

С 346.36

3/vii-45

3-634

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2185



ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

В.Г. Зинов, А.Д. Конин, А.И. Мухин

АТОМНЫЙ ЗАХВАТ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ МЮОНОВ
В ХИМИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЯХ

ДФ, 1965, т. 2, в. 5, с. 859 - 867.

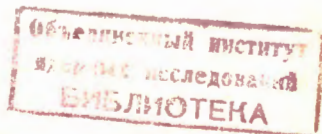
1965

P-2185

В.Г. Зинов, А.Д. Кошкин, А.И. Мухин

АТОМНЫЙ ЗАХВАТ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ МЮОНОВ
В ХИМИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЯХ

Направлено в журнал "Ядерная физика"



Вопросу об атомном захвате отрицательных мюонов в химических соединениях посвящено несколько экспериментальных работ^{/1-6/}. В единственной теоретической работе Ферми и Теллера^{/7/} на эту тему на основе модели Томаса-Ферми для атома дана грубая оценка вероятности атомного захвата мюонов. В сплавах металлов она пропорциональна заряду ядра Z . Высказывались предположения, что атомный захват пропорционален просто атомной концентрации^{/2/}. Однако недостаточный экспериментальный материал не позволял сделать определенных выводов о возможных закономерностях атомного захвата в химических соединениях.

Почти во всех предыдущих экспериментальных работах для определения вероятности атомного захвата в химических соединениях использовался метод временного анализа. Этот метод основывается на том, что время жизни отрицательного мюона в веществе сильно зависит от заряда ядра Z . Временной спектр продуктов ядерного захвата или электронов от распада мюонов представляется простой экспонентой с постоянной времени, характерной для выбранного вещества. В химическом соединении временной спектр будет состоять из суммы столько экспонент, сколько веществ с различными Z входят в соединение. Это имеет место потому что и распад, и ядерный захват отрицательного мюона происходит с K -оболочки мезоатома. После соответствующего анализа временного спектра возможно определение веса каждой экспоненты в общем спектре и определение, тем самым, вероятности атомного захвата мюона на данное ядро в исследуемом химическом соединении. Однако анализ временных спектров, состоящих из суммы нескольких экспонент, является довольно трудоемкой операцией и требует, как правило, высокой статической точности опыта. Подобный анализ особенно затруднен, когда изучается атомный захват в соединениях, в состав которых входят ядра с близкими Z . Необходимо также учитывать другую экспериментальную трудность в определении атомного захвата методом измерения временного спектра электронов распада или продуктов ядерного поглощения мюона: число электронов от распада мюонов резко падает с увеличением заряда ядра, а выход продуктов от ядерного захвата мюонов резко падает с уменьшением заряда ядра. Следовательно, затруднена возможность изучения атомного захвата единой методикой во всем диапазоне измерения заряда ядер.

Перечисленными выше факторами определяется то, что до последнего времени существуют только отрывочные экспериментальные сведения об атомном захвате мюонов.

Постановка эксперимента

Учитывая все сказанное ранее, мы изменили методику эксперимента. При определении вероятности атомного захвата за основу брались изменение интенсивности K -мезорентгеновской серии от одного из элементов в чистом виде и от этого же элемента в его химическом соединении.

Выбор K -мезорентгеновской серии для регистрации сделан по нескольким причинам. Энергия перехода мюона на K -оболочку в мезоатоме сильно зависит от заряда ядра. В легких ядрах она пропорциональна Z^3 . Это позволяет исследовать соединения элементов с близкими Z . Выход X -квантов K -серии на один остановившийся мюон близок к 100% при всех Z . Испускание X -квантов происходит практически одновременно с остановкой мюона, что позволяет существенно снизить фон случайных совпадений. Правда, из-за конечного времени разрешения схем совпадений наряду с мезорентгеновским излучением будет регистрироваться и часть продуктов от ядерного захвата мюона. Но вычитать их долю из измеренного энергетического спектра X -квантов нет необходимости. Ядерный захват мюонов происходит с K -орбиты мезоатома, и поэтому выход продуктов от ядерного захвата строго пропорционален вероятности атомного захвата.

Наблюдение K -линий полезно и тем, что на основании стабильности их положения можно оценить стабильность работы аппаратуры непосредственно во время эксперимента.

В работе мы ограничились изучением атомного захвата мюонов в наиболее простых бинарных соединениях типа $A_m B_n$. В этом случае измеренный выход γ -квантов на одну остановку мюона в выбранном участке энергетического спектра от химического соединения $\nu(Z_1, Z_2)$ можно связать с выходом γ -квантов на одну остановку мюона в том же участке энергетического спектра от чистых элементов $\nu(Z_1)$ и $\nu(Z_2)$ следующим образом:

$$\frac{\nu(Z_1, Z_2)}{\epsilon(Z_1, Z_2)\Omega} = n W(Z_1) \frac{\nu(Z_1)}{\epsilon(Z_1)\Omega} + m W(Z_2) \frac{\nu(Z_2)}{\epsilon(Z_2)\Omega}, \quad (1)$$

где $\epsilon(Z_1, Z_2)$, $\epsilon(Z_1)$, $\epsilon(Z_2)$ - средняя эффективность регистрации γ -квантов от мишеней (Z_1, Z_2) , Z_1 , Z_2 , соответственно; Ω - телесный угол регистрирующего счетчика; $W(Z_1)$, $W(Z_2)$ - вероятность атомного захвата мюона в химическом соеди-

нения ($nZ_1 - mZ_2$) на одно ядро Z_1 и Z_2 , соответственно; n , m - атомные концентрации ядер Z_1 и Z_2 .

Учитывая естественное условие $nW(Z_1) + mW(Z_2) = 1$, из (1) можно получить

$$\frac{W(Z_1)}{W(Z_2)} = \frac{\epsilon(Z_1)}{\epsilon(Z_2)} \cdot \frac{\epsilon(Z_2) \gamma(Z_1, Z_2) - \epsilon(Z_1, Z_2) \nu(Z_2)}{\epsilon(Z_1, Z_2) \nu(Z_1) - \epsilon(Z_1) \nu(Z_1, Z_2)} \cdot \frac{m}{n} \quad (2)$$

Одним из основных требований к мишеням при проведении эксперимента было то, что толщина мишеней из чистого вещества и его химического соединения в направлении вылета регистрируемых X -квантов была бы близкой по поглощению (при идентичной геометрии).

Кроме того, при обработке экспериментальных данных во внимание принимался довольно узкий участок энергетического спектра, включающий K -серия, наиболее жесткую для изучаемого химического соединения.

В большинстве случаев основной вклад в выбранную часть спектра давала именно K -мезонорентгеновская серия.

Относительный способ измерения позволяет нам избежать сложных вопросов абсолютной градуировки эффективности регистрации продуктов реакций.

Экспериментальная установка

Работа выполнена на синхротроне ОИЯИ. В опыте использовался пучок отрицательных частиц с импульсом 150 МэВ/с. Пионы, мюоны и электроны входили в него, примерно, с одинаковым весом.

Геометрия опыта и блок - схема электроники представлены на рис. 1. Размеры счетчиков были следующими: счетчики 1, 2 - $8 \times 8 \times 1$ см (сцинтилирующая пластмасса); счетчик 3 - $6 \times 3 \times 1$ см (стильбен), счетчик 4 - $6 \times 3 \times 0,1$ см (стильбен); счетчик 5 - стакан из сцинтилирующей пластмассы с толщиной стенок 0,5 см и внутренним объемом для мишени $6 \times 3 \times 3$ см.

Пучок налетающих частиц выделялся счетчиками 1 и 2, счет совпадений между которыми использовался в качестве мониторингового. Торможение пучка осуществлялось фильтром из бериллия. При этом мы практически полностью избавлялись от пионов.

Совпадения счетчиков (2, 3, 4, 5) выделяли частицы, остановившиеся в исследуемом образце. Хотя большинство электронов пролетает сквозь образец, часть из них

все же останавливается в нем. Для четкого отделения остановок мюонов от остановок электронов и счетчиков 3 и 4 определялись ионизационные потери частиц, остановившихся в мишени. В этих счетчиках в качестве сцинтиллятора использовался стильбен, так как по сравнению с пластическими сцинтилляторами он обладает большим световым выходом и хорошими спектрометрическими свойствами при малом времени высвечивания. Это особенно важно для счетчика 4, который сделан предельно тонким, чтобы уменьшить число остановок мюонов в нем самом. Случаи остановок сильноионизирующих частиц (мюонов) отбирались интегральными дискриминаторами. В конечном итоге количество остановок электронов в мишени не превышало 1% от числа остановок мюонов.

На рис. 2 приведен один из спектров ионизационных потерь частиц в счетчике 3. В качестве внешнего управления амплитудного анализатора использованы совпадения (2, 3, 4, 5).

Для защиты от фона в экспериментальном зале установка, включающая счетчики 3-6, была со всех сторон окружена 20 см свинца с прослойкой листового кадмия.

Мезорентгеновское излучение регистрировалось счетчиком 6 с кристаллом NaI (Tl). Чтобы уменьшить фон от пролетных частиц, он располагался вне пучка. Диапазон энергий регистрируемых γ -квантов простирался от 30 до 6000 кэВ. Естественно, что счетчику 6 уделялось особое внимание. Условиями опыта диктовались два противоречивых требования. Для достаточно эффективной регистрации γ -квантов больших энергий необходим кристалл больших размеров. Но тогда при регистрации γ -квантов малых энергий недопустимо возрастает фоновая нагрузка аппаратуры.

В работе использовались кристаллы двух размеров. Если энергия самой жесткой К-мезорентгеновской серии от химического соединения меньше 800 кэВ ($Z \leq 20$), то γ -кванты регистрировались кристаллом NaI размером $\phi 40 \times 40$ мм. Когда энергия самой жесткой К-серии превышала 800 кэВ ($Z > 20$), то γ -кванты регистрировались кристаллом NaI размером $\phi 76 \times 76$ мм. В первом случае импульсы с фотоумножителя формировались по длительности 1 мксек, усиливались спектрометрическим усилителем с фронтом нарастания $\sim 0,3$ мксек и подавались на линейные ворота шириной 1 мксек. Во втором случае импульсы с фотоумножителя формировались по длительности 100 нсек, усиливались спектрометрическим усилителем с фронтом нарастания ~ 40 нсек и подавались на линейные ворота шириной 150 нсек. Амплитудное разрешение аппаратуры при укорочении длительности сигнала ухудшалось не очень сильно, зато фон случайных совпадений падал значительно.

Разрешающее время схемы совпадений с участием счетчика 6 в зависимости от условий опыта меняли от 100 до 30 нсек.

Спектр импульсов с выхода схемы линейных ворот записывался в 256-канальном амплитудном анализаторе ¹⁸.

Результаты опытов

а. Окислы

Вероятность атомного захвата в окислах определялась по формуле (2). При обработке результатов измерений не возникало особых трудностей. Энергия К-серии элементов, окислы которых были в нашем распоряжении, существенно отличалась от энергии кислородной серии ($K_a = 130$ кэв). Энергетический спектр продуктов от ядерного захвата мюона на кислород довольно мягкий. Начиная с окиси кальция вкладом его в нужном участке спектра элемента Z можно было пренебречь и ограничиться измерением выхода γ -квантов только с двух мишеней - окисел и чистое вещество. Вероятность атомного захвата в окиси бериллия и бора определялась по изменению интенсивности К-серии кислорода, как наиболее жесткой. Во всех остальных случаях за основу брался участок энергетического спектра в районе К-серии вещества Z.

В ряде случаев в нашем распоряжении имелся окисел вещества, но не было самого вещества в чистом виде. Тогда вместо него брался или соседний элемент (например, вместо скандия-титан) или два элемента по возможности ближе с двух сторон по заряду ядер (например, вместо молибдена - цирконий и олово) с последующей интерполяцией результатов для нужного Z. При расчетах бралась эквивалентная ширина участка энергетического спектра.

В таблице 1 собраны результаты измерений. В третьей колонке указаны мишени, которые использованы в опыте для определения вероятности атомного захвата в окислах.

Измерения проводились, в основном, в "нормальных" окислах. "Нормальными" окислами мы называем такие, в которых валентность элемента, образующего окисел, соответствует номеру группы в периодической таблице элементов. Окислы, не являющиеся "нормальными", в таблице 1 помечены звездочкой.

б. Галогены

В отличие от окислов в исследованных нами соединениях галогенов почти везде перекрываются энергетические спектры продуктов ядерного захвата мюонов в ядрах, входящих в эти соединения. В ряде случаев перекрываются даже спектры К-серий мезоатомов. Поэтому в галогенах почти всегда приходилось измерять выходы X -квантов со всех трех мишеней (два чистых вещества и их химическое соединение).

Вероятность атомного захвата мюонов вычислялась по формуле (2) кроме трех случаев (NaF , $CaCl_2$ и LiF), которые следует разобрать более подробно.

Трудность определения вероятности атомного захвата во фтористом натрии заключалась в том, что К-линии натрия и фтора слились почти полностью, а мишень

из чистого фтора отсутствует. Вместо мишени из чистого фтора использовалась мишень из фтористого лития. Вероятность ядерного захвата мюона в литии мала, а энергия его K_{α} -линии равна всего 18 кэв. Можно поэтому считать, что жесткая часть спектра от фтористого лития принадлежит только фтору. Но нормировку K -серии фтора на число остановок мюонов мы не знаем, так как вероятность атомного захвата на фтор во фтористом литии неизвестна. Однако для разложения нормированного на число остановок мюонов спектра от фтористого натрия на составные части достаточно знания нормированного спектра от чистого натрия и формы спектра фтора. Число остановок мюонов в чистом фторе - $N_{\text{ост}}(F)$, вес каждой части спектра фтористого натрия, т.е. вероятности атомного захвата мюона на натрий - $W(\text{Na})$ и фтор - $W(F)$, можно определить по методу наименьших квадратов. Именно: находится минимум функционала

$$\sum_i \frac{[W(\text{Na}) \frac{a_i(\text{Na})}{N_{\text{ост}}(\text{Na})} + W(F) \frac{a_i(F)}{N_{\text{ост}}(F)} - \frac{a_i(\text{NaF})}{N_{\text{ост}}(\text{NaF})}]^2}{[W^2(\text{Na}) \frac{a_i(\text{Na})}{N_{\text{ост}}^2(\text{Na})} + W^2(F) \frac{a_i(F)}{N_{\text{ост}}^2(F)} + \frac{a_i(\text{NaF})}{N_{\text{ост}}^2(\text{NaF})}]} \quad (3)$$

по $W(\text{Na})$ и $N_{\text{ост}}(F)$ при двух условиях:

$$\sum_i W(\text{Na}) \frac{a_i(\text{Na})}{N_{\text{ост}}(\text{Na})} + \sum_i W(F) \frac{a_i(F)}{N_{\text{ост}}(F)} = \sum_i \frac{a_i(\text{NaF})}{N_{\text{ост}}(\text{NaF})}; \quad W(\text{Na}) + W(F) = 1.$$

Здесь $a_i(\text{Na})$, $a_i(F)$, $a_i(\text{NaF})$ - спектры от Na , F и NaF соответственно; $N_{\text{ост}}(\text{Na})$, $N_{\text{ост}}(F)$, $N_{\text{ост}}(\text{NaF})$ - число остановок мюонов в соответствующих мишенях.

Трудность определения вероятности атомного захвата мюонов во фтористом литии та же, что и во фтористом натрии: нет мишени из чистого фтора. Но можно воспользоваться тем, что при анализе энергетического спектра фтористого натрия мы нашли нормировку спектра чистого фтора, и вычислить отношение вероятностей атомного захвата по формуле (2). При вычислении вкладом лития в жесткую часть спектра фтористого лития пренебрегаем, как уже говорилось выше.

Есть и второй путь для определения вероятности атомного захвата во фтористом литии. Вместо мишени чистого фтора поставить мишень из чистого кислорода (H_2O) с последующей трансформацией измеренного спектра. В таблице 1 приведен усредненный результат анализа двумя способами.

Вероятность атомного захвата мюонов в CaCl_2 определялась так же, как в NaF , только вместо мишени из чистого хлора бралась мишень из чистой серы.

На рисунках 3, 4, 5 в качестве примеров приводятся спектры мезонорентгеновского излучения от мишеней MgO , NaF , CaCl_2 и результат разложения их на отдельные компоненты. Стрелками помечен участок спектра, который использовался

при вычислении вероятности атомного захвата мюона в этих соединениях. Спектры от других мишеней в большинстве своем имеют более простой характер. Часть мезорентгеновских спектров от чистых элементов приводилась в работах других авторов.

Обсуждение результатов

Из таблицы 1 сразу видно, что вероятность атомного захвата мюона сильно отличается в разных оксидах одного и того же элемента (Sb_2O_3 , Sb_2O_5 и др.). Поэтому на рис. 6 в графической форме представлены вероятности атомного захвата мюонов только в "нормальных" оксидах. Пунктирная кривая на рисунке объединяет точки и помогает проследить за характером зависимости атомного захвата от Z . Обращает на себя внимание периодичность изменения вероятности атомного захвата в соответствии с периодами в таблице элементов Менделеева.

Нами уже обсуждался вопрос о том, что из непрерывного спектра значительная доля мюонов первоначально захватывается на такие энергетические уровни, которые расположены в области энергий валентных электронов и являются общими для всей молекулы^{19/}. Сама периодичность вероятности атомного захвата в оксидах от заряда ядра и ее зависимость от химического состава служит хорошей иллюстрацией и косвенным тому доказательством.

При дальнейшем переходе мюона с обшемолекулярных энергетических уровней на разделенные уровни отдельных атомов существенную роль должна играть экранировка зарядов ядер электронной оболочкой. Это обстоятельство следует учитывать и использовать вместо Z некоторое " Z -эффективное", когда рассматривается в каком-либо виде зависимость атомного захвата от заряда ядра.

Таким образом в химических соединениях захват отрицательных мюонов на индивидуальные атомы происходит как бы в два этапа.

На рис. 7 в графической форме представлены результаты настоящей работы совместно с результатами других групп для сплавов металлов и соединений металлов с гадолием. Совокупность нанесенных точек удовлетворительно описывается линейной зависимостью $0,88 Z_1 / Z_2$. Физическая природа подобной зависимости не вполне понятна. Поэтому исследования атомного захвата мюонов в химических соединениях необходимо продолжить дальше так же систематично, как это было сделано для оксидов.

В заключение нам хочется выразить большую благодарность И.А.Ютландову за предоставление многочисленных химических соединений и их очистку; Ю.Г.Будяшову, Б.Ю.Семенову, А.Н.Силаеву, Н.С.Фролову, Цао Го-чжюэю за помощь в изготовлении аппаратуры и при проведении измерений; С.С.Герштейну, Л.И.Пономареву, В.Г.Фирсову за обсуждение результатов работы.

Л и т е р а т у р а

1. M.B.Stearns and M.Stearns. Phys. Rev., 105, 1573 (1957).
2. J.C.Sens, R.A.Swanson, V.L.Telegdi and D.D.Yovanovitch. Nuovo Cim., 7, 536 (1958).
3. J.F.Lathrop, R.A.Lundy, R.A.Swanson, V.L.Telegdi and D.D.Yovanovitch. Nuovo Cim., 15, 831 (1960).
4. M.Eckhause, T.A.Fillipas, R.B.Sutton, R.E.Welsh and T.A.Romanowski. Nuovo Cim., 24, 666 (1962).
5. J.S.Baijal, J.A.Diaz, S.N.Kaplin and R.V.Pyle. Nuovo Cim., 30, 711 (1963).
6. В.Д. Бобров, В.Г. Варламов, Ю.М. Грашин, Б.А. Долгошеин, В.Г. Кириллов-Угрюмов, В.С. Роганов, А.В. Самойлов, С.В. Сомов. Труды XII Международной конференции по физике высоких энергий. Дубна, 1984; ЖЭТФ, 48 (1985).
7. E.Fermi and E.Teller. Phys. Rev., 72, 399 (1947).
8. В.А. Казаков, В.В. Моисеева, А.Н. Синаев, Цао Го-чжен. Препринт ОИЯИ 1949, Дубна 1985.
9. В.Г. Зинов, А.Д. Конин, А.И. Мухин. Препринт ОИЯИ Р-2039, Дубна 1985.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 мая 1985 г.

Таблица I
Отношение вероятностей атомного захвата мюонов в окислах

Окисел	Z ₁	Мишени	$W(Z_1)/W(O)$	Окисел	Z ₁	Мишени	$W(Z_1)/W(O)$
BeO 1,13	4	H ₂ O, BeO 0,84	0,12±0,04	MoO ₃ 1,29	42	Zr, Sn, MoO ₃ 0,65	3,48±0,23
B ₂ O ₃ 0,91	5	B ₂ O ₃ , H ₂ O 0,20	0,22±0,05	CdO 1,56	48	Cd, CdO 0,99	6,7 ±1,5
MgO 1,6	12	MgO, H ₂ O, Mg 0,34	0,83±0,07	In ₂ O ₃ 1,63	49	Zr, Sn, In ₂ O ₃ 0,98	2,94±0,28
MgO* 1,6	12	MgO, H ₂ O, Mg 0,2	0,58±0,03	SnO ₂ 1,52	50	Sn, SnO ₂ 0,67	3,17±0,24
Al ₂ O ₃ 1,48	13	Al ₂ O ₃ , Al, H ₂ O 0,57	0,85±0,06	Sb ₂ O ₅ 1,61	51	Sb, Sb ₂ O ₅ 0,62	1,73±0,09
SiO ₂ 1,37	14	SiO ₂ , H ₂ O, Si 0,39	0,79±0,07	Sb ₂ O ₃ * 1,61	51	Sb, Sb ₂ O ₃ 0,90	3,48±0,35
CaO 1,22	20	CaO, Ca 1,04	1,36±0,10	BaO 1,22	56	I, BaO 1,38	2,27±0,22
Sc ₂ O ₃ 1,84	21	Ti, Sc ₂ O ₃ 0,81	2,78±0,20	BaO* 1,22	56	I, BaO ₂	3,28±0,30
TiO ₂ 1,18	22	Ti, TiO ₂ 0,64	2,70±0,20	Sm ₂ O ₃ 1,22	62	I, Ta, Sm ₂ O ₃ 0,79	3,09±0,34
V ₂ O ₅ 1,24	23	V, V ₂ O ₅ 0,41	3,10±0,20	Yb ₂ O ₃ 1,22	70	I, Ta, Yb ₂ O ₃ 0,81	3,18±0,34
Cr ₂ O ₃ * 1,22	24	Cr, Cr ₂ O ₃ 0,64	3,00±0,17	PbO ₂ 1,22	82	Pb, PbO ₂ 0,76	4,17±0,30
Cu ₂ O 1,58	29	Cu, Cu ₂ O 0,98	3,8 ±0,9	PbO* 1,58	82	Pb, PbO 1,06	5,8 ±0,7
CuO* 1,30	29	Cu, CuO 0,20	3,6 ±0,4	Bi ₂ O ₃ * 1,30	83	Bi, Bi ₂ O ₃ 1,0	4,3 ±0,5
ZnO 1,39	30	Zn, ZnO 0,23	2,66±0,32	UO ₃ * 1,39	92	U, UO ₃	6,0 ±0,5
Y ₂ O ₃ 1,21	39	Y ₂ O ₃ , Zr, Sn 0,7	1,83±0,12				
ZrO ₂ 1,21	40	Zr, ZrO ₂ 0,22	2,38±0,16				

Таблица 2

Отношение вероятностей атомного захвата мюонов
в соединениях металлов с галогенами

Соедине-ние	Мишени	Отношение	Z_1/Z_2	$W(Z_1)/W(Z_2)$
NaF	Na, LiF, NaF	F/Na	0,82	0,64 ± 0,05
CaCl ₂	Ca, S, CaCl ₂	Cl/Ca	0,85	0,64 ± 0,07
CdI ₂	Cd, I, CdI ₂	Cd/I	0,91	1,0 ± 0,2
AgI	Ag, I, AgI	I/Ag	1,13	0,69 ± 0,12
PbI ₂	Pb, I, PbI ₂	Pb/I	1,55	1,22 ± 0,11
NaCl	Na, S, NaCl	Cl/Na	1,55	0,95 ± 0,07
KI	I, Tl, KI	I/K	2,79	2,0 ± 0,2
LiF	NaF, H ₂ O, LiF	F/Li	3,0	3,6 ± 0,4
NaI	I, NaI	I/Na	4,82	3,4 ± 0,4
PbCl ₂	Pb, S, PbCl ₂	Pb/Cl	4,82	3,16 ± 0,24
PbF ₂	Pb, PbF ₂	Pb/F	9,1	4,7 ± 0,4

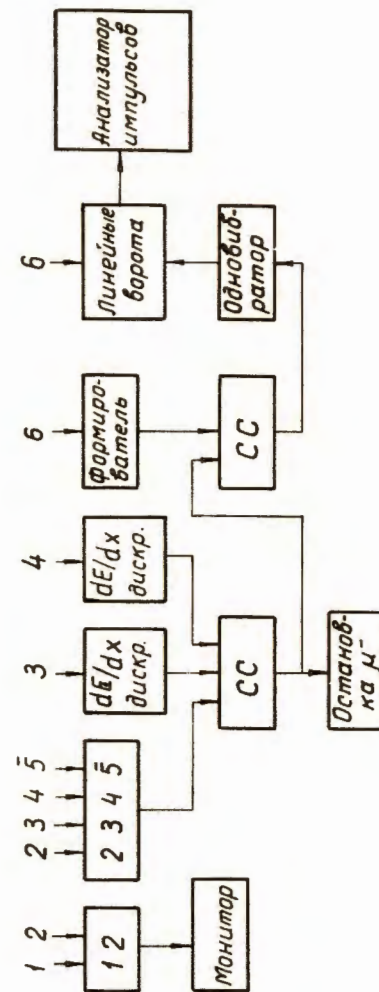
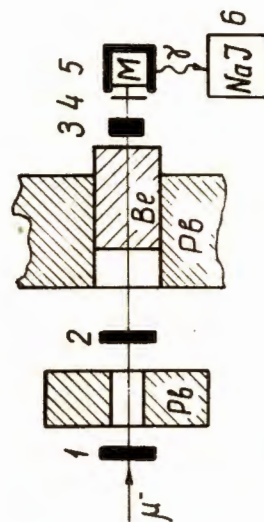


Рис. 1. Геометрия опыта и блок-схема электроники.

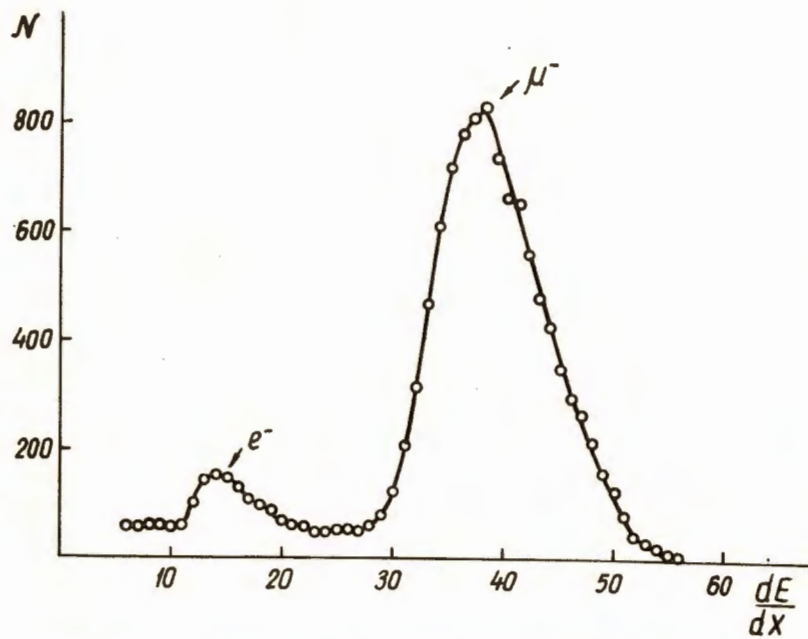


Рис. 2. Спектр ионизационных потерь в счетчике 3 для частиц, остановившихся в мишени.

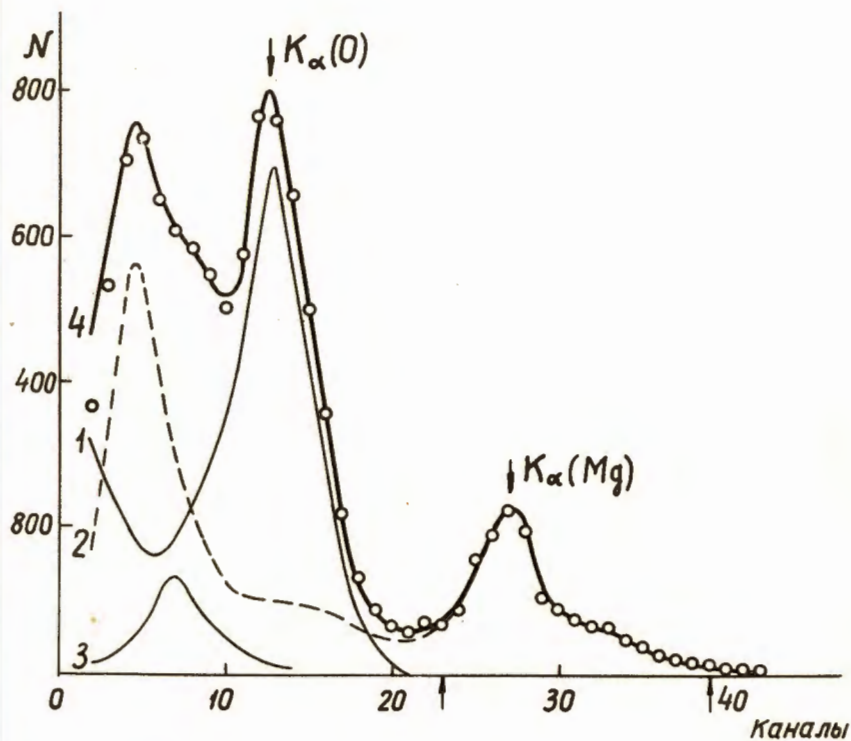


Рис. 3. Спектр мезорентгеновского излучения от мишени $MgO - o$.
 Линиями нарисованы спектры: 1- O ; 2- Mg , 3- C (от счетчика 4), 4 - сумма спектров 1, 2, 3.

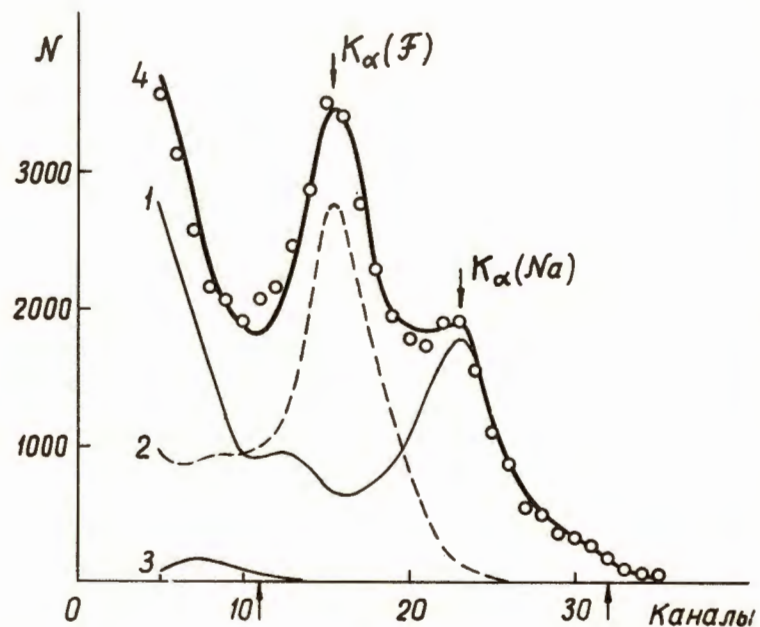


Рис. 4. Спектр мезорентгеновского излучения от мишени NaF - о .
 Линиями нарисованы спектры: 1- Na , 2- F , 3- C (от
 счетчика 4), 4 - сумма спектров 1, 2, 3.

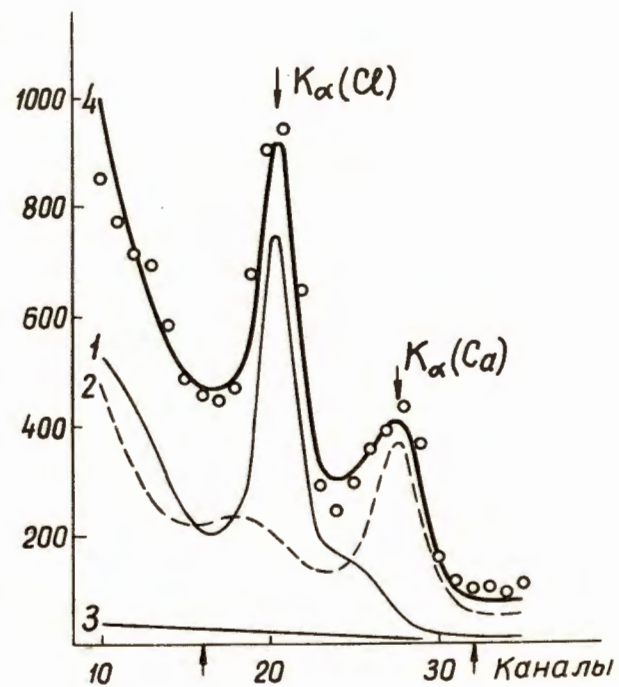


Рис. 5. Спектр мезорентгеновского излучения от мишени CaCl_2 - о
 Линиями нарисованы спектры: 1- Cl , 2- Ca ,
 3 - случайные совпадения, 4 - сумма спектров 1, 2, 3.

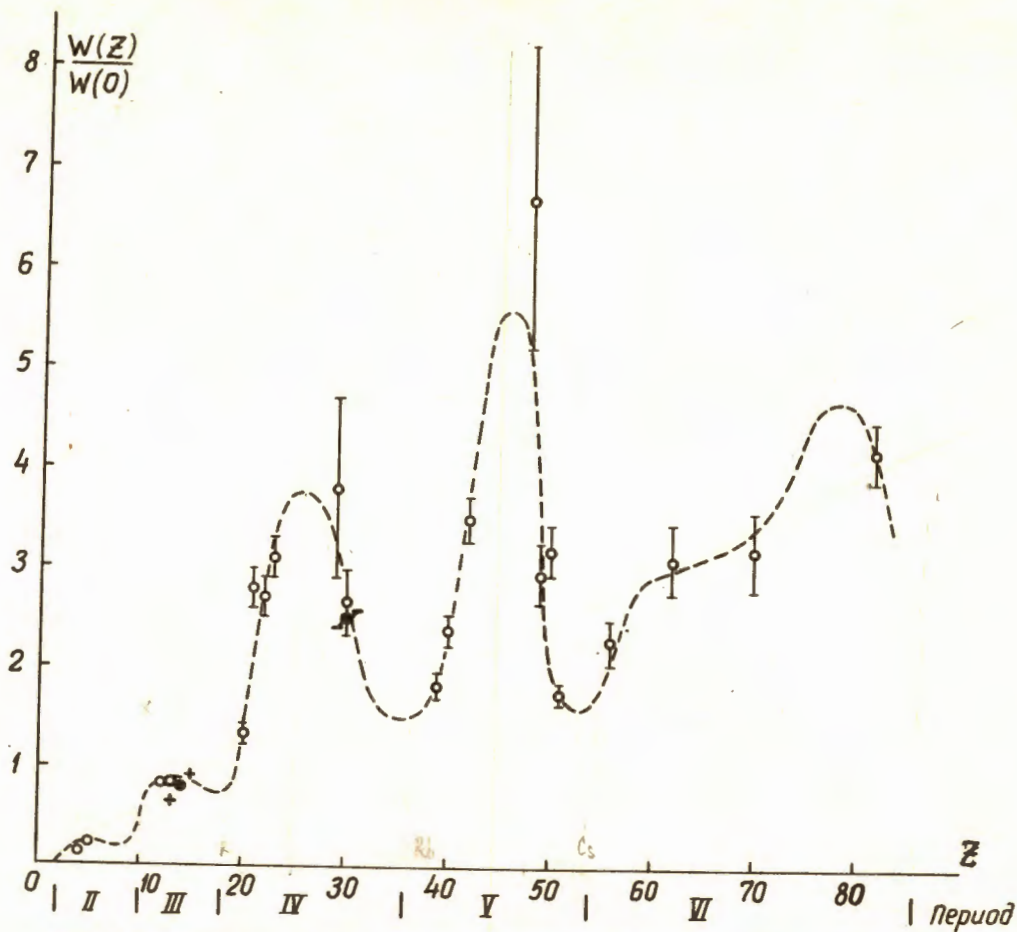


Рис. 6. Отношение вероятностей атомного захвата мюонов в оксидах: ● - настоящая работа, + - работа ^{12/}, ● - работа ^{10/}.

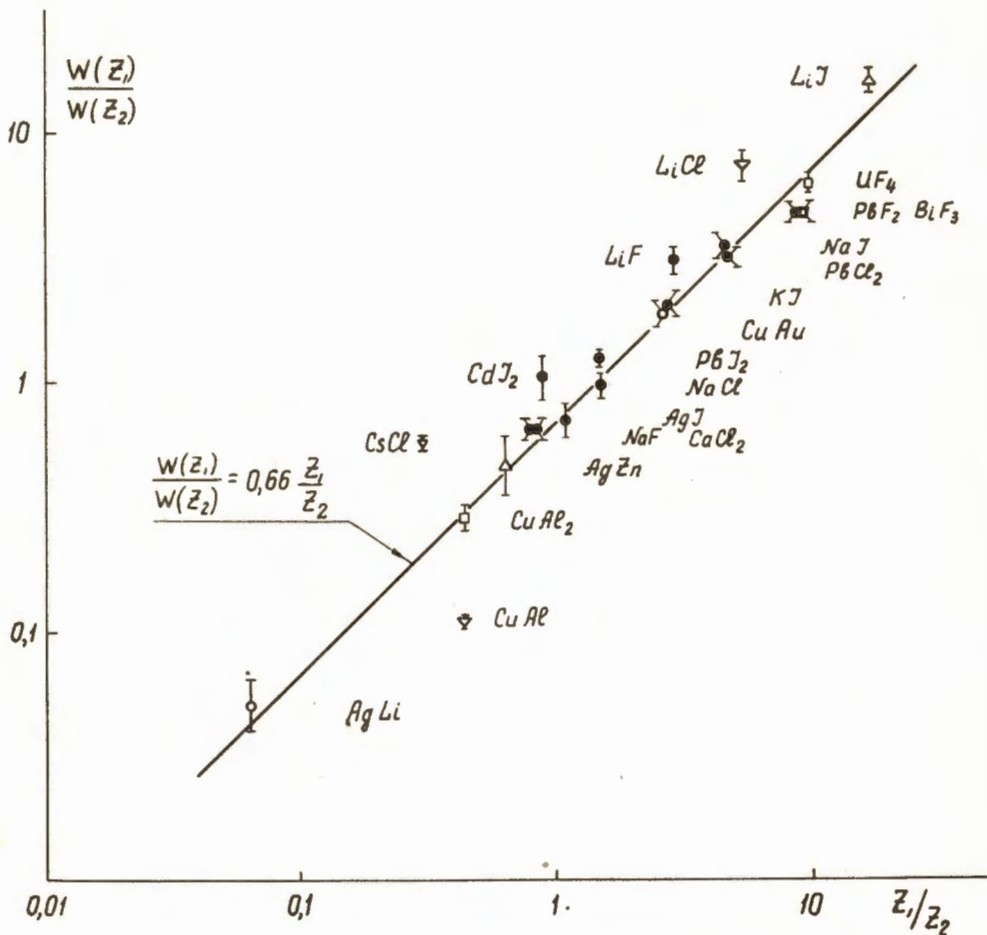


Рис. 7. Отношение вероятностей атомного захвата мюонов в сплавах металлов и соединениях металлов с галогенами: ● - настоящая работа, ▲ - работа ⁷⁸, □ - работа ⁷⁴, ○ - работа ⁷⁵, ▽ - работа ⁷⁶.