

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

539.126

МЮОНИЙ *)

В. Хьюз

Мюонием называют атом, состоящий из положительного μ -мезона и электрона. Настоящая статья представляет собой обзор опубликованных работ, посвященных изучению мюония. Первые работы в этом направлении появились около 10 лет назад, когда было обнаружено несохранение четности.

ЧЕМ ИНТЕРЕСЕН МЮОНИЙ

Мюоний — это объект, который представляет значительный интерес для ряда областей современной физики. Прежде всего, мюоний — это простейшая система, содержащая электрон и μ -мезон, и, следовательно, наилучший объект для детального изучения взаимодействия этих двух элементарных частиц. Мюон является весьма загадочной частицей, поскольку, кроме различия в массах, он ничем не отличается от электрона. Не ясно, какое взаимодействие могло бы быть ответственным за то, что масса мюона во много раз больше массы электрона. Таким образом, мюон занимает странное положение среди всех элементарных частиц. Точное измерение расстояний между уровнями сверхтонкой структуры в основном состоянии мюония позволило изучать электромагнитное взаимодействие между электроном и μ -мезоном.

Т а б л и ц а I

Свойства положительного мюония

Масса	$m_\mu = (206,767 \pm 0,003) m_e$
Заряд	$+e$
Спин	$I = 1/2$
Магнитный момент	$\mu_\mu/\mu_p = 3,48338 \pm 0,0004$
Гиромагнитное отношение	$g_\mu = 2 (1,001162 \pm 0,000005)$
Среднее время жизни	$\tau_\mu = (2,2000 \pm 0,0015) \text{ мксек}$

Мюоний отличается от атома водорода только заменой протона на положительный μ -мезон. Поэтому он должен охотно вступать в химические реакции. Это обстоятельство было использовано для изучения его взаимодействия с другими атомами и молекулами. Наконец, мюоний представляет собой систему, удобную для исследования ряда свойств слабого

*) Vernon W. Hughes, Muonium, Phys. Today 20 (12), 29 (1967). Перевод И. И. Ройзена.

В оригинале — аннотация: «Образование и распад мюония дают возможность измерять расстояния между уровнями сверхтонкой структуры, изучать слабые взаимодействия и познакомиться с обширной химией водородоподобных элементов».

взаимодействия между мюоном и электроном, в частности — возможного существования такого взаимодействия между мюонием и антимюонием (антимюоний — это атом, состоящий из отрицательного μ -мезона и позитрона).

В табл. I перечислены свойства μ -мезона. Превосходное согласие между теоретическим и экспериментальным значениями величины аномального магнитного момента является весьма убедительным доказательством того, что мюон представляет собой тяжелую дираковскую частицу, которая обычным образом взаимодействует с электромагнитным полем.

КАК ИЗУЧАЮТСЯ СВОЙСТВА МЮОНИЯ?

Пути изучения свойств мюония указывают нам эффект несохранения четности при слабых взаимодействиях, которые ответственны за рождение и распад мюонов (рис. 1). Положительный пион распадается

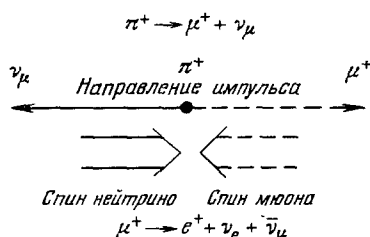


Рис. 1. Слабые взаимодействия, связанные с образованием и распадом мюона и иллюстрирующие несохранение четности.

на положительный мюон и мюонное нейтрино. В системе покоя пиона спин мюона (обозначенный на рис. 1 стрелкой из двух линий) направлен в сторону, противоположную его импульсу (обозначенному на рис. 1 стрелкой из одной линии). Такая корреляция между направлениями спина и скорости обусловлена несохранением четности и позволяет нам получать поляризованные мюоны. Положительный мюон распадается на позитрон и два нейтрино, причем энергетический спектр позитронов является непрерывным и простирается до энергии 52 Мэв. Угловое распределение

позитронов $I_{e^+}(\vartheta)$ относительно направления спина мюона асимметрично из-за несохранения четности:

$$I_{e^+}(\vartheta) \sim 1 + A \cos \vartheta,$$

где ϑ — угол между спином мюона и направлением, в котором излучается позитрон, а величина A равна приблизительно $1/3$. Таким образом, позитроны излучаются преимущественно в направлении спина мюона. Это свойство мюонного распада позволяет определять направления спина мюона.

ОБРАЗОВАНИЕ МЮОНИЯ

Энергетические уровни мюония согласно уравнению Шрёдингера приближенно совпадают с соответствующими уровнями водорода с точностью до небольшой поправки, обусловленной изменением приведенной массы в выражении для постоянной Ридберга. На рис. 2 приведена схема уровней сверхтонкой структуры для основного состояния мюония $1^2S_{1/2}$. Энергия в единицах величины сверхтонкого расщепления (4463 Мгц) показана как функция безразмерной величины x , которая пропорциональна напряженности магнитного поля. Когда магнитное поле равно нулю, имеется только два уровня: верхний, соответствующий триплетному состоянию с полным угловым моментом $F = 1$, и нижний, соответствующий синглетному состоянию с $F = 0$. Расстояние между этими уровнями равно величине сверхтонкого расщепления, обусловленного взаимодействием между магнитными моментами электрона и мюона. Во внешнем магнитном поле H триплетный уровень расщепляется на три, которые отличаются значением магнитного квантового числа M_F ,

равного соответственно $+1, 0, -1$. На рис. 2 показано также поведение энергетических уровней в достаточно сильном магнитном поле, когда взаимодействие магнитных моментов электрона и мюона с внешним полем велико по сравнению с величиной сверхтонкого расщепления ($x \gg 1$). При этом магнитные квантовые числа электрона M_J и мюона M_μ являются интегралами движения (хорошими квантовыми числами). Для наглядности эти уровни перенумерованы цифрами от 1 до 4.

При остановке положительного мюона, проходящего через газ, мюоний, возникающий при захвате электрона этим положительным мюоном, образуется сразу же в основном состоянии. В наших экспериментах в основном использовался аргон, так что при остановке мюона происходила реакция $\mu^+ + \text{Ar} \rightarrow \mu^+ e^- + \text{Ar}^+$.

Максимальное сечение захвата электрона мюоном соответствует кинетической энергии мюона порядка 200 эв. При этом образуется поляризованный мюоний, поскольку мюоны, проходящие через газ, поляризованы, и реакция, в которой происходит захват заряда, обусловлена в основном кулоновским взаимодействием, не приводящим к изменению направления спина мюона.

Если сильное магнитное поле направлено противоположно скорости пучка мюонов и, следовательно, по направлению спина мюонов, то мюоний образуется только в двух состояниях $(M_J, M_\mu) = (+1/2, +1/2)$ и $(M_J, M_\mu) = (-1/2, +1/2)$. В каждом из этих состояний возникает одинаковое количество атомов мюония. Мюоний, который рождается в слабом магнитном поле, также поляризован. Однако в слабом магнитном поле величина M_μ перестает быть хорошим квантовым числом и сверхтонкое взаимодействие приводит к частичной деполаризации мюонов. Таким образом, в этом случае в состоянии $(F, M_F) = (1, 1)$ рождается половина всех атомов мюония, в состояниях $(F, M_F) = (1, 0)$ и $(F, M_F) = (0, 0)$ — по четверти в каждом, а мюоний в состоянии $(1, -1)$ вообще отсутствует.

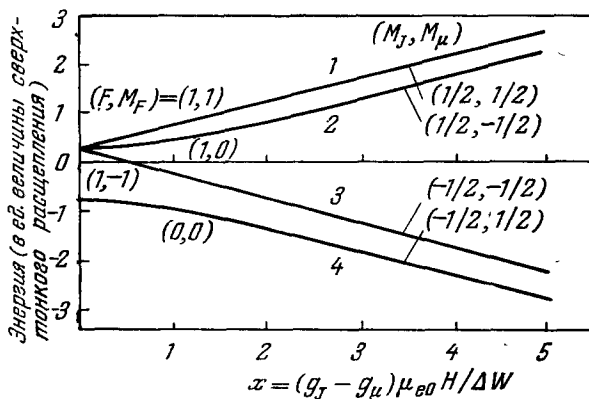


Рис. 2. Схема энергетических уровней сверхтонкой структуры в основном состоянии мюония. При отсутствии поля величина сверхтонкого расщепления равна 4463 МГц (принята здесь равной единице).

ИЗУЧЕНИЕ МЮОНИЯ

Первые работы по изучению мюония связаны с попытками определить его ларморовскую частоту в слабом внешнем магнитном поле. Частота f_L ларморовской прецессии магнитного момента μ , связанного с угловым моментом $F\hbar$, во внешнем магнитном поле, перпендикулярном к μ , определяется выражением

$$f_L = \frac{\mu H}{F\hbar}.$$

У мюония, который рождается в слабом магнитном поле, есть только одно состояние, обладающее магнитным моментом, — это триплетное состояние $(F, M_F) = (1, 1)$. Так как этот магнитный момент приближенно

совпадает с магнитным моментом электрона и $F = 1$, мы получаем

$$f_L = \mu_{e0} \frac{H}{\hbar} = 1,40H \text{ Мгц.}$$

На рис. 3 схематически изображена экспериментальная установка. Все наши эксперименты были выполнены на синхроциклотроне «Невис» Колумбийского университета. Протоны с энергией 380 Мэв, сталкиваясь с внутренней мишенью, рожают положительные π -мезоны, которые в свою очередь распадаясь дают положительные мюоны. В результате образуется внешний пучок мезонов с импульсами порядка 140 Мэв/с. В этом

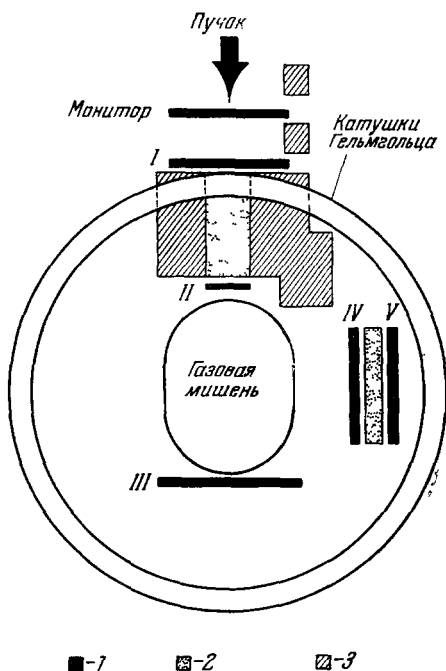


Рис. 3. Образование мюония.

Экспериментальная установка: катушки Гельмгольца создают поле порядка 4 гс, перпендикулярное к плоскости рисунка. 1 — сцинтиллятор; 2 — графитовый поглотитель; 3 — защита.

пучке присутствуют как положительные пионы, так и положительные мюоны. Первые задерживаются поглотителем, а мюоны с энергиями до нескольких Мэв взаимодействуют с газообразным аргоном, который находится под давлением порядка 50 атм. Мюоны теряют энергию на ионизацию и возбуждение атомов аргона и образуют мюоний с кинетической энергией порядка нескольких кэв. Поэтому атомы мюония быстро термализуются. Термализация происходит за время, меньшее чем 10^{-9} сек. Мы очищали аргон, многократно пропуская его вблизи поверхности титана, нагретого до температуры 700°С. Пронумерованными черными линиями изображены сцинтилляционные счетчики. Остановке мюона в газообразном аргоне соответствует совпадение отсчетов счетчиков I и II и их антисовпадение с отсчетами счетчика III. Показанные на рис. 3 катушки Гельмгольца создают магнитное поле порядка 4 гс, перпендикулярное к плоскости диаграммы. Позитроны распада регистрируются телескопической системой как совпадение отсчетов счетчиков IV, V,

и определяется время, прошедшее между остановкой мюона и его распадом. Если образуется поляризованный мюоний, то в триплетном состоянии $M_F = 1$ он должен прецессировать во внешнем магнитном поле. Поскольку позитроны распада испускаются преимущественно в направлении мюонного спина, эта прецессия должна проявиться при измерении зависимости числа позитронов распада от времени как модуляции кривой распада мюона с характерной ларморовской частотой. На рис. 4 представлен анализ экспериментальных данных; на нем показана зависимость амплитуды от частоты. В случае II сплошная кривая представляет собой результат фурье-анализа экспериментальных данных методом наименьших квадратов, причем типичная ошибка соответствует одному стандартному отклонению. Пунктирной кривой представлены предсказания теории. Максимум этой кривой соответствует частоте прецессии мюония в магнитном поле 4,5 гс. Мы видим хорошее согласие между предсказаниями теории и экспериментом. Аналогичные кривые при напряженности маг-

нитного поля 3,9 гс показаны в случае III. В случае I, когда в мишени останавливались пионы, которые затем распадались, рождая неполяризованные мюоны, как и ожидалось, резонансов не наблюдается. Эти результаты показывают, что в аргоне образуется поляризованный мюоний. Данные эксперимента указывают, что больше половины мюонов образуют мюоний.

Существование мюония с характерной частотой ларморовской прецессии служит доказательством того, что спин мюона равен $\hbar/2$, поскольку из параметров, характеризующих мюон, в приближенное выражение для ларморовской частоты входит только величина спина.

СВЕРХТОНКОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ. ТЕОРИЯ

Описанные выше результаты экспериментов по образованию мюония, указывали на возможность постановки точного эксперимента подобного типа для измерения величины сверхтонкого расщепления $\Delta\nu$. В табл. А выписана теоретическая формула для $\Delta\nu$, которая получается в предположении, что мюон ничем не отличается от тяжелого электрона. Она представляет собой разложение в ряд теории возмущений по степеням постоянной тонкой структуры α и отношения массы электрона к массе мюона. Используемые в таблице значения фундаментальных констант приводят к теоретической величине $\Delta\nu = 4463,16 \pm 0,10 \text{ Мгц}$. Ошибка может возникнуть прежде всего из-за неопределенности в значении величины α , которое было взято из раннего эксперимента Эдвина, Трейбассера и Лэмба (младшего) по измерению тонкой структуры уровней дейтерия и известно с точностью до $9 \cdot 10^{-4} \%$. Существенной является также неопределенность в значении величины магнитного момента мюона, которое получено из сравнения резонансных частот протона и мюона в воде.

Суть эксперимента проста. Пусть имеется сильное статическое магнитное поле H , направленное по спину налетающих мюонов. Тогда мюоний будет рождаться только в состояниях 1 и 4, для которых $M_\mu = \pm 1/2$. Если это распределение мюонных состояний не подвергается никакому возмущению, то позитроны, возникающие в результате распада мюония,

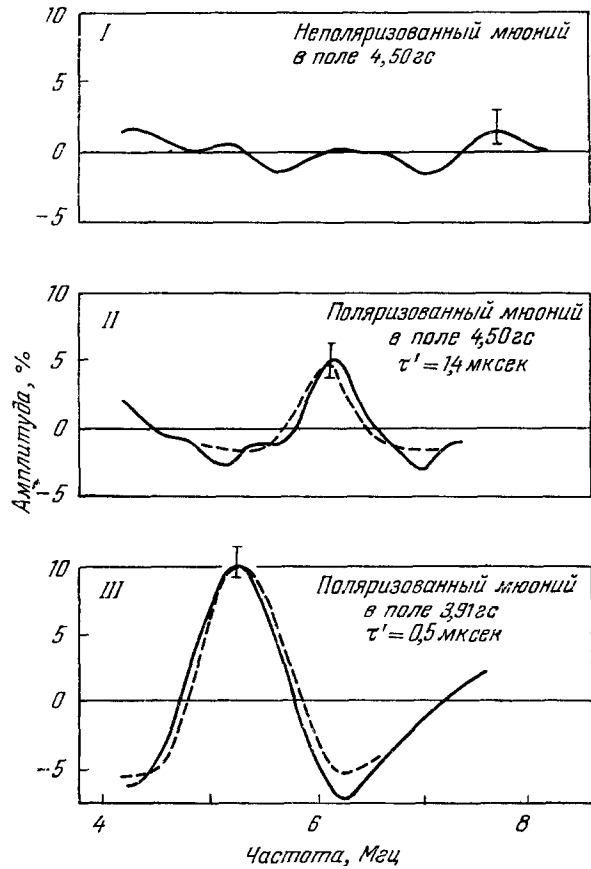


Рис. 4. Частичный анализ экспериментальных данных о прецессии мюония.

Величина τ' представляет собой параметр, учитывающий влияния различных аппаратурных причин на уширение линии.

будут излучаться преимущественно в направлении магнитного поля. Однако если включить магнитное поле с соответствующей боровской частотой, оно будет индуцировать резонансный переход мюония с одного уровня сверхтонкой структуры на другой, например из состояния 1

Таблица А

Теоретические формулы для сверхтонкого расщепления мюония

$$\Delta\nu = \left(\frac{16}{3} \alpha^2 c R_\infty \frac{\mu_\mu}{\mu_{e0}} \right) \left(1 + \frac{m_e}{m_\mu} \right)^{-3} \left(1 + \frac{3}{2} \alpha^2 + a_e + \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 - \delta_\mu \right),$$

$$\mu_\mu = \mu_{\mu 0} (1 + a_\mu),$$

$$a_e = \frac{\alpha}{2\pi} - 0,328 \frac{\alpha^2}{\pi^2}, \quad a_\mu = \frac{\alpha}{2\pi} + 0,75 \frac{\alpha^2}{\pi^2},$$

$$\varepsilon_1 = \alpha^2 \left(\ln 2 - \frac{5}{2} \right), \quad \varepsilon_2 = \frac{8\alpha^3}{3\pi} \ln \alpha \left(\ln \alpha - \ln 4 + \frac{281}{480} \right), \quad \varepsilon_3 = \frac{\alpha^3}{\pi} (18,4 \pm 5),$$

$$\delta_\mu = \frac{3\alpha}{\pi} \frac{m_e m_\mu}{m_\mu^2 - m_e^2} \ln \frac{m_\mu}{m_e},$$

$$a^{-1} = 137,0388 \pm 0,0009,$$

$$\frac{\mu_e}{\mu_p} = 658,2106 \pm 0,0001, \quad \frac{\mu_\mu}{\mu_p} = 3,18338 \pm 0,000013,$$

$$R_\infty = (109737,31 \pm 0,01) \text{ см}^{-1},$$

$$c = (2,997925 \pm 0,000003) \cdot 10^{10} \text{ см/сек},$$

$$\frac{m_\mu}{m_e} = 206,761 \pm 0,0025,$$

$$\Delta\nu = (2,632942 \cdot 10^7 \pm 2) \alpha^2 \frac{\mu_\mu}{\mu_p} \text{ Мгц} = (4463,16 \pm 0,10 \pm 0,022) \text{ Мгц}.$$

Первая скобка в верхней строчке представляет собой выражение для $\Delta\nu$, полученное Ферми: в этом выражении c — скорость света, R_∞ — постоянная Ридберга и μ_μ/μ_{e0} — отношение магнитного момента мюона к магнетону Бора. Вторая скобка представляет собой поправку, связанную с учетом приведенной массы. Члены в третьей скобке описывают релятивистские радиационные поправки и учет отдачи (последний основан на использовании уравнения Бете — Солпитера)

в состояние 2. В состоянии 2 спин мюона направлен противоположно магнитному полю, поскольку $M_\mu = -1/2$, и позитроны, возникающие в результате его распада, будут излучаться преимущественно в направлении, противоположном напряженности статического магнитного поля. Следовательно, индуцированный переход между уровнями сверхтонкой структуры может быть обнаружен по изменению углового распределения позитронов, возникающих от распада мюонов.

Эти переходы были исследованы как в случае сильных, так и в случае слабых магнитных полей. В табл. Б выписаны энергии соответствующих уровней, частоты перехода и члены гамильтониана, учитывающие сверхтонкое взаимодействие, взаимодействия магнитного момента электрона и магнитного момента мюона с внешним магнитным полем H . Энергетические уровни вычислены по формуле Брейта — Раби и показаны на рис. 2. Мы считаем магнитный момент электрона (или гиромангнитное отношение g_J) и магнитный момент мюона (или g_μ) известными из других экспериментов, так что наблюдение одного резонансного перехода позволяет определить величину постоянной тонкой структуры α , которая

Таблица Б

Уровни энергии и частоты переходов

$$\mathcal{H} = \alpha (I_\mu J) + \mu_{e0} g_J (JH) + \mu_{e0} g_\mu (I_\mu H).$$

Величины g_μ и g_J выражены в одинаковых единицах:

$$W_F = \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2}, \quad M_F = -\frac{\Delta W}{4} + \mu_{e0} g_\mu H M_F \pm \frac{\Delta W}{2} (1 + 2M_F x + x^2)^{1/2},$$

$$x = \frac{(g_J - g_\mu) \mu_{e0} H}{\Delta W},$$

$$v \left[(M_J, M_\mu) = \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right) \rightarrow \left(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right) \right]_{\text{в сильном поле}} \approx \frac{\alpha}{2} + \frac{\mu_{e0} g_\mu H}{h},$$

$$v [(F, M_F) = (1, 1) \rightarrow (0, 0)]_{\text{в слабом поле}} \approx \alpha + \frac{\mu_{e0} g_J H}{h}$$

Таблица В

Теоретическая форма линии

$$\begin{aligned} \frac{da_p}{dt} &= -ia_q b \exp(i\omega t + i\omega_0 t) - \left(\frac{\gamma}{2}\right) a_p, & \text{--- } p \\ \frac{da_q}{dt} &= -ia_p b^* \exp(-i\omega t - i\omega_0 t) - \left(\frac{\gamma}{2}\right) a_q, & \text{--- } q. \end{aligned} \quad W_p - W_q = \hbar\omega_0,$$

Начальные условия: $a_p = 1, a_q = 0$ при $t = 0$.

$$\mathcal{H}' = \mu_{e0} g_J (J \cdot H_{rf}) + \mu_{e0} g_\mu (I_\mu \cdot H_{rf}), \quad V_{pq} = \langle p | \mathcal{H}' | q \rangle = \hbar b \exp(+i\omega t),$$

$$P_{p,q}(t) = e^{-\gamma t} \frac{|2b|^2}{|2b|^2 + (\omega_0 - \omega)^2} \sin^2 \left\{ \frac{1}{2} [|2b|^2 + (\omega_0 - \omega)^2]^{1/2} t \right\}.$$

Вероятность распада в состоянии q :

$$P_q = \int_0^\infty \gamma P_{pq}(t) dt = \frac{2|b|^2}{4|b|^2 + \gamma^2 + (\omega - \omega_0)^2}.$$

$$\text{Полуширина: } \delta\nu = \frac{1}{\pi} (4(|b|^2 + \gamma^2)^{1/2}).$$

$$\text{Естественная ширина: } \delta\nu = \frac{\gamma}{\pi} = 0,14 \text{ Мгц} \sim 4 \text{ гс.}$$

Первый член в уравнении для da_p/dt обусловлен гамильтонианом \mathcal{H}' , который описывает взаимодействие переменного во времени магнитного поля с магнитными моментами электрона и мюона. Матричный элемент этого взаимодействия между состояниями p и q при частоте переменного поля ω равен $\hbar b \exp(+i\omega t)$. Второй член описывает распад мюона с характерным временем порядка γ^{-1} . Начальные условия $a_p = +1$ и $a_q = 0$, т. е. в сильном магнитном поле мюоний образуется только в состоянии 1 и не образуется в состоянии 2. Точное решение этих уравнений дает вероятность P_{pq} или $|a_q|^2$ того, что в последующий момент времени t мюоний будет находиться в состоянии q . Действительно, мы обнаружили, что часть позитронов распада имеет такое угловое распределение, которое соответствует тому, что мюоний распадается, будучи в состоянии q . Число таких распадов пропорционально вероятности P_q , которая имеет резонансный вид. Резонансный знаменатель определяется разностью $(\omega - \omega_0)^2$, а линия имеет лоренцеву форму. Вклад $|b|^2$ в ее полуширину приводит к дополнительному уширению, обусловленному микроволновым полем. Когда мощность этого поля стремится к нулю, мы получаем линию с естественной шириной $\gamma/\pi = 0,14 \text{ Мгц}$, что соответствует 4 гс, если изобразить резонансную кривую как функцию магнитного поля в предположении, что оно является сильным

остается единственной неизвестной константой. В сильном магнитном поле наблюдается переход между состояниями 1 и 2, для которых $(M_J, M_\mu) = (\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ и $(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2})$ соответственно. Приближенное значение частоты, соответствующей этому переходу, равно сумме половины величины сверхтонкого расщепления и частоты, связанной с переворачиванием спина мюона. В слабом магнитном поле мы наблюдали переход из состояния $(F, M_F) = (1, 1)$ в состояние $(F, M_F) = (0, 0)$. Резонансная частота приблизительно равна сумме α и члена, связанного с переворачиванием электронного спина. В табл. В выписано теоретическое выражение для формы резонансной кривой. При его получении была рассмотрена система из двух уровней, расстояние между которыми равно $\hbar\omega_0$. Уравнения для амплитуд a_p и a_q даются зависящим от времени уравнением Шрёдингера.

СВЕРХТОНКОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ. ЭКСПЕРИМЕНТ

Схема постановки эксперимента показана на рис. 5. Мюоны останавливаются внутри мишени, в качестве которой используется газообразный аргон под высоким давлением. Это обнаруживается по совпадению отсчетов счетчиков I, II и по их антисовпадению с счетчиками III.

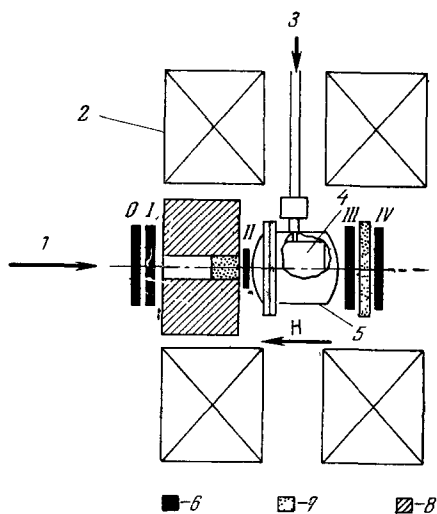


Рис. 5. Аппаратура для измерения сверхтонкого расщепления при индуцированных переходах в сильном магнитном поле.

1 — пучок μ^+ , μ^- ; 2 — секционный соленоид; 3 — вход микроволновой мощности; 4 — микроволновый резонатор; 5 — барокамера из нержавеющей стали; 6 — сцинтиллятор; 7 — полиэтиленовый поглотитель; 8 — свинцово-латунная защита.

Четырехсекционный соленоид создает сильное магнитное поле вдоль направления спинов налетающих мюонов. Микроволновую мощность можно подвести к высокочастотному СВЧ-резонатору, помещенному в камеру, где поддерживается высокое давление. Позитроны, образовавшиеся в результате распада мюонов, регистрируются телескопической системой, состоящей из счетчиков III и IV в течение некоторого интервала времени после остановки мюонов. В ходе эксперимента изменялось поле H , а частота микроволнового поля оставалась постоянной. Величина сигнала определяется соотношением

$$S = \frac{(3, 4/1, 2, \bar{3})_{\text{вкл}}}{(3, 4/1, 2, \bar{3})_{\text{выкл}}} - 1$$

($\bar{3}$ означает антисовпадение отсчетов счетчика III). Это выражение положительно вблизи резонанса. На рис. 6 показана временная развертка. Импульс на верхней осциллограмме соответствует остановке мюона. Микроволновая мощность либо подается непрерывно, либо отключена. Позитроны от распада мюонов регистрируются в интервале времени порядка 3 мксек («gate»), который больше, чем время жизни мюона. На рис. 7 воспроизведена фотография магнита, который представляет собой секционный соленоид, питаемый генератором мощностью 0,75 Мвт, с точностью регулировки тока $10^{-3} \%$. Он создает поле напряженностью 5000—6000 гс, однородное в интересующей нас области порядка 6 дюйм-

роны от распада мюонов регистрируются в интервале времени порядка 3 мксек («gate»), который больше, чем время жизни мюона. На рис. 7 воспроизведена фотография магнита, который представляет собой секционный соленоид, питаемый генератором мощностью 0,75 Мвт, с точностью регулировки тока $10^{-3} \%$. Он создает поле напряженностью 5000—6000 гс, однородное в интересующей нас области порядка 6 дюйм-

мов, с точностью до $10^{-2} \%$. На рис. 8 схематически представлен источник микроволнового поля. Так как магнитный дипольный переход должен индуцироваться за время порядка времени жизни мюона, равное 2 мксек, необходимо, чтобы генератор микроволнового поля был достаточно мощным. Его «сердцем» является клистронный усилитель, работающий на частоте около 1850 Мгц, который дает на выходе непрерывную волну мощностью до 1 квт. Мощность подводится к высокодобротному резонатору, в котором возбуждается мода TM_{110} , обеспечивающая микроволновое магнитное поле, перпендикулярное к статическому магнитному полю H . Стабилизация частоты этого поля лучше чем $10^{-4} \%$, а стабилизация его мощности порядка 1%.

На рис. 9 показана типичная резонансная кривая для сигнала как функция статического магнитного поля. Экспериментальные точки приведены с указанием одной стандартной ошибки. Сплошной линией изображена найденная методом наименьших квадратов теоретическая кривая, которая соответствует полученным экспериментальным точкам.

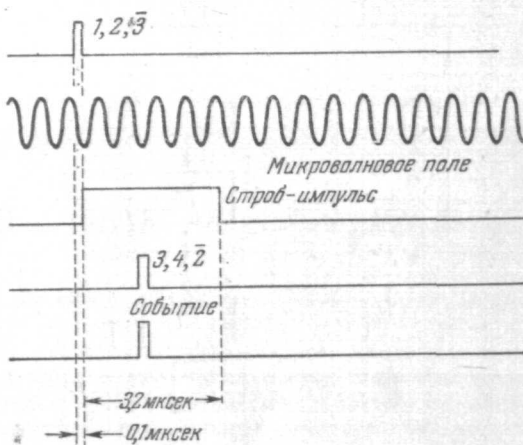


Рис. 6. Временная развертка для наблюдения переходов между уровнями сверхтонкой структуры.

Позитроны от распада мюонов регистрируются в течение временного интервала, равного 3,2 мксек («gate»).

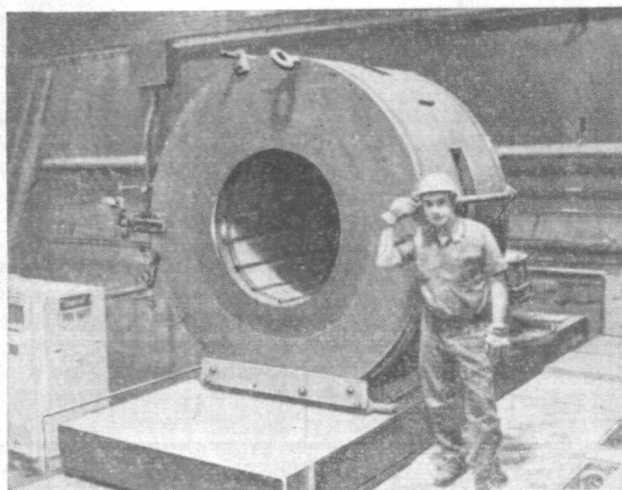


Рис. 7. Магнит, выполненный в виде секционного соленоида, потребляющий 3—4 Мвт и создающий сильное поле 5—6 кгс.

Амплитуда сигнала порядка 4%, что согласуется с величиной амплитуды, ожидаемой при условии, что каждый остановившийся мюон приводит к образованию мюония. Ширина кривой порядка 15 гс. Она больше

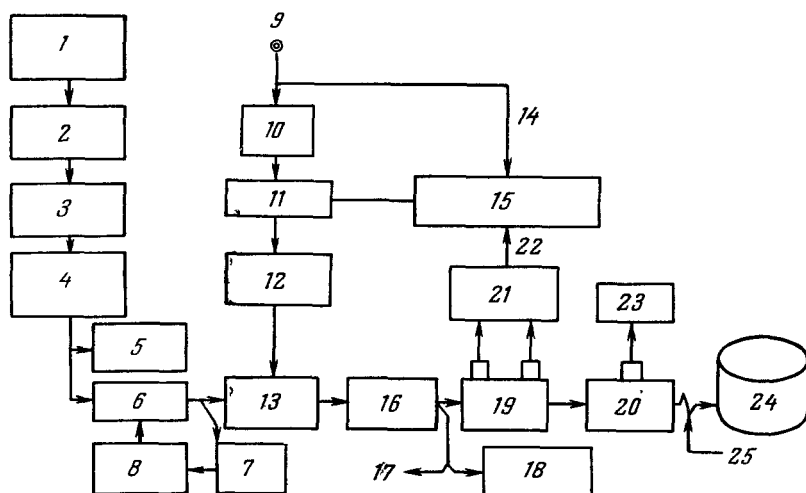


Рис. 8. Микроволновый генератор для возбуждения индуцированных переходов в экспериментах с сильным постоянным полем.

Клистронный усилитель обеспечивает подачу мощности на частоте 1850 МГц. 1 — источник радиочастоты; 2 — узкополосный усилитель; 3 — генератор гармонических колебаний; 4 — триодный усилитель СВЧ; 5 — измеритель частоты; 6 — модулятор; 7 — измеритель мощности; 8 — выравнивающий усилитель; 9 — маркировочный импульс циклотронного пучка; 10 — пересчет на 8; 11 — строб-импульс («and»); 12 — усилитель тока; 13 — выключатель СВЧ; 14 — импульсный триггер; 15 — генератор импульсов переменной длительности; 16 — клистронный усилитель; 17 — переключающие сети; 18 — измеритель пиковой мощности; 19, 20 — линии; 21 — дифференциальный усилитель; 22 — контроль длины импульса; 23 — осциллограф; 24 — резонатор TM_{110} ; 25 — кабель RG 225/U.

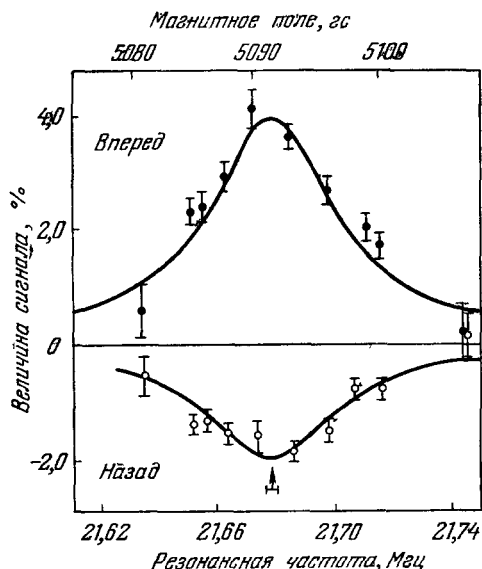


Рис. 9. Характерные резонансные кривые для перехода

$$(M_J, M_\mu) = (1/2, 1/2) \longleftrightarrow (1/2, -1/2).$$

Сигнал назад соответствует позитронам, излученным в направлении счетчика II на рис. 5.

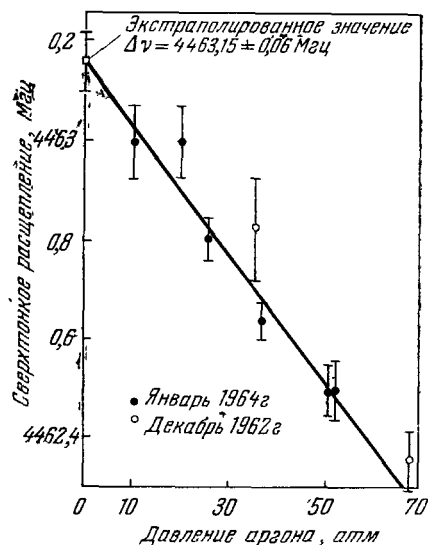


Рис. 10. Сверхтонкое расщепление как функция давления аргона.

Сплошной линией показана аппроксимация экспериментальных данных методом наименьших квадратов.

естественной ширины линии, которая порядка 4 *гс*, из-за уширения, обусловленного микроволновым генератором, которое связано с необходимостью получения большого сигнала. Такая кривая позволяет нам получить соответствующие резонансные значения частоты микроволнового поля и статического магнитного поля. За время работы в течение двух месяцев нам удалось получить 12 резонансных кривых. Используя соответствующие резонансные значения, мы можем по формуле Брейта — Раби вычислить величину $\Delta\nu$.

На рис. 10 приведены результаты измерения величины $\Delta\nu$ как функции давления аргона. Зависимость $\Delta\nu$ от давления очевидна. Эта зависимость — барометрический сдвиг уровней сверхтонкой структуры — обусловлена искажением волновой функции мюония из-за большого числа столкновений, которые происходят между атомами аргона и мюония за время его жизни. Сплошная кривая соответствует аппроксимации экспериментальных данных прямой линией. В основе линейной аппроксимации лежит предположение, что существенны только двухчастичные соударения (по сравнению со столкновениями, в которых принимают участие, помимо мюония, например, два атома аргона). Теоретическая оценка трехчастичных соударений наряду с аппроксимацией экспериментальных данных с помощью квадратичного закона, подкрепляют это предположение. Величина $\Delta\nu$, которая получается путем экстраполяции к нулевому давлению, принимается за $\Delta\nu$ для свободного мюония:

$$\Delta\nu_m = (4463,15 \pm 0,06) \text{ Мгц.}$$

Возможное отклонение, равное одной стандартной ошибке, обусловлено ограниченной статистикой и погрешностями, связанными с магнитным полем.

Т а б л и ц а II

Относительный барометрический сдвиг
сверхтонкого расщепления для изотопов
водорода в аргоне

$\frac{1}{\Delta\nu} \frac{\partial \Delta\nu}{\partial p} \text{ (мм рт. ст.)}^{-1} \text{ при } 0^\circ \text{ C}$
M: $-(4,05 \pm 0,49) \cdot 10^{-9}$
H: $-(4,72 \pm 0,07) \cdot 10^{-9}$
D: $-(4,52 \pm 0,40) \cdot 10^{-9}$
T: $-(4,72 \pm 0,07) \cdot 10^{-9}$

В табл. II приведены значения барометрического сдвига уровней сверхтонкой структуры для изотопов водорода в аргоне. Соответствующая величина для мюония получена из наклона прямой на рис. 10. Остальные величины взяты из экспериментов по оптической накачке, проводившихся при давлениях порядка нескольких мм рт. ст. Мы видим, что в пределах экспериментальной ошибки имеется согласие между значениями барометрического сдвига уровней для мюония и изотопов водорода. Это согласие убеждает в том, что полученное значение барометрического сдвига уровней является достаточно хорошим, так как естественно ожидать, что он слабо изменяется при переходе от одного изотопа к другому. Улучшение теоретической и экспериментальной информации о барометрическом сдвиге уровней водорода, как в отношении его зависимости от изотопических свойств, так и в отношении возможной нелинейной зависимости от давления, могло бы позволить нам получить более точную картину сверхтонкого расщепления уровней мюония.

В 1966 г. за два месяца работы на «Невисе» были проведены измерения, связанные с переходами $\Delta F = 1$ в слабом магнитном поле. Эти измерения обеспечивают наиболее непосредственное определение величины

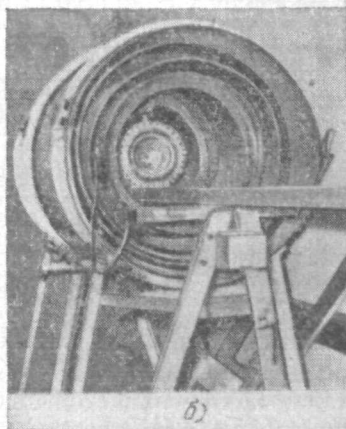
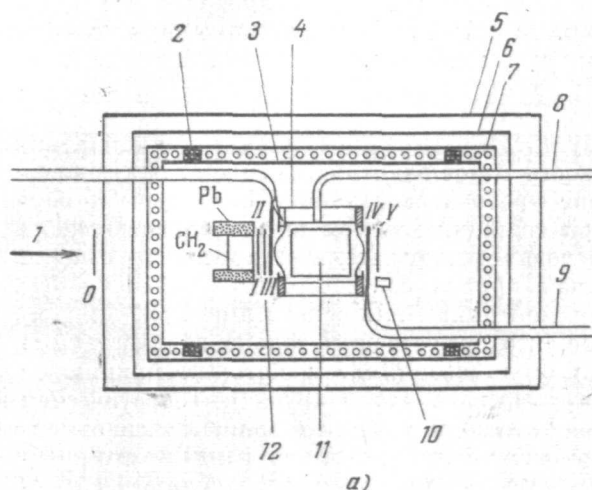


Рис. 11. Аппаратура для измерения величины сверхтонкого расщепления в слабом поле.

На фотографии б) показана мишень. 1 — пучок μ^+ , μ^- ; 2 — корректирующие катушки; 3 — соленоид; 4 — аргоновая мишень; молибденово-пермаллоевая защита: 5 — 0,07, 6 — 0,075, 7 — 0,050 дюйма; 8 — волновод 2×1 дюйм²; 9 — световой канал; 10 — Rb^{85} -магнетометр; 11 — резонатор; 12 — сцинтилляционные счетчики.

Δν. При постановке соответствующего эксперимента возникают две технические проблемы. Первая из них связана с необходимостью иметь постоянное по величине однородное слабое статическое магнитное поле

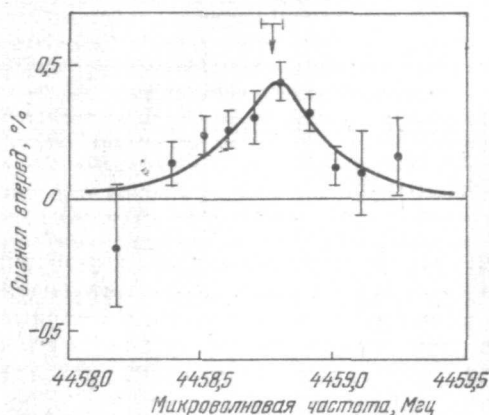


Рис. 12. Резонансная кривая для перехода $(F, M_F) = (1, -1) \leftrightarrow (0, 0)$ в поле 2,8 гс.

стабильное с точностью лучшей, чем 10 мкс. На рис. 12 показана резонансная кривая для перехода $(F, M_F) = (1, -1) \leftrightarrow (0, 0)$ при поле 2,8 гс, соответствующая аппроксимации полученных экспериментальных данных теоретическим выражением. Измерения в слабом магнитном поле проводились только при давлении аргона 35 атм. Используя резонансные значения частот переменного магнитного поля, можно вычислить Δν.

вблизи большого синхротронного магнита. Вторая состоит в том, что величина сигнала в пять раз меньше, чем в случае переходов в сильном магнитном поле. Это обусловлено величиной относительной населенности уровней сверхтонкой структуры мюония и тем, что переход сопровождается малым изменением поляризации мюона. На рис. 11 схематически представлена используемая нами магнитная аппаратура. Имеются три молибденово-пермаллоевых экрана. За ними находятся соленоид и корректирующие катушки. Такая система обеспечивает аксиальное магнитное поле напряженностью около 3 гс, однородное и

ЭКСПЕРИМЕНТ И ТЕОРИЯ

В табл. Г собраны результаты измерений сверхтонкого расщепления уровней мюония. Измерения в сильном магнитном поле приводят к значению $\Delta\nu = 4463,15 \pm 0,06$ Мгц, а измерения в слабом поле дают величину $\Delta\nu = 4463,21 \pm 0,06$ Мгц. В последнем случае барометрический сдвиг уровней сверхтонкой структуры брался из результатов измерений в сильном поле. Это является основным источником возможных ошибок. В среднем получаем $\Delta\nu = 4463,16 \pm 0,06$ Мгц. Напомним, что теоретическое значение, которое получается при использовании найденной Лэмбом величины α , также равно $4463,16 \pm 0,10$ Мгц. Таким образом, налицо превосходное согласие теории с экспериментом.

Т а б л и ц а Г

Сверхтонкая структура мюония

Измерение в сильном поле	Измерение в слабом поле	Среднее значение
$\Delta\nu_{\text{эксп}} (\text{Мгц}) = 4463,15 \pm 0,06$	$4463,21 \pm 0,06$	$4463,16 \pm 0,06$ (одно стандартное отклонение)
$\Delta\nu_{\text{теор}} = \frac{16}{3} \alpha^2 c R_{\infty} \frac{\mu_{\mu}}{\mu_{e0}} \left(1 + \frac{m_e}{m_{\mu}}\right)^{-3} \left[1 + \varepsilon \left(\alpha, \frac{m_e}{m_{\mu}}\right)\right],$ $\frac{\mu_{\mu}}{\mu_{e0}} = \frac{\mu_{\mu} \mu_p}{\mu_p \mu_e} \left(1 + \frac{\alpha}{2\pi} - 0,328 \frac{\alpha^2}{\pi^2}\right),$ $\frac{\mu_{\mu}}{\mu_p} = 3,183355 \pm 0,000089 (\pm 0,000028 \text{ — нижний предел ошибок}).$ <p>Постоянная тонкой структуры:</p> $\alpha^{-1} = 137,0383 \pm 0,0026 (\pm 0,0019 \text{ — нижний предел ошибок})$		

Это согласие подтверждает основное предположение теории, которое состоит в том, что мюон рассматривается как тяжелая дираковская частица или тяжелый электрон. Поскольку экспериментальная величина сверхтонкого расщепления известна примерно с такой же точностью, как и теоретическая, точность определения которой зависит только от однозначности информации относительно величины постоянной тонкой структуры α , можно использовать экспериментальную величину сверхтонкого расщепления для определения этой постоянной. Теоретическая формула для $\Delta\nu$ приводится в табл. Г в более сокращенном виде, чем ранее. Наименьшей после α известной константой, которая входит в нее, является магнитный момент мюона или, точнее, его отношение к магнитному моменту протона. Это отношение находится путем измерения отношения частоты прецессии остановившихся в воде мюонов к резонансной частоте протонов в воде. Так как химия мюонов и протонов в воде в принципе может оказаться различной, хотя бы из-за различия вибрационных уровней энергии, магнитное экранирование протона и мюона может быть неодинаковым. Мы считали, что эта неопределенность не может превышать величины двух экспериментальных стандартных отклонений. Поэтому полученное нами значение $\Delta\nu$ приведено в таблице с указанием минимальной возможной ошибки, равной $19 \cdot 10^{-4} \%$.

Значения постоянной α , полученные из мюонного эксперимента и проведенного ранее дейтериевого эксперимента, находятся в хорошем

согласии. Сопоставляя их, мы приходим к значению $\alpha = 137,0387 \pm \pm 0,0008$.

Величина α является одной из фундаментальных атомных постоянных, и нам необходимо знать ее значение достаточно точно, ибо оно существенно влияет на всю систему фундаментальных констант. Кроме того, это особенно важно для сравнения экспериментального и теоретического значений сверхтонкого расщепления уровней в основном состоянии

Т а б л и ц а Д

Теоретическое выражение для сверхтонкого расщепления уровней атома водорода

$\Delta\nu_{\text{теор}} = \left(\frac{16}{3} \alpha^2 c R_{\infty} \frac{\mu_p}{\mu_{e0}} \right) \left(1 + \frac{m_e}{m_p} \right)^{-3} \left(1 + \frac{3}{2} \alpha^2 + a_e + \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 \right) (1 - \delta_p),$ $a_e = \frac{\alpha}{2\pi} - 0,328 \frac{\alpha^2}{\pi^2}, \quad \varepsilon_1 = \alpha^2 \left(\ln 2 - \frac{5}{2} \right),$ $\varepsilon_2 = -\frac{8\alpha^3}{3\pi} \ln \alpha \left[\ln \alpha - \ln 4 + \frac{281}{480} \right],$ $\varepsilon_3 = \frac{\alpha^3}{\pi} (18,4 \pm 5), \quad \delta_p = 35 \cdot 10^{-6} \text{ (учет структуры протона и его отдачи)}$
$\alpha^{-1} = 137,0387 (\pm 0,0008 \text{ — нижний предел ошибок}),$ $R_{\infty} = 109737,31 \pm 0,01, \quad \frac{\mu_e}{\mu_p} = 658,2106 \pm 0,0001, \quad \frac{m_p}{m_e} = 1836,12 \pm 0,11,$ $c = (2,997925 \pm 0,000003) \cdot 10^{10} \text{ см/сек}$
$\Delta\nu_{\text{теор}} = (1420,347 \pm 0,024) \text{ Мгц } (\pm 0,017 \text{ Мгц — нижний предел ошибок}),$ $\Delta\nu_{\text{эксп}} = (1420405751,800 \pm 0,028) \text{ гц},$ $\frac{\Delta\nu_{\text{эксп}} - \Delta\nu_{\text{теор}}}{\Delta\nu_{\text{эксп}}} = (42 \pm 17) \cdot 10^{-6} \text{ (нижний предел ошибок)},$ $\delta_p \text{ (теор.) неопределенно в пределах } 1 \cdot 10^{-5}$

атома водорода. В табл. Д выписано теоретическое выражение для величины этого расщепления $\Delta\nu_H$. Оно очень похоже на соответствующее выражение для расщепления уровней мюония. Принципиальное различие между ними связано с членом δ_p , который учитывает эффекты, обусловленные структурой протона и его отдачей. Эти эффекты трудно учесть достаточно хорошо, так как протон представляет собой сильно взаимодействующую частицу со сложной структурой. Приведенное значение члена δ_p получается при учете обмена между электроном и протоном двумя достаточно энергичными фотонами (энергия каждого из них больше или порядка 100 Мэв), и его оценка основана на данных по рассеянию электронов на протонах при высокой энергии. Теоретическое значение $\Delta\nu(H)_{\text{теор}} = 1420,347 \pm 0,324 \text{ Мгц}$ получено при использовании указанной выше величины постоянной α и $\delta_p = 35 \cdot 10^{-6}$. Экспериментальное значение известно из работ с использованием водородного лазера с точностью до $2 \cdot 10^{-11}$. Различие между этими значениями составляет

$(42 \pm 17) \cdot 10^{-6}$, причем $17 \cdot 10^{-6}$ соответствует минимальной величине возможной ошибки. В последнее время появилось много теоретических работ, в которых обсуждается влияние структуры протона. Рассматриваются эффекты, связанные с возможным существованием аксиального векторного мезона, кварковой моделью протона и в более общем случае вообще с поляризуемостью протона. Учитывая полученную в этих работах оценку перечисленных эффектов, мы должны, по-видимому, считать, что в теоретическом значении величины δ_p имеется неопределенность порядка 10^{-5} . Однако такая неопределенность недостаточна для объяснения существующего расхождения между теоретическим и экспериментальным значениями величины $\Delta\nu_H$. Измеренное недавно с использованием эффекта Джозефсона отношение e/h дает для постоянной α значение, которое приводит к прекрасному согласию между теоретическим и экспериментальным значениями величины $\Delta\nu_H$ *). Таким образом, где-то имеется ошибка, и для лучшего определения величины постоянной α необходимо более тщательное сравнение теории с экспериментом.

МЮОННАЯ ХИМИЯ

При атомных столкновениях и химических реакциях мюоний должен обладать свойствами легкого изотопа атома водорода; мюон в 207 раз тяжелее электрона, а его среднее время жизни, равное 2,2 мксек, велико по сравнению с характерными временами для электрона. В истории изучения мюония химические реакции всегда играли существенно отрицательную роль, и многие хорошие эксперименты, предпринимавшиеся с целью измерения характерной частоты прецессии мюония, потерпели неудачу из-за химических реакций, которые возникали между атомами мюония и молекулами соответствующего вещества. Выше уже упоминалось, что мы очищали аргон, который использовался для наблюдения прецессии мюония и переходов между уровнями его сверхтонкой структуры.

На рис. 13 приведены результаты изучения взаимодействий мюония. На нем представлены амплитуда сигнала в резонансе для переходов в сильном магнитном поле как функция концентрации различных молекул, добавлявшихся в малых количествах в качестве примеси к аргону. Заметим, что резонансная величина сигнала уменьшалась при добавлении кислорода и окиси азота и в меньшей степени при добавлении этилена (C_2H_4). Примесь водорода не оказывала влияния на сигнал. Уменьшение резонансной величины сигнала указывает на существование соударений, которые выводят мюоний из резонансного состояния. Теоретически для определения формы линии нужно сложить эффекты, зависящие от частоты соударений и времени жизни мюона. Анализ полученных экспериментальных данных позволяет оценить величину сечений

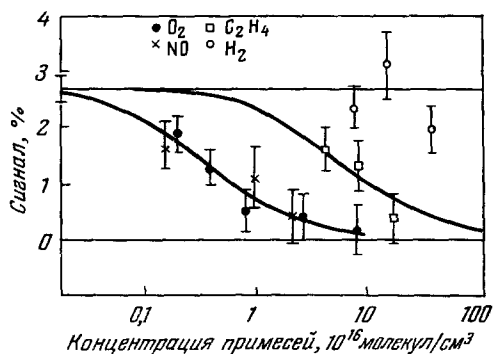


Рис. 13. Влияние примесей.

Величина резонансного сигнала для перехода $(M_J, M_\mu) = (1/2, 1/2) \rightarrow (1/2, -1/2)$ в поле 5200 гс как функция концентрации примесей. Сплошными линиями показана теоретическая зависимость, в которую сечение при подавлении сигнала входит как подгоночный параметр.

*) См. УФН 94 (2), 353 (1968). (Прим. ред.)

соответствующих соударений, которая может объяснить наблюдаемое уменьшение сигнала.

При комнатной температуре метод Борна — Оппенгеймера применим к мюонию в той же мере, что и к водороду. Окись азота и кислород

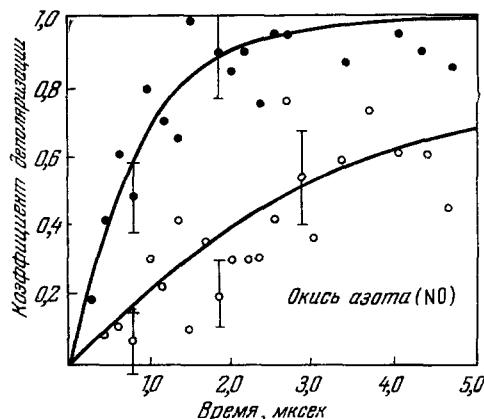


Рис. 14. Коэффициент деполаризации как функция времени, когда примесью является окись азота.

парамагнетиком, так что реакции с обменом электронными спинами невозможны. Кроме того, при энергии мюония, соответствующей комнатной температуре, реакции типа $M + H_2 \rightarrow MH + H$ запрещены энергетически из-за большой величины энергии нулевых колебаний.

Простой метод изучения взаимодействия между мюоном и соответствующими молекулами состоит в измерении поляризации мюона как функции времени и концентрации примесей путем использования прецизионного временного анализатора, расположенного после сцинтилляционных счетчиков.

Метод основан на изменении углового распределения позитронов, рождающихся при распаде мюона, в результате изменения его поляризации. На рис. 14 приведены соответствующие данные, когда примесью является окись азота. Деполаризация представлена как функция времени в интервале порядка нескольких времен жизни мюона при двух различных концентрациях окиси азота. Нижняя кривая соответствует давлению окиси азота, равному 13, а верхняя — 37 мм рт. ст. На рисунке указана также величина характерных статистических ошибок. Сплошные кривые соответствуют простому экспоненциальному закону. Если механизм реакции связан с обменом электронными спинами, теоретическая зависимость также является экспоненциальной с показателем экспоненты, пропорциональным сечению этого обменного взаимодействия. На рис. 15 представлены результаты соответствующих измерений, когда примесью

являются парамагнетиками со свободными электронными спинами, так что естественно ожидать, что реакция, при которой электроны обмениваются спинами, должна быть доминирующей. Такая реакция описывается с помощью закона кулоновского взаимодействия и принципа Паули. Обмен электронами между мюоном и аргоном может привести к переходу мюония с одного уровня сверхтонкой структуры на другой. Этилен является ненасыщенным гидрокарбонатом, и мы полагаем, что при его взаимодействии с мюоном образуется молекула, в которую он входит как составная часть. Мюоний и водород друг с другом не реагируют. Водород не является

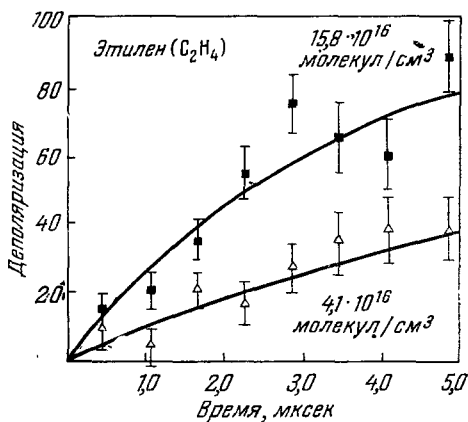


Рис. 15. Коэффициент деполаризации как функция времени, когда примесью является этилен.

являлся этилен. Эти данные также аппроксимируются экспоненциальной функцией, но эффективное сечение в данном случае меньше, чем в случае окиси азота.

Более подробную информацию о механизме деполяризации можно получить, измеряя зависимость ее скорости от напряженности статического магнитного поля. В сильном магнитном поле столкновение, при котором электроны обмениваются спинами, не изменяет направления спина мюона. Следовательно, соответствующее эффективное сечение деполяризации равно нулю. Однако в слабом поле сверхтонкое взаимодействие между спинами электрона и мюона переворачивает спин мюона вслед за обменом спинами между электронами. Зависимость сечения деполяризации от величины напряженности магнитного поля определяется только собственными спиновыми функциями, и ее легко предсказать. На рис. 16 представлены результаты соответствующих измерений, когда примесью является окись азота, которая обладает одним свободным электронным спином в $^2\pi$ -состоянии. Коэффициент деполяризации равен $1 - e^{-\lambda t}$, где λ — скорость деполяризации. Это справедливо в предположении, что поляризация мюона $P = P_0 e^{-\lambda t}$. Экспериментальные точки хорошо согласуются с теоретической кривой, что подтверждает обменный механизм взаимодействия. Аналогичный результат был получен, когда в качестве примеси брался кислород.

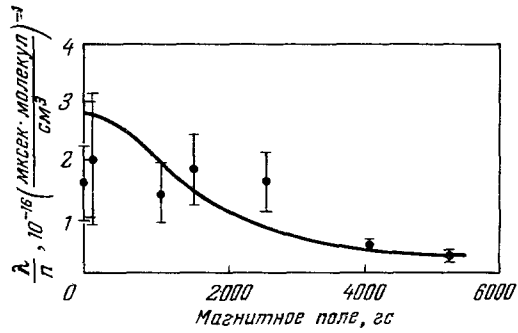


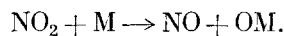
Рис. 16. Аппроксимация экспериментальных данных теоретической кривой, когда в качестве примеси используется окись азота. Скорость деполяризации на каждую примесную молекулу представлена как функция H .

Таблица III

Сечения взаимодействия мюония с молекулами, 10^{-16} см²

Примесный газ	Предполагаемая реакция	σ_R из данных о затухании сигнала при поле 525 ⁰ гс	σ_{SD} из данных о скорости деполяризации при различных полях
NO ₂	$+M \rightarrow NO + OM$	23 (нижний предел)	—
O ₂	Обмен спинами	$5,4 \pm 2,5$	$5,9 \pm 0,6$
NO	Обмен спинами	$3,2 \pm 1,5$	$7,1 \pm 1,0$
C ₂ H ₄	$+M \rightarrow C_2H_2M$	$0,29 \pm 0,16$	—
H ₂ , N ₂ , SF ₆		0,01 (верхний предел)	—

Табл. III представляет собой сводку полученных к настоящему времени данных о величине сечений взаимодействия между мюонием и молекулами. Мы считали, что в случае двуокиси азота соответствующая реакция имеет следующий вид:



Подчеркнем, что механизм реакций между мюонием и кислородом или окисью азота состоит в обмене электронными спинами. Аналогичная обменная реакция между водородом и кислородом или окисью азота

идет с сечениями $(21 \pm 2,5) \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ и $(21 \pm 2,1) \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ соответственно. Эти сечения были измерены с помощью водородного мазера. Они в 3—4 раза больше соответствующего сечения для мюония. Мы полагаем, что это различие связано с тем, что при одинаковой кинетической энергии мюоний и водород обладают разными импульсами и, следовательно, эффективный вклад в их взаимодействия с одинаковыми молекулами вносит разное число парциальных волн. Мы полагаем, что при взаимодействии мюония с этиленом образуется молекула, содержащая мюоний. Мы не обнаружили никакого взаимодействия между мюонием и водородом, азотом и шестифтористой серой SF_6 . Причины отсутствия взаимодействия мюония с водородом обсуждались выше. Ими объясняется также и то, что мюоний не взаимодействует с азотом.

Наша работа по изучению мюонной химии находится еще в ранней стадии. Есть еще много реакций, которые было бы интересно исследовать и сравнить с соответствующими реакциями, в которых вместо мюония участвует водород. Отметим, что в некотором отношении изучение мюонной химии проще, чем химии водорода.

ПРЕВРАЩЕНИЕ МЮОНИЯ В АНТИМЮОНИЙ

Мюоний представляет собой систему, интересную с точки зрения изучения слабых взаимодействий и природы мюонного квантового числа. Превращение мюония в антимюоний ($\mu^- e^+$) означало бы нарушение обычного аддитивного закона сохранения мюонного квантового числа, однако

Т а б л и ц а Е

Переход мюоний \longleftrightarrow антимюоний

$$\mu^+ e^- \longleftrightarrow \mu^- e^+$$

нарушает аддитивный закон сохранения числа мюонов, разрешен в рамках мультипликативного закона сохранения числа мюонов:

$$\mathcal{H} = G_{M\bar{M}} \bar{\Psi} \gamma_\lambda (1 + \gamma_5) \Psi_e \bar{\Psi}_\mu \gamma_\lambda (1 + \gamma_5) \Psi_e,$$

$$(M | \mathcal{H} | \bar{M}) = \frac{\delta}{2} =$$

$$= \frac{8G_{M\bar{M}}}{\pi a_0^3} \quad (\text{если } G_{M\bar{M}} = G_V, \text{ то } \delta = 2,1 \cdot 10^{-12} \text{ эв}),$$

$$\psi(t) = a\varphi_M + b\varphi_{\bar{M}} \quad (\text{при } t=0, a=1, b=0),$$

$$P(\bar{M}) = \frac{\delta}{2\Lambda^2} \left(\frac{G_{M\bar{M}}}{G_V} \right)^2 = 2,6 \cdot 10^{-5} \left(\frac{G_{M\bar{M}}}{G_V} \right)^2_{\text{в вак}};$$

здесь $\Lambda = \hbar\gamma$,

$$\bar{P}_{\text{в газе}}(\bar{M}) \approx \frac{1}{N} P_{\text{в вак}}(\bar{M}), \quad \bar{M} + A = \bar{\mu}A,$$

$$G_{M\bar{M}} \lesssim 2 \cdot 10^{-5} G_V$$

такой переход разрешен в рамках мультипликативного закона сохранения соответствующего квантового числа, который согласуется с современными представлениями о слабых взаимодействиях, что видно из табл. Е. В этой таблице выписан член гамильтониана, который ответствен за связь между мюонием и антимюонием, и величина матричного элемента при условии, что константа связи совпадает с универсальной фермиевской константой G_V . Состояния M и \bar{M} выражены по отношению к электро-

магнитному взаимодействию. Если вначале образовался мюоний, то благодаря взаимодействию \mathcal{H} в его волновой функции возникают компоненты, соответствующие антимюонию. Следовательно, существует вероятность того, что распад мюона в антимюонии будет сопровождаться излучением энергичного электрона. Для антимюонии в вакууме соответствующая вероятность $P(\bar{M})$ равна $2,6 \cdot 10^{-5}$. В присутствии газа вырождение по состояниям M и \bar{M} снимается из-за различного электромагнитного взаимодействия M и \bar{M} с атомами газа, например аргона. Поэтому образование примеси \bar{M} подавлено и вероятность перехода в антимюониевое состояние уменьшается в N раз, где N — число соударений суперпозиции ($M \leftrightarrow \bar{M}$) с атомами аргона за время жизни мюона. Кроме того, аргон изменяет характер распада антимюонии, так как возникает возможность образования μ -мезоатома аргона. Мы планируем эксперимент с целью поисков характерного для μ -мезоатома аргона рентгеновского излучения. Он должен явиться чувствительным методом обнаружения перехода мюонии в антимюоний. На сегодняшний день наилучшая оценка матричного элемента $G_{M\bar{M}}$ перехода $M \leftrightarrow \bar{M}$ получается из того, что время жизни мюонии порядка времени жизни свободного положительного мюона. В пользу этого свидетельствуют все эксперименты с мюонием, включая измерение частоты его прецессии и сверхтонкого расщепления уровней. Мы знаем только, что $G_{M\bar{M}} < 2 \cdot 10^5$.

Говоря о перспективах последующих работ по изучению свойств мюонии, я хотел бы отметить, что во всех выполненных нами до сих пор экспериментах в нашем распоряжении имелось всего порядка 10^{10} атомов мюонии, в то время как работая с водородом, экспериментаторы располагают пучком, интенсивность которого порядка 10^{14} атомов в секунду. Это обстоятельство ограничивает в известной степени современные возможности изучения свойств мюонии. Когда будут построены ускорители, обеспечивающие большую интенсивность, так называемые мезонные фабрики, появится возможность значительного улучшения и расширения работ по изучению мюонии.

Иейльский университет,
США

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. V. W. Hughes, Bull. Amer. Phys. Soc. 2, 205 (1957).
2. V. W. Hughes, D. W. McCollm, K. Ziock, R. Prepost, Phys. Rev. Lett. 5, 63 (1960).
3. R. Prepost, V. W. Hughes, K. Ziock, Phys. Rev. Lett. 6, 19 (1961).
4. K. Ziock, V. W. Hughes, R. Prepost, J. M. Bailey, W. E. Cleland, Phys. Rev. Lett. 8, 103 (1962).
5. W. E. Cleland, J. M. Bailey, M. Eckhause, V. W. Hughes, R. M. Mobley, R. Prepost, J. E. Rothberg, Phys. Rev. Lett. 13, 202 (1964).
6. P. Thompson, J. A. Amato, V. W. Hughes, R. Mobley, J. Rothberg, Bull. Amer. Phys. Soc. 11, 343 (1966).
7. R. M. Mobley, J. M. Bailey, W. E. Cleland, V. W. Hughes, J. E. Rothberg, J. Chem. Phys. 44, 4354 (1966).
8. D. Morgan, Bull. Amer. Phys. Soc. 9, 393 (1964).
9. V. W. Hughes, Ann. Rev. Nucl. Sci. 16, 445 (1966).
10. V. W. Hughes, Scientific American 214, (4), 93 (1966).
11. P. Thompson, J. J. Amato, V. W. Hughes, R. M. Mobley, J. E. Rothberg, Bull. Amer. Phys. Soc. 12, 75 (1967).
12. R. M. Mobley, J. J. Amato, V. W. Hughes, J. E. Rothberg, P. Thompson, Bull. Amer. Phys. Soc. 12, 104 (1967).