

25/x-41

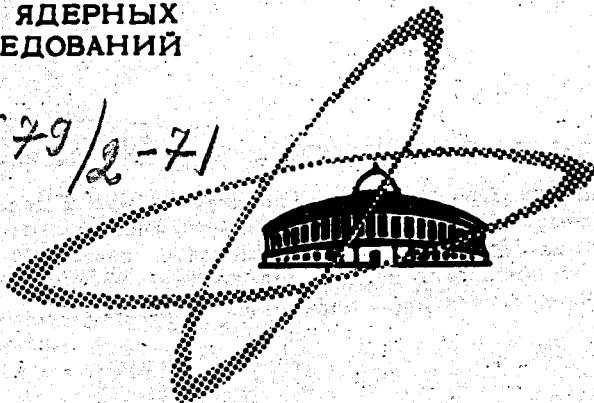
Д-427

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

3679/2-71

P 14 - 6023



А.А. Джураев, В.С. Евсеев

К МЕХАНИЗМУ ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ
 μ -МЕЗОНОВ В МОЛЕКУЛЯРНЫХ
КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕДАХ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1971

P14 - 6023

А.А. Джураев, В.С. Евсеев

К МЕХАНИЗМУ ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ
μ-МЕЗОНОВ В МОЛЕКУЛЯРНЫХ
КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕДАХ

Направлено в ЖЭТФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

К настоящему времени выполнено значительное количество экспериментальных работ по исследованию деполяризации отрицательных мюонов в различных веществах. Подробная библиография приведена в ^{/1/}. Анализ экспериментальных данных показывает, что деполяризация мюона при захвате его на данный атом существенным образом зависит от структуры молекулы, в состав которой входит этот атом. Так, например, при захвате мюонов кислородом в воде ^{/2,3/} и жидком кислороде ^{/3/} коэффициенты асимметрии электронов $\mu^- \rightarrow e^-$ -распада равны $1,7 \pm 0,5\%$ и $0,4 \pm 0,5$ соответственно. Такое различие необъяснимо с точки зрения теории каскадной деполяризации ^{/4,11/}, которая дает величину остаточной поляризации на К-оболочке мезоатома, равную $1/6$ начальной поляризации мюона. Однако до сих пор не проведено теоретических исследований для выяснения механизмов деполяризации в реальных средах.

В работе ^{/1/} автором предложено в качестве дополнительного к каскадному рассмотреть как возможный механизм, влияющий на деполяризацию, взаимодействие мезоатома с окружающей средой и вступление его в химическую связь с молекулами окружающей среды. Так, остаточную поляризацию на воде автор предлагает объяснять реакциями мезорадикала азота (мезоатом кислорода в основном электронном состоянии имеет электронную оболочку $1S^2 2S^2 2P^3$; из-за экранирования мюоном одной единицы заряда ядра такая электронная структура соответствует атому азота, поэтому в дальнейшем будем называть такую систему мезоазотом

или мезорадикалом азота) с молекулами воды. Однако химические реакции термализованного мезоазота с водой энергетически запрещены. Более того, они запрещены даже с учетом энергии отдачи мезоазота (≈ 1 эв), которую он может получить при испускании кванта мезорентгеновского излучения. И тем не менее, тот факт, что в эксперименте^{/2,3/} наблюдается прецессия свободного спина мезона в поперечном поле, а не суммарного магнитного момента парамагнитного мезоазота, говорит о том, что необходимо учитывать быстрые химические взаимодействия мезоазота, поскольку лишь они могут привести к компенсированию неспаренных электронов и устранению, таким образом, парамагнетизма электронной оболочки. Следовательно, для корректного решения проблемы необходимо привлечь какие-то дополнительные процессы, происходящие при захвате мюона атомом вещества и позволяющие мезорадикалу вступить в химическую связь. Попытке такого рассмотрения на примере захвата мюона в воде и посвящена настоящая работа.

Отрицательный мюон, замедляясь в веществе, захватывается в связанное состояние. Так как захват идет преимущественно посредством Оже-механизма^{/5/}, то естественно предположить, что мюон садится в область максимальной плотности электронов, т.е. в среднем на уровне в районе $n \approx \sqrt{\frac{m\mu}{m_e}} \approx 14 + 15^{/6/}$. Однако это не исключает возможности посадки на более высоколежащие уровни. Для определения заселенности по n необходимо знать механизм замедления (в области малых энергий) и зависимость сечения захвата на уровень с данными n от энергии мезона. Если захватываются только термализованные мезоны, как это рассматривается в модели больших мезомолекул^{/7/}, то вероятность посадки в какую-либо область пропорциональна плотности электронов в этой области. Из такого рассмотрения следует, что, например, в молекуле воды в область валентных электронов садится $\leq 20\%$ всех мюонов. Для таких уровней $n \geq 30$. В остальных случаях мюон садится сразу на разделенные уровни, для которых $n < 30$ и только такие случаи будут рассматривать-

ся, а вкладом в остаточную поляризацию от мюонов, которые садятся на общемолекулярные уровни, будем пренебрегать.

Для мюонов, которые были захвачены на разделенные уровни, протекает нормальный каскад Оже и радиационных переходов. Так как вероятность радиационных переходов падает с ростом главного квантового числа n ($\Gamma_{\text{рад.}} \approx n^{-3}$), а вероятность Оже-переходов наоборот возрастает с ростом n , то на высоко лежащих уровнях мезоатома вероятность Оже-переходов значительно превышает вероятность радиационных переходов. По оценкам Бурбиджа и де Борде^{/8/}, соотношение между скоростями Оже и радиационных переходов в области легких ядер $Z \leq 10$, для $n \geq 8$, $\Gamma_{\text{Оже}}/\Gamma_{\text{рад.}} \geq 10^5$ и скорости Оже переходов порядка $10^{15} + 10^{16}$ сек⁻¹. По оценкам тех же авторов, для легких ядер велика вероятность выбрасывания Оже-переходами всех электронов атома.

Что же произойдет, если мюон захватывается атомом, входящим в состав молекулы? Если Оже-переходы приведут к частичному или полному разрушению электронных оболочек всех атомов, то это должно приводить к ее интенсивному кулоновскому распаду. Действительно, такая ситуация имеет место, например, при образовании вакансии в K -оболочке иода, входящего в состав молекулы CH_3I ; в опытах Карлсона и Уайта^{/9/} наблюдались ионы H, C и I с такими зарядом и энергией, которые можно объяснить только быстрым и полным разрушением (за счет автоионизации) валентной зоны всех атомов. Средние энергии ионов соответствуют энергии кулоновского расталкивания ("кулоновского взрыва") в предположении, что разрушение электронных оболочек произошло за время, существенно меньшее времени разлета ионов, т.е. за время $\leq 10^{-15}$ сек. Это означает, что "подвижность" валентных электронов в молекуле очень велика. Эффект "кулоновского взрыва" наблюдался на многих молекулах (см. также^{/10/}).

Таким образом, при посадке мюона на $n = 14 + 15$ мезоатома кислорода молекулы воды все электроны молекулы действительно могут быть выброшены посредством Оже-переходов к тому времени, когда мюон достигнет уровня $n = 5 + 6$. При этом энергия электронов Оже будет лежать в интервале от 10^2 до 10^3 эв. Такие электроны способны образовывать "шпуре" ^{/16/}, распределенные изотропно вокруг мезоатома. В каждом таком "шпуре" может находиться до 6 пар радикалов **H** и **OH** ^{/14/}.

Исходя из общепринятой модели молекулы воды (см., например, ^{/12/}), нетрудно посчитать энергию "кулоновского взрыва" при полной "обдирке" электронов с молекулы. Эта энергия равна 220 эв, причем почти вся энергия уносится образовавшимися протонами, т.к. они разлетаются под углом, близким к π . Замедляясь, протоны создают зону, насыщенную обломками молекулы воды - радикалами **H** и **OH**. Грубая оценка (по механизму Либби ^{/13/}) образования радикалов показывает, что в зоне замедления протонов с энергией 100 эв образуется в среднем около 10 пар радикалов **H** и **OH**. Затем радикалы начинают рекомбинировать с образованием молекулярных продуктов и диффундировать из реакционного объема (объем, в котором находятся все образовавшиеся радикалы). Количественная обработка таких явлений очень сложна. Она производится методами диффузионной кинетики (см., например, ^{/14/}).

Параллельно с образованием радикалов идет и процесс термализации мезоатома, который по мере замедления в соударениях с окружающей средой набирает себе электронную оболочку. Энергия рекомбинации быстро ($< 10^{-13}$ сек) высвобождается посредством излучения γ -квантов за счет ударного механизма. Время набора электронов сравнимо с временем соударений молекул в воде, т.е. порядка 10^{-13} сек. Образовавшийся таким образом мезоазот в основном состоянии имеет терм $S_{3/2}$. Это означает, что орбитальные моменты всех трех электронов скомпенсированы, а спины устанавливаются параллельно друг другу.

Если не учитывать дальнейших взаимодействий мезоазота с окружающей средой, в том числе с образовавшимися радикалами, приводящих к компенсации неспаренных электронов, то возможна дальнейшая деполяризация, обусловленная переходами с опрокидыванием спина между состояниями сверхтонкой структуры из-за взаимодействия спина мюона на K -оболочке с моментом электронной оболочки^{/4/}. Остаточная поляризация P с учетом этого механизма определяется выражением

$$P = P_0 F, \quad (1)$$

где P_0 - поляризация к моменту окончания мезоатомного каскада,

$$F = \frac{1}{3} \left(1 + \frac{2}{(2J + 1)^2} \right), \quad (2)$$

J - полный момент электронной оболочки. Физический смысл F заключается в том, что в $(1-F)$ случаев происходит полная деполяризация, а в остальных она не происходит. Численно величина F изменяется от $1/2$ до $1/3$. Частоту переворота спина мезона ν за счет сверхтонкого взаимодействия можно определять из соотношения^{/15/}

$$\nu = \frac{W}{\hbar} \quad W \approx \frac{32}{3} \cdot \frac{\mu_\mu \mu_e}{\hbar r^3}. \quad (3)$$

Здесь W - энергия сверхтонкого взаимодействия, μ_μ и μ_e - магнитные моменты мюона и электронной оболочки, r - радиус парамагнитной оболочки. Такой расчет для $S_{3/2}$ состояния мезоазота дает частоту опрокидывания спина, равную $\nu \approx 2,1 \cdot 10^{11}$ сек⁻¹.

Так как в эксперименте остаточную поляризацию измеряют обычно методом процессии спина мезона в поперечном магнитном поле, то необходимо учитывать и кажущуюся деполяризацию, обусловленную прецессией суммарного магнитного момента электронной оболочки и мюона. Частота

Ω такой прецессии примерно на два порядка больше частоты ω прецессии свободного спина мезона. Например, в поперечном поле 50 гс частота $\Omega \approx 1,3 \cdot 10^9 \text{ сек}^{-1}$, в то время как $\omega \approx 5 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$; так что к времени начала регистрации электронов распада ($\approx 10^{-7}$ сек) должна произойти полная деполяризация мюона на частоте прецессии его спина. Таковы два основных механизма деполяризации мюона, действующие после окончания мезоатомного каскада и набора мезоатомом электронной оболочки.

Реакции мезоатома с радикалами, образованными в "шпурах" от Оже-электронов и процессе торможения осколков "кулоновского взрыва", рассматриваются в данной статье как причина того, что остаточная поляризация в воде, измеренная методом прецессии на частоте свободного спина мюона, отлична от нуля.

Рассмотрим взаимодействие радикалов H и OH между собой и с мезоазотом. Запишем наиболее существенные реакции:



Здесь k_1, k_2, k_3 — константы скоростей соответствующих химических реакций. Как известно из литературных данных ^{/16/}, в жидкой и твердой фазах из-за большой концентрации радикалов, образующихся, например, в результате торможения тяжелой частицы, реакции с образованием молекулярных продуктов протекают очень быстро ($10^{-12} + 10^{-11}$ сек). Это происходит потому, что величина работы выхода радикалов из разогретой зоны в конденсированной фазе велика. Например, даже для жидкой воды ^{/14/} процессы рекомбинации существенны только в интервале от 10^{-12} до 10^{-10} сек, а от 10^{-10} до 10^{-8} сек концентрация радикалов и молекулярных продуктов практически постоянна. Поэтому будем предполагать,

что к тому времени, когда реакции с участием мезоазота начинают играть существенную роль, концентрация радикалов и молекулярных продуктов практически оказывается не зависящей от времени. Концентрация радикалов не должна зависеть и от температуры среды, потому что процессы рекомбинации начинаются в разогретой /17/ "кулоновским взрывом" области, где температура много больше температуры среды. Температура среды будет сказываться на более позднем этапе, после остывания зоны, когда существенными становятся реакции радикалов и молекулярных продуктов с примесями (в нашем случае с мезоазотом).

В качестве наиболее существенных реакций мезоазота с радикалами μN , OH и молекулярными продуктами рассмотрим



где λ_1 , λ_2 и λ_3 - константы химических реакций мезоазота с соответствующим радикалом или молекулярным продуктом. Последовательных и многоступенчатых реакций рассматривать не будем, т.к. их вклад существенно меньше в рассматриваемом интервале времени (10^{-9} + 10^{-12} сек) или во всяком случае за время, сравнимое с временем опрокидывания спина за счет сверхтонкого взаимодействия.

Запишем дифференциальное уравнение для скорости вступления мезоазота в химическую реакцию

$$\begin{aligned}
 -\frac{\partial}{\partial t} [\mu N] &= \lambda_1 [\mu N][H] + \lambda_2 [\mu N][\text{OH}] + \lambda_3 [\mu N][H_2O_2] = \\
 &= [\mu N] \cdot \{\lambda_1 [H] + \lambda_2 [\text{OH}] + \lambda_3 [H_2O_2]\}.
 \end{aligned}
 \tag{6}$$

Выражения в квадратных скобках означают концентрации соответствующих продуктов. Введем обозначение

$$\lambda_0 = \lambda_1 [H] + \lambda_2 [OH] + \lambda_3 [H_2 \cdot O_2], \quad (7)$$

λ_0 — величина, обратная времени вступления мезоазота в химическую реакцию. Решая предыдущее уравнение относительно $[\mu N]$, для скорости реакции получим

$$-\frac{\partial}{\partial t} [\mu N] = [\mu N]_0 \cdot \lambda_0 \cdot e^{-\lambda_0 t}. \quad (8)$$

Скорость протекания реакции в данный момент времени определяет вероятность реакции W_N . Для нормировки будем рассматривать реакции только в реакционном объеме V_p . Тогда, исходя из того, что в этом объеме находится только один атом мезоазота, т.е.

$$[\mu N]_0 = \frac{1}{V_p}, \quad (9)$$

вероятность вступления мезоазота в химическую реакцию в момент времени t можно записать в виде

$$W_N(t) = \lambda_0 \cdot e^{-\lambda_0 t}. \quad (10)$$

Прецессию на частоте ω можно наблюдать, как уже упоминалось, только тогда, когда мезоазот образует диамагнитное соединение. Очевидно, что вероятность W_N^d образования диамагнитного продукта можно записать как

$$W_N^d(t) = \lambda \cdot e^{-\lambda_0 t}. \quad (11)$$

Здесь λ — величина, обратная времени вступления мезоазота в химическую реакцию с образованием диамагнитного продукта.

Рассмотрим теперь, каким образом вступление мезоатома в химическую реакцию влияет на деполаризацию мюона. В методе прецессии спина мюона на опыте измеряется временное распределение электронов распада

$$N_e(t) = N_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \{1 + B \cos(\omega t + \phi)\}. \quad (12)$$

Здесь $N_e(t)$ и N_0 - счет электронов, соответственно, в момент времени t и в нуле времени, τ - время жизни мюона в данном мезоатоме. B - наблюдаемый коэффициент асимметрии и ϕ - начальная фаза прецессии на частоте ω . Второй член в фигурных скобках (обозначим его $x(t)$) представляет собой прецессию вектора, направление которого задается магнитным моментом мюона, а абсолютная величина равна коэффициенту асимметрии электронов распада. Величина B является результатом усреднения (по времени вступления в химическую реакцию мезоазота) коэффициента асимметрии B_0 , соответствующего поляризации P_0 , и выражение для $x(t)$ в случае кажущейся парамагнитной деполаризации имеет вид:

$$x_1(t) = B_0 \cdot \cos(\omega t + \Omega t_1). \quad (13)$$

Здесь t_1 - время вступления мезоазота в химическую реакцию с образованием любого диамагнитного продукта. Таким образом, член Ωt_1 является начальной фазой прецессии для каждого отдельного акта химической реакции. По определению средней величины

$$x_1(t) = B_0 \frac{\frac{\lambda}{\lambda_0} \int_0^T \cos(\omega t + \Omega t_1) \cdot \lambda \cdot e^{-\lambda_0 t_1} dt_1}{\int_0^T \lambda \cdot e^{-\lambda_0 t_1} dt_1}. \quad (14)$$

Здесь T - время начала наблюдения электронов распада, а t - текущее время наблюдения. При условии, что к началу наблюдения свободного мезоазота уже нет, т.е. при условии $\lambda_0 T \gg 1$ имеем:

$$x_1(t) = B_0 \cdot \frac{\lambda}{\lambda_0^2 + \Omega^2} [\lambda_0 \cos \omega t - \Omega \sin \omega t]. \quad (15)$$

С помощью преобразования

$$\cos \phi_0 = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\lambda_0^2 + \Omega^2}} \quad \sin \phi_0 = \frac{\Omega}{\sqrt{\lambda_0^2 + \Omega^2}} \quad (16)$$

получим

$$x_1(t) = B_0 \cdot \frac{\lambda}{\lambda_0} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\Omega}{\lambda_0}\right)^2}} \cdot \cos(\omega t + \phi_0), \quad (17)$$

где

$$B_1 = B_0 \cdot \frac{\lambda}{\lambda_0} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\Omega}{\lambda_0}\right)^2}} \quad \phi_0 = \arctg \frac{\Omega}{\lambda_0} \quad (18)$$

соответственно коэффициент асимметрии и начальная фаза прецессии свободного (освобожденного за счет химической реакции) спина мезона с частотой ω , соответствующие поперечному магнитному полю H_{\perp} . Как уже было показано выше, такой механизм кажущейся парамагнитной деполяризации действует в $F\%$ случаях (в случае мезоазота $J = \frac{3}{2}$ и $F = 37,5\%$).

В остальных $(1-F)$ случаях, когда деполяризация обусловлена сверхтонким взаимодействием магнитного момента мюона и электронной оболочки мезорадикала, для прецессии магнитного момента мюона можно написать

$$x_2(t) = B_0 \cos \omega t \cdot f\left(\frac{t_1}{\nu}\right). \quad (19)$$

Здесь $f\left(\frac{t_1}{\nu}\right)$ — функция частоты переходов между уровнями сверхтонкой структуры ν и времени вступления в химическую реакцию с образованием диамагнитного продукта. $f\left(\frac{t_1}{\nu}\right)$ такова, что если целая часть $\frac{t_1}{\nu}$ четна, то $f\left(\frac{t_1}{\nu}\right) = +1$ и если нечетна, то $f\left(\frac{t_1}{\nu}\right) = -1$. Тогда прецессию спина свободного мюона можно записать в виде:

$$\dot{x}_2(t) = B_0 \cdot \frac{\frac{\lambda}{\lambda_0} \int_0^T f\left(\frac{t_1}{\nu}\right) \cdot \lambda \cdot e^{-\lambda t_1} dt_1}{\int_0^T \lambda \cdot e^{-\lambda_0 t_1} dt_1} \cdot \cos \omega t = B_0 \cdot \frac{\lambda}{\lambda_0} \cdot th \frac{\lambda_0}{2\nu} \cdot \cos \omega t. \quad (20)$$

Здесь $B_2 = B_0 \cdot \frac{\lambda}{\lambda_0} \cdot th \frac{\lambda_0}{2\nu}$ - коэффициент асимметрии электронов распада при деполяризации, обусловленной сверхтонким взаимодействием, которое работает в $(1-F)$ % случаев (для мезоазота 62,5%).

В результате действия обоих механизмов на опыте наблюдается суммарная прецессия с амплитудой, равной B :

$$B = \sqrt{(FB_1)^2 + [(1-F)B_2]^2 + 2[FB_1(1-F)B_2] \cdot \cos \hat{B}_1 B_2} =$$

$$= B_0 \frac{\lambda}{\lambda_0} \sqrt{\frac{F^2}{\left(1 + \left(\frac{\Omega}{\lambda_0}\right)^2\right)} + (1-F)^2 th^2 \frac{\lambda_0}{2\nu} + 2F(1-F) \frac{th \frac{\lambda_0}{2\nu}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\Omega}{\lambda_0}\right)^2}}}$$
(21)

и начальной фазой, определяемой из соотношения

$$tg \phi = \frac{B_1 \sin \phi_0}{B_2 + B_1 \cos \phi_0}. \quad (22)$$

На рис. 1 приведена зависимость относительной величины коэффициента асимметрии $\frac{B}{B_0} \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda}$ и начальной фазы прецессии ϕ от величины λ_0 , обратной времени вступления мезоазота в химическую реакцию, для двух значений напряженности поперечного магнитного поля, которым соответствуют частоты прецессии суммарного магнитного момента Ω_1 и Ω_2 . Видно, что существенны по крайней мере две реперные точки для

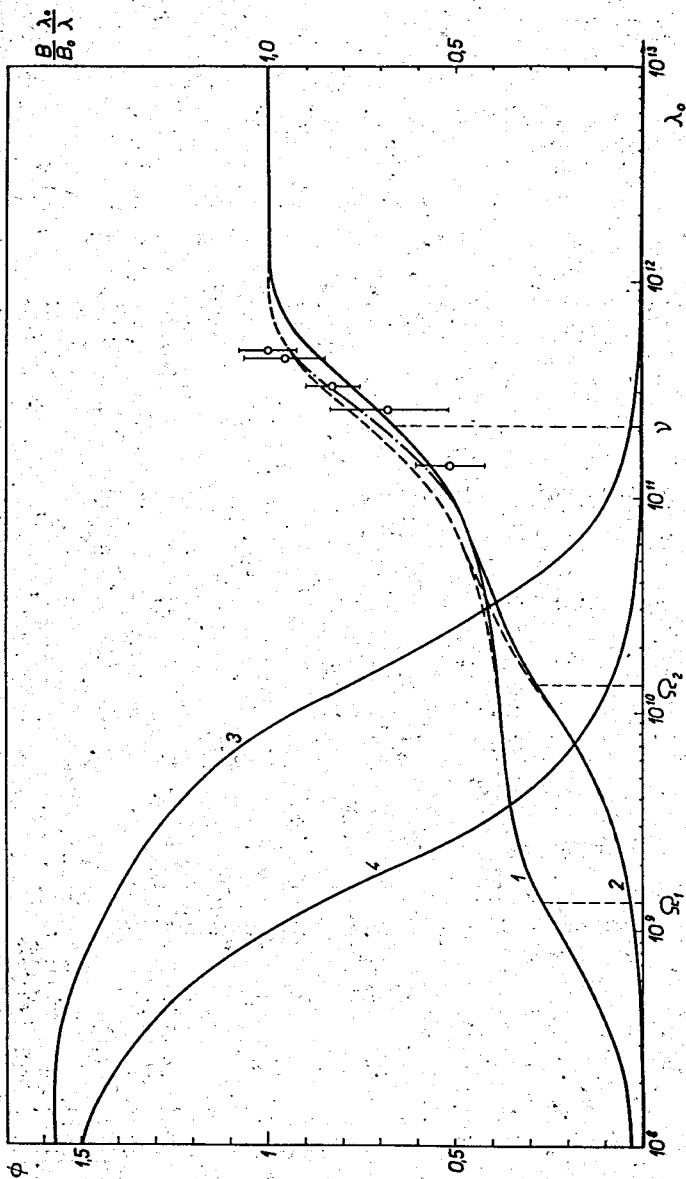
определения времени вступления мезоазота в химическую реакцию; это величины, обратные частотам Ω и ν . Как видно из рисунка, начальная фаза прецессии чувствительна к изменению напряженности магнитного поля, если время вступления мезоазота в химическую реакцию больше $\approx 10^{-11}$ сек, а относительная величина коэффициента асимметрии - для времени $\geq 5 \cdot 10^{-11}$ сек. Ранее было сделано предположение, что концентрация радикалов не меняется во времени. Если считать, что в интервале времени от 10^{-10} до 10^{-12} сек концентрация радикалов и молекулярных продуктов изменяется не более чем в 1,5 раза^{/14/}, то полученную кривую, показанную на рисунке пунктирной линией, следует считать предельной.

Приведенную зависимость относительной величины коэффициента асимметрии электронов распада от времени вступления мезоазота в химическую реакцию можно сравнить с экспериментально полученной в работе^{/2/} температурной зависимостью коэффициента асимметрии. Будем рассматривать участок этой зависимости только для температур ниже 273°K . Эксперимент показывает, что при изменении температуры льда примерно в 3,5 раза, т.е. от точки плавления льда (273°K) до точки кипения азота ($\approx 80^{\circ}\text{K}$) остаточная поляризация мюона изменяется примерно в 2 раза, а относительная величина остаточной поляризации, выраженная в единицах $V(T)/V_c$, где $V(T)$ - коэффициент асимметрии электронов распада в воде при температуре T , а V_c - коэффициент асимметрии в графите (из всех исследованных веществ наибольший коэффициент асимметрии наблюдается в графите) меняется с ростом температуры от $\approx 0,2$ до $\approx 0,4$. Поскольку скорость радикал-радикальных химических реакций пропорциональна температуре^{/18/}, то ее изменение в 3,5 раза приводит к такому же изменению среднего времени вступления в химическую реакцию. Участков примерно с таким наклоном на приведенной зависимости два. Первый (вблизи Ω_1 или Ω_2) обусловлен конкуренцией кажущейся парамагнитной деполяризации, а второй (около ν) - конкуренцией

деполяризации, обусловленной сверхтонким взаимодействием, со скоростью вступления мезоазота в химическую реакцию с образованием диамагнитного продукта. Если нанести на график (рис. 1) относительные значения остаточной поляризации для разных температур так, чтобы отношение величин λ_0 для двух крайних значений температуры также было 3,5, тогда экспериментальные значения оказываются достаточно хорошо согласующимися с наклоном теоретической кривой в обоих выделенных ранее участках. Из сопоставления экспериментальных данных с рассчитанной кривой следует, что участок температурной зависимости от 80°K до 273°K удовлетворительно укладывается в следующие интервалы значений среднего времени вступления в химическую реакцию: $\Delta t_{\nu} \approx (7 \cdot 10^{-12} + 2 \cdot 10^{-12})$ сек или $\Delta t_{\Omega} \approx (1,5 \cdot 10^{-9} + 4,3 \cdot 10^{-10})$ сек для $H_{\perp} = 50$.

Естественно, однозначный выбор между этими двумя решениями станет возможным, если экспериментально исследовать зависимость остаточной поляризации и фазы прецессии от величины H_{\perp} . В случае осуществления первого решения (Δt_{ν}) зависимость остаточной поляризации от H_{\perp} практически должна отсутствовать, а начальная фаза прецессии должна быть небольшой. Однако можно попытаться отдать предпочтение одному из решений, если сравнить абсолютные (или по отношению к графиту) значения остаточной поляризации в воде с расчетом, используя некоторые предположения для оценки величины $\frac{B}{B_0} \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda}$. Так, можно считать, что величина B_0 совпадает с измеренной для случая графита, а $\frac{\lambda_0}{\lambda} \approx 2$, поскольку величины λ_1, λ_2 и λ_3 примерно равны, а $[\text{OH} + \text{H}_2\text{O}_2] \approx \frac{14}{[\text{H}]}$. Тогда для $T = 273^\circ\text{K}$ значение $\frac{B}{B_0} \approx \frac{B}{B_c} \approx 0,4$ будет соответствовать значению $\frac{B}{B_0} \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda} \approx 0,8$, что свидетельствует в пользу решения с Δt_{ν} , т.е. наблюдаемая температурная зависимость остаточной поляризации мюона определяется конкуренцией химических реакций с деполяризацией, обусловленной сверхтонким взаимодействием.

В рамках развиваемой модели деполяризации точность определения среднего времени вступления мезоазота в химическую реакцию при данной



Зависимость относительной величины коэффициента асимметрии электронов $\mu \rightarrow e^-$ — распада $\frac{B}{B_0} \cdot \frac{\lambda}{\lambda_0}$ и начальной фазы ϕ прецессии на частоте свободного спина мюона от величины λ_0 , обратной времени вступления мезозота в химическую реакцию, 1 — зависимость $\frac{B}{B_0} \cdot \frac{\lambda}{\lambda_0}$ от λ_0 для $H_{\perp} = 50$ гс, 2 — зависимость $\frac{B}{B_0} \cdot \frac{\lambda}{\lambda_0}$ от λ_0 для $H_{\perp} = 500$ гс, 3 — зависимость ϕ от λ_0 для $H_{\perp} = 500$ гс, 4 — то же для $H_{\perp} = 50$ гс. Пунктирная линия проведена в предположении изменения концентрации радикалов в 1,5 раз в интервале времени от 10-12 до 10-10 сек. Штрихпунктирная линия — то же для интервала 10-12 — 10-11 сек. Экспериментальные значения взяты из работы [2] и нормированы к кривой. Коэффициент нормировки равен 2,6.

температуре определяется коридором между сплошной и пунктирной кривыми на рисунке в области $\lambda_0 \approx \nu(\pm 15\%)$ и статическими ошибками эксперимента, которые могут быть учтены путем допустимого в их рамках смещения экспериментальных точек в направлении оси λ_0 . Так, для $T = 273^\circ\text{K}$ $\bar{t}_1 = (2,5 \pm 0,4) \cdot 10^{-12}$ сек, а для $T = 80^\circ\text{K}$ $\bar{t}_1 = (8,3 \pm 1,2) \cdot 10^{-12}$ сек.

Следует отметить, что наблюдаемая на опыте температурная зависимость описывается участком кривой, имеющей максимальную крутизну. Это обстоятельство позволяет утверждать, что вклад горячих реакций мезоазота невелик, поскольку в противном случае зависимость остаточной поляризации была бы более пологой. Следовательно, остывание горячей зоны в месте "кулоновского взрыва" происходит за время, меньшее 10^{-12} сек, что находится в качественном согласии с /19/.

Уменьшение величины остаточной поляризации в воде с ростом температуры выше $T = 273^\circ\text{K}$ /2/ может быть связано с изменением (разупорядочением) структуры воды и увеличением скорости диффузии радикалов, приводящим к уменьшению их концентрации в районе "кулоновского взрыва".

Изложенные выше соображения, по-видимому, можно применить для качественного объяснения различной остаточной поляризации в углеводородах /20/. Уменьшение этой величины при переходе от циклических соединений к ароматическим может быть обусловлено уменьшением концентрации радикалов вблизи мезорадикала за счет миграции энергии из зоны "кулоновского взрыва". Как известно, наилучшие условия для этого осуществляются именно в последних соединениях. Аналогичным образом можно объяснить и уменьшение величины остаточной поляризации при переходе от стирола (мономер) к полистиролу (полимер).

Следует, по-видимому, ожидать определяющей роли явления "кулоновского взрыва" и сопутствующего ему образования зоны свободных радикалов для объяснения деполяризации отрицательных мюонов в других конденсированных веществах, имеющих сложную молекулярную структуру.

Авторы благодарны Б.Г. Дзантиеву, В.С. Роганову, А.Н. Несмеянову и А.М. Бабешкину за полезные дискуссии.

Л и т е р а т у р а

1. В.С. Евсеев. Препринт ОИЯИ Р14-4052, Дубна 1968.
2. В.С. Евсеев, В.С. Роганов, В.А. Черногорова, Г.Г. Мясничева и Ю.В. Обухов. ЯФ, 8, 742 (1968).
3. D.C. Buckle, J.R. Kane, R.T. Siegel & R.J. Wetmore. Phys.Rev.Lett., 20, 14, 705 (1968).
4. В.А. Джрбашян. ЖЭТФ 39, 1, 277 (1959).
5. R.A. Mann & M.E. Rose. Phys.Rev., 121, 1, 293 (1961).
6. E. Fermi & E. Teller. Phys.Rev., 72, 5, 399 (1947).
7. С.С. Герштейн, В.И. Петрухин, Л.И. Пономарев и Ю.Д. Прокошкин. УФН 97, 1,3 (1969).
8. G. Birbidge & de Borde. Phys.Rev., 89, 1, 189 (1953).
9. T.A. Karlson & R.M. White. Chem. Eff of Nucl. Transform. Vienna, vol. 1, 23 (1965).
10. Intern. Discussion on Progress and Probl. in Contemporary Rad. Chem. vol. 1, 91 (1971).
11. А.П. Бухвостов. ЯФ 9, 107 (1969).
12. А.М. Блох. "Структура воды и геологические процессы". Изд-во "Недра" Москва 1969.
13. W. Libby. J. Am. Chem. Soc., 69, 2523 (1947).
14. P.J. Dyne & J.M. Kennedy. Canad. Jor. of Chem., 36, 11, 1518 (1958).
15. А.О. Вайсенберг. "Мю-мезон". Издательство "Наука", Москва (1964).
16. И.В. Верещинский и А.К. Пикарев. "Введение в радиационную химию." Изд-во АН СССР, Москва, 1963 г.
17. Дж. Динс и Дж. Виньярд. "Радиационные эффекты в твердых телах." Издательство иностранной литературы. Москва, 1960 г.

18. Н.М. Эмануэль и Д.Г. Кнорре. "Курс химической кинетики." Изд-во "Высшая школа", Москва, 1969.
19. F. Seitz & J.S. Kochler. "Displacement of Atoms during Irradiation", in "Solid State Physics" vol.2, 307; New York 1956.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 сентября 1971 года.