в работах ^{/23-35/}. В большинстве работ использовался метод прецессии спина мюона в магнитном поле и остаточная поляризация измерялась на частоте прецессии ω спина свободного мюона. Остаточная поляризация P определяется из соотношения ^{/1/} $P = 3\sigma_0 P_0^{-1}$, где P_0 - поляризация пучка, σ_0 - значение коэффициента асимметрии в угловом распределении электронов распада для нулевого энергетического порога регистрации электронов. Экспериментальные значения коэффициентов асимметрии из работ ^{/24-35/} даны в таблице 1. Они приведены по отношению к значению в графите, чтобы избежать неопределенности, связанной с разной поляризацией пучков

на различных ускорителях, которая не всегда известна точно, а также неточностей из-за приведения коэффициента асимметрии к нулевому порогу.

Экспериментальные результаты /24-35/ можно кратко суммировать следующим образом. В жидких газах /25-27/ гелии, кислороде, аргоне остаточная поляризация близка к нулю, так же как и в парамагнитных металлах /28/, хром, молибдене, паллади, вольфраме. В углеводородных соединениях /26,34/ и в воде /26,34/ она составляет около 0,5 остаточной поляризации в графите; в металлах, полупроводниках и диэлектриках /26,28-33,35/ больше 0,5, но меньше 1, хотя разброс измеренных величин весьма значителен. Только данные по металлам и полупроводникам близки к предельным значениям, ожидаемым из расчётов по каскадной модели. Качественно нулевая остаточная поляризация в газах объясняется парамагнетизмом мезоатомов /17/, а значения остаточной поляризации в воде и углеводородных соединениях вряд ли могут быть понятны без учёта влияния соседних атомов в процессе девозбуждения мезоатомов или их взаимодействий с окружающей средой.

В настоящей работе приведены результаты измерения остаточной поляризации мюонов в твердых телах: металлах, диэлектриках и изоляторах с целью сравнения с теорией каскадной деполаризации и выяснения влияния электронных оболочек. Измерена также деполаризация в кислородных соединениях для оценки связи с соседними атомами на остаточную поляризацию в мезоатоме кислорода.

Аппаратура для определения остаточной поляризации мюонов описана ранее /23/. Измерения выполнены на сепарированном пучке отрицательных мюонов с импульсом 150 МэВ/с^{-1} из мезонного канала синхроциклотрона ОИЯИ с примесью пионных остановок менее 0,002. Использовался растянутый во времени пучок, лишенный временной структуры, с поляризацией $0,75 \pm 0,004$.

Импульсы от остановок мюонов (от трех счётчиков в совпадении) и от электронов распада (от трех счётчиков в совпадении) управляли работой конвертора, который преобразовывал временной интервал между этими двумя импульсами в сигнал переменной амплитуды для регистрации 100-канальным анализатором с шириной канала 18-74 нсек. "Охранная" система блокировала вход анализатора при появлении второго импульса от остановок мюонов или от электронов в интервал 12 мксек "до" нуля времени и на 8 мксек "после". Интервал времени регистрации электронов распада выбирался от 2 до 6 мксек. Мишени толщиной 4-5 г/см⁻² помещались в магнитное поле напряженностью 50-400 эрстед. В качестве кислородосодержащих веществ выбирались соединения кислорода с атомами или имеющими ненулевой ядерный спин, или короткое, относительно кислорода, время жизни мюонов в этих атомах, чтобы избежать вклада от этих атомов в наблюдаемую асимметрию электронов распада из кислорода.

Обработка спектров времени появления электронов распада производилась на ЭВМ методом наименьших квадратов. Для однокомпонентных мишеней использовалось выражение:

$$N(t) = N_0 [1 + a \cos(\omega t + \delta)] \exp(-t\tau^{-1}) + \\ + N_c [1 + 0,017 \cos(\omega t + \delta)] \exp(-t\tau_c^{-1}) + C,$$

где $N(t)$ - число отсчётов в канале анализатора в момент времени t ,
 τ - время жизни мюона в мишени; a - коэффициент асимметрии электронов распада; δ - начальная фаза, обусловленная радиотехнической задержкой схем и геометрией установки; C - фон, постоянный во времени; ω - частота прецессии спина мюона в магнитном поле;

N_c, τ_c - соответствующие величины для углеродного фона из сцинтилляционных счётчиков, величина которого $N_c N_0^{-1}$ не превосходила 0,05. Значение $\alpha = 0,017$ было определено ранее ^{/34/}. При обработке варьировались величины $N_0, \tau, \alpha, \delta, N_c, C$.

Для кислородных соединений коэффициент асимметрии измерялся в кислороде. При обработке вместо N_c, τ_c и коэффициента 0,017 варьировались величины N, τ, α для кислорода, учитывался вклад коэффициента асимметрии от сцинтилляционных счётчиков, хотя его величина была в несколько раз меньше соответствующих ошибок асимметрии в кислороде или, по крайней мере, сравнима с ними, как в случае CuO и SuO .

Результаты измерения коэффициента асимметрии для 15 твердых веществ приведены в табл. 2. Для однокомпонентных мишеней величина фона составляла несколько процентов ($CN_0^{-1} = 0,03-0,08$), а для кислородных соединений в худшем случае (CuO) меньше 0,2 от числа электронов из кислорода ($CN_0^{-1} = 0,08-0,2$). Число зарегистрированных электронов для разных мишеней изменялось от $5 \cdot 10^4$ (для PbS) до $3 \cdot 10^6$ (для Si). Поправки в асимметрию на разные толщины мишеней не превосходили нескольких процентов. В табл. 2 приведены также значения коэффициента асимметрии, отнесенные к значению коэффициента в графите.

Из табл. 2 видно, что наибольшее значение остаточной поляризации измерено в графите (абсолютное значение $P = 0,194 \pm 0,011$). Деполяризация во всех других измеренных веществах больше, чем в графите. Большая остаточная поляризация в металлах может быть объяснена большой скоростью обменного взаимодействия валентного электрона мезоатома с электронами проводимости. Валентный электрон не существует в состоянии с определенным направлением спина и мезоатом не имеет магнитного момента. В противном случае на частоте прецессии свободного спина мюона должна быть зарегистрирована нулевая остаточная поляризация.

В титане измерена большая остаточная поляризация $0,155 \pm 0,018$.

Титан относится к группе таких переходных металлов, как хром, молибден, и вольфрам, для которых в работе ^{/28/} измерена нулевая остаточная поляризация. Это объяснялось парамагнетизмом образованных мезоатомов. Измеренная большая асимметрия электронов распада из титана свидетельствует о том, что у мезоатома в решетке титана парамагнетизма не имеется.

Для выяснения роли обмена электронов мезоатома с электронами проводимости использовался чистый кремний (*n* -тип, 200 ом·см) и кремний с примесью $3 \cdot 10^{18}$ см⁻³ атомов сурьмы (*n* -тип, 0,01 ом·см) при комнатной и азотной температуре. Несмотря на то, что число носителей тока варьировалась в широких пределах, остаточная поляризация оставалась большой ($\sigma \cdot \sigma_c^{-1} = 0,91 \pm 0,03$) и неизменной в пределах ошибки. То обстоятельство, что деполяризация положительных мюонов в тех же самых образцах резко зависит как от количества примесей, так и от температуры, показывает, что механизм обменного взаимодействия не является определяющим в случае мезоатомов. Температурной зависимости не обнаружено также для остаточной поляризации в графите.

В других исследованных нами полупроводниках CuO и PbS остаточная поляризация для кислорода и серы также велика. Во всех этих случаях образующийся мезоатом имеет парамагнитную электронную оболочку и для объяснения величины наблюдаемой остаточной поляризации необходимо вводить механизмы, ведущие к компенсации этого парамагнетизма. Например, в кремнии образуется мезоатом, имеющий электронную оболочку алюминия с одним неспаренным электроном. Этот мезоатом занимает в решетке кремния акцепторный уровень, что приводит к быстрой компенсации парамагнетизма его электронной оболочки. Большое измеренное значение поляризации можно объяснить, полагая, что мезоатом алюминия занимает уровень за время, существенно меньшее $\approx 3 \cdot 10^{-12}$ сек,

поскольку из-за парамагнитной деполяризации^{/3/} за время $\approx 3 \cdot 10^{-12}$ сек происходит уменьшение остаточной поляризации вдвое. Возможно, что аналогичная ситуация имеет место для CuO и PbS . Однако здесь необходимо, в принципе, учитывать и возможность протекания быстрых химических реакций мезоатомов в среде с образованием диамагнитных соединений. Так, температурную зависимость остаточной поляризации в CuO можно рассматривать как результат зависимости от температуры скорости химической реакции с образованием диамагнитного соединения $CuNO$, хотя протекание такой реакции требует весьма специфических условий.

Измеренное среднее значение коэффициента асимметрии для кремния менее отличается от значения в графите, чем для других веществ. Меньшая поляризация в кремнии, возможно, обусловлена снижением^{/12/} заселенности малых ℓ , по сравнению с графитом, в области $n_0 \approx 5$, где деполяризация в каскаде уже существенна.

Из таблиц 1 и 2 можно вычислить средневзвешенные значения остаточной поляризации по отношению к поляризации в графите для ряда элементов. Эта величина равна для магния $0,76 \pm 0,04$, кремния $0,87 \pm 0,03$, серы $0,63 \pm 0,03$, кальция $0,72 \pm 0,03$, титана $0,80 \pm 0,08$. Полученные результаты указывают на некоторую связь электронной оболочки атома с мюонной деполяризацией в мезоатоме^{/7/}, обусловленную характером каскадных переходов и заселенностью нижних уровней. Это иллюстрирует рис.1, где приведены величины $\alpha \alpha_c^{-1}$ в зависимости от Z мезоатома. Значения для мезоатомов с ненулевым ядерным спином Li, Be, N ^{/36/} исправлены на величины остаточной поляризации, обусловленные сверхтонким взаимодействием мюона и ядра, вычисленные теоретически^{/5/}. На рис. 1 видно как общее уменьшение остаточной поляризации от Z , так и внутри рядов периодической таблицы от начала ряда к его концу. Зависимость для кислородных соединений аналогична.

Среднее взвешенное абсолютное значение остаточной поляризации в графите, включая данные ^{/28,31,35/}, равно $0,208 \pm 0,011$. По каскадной модели ^{/5/} эта величина получает значения 0,30 для статистической заселенности по ℓ уровня $n_0 = 5$ и 0,35 для заселенности, следующей из вышележащих каскадных переходов ^{/12/}. На рис. 2 показана зависимость остаточной поляризации от n_0 для этих распределений по ℓ . Из того факта, что измеренная величина меньше 0,3 следует или не полная компенсация магнитного момента электронной оболочки мезоатома взаимодействием с окружающими атомами, или наличие деполяризации мюона также на уровнях $n_0 > 5$. С учётом экспериментальных ошибок согласно с расчётом наступает только для $n_0 > 9$. На том же рисунке приведены данные для металлов (значение n_0 соответствует уровню мезоатома, на котором скорость Оже-переходов в 100 раз больше скорости радиационных переходов ^{/8/} для круговых орбит). Все значения лежат значительно ниже кривых, полученных по модели каскадной деполяризации без учёта влияния электронной оболочки и замедления скорости безрадиационных переходов. Это сравнение показывает, что для объяснения наблюдаемых величин деполяризации необходим учёт эффектов окружающей среды, о которых говорилось выше.

Из таблицы 2 видно, что в большинстве окислов остаточная поляризация не превосходит 0,1 от значения в углероде (кроме CuO), несмотря на совершенно различную структуру исследуемых веществ: монокристаллы ($\text{Al}_2\text{O}_3, \text{SiO}_2$), порошки ($\text{B}_2\text{O}_3, \text{Cr}_2\text{O}_3, \text{CaO}, \text{KOH}, \text{NaOH}$), плавленные вещества (SiO_2). По-видимому, структурные связи кислорода с другими атомами не являются основным фактором, влияющим на значительную деполяризацию мюона в кислороде. В этих соединениях образуется атом мезоазота и измеряемая величина поляризации определяется вероятностью компенсации парамагнетизма его электронной оболочки.

В заключение сделаем некоторые выводы:

1. Измеренные абсолютные значения остаточной поляризации отрицательных мюонов в графите и металлах значительно меньше предсказываемых теорией каскадной деполяризации для изолированного мезоатома (без учёта динамики заполнения электронной оболочки мезоатома). Эти результаты можно интерпретировать, предполагая наличие высокой степени ионизации мезоатома в процессе мезоатомного каскада.

2. Большое измеренное значение остаточной поляризации в кремнии и независимость этой величины от концентрации примесей и температуры можно объяснить, учитывая то обстоятельство, что образующийся мезоатом алюминия быстро занимает уровень в решетке кремния с компенсацией парамагнетизма своей электронной оболочки. Для объяснения большой измеренной величины остаточной поляризации в других исследованных полупроводниках следует также учитывать возможность протекания быстрых химических реакций мезоатомов с образованием диамагнитных соединений.

3. В кислородных соединениях измеренная величина остаточной поляризации в среднем на порядок меньше, чем в графите, для объяснения величины которой необходимо рассмотрение химических взаимодействий мезоатома азота с образованием диамагнитных соединений.

Литература

1. А.О. Вайсенберг. "Мю-мезоны", изд-во "Наука", Москва, 1964 г.
2. И.М. Шмушкевич. ЖЭТФ, 36, 645 (1959).
3. В.А. Джрбашян. ЖЭТФ, 36, 277 (1959).
4. R.A.Mann, M.E.Rose. Phys.Rev., 121, 239 (1961).
5. А.П. Бухвостов. ЯФ, 9, 107 (1969).
6. Н. Uberall. Phys.Rev., 114, 1640 (1959); E.Lubkin Phys.Rev., 119, 815 (1960). А.П. Бухвостов, И.М. Шмушкевич. ЖЭТФ, 41, 1895 (1961); А.П. Бухвостов. ЯФ, 4, 83 (1966). Э. Таммет. ЯФ, 11, 840 (1970).

7. В.Г. Зинов, А.Д. Конин, А.И. Мухин. Препринт ОИЯИ Р-2039, Дубна, 1965.
8. A.H. de Borde Proc. Phys. Soc., A67, 57 (1954);
C.R. Burbidge, A.H. de Borde. Phys. Rev., 89, 189 (1953).
9. A.D. Martin. Nuovo Cimento 27, 1358 (1963).
10. M.J. Au-Yang, M.L. Cohen. Phys. Rev., 174, 468 (1968).
11. T.B. Day, L.S. Rodberg, G.A. Snow, J. Sucher. Phys. Rev., 123, 1051 (1961).
12. J. Eisenberg, D. Kessler. Nuovo Cimento 19, 1195 (1961).
13. L. Eisenberg, D. Kessler. Phys. Rev., 130, 2349 (1963).
14. D. Kessler, H.L. Anderson, M.S. Dixit, H.I. Evans, R.I. Mc Kee, C.K. Hargrove, R.D. Barton, S.P. Hineks, J.D. Mc Andrew. Phys. Rev. Lett., 18, 1179 (1967).
15. A. Suzuki. Phys. Rev. Lett., 19, 1005 (1967).
16. D.P. Hutchinson, J. Mones, G. Shapiro, A.M. Patluch. Phys. Rev., 131, 1362 (1963).
17. В.С. Евсеев. Препринт ОИЯИ, Р14-4052, Дубна, 1968.
18. W.R. Jonson, R.F. O'Connell, C.J. Mullin Phys. Rev., 124, 904 (1961).
19. J.N. Kim. Phys. Rev. Lett., 3, 33 (1962).
20. T.D. Day, G.A. Snow, J. Sucher. Phys. Rev., 118, 864 (1960);
A. Placci, E. Polacco, E. Zavattini, K. Ziock, G. Carboni, W. Gastaldi, G. Gorini, G. Neri, O. Torelli. Nuovo Cimento IL 1A, 445 (1971);
Phys. Lett., 32B, 413 (1970).
21. Л.И. Пономарев. ЯФ, 2, 223 (1965); ЯФ, 6, 388 (1967).
22. С.С. Герштейн, В.И. Петрухин, Л.И. Пономарев, Ю.Д. Прокошкин. УФН, 97, 3 (1969).
23. А.И. Бабаев, М.Я. Балац, Г.Г. Мясничева, Ю.В. Обухов, В.С. Роганов, В.Г. Фирсов. ЖЭТФ, 50, 877 (1966).
24. R. Garwin, L. Lederman, M. Weinrich. Phys. Rev., 105, 1415 (1957).
25. J. Kane. Thesis CAR-882-9 (1964).
26. D.C. Eucler, J.R. Kane, R.T. Siegel, R.J. Wetmore. Phys. Rev. Lett., 20, 705 (1968).

27. R. Prepost, V.N. Hughes, S. Penmann, D. Mc Colm, K. Ziock.
Bull. Am. Phys. Soc., 5, 75, ser. II, 1 (1960).
28. А.Е. Игнатенко, Л.Б. Егоров, В. Холупа, Д. Чултэм. ЖЭТФ, 35, 1131 (1958).
A.E. Ignatenko. Nucl. Phys., 23, 75 (1961).
29. V.L. Telegdi. Proc. 10-th Rochester Conf, 713 (1960).
G. Culligan, J.F. Lathrop, V.L. Telegdi. RW Winston. Phys. Rev. Lett., 7, 458 (1961).
30. E.W. Anderson. Thesis Nevis-136 (1965).
31. A. Astbury, P.M. Hutterby, M. Hussain, M.A. Kemp, H. Muirhead, T. Woodhead. Proc. Phys. Soc., 78, 1145 (1961).
32. R.M. Sundelin. Thesis CAR-882-22 (1967);
R.M. Sundelin, R.M. Edelstein, A. Suzuki, K. Tokahashi. Phys. Rev. Lett., 20, 1201 (1968).
33. В.С. Евсеев, В.И. Комаров, В.З. Куш, В.С. Роганов, В.А. Черногорова, М.М. Шимчак, ЖЭТФ, 41, 306 (1961).
34. В.С. Евсеев, В.С. Роганов, В.А. Черногорова, Г.Г. Мясешева, Ю.В. Обухов. ЯФ, 8, 741 (1968).
35. В.С. Евсеев, Ф. Кильбингер, В.С. Роганов, В.А. Черногорова, М. Шимчак. ЯФ, 4, 545 (1966).
36. А.И. Бабаев, В.С. Евсеев, Г.Г. Мясешева, Ю.В. Обухов, В.С. Роганов, В.А. Черногорова. ЯФ, 10, 965 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел
6 сентября 1971 г.

Таблица I.

Коэффициент асимметрии a электронов распада отрицательных мюонов в веществах с нулевым ядерным спином, выраженный в долях асимметрии a_c для графита.

Вещество	$a a_c^{-1}$	лит.	Вещество	$a a_c^{-1}$	лит.
Гелий (жидкий)	$-0,02 \pm 0,08$	25	Магний	$0,82 \pm 0,07$	26
	$0,04 \pm 0,11$	26		$1,45 \pm 0,27$	28
	$0,44 \pm 0,34$	27		$0,82 \pm 0,16$	29
Стирол	$0,54 \pm 0,03$	34		$0,77 \pm 0,18$	31
Полиэтилен	$0,45 \pm 0,09$	26	Кремний	$0,67 \pm 0,17$	31
	$1,05 \pm 0,25$	28		$0,83 \pm 0,03$	32
	$0,52 \pm 0,04$	34	Сера	$1,05 \pm 0,20$	28
Парафин	$0,56 \pm 0,09$	26		$0,96 \pm 0,34$	29
	$0,95 \pm 0,24$	28		$0,58 \pm 0,13$	31
	$0,50 \pm 0,05$	34		$0,55 \pm 0,03$	32
Циклогексан	$0,51 \pm 0,04$	34			$0,99 \pm 0,15$
Толуол	$0,45 \pm 0,05$	26	Аргон (жидкий)	$0,17 \pm 0,12$	25
	$0,30 \pm 0,06$	34			
Бензол	$0,41 \pm 0,05$	34	Кальций	$0,76 \pm 0,04$	30
Фенилцикло- гексан				$0,67 \pm 0,03$	32
	$0,43 \pm 0,04$	34		$1,00 \pm 0,16$	33
Полистирол	$0,32 \pm 0,04$	34	Хром	$0,00 \pm 0,22$	28
Поливинил	$0,33 \pm 0,09$	26	Цинк	$1,45 \pm 0,32$	28
Кислород (жидкий)	$0,09 \pm 0,11$	26	Молибден	$0,12 \pm 0,25$	28
			Палладий	$0,00 \pm 0,25$	28
Вода	$0,38 \pm 0,11$	26	Кадмий	$1,37 \pm 0,34$	28
	$0,43 \pm 0,03$	34	Вольфрам	$0,12 \pm 0,25$	28
	$1,07 \pm 0,18$	28	Свинец	$1,35 \pm 0,35$	28

Таблица 2.

Коэффициент асимметрии электронов распада отрицательных мюонов в твердых веществах

Вещество	$-a$ %	$a \cdot a_c^{-1}$
C	4,80 \pm 0,10	
C(-196°)	4,36 \pm 0,15	0,91 \pm 0,05
Mg	3,34 \pm 0,17	0,70 \pm 0,05
Si(с примесями)	4,70 \pm 0,23	0,98 \pm 0,06
Si(с примесями, -196°)	4,30 \pm 0,27	0,90 \pm 0,06
Si(Чистый)	4,10 \pm 0,41	0,85 \pm 0,08
Si(чистый, -196°)	4,30 \pm 0,46	0,90 \pm 0,10
S	3,32 \pm 0,80	0,70 \pm 0,17
Ca	4,25 \pm 0,68	0,89 \pm 0,11
Ti	3,90 \pm 0,38	0,80 \pm 0,08
Al ₂ O ₃ (монокристалл)	0,26 \pm 0,28	0,05 \pm 0,06
Cr ₂ O ₃	0,60 \pm 0,31	0,12 \pm 0,06
V ₂ O ₃	0,44 \pm 0,12	0,09 \pm 0,02
CaO	0,24 \pm 0,14	0,05 \pm 0,03
SiO ₂ (плавл.)	0,57 \pm 0,27	0,12 \pm 0,06
SiO ₂ (кристаллич.)	0,42 \pm 0,29	0,09 \pm 0,06
CuO	3,24 \pm 0,50	0,65 \pm 0,10
CuO (-196°)	0,70 \pm 0,35	0,15 \pm 0,07
KOH	0,83 \pm 0,25	0,17 \pm 0,05
NaOH	1,22 \pm 0,37	0,25 \pm 0,08
PbS	6,1 \pm 1,9	1,27 \pm 0,40
PbO	1,33 \pm 0,28	0,28 \pm 0,06

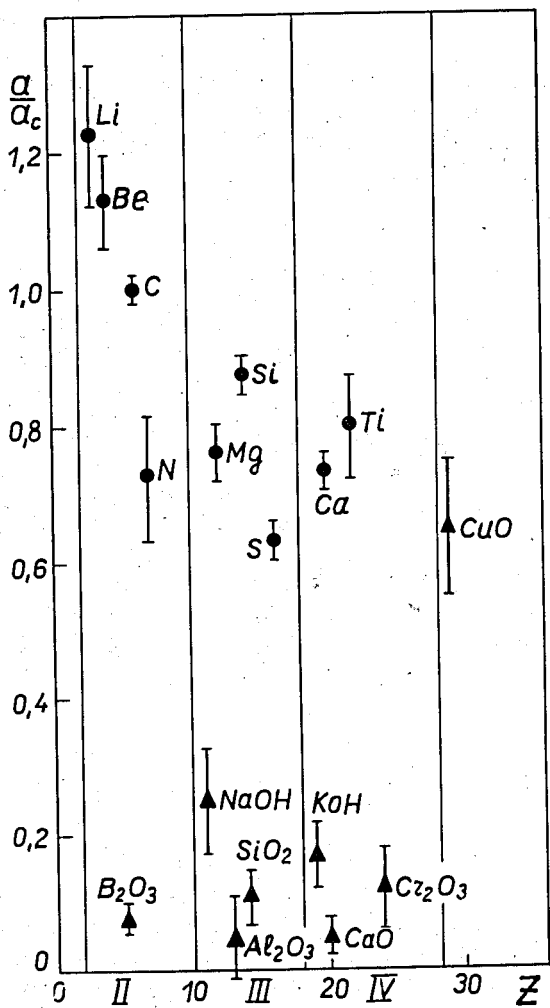


Рис. 1. Зависимость остаточной поляризации (по отношению к углероду) от Z мезоатомов и от Z атомов в кислородных соединениях. Вертикальные линии соответствуют границам рядов периодической таблицы.

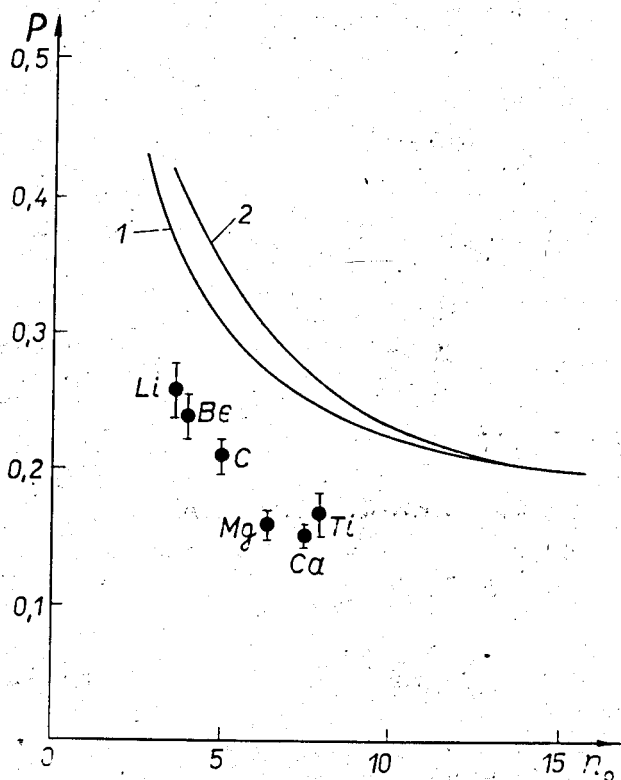


Рис. 2. Зависимость остаточной поляризации от квантового числа n_0 уровня мезоатома, ниже которого деполаризация существенна^{/5/}. Для кривой 1 использована статическая заселенность по ℓ уровня n_0 , а для кривой 2 - заселенность, следующая из вышележащих каскадных переходов в углероде^{/12/}. Показаны также значения остаточной поляризации в металлах (средние взвешенные по экспериментальным результатам данной работы и работам^{/26,28-33,36,35/}) и графите.