

Б-12

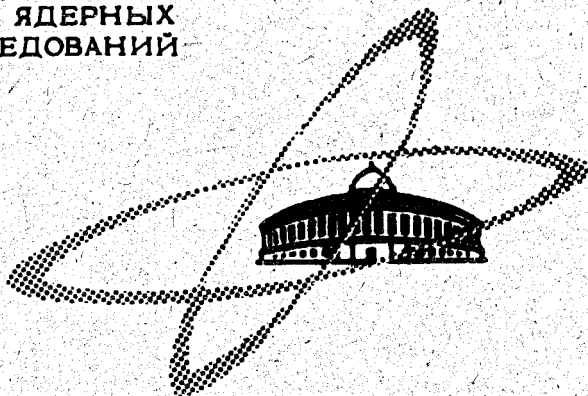
11/II-69

ЯФ, 1969, т. 10, в. 5, с. 964-972

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

P14 - 4241



А.И.Бабаев, В.С.Евсеев, Г.Г.Мясишева,  
Ю.В.Обухов, В.С.Роганов, В.А.Черногорова

ПРЯМОЕ НАБЛЮДЕНИЕ СОСТОЯНИЙ  
СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРЫ  
И ДЕПОЛЯРИЗАЦИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ МЮОНОВ  
В МЕЗОАТОМАХ С НЕНУЛЕВЫМ ЯДЕРНЫМ  
СПИНОМ

1968

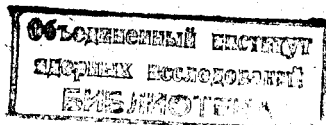
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

P14 - 4241

А.И.Бабаев, В.С.Евсеев, Г.Г.Мясищева,  
Ю.В.Обухов, В.С.Роганов, В.А.Черногорова

ПРЯМОЕ НАБЛЮДЕНИЕ СОСТОЯНИЙ  
СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРЫ  
И ДЕПОЛЯРИЗАЦИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ МЮОНОВ  
В МЕЗОАТОМАХ С НЕНУЛЕВЫМ ЯДЕРНЫМ  
СПИНОМ

Направлено в ЯФ



4648/2 up

При замедлении и остановке в веществе отрицательные мюоны сильно деполаризуются в процессе образования мезоатомов и в каскадных переходах на К-оболочку. Такая деполаризация в значительной степени обусловлена спин-орбитальной связью, а также взаимодействием магнитных моментов мюона и электронной оболочки. В мезоатомах с ненулевым ядерным спином существенно, кроме того, взаимодействие магнитных моментов мюона и ядра, обуславливающее сверхтонкое расщепление уровней мезоатомов. Это взаимодействие приводит к дополнительной деполаризации мюонов.

В ряде работ /1+5/ произведен расчет величины этой деполаризации, обусловленной наличием ненулевого ядерного спина в мезоатомах. Основное состояние мезоатома с ядерным спином  $I \neq 0$  состоит из сверхтонкого дублета с полным моментом  $F_{\pm} = I \pm 1/2$ . В работах /1,2/ такая деполаризация вычисляется с учетом сверхтонкого расщепления только основного состояния мезоатома в предположении статистической заселенности состояний сверхтонкого расщепления. В работах /3,4/ для ядер со спином  $1/2$  и  $1$  учтена также деполаризация, обусловленная взаимодействием мюона с магнитным моментом ядра и на возбужденных уровнях. В работах /1+4/ не учитывалась возможность переходов между двумя состояниями сверхтонкого расщепления из-за конверсии электронов с M и L атомных орбит.

Однако в работах /6,7/ показано, что вероятность конверсии R много больше вероятности захвата мюонов ядрами с нечетными Z в интервале  $5 < Z < 35$ .

В наиболее поздней работе А.П. Бухвостова /5/ деполаризация рассчитывается с учетом взаимодействия мюона на возбужденных уровнях мезоатома с произвольным ядерным спином, причем принимается во внимание конверсия между уровнями сверхтонкой структуры. Величина деполаризации для конкретного ядра может быть получена, если известна скорость и заселенность состояний тонкой структуры возбужденных уровней при каскадных переходах.

Остаточная поляризация отрицательных мюонов на К-орбите мезоатомов с ненулевым ядерным спином экспериментально исследовалась в нескольких работах /8+12/. Измерения деполаризации в водороде /8,9/, алюминии /10/, фосфоре и фторе /6,11,12/ не обнаружили отличной от нуля остаточной поляризации в этих мезоатомах. Наблюдение ненулевой остаточной поляризации на красном фосфоре /10/ было опровергнуто более точными исследованиями /11/. Отсутствие заметной остаточной поляризации при остановке мюонов в фосфоре /11/ и фторе /11,12/ также свидетельствовало в пользу большого значения скорости конверсии  $R$  в этих мезоатомах по сравнению с вероятностью распада мюонов, т.е. о том, что распад происходит из нижнего состояния сверхтонкой структуры  $F_- = 0$ .

Данная работа посвящена измерению величины остаточной поляризации мюонов в легких мезоатомах с ненулевым ядерным спином. Получение этой величины интересно не только с точки зрения теории мезоатомных процессов, но и для ядерного захвата мюонов, поскольку зависимость от констант слабого взаимодействия коэффициента асимметрии в угловом распределении нейтронов при захвате мюонов в ядрах с ненулевым спином иная, чем в ядрах с  $I = 0$ . Только ненулевое значение остаточной поляризации позволит производить исследования асимметрии в испускании нейтронов от захвата мюонов ядрами с  $I \neq 0$ .

Остаточная поляризация определялась по величине коэффициента асимметрии в угловом распределении электронов распада при остановке мюонов в гидриде лития ( $I = 3/2$ ), бериллии ( $I = 3/2$ ), карбиде бора  $B_4C$  ( $I = 3/2$ ), жидком азоте ( $I = 1$ ) и красном фосфоре ( $I = 1/2$ ). Асимметрия электронов исследовалась методом прецессии спина мюона в слабом поперечном магнитном поле.

Как известно (см., например, /1/), гиромагнитное отношение каждого из двух сверхтонких состояний  $F_{\pm} = I_{\pm} + 1/2$  - оболочки мезоатома определяется из соотношений:

$$g_{\pm} = \frac{1}{I_{\pm} + 1/2} (\mu_{\mu} + \mu_{\text{я}}), \quad g_{\mp} = -\frac{1}{I_{\mp} + 1/2} (\mu_{\mu} - \frac{I_{\mp} + 1}{I_{\mp}} \mu_{\text{я}}), \quad \text{где } \mu_{\mu} \text{ и } \mu_{\text{я}}^{-}$$

- магнитные моменты мюона и ядра. В поперечном (относительно спина мюона) магнитном поле магнитные моменты состояний сверхтонкой структуры прецессируют с различными частотами:

$$\omega_{\pm} = g_{\pm} \frac{e}{2m_{\mu} c} H = 4.28 \cdot 10^4 \cdot g_{\pm} \text{ Нрад} \cdot \text{сек}^{-1}.$$

Определение коэффициентов асимметрии  $a_{+}$  и  $a_{-}$  в угловом распределении электронов распада:

$$N(t) = N_0 (1 + a_{\pm} \cos \omega_{\pm} t) \exp(-t/\tau).$$

и частот прецессии  $\omega_{+}$  и  $\omega_{-}$  позволяет не только измерить остаточную поляризацию мюонов в мезоатоме, но и определить, к какому состоянию  $F_{\pm}$  эта поляризация относится. В этом выражении  $\tau$  - время жизни мюона в мезоатоме,  $\tau_{+} \approx \tau_{-} \approx \tau$ , поскольку спиновой зависимостью мюонного захвата в легких мезоатомах ( $\text{Li}$ ,  $\text{Be}$ ,  $\text{B}$ ,  $\text{N}_2$ ) можно пренебречь из-за того, что вероятность поглощения мюона ядром мала по сравнению с вероятностью его распада (например, для  $\text{B}^{(}\tau_{-} - \tau_{+})/\tau \approx 0.01$ ) /6/.

Величина  $t$  определяет время от момента остановки мюона в мишени до распада.

При наличии переходов между состояниями сверхтонкой структуры кривая прецессии будет являться суперпозицией прецессионных кривых с частотами  $\omega_{+}$  и  $\omega_{-}$  и коэффициент асимметрии, усредненный по двум состояниям сверхтонкой структуры, будет зависеть от времени. При этом существенно соотношение между скоростью конверсии  $R$  и скоростью исчезновения мюонов  $\Lambda = \tau^{-1}$  путем распада и ядерного захвата. Однако, в действительности ситуация упрощается тем обстоятельством, что остаточная поляризация в состоянии  $F_{+}$  по расчетам /1/ значительно превосходит остаточную поляризацию в состоянии  $F_{-}$  сверхтонкой струк-

туры. Отношение остаточных поляризаций в двух состояниях  $F_+$  и  $F_-$  в предположении о их статистической заселенности равно  $\infty$ , 10,5 для  $I = 1/2, 1, 3/2$ .

Аппаратура для определения остаточной поляризации мюонов описана ранее <sup>/3/</sup>. Измерения были выполнены на сепарированном пучке отрицательных мюонов с импульсом 158 Мэв/с <sup>/14/</sup> из мезонного канала <sup>/15/</sup> синхроциклотрона ОИЯИ. Пионная примесь в пучке была незначительна, и число пионных остановок не превосходило 0,002 в максимуме мюонных остановок. Поляризация пучка равна  $P_0 = 0,75 \pm 0,04$ , при этом использовались мюоны, вылетающие при распаде пионов налету в направлении, противоположном импульсу пиона. Измерения проводились с растянутым во времени импульсом интенсивности мюонного пучка, лишенным временной структуры. Разброс пробегов мюонов до остановок на этом пучке имел полуширину  $\pm 3$  г·см<sup>-2</sup> углерода.

Импульсы от трех сцинтилляционных счетчиков со схемы совпадения, регистрирующей момент мюонных остановок, и от трех сцинтилляционных счетчиков со схемы совпадений, регистрирующей электроны распада, управляли работой конвертора, который преобразовывал временной интервал между этими двумя импульсами в сигнал переменной амплитуды. Эта амплитуда регистрировалась 100-канальным анализатором. Интервал времени регистрации распада составлял ~ 6 мсек.

Обработка полученных спектров времени появления электронов распада производилась на ЭВМ методом наименьших квадратов в соответствии с уравнением:

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

где  $N(t)$  - число отсчетов в момент времени  $t$ ;  $\tau$  - время жизни отрицательного мюона в исследуемой мишени,  $a$  - коэффициент асимметрии в этой мишени,  $\delta$  - начальная фаза кривой, обусловленная радиотехнической задержкой схемы и геометрией установки,  $C$  - постоянный фон,  $N_c$ ,  $\tau_c$ ,  $\omega_c$  - соответствующие величины для углеродного фона из сцинтилляционных счетчиков. Для всех мишеней (за исключением

фосфора) углеродный фон счетчиков  $N_c/N_0$  не превосходил 0,05 (в случае фосфора эта величина составляла  $\approx 0,25$ ). Коэффициент асимметрии в сцинтилляторе  $a = 0,017$  был найден независимо [16]. Хотя влияние углеродного фона на искомую асимметрию ничтожно мало, так как частоты  $\omega$  в несколько раз меньше  $\omega_c$ , для полноты картины обработка производилась по этой формуле и варьировались величины  $N_0, \tau, a, \omega, \delta, N_c, C$ .

Таблица 1

Ядро	l	$\mu_{\text{я}}$	-g <sub>+</sub>	$\omega_+ \text{H}^{-1} 10^{-4}$	g <sub>-</sub>	$\omega_- \text{H}^{-1} 10^{-4}$
<sup>7</sup> Li	3/2	3,256	0,315	1,35	0,809	3,46
<sup>9</sup> Be	3/2	-1,177	0,565	2,42	0,405	1,73
<sup>11</sup> B	3/2	2,688	0,349	1,49	0,751	3,21
<sup>14</sup> N	1	0,4036	0,635	2,72	0,726	3,11
<sup>31</sup> P	1/2	1,1305	0,872	3,74		

(значения  $\mu_{\text{я}}$  в ядерных магнетонах,  $\omega$  - в рад·сек<sup>-1</sup>).

В Таблице 1 приведены основные характеристики ядер, для которых измерялась величина остаточной поляризации. Для контроля и сравнения с остаточной поляризацией мюонов в ядре со спином  $I = 0$  использовалась мишень из графита. Прецессия спина мюона в мезоатоме углерода происходит на частоте свободного мюона, поскольку гиромангнитное отношение  $g = 2 (1+0,00034)^{1/2}$  весьма незначительно отличается от гиромангнитного отношения свободного мюона  $g = 2$ . В таблице 2 суммированы данные по толщинам мишеней  $d$ , величинам магнитных полей  $H$ , использованных в экспериментах, полному числу электронов распада, зарегистрированных для каждой мишени, и фону  $c/N_0$ .

Для определения частот прецессии состояний сверхтонкой структуры, из которых мюоны распадаются, экспериментальные временные распределения анализировались на ЭВМ для разных частот прецессии и наименьшее  $\chi^2$  определяло наиболее вероятное значение коэффициента асимметрии и частот прецессии. На рис. 1 показана зависимость  $\chi^2$  и коэффициента асимметрии  $a$  от частоты прецессии для углерода, где

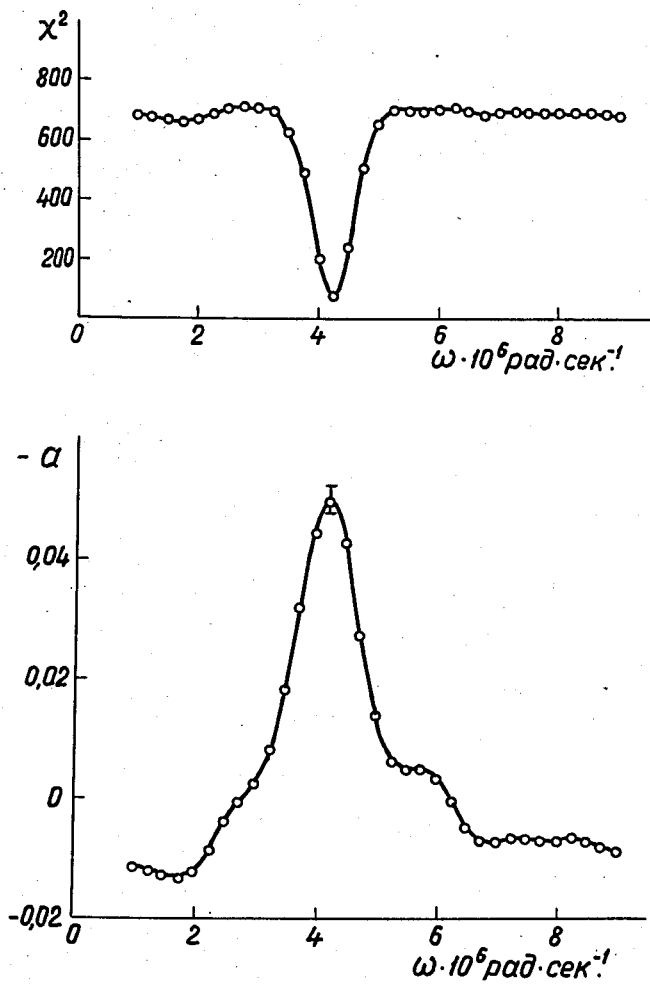


Рис.1. Зависимость  $\chi^2$  и коэффициента асимметрии  $a$  в угловом распределении электронов распада мюонов в мезоатоме углерода от частоты прецессии.



Таблица 2

Мишень	d г/см <sup>2</sup>	N <sub>э</sub>	ΣN 10 <sup>-6</sup>	C N <sup>-1</sup> <sub>0</sub>
LiH	3,84	121,8 ± 0,6	1,32	0,047
Be	7,20	178,0 ± 0,9	2,92	0,036
V <sub>4</sub> C	5,6	109 ± 0,6	1,25	0,065
N <sub>2</sub>	3,32	125,0 ± 0,6	0,96	0,036
P	3,24	290,0 ± 1,4	0,27	0,070
C	4,00	50,0 ± 0,3	1,96	0,036

заведомо существует одно значение  $\omega$ , соответствующее  $g=2$ . Для величины магнитного поля  $H=50$  э минимум  $\chi^2$  получается для этой частоты  $\omega = (4,29 \pm 0,03) \cdot 10^6$  рад.сек<sup>-1</sup> и значение коэффициента асимметрии максимально  $a = 0,0485 \pm 0,0012$ . Зависимость  $\chi^2(\omega)$  для Li, Be, V<sub>4</sub>C, N<sub>2</sub> подобна зависимости на углероде, но минимум  $\chi^2$  для LiH, Be, N<sub>2</sub> лежит при других частотах  $\omega_m$ , соответствующих максимуму коэффициента асимметрии. Надо заметить, что в зависимости  $\chi^2(\omega)$  отклонение  $\omega$  на величину  $\Delta\omega = \pm 0,2 \cdot 10^6$  рад.сек<sup>-1</sup> от  $\omega_m$  приводит к значениям  $\chi^2$ , которые являются практически невероятными (вероятность появления такого  $\chi^2 < 0,05$ ).

На рис. 2,3,4 показаны значения  $a(\omega)$  для LiH, Be, N<sub>2</sub> (статистика неполная). Из рис. 2-4 видно, что максимумы коэффициентов  $a$  совершенно четко выделены (стрелками ↑↓ указаны положения частот для верхнего и нижнего состояний сверхтонкой структуры).

В Таблице 3 приведены значения частот  $\omega_m$ , соответствующих минимуму  $\chi^2(\omega)$  (максимуму  $a(\omega)$ ), и частоты прецессии для нижнего и верхнего сверхтонких состояний, рассчитанные из значений  $g_{\pm}$  (Таблица 1) и значений  $H$  (Таблица 2). Заметим, что  $\omega_+$  состояния  $F_+$  соответствует верхнему состоянию сверхтонкой структуры для  $\mu_g > 0$  (Li, V, N, P) и нижнему — для  $\mu_g < 0$  (Be).

На рис. 5 показаны зависимости  $\chi^2(\omega)$  и  $a(\omega)$  для фосфора. Кривые резко отличаются от кривых рис. 1,2,3,4. Все значения  $\omega$  на рис. 5 равновероятны, а коэффициент асимметрии  $a$  близок к нулю. Эти изме-

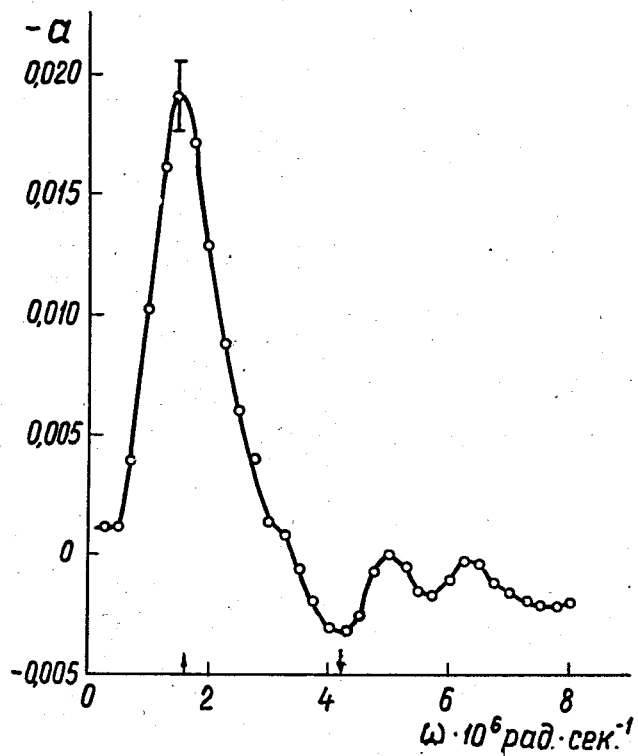


Рис.2. Зависимость  $\alpha(\omega)$  в гидриде лития. Стрелкой  $\uparrow$  отмечена частота прецессии верхнего состояния сверхтонкой структуры, а стрелкой  $\downarrow$  - нижнего.

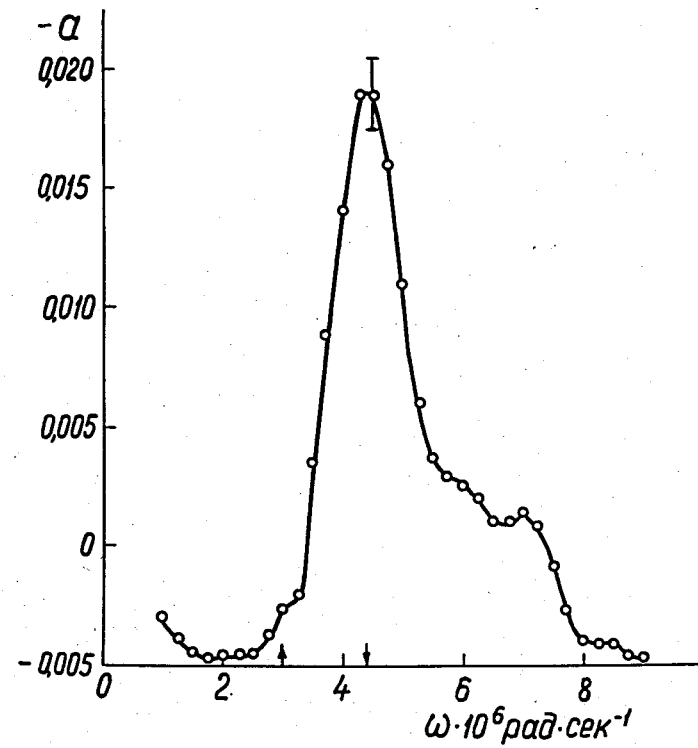


Рис.3. Зависимость  $\alpha(\omega)$  в мезоатоме бериллия.

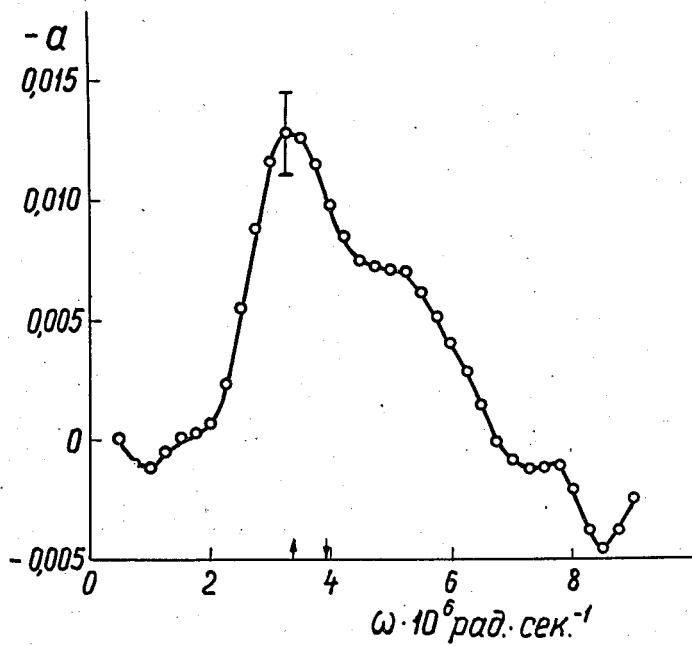


Рис.4. Зависимость  $a(\omega)$  в мезоазоте азота.

Таблица 3

Мишень	частота верх. сост.	прецессии нижн. сост.	$10^{-6}$ рад·сек $^{-1}$ экспер. $\omega_m$
LiH	1,64	4,20	$1,59 \pm 0,036$
Be	3,08	4,30	$4,32 \pm 0,05$
$B_4C$	1,64	3,53	$9,25 \pm 0,1$
$N_2$	3,40	3,90	$3,26 \pm 0,09$
P	10,80	-	-
C	4,29	4,29	$4,29 \pm 0,03$

рения подтверждают результаты работы /1/ и свидетельствуют в пользу большого значения скорости конверсии R по сравнению с вероятностью распада мюона в фосфоре в соответствии с расчетами /6,7/.

В Таблице 4 суммированы результаты измерений коэффициентов асимметрии  $a$ , полные моменты состояний сверхтонкой структуры, для которых измерены эти коэффициенты, приведено отношение  $a$  к коэффициенту асимметрии  $a_c$  в углероде  $a \cdot a_c^{-1}$ , остаточная поляризация в разных мишенях P. Остаточная поляризация находилась из выражения:  $P = 3 a P_0^{-1}$ , где  $P_0 = 0,75 \pm 0,04$  - поляризация пучка,  $a_0$  - значение коэффициента асимметрии  $a$ , приведенное к нулевому энергетическому порогу регистрации электронов распада (значение  $a$  из первой колонки в среднем уменьшено на 3%, за исключением Be, где это уменьшение составляло 13%).

В последней колонке таблицы 4 даны значения  $a(I \neq 0) a^{-1}(I = 0)$ , рассчитанные по формулам работ /1,5/ в предположении отсутствия переходов между уровнями сверхтонкой структуры, их статистической заселенности (сверхтонким расщеплением возбужденных уровней пренебрегается). Эти вычисленные значения довольно близки к полученным экспериментально  $a \cdot a_c^{-1}$  (перекрываются с ними в пределах двух-трех ошибок), но несколько меньше их. Если предположить существование очень быстрых переходов между уровнями сверхтонкой структуры, то по формулам рабо-

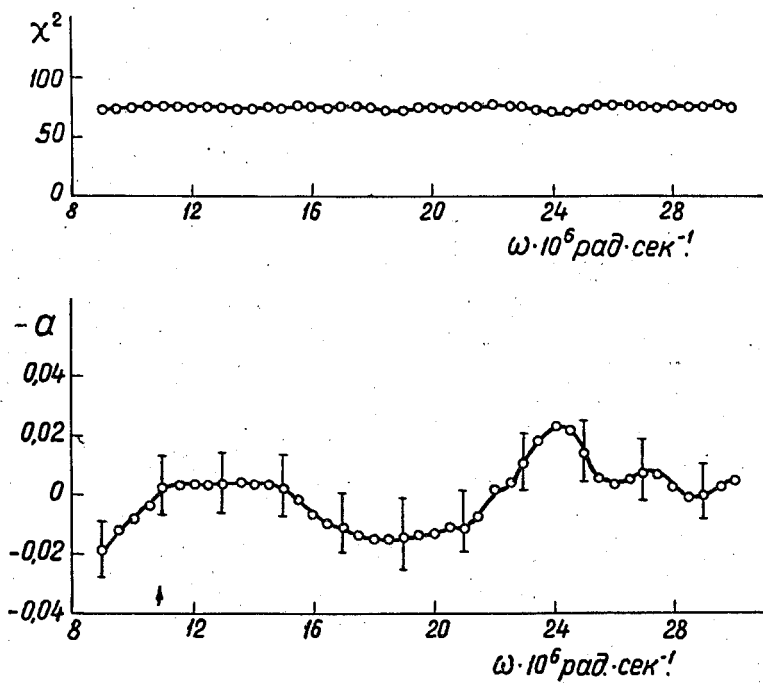


Рис.5. Зависимость  $\chi^2(\omega)$  и  $\alpha(\omega)$  в мезоатоме фосфора.

Таблица 4

Мишень	$-a$	$a \cdot a^{-1}$	F	P	$a(1)a^{-1}(0)$
LiH	$0,0188 \pm 0,0015$	$0,388 \pm 0,033$	2	$0,073 \pm 0,007$	0,314
Be	$0,0192 \pm 0,001$	$0,360 \pm 0,021$	2	$0,068 \pm 0,006$	0,314
N <sub>2</sub>	$0,0134 \pm 0,0017$	$0,270 \pm 0,036$	3/2	$0,052 \pm 0,007$	0,372
P	$-0,0017 \pm 0,006$	$-0,035 \pm 0,123$	0	$0,0068 \pm 0,025$	0
C	$0,0485 \pm 0,0012$	$1,00 \pm 0,025$		$0,194 \pm 0,011$	1

Таблица 5

Ядро	$\tau \cdot 10^6$ сек	$\tau \cdot 10^6$ сек /19,20/
Li	$2,162 \pm 0,011$	$2,194 \pm 0,004$ /19/
Be	$2,158 \pm 0,005$	$2,156 \pm 0,010$ /19/
N	$1,923 \pm 0,009$	$1,927 \pm 0,013$ /19/
P	$0,625 \pm 0,009$	$0,635 \pm 0,002$ /20/
C	$2,045 \pm 0,005$	$2,041 \pm 0,005$ /20/

ты /5/  $a(I) a^{-1}(0)$  равно 0,092; 0,216; 0,087 в нижнем состоянии соответственно для LiH, Be, N<sub>2</sub>. В случае LiH и N<sub>2</sub> это предположение противоречит результатам найденных значений частот прецессии (зарегистрирована асимметрия на частоте верхних состояний) и измеренной величине  $a \cdot a^{-1}$ . Для Be зарегистрирована прецессия на частоте нижнего состояния, но теоретическое значение остаточной поляризации в случае быстрых переходов на 7 экспериментальных ошибок отличается от измеренного.

Несколько большее значение  $a \cdot a^{-1}$  по сравнению с рассчитанным  $a(I) a^{-1}(0)$  не противоречит предположению о наличии влияния сверхтонкого расщепления возбужденных уровней мезоатомов на величину деполяризации, поскольку это влияние не обязательно усиливает деполяризацию, так как ядро поляризуется /4/. Хотя в работе /5/ учтено это влияние, недостаток сведений о распределении по  $\ell$  на верхних уровнях мезоатома не позволяет точно рассчитать величину деполяризации, которую можно детально сравнить с экспериментальными данными.

В работе /6/ скорость переходов R рассчитана для  $z > 5$ . Если для <sup>31</sup>P  $R \gg \Lambda$ , то для <sup>11</sup>B  $R \approx 0,5\Lambda$ . Хотя для Li, Be, N<sub>2</sub> расчетов нет, тем не менее R настолько быстро уменьшается с Z, что для Li и Be можно ожидать  $R \ll \Lambda$ . В случае Li это подтверждается нашими измерениями, так как зарегистрирована заселенность верхнего состояния в сверхтонком дублете. Это не противоречит результатам измерений для Be, поскольку в случае быстрых переходов в нижнем состоянии поляризация должна быть заметно меньше, чем найденная экспериментально. Для азота ожидаемая ситуация менее определена и, возможно,  $R \approx \Lambda$ , что не противоречит результатам данной работы, поскольку измеренная поляризация в верхнем состоянии несколько меньше, чем в случае наличия статистической заселенности состояний сверхтонкой структуры основного состояния.

В мишени В<sub>4</sub>C содержатся атомы <sup>10</sup>B, <sup>11</sup>B, <sup>12</sup>C в отношении 0,15, 0,65, 0,2. Величина коэффициента асимметрии при образовании мезоатомов на <sup>10</sup>B не может превосходить 0,002 на частотах прецессии верхнего и нижнего сверхтонких состояний из-за большого зна-

чения ядерного спина ( $I = 3$ ) и малого содержания изотопа  $^{10}\text{B}$  в мишени. При образовании мезоатомов на  $^{11}\text{B}$  ожидаются (по формулам работы /1/) коэффициенты асимметрии  $-0,0097$  и  $-0,002$  на частотах прецессии верхнего ( $1,62 \cdot 10^6 \text{ рад} \cdot \text{сек}^{-1}$ ) и нижнего ( $3,5 \cdot 10^6 \text{ рад} \cdot \text{сек}^{-1}$ ) состояний сверхтонкой структуры в случае их статистической заселенности. В случае быстрых переходов между состояниями ( $R \gg \Lambda$ ) на частоте прецессии нижнего состояния ожидается асимметрия  $0,0007$  (по формулам работы /5/ в пренебрежении сверхтонким расщеплением возбужденных уровней мезоатома). При образовании мезоатомов на  $^{12}\text{C}$  в мишени  $\text{B}_4\text{C}$  ожидается  $a = -0,0096$  на частоте прецессии  $9,3 \cdot 10^6 \text{ рад} \cdot \text{сек}^{-1}$  свободного мюона. Если посадка мюонов в соединении  $\text{B}_4\text{C}$  не пропорциональна атомной концентрации, а следует закону Ферми-Теллера коэффициент асимметрии на частоте свободного мюона вырастет на 15% ( $a = -0,011$ ).

Из обработки экспериментальных данных в случае  $\text{B}_4\text{C}$  получены зависимости  $\chi^2(\omega)$  и  $a(\omega)$ , подобные показанным на рис.1. При минимальном  $\chi^2(\omega_m)$  коэффициент асимметрии  $a = -0,0104 \pm 0,0016$  для  $\omega_m = (9,2 \pm 0,1) \cdot 10^6 \text{ рад} \cdot \text{сек}^{-1}$ . Вычислены также  $a = -0,0012$  и  $a = 0,0019$  на частоте верхнего  $1,62 \cdot 10^6 \text{ рад} \cdot \text{сек}^{-1}$  и нижнего  $3,5 \cdot 10^6 \text{ рад} \cdot \text{сек}^{-1}$  состояния, при этом значения  $\chi^2(\omega)$  настолько велики, что такие значения  $\omega$  невероятны. Таким образом, обнаружение асимметрии для  $\text{B}_4\text{C}$  только на частоте прецессии свободного мюона позволяет сделать вывод о наличии быстрых переходов между уровнями сверхтонкой структуры  $^{11}\text{B}$ .

Сравнение полученных значений остаточной поляризации с результатами расчетов, выполненных для случая изолированных атомов без учета состояния электронной оболочки мезоатома после окончания мезоатомного каскада, не является вполне строгим. Эффекты, связанные со структурой электронной оболочки мезоатома /18/, в ряде случаев могут быть причиной дополнительной деполаризации. Из работы /18/ следует, что состояние электронной оболочки мезоатома можно определить, зная величину первого потенциала ионизации  $E_1(z)$  вещества мишени, если это не проводник, и энергии сродства к электрону  $E_1(z-1)$  для мезоатома.

Для мишеней  $\text{LiH}$ ,  $\text{B}_4\text{C}$ ,  $\text{Be}$  влияние электронной оболочки мезоатома несущественно, поскольку для мезоатома в случае  $\text{LiH}$  ( $\text{B}_4\text{C}$ ) электронная оболочка имеет два (четыре) электрона и нулевой магнит-



ный момент, а для мезоатома в случае  $Be$  средний по времени магнитный момент электронной оболочки будет также равен нулю вследствие большой вероятности обмена неспаренного электрона этого мезоатома с электронами проводимости. Для мишени  $N_2$  мезоатом может иметь всего 5 электронов и, следовательно, магнитный момент у электронной оболочки. Тогда в слабом поперечном поле возможна прецессия на частоте, определяемой магнитными моментами мюона и электронной оболочки, т.е. в сотни раз большей частоты прецессии свободного мюона. При этом на частотах прецессии  $\omega_+$  и  $\omega_-$  системы мюон-ядро должна наблюдаться полная деполяризация. То обстоятельство, что в  $N_2$  зарегистрирована ненулевая поляризация на частоте прецессии сверхтонкого состояния, свидетельствует, по-видимому, о быстром вступлении мезоатома в химическую реакцию с образованием диамагнитного соединения. Заметим также, что поскольку вступление в химическую реакцию может начаться для произвольного угла поворота в поперечном поле суммарного магнитного момента электронной оболочки и мюона, т.е. прецессия на частоте системы мюон-ядро может начаться с произвольной фазы, то это также может привести к дополнительной деполяризации на этой частоте. Таким образом, причиной уменьшения (по сравнению с  $LiH$  и  $Be$ ) значения остаточной поляризации мюонов в  $N_2$  может быть кратковременный парамагнетизм электронной оболочки мезоатома.

В измерениях по определению остаточной поляризации были получены также времена жизни мюонов в мезоатомах  $C$ ,  $P$ ,  $N$ ,  $Be$ ,  $Li$ . Результаты суммированы в Таблице 5, где для сравнения приведены известные ранее данные /19,20/.

В заключение сделаем следующие выводы:

1. Измерена остаточная поляризация в ядрах со спином  $3/2$  и  $1$  ( $LiH$ ,  $Be$ ,  $N$ ), большое значение которой открывает возможность для исследования углового распределения нейтронов, образованных при мюонном захвате в ядрах с ненулевым спином.

2. Наблюдается нулевая остаточная поляризация в мезоатомах фосфора и бора, что соответствует быстрым переходам между состояниями сверхтонкой структуры.

3. Измеренные частоты прецессии в  $Li$ ,  $Be$ ,  $N$  соответствуют состоянию сверхтонкой структуры  $F_{\pm} = I \pm 1/2$ . Это также указывает на существование спиновой связи мюона и ядра в мезоатомах.

4. Наблюдение большой поляризации на частотах верхнего состояния сверхтонкой структуры в  $Li$  и  $N$  свидетельствует об отсутствии быстрых, по сравнению со скоростью распада, переходов между состояниями сверхтонкой структуры в этих мезоатомах.

#### Л и т е р а т у р а

1. H. Uberall, *Phys. Rev.*, 114, 1640 (1959).
2. E. Lubkin, *Phys. Rev.*, 119, 815 (1960).
3. А.П. Бухвостов, И.М. Шмушкевич. *ЖЭТФ* 41, 1895 (1961).
4. А.П. Бухвостов. *ЯФ* 4, 83 (1966).
5. А.П. Бухвостов. *ЯФ* 9, №1, 107 (1969).
6. R. Winston, V. Telegdi. *Phys. Rev. Lett.*, 7, 104 (1961).
7. R. Winston, *Phys. Rev.*, 129, 2766 (1963).
8. А.Е. Игнатенко, Л.Б. Егоров, Б. Халупа, Д. Чултэм. *ЖЭТФ* 35, вып. 4 (10), 984, 1958.
9. R.D. Klem. *Nuovo Cim.*, 48A, No 3, 741 (1967).
10. Л.Б. Егоров, А.Е. Игнатенко, Д. Чултэм. *ЖЭТФ* 37, 1517 (1959).
11. D.P. Hutchinson, Y. Menes, G. Shapiro. *Phys. Rev. Lett.*, 9, 516 (1962).
12. G. Culligan, Y.E. Lathroop, V.L. Telegdi, R. Winston. *Phys. Rev. Lett.*, 7, 458 (1961).
13. А.И. Бабаев, М.Л. Балац, Г.Г. Мясничева, Ю.В. Обухов, В.С. Роганов, В.Г. Фирсов. *ЖЭТФ* 50, 877 (1966).
14. В.Г. Варламов, Ю.М. Грашин, А.В. Демьянов, Б.А. Долгошеин, В.С. Роганов. Препринт ОИЯИ 1-4084, Дубна 1968.
15. Ю.М. Грашин, Б.А. Долгошеин, В.Г. Кириллов-Угрюмов, А.А. Кропин, В.С. Роганов, А.В. Самойлов, С.В. Сомов. Препринт ОИЯИ Р-1902, Дубна 1964.
16. В.С. Евсеев, В.С. Роганов, В.А. Черногорова, Г.Г. Мясничева, Ю.В. Обухов. Препринт ОИЯИ Р14-3809, Дубна 1968.

17. K.W.Ford, V.W. Hughes, I.G. Wills, *Phys. Rev.Lett.*, 7, 134 (1961).
18. В.С. Евсеев. Препринт ОИЯИ P14-4052 (1968).
19. M.Eckhause, T.A. Filippas, K.B.Sutton, K.E.Welsh. *Phys. Rev.*, 132, 422 (1963).
20. I.E. Lathrop, R.A. Lundy, V.L. Telegdi, R. Winston, D.D.Yovano-  
vitch. *Phys. Rev. Lett.*, 7, 107 (1961).

Рукопись поступила в издательский отдел

30 декабря 1968 года.