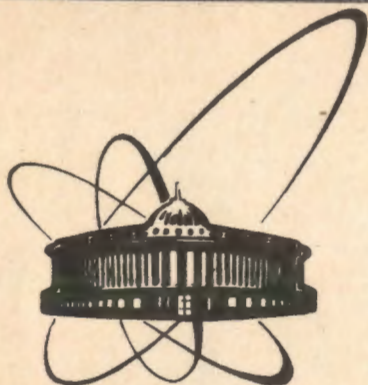


91-430



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

P6-91-430

В.Г.Егоров, В.Б.Бруданин, В.Воробел, Ц.Вылов,  
А.К.Качалкин, Я.Рак, А.В.Саламатин,  
И.Штэкл, И.А.Ютландов

СПИН-НЕЙТРИННЫЕ УГЛОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ  
ПРИ ЯДЕРНОМ ЗАХВАТЕ  
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ МЮОНОВ

1991

## Элементы теории ядерного захвата мюонов

Захват  $\mu^-$ -мезона протоном  $p(\mu^-, \nu_\mu)n$  относится к той же группе процессов взаимодействия лептонов с адронами, что и  $\beta$ -распад ( $e$ -захват), и в общепринятой  $V-A$ -модели описывается тем же гамильтонианом <sup>1,5/</sup>:

$$H_w = \frac{G}{\sqrt{2}} \sum_{i=1}^2 (\bar{\psi}_p O_i \psi_n) \cdot (\bar{\phi}_e O_i (g_1 + g_1' \gamma_5) \phi_\nu) + \text{к.с.} \quad (1)$$

где  $\psi$  и  $\phi$  - это волновые функции адронов и лептонов,  $O_i$  - операторы векторного ( $V$ ) и аксиально-векторного ( $A$ ) взаимодействий,  $g_1(q)$  - соответствующие этим взаимодействиям формфакторы. Отличие  $\mu$ -захвата от  $\beta$ -распада заключается в том, что поскольку энергвыделение в этом случае составляет около  $m_\mu c^2 \cong 100$  МэВ, то передаваемый между лептонами и адронами импульс  $q$  также относительно велик, и потому члены в матричном элементе слабого адронного тока, пропорциональные  $q$ , перестают быть пренебрежимо малыми, как это имеет место в  $\beta$ -распаде. Таким образом, в рамках  $V-A$ -теории наряду с формфакторами  $g_1(q^2)$  и  $g_A(q^2)$  существенное значение приобретают формфакторы индуцированного тензорного ( $g_T(q^2)$ ), индуцированного скалярного ( $g_S(q^2)$ ), индуцированного псевдоскалярного ( $g_P(q^2)$ ) взаимодействия и формфактор слабого магнетизма ( $g_M(q^2)$ ).

Некоторые ограничения на эти формфакторы  $g_i(q^2)$  можно получить а priori из различных гипотез <sup>4,5/</sup> о характере слабого взаимодействия:

1) Из гипотезы о  $T$ -инвариантности взаимодействия следует, что все формфакторы  $g_i(q^2)$  - действительны:

$$\text{Im} (g_i(q^2)) = 0 \quad ; \quad (2)$$

2) Из гипотезы о сохранении векторного тока ( $CVC$ ) следует, что  $g_V(q^2)$  и  $g_M(q^2)$  - такие же, как и в электромагнитном взаимодействии, и их величина составляет

$$g_V(0) = 1 \quad ; \quad (3)$$

$$g_M(0) = 3.706 \quad ; \quad (4)$$

$$g_S(q^2) = 0 \quad ; \quad (5)$$

3) гипотеза о G-инвариантности токов отрицает существование токов второго рода и дает нулевое значение для  $g_T$ :

$$g_T(0) = 0 ; \quad (6)$$

4) Из гипотезы о частичном сохранении аксиально-векторного слабого адронного тока (PCAC) при некоторых других допущениях следует указание на то, что

$$g_A(0) \approx -1.34 , \quad (7)$$

$$g_p(q^2=0.88m_\mu^2) \approx 7 \cdot g_A(q^2) . \quad (8)$$

В случае захвата мюона не свободным протоном, а ядром, эффективный гамильтониан также содержит эти формфакторы, но в первом приближении основной вклад в него дают их линейные комбинации  $G_V$ ,  $G_A$  и  $G_P$ :

$$G_V = g_V(q^2) \cdot (1 + \frac{E_\nu}{2M_N}) + g_S(q^2) ; \quad (9)$$

$$G_A = g_A(q^2) - (g_V(q^2) + g_M(q^2)) \cdot \frac{E_\nu}{2M_N} ; \quad (10)$$

$$G_P = (g_p(q^2) - g_A(q^2) - g_T(q^2) - g_V(q^2) - g_M(q^2)) \cdot \frac{E_\nu}{2M_N} . \quad (11)$$

Так как энергия нейтрино  $E_\nu$  зависит от массы начального и конечного ядра, то для каждого конкретного случая значения  $G_V$ ,  $G_A$  и  $G_P$  также будут различны, но в среднем, при захвате мюонов легкими ядрами с  $A \approx 10..30$ , величины  $G_V$ ,  $G_A$  и  $G_P$  должны меняться слабо, и их можно считать константами. С учетом (2)..(8) эти константы должны принимать значения <sup>4</sup>:

$$G_V \approx +1.03 ; \quad (12)$$

$$G_A \approx -1.45 ; \quad (13)$$

$$G_P \approx -0.62 . \quad (14)$$

Одним из путей экспериментального измерения этих формфакторов является исследование угловых корреляций в  $\mu$ -захвате.

При захвате поляризованных  $\mu^-$ -мезонов ядром  $(A,Z)$  со спином  $I_1$  в ряде случаев с достаточно большой вероятностью может образоваться возбужденное ядро  $(A,Z-1)^*$  со спином  $I_2$ , которое через время  $\tau$  переходит в лежащее ниже состояние со спином  $I_0$ , испуская при этом  $\gamma$ -квант с энергией  $E_\gamma$  и мультипольностью  $L$ :

$$\mu^- + (A,Z)_{I_1} \rightarrow (A,Z-1)_{I_2}^* + \nu_\mu \quad (15)$$

$$\downarrow$$

$$(A,Z-1)_{I_0} + \gamma_{E,L}$$

При этом функция угловой корреляции между вектором поляризации мюонов  $\vec{P}$ , направлением вылета нейтрино  $\vec{v}$  и направлением испускания  $\gamma$ -кванта  $\vec{k}$  в общем случае для " $\mu$ -запрещенного  $\mu$ -захвата может быть представлена <sup>4</sup> в виде

$$W^{(n)} = 1 + (\alpha^{(n)} - \frac{1}{3} \cdot c_1^{(n)}) \cdot (\vec{P} \cdot \vec{v}) + \sum_{j=1}^{2n+2} (a_j^{(n)} + b_j^{(n)} (\vec{P} \cdot \vec{v})) \cdot P_j(\vec{k} \cdot \vec{v}) +$$

$$+ \sum_{j=0}^{2n+1} c_j^{(n)} \cdot (\vec{P} \cdot \vec{k}) \cdot P_j(\vec{k} \cdot \vec{v}) + \sum_{j=0}^{2n+1} d_j^{(n)} \cdot ((\vec{P} \cdot \vec{v}) \cdot \vec{k}) \cdot P_j(\vec{k} \cdot \vec{v}) \quad (16)$$

где  $P_j(x)$  - полиномы Лежандра,  $\alpha$ ,  $a_j$ ,  $b_j$ ,  $c_j$ ,  $d_j$  - корреляционные коэффициенты, однозначно выражающиеся через формфакторы  $g_V$ ,  $g_A$ ,  $g_T$ ,  $g_M$ ,  $g_P$ ,  $g_S$  (или  $G_V$ ,  $G_A$ ,  $G_P$ ) и ядерные матричные элементы. В случае исследования разрешенных переходов без регистрации циркулярной поляризации  $\gamma$ -квантов в формуле (16) исчезают члены с нечетными степенями  $\vec{k}$ , и она значительно упрощается:

$$W = 1 + (\alpha + \frac{2}{3} \cdot c_1) \cdot (\vec{P} \cdot \vec{k}) \cdot (\vec{k} \cdot \vec{v}) + (a_2 + b_2 \cdot (\vec{P} \cdot \vec{k})) \cdot (\vec{k} \cdot \vec{v}) \cdot P_2(\vec{k} \cdot \vec{v}) . \quad (17)$$

В этом выражении коэффициент  $\alpha$  характеризует асимметрию вылета нейтрино, а коэффициенты  $c_1$ ,  $a_2$  и  $b_2$  зависят от мультипольности  $\gamma$ -перехода и учитывают анизотропию  $\gamma$ -излучения, обусловленную частичной поляризацией ядра отдачи после захвата поляризованного мюона и испускания поляризованного нейтрино.

Использование мультипольного разложения операторов разрешенного мюонного захвата ( $0^+ \rightarrow 1^+$ ) позволяет связать корреляционные коэффициенты  $\alpha$ ,  $c_1$ ,  $a_2$  и  $b_2$  с формфакторами  $g_1$  и ядерными матричными элементами  $[101]$ ,  $[121]$ ,  $[011p]$  и  $[111p]$ :

$$\alpha = \frac{1}{3} \cdot \frac{M_1^2(-1) + 4 \cdot \sqrt{2} \cdot M_1(-1) \cdot M_1(+2) - M_1^2(+2)}{M_1^2(-1) + M_1^2(+2)} , \quad (18)$$

$$c_1 = Q_2(L) \cdot \frac{M_1^2(-1) - M_1(-1) \cdot M_1(+2) / \sqrt{2} - M_1^2(+2)}{M_1^2(-1) + M_1^2(+2)} , \quad (19)$$

$$a_2 = Q_2(L) \cdot \frac{\sqrt{2} \cdot M_1(-1) \cdot M_1(+2) - \frac{1}{2} \cdot M_1^2(+2)}{M_1^2(-1) + M_1^2(+2)}, \quad (20)$$

$$b_2 = Q_2(L) \cdot \frac{\frac{3}{2} \cdot M_1^2(+2)}{M_1^2(-1) + M_1^2(+2)}, \quad (21)$$

где амплитуды  $M_1(-1)$  и  $M_1(+2)$  представляют собой

$$M_1(-1) = \sqrt{2/3} \cdot \left\{ -\left(G_A - \frac{1}{3} G_P\right) \cdot [101] + G_P \cdot \frac{\sqrt{2}}{3} \cdot [121] - \frac{g_A}{M} \cdot [011p] + \frac{g_V}{M} \cdot \sqrt{2/3} \cdot [111p] \right\}, \quad (22)$$

$$M_1(+2) = \sqrt{2/3} \cdot \left\{ \left(G_A - \frac{2}{3} G_P\right) \cdot [121] - G_P \cdot \frac{\sqrt{2}}{3} \cdot [101] + \frac{g_A}{M} \cdot \sqrt{2} \cdot [011p] + \frac{g_V}{M} \cdot \sqrt{2/3} \cdot [111p] \right\}, \quad (23)$$

а множитель  $Q_2(L)$  зависит от спинов состояний  $I_f$ ,  $I_0$  и мультипольности  $\gamma$ -перехода между ними  $L$ . Для M1-перехода ( $1^+ \rightarrow 0^+$ ) этот множитель равен 1, а для смешанного (M1 + E2)-перехода ( $1^+ \rightarrow 2^+$ ) составляет

$$Q_2(L) = \frac{1}{10} \cdot (1 - 6\sqrt{5} \cdot \delta + 5\delta^2) / (1 + \delta^2), \quad (24)$$

где  $\delta$  - отношение амплитуд (E2):(M1) для данного  $\gamma$ -перехода.

Если в выражениях (22) и (23) пренебречь всеми матричными элементами, кроме основного [101], то вместо (18)...(21) получим:

$$\alpha = \frac{G_A^2 + 2 \cdot G_A \cdot G_P - G_P^2}{3 \cdot G_A^2 - 2 \cdot G_A \cdot G_P + G_P^2}, \quad (25)$$

$$c_1 = Q_2(L) \cdot 3 \cdot \frac{G_A^2 - G_A \cdot G_P}{3 \cdot G_A^2 - 2 \cdot G_A \cdot G_P + G_P^2}, \quad (26)$$

$$a_2 = Q_2(L) \cdot \frac{2 \cdot G_A \cdot G_P - G_P^2}{3 \cdot G_A^2 - 2 \cdot G_A \cdot G_P + G_P^2}, \quad (27)$$

$$b_2 = Q_2(L) \cdot \frac{G_P^2}{3 \cdot G_A^2 - 2 \cdot G_A \cdot G_P + G_P^2}, \quad (28)$$

Таким образом, корреляционные коэффициенты  $\alpha$ ,  $c_1$ ,  $a_2$  и  $b_2$  оказываются однозначно связанными с отношением амплитуд  $M_1(+2)/M_1(-1)$  и в первом приближении - с отношением  $G_P/G_A$ . При этом, поскольку все коэффициенты, кроме  $\alpha$ , зависят еще и от мультипольности  $\gamma$ -перехода, наиболее выгодно исследовать переходы типа ( $0^+ \xrightarrow{\mu} 1^+ \xrightarrow{\gamma} 0^+$ ). На рисунке 1 для перехода такого типа представлена зависимость корреляционных коэффициентов от отношения  $M_1(+2)/M_1(-1)$  или  $G_P/G_A$ , вычисленная по формулам (17...27). Там же представлен и коэффициент  $\beta$ , характеризующий продольную поляризацию ядра отдачи.

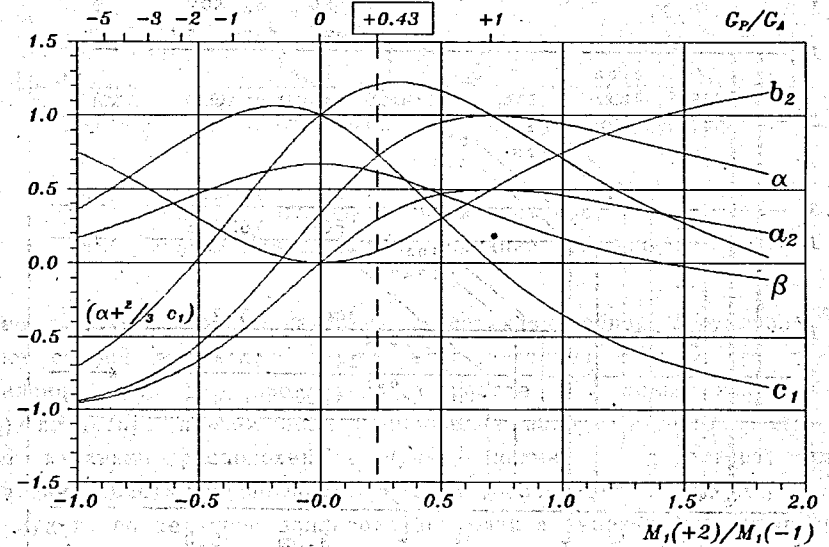


Рис. 1. Зависимость корреляционных коэффициентов в  $\mu$ -захвате от отношения  $M_1(+2)/M_1(-1)$  или  $G_P/G_A$ .

Как следует из вышеизложенного, экспериментально измерив значения корреляционных коэффициентов, можно определить отношение  $M_1(+2)/M_1(-1)$ ; если же при этом имеется какая-либо информация о матричных элементах [101], [121], [011p] и [111p], то можно найти отношение  $G_P/G_A$  и, сравнив его с оценками (13) и (14), сделать выводы о справедливости гипотез, на основании которых были сделаны эти оценки. Однако, к настоящему времени успешно выполнен лишь эксперимент по определению поляризации ядер  $^{12}\text{B}^{(g.s.)}$  после  $\mu$ -захвата ядрами  $^{12}\text{C}$ . Что

же касается измерения четырех корреляционных коэффициентов, входящих в формулу (17), то несмотря на то, что методика такого измерения была предложена еще в 1968 году [17] и затем неоднократно обсуждалась [14,8], в этом направлении была предпринята тоже всего одна попытка [19] с использованием кремниевой мишени. К сожалению, как это признают и сами авторы работы [19], этот эксперимент оказался мало удачным.

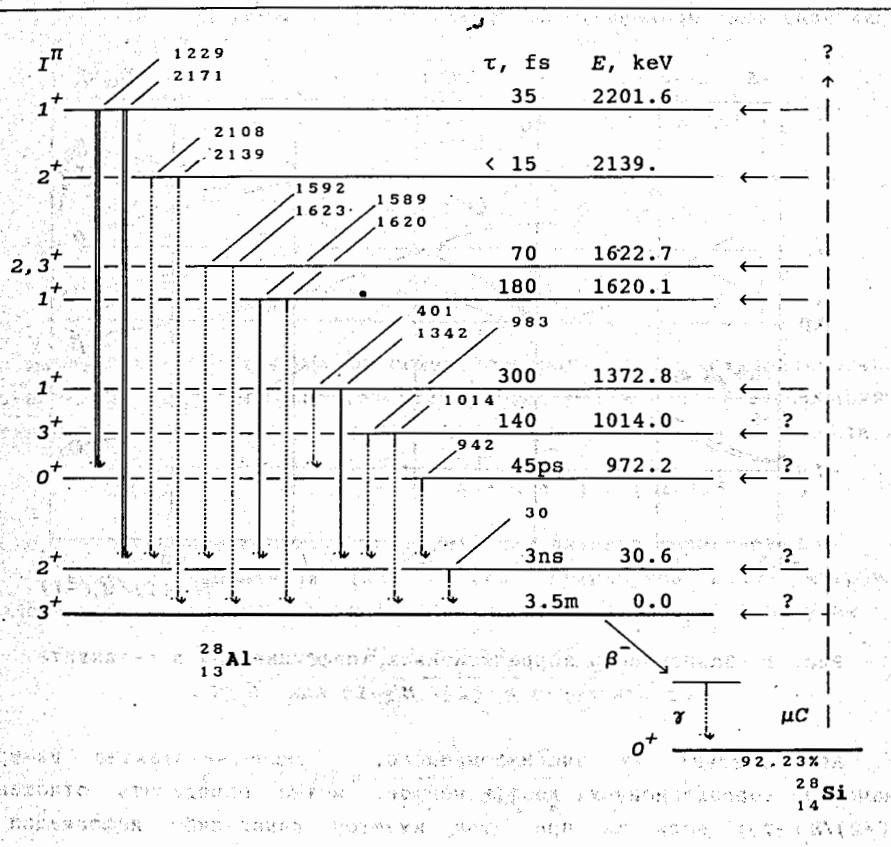


Рис. 2. Уровни ядра  $^{28}\text{Al}$ , заселяемые при  $\mu$ -захвате в  $^{28}\text{Si}$ .

Информацию о векторе поляризации мюонов  $\vec{P}$  с хорошей точностью можно получить по известной ( $\mu\text{SR}$ )-методике, причем из результатов многих работ (см., например, [10,11]) следует, что для получения максимальной поляризации необходимо в качестве мишени использовать

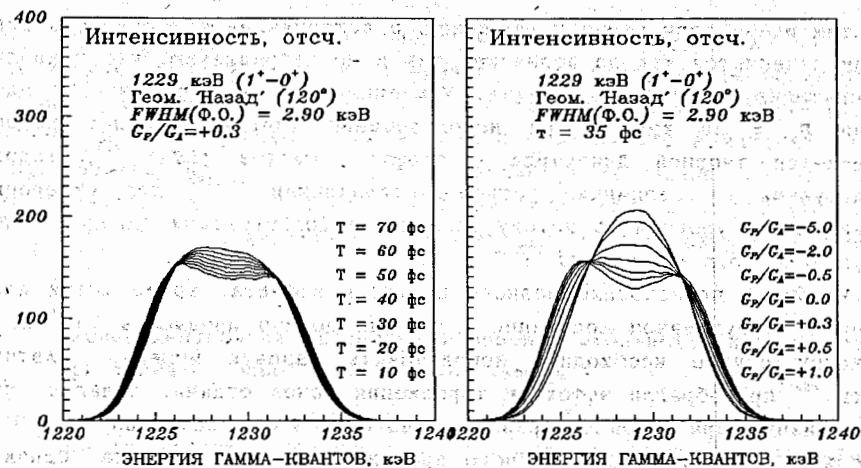


Рис. 3. Профиль  $\gamma$ -линии 1229 кэВ, вычисленный для различных значений  $\tau$  и  $G_p/G_A$ .

простые вещества (не соединения) с металлоподобной структурой и с нулевым спином ядра. Что же касается векторов  $\vec{K}$  и  $\vec{v}$ , то для их определения, как это предложено в работе [17], можно использовать Ge(Li)-детектор, причем если направление вылета  $\gamma$ -квантов задается просто взаимным расположением пучка, мишени и детектора, то о направлении вылета мюонного нейтрино (а точнее - об угле между  $\vec{K}$  и  $\vec{v}$ ) можно судить по величине доплеровского сдвига энергии  $E_\gamma$ , вызываемого отдачей ядра при испускании нейтрино, аналогично тому, как это делалось в работе [12]:

$$E_\gamma = E_\gamma^0 \cdot (1 - V(t) \cdot (\vec{K} \cdot \vec{v})) \quad (29)$$

где  $E_\gamma^0$  - энергия  $\gamma$ -кванта для покоящегося ядра, а  $V$  - скорость ядра отдачи в момент  $\gamma$ -перехода. Сразу же после  $\mu$ -захвата (при  $t = 0$ ) эта скорость определяется лишь балансом энергии и импульса и равна

$$V(0) = \left[ 1 + 2 \cdot \frac{(M_1 - M_f) + (m_\mu - m_e) - E_{1s}}{M_f} \right]^{1/2} - 1 \quad (30)$$

но затем из-за торможения и рассеяния в веществе мишени скорость ядра отдачи изменяется как по величине, так и по направлению, что приводит к уменьшению и размытию эффекта. Указанный процесс при энергии ядер отдачи  $E_R \geq 20$  кэВ и при использовании твердых мишеней хорошо описывается теорией Линдхарда - Шарфа - Шютта (LSS) <sup>/13/</sup>, широко используемой с различными усовершенствованиями <sup>/14,16/</sup> для измерения времени жизни уровней по методу ослабления доплеровских сдвигов (ОДС) в  $(n, n')$ - и  $(p, p')$ -реакциях <sup>/17,18/</sup>.

Чтобы не происходило полного размытия эффекта, время жизни ядра отдачи в возбужденном состоянии ( $\tau$ ) не должно превышать  $10^{-13}$  с; в противном случае необходимо использовать газовую мишень. Авторы работы <sup>/9/</sup> пренебрегли эффектом торможения ионов отдачи, полагая, что время жизни ядра в рассматриваемом возбужденном состоянии ( $\tau$ ) в несколько раз меньше характерного времени до остановки иона. Однако проведенные нами по методу (LSS) расчеты показывают, что влияние этого эффекта при использовании твердых мишеней уже при  $\tau > 10^{-14}$  с может оказаться очень существенным.

Т а б л и ц а

Мишень	<sup>12</sup> C				<sup>24</sup> Mg		<sup>28</sup> Si			
	Ядро отдачи				<sup>24</sup> Na		<sup>28</sup> Al			
$I_1$	$0^+$				$0^+$		$0^+$			
$I_f$	$2^-$	$1^-$			$2^{(+)}$	$1, 2^+$	$1^+$	$1^+$	$1^+$	
$E_{\gamma}^{(*)}$ , МэВ	1.67	2.62			1.34	1.85	1.37	1.62	2.20	
$E_D$ , МэВ	89.7	88.7			97.7	97.2	98.4	98.2	97.6	
$E_R$ , кэВ	359	352			214	211	186	185	183	
$\nu(O) \cdot 10^3$	8.01	7.93			4.37	4.35	3.78	3.77	3.74	
$\tau$ , фс	<50	<70			80	230	300	180	35	
$\Gamma(\tau)$ , нм	<120	<170			100	300	340	200	39	
$I_0$	$1^+$	$2^-$	$2^+$	$1^+$	$1^+$	$1^+$	$2^+$	$2^+$	$0^+$	$2^+$
$E_{\gamma}$ , кэВ	1674	947	1668	2621	869	1374	1342	1589	1229	2171
Выход $\gamma/10^3 \mu$	0.12	0.05	0.30	0.02	36	39	17	17	11	46
$\delta E_{\gamma}^0$ , кэВ	13.4	7.5	13.2	20.7	3.8	6.0	5.1	6.0	4.6	8.1

На рисунках 2 и 3 представлена схема уровней ядра <sup>28</sup>Al, заселяемых при  $\mu$ -захвате в Si-мишени, и результаты симуляции профиля одной из  $\gamma$ -линий (1229 кэВ), а в таблице приведены основные исходные данные об этом процессе, так же как и о  $\mu$ -захвате в мишенях из <sup>12</sup>C и <sup>24</sup>Mg, взятые из работ <sup>/19,21/</sup>, а также вычисленные на их основе значения энергии ядер отдачи ( $E_R$ ), максимального доплеровского сдвига ( $\delta E_{\gamma}^0 = E_{\gamma}^0 \cdot \nu(O)$ ) и характерного пробега ( $r_R(\tau)$ ) в вакууме за время  $\tau$ .

Экспериментальная процедура измерения мюон-нейтринной корреляции при захвате мюонов в кремниевой мишени

Исходя из вышеизложенного, мы начали серию экспериментов на пучке поляризованных  $\mu^-$ -мезонов <sup>/22/</sup> фазотрона ЛЯП с целью измерения профиля  $\gamma$ -линий, перечисленных в таблице. Первые тестовые измерения проводились в течение 12 часов на Si-мишени массой 530 г с помощью HPGe-детектора объемом 40 см<sup>3</sup> под углом 90° к пучку. На рисунке 4 представлены результаты этого измерения; там же приведены расчетные кривые, соответствующие  $G_p/G_A = +0.5$  и различным временам жизни возбужденного уровня дочернего ядра.

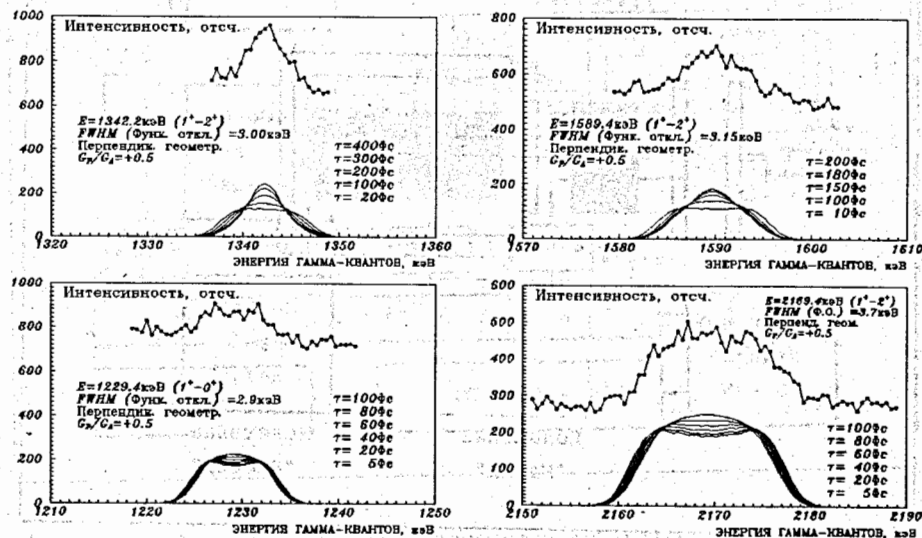


Рис. 4. Профиль  $\gamma$ -линий 1229, 1342, 1589 и 2169 кэВ в геометрии 90° (кривые - расчет при  $G_p/G_A = +0.5$ , точки - эксперимент).

Из полученных данных нами были сделаны следующие выводы :

1) При достаточно большой статистике по форме  $\gamma$ -линий, измеренных в данной геометрии ( $90^\circ$ ), возможно одновременно получить информацию о корреляционном коэффициенте  $a_2$  и о времени жизни уровня  $\tau$ ;

2) Для более точного определения  $a_2$  и остальных корреляционных коэффициентов необходимо проводить измерения в противоположной геометрии ("вперед" и "назад"), причем наибольшую информацию можно получить из обработки линий 1229 и 2171 кэВ, т.к. они, во-первых, имеют хорошую интенсивность, во-вторых, не накладываются на какие-либо сильные фоновые линии, в-третьих, разряжают один и тот же уровень (а потому должны иметь одинаковое относительное уширение и одинаково деформироваться из-за торможения ядра отдачи);

3) Для снижения фона от мезорентгеновского излучения необходимо использовать временную фильтрацию сигналов.

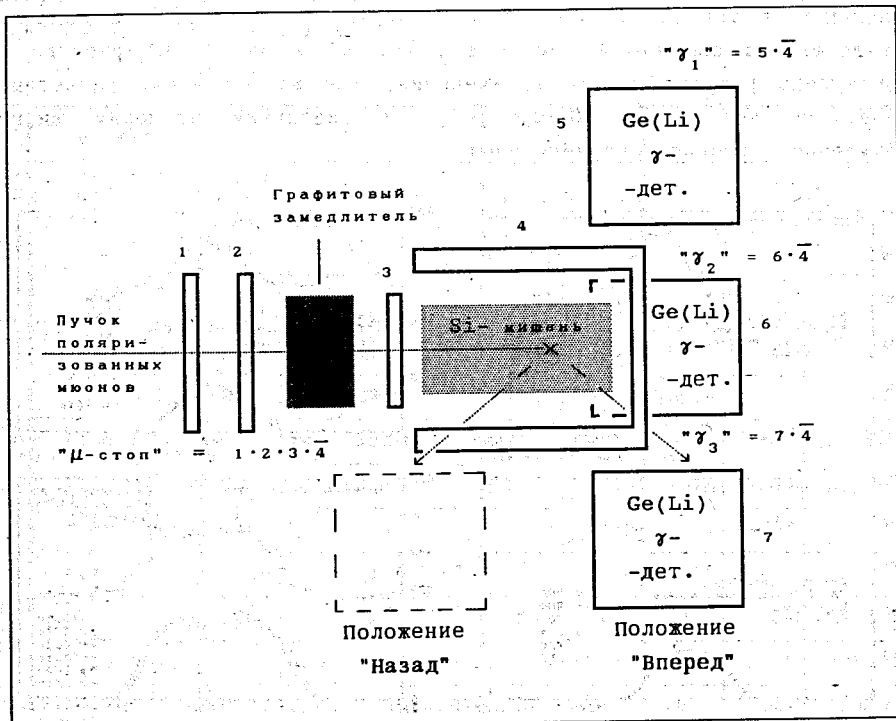


Рис. 5. Установка для измерения  $\gamma$ -спектров при захвате поляризованных мюонов в  $^{28}\text{Si}$ .

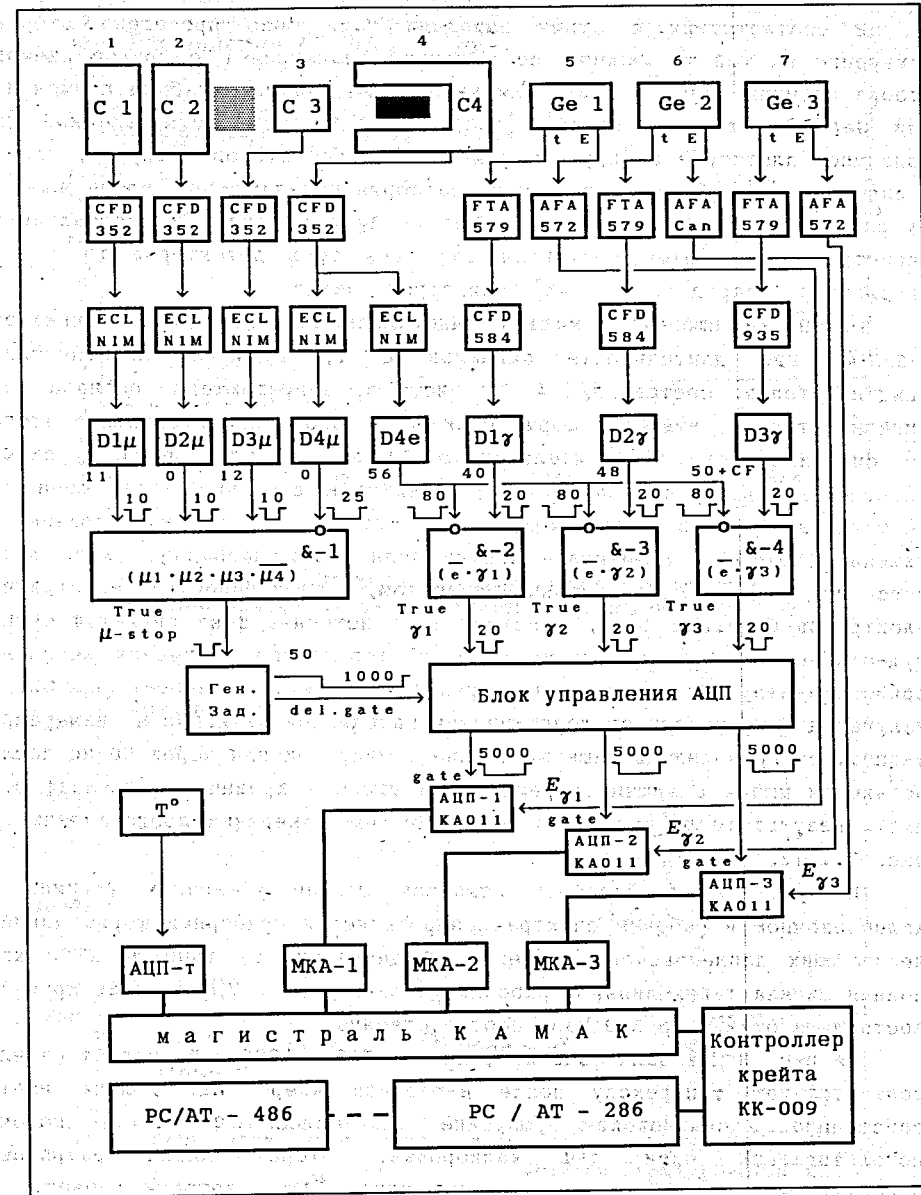


Рис. 6. Схема регистрирующей аппаратуры для экспериментов по захвату мюонов в  $^{28}\text{Si}$ .

В соответствии с этими выводами нами было проведено второе измерение на той же мишени, но в другой геометрии и с другой схемой отбора событий (рис. 5 и 6). Для увеличения статистики были применены три Ge(Li)-детектора объемом 100, 60 и 50 см<sup>3</sup>, установленные на подвижной платформе и окружающие мишень с трех сторон - справа, слева и снизу по ходу пучка. Каждый час платформа передвигалась вдоль мишени на расстояние  $\approx 10$  см, так что угол между осью пучка и направлением регистрации  $\gamma$ -квантов составлял для всех трех детекторов то + 45° (геометрия "вперед"), то - 45° (геометрия "назад").

Остановки мюонов в мишени выделялись по совпадениям сигналов 1·2·3·4, где длительности сигналов с 1, 2 и 3 пластических сцинтилляторов составляли  $\approx 10$  нс, а запрещающего сигнала со сцинтиллятора 4, имеющего форму стакана, - около 25 нс. Сигнал с этого же сцинтиллятора, но длительностью 80 нс, использовался в схеме антисовпадений с сигналами от  $\gamma$ -детекторов для подавления фона от жестких электронов, попадающих в детекторы при распаде мюонов в мишени. (Хотя для кремниевой мишени доля таких распадов (около 30%) мала по сравнению с ядерным захватом, эффективность регистрации электронов близка к 100%, и потому этот источник фона является очень существенным). Для подавления фона от тормозного излучения мезонов, прямого  $\gamma$ -излучения от различных реакций, а также мезорентгеновского излучения и излучения от долгоживущей наведенной активности измерение  $\gamma$ -спектров проводилось лишь в течение 1 микросекунды через 50 нс после остановки мюона в мишени (время жизни мюона в кремнии составляет 0.8 мкс). Результаты проведенного таким образом измерения представлены на рис. 7...12.

Из рис. 7, на котором показаны ширины различных  $\gamma$ -линий в калибровочном и рабочем спектрах, определяется приборная форма линий, не имеющих доплеровского уширения. В диапазоне от 1000 до 2500 кэВ полная ширина таких линий в рабочих условиях (рис. 7, сплошная кривая) составляла от 2.7 до 3.9 кэВ соответственно.

На рис. 8 показаны фоновые  $\gamma$ -линии 1778 и 1809 кэВ. Первая из них соответствует  $\gamma$ -переходу после  $\beta$ -распада ядер <sup>28</sup>Al, должна иметь собственное доплеровское уширение не более 50 эВ и потому использовалась нами для калибровки. Вторая линия разряжает относительно долгоживущий уровень ядра <sup>26</sup>Mg, который может, в принципе, прямо или каскадно заселяться в реакциях <sup>28</sup>Si( $\mu^-$ , d) и <sup>27</sup>Al( $\mu^-$ , n). Эта линия должна быть уширена, но из-за большого времени жизни уширение это незначительно.

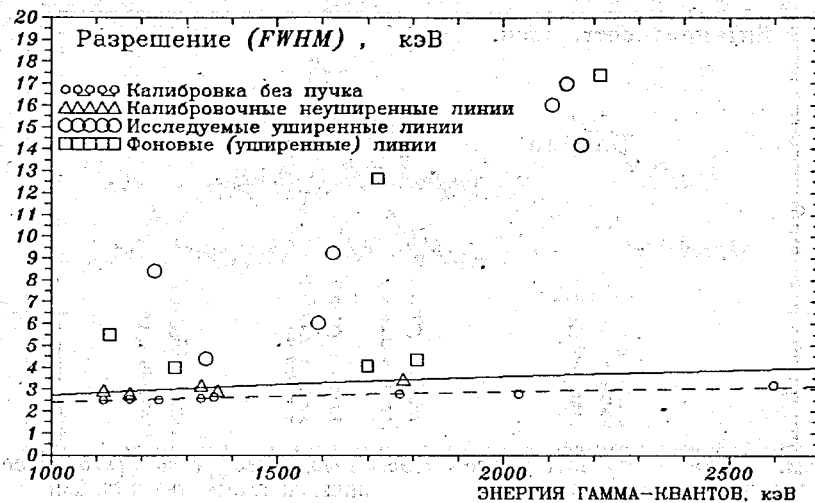


Рис. 7. Ширина (FWHM) различных линий в  $\gamma$ -спектре при захвате мюонов в кремниевой мишени.

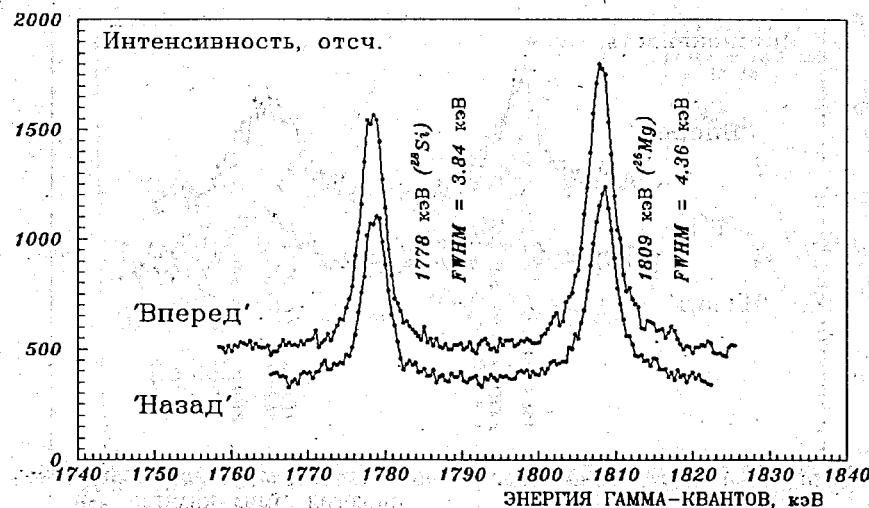


Рис. 8. Профиль неуширенных фоновых  $\gamma$ -линий 1778 и 1809 кэВ при захвате мюонов в кремниевой мишени.



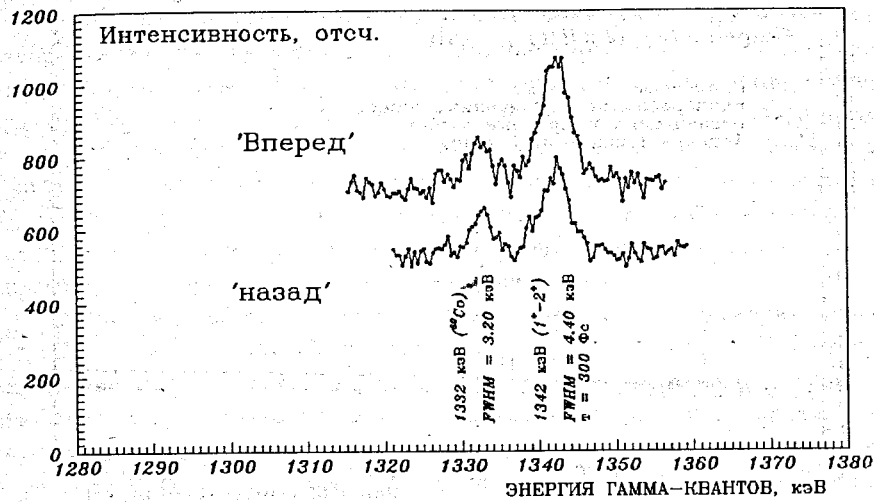


Рис. 9. Профиль  $\gamma$ -линии 1342 кэВ в геометрии "Вперед" и "Назад" при захвате поляризованных мюонов в кремниевой мишени.



Рис. 10. Профиль  $\gamma$ -линии 1589 кэВ в геометрии "Вперед" и "Назад" при захвате поляризованных мюонов в кремниевой мишени.

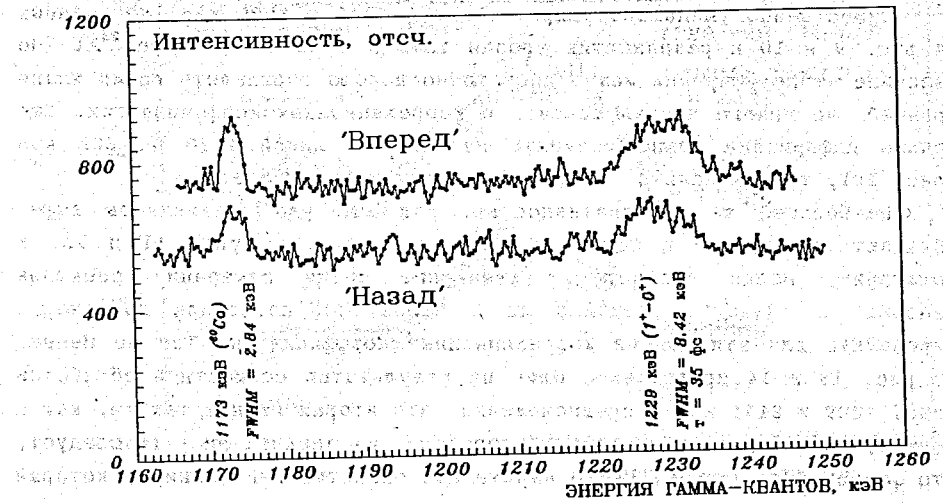


Рис. 11. Профиль  $\gamma$ -линии 1229 кэВ в геометрии "Вперед" и "Назад" при захвате поляризованных мюонов в кремниевой мишени.

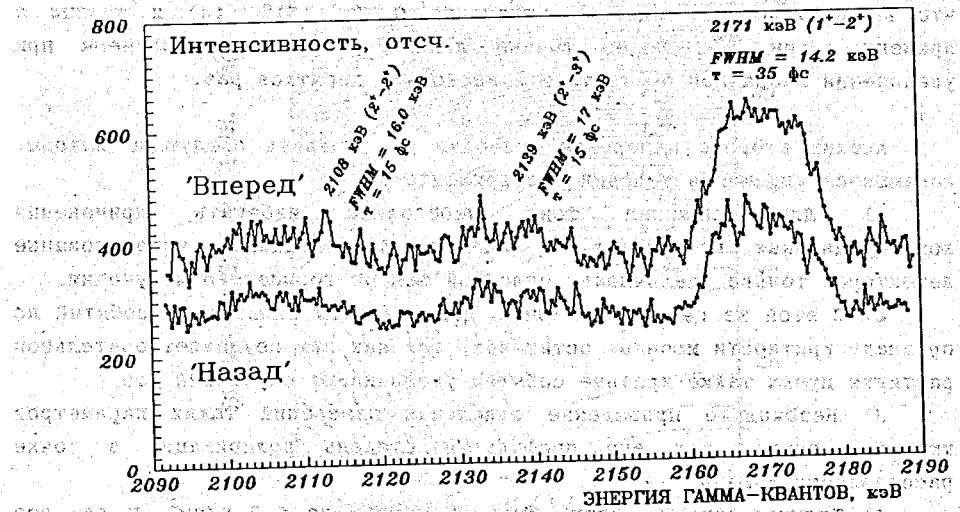


Рис. 12. Профиль  $\gamma$ -линии 2171 кэВ в геометрии "Вперед" и "Назад" при захвате поляризованных мюонов в кремниевой мишени.

существенно уменьшено уширение линий 1342 и 1589 кэВ, показанных на рис. 9 и 10 и разряжающих уровни 1373 и 1620 кэВ в ядре  $^{28}\text{Al}$ . По величине этого уширения можно достаточно хорошо определить время жизни уровней, но ничего нельзя сказать о корреляционных коэффициентах. Еще меньше информации можно получить из анализа линий 1620 и 1623 кэВ (рис. 10), так как они образуют неразрешимый дублет.

Наибольшей же информативностью, как это уже указывалось выше, обладают линии 1229 и 2171 кэВ, представленные на рис. 11 и 12. К сожалению, малая статистика (суммарное время измерения спектров "вперед" и "назад" составило по 5 часов) не позволила достоверно определить для этих линий корреляционные коэффициенты. Тем не менее, на рис. 13 и 14 представлен один из результатов совместной обработки линий 1229 и 2171 кэВ в предположении, что вторая из них, так же, как и первая, соответствует чистому  $M1$ -переходу. Из анализа рис. 14 следует, что функционал  $\chi^2$  имеет четко выраженный единственный минимум, который соответствует оптимальным значениям искомых параметров:

$$\tau = 25 \dots 30 \text{ фс} \quad (31)$$

$$M_1(+2) / M_1(-1) = +0.2 \dots +0.4 \quad (32)$$

что не противоречит оценкам отношения  $G_p/G_A$  (13), (14) и данным о времени жизни  $^{19}\text{F}$ . Более точные данные могут быть получены при увеличении набранной статистики в несколько десятков раз.

Анализ второго измерения позволил нам сделать следующие выводы, касающиеся улучшения условий эксперимента:

- 1) Для снижения фона необходимо избегать применения конструкционных материалов с большим  $Z$ ; пассивное экранирование детекторов только увеличивает сплошной фон от тормозного излучения.
- 2) С этой же целью желательно использовать фильтрацию событий по признаку кратности мюонных остановок, так как при неудовлетворительной растяжке пучка такие кратные события увеличивают случайный фон.
- 3) Необходимо проведение отдельных измерений таких параметров мюонного пучка, как его профиль и степень поляризации в точке расположения мишени.
- 4) Толщина мишени должна быть уменьшена до  $6-8 \text{ г/см}^2$ , и для нее должна быть более точно промерена кривая распределения мюонных остановок.
- 5) Для получения удовлетворительной статистики необходимо проведение повторных длительных измерений в течение  $\approx 100$  часов.

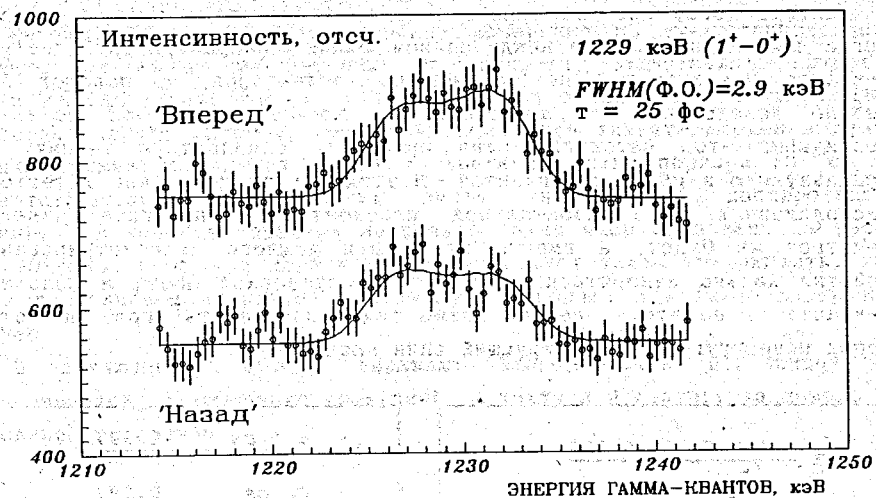


Рис. 13. Профиль  $\gamma$ -линии 1229 кэВ (точки) в геометрии "Вперед" и "Назад" и вписанная в него оптимальная расчетная кривая.

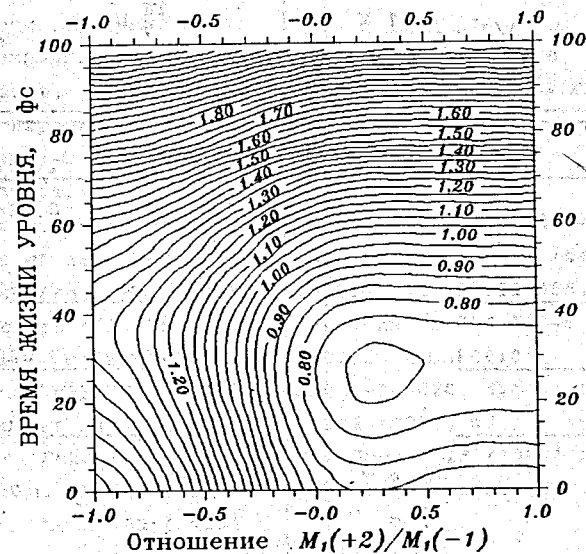


Рис. 14. Поверхность функционала  $\chi^2$  при совместном фитировании двух линий 1229 и 2171 кэВ (по осям отложены время жизни уровня  $\tau$  и отношение  $M_1(+2)/M_1(-1)$ ).

Кроме того, возможно проведение эксперимента в иной постановке, когда для изменения угла между спином мюона и направлением регистрации  $\gamma$ -кванта используется не перемещение детекторов, а поворот спина мезона вследствие его прецессии во внешнем магнитном поле. Для реализации этой методики можно применить стандартную технику [23], используемую в  $\mu$ SR-экспериментах. В этом случае положение детекторов, расположенных в горизонтальной плоскости, в процессе измерения меняться не будет, а вместо этого для каждого зарегистрированного события должно измеряться время между остановкой мюона и появлением  $\gamma$ -кванта, и по этому времени можно будет определить угол, на который успел повернуться прецессирующий спин мюона.

$1/2^-$	$120 \text{ fs}$	$0.320$		
$1/2^+$	$13.8 \text{ s}$	$0$		
	$^{11}_4 \text{ Be}$			
			$3/2^-$	$80.1 \%$
			$^{11}_5 \text{ B}$	
$0^+$	$< 97 \text{ fs}$	$2.72$		
$1^-$	$< 49 \text{ fs}$	$2.621$		
$2^-$	$< 35 \text{ fs}$	$1.674$		
$2^+$	$180 \text{ fs}$	$0.953$		
$1^+$	$20.4 \text{ ms}$	$0$		
	$^{12}_5 \text{ B}$		$0^+$	$98.9 \%$
			$^{12}_6 \text{ C}$	
$1^-$	$4.5 \text{ ps}$	$0.397$		
$3^-$	$66 \text{ ps}$	$0.297$		
$0^-$	$5.3 \text{ } \mu\text{s}$	$0.120$		
$2^-$	$7.13 \text{ s}$	$0$		
	$^{16}_7 \text{ N}$		$0^+$	$99.9 \%$
			$^{16}_8 \text{ O}$	
$1^+$	$31 \text{ fs}$	$1.057$		
$1^-$	$1.1 \text{ ps}$	$0.984$		
$4^+$	$55 \text{ ps}$	$0.823$		
$3^+$	$280 \text{ fs}$	$0.656$		
$2^+$	$11 \text{ s}$	$0$		
	$^{20}_9 \text{ F}$		$0^+$	$90.5 \%$
			$^{20}_{10} \text{ Ne}$	

Рис. 15. Ядра, представляющие интерес для корреляционных экспериментов по мюонному захвату.

Необходимо также начать пробные измерения по уже опробованной методике, но на других мишенях. В частности, представляют интерес мишени из уже упомянутых в таблице углерода и магния, а также бора, кислорода, неона, фосфора, серы и кальция; при захвате мюонов в этих мишенях должны заселяться уровни с временем жизни порядка  $10^{-13}$  с, и соответствующие  $\gamma$ -линии могут иметь значительное доплеровское уширение. (В качестве примера несколько таких ядер приведены на рис. 15). Возможно, что и в других ядрах существует такая возможность, но мы не располагаем подробной информацией о спинах и времени жизни их уровней.

В заключение авторы выражают благодарность В.Г.Зинову и В.Г.Калинникову за полезные дискуссии, а также А.И.Акатову за помощь в проведении измерений.

#### Литература

1. Ц.Ли, Ц.Ву, "Слабые взаимодействия", пер с англ., М., Мир, 1968.
2. Р.Блин-Стойл. "Фундаментальные взаимодействия и атомное ядро", пер. с англ., М., Мир, 1976.
3. А.О.Вайсенберг. "Мю-мезон", пер. с англ. М., Наука, 1964.
4. В.В.Балашов, Г.Я.Коренман, Р.А.Эрамжан, "Поглощение мезонов атомными ядрами". М., Атомиздат, 1978.
5. Ю.В.Гапонов, Препринт Института атомной энергии им. И.В.Курчатова, ИАЭ-2972, Москва, 1978.
6. L.P.Roesch et al., Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 1507.
7. L.Grenacs et al., Nucl. Instr. & Meth. 58 (1968) 164.
8. L.Grenacs, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 35 (1985) 455.
9. G.H.Miller et al., Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 1194.
10. В.С.Евсеев, Сообщения ОИЯИ, P14-4052, Дубна, 1968.
11. А.А.Джураев и др., Сообщения ОИЯИ, P1-6020, Дубна, 1971.
12. V.G.Egorov et al., Nucl. Phys. A524 (1991) 425; Proc. Int. School LEWI '90, Dubna, Sept.4-13 (1990) 62.
13. J.Lindhard, M.Scharff, H.E.Schiott, Dansk. Vid. Selsk. Mat.-Fys. Medd. 33 (1963) 3.
14. А.Е.Блаугрунд, Nucl.Phys. 88 (1966) 501.
15. К.В.Винтербон, Nucl. Phys. A246 (1975) 293.
16. S.Kalbitzer et al. Z. Phys. A278 (1976) 223.
17. М.К.Георгиева и др., Элем. Част. и Ат. Ядра, 20 (1989) 930.

18. И.Х.Лемберг, А.А.Пастернак, в сб. "Современные методы ядерной спектроскопии", Л., Наука, 1985, 3.
19. Table of Isotopes, 7th ed., eds.C.M.Lederer and V.S.Shirley (Wiley & sons, 1978), p.160.
20. G.H.Miller et al., Phys. Lett. B41 (1972) 50.
21. G.H.Miller et al., Phys. Rev. C6 (1972) 487.
22. М.П.Баландин и др., Сообщения ОИЯИ, 9-90-435, Дубна, 1990.
23. Г.Ф.Бинько и др., Препринт ОИЯИ, 13-89-155, Дубна, 1989 ;

направлено в ПТЭ.

Рукопись поступила в издательский отдел

26 сентября, 1991 года.