

5-903

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

27/xi
ЖСЗТФ, 1970, т. 58, в. 4, с. 127



P15-4745

Ю.Г.Будяшов, В.Г.Зинов, А.Д.Конин,
С.В.Медведь, А.И.Мухин, Е.Б.Озеров,
А.М.Чатрян, Р.А.Эрамбян

ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ ЯДЕР
ПРИ ЗАХВАТЕ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ МЮОНОВ
УГЛЕРОДОМ И КИСЛОРОДОМ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

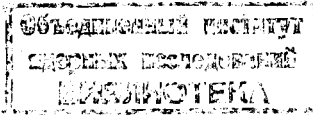
1969

P15-4745

Ю.Г.Будяшов, В.Г.Зинов, А.Д.Конин,
С.В.Медведь, А.И.Мухин, Е.Б.Озеров,
А.М.Чатрчян, Р.А.Эрамбян

ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ ЯДЕР
ПРИ ЗАХВАТЕ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ МЮОНОВ
УГЛЕРОДОМ И КИСЛОРОДОМ

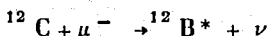
8095/2 чр.



Abstract

The probability of the excited nuclear level production in negative muon capture by carbon and oxygen nuclei was investigated. The energy of the γ ray and transition time dependence after the muon stop was measured with NaI(Tl) detector.

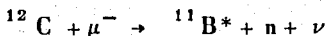
The partial capture rate to the 1^- and 2^- state of $^{12}\text{B}^*$ and the total capture rate to all the $^{12}\text{B}^*$ excited bound states in the μ^- capture by ^{12}C for the reaction



have been determined as

$$\begin{aligned}\Lambda(1^-) &= (0.72 \pm 0.17) \times 10^3 \text{ s}^{-1}, \\ \Lambda(2^-) &\leq 0.24 \times 10^3 \text{ s}^{-1}, \\ \Lambda(^{12}\text{B}^*) &= (0.76 \pm 0.14) \times 10^3 \text{ s}^{-1}.\end{aligned}$$

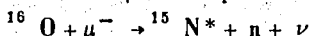
The yield of 2.13 MeV γ rays which follow the reaction



has been measured:

$$\lambda(E_\gamma = 2.13 \text{ MeV}) = (2.3 \pm 0.3) \times 10^3 \text{ s}^{-1}.$$

In the experiment on μ^- capture in ^{16}O for the reaction



the sum capture rate to the $^{15}\text{N}^*$ even parity excited bound states and the capture rate to the $3/2^-$ state of $^{15}\text{N}^*$ have been determined:

$$\begin{aligned}\Lambda_+(^{15}\text{N}^*) &= (14 \pm 5) \times 10^3 \text{ s}^{-1}, \\ \Lambda_-(^{15}\text{N}^*) &= (20 \pm 5) \times 10^3 \text{ s}^{-1}.\end{aligned}$$

The total capture rate to all the excited bound states of $^{15}\text{N}^*$ is

$$\Lambda(^{15}\text{N}^*) = (34 \pm 7) \times 10^3 \text{ s}^{-1}.$$

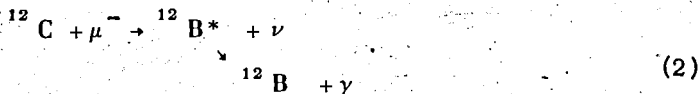
Some of the results disagree essentially with theoretical predictions.

Захват мюонов ^{12}C

Изучение реакции захвата отрицательных мюонов углеродом с переходом в основное состояние ^{12}B



играет важную роль в определении константы гаммов-теллеровского взаимодействия. Естественно, что изучению этого процесса посвящено много работ. Однако только в двух из них ^{1,2/} была сделана попытка оценить вклад перехода углерода в возбужденные связанные состояния $^{12}\text{B}^*$



Во всех работах ветвь (2) являлась фоновой в определении вероятности перехода ^{12}C в основное состояние ^{12}B , поскольку процесс (1) регистрировался по β -распаду ^{12}B .

Улучшение методики эксперимента и фоновых условий позволило нам надеяться на более точное определение вероятности образования возбужденных состояний при захвате мюонов углеродом.

Постановка эксперимента

Необходимо проследить следующую последовательность событий. В углеродной мишени останавливается мюон. Происходит захват его ядром углерода. Углерод переходит в возбужденное состояние другого ядра. Возбужденное ядро после каскадных переходов с испусканием γ -квантов оказывается в основном состоянии. Трудность в измерении выделяемых парциальных переходов заключается в их малой вероятности ($\approx 10^{-3}$) при большом общем фоне γ -излучения.

Работа выполнена на синхротроне ОИЯИ. Использовался чистый пучок отрицательных мюонов с импульсом 150 Мэв/с на выходе μ -тракта в низкофоновом помещении. На рис. 1 представлена блок-схема установки, на рис. 2 - упрощенная блок-схема электроники. Счетчики 3 и 4 играли основную роль в выделении остановок мюонов в мишени М. Счетчик 3 имел размеры: ϕ 6,5 x 0,2 (см); счетчик 4 (стакан из сцинтилирующей пластмассы) имел толщину стенок 0,5 см и внутренний объем для мишени ϕ 7 x 10 (см). Регистрация гамма-квантов производилась спектрометром NaI(Tl) (счетчик 5) с размерами ϕ 15 x 10 (см). Спектрометр имел разрешение 9,5% по ^{137}Cs . Мишень из полиэтилена с диаметром 7 см и толщиной по пучку 5 г/см² находилась на расстоянии 6 см от поверхности кристалла NaI.

Коротко о функциональных задачах электронных блоков. В качестве мониторингового использовался счет проходящих частиц (совпадения 123, схема С1). Остановки мюонов в мишени (совпадения 123 $\bar{4}$, схема С2) запускали одновибратор О1 с длительностью ворот 10 мксек. Энергия γ -кванта, вылетевшего из мишени в течение этого времени, определялась с помощью спектрометра NaI. Время вылета γ -кванта относительно остановки мюона определялось с помощью время-амплитудного конвертора (блок Т-А).

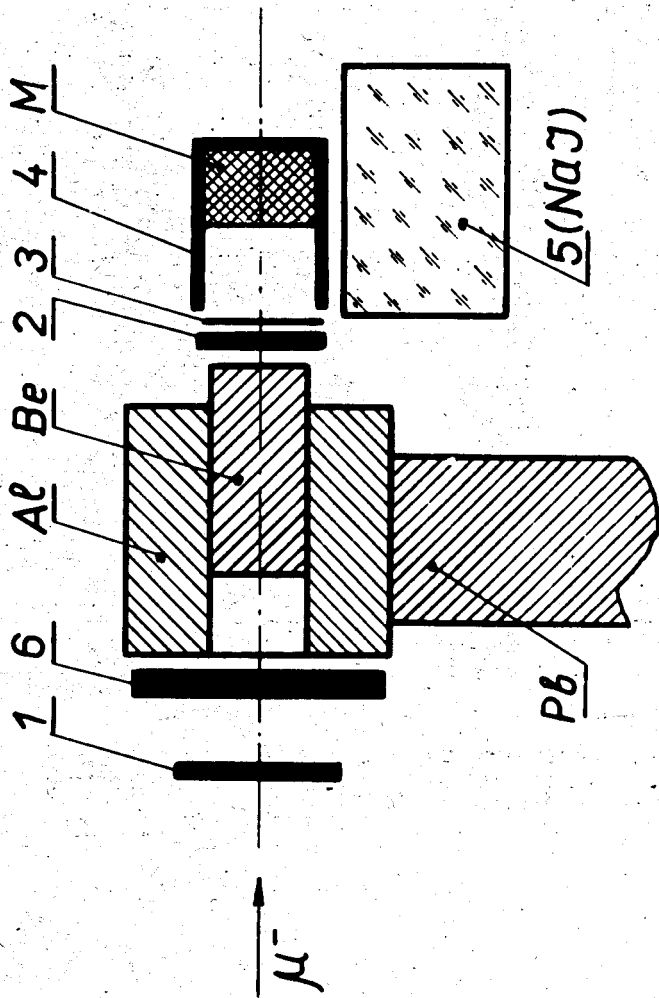


Рис.1. Блок-схема установки.

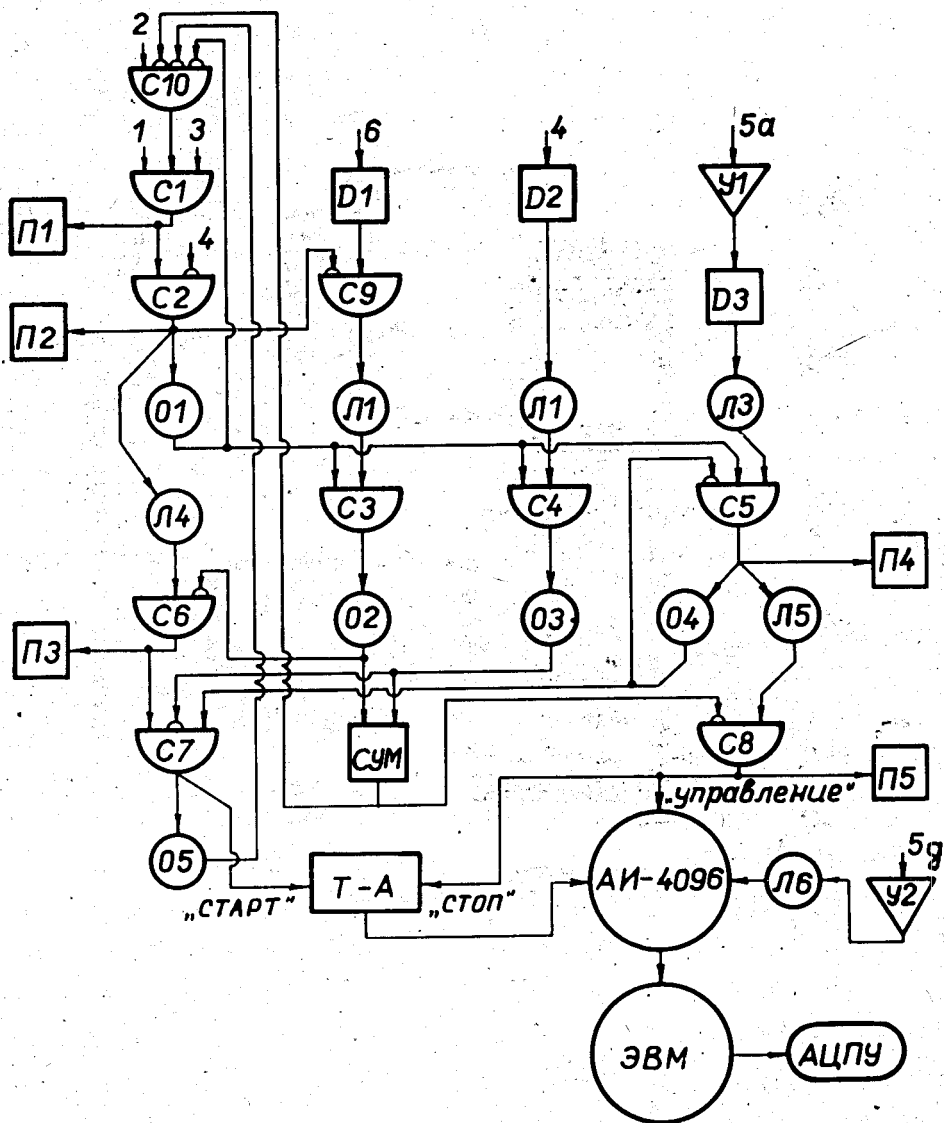


Рис.2. Упрощенная блок-схема электроники. С - схема совпадений; П - пересчет, Д - дискриминатор; У - усилитель; СУМ - сумматор; Т-А - время-амплитудный конвертор; АЦПУ - печать; О1, О4 - одновибратор 10 мксек; О2, О3 - 25 мксек; О5 - 100 мксек; Л1, Л3 - линия задержки 3 мксек; Л4, Л5 - 10 мксек; Л6 - 13 мксек.

Измерение энергии и времени вылета γ -квантов допускалось электронной логикой при выполнении двух условий. Во-первых, за время ворот через счетчик 6 не должен пролететь второй мюон. Иначе происходит запрет регистрации события через схемы С6 и С8 одновибратором 02 с длительностью импульса 25 мксек. Во-вторых, за время ворот через охватывающий мишень счетчик 4 не должен пролететь электрон от распада мюона, иначе происходит запрет регистрации события через схемы С7 и С8 одновибратором 03 длительностью 25 мксек. Это резко снижает фон случайных совпадений за счет выключения тех ворот, в которых заведомо не может быть полезных событий, т.к. примерно 90% остановившихся в углероде мюонов распадается. Счетчик антисовпадений охватывает 95% полного телесного угла.

Для нормировки событий при обработке результатов опыта использовался счет тех остановок, у которых в течение длительности ворот в пучке не проходил второй мюон (пересчет П3).

Двухмерный спектр событий время-энергия регистрировался с помощью анализатора АИ-4096 измерительного центра Лаборатории ядерных проблем /3/. Память анализатора распределялась следующим образом: 32 канала отводилось под измерение времени и 128 каналов - под измерение энергии в каждом событии, т.е. всего использовалось 4096 каналов.

Обработка результатов

Получающиеся двухмерные спектры непосредственно во время опыта обрабатывались ЭВМ. Использовалась машина "Минск-22", подключенная через линию связи к измерительному центру. Результаты предварительной обработки спектров выдавались в виде таблиц и графиков че-

без систему алфавитно-цифрового печатающего устройства (АЦПУ) каждые два часа.

Предварительная обработка результатов во время работы ускорителя сводилась к тому, что в каждом из 128 энергетических каналов вычитался фон случайных совпадений. Кроме того, в каждом из 32 временных каналов производилось суммирование по всей шкале энергий. Это давало общую временную картину событий. На печать выводилось два спектра - временной (экспонента и фон) и энергетический (за вычетом фона случайных совпадений в каждом канале).

Определение эффективности регистрации γ -квантов производилось по мезорентгеновскому излучению. Подобная калибровка удобна тем, что все условия регистрации излучения и структура электроники остаются без изменения. Для калибровки использовались мишени из Ti и Zn с энергиями K_{α} -переходов 932 кэв и 1601 кэв, соответственно. Толщина мишеней из Ti и Zn подбиралась равной по поглощению γ -квантов мишени из углерода. Предполагалось, что выход всей K -серии на одну остановку мюона равен 1. Таким образом, общее число отсчетов в пиках полного поглощения всех K -линий, отнесенное к числу остановок мюонов в мишени, должно давать фотоэффективность спектрометра NaI в данной области энергий.

Поскольку схема электроники оставалась неизменной, пришлось учитывать, что часть мезорентгеновских квантов исключалась из регистрации электронами от распада мюонов в основном состоянии мезоатомов. Поправка составляла 14% для Ti и 7% для Zn .

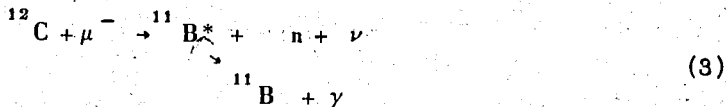
Существенным оказался эффект наложения рентгеновских квантов и γ -квантов от ядерного захвата. Это явление обусловлено тем, что времена жизни мюонов в Ti и Zn меньше длительности импульсов со счетчика 5 (≈ 1 мсек), поступающих на анализатор. Поэтому последовательное испускание рентгеновских и ядерных γ -квантов с замет-

ной вероятностью регистрируется как один γ -квант суммарной энергии. В итоге рентгеновский спектр перераспределяется. Уменьшение площади фотопика будет пропорционально полной вероятности регистрации ядерных γ -квантов на одну остановку мюона. В мезорентгеновском спектре Ti поправка, учитывающая уменьшение площади фотопика за счет этого эффекта, составляет $(13 \pm 2)\%$, в спектре Zn - $(20 \pm 3)\%$.

Результаты и обсуждения

На рис. 3 приведены наиболее интенсивные переходы углерода в возбужденные состояния ^{12}B , которые можно было ожидать на основе теоретических расчетов в работе /4/, и схема наиболее интенсивных межкаскадных переходов бора по данным работы /5/. Особенности схемы в том, что энергии переходов между уровнями $1^- \rightarrow 2^-$ (0,95 Мэв) и $1^- \rightarrow 2^+$ (1,67 Мэв) практически совпадают с энергиями переходов между уровнями $2^+ \rightarrow 1^+$ и $2^- \rightarrow 1^+$, соответственно.

На рис. 4 приводится измеренный нами энергетический спектр γ -квантов при захвате мюонов углеродом ($3,65 \times 10^7$ остановок мюонов в полиэтиленовой мишени). Пик при энергии 2,13 Мэв соответствует переходу в $^{11}\text{B}^*$ с уровня со спином $1/2^-$ в основное состояние в реакции



Результаты обработки спектра приведены в Таблице 1.

Таблица 1

Энергия γ - линии E_γ (Мэв)	Эффективность регистрации γ -квантов в фотопик $\epsilon \times 10^2$	Число отсчетов в фотопике N	Вероятность вылета γ - кванта на 1 остановку мюона $A \times 10^3$
0,95	$3,06 \pm 0,12$	1210 ± 256	$1,42 \pm 0,33$
1,67	$2,44 \pm 0,11$	968 ± 185	$1,43 \pm 0,29$
2,13	$2,18 \pm 0,08$	2996 ± 205	$4,60 \pm 0,57$

Эффективность регистрации γ -квантов в фотопик, как упоминалось, определялась по мезорентгеновскому излучению.

При определении числа отсчетов в фотопике основную ошибку дает неточность определения интерполированного уровня фона под ним (пунктир на рис. 4).

В значения вероятности A вылета гамма-кванта на одну остановку мюона включена поправка на конечный временной интервал измерения (поправочный коэффициент равен $1,22 \pm 0,02$). Учтен также эффект суммарной регистрации детектором двух гамма-квантов, принят во внимание характер каскадных переходов с возбужденных уровней бора - $12^{15/}$.

Из общей схемы переходов (рис. 3) видно, что вероятность вылета гамма-квантов с энергией 0,95 Мэв почти полностью определяет скорость захвата мюона в ^{12}C с переходом на уровень 1^- бора - 12. Скорость же парциального перехода на уровень 2^- определяется разностью вероятностей вылета гамма-квантов с энергией 1,67 Мэв и 0,95 Мэв. При этом предполагается, что захват мюона с возбуждением уровня 2^+ пренебрежимо мал.

На основании вероятностей вылета гамма-квантов (табл. 1), скорости исчезновения мюона в углероде $\Lambda_\mu = 4,916 \times 10^5 \text{ сек}^{-1}$ /7/ и

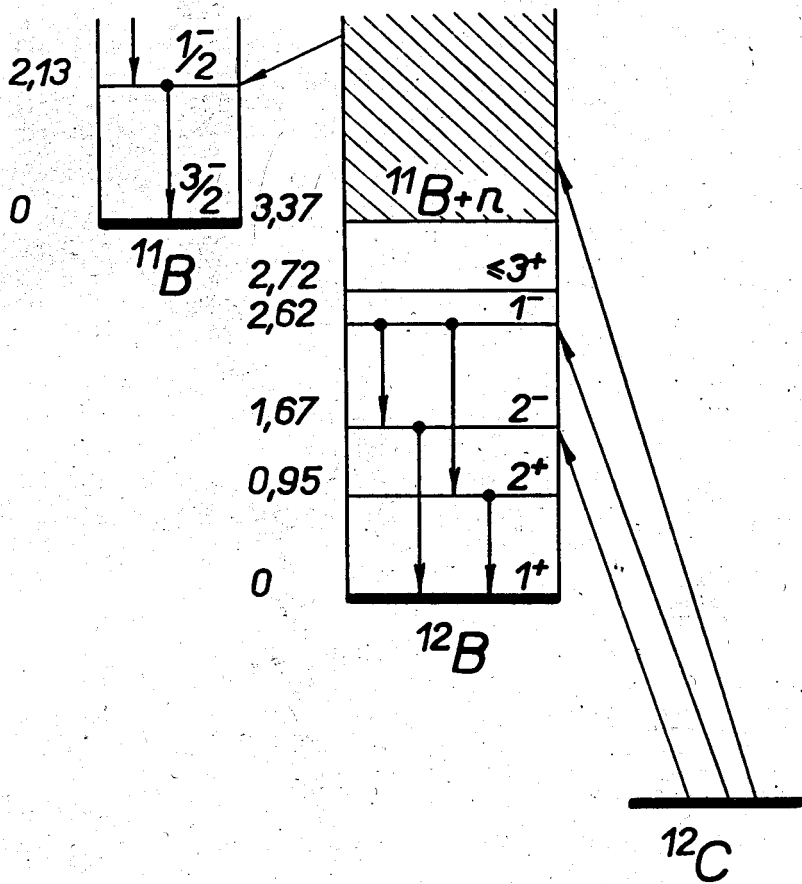


Рис.3. Схема переходов при ядерном захвате μ^- в ^{12}C .

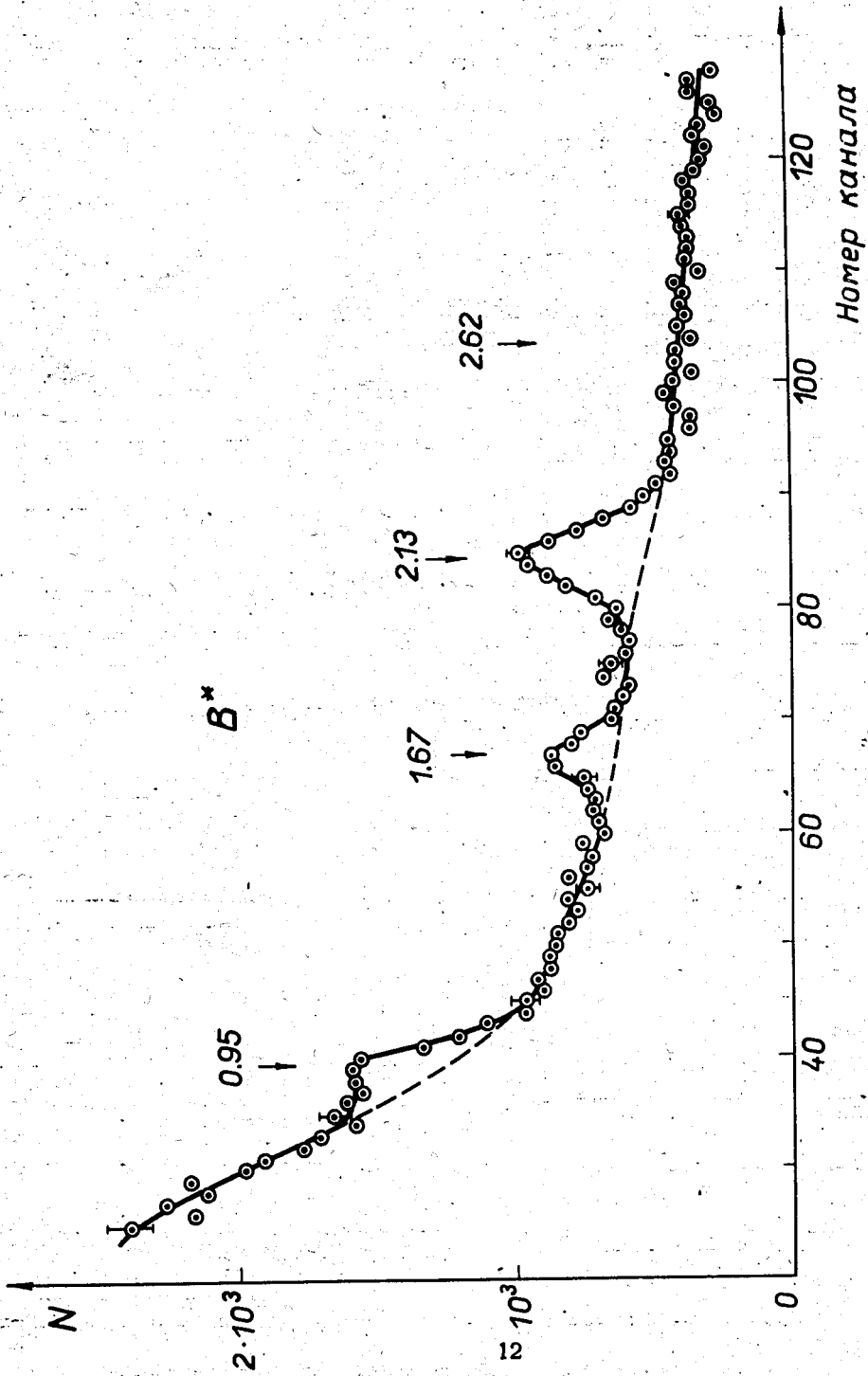


Рис.4. Спектр γ -квантов при мю-захвате ^{12}C . Стрелки отмечают энергии γ -линий в Мэв.

полной картины каскадных переходов с возбужденных уровней в боре -
¹² /5/ получены скорость парциального захвата мюона углеродом с пе-
 реходом на уровень 1⁻ - $\Lambda(1^-) = (0,72 \pm 0,17) \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}$, а на уро-
 вень 2⁻ - $\Lambda(2^-) \leq 0,24 \times 10^3 \text{ сек}^{-1}$. Эти значения сильно отличаются
 от того, что можно было ожидать по теоретическим расчетам: $\Lambda(1^-) \approx$
 $\approx 3 \times 10^3 \text{ сек}^{-1}$, $\Lambda(2^-) \approx 1 \times 10^3 \text{ сек}^{-1}$ /4/.

Скорость захвата с переходом во все возбужденные связанные
 состояния бора - ¹² В (за исключением части прямых переходов с уровня
 2,72 Мэв) составляет $\Lambda(^{12}\text{В}^*) = (0,76 \pm 0,14) \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}$.

В связи с этим следует заметить, что спин и четность уровня
 2,72 Мэв в ¹² В, если нет случайностей, не могут быть 1⁺.
 Переход ¹² С в это состояние ¹² В при захвате мюона является раз-
 решенным, и должна была бы в эксперименте наблюдаться интенсивная
 гамма-линия с энергией 2,72 Мэв.

На основании полученных результатов можно уточнить значение
 скорости перехода ¹² С в основное состояние ¹² В, определявшееся
 в работе /2/. Она равна

$$\Lambda(1^+) = (6,3 \pm 0,3) \times 10^3 \text{ сек}^{-1}.$$

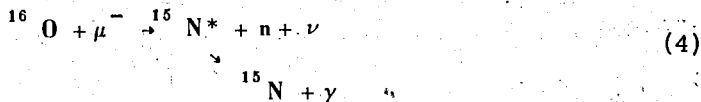
Мы не стали пересматривать величины констант слабого взаимодейст-
 вия, т.к. все изменения их находятся в пределах точности теоретических
 расчетов /6/.

Скорость процессов захвата (3) с вылетом нейтрона, когда воз-
 бужденное ядро бора -¹¹ В проходит через нижний уровень 1/2⁻ с энерги-
 ей возбуждения 2,13 Мэв, равна $(2,26 \pm 0,28) \times 10^3 \text{ сек}^{-1}$.

В отличие от углерода наблюдение возбужденных состояний вторичных ядер при мю-захвате ^{16}O имеет основное значение для изучения структуры ядра.

Известно, что при мю-захвате основным каналом является реакция с вылетом нейтрона. Образующееся при этом дочернее ядро может оказаться как в основном, так и в возбужденном состоянии.

Измерение скоростей парциальных переходов исходного ядра в эти состояния, наряду с прямым измерением спектра нейтронов, важно с точки зрения понимания механизма процесса мю-захвата /8/. Из таких данных, в частности, можно получить информацию о структуре состояний гигантского резонанса, возбуждаемых при захвате мюона. В работе /9/ изучалась реакция



Полученные авторами результаты не везде согласуются с теоретическими предсказаниями /8,10/. Описанная выше методика и высокоэффективный γ -спектрометр позволили повторить эти интересные измерения с малыми затратами времени ускорителя (около 4 часов).

Результаты и обсуждения

Методика эксперимента полностью повторяет описанную выше для случая ^{12}C . На рис. 5 приведена схема уровней и переходов кислорода и дочерних ядер.

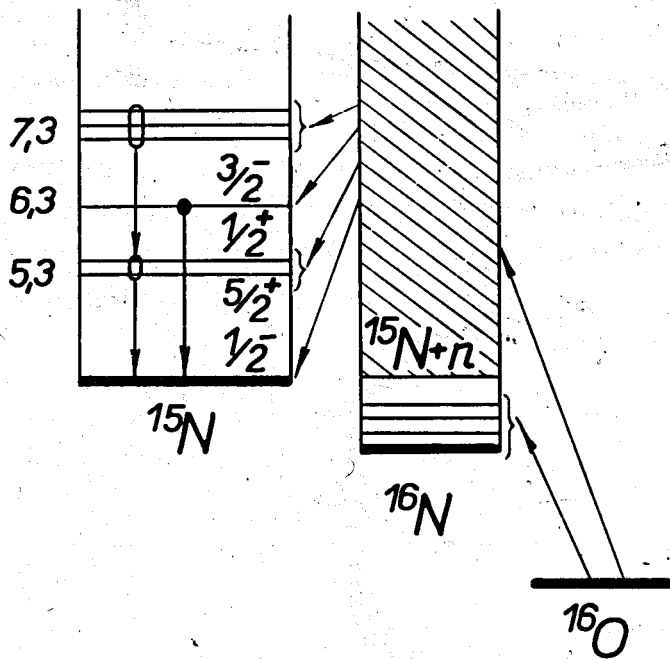


Рис.5. Схема переходов при ядерном захвате μ^- в ^{16}O .

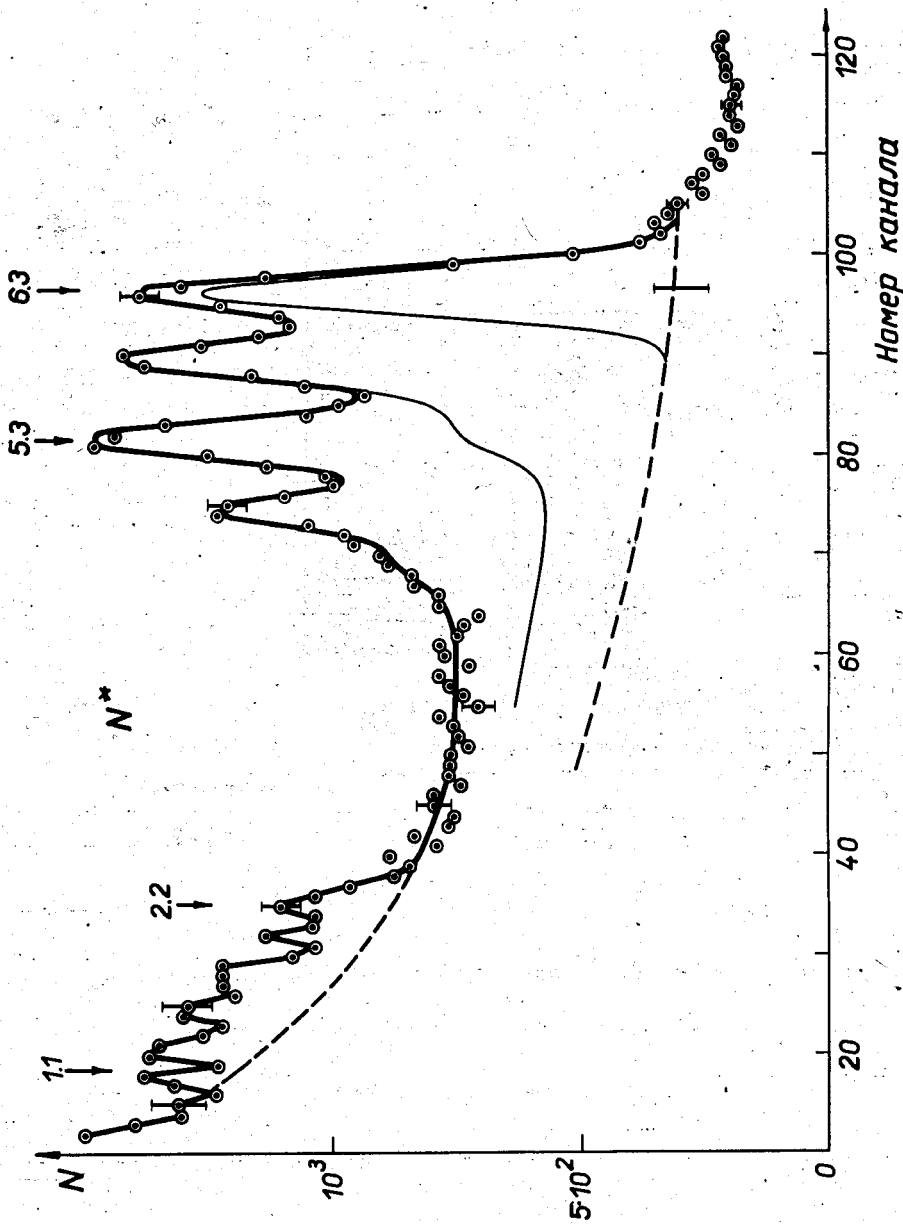


Рис.6. Спектр γ -квантов при мю-захвате ^{16}O . Стрелки отмечают энергии γ -линий в Мэв.

На рис. 6 приводится измеренный нами энергетический спектр γ -квантов при захвате мюонов кислородом ($1,24 \times 10^7$ остановок мюонов в мишени из дистиллированной воды).

При обработке этого спектра сделаны те же поправки, что и в случае углерода. Только при определении эффективности регистрации γ -квантов была сделана аппроксимация в сторону больших энергий в соответствии с работами /11,12/, что дает дополнительную ошибку. Как в наших измерениях, так и в работе /9/, в $^{15}\text{N}^*$ наблюдаются переходы с энергиями 5,3 и 6,3 Мэв с уровней $(1/2^+, 5/2^+)$ и $3/2^-$, соответственно, в основное состояние $1/2^-$. Переходы с большей энергией не замечены, но слабо выраженные фотопики в районе энергий 1,1+2,2 Мэв (см. рис. 6) показывают на каскадные переходы между уровнями с положительной четностью. Поэтому скорости перехода с энергией 5,3 Мэв мы приписываем сумму скоростей переходов на уровни $^{15}\text{N}^*$ с положительной четностью.

Результаты обработки спектра приводятся в таблице 2 (Λ - скорость перехода ^{16}O при захвате мюонов). Скорость перехода на уровень $1/2^-$ ядра ^{15}N определялась как разность между полной скоростью захвата мюона в ^{16}O : $\lambda_c = (9,74 \pm 0,31) \times 10^4 \text{ сек}^{-1}$ /7/ и суммой скоростей образования связанных состояний /14/ ядра ^{16}N : $\Lambda(^{16}\text{N}) = (1,09 \pm 0,07) \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}$ и возбужденных состояний ядра ^{15}N : $\Lambda(^{15}\text{N}^*) = (3,4 \pm 0,7) \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}$ (эта работа).

Таблица 2

Уровни ядра	Эксперимент			Теория /8,10/	
	Эта работа $\Lambda \times 10^{-4}$ сек	Каплан и др. /9/ $\Lambda \times 10^{-4}$ сек	%	$\Lambda \times 10^{-4}$ сек	%
$1/2^-$	5,2	4,9	58	6,2	69
$3/2^-$	$2,0 \pm 0,5$	$2,50 \pm 0,23$	27	2,6	29
$1/2^+, 5/2^+$	$1,4 \pm 0,5$	$1,28 \pm 0,23$	15	0,2	2
Все свя- занные уровни		$8,65 \pm 0,32$	100	9,0	100

Сопоставляя теоретические и экспериментальные результаты, можно сделать вывод о том, что расчеты, основанные на резонансном механизме захвата мюонов, правильно описывают основные каналы реакции (4). Исключение составляет канал с образованием ядра $^{15}\text{N}^*$ в состояниях с положительной четностью. Структура этих состояний довольно сложная. Она определяется конфигурацией типа две дырки - частица /15,16/. Большая скорость перехода в эти состояния свидетельствует о том, что недостаточно ограничиться простым частично-дырочным приближением для описания захвата мюонов ядром ^{16}O . Заметим также, что большая вероятность переходов на уровни положительной четности ядер ^{15}N и ^{15}O наблюдается и при фоторасщеплении /17/ ядра ^{16}O .

Л и т е р а т у р а

1. H.V.Argo, F.B.Harrison, H.W.Kruse and A.D.Guire. Phys.Rev., 114, 626 (1959).

2. E.J.Maier, R.M.Edelstein and R.T.Siegel. Phys.Rev., 133B, 663 (1964).
3. С.В. Медведь, В.В. Моисеева, А.Н. Синаев, А.Н. Чистов, Г.Ю.Цахер. Препринт ОИЯИ 10-3836, Дубна, 1968.
4. M.Ruel and J.G.Brennan. Phys.Rev., 129, 866 (1964).
5. L.F.Chase, Jr. and R.E.McDonald, W.W.True and E.K.Warburton. Phys.Rev., 166, 997 (1968).
J. W.Olness and E.K.Warburton. Phys.Rev., 166, 1004 (1968).
6. A.Fujii, M.Morita and H.Ohtsubo. Suppl.Prog.Theor.Phys., Extra Number, 303 (1968).
7. M.Eckhause, R.T.Siegel, R.E.Welsh and T.A.Filippas. Nucl.Phys., 81, 575 (1966).
8. В.В. Балашов, Н.М. Кабачник, В.Л. Коротких, Г.Я. Коренман, Р.А. Эрамжян. Препринт ОИЯИ Е4-4601, Дубна 1969 г.
9. N.S.Kaplan, R.V.Pyle, L.E.Temple, G.F.Valby. Phys.Rev.Lett., 22, 795 (1969).
10. В.А. Варганян, М.А. Жусунов, Р.А. Эрамжян. Сообщение ОИЯИ Р4-4742, Дубна 1969 г.
11. J.J.Steyn, D.G.Andrews. Nucl.Instr. and Meth., 68, 118 (1969).
12. Н.А. Варганов, П.С. Самойлов. Практические методы сцинтилляционной гамма-спектрометрии. Атомиздат, Москва 1964.
13. J.Barlow, J.C.Sence, P.J.Duke, M.A.K.Kemp. Phys.Rev.Lett., 9, 84 (1964).
14. J.P.Deutsch, L.Grenacs, P.Igo Kemenes, P.Lipnik, P.C.Macq. Nuovo Cim., 52B, 557 (1967).
15. E.C.Halbert, J.B.French. Phys.Rev., 105, 1563 (1957).

16. М.А. Жусунов, В.В. Карапетян, Р.А. Эрамжян, Изв. АН СССР, серия физическая, 32, 332 (1968).
17. Н. Ullrich, Н. Krauth. Nucl. Phys., A123, 641, (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел
15 октября 1969 года.