

ФИЗИКА И ХИМИЯ μ^+ -МЕЗОНА И МЮОНИЯ

*И. И. Гуревич, И. Г. Ивантер, Г. Г. Мясничева,
Б. А. Никольский, В. Г. Носов, Ю. В. Обухов,
В. С. Роганов, В. И. Селиванов, В. П. Сжила,
В. Г. Фирсов*

Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова, Москва

Предлагаемый обзор по физике и химии мюония и μ^+ -мезона включает эксперименты по изучению слабого взаимодействия, исследование свойств твердого тела с помощью μ^+ -мезонов, вопросы химии водородоподобного атома мюония. Описано новое явление — двухчастотная прецессия мюония, способ определения контактного магнитного поля на μ^+ -мезоне в ферромагнетиках. Приводится теория деполяризации μ^+ -мезонов в веществе. Даются результаты для химических реакций мюония.

The review on physics and chemistry of μ^+ -meson and muonium includes the experiments on the investigation of weak interaction, the investigation of solid with the help of μ^+ -mesons, the questions of chemistry of hydrogen-like atom of muonium. A new phenomena — double-frequency precession — is described. The method of definition the contact magnetic field on μ^+ -meson in ferromagnetics is given. The theory of μ^+ -meson depolarisation in substance is presented. The results of muonium chemical reactions are given.

ВВЕДЕНИЕ

Предлагаемый обзор представляет собой краткое изложение большого цикла работ по физике и химии μ^+ -мезона и мюония, выполненных совместно сотрудниками трех институтов: ИАЭ им. И. В. Курчатова, ИТЭФ и ОИЯИ. Этот цикл работ включает в себя эксперименты по изучению слабого взаимодействия в $\mu^+ \rightarrow e^+$ -распаде, исследованию свойств твердого тела с помощью μ^+ -мезонов и вопросы химии водородоподобного атома мюония. Все эти работы объединяет проблема изучения взаимодействий μ^+ -мезона с веществом, которая в той или иной степени возникает в любом из приведенных экспериментов. Все эксперименты выполнены на синхроциклотроне ОИЯИ в Дубне.

1. ИЗУЧЕНИЕ СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

в $\mu^+ \rightarrow e^+$ -РАСПАДЕ

Начнем с изучения углового распределения позитронов $\mu^+ \rightarrow e^+$ -распада относительно направления спина μ^+ -мезона [1—12]. Предварительно рассмотрим кратко вопрос о том, какую информацию можно получить из экспериментального исследования $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ -распада.

Экспериментально в $\mu^+ \rightarrow e^+$ -распаде можно измерять время жизни μ^+ -мезона, энергетический спектр, угловое распределение и поляризацию позитронов распада. Самый общий вид гамильтониана слабого взаимодействия приводит к следующему спектру позитронов, образующихся при распаде покоящегося, полностью поляризованного μ^+ -мезона:

$$dN(x, \theta) = \{M(x, \rho, \eta) + \xi B(x, \delta) \cos \theta\} x^2 dx d\theta.$$

Здесь x — импульс позитрона; θ — угол между направлениями импульса позитрона и спина μ^+ -мезона; ρ , η , ξ и δ — параметры, представляющие собой билинейные комбинации констант гамильтониана слабого взаимодействия; $M(x, \rho, \eta)$ и $B(x, \delta)$ — функции, определяющие энергетическую зависимость изотропной и анизотропной частей спектра [13]. Таким образом, из эксперимента по $\mu^+ \rightarrow e^+$ -распаду можно определить всего шесть параметров: ρ , ξ , δ и η из спектра $dN(x, \theta)$ и, кроме того, τ_0 — время жизни μ^+ -мезона и h — спиральность позитрона распада.

Как известно, имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные по слабым взаимодействиям находятся в хорошем согласии с теорией универсального $V - A$ -взаимодействия. Теоретические значения $(V - A)$ -параметров $\mu^+ \rightarrow e^+$ -распада следующие: $\rho = \delta = 3/4$; $\xi = -h = 1$; $\eta = 0$.

Для экспериментальной проверки $V - A$ -теории в $\mu^+ \rightarrow e^+$ -распаде требуется максимально точное определение параметров ρ , δ , ξ и т. д. Работы в этом направлении продолжают вестись в ряде лабораторий вплоть до настоящего времени. Современные экспериментальные значения параметров ρ , δ , ξ , η , h и τ_0 приведены ниже: $\rho = 0,756 \pm 0,006$; $\delta = 0,754 \pm 0,009$; $\xi = 0,974 \pm 0,014$; $\eta = -0,8 \pm 0,4$; $h = -1,00 \pm 0,13$; $\tau_0 = (2,19711 \pm 0,00008) \times 10^{-6}$ сек*. Излагаемые работы посвящены определению параметра ξ , который был известен ранее существенно хуже, чем параметры ρ и δ спектра позитронов $\mu^+ \rightarrow e^+$ -распада. Полученное значение $\xi = 0,975 \pm 0,15$ остается наиболее точным вплоть до настоящего времени. Приведенное выше среднее экспериментальное значение ξ определяется в основном этим результатом.

* Наиболее точное значение, измеренное недавно на синхроциклотроне ОИЯИ в экспериментах М. П. Баландина, В. М. Гребенюк, В. Г. Зинова, А. Д. Ковина, А. Н. Пономарева. (Препринт ОИЯИ Р1-7892, Дубна, 1974.)

Для прецизионного измерения параметра ξ удобно использовать интегральное по энергиям угловое распределение позитронов $\mu^+ \rightarrow e^+$ -распада

$$dN(\theta) \sim 1 + (\xi \cos \theta)/3,$$

которое практически не зависит от значений остальных пяти параметров, определяющих $\mu^+ \rightarrow e^+$ -распад. Поэтому в качестве детектора случаев $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ -распада была выбрана фотоэмульсия, которая имеет следующие преимущества:

1) в фотоэмульсии можно точно измерить углы вылета позитронов $\mu^+ \rightarrow e^+$ -распада;

2) при измерениях в фотоэмульсии практически не существует энергетического порога регистрации позитронов $\mu^+ \rightarrow e^+$ -распада и поэтому измеряется истинное интегральное по энергиям угловое распределение позитронов;

3) при измерениях в фотоэмульсии отсутствует кинематическая деполяризация μ^+ -мезонов, так как π^+ -мезоны распадаются в покое.

Основная трудность, возникающая при измерении углового распределения позитронов $\mu^+ \rightarrow e^+$ -распада в фотоэмульсии (и в любом веществе), состоит в том, что среда, где тормозится и останавливается μ^+ -мезон, деполяризует его. Для подавления деполяризующего действия фотоэмульсии было использовано продольное (вдоль направления спина μ^+ -мезона) магнитное поле напряженностью до 140 кэ. Такое поле в объеме 0,7 л было получено в импульсном режиме работы при разрядке на специально сконструированный соленоид конденсаторной батареи емкостью 0,1 ф, заряжаемой до напряжения $2 \cdot 10^3$ в ($2 \cdot 10^5$ дж). Импульсное магнитное поле было синхронизовано с работой ускорителя, достигнута высокая степень надежности работы схемы синхронизации, что необходимо при эмульсионном методе регистрации случаев $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ -распада. Указанное выше значение ξ было получено при измерении в фотоэмульсии около 400 тыс. случаев $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ -распада.

Найденное значение $\xi = 0,975 \pm 0,015$ в пределах погрешности совпадает с $\xi = 1$, которое следует из $V - A$ -теории слабых взаимодействий, и является, таким образом, экспериментальным подтверждением этой теории.

Более общее, чем $V - A$, — взаимодействие $V - \varepsilon A$, которое отвечает двухкомпонентному нейтрино. Найденное значение ξ позволяет оценить относительный вклад V - и A -взаимодействий в $\mu^+ \rightarrow e^+$ -распаде, т. е. коэффициент $\varepsilon = |\varepsilon| \exp(i\varphi)$. Соотношение между ξ и ε в теории двухкомпонентного нейтрино имеет вид $\xi = 2\varepsilon \cos \varphi / (|\varepsilon|^2 + 1)$. Из этого соотношения и измеренного значения ξ можно получить оценки: $0,75 \leq |\varepsilon| \leq 1,34$, $\varphi \leq 16^\circ$, также являющиеся сейчас наиболее точными [14].

2. ИЗУЧЕНИЕ ТВЕРДОГО ТЕЛА С ПОМОЩЬЮ μ^+ -МЕЗОНОВ

Мюонный метод изучения свойств вещества интенсивно развивается в последнее время. Предложенный новый метод изучения вещества и, в частности, твердого тела с помощью μ^+ -мезонов основан на том, что μ^+ -мезон является меченой частицей, за направлением спина которой можно следить по асимметрии углового распределения позитронов $\mu^+ \rightarrow e^+$ -распада. Взаимодействие магнитного момента положительного мюона со средой приводит к тому, что мюон теряет поляризацию. Измеряя остаточную поляризацию мюонов во времени и в магнитных полях разной величины и направления, можно изучать разнообразные физико-химические свойства вещества. Ниже кратко описываются работы по исследованию некоторых свойств твердого тела, выполненные с помощью μ^+ -мезонов.

«Размер» примесного атома мюония в веществе [15—28]. Мюоний представляет собой водородоподобный атом, состоящий из μ^+ -мезона и электрона. Атом мюония образуется при замедлении μ^+ -мезона в веществе, когда его скорость становится сравнимой со скоростями атомных электронов. Образовавшийся мюоний тормозится затем до тепловых скоростей (за время примерно 10^{-11} сек).

Наблюдение и исследование атомарного мюония в веществе является важной задачей, поскольку это необходимо для изучения условий его образования и дальнейших взаимодействий. Ввиду высокой реакционной способности мюония, как и атомарного водорода, естественно ожидать, что мюоний как атомная система может продолжительно существовать лишь в химически инертных материалах. Выполненные исследования [24, 25] подтвердили это предположение — прецессия примесного атома мюония в поперечном магнитном поле была впервые и впервые наблюдается в конденсированных средах — в кристаллическом и плавленом кварце (рис. 1), углекислоте, льде (-196°C), в монокристаллах германия [26] при -196°C .

Размер примесного атома мюония в веществе, или, более строго, частота ω_0 сверхтонкого расщепления мюония, определялась двумя методами. Сначала опишем результаты, полученные методом двухчастотной прецессии мюония.

Само явление двухчастотной прецессии или «биения» было предсказано в ИАЭ им. И. В. Курчатова и обнаружено экспериментально [17]. Это явление состоит в том, что временная зависимость $P(t)$ направления спина μ^+ -мезона в поперечном магнитном поле определяется двумя частотами:

$$P(t) = (\cos \omega t \cos \Omega t)/2,$$

где $\omega = eB/(2m_e c)$ — ларморовская частота прецессии мюония (m_e — масса электрона) в поле B ; $\Omega = \omega^2/\omega_0$ — частота биений.

Экспериментальная зависимость $P(t)$ в плавном кварце изображена на рис. 2. Такая двухчастотная зависимость $P(t)$ объяс-

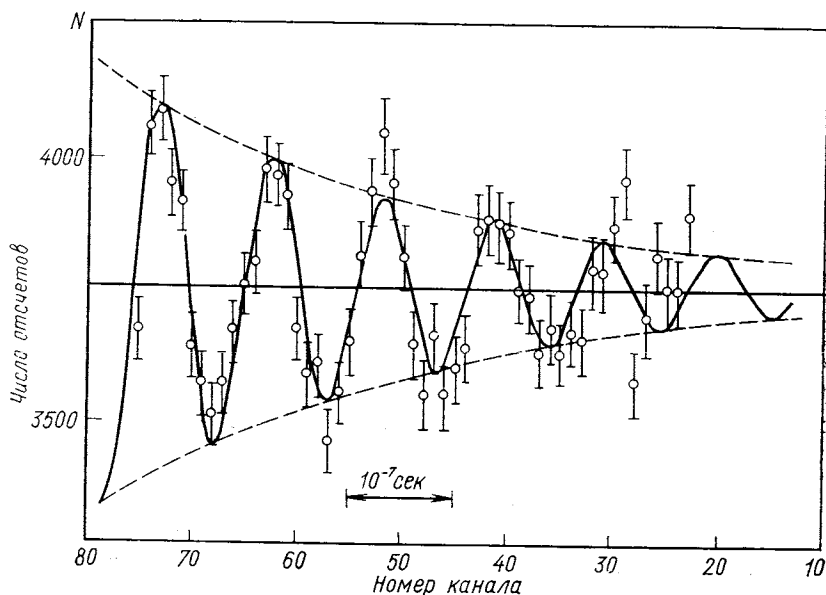


Рис. 1. Прецессия триплетного мюония в кристаллическом кварце. Напряженность поперечного магнитного поля 7,17

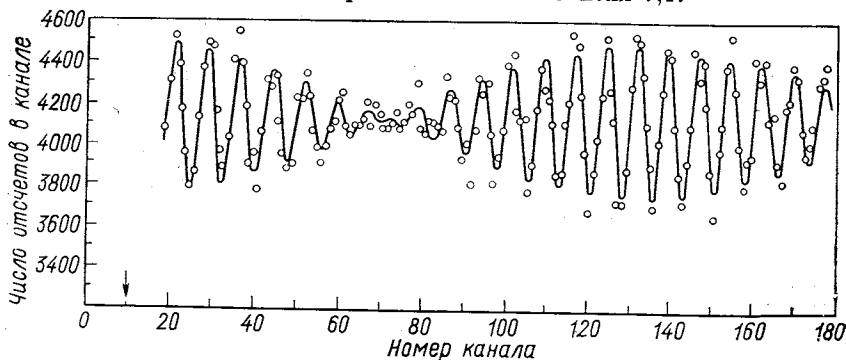


Рис. 2. Двухчастотная прецессия (биения) спина μ^+ -мезона мюония в плавном кварце:

— теоретическая зависимость $P(t)$ с параметрами ω и Ω , подобранными по методу максимального правдоподобия; ширина канала временного анализатора 1 нсек; $B = 98$ э. Стрелкой указан канал, соответствующий $t = 0$

няется тем, что спин μ^+ -мезона взаимодействует с внешним полем B и со спином электрона мюония. Как видно из выражения для $P(t)$, экспериментальное наблюдение двухчастотной прецессии

позволяет определить частоту сверхтонкого расщепления основного состояния атома мюония.

Эксперименты по определению ω_0 методом двухчастотной прецессии были выполнены во льде, кварце и германии. Было найдено, что во льде и кварце частота ω_0 отвечает вакуумному значению этой величины $(\omega_0)_{\text{вак}}/2\pi = 4463,25 \text{ Мгц}$, а в германии $(\omega_0)_{\text{Ge}} = 0,58 (\omega_0)_{\text{вак}}$. Этот результат показывает, что размеры примесного атома мюония во льде и кварце такие же, как в вакууме. В германии же примесный атом мюония «раздут», так что его борковский радиус $a \sim (\omega_0)^{-1/3}$ больше, чем в вакууме: $a_{\text{Ge}} = (1,20 \pm 0,01) a_{\text{вак}}$.

Энергия сверхтонкого расщепления в атоме мюония определялась также по восстановлению поляризации μ^+ -мезона в продольных магнитных полях [27]. Для кварца [27] получено значение $(\omega_0)_{\text{SiO}_2} = (1,02 \pm 0,05) (\omega_0)_{\text{вак}}$, что согласуется с вакуумным значением; тем самым показано, что мюоний в этих условиях ведет себя как изолированный атом. Аналогичное соответствие вакуумным значениям получено для корунда [27]. В то же время в полупроводниковом материале (кремний высокой чистоты) методом продольных магнитных полей [28] найдено $(\omega_0)_{\text{Si}} = (0,41 \pm 0,03) (\omega_0)_{\text{вак}}$, т. е. «радиус» борковской орбиты $a_{\text{Si}} = 0,719 \pm 0,016 \text{ \AA} = (1,35 \pm 0,03) a_{\text{вак}}$ (рис. 3).

Полученные в этих работах экспериментальные данные имеют важное значение для экспериментальной проверки теорий, описывающих состояние примесного атома в веществе. Такая проверка существующих теорий, ставшая возможной после указанных выше экспериментов по определению частоты ω_0 примесного атома мюония, была выполнена Вангом и Киттелем [23] *.

Диффузия μ^+ -мезона в твердом теле [29—32]. Метод определения диффузии μ^+ -мезона основан на наблюдении дипольных взаимодействий магнитных моментов μ^+ -мезона и ядер вещества. Дипольные взаимодействия проявляются в том, что спины различных μ^+ -мезонов прецессируют с различными частотами. Поэтому экспериментально наблюдаемая прецессия μ^+ -мезона в поперечном маг-

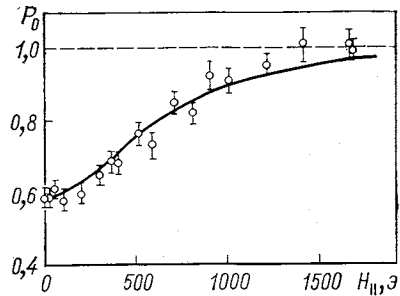


Рис. 3. Зависимость начальной поляризации P $\mu^+ \rightarrow e^+$ -распада от напряженности продольного магнитного поля в монокристаллах кремния

* Подробнее см. обзор И. И. Гуревича, Б. А. Никольского. Препринт ИАЭ-2437, 1974.

нитном поле затухает. При диффузии μ^+ -мезона по кристаллической решетке ядерные магнитные поля на нем становятся переменными во времени, в результате чего затухание амплитуды прецессии уменьшается. Скорость затухания Λ (скорость дипольной релаксации спина μ^+ -мезона) диффундирующего μ^+ -мезона определяется временем Δt , которое μ^+ -мезон проводит в одной элементарной кристаллической ячейке твердого тела. Таким образом, измеряя Λ^* , можно определить время Δt , которое связано с коэффициентом диффузии D соотношением $D = a^2/\Delta t$; здесь a — размер кристаллической ячейки.

Экспериментальная зависимость $\Lambda(T)$ от температуры в меди приведена на рис. 4. Из рисунка видно, что при повышении темпе-

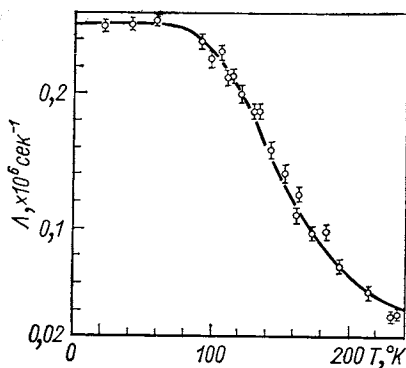


Рис. 4. Температурная зависимость скорости затухания амплитуды прецессии μ^+ -мезона в поликристаллическом образце меди:

плавная кривая представляет собой расчетную зависимость $\Lambda(T)$, полученную в предположении, что определяющее скорость затухания время Δt зависит от температуры согласно $f(T)$ с параметрами $\nu_\mu = 10^{7,5}$ сек $^{-1}$ и $Q_\mu = 560^\circ\text{K}$

ратуры скорость релаксации Λ спина μ^+ -мезона падает. Постоянство величины Λ при $T \lesssim 60^\circ\text{K}$ объясняется тем, что за время наблюдения (ограниченного временем жизни мюона) μ^+ -мезон в меди при этих температурах практически не диффундирует.

Этим методом была впервые измерена температурная зависимость вероятности диффузионного перехода $1/\Delta t$ μ^+ -мезона в одном из веществ (в меди). Зависимость $1/\Delta t = f(T)$ в меди хорошо описывается выражением $1/\Delta t = \nu_\mu \exp(-Q_\mu/T)$, где $\nu_\mu = 10^{7,50 \pm 0,02}$ сек $^{-1}$, $Q_\mu = (560 \pm 15)^\circ\text{K}$; температура T выражена в градусах Кельвина. Экспериментальная зависимость $1/\Delta t = f(1/T)$ для поликристаллического образца меди приведена на рис. 5.

Предложенный метод изучения диффузии μ^+ -мезона позволяет в одних и тех же экспериментальных условиях изучать диффузию легкого изотопа протона — μ^+ -мезона в широком классе веществ, например в металлах.

* Связь величин D , Λ и Δt можно найти в книге [33].

Возможность наблюдать диффузию такой легкой частицы, как μ^+ -мезон, привела к открытию нового явления — подбарьерной диффузии μ^+ -мезона. Подбарьерность диффузии μ^+ -мезона следует из аномально малого значения предэкспоненциального множителя $\nu_\mu = 10^{7,5} \text{ сек}^{-1}$, который для диффузии протонов в меди и других металлах $\nu_p = 10^{13} \text{ сек}^{-1}$. Совпадение экспериментального значения параметра $\nu_p \approx 10^{13} \text{ сек}^{-1}$ с частотой колебаний частиц в кристаллической решетке металла позволяет интерпретировать полученную зависимость $1/\Delta t = \nu_p \exp(-Q_p/T)$ для протона (и более тяжелых частиц) как надбарьерную диффузию, где $1/\Delta t$ — вероятность перескока частиц из одной элементарной ячейки в другую, а Q_p — высота потенциального барьера. Было найдено, что высота потенциального барьера Q_p для протона в меди $(Q_p)_{\text{Cu}} = 4600 \text{ }^\circ\text{K}$. Величина $\nu_\mu = 10^{7,5} \text{ сек}^{-1}$ слишком мала, чтобы ее можно было интерпретировать как частоту колебаний μ^+ -мезона в решетке меди. Отсюда следует, что диффузия μ^+ -мезона в меди не может быть надбарьерной и параметр ν_μ не является, как для протона, частотой колебаний.

Простой расчет показывает, что малая масса μ^+ -мезона должна приводить к подбарьерной диффузии этих частиц, которая и объясняет наблюдающиеся в эксперименте закономерности диффузии μ^+ -мезона в меди. Для подбарьерной диффузии вероятность $1/\Delta t$ имеет следующий вид:‡

$$1/\Delta t = \nu_0 \exp \left[-2 \sqrt{2mv} b/\hbar \right] F(T).$$

Здесь ν и b — соответственно высота и ширина барьера; m — масса μ^+ -мезона. Малое значение экспериментального параметра $\nu_\mu \ll 10^{13} \text{ сек}^{-1}$ является, таким образом, результатом малой прозрачности потенциального барьера. Параметр Q_μ , определяющий температурную зависимость $F(T)$ в выражении для $1/\Delta t$, может интерпретироваться как энергия активации, которую необходимо

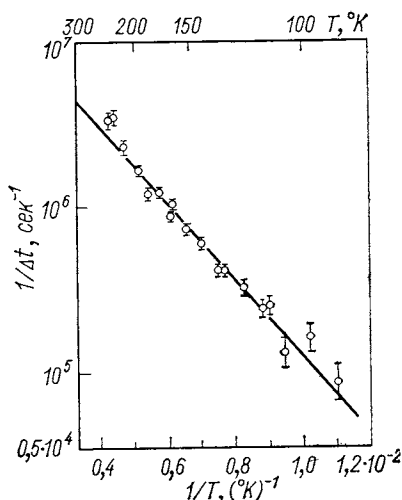


Рис. 5. Зависимость $1/\Delta t = f(1/T)$ для поликристаллического образца меди:

прямая линия — зависимость $1/\Delta t = \nu_\mu \times \exp(-Q_\mu/T)$ с параметрами ν_μ и Q_μ , подобранными по методу максимального правдоподобия

затратить для расширения поры в соседней ячейке, куда диффундирует μ^+ -мезон.

Экспериментальное наблюдение подбарьерной диффузии μ^+ -мезонов открывает дополнительные возможности для проверки и определения параметров теорий, описывающих диффузию легких атомов в твердом теле.

Как было указано в начале этого раздела, диффузия μ^+ -мезона наблюдается в результате дипольных взаимодействий магнитных моментов μ^+ -мезона и ядер вещества, в котором диффундирует μ^+ -мезон. Магнитное дипольное взаимодействие μ^+ -мезона в веществе можно использовать также и для получения другой интересной информации о структуре вещества. Этим методом можно изучать положение примесного атома мюония (μ^+ -мезона) в кристаллической решетке, определять параметры μ^+ -молекул и др. В работе [30] изучается изотопический эффект: различие скоростей релаксации спина мюония во льде обычной и тяжелой воды. В результате сделано заключение о том, что время Δt , которое примесный атом мюония проводит в одной кристаллической ячейке льда, $\Delta t > 0,5 \cdot 10^{-6}$ сек.

Магнитное поле на μ^+ -мезоне в ферромагнетиках [34—36]. Обнаружена возможность экспериментально наблюдать прецессию μ^+ -мезона в железе, никеле, гадолинии и кобальте. Прецессия

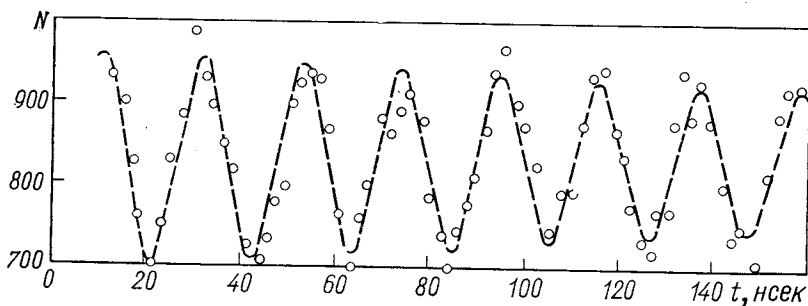


Рис. 6. Прецессия спина μ^+ -мезона в железе при $B = 0$:

плавная кривая — теоретическая зависимость $N(t) = N_0 [1 - a \exp(-\Lambda t) \cos \omega t]$ с параметрами N_0 , a , Λ и ω , подобранными по методу максимального правдоподобия; теоретическая и экспериментальная зависимости $N(t)$ «исправлены» на экспоненту распада $\exp(-\Lambda_0 t)$ μ^+ -мезона ($\Lambda_0 = 4,55 \cdot 10^5$ сек $^{-1}$)

μ^+ -мезона в указанных ферромагнетиках наблюдается и при отсутствии внешнего магнитного поля B . Прецессия μ^+ -мезона в железе при $B = 0$ приведена на рис. 6.

Частота ω_μ прецессии μ^+ -мезона в ферромагнетике определяется магнитным полем B_μ на μ^+ -мезоне:

$$\omega_\mu = eB_\mu / (mc),$$

где m — масса μ^+ -мезона. Локальное поле B_μ определяется внешним полем B и внутренними магнитными полями в ферромагнетике:

$$B_\mu = B + B_{\text{дип}} + (B_K)_\mu$$

Здесь $B_{\text{дип}}$ — дипольное поле намагниченных атомов, т. е. локализованных атомных электронов; $(B_K)_\mu$ — контактное поле поляризованных электронов на μ^+ -мезоне, в основном коллективизированных электронов проводимости. При $B = 0$ поле B_μ определяется только внутренними полями намагниченных доменов ферромагнетика. Уже сам факт наблюдения определенного значения B_μ при $B = 0$ означает, что магнитное поле $B_{\text{дом}}$ во всех доменах ненамагниченного ферромагнетика является вполне определенной величиной. Проведенный анализ показывает, что $B_{\text{дом}} = B_{\text{нас}}$, где $B_{\text{нас}}$ — магнитная индукция насыщения; $B_{\text{нас}} = 4\pi M_{\text{нас}}$, $M_{\text{нас}}$ — намагниченность насыщения. Равенство $B_{\text{дом}} = B_{\text{нас}}$ сохраняется и при намагничивании ферромагнетика, т. е. при $B > 0$.

Другим результатом исследования ферромагнетиков с помощью μ^+ -мезонов является определение контактного поля $(B_K)_\mu$ на μ^+ -мезоне. Поле $(B_K)_\mu$ определяется из выражения для B_μ , в котором поле B_μ измеряется экспериментально, а дипольное поле $B_{\text{дип}}$ можно получить достаточно надежно расчетным путем. Найденные таким образом значения $(B_K)_\mu$ для различных ферромагнетиков приведены в таблице.

Т а б л и ц а

Контактные магнитные поля $(B_K)_\mu$ на μ^+ -мезоне в ферромагнетиках

Ферромагнетик	$B_{\text{нас}}$, кэс	$(B_K)_\mu$, кэс	$P_e^{\text{мин}}$, %	$(B_K)_n$, кэс	Литература
Железо	21,6	10,7	-6,50	1,4	[37-39]
Никель	6,08	0,69	-0,42	0,75	[40]
Гадолиний (130° K)	24,0	6,3	-3,85	2,9	[41]
Кобальт	17,9	6,0	-3,65	2,0	[49]

П р и м е ч а н и е. $P_e^{\text{мин}}$ — минимальные значения поляризации электронов проводимости ферромагнетика; $(B_K)_\mu$ и $(B_K)_n$ — контактные поля на нейтроне, измеренные в экспериментах по магнитному рассеянию нейтронов.

Контактные поля $(B_K)_\mu$ в ферромагнетике определяются поляризацией P_e электронов проводимости и плотностью $\rho(0)$ электронной волновой функции на μ^+ -мезоне:

$$(B_K)_\mu = 8\pi\beta_e P_e \rho(0)/3,$$

где β_e — магнитный момент электрона. Из этого соотношения следует, что поле $(B_K)_\mu$ определяется $P_e \rho(0)$, т. е. электронным магнитным моментом на μ^+ -мезоне. Найденные значения $(B_K)_\mu$ позволяют оценить нижний предел поляризации электронов проводимости ферромагнетика, который получается, если принять в качестве $\rho(0)$ максимально возможное значение этой величины $[\rho(0)]_{\text{макс}} = 2,1 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-3}$, равное плотности электронной волновой функции на μ^+ -мезоне в свободном атоме мюония. Полученные таким образом минимально возможные значения $P_e^{\text{мин}}$ для различных ферромагнетиков указаны в таблице; отрицательный знак $P_e^{\text{мин}}$ означает, что направление поляризации электронов проводимости, как и направление поля B_K , противоположно направлению вектора намагниченности M .

Найденные значения $(B_K)_\mu$ можно сравнить с величинами контактных полей $(B_K)_n$ электронов проводимости на нейтроне, полученных методом магнитного рассеяния поляризованных нейтронов в ферромагнетике. Значения $(B_K)_n$ также приведены в таблице. Направление полей $(B_K)_n$ на нейтроне, так же как и полей $(B_K)_\mu$ на μ^+ -мезоне, противоположно направлению M . Из сравнения величин $(B_K)_\mu$ и $(B_K)_n$ можно экспериментально оценить степень деформации электронной волновой функции ферромагнетика на μ^+ -мезоне, т. е. на примесном центре с зарядом $Z = +1$.

Исследование магнитных фазовых переходов в гадолинии [43]. Фазовые переходы в гадолинии изучались в интервале температур $T = (100 \div 200)^\circ\text{К}$. Прецессия μ^+ -мезонов наблюдалась, как обычно, с помощью счетчиков, регистрирующих позитроны $\mu^+ \rightarrow e^+$ -распада. Счет $N(t)$ позитронного телескопа счетчиков можно представить следующим образом:

$$N(t) \sim \exp(-\Lambda_0 t) [1 - a \exp(-\Lambda t) \cos \omega_\mu t],$$

где a — амплитуда прецессии μ^+ -мезонов; Λ — скорость затухания прецессии; ω_μ — частота прецессии; $\Lambda_0 = 4,55 \cdot 10^{-6} \text{ сек}$ — скорость распада μ^+ -мезона.

Амплитуда a определяет поляризацию μ^+ -мезонов в гадолинии $P = a/a_0$, где a_0 — амплитуда прецессии мезона в веществе, в котором деполаризация μ^+ -мезона отсутствует. Частота ω_μ определяет среднее магнитное поле B_μ на μ^+ -мезоне: $\omega_\mu = eB_\mu/(mc)$. Скорость затухания Λ характеризует степень неоднородности магнитного поля δB_μ на отдельных μ^+ -мезонах.

Зависимость экспериментальных параметров P , Λ и B_μ от температуры показана на рис. 7, где отчетливо видно резкое изменение всех указанных параметров прецессии P , ω , Λ при температуре $T_c = 289^\circ\text{К}$ для гадолиния, а также при $T_0 \approx 235^\circ\text{К}$. При $T = T_0$ в два раза падает магнитная индукция B_μ , сильно возрастает скорость релаксации Λ и существенно уменьшается поляризация P μ^+ -мезонов.

Необычным для нормального ферромагнетика является и весь интервал температур $T = (235-285)^\circ\text{K}$. Поле B_μ при этих темпе-

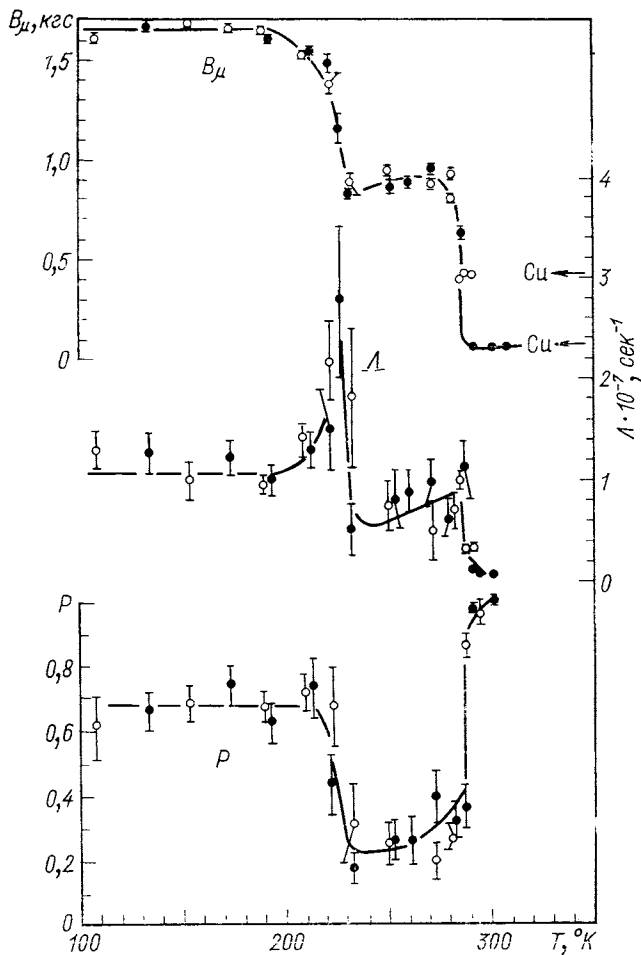


Рис. 7. Зависимость параметров P , A и B_μ прецессии μ^+ -мезонов в гадолинии от температуры T :

● — экспериментальные значения во внешнем поле $H = 60$ э;
 ○ — в поле $H = 450$ э; стрелками указаны экспериментальные значения поля B_μ в меди при $H = 60$ и 450 э; плавные кривые проведены по экспериментальным точкам для наглядности

ратурах остается примерно постоянным, что не согласуется с функцией Бриллюэнта зависимости $B_\mu(T)$. Необычно малой является поляризация P , что указывает на существование процессов быст-

рой, по сравнению с временем наблюдения, релаксации спина заметной доли μ^+ -мезонов. При $T < T_0$ параметры P , Λ и B_μ практически не зависят от температуры. Увеличение Λ при $T = T_0$ указывает на резкое возрастание степени неоднородности полей B_μ при температуре T_0 фазового перехода, природа которого в исследованиях известными методами до настоящего времени остается неясной. Значение $P = 2/3$ при $T < T_0$ является естественным для ненамагниченного (или слабо намагниченного) ферромагнетика и отвечает изотропному распределению направлений намагниченности отдельных доменов.

Мюониевый механизм деполаризации μ^+ -мезона в веществе [11, 44—51]. Выше была рассмотрена дипольная релаксация спина μ^+ -мезона в веществе. Эта медленная релаксация (характерное время релаксации около 10^{-6} сек) экспериментально наблюдается при отсутствии диффузии μ^+ -мезона. Существует, однако, другой быстрый процесс релаксации спина μ^+ -мезона, который обычно протекает за время $\leq 10^{-9}$ сек. Вся совокупность экспериментальных данных по быстрой релаксации спина μ^+ -мезона хорошо объясняется, если предположить, что эта релаксация происходит при образовании мюония.

Как было уже указано, мюоний образуется при замедлении μ^+ -мезона до скоростей атомных электронов и существует как парамагнитный атом до вступления в химическую связь или другое диамагнитное соединение с молекулами среды. Время жизни парамагнитного атома мюония обозначим τ . Атом мюония может иметь спин $I = 0$ и $I = 1$. Образование мюония в состоянии с $I = 0$ приводит к деполаризации спина μ^+ -мезона из-за сверхтонких взаимодействий за время примерно $1/\omega_0 = 3,6 \cdot 10^{-11}$ сек. При образовании мюония в состоянии с $I = 1$ μ^+ -мезон не деполаризуется в силу сохранения момента количества движения. Однако состояние с $I = 1$ не остается неизменным. Из-за взаимодействия со средней электрон мюония изменяет направление своего спина, что приводит к переходам $(I = 1) \rightarrow (I = 0)$, которые приводят к дальнейшей деполаризации μ^+ -мезона. Частоту деполаризации электрона мюония обозначим ν . Измерение остаточной после мюониевой стадии поляризации μ^+ -мезона в веществе позволяет определить параметры τ и ν , характеризующие взаимодействия мюония в данном веществе. Отметим, что параметр τ представляет собой скорость химической реакции мюония — легкого изотопа атома водорода.

Экспериментально изучалась быстрая релаксация спина μ^+ -мезона в различных веществах в поперечном (относительно спина μ^+ -мезона) магнитном поле. Сильное (≥ 1 кэс) поперечное магнитное поле должно приводить к быстрой прецессии спина μ^+ -мезона в мюониевой стадии и, следовательно, к дополнительной деполаризации μ^+ -мезона из-за того, что спины отдельных μ^+ -мезонов

поворачиваются за время, предшествующее вступлению мюония в химическую реакцию, на различные углы. В эксперименте не было обнаружено дополнительной деполяризации μ^+ -мезона в поперечных магнитных полях. Этот эффект можно объяснить большой частотой $\nu \gg \omega_0$.

Теория деполяризации положительных мюонов в веществе [11, 21, 48—51, 50—56]. Положительный поляризованный мюон в веществе в процессе термализации захватывает электрон, образуя водородоподобный атом мюония μ^+e^- . При этом с равной вероятностью образуются атомы с проекцией полного спина на ось квантования, равной единице и нулю. В последнем случае начальное состояние не является стационарным для спинового гамильтониана системы мюон + электрон и потому в нем поляризация мюона быстро осциллирует с частотой сверхтонкого взаимодействия ($\omega_0 \approx 3 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$). В результате вклад этого состояния в наблюдаемую среднюю поляризацию уменьшается и в отсутствие магнитного поля равен нулю. Состояние с проекцией полного спина, равное единице, стационарно, и поляризация мюона в нем сохраняется. По этой картине в отсутствие магнитного поля наблюдаемая поляризация мюона (усредненная по времени около 10^{-10} сек) должна быть равна 1/2. Однако в эксперименте неоднократно наблюдались меньшие значения. Этот факт можно объяснить, если учесть то обстоятельство, что в результате взаимодействия электрона со средой его спин релаксирует с частотой ν , что приводит к последующей деполяризации спина мюона.

В работах [11, 48, 49] было сделано крайне существенное для всей дальнейшей теории предположение, что в среде (в частности, и в твердых телах) химически активный атом мюония (легкий изотоп водорода) может вступить в химическую реакцию, образуя диамагнитное химическое соединение. Характерное время реакции τ явилось новым феноменологическим параметром теории. В этих же работах были сформулированы феноменологические уравнения для спиновой матрицы плотности мюония в магнитных полях. Эти уравнения были решены для двух предельных случаев $\nu \ll \omega_0$ и $\nu \gg \omega_0$ для магнитного поля параллельного начальной поляризации, что сразу позволило объяснить зависимость остаточной поляризации, наблюдаемой в эмульсиях, от продольного магнитного поля и указать необходимое для практически полного восстановления поляризации значение магнитного поля [6]. Эти указания теории были использованы в работах [1—12].

В работах [50, 51] было получено полное решение системы уравнений для спиновой матрицы мюония при произвольных соотношениях параметров ν , ω_0 , τ в магнитных полях, параллельных и перпендикулярных начальной поляризации.

В полях, параллельных начальной поляризации мюонов, для так называемой остаточной или средней поляризации была получена

формула

$$P/[2(1-P)] = (1 + 2\nu\tau)/(\tau^2\omega_0^2) + (Y_2 + X^2)/(1 + 2\nu\tau),$$

где $X = \omega'(1 + \zeta)/\omega_0$; ω' — частота прецессии спина электрона во внешнем магнитном поле; $\zeta = m_e/m_\mu = 1/207$ — отношение магнитного момента μ -мезона к магнитному моменту электрона. Физический смысл величины X очевиден — это безразмерное внешнее магнитное поле. Следует подчеркнуть, что частота сверхтонкого взаимодействия ω_0 в веществе отлична от вакуумной и есть феноменологический параметр теории. Для случая, когда магнитное поле перпендикулярно начальной поляризации, также были получены простые соотношения для остаточной поляризации. Было проведено детальное исследование полученных решений, что позволило в частности предсказать и развить полную теорию явления двухчастотной прецессии [16, 21, 50], которое далее было обнаружено экспериментально [15—23], а также остановку прецессии μ^+ -мезона в очень сильном магнитном поле. Полученные решения позволили также теоретически интерпретировать ранее неясные данные по деполяризации μ^+ -мезонов в поперечных магнитных полях [46]. Результаты позволили также развить полную феноменологическую теорию анализа химических реакций мюония, в частности учесть возможность надтепловых реакций (канал «горячей химии») и предложить новый метод изучения химических реакций по наблюдению начальной фазы прецессии мюона на мезонной частоте.

Развитая теория анализа химических реакций мюония позволила интерпретировать данные эксперимента и, в частности, поведение деполяризации мюона в кристаллах KCl [52]. В работе [53] был предложен метод изучения магнитной структуры сверхпроводников второго рода с помощью изучения прецессии μ^+ -мезонов в поперечных магнитных полях и показана чувствительность этого метода к изменениям магнитной структуры сверхпроводников второго рода.

В работах [49, 54—56] была развита полная феноменологическая теория поведения поляризации мюония в случае перезарядок (чередующихся ионизации атома мюония и захвата электрона мюоном), представляющая интерес для анализа поведения поляризации мюона в полупроводниках.

3. ХИМИЧЕСКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АТОМА МЮОНИЯ

Вступление мюония в химические реакции, как указывалось, принципиальным образом меняет факторы его деполяризации в среде [11, 57—59]. В зависимости от скорости химической реакции мюония остаточная поляризация μ^+ -мезона в составе моле-

кулы изменяется, что позволяет получить связь абсолютной константы скорости процесса и коэффициента асимметрии $\mu^+ \rightarrow e^+$ -распада на мезонной и мюониевой частотах.

Ядерно-физическими эталонами времени при исследовании химических взаимодействий мюония являются константы: частота переходов между состояниями сверхтонкой структуры (1,0) и (0,0) и постоянная распада μ^+ -мезона, по отношению к которым определяются скорости реакций. Отметим, что возможно непосредственное наблюдение кинетики процесса и изучение стационарных состояний получающихся продуктов реакций.

Сформулируем особенности, присущие мюониевому методу исследования химических процессов. Во-первых, одним из характерных условий является наличие во всем объеме изучаемого вещества лишь единичных атомов мюония, что связано с методической спецификой эксперимента. Таким образом, исследование кинетики процессов происходит при ничтожно малой глубине превращения исходного вещества, т. е. в начальных условиях, не осложненных наличием вторичных частиц, образовавшихся в ходе реакции. Во-вторых, использование в качестве независимых эталонов времени ядерно-физических констант позволяет изучать широкий спектр быстрых процессов и определять абсолютные константы скорости реакций, что в сочетании с малыми временами наблюдения позволяет проводить исследования процессов на уровне, близком к элементарным актам взаимодействия. В-третьих, наблюдение за поведением спина и магнитного момента μ^+ -мезона дает возможность изучения факторов, определяющих спиновое взаимодействие, в кинетике процесса или в стационарных условиях. В-четвертых, типичная независимость методики регистрации от внешних параметров эксперимента существенно увеличивает возможность исследований в различных агрегатных состояниях вещества.

При использовании внешних магнитных полей для разделения мезонной и мюониевой компонент прецессии как методического условия эксперимента целесообразно сгруппировать продукты реакции, включающие мюоний, в соответствии с магнитным моментом, выделив молекулы с диамагнитной электронной оболочкой и соединения, которые обладают неспаренным электроном. В этом случае учет кинетики процессов позволяет определять механизм химических реакций мюония, разделяя константы скорости образования молекулярных и радикальных продуктов реакции.

Абсолютные константы скорости реакций мюония были определены для ряда органических соединений, и изучена зависимость реакционной способности ковалентных органических молекул от их структуры [60—69]. Как и для атомарного водорода, при реакциях мюония с ненасыщенными соединениями преобладает реакция присоединения по кратной связи с образованием соответ-

ствующего радикального продукта. Определены абсолютные константы скорости реакций замещения и присоединения при последовательном метилировании бензольного кольца, боковой цепи, при последовательном гидрировании ненасыщенных соединений. Исследована зависимость реакционной способности органических соединений от типа галоида в кольце, а также при введении нескольких атомов галоида в боковую цепь. Показано, что происходит перераспределение скоростей реакций замещения и присоединения в пределах одной-двух связей С — С.

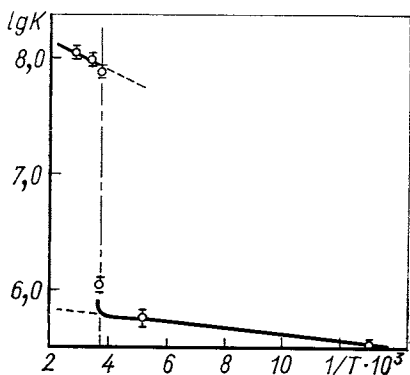


Рис. 8. Температурная зависимость константы скорости взаимодействия мюония с водой (льдом)

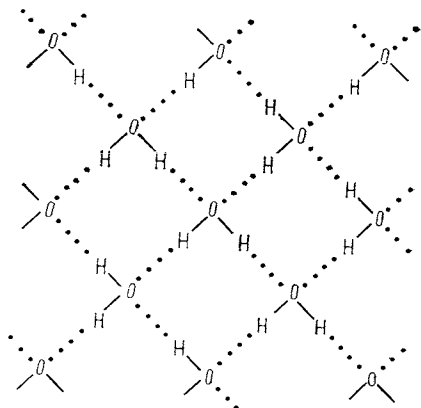


Рис. 9. Система водородных связей в кристалле льда с тетраэдрической координацией вокруг каждого атома кислорода

Исследование температурных зависимостей [63, 64] скорости реакций мюония позволило определить энергии активации процессов взаимодействия с органическими (циклогексан, бромформ, бромбензол) и неорганическими (вода) соединениями. Для фазового перехода вода — лед наблюдается резкий скачок коэффициента асимметрии, соответствующий изменению скорости реакции более чем на два порядка (рис. 8); энергии активации процессов выше и ниже 0°C близки к нулю. Как указывалось, в кристаллической структуре льда идентифицирована [25] прецессия триплетного атомарного мюония. Полученные данные подтверждают представления об образовании координационно-замкнутой системы водородных связей (рис. 9) в процессе кристаллизации льда и тем самым об отсутствии свободных мест для стабилизации мюония в данной системе.

Влияние продольных магнитных полей на поляризацию μ^+ -мезона в неопределенных органических соединениях изучено для некоторых мономерных [70] и полимерных [65, 66] материалов (рис. 10).

Изменение напряженности критического магнитного поля по сравнению с вакуумным значением для атома мюония, обусловленное системой спиновых взаимодействий магнитных моментов делокализованного в общем случае электрона, мезона и других ядер молекулы, позволяет исследовать распределение электронной плот-

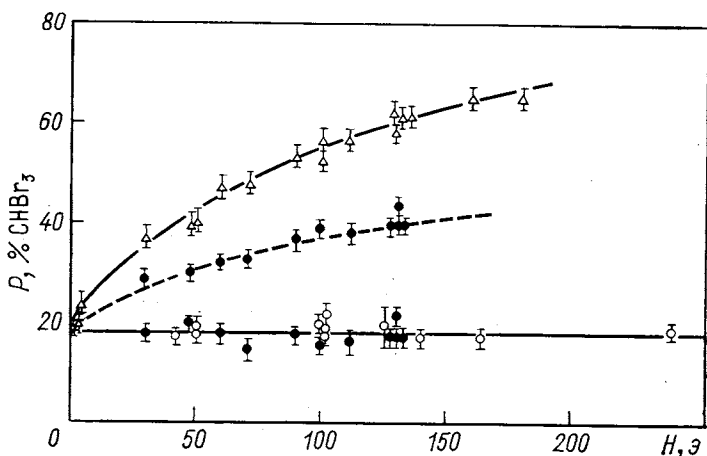


Рис. 10. Зависимость поляризации в сцинтилляционной пластмассе на основе полистирола от напряженности магнитного поля;

○ — поперечное поле; Δ — продольное поле; ● — вектор поля под углом 45° (135°) по отношению к спину μ^+ -мезона (верхняя и нижняя точки при продольной и поперечной компонентах вектора магнитного поля соответственно)

ности в радикалах, экспериментально определить средние эффективные расстояния между взаимодействующими частицами, обладающими магнитными моментами. Предельная асимптота поляризации в зависимости от напряженности продольного магнитного поля, соответствующая суммарной скорости реакций образования молекулярных и радикальных продуктов, удовлетворительно согласуется со значениями, полученными методом конкурирующих акцепторов. Показано, что восстановление поляризации μ^+ -мезона с ростом напряженности поля обусловлено продольной компонентой вектора магнитного поля.

Исследованы взаимодействия μ^+ -мезона с кристаллической решеткой, представляющие интерес для решения некоторых вопросов физики твердого тела [52, 67—69]. Определены параметры феноменологической теории мюониевой деполаризации μ^+ -мезона в среде на примере ионного кристалла хлористого калия [52]. Другой способ отдельного определения параметров теории,

состоящий в измерении при эксперименте сдвига фазы и амплитуды вектора остаточной поляризации μ^+ -мезонов как функции напряженности внешнего поперечного магнитного поля, был использован для исследования монокристаллов германия [71]. Отметим, что подобная методика позволяет определить вклад так называемых «мгновенных ($\tau \ll \omega_0^{-1}$) процессов» и является наиболее прецизионной при измерениях продолжительности существования в среде свободных атомов мюония.

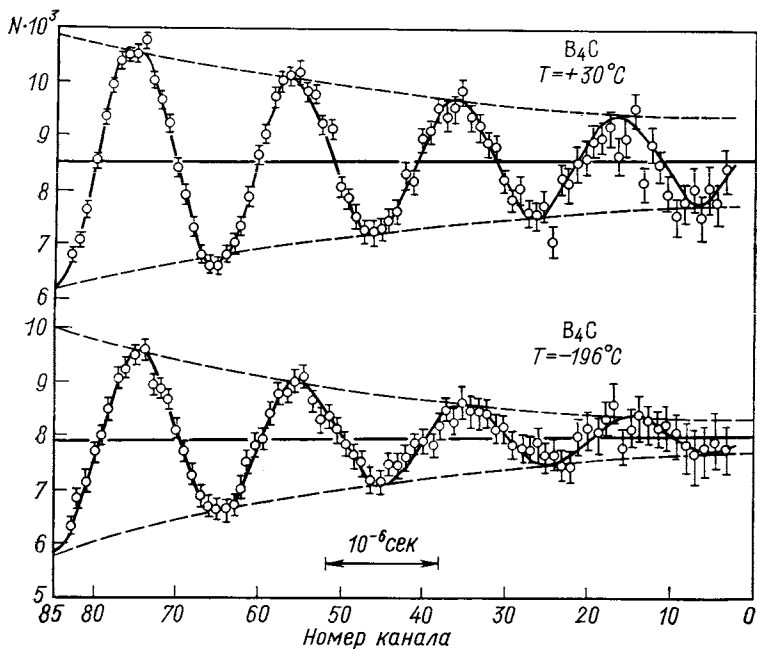


Рис. 11. Релаксация спина μ^+ -мезона в карбиде бора при различных температурах в поперечном магнитном поле ($H = 50,8$ э)

Наблюдаемое в некоторых случаях явление медленной (масштаба микросекунд) деполаризации на мезонной частоте существенно при изучении спин-решеточной релаксации, структуры кристаллических связей, роли локальных магнитных полей. Характерна температурная зависимость времени релаксации спина μ^+ -мезона — с ростом температуры происходит уменьшение скорости деполаризации в кристаллах (рис. 11). В относительно слабых (индивидуально для каждого соединения) продольных магнитных полях эффект медленной деполаризации устраняется (рис. 12). Показано, что процессы, ведущие к медленной деполаризации μ^+ -

зона, в большинстве случаев не оказывают существенного влияния на мюониевую стадию деполяризации. Исследование влияния дефектов кристаллической структуры показало, что последние ощутимы, но не меняют общего характера наблюдаемых явлений.

Значительный интерес представляет изучение поведения мюония (μ^+ -мезона) в полупроводниковых материалах [25, 72]. Введение легирующих примесей, а также изменение температуры выявили полный спектр изменения поляризации μ^+ -мезона от диэлек-

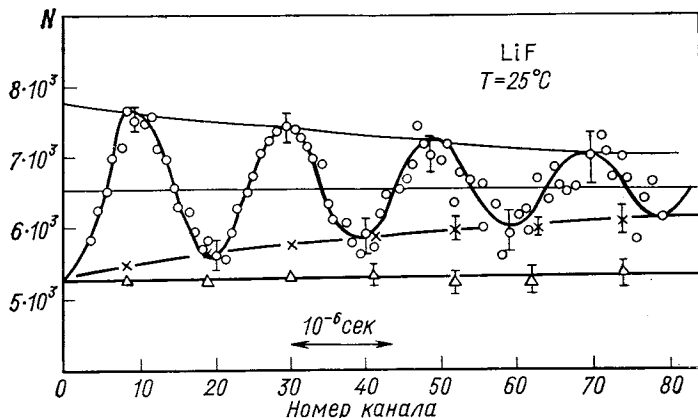


Рис. 12. Изменение скорости релаксации спина μ^+ -мезона в LiF в магнитных полях:

○ — поперечное поле $H = 50$ э; × — продольное поле $H = 0,8$ э;
 △ — $H = 180$ э

триков до металлов. Обнаружен ряд новых эффектов: зависимость процессов деполяризации от типа проводимости и концентрации носителей заряда, характер зависимости поляризации и скорости релаксации спина от температуры, наблюдение прецессии триплетного мюония, указанное выше искажение волновых функций мюония, внедренного в кристаллическую решетку германия и кремния.

Были изучены окислительно-восстановительные реакции мюония с анионами и катионами, исследовано влияние ионной силы и степени диссоциации электронов в концентрированных растворах, экспериментально установлен и теоретически обоснован принципиально новый факт зависимости остаточной поляризации μ^+ -мезонов от концентрации электролита в работах [60, 73]; возможности исследований взаимодействий магнитных моментов μ^+ -мезона и соседнего ядра в двухатомных молекулах рассмотрены в работе [58]; взаимодействие магнитных моментов μ^+ -мезона

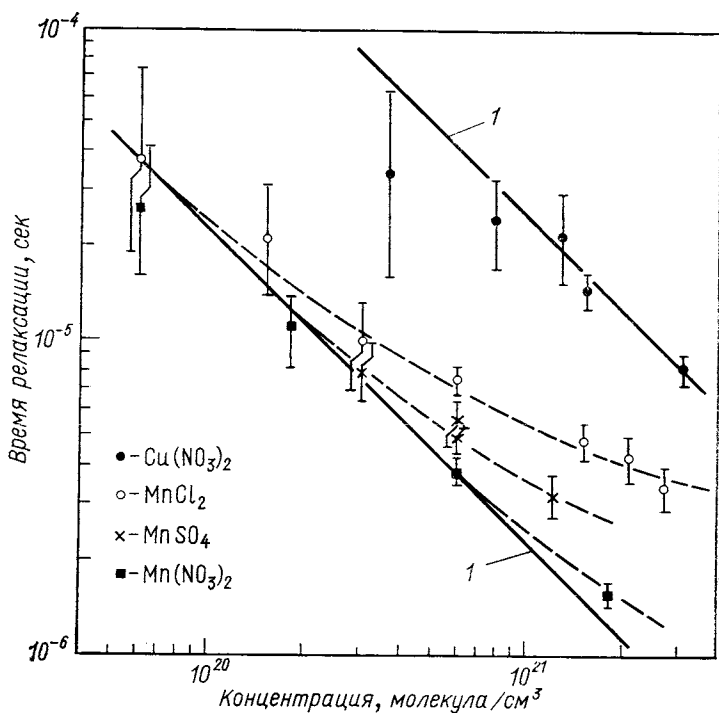


Рис. 13. Зависимость времени релаксации спинного μ^+ -мезона от концентрации солей парамагнитных ионов в водных растворах: 1 — экстраполяция данных ЯМР при учете соотношения магнитных моментов протона и μ^+ -мезона; отклонения от 1 обусловлены уменьшением степени диссоциации солей при высоких концентрациях ионов

и парамагнитных ионов в водных растворах, продемонстрировавшее глубокую количественную аналогию с методом ЯМР. Возможность изучения степени диссоциации сильных электролитов (рис. 13) исследована в работах [59, 74].

4. СОЗДАНИЕ ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫХ ПУЧКОВ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ МЕЗОНОВ

Исследования по физике и химии мюония и μ^+ -мезона проводились на пучках мезонного канала [75] синхроциклотрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ. Основное назначение этого канала — получение сепарированных поляризованных мюонных пучков в диапазоне энергий, используемых для остановок мюонов и экспериментов с быстрыми мезонами.

В описываемых экспериментах использовался пучок положительных мезонов с импульсом 190 Мэв/с и интенсивностью $2 \cdot 10^5/\text{сек}$. Измерения проводились на растянутом во времени пучке с коэффициентом заполнения во временной макроструктуре около 0,8 при отсутствии микроструктуры. Поляризация пучка была высокой и составляла 85%.

Мезонный канал включает в себя три системы:

1) систему инжекции в канал пионов, образованных при взаимодействии пучка протонов с ядрами мишени в ускорителе;

2) жесткофокусирующий тракт квадрупольных магнитов для непрерывной фокусировки мюонов, рожденных от распадов пионов;

3) систему вывода из канала частиц определенного импульса и фокусировки их на детекторы физических установок.

Канал состоит из 31 квадрупольного магнита (типа МЛ-29 и МЛ-30) и трех магнитов с градиентной фокусировкой (типа МЛ-31). Апертура канала 20 см. Длина канала около 20 м.

На пучках мезонного канала действует система юстировки и транспортировки физических установок для получения в каждой из них оптимальных условий проведения измерений. В необходимых случаях юстировка в горизонтальной плоскости проводится дистанционно. Для размещения большого числа установок и эффективного использования имеющихся площадей анализирующие магниты с двумя линзами могут поворачиваться примерно на 90° , обеспечивая вывод пучков в двух направлениях.

В мезонном канале можно формировать более двух десятков пучков. Столь значительная интенсивность мюонов недостижима в большинстве пучков из других каналов. Описываемый мезонный канал — единственный в социалистических странах.

Некоторые другие полезные особенности пучков мезонного канала обуславливают его широкое использование для экспериментов [76] в различных областях науки и техники. Отметим некоторые из этих особенностей:

1) малые примеси в пучках;

2) возможность управления геометрическими параметрами пучков на выходе из канала;

3) возможность получения пучков частиц с достаточно хорошим разрешением в широком диапазоне импульсов на одной экспериментальной установке;

4) возможность получения частиц обоих знаков;

5) варьируемая по величине и направлению продольная поляризация пучка;

6) значительное число остановившихся мезонов и высокая плотность остановок;

7) сглаживание временной структуры для мюонных пучков.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Интересно заметить, что открытие несохранения четности в слабых взаимодействиях — явления из, казалось бы, весьма далекой области — физики элементарных частиц, — через 10—15 лет привело к возникновению нового метода изучения вещества.

Результаты проведенных исследований показывают, что сейчас можно говорить о создании нового, весьма перспективного метода изучения физических и химических свойств вещества. По сути дела мезонный метод представляет собой оригинальный аналог ЯМР и ЭПР. По сравнению с указанными методами μ^+ -мезонный метод исследования обладает некоторыми существенными преимуществами (так же, впрочем, как и недостатками), и поэтому эти все методы взаимно дополняют друг друга. В частности, для исследования свойств металлов мезонный метод значительно более удобен, поскольку позволяет исследовать массивные образцы, тогда как для ЯМР и ЭПР мы вынуждены ограничиваться изучением малых коллоидных частиц. Исследование свойств металлов (в частности, ферромагнетиков) уже сейчас дало новые интересные результаты, и в этой области открываются весьма широкие перспективы.

Как известно, μ^+ -мезонный метод позволил исследовать характеристики волновой функции примесного атома мюония в таких практически важных полупроводниках, как германий и кремний, что было невозможно сделать для протона.

Изучение вещества с помощью μ^+ -мезонного метода, а именно изучение диффузии μ^+ -мезона в меди, привело к открытию нового явления: подбарьерной диффузии μ^+ -мезона.

Следует также подчеркнуть возможности мезонного метода для исследования быстрых химических реакций атомарного водорода; при этом особенно интересным представляется выяснение роли туннельного эффекта, который должен быть весьма существен для такого легкого изотопа водорода, как атом мюония. С другой стороны, следует отметить важность метода для исследования быстрых (около 10^{-10} — 10^{-12} сек) реакций, которые трудно или невозможно исследовать другим способом. Указанный метод может быть также очень полезным для изучения мест локализации водорода в решетке металлов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гуревич И. И. и др. «ЖЭТФ», 1958, т. 34, с. 280.
2. Али-Заде С. А. и др. «ЖЭТФ», 1959, т. 36, с. 1327.
3. Гуревич И. И., Никольский Б. А., Суркова Л. В. «ЖЭТФ», 1959, т. 37, с. 318.
4. Али-Заде С. А., Гуревич И. И., Никольский Б. А. «ЖЭТФ», 1961, т. 40, с. 452.
5. Гуревич И. И., Никольский Б. А. «ЖЭТФ», 1962, т. 43, с. 724.

6. Gurevich I. I. e.a. «Phys. Lett.», 1964, v. 11, p. 185.
7. Ахманов В. В. и др. В кн.: Доклад на XII Междунар. конф. по физике частиц высоких энергий в Дубне, 1964. М., Атомиздат, 1966, с. 80.
8. Ахманов В. В. и др. «ПТЭ», 1965, т. 4, с. 182.
9. Ахманов В. В. и др. «Ядерная физика», 1967, т. 6, с. 316.
10. Гуревич И. И., Никольский Б. А. «УФН», 1968, т. 95, с. 476.
11. Носов В. Г., Яковлева И. В. «ЖЭТФ», 1962, т. 43, с. 1750.
12. Шестаков В. Д., Сорокин К. П., Никольский Б. А. Препринт ИАЭ-711, 1964.
13. Вайсенберг А. О. Мю-мезон. М., «Наука», 1964.
14. Chalourka V. e.a. «Phys. Lett. B», 1974, v. 50.
15. Мелешко Е. А., Никольский Б. А., Соколов Б. В. «ПТЭ», 1967, т. 3, с. 61.
16. Гуревич И. И., Никольский Б. А., Селиванов В. И. «Письма в ЖЭТФ», 1972, т. 15, с. 640.
17. Gurevich I. I. e.a. «Phys. Lett. B», 1969, v. 29, № 6, p. 387.
18. Гуревич И. И. и др. Препринт ОИЯИ Р 14-6118, 1971.
19. Гуревич И. И., Никольский Б. А. Препринт ИАЭ-2437, 1974.
20. Мелешко Е. А. и др. Препринт ОИЯИ-2320, 1973.
21. Гуревич И. И. и др. «ЖЭТФ», 1971, т. 60, с. 471.
22. Гуревич И. И. и др. В кн.: Материалы IV Междунар. конф. по физике высоких энергий и структуре ядра. Дубна. Препринт ОИЯИ Д1-5988, 1971.
23. Wang J., Kittel C. «Phys. Rev. B», 1973, v. 7, p. 713.
24. Бабаев А. И. и др. «Письма в ЖЭТФ», 1966, т. 3, с. 3.
25. Мяснищева Г. Г. и др. «ЖЭТФ», 1967, т. 53, с. 451.
26. Андрианов Д. Г. и др. «ЖЭТФ», 1969, т. 56, с. 1195.
27. Минайчев Е. В. и др. «ЖЭТФ», 1970, т. 58, с. 1586.
28. Андрианов Д. Г. и др. «ЖЭТФ», 1970, т. 58, с. 1896.
29. Gurevich I. I. e.a. «Phys. Lett. A», 1972, v. 40, p. 143.
30. Гуревич И. И. и др. «Письма в ЖЭТФ», 1973, т. 18, с. 608.
31. Селиванов В. И. Препринт ИАЭ-2192, 1972.
32. Гребинник В. Г. и др. «ЖЭТФ», 1975, т. 68, с. 1561.
33. Абрагам А. Ядерный магнетизм. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1961, с. 493.
34. Гуревич И. И. и др. «Письма в ЖЭТФ», 1973, т. 18, с. 564.
35. Гуревич И. И. и др. «ЖЭТФ», 1974, т. 66, с. 374.
36. Гуревич И. И. и др. «Письма в ЖЭТФ», 1974, т. 20, с. 558.
37. Shull C. G., Yamada Y. «J. Phys. Soc. Japan», 1962, v. 17. Suppl. B III, p. 1.
38. Shull C. G., Mook H. A. «Phys. Rev. Lett.», 1966, v. 16, p. 184.
39. Schneider C. S., Shull C. G. «Phys. Rev. B», 1971, v. 3, p. 830.
40. Mook H. A. «Phys. Rev.», 1966, v. 148, p. 495.
41. Moon R. M. «Phys. Rev. A», 1964, v. 136, p. 195.
42. Moon R. M. e. a. «Phys. Rev. B», 1972, v. 5, p. 997.
43. Гуревич И. И. и др. «Письма в ЖЭТФ», 1975, т. 21, с. 16.
44. Носов В. Г. В кн.: Ядерная химия. М., «Наука», 1965, с. 307.
45. Мелешко Е. А., Селиванов В. И. В кн.: Материалы симпозиума по наносекундной ядерной электронике. Дубна. Препринт ОИЯИ 13-3700, 1967.
46. Гуревич И. И. и др. «ЖЭТФ», 1968, т. 54, с. 432.
47. Гуревич И. И. и др. «Письма в ЖЭТФ», 1971, т. 14, с. 436.
48. Носов В. Г., Яковлева И. В. Препринт ИАЭ-345, 1962.
49. Nosov N. G., Jakovleva I. V. «Nucl. Phys.», 1965, v. 68, p. 609.
50. Ивантер И. Г., Смилга В. П. «ЖЭТФ», 1968, т. 54, с. 559.
51. Ивантер И. Г., Смилга В. П. «ЖЭТФ», 1968, т. 55, с. 1521.
52. Ивантер И. Г. и др. «ЖЭТФ», 1972, т. 62, с. 141.
53. Ивантер И. Г., Смилга В. П. «ЖЭТФ», 1968, т. 55, с. 548.
54. Ивантер И. Г., Смилга В. П. «ЖЭТФ», 1971, т. 60, с. 1985.

55. Ивантер И. Г., Смилга В. П. «ЖЭТФ», 1971, т. 61, с. 2176.
56. Ивантер И. Г., Смилга В. П. Препринт ИАЭ-2123, 1971.
57. Фирсов В. Г., Бяков В. М. «ЖЭТФ», 1969, т. 47, с. 1074.
58. Фирсов В. Г., Бяков В. М. В кн.: Ядерная химия. М., «Наука», 1965, с. 317.
59. Минайчев Е. В. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. «Физика высоких энергий и атомного ядра». ФТИ АН УССР, Харьков, Вып. 2(4), 1973.
60. Бабаев А. И. и др. «ЖЭТФ», 1966, т. 50, с. 877.
61. Мясичева Г. Г. и др. «ХВЭ», 1967, т. 1, с. 39.
62. Мясичева Г. Г. и др. «ХВЭ», 1969, т. 3, с. 510.
63. Мясичева Г. Г. и др. «ХВЭ», 1967, т. 1, с. 387.
64. Мясичева Г. Г. и др. «ХВЭ», 1970, т. 4, с. 447.
65. Мясичева Г. Г. и др. «Письма в ЖЭТФ», 1967, т. 5, с. 227.
66. Мясичева Г. Г. и др. «ЖЭТФ», 1969, т. 56, с. 1199.
67. Минайчев Е. В. и др. «ЖЭТФ», 1969, т. 57, с. 421.
68. Мясичева Г. Г. и др. «ХВЭ», 1967, т. 1, с. 394.
69. Мясичева Г. Г. и др. «ХВЭ», 1969, т. 3, с. 507.
70. Минайчев Е. В. и др. «ХВЭ», 1971, т. 5, с. 74.
71. Кудинов В. И. и др. «Письма в ЖЭТФ», 1975, т. 21, с. 49.
72. Андрианов Д. Г. и др. «Докл. АН СССР», 1971, т. 201, с. 884.
73. Минайчев Е. В. и др. «ЖЭТФ», 1974, т. 66, с. 1926.
74. Минайчев Е. В. и др. «Письма в ЖЭТФ», 1974, т. 19, № 3, с. 149.
75. Роганов В. С. «ПТЭ», 1970, № 2, с. 254.
76. Роганов В. С. В кн.: Материалы II Междунар. симпозиума по физике высоких энергий и элементарных частиц. Дубна, 1973. Препринт ОИЯИ Д-6840, 1973, с. 188.
77. Firsov V. G., Vyakov V. M. Chemical Effects of Nuclear Transformations. Vol. 11, IAEA, Vienna, 1965, p. 537.
78. Фирсов В. Г. «ЖЭТФ», 1965, т. 48, с. 1179.
79. Фирсов В. Г. В кн.: Тезисы докладов XX Конгресс ЮПАК. М., «Наука», 1965, с. 135.
80. Фирсов В. Г. Использование мюония в физико-химических исследованиях. — В кн.: Материалы школы ФТИ им. А. Ф. Иоффе по теории ядра и физике высоких энергий. Л., ФТИ АН СССР, 1970.