

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



С344.1к
Г-874

25/10-77
P13 - 10611 e

2806/2-77

К.Я.Громов, Т.Крецу, В.В.Кузнецов, Г.Лизурей,
В.М.Горожанкин, Г.Макарие

ИССЛЕДОВАНИЕ БЕТА-СПЕКТРОВ ПРИ ПОМОЩИ
БЕЗЖЕЛЕЗНОГО БЕТА-СПЕКТРОМЕТРА
С ТОРОИДАЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ
(Методические вопросы)

1977

P13 - 10611

К.Я.Громов, Т.Крецу, В.В.Кузнецов, Г.Лизурей,
В.М.Горожанкин,¹ Г.Макарие²

ИССЛЕДОВАНИЕ БЕТА-СПЕКТРОВ ПРИ ПОМОЩИ
БЕЗЖЕЛЕЗНОГО БЕТА-СПЕКТРОМЕТРА
С ТОРОИДАЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ
(Методические вопросы)

¹ Воронежский государственный университет

² Политехнический институт, Бухарест.

Исследование бета-спектров при помощи безжелезного бета-спектрометра СТ-2 с тороидальным магнитным полем

Исследовались методические вопросы, связанные с измерением бета-спектров при помощи безжелезного бета-спектрометра СТ-2 с тороидальным магнитным полем. Рассмотрены конструктивные особенности и влияния на искажение бета-спектров. Проведено исследование эффективности регистрации детектором бета-частиц, фоновых условий при измерениях, факторов, искажающих бета-спектры, и факторов, связанных с качеством изготовления источников и др. Результаты исследований позволяют учитывать влияние изученных факторов, искажающих форму спектров, и провести соответствующие коррекции при обработке.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Study of Beta-Spectra by means of ST-2
Iron-Free Beta-Spectrometer with Toroidal
Magnetic Field

Methodic problems of measurement of beta-spectra by means of ST-2 iron-free beta-spectrometer with toroidal magnetic field were studied. Construction characteristic features and their effect on beta-spectra distortion were considered. Detector efficiency at registering beta-particles, of background distribution at measurements of beta-spectra distortion factor as well as factors due to source production quality etc. were investigated. The results obtained allow one to consider the effect of spectra shape distortion factors and to perform corresponding corrections at processing.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование бета-спектров радиоактивных ядер при помощи магнитных бета-спектрометров позволяет получать сведения о значении граничной энергии бета-спектров - E_0 , интенсивности бета-переходов в процентах на распад исследуемого ядра - $J\beta$ и об экспериментальном факторе формы бета-спектров - $S_\beta(E)$. Экспериментальное определение этих величин связано с большими трудностями, особенно если распределение бета-частиц отличается от статистического. Отклонение экспериментального распределения $N(E)$ от статистического характеризуется экспериментальным фактором формы $S_\beta(E)^{1/}$:

$$S_\beta(E) = \frac{N(E)}{E_p F(E, \pm Z) (E_0 - E)^2} \quad /1/$$

Для определения зависимости $S_\beta(E)$ необходимо точно знать значение E_0 и наоборот, поэтому при обработке измеренного бета-спектра параметры, характеризующие $S_\beta(E)$ и E_0 , принимаются свободными ^{/2-4/}. Обычно экспериментальная зависимость S_β от энергии аппроксимируется одним из следующих выражений ^{/5,6/}:

$$\begin{aligned} S_\beta(E) &\approx 1 + aE, & S_\beta(E) &\approx 1 + aE + cE^2, \\ S_\beta(E) &\approx 1 + b/E, & S_\beta(E) &\approx 1 + aE + b/E + cE^2. \end{aligned} \quad /2/$$

Параметры a , b , c могут быть выражены в виде матричных элементов исследуемого бета-перехода^{/7,8/}. Сравнение рассчитанных матричных элементов с полученными на основании эксперимента, через параметры a , b , c и значение $\log ft$, дает информацию о теории бета-распада и о структуре ядра^{/9,10/}. Естественно, соответствующие теоретические выводы можно сделать только при полной уверенности в получении надежных экспериментальных данных. Однако в ряде случаев наблюдается расхождение в полученных результатах при измерениях с помощью разных магнитных бета-спектрометров^{/4-6/}. Это приводит к заключению о том, что экспериментальные распределения бета-частиц $N(E)$ могут быть искажены аппаратными эффектами^{/11,12/}. Основная трудность учета этих эффектов заключается в том, что как сами изучаемые бета-спектры, так и эффекты, искажающие их, являются плавными, зависящими от энергии.

На распределения бета-частиц могут влиять следующие факторы:

- 1/ конструкция и качество самого спектрометра,
- 2/ толщина источника и его подложки,
- 3/ эффективность регистрации детектором бета-частиц,
- 4/ характер фонового распределения и метод его учета,
- 5/ использование разных приближений при введении поправок на разрешение и на форму линии,
- 6/ метод анализа измеренных бета-спектров.

Не существует общего решения задачи учета всех эффектов, приводящих к искажению бета-спектров при измерении на реальных бета-спектрометрах. Поэтому для каждого прибора следует изучать и учитывать все возможные эффекты, приводящие к искажениям распределений бета-спектров.

В исследованиях свойств нейтронодефицитных изотопов в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ по программе ЯСНАШ^{/13,14/} для изучения малоинтенсивных ветвей позитронного распада ядер применяется безжелезный бета-спектрометр СТ-2 с тороидальным магнитным полем. Для обоснования надежности и точности получаемых

результатов измерения проведено исследование характеристик спектрометра.

В данной работе излагаются результаты исследования влияния факторов 1-4 на распределение β -частиц. Факторы 5 и 6 подробно рассмотрены нами в работах^{/15,16/}

2. БЕТА-СПЕКТРОМЕТР "СТ-2"

Этот спектрометр изготовлен в Институте ядерной физики в Кракове /Польша/ и является аналогом спектрометра, описанного в работе^{/19/}. Конструкция безжелезного бета-спектрометра разработана под руководством доктора М.Гасиора. Краткие сведения о спектрометре даны в работах^{/17,18/}.

Параметры, задающие форму фокусирующего магнитного поля спектрометра, были выбраны следующими: $b = \rho/\tau = 0,6$, расстояние источник - детектор - 700 мм, фокусировка электронов - в интервале углов от 30° до 75° . Разрешающая способность спектрометра $R = 1,1\%$ обеспечивается при трансмиссии $T \approx 20\%$ ^{/18/}. Система питания катушки прибора, созданная на базе трехфазного трансформатора с тиристорным выпрямителем и транзисторным стабилизатором тока, обеспечивает регулировку тока в пределах от 20 до 460 А с коэффициентом стабилизации $5 \cdot 10^{-4}$. Измерения бета-спектров автоматизированы. Накопление информации осуществляется или в памяти многоканального анализатора ИСА-70, или на пересчетах с автоматическим выводом информации на цифропечать /АЦП/ синхронно между последовательными шагами потенциометра, задающего значение тока. Обеспечивается возможность регистрации бета-частиц вплоть до 1,2 МэВ.

Общий вид /в разрезе/ бета-спектрометра СТ-2 показан на рис. 1.

Здесь мы остановимся на ряде причин, которые могут давать вклад в искажение измеренных бета-спектров и которые связаны с самим бета-спектрометром, а именно:

а/ вероятности регистрации бета-частиц, сделавших одну или более петель внутри спектрометра,

- б/ рассеянии бета-частиц на молекулах воздуха в камере спектрометра,
 в/ неточности расположения источника и детектора,
 г/ погрешности в измерении тока питания катушки спектрометра,
 д/ неполной компенсации магнитного поля Земли,
 е/ изменении температуры воды, охлаждающей катушки спектрометра в процессе измерения.

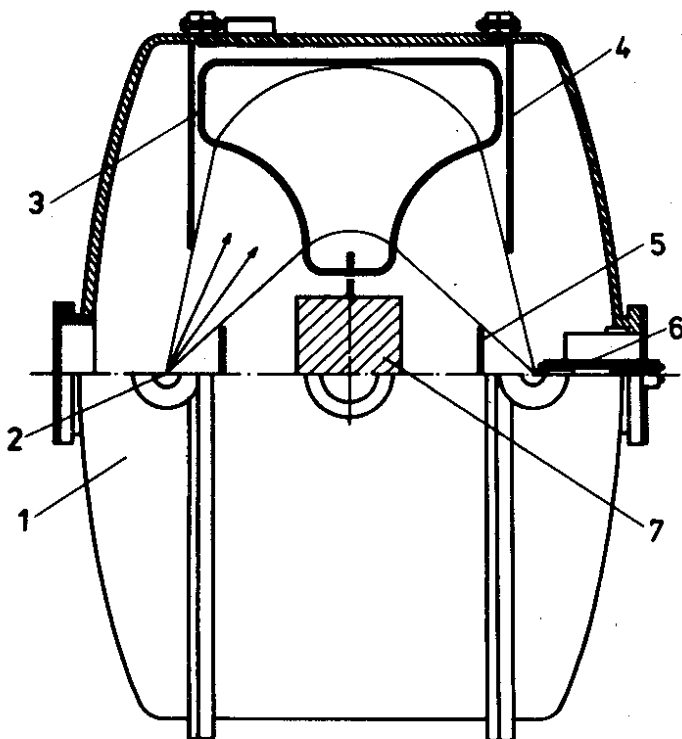


Рис. 1. Общий вид камеры бета-спектрометра СТ-2 в разрезе. 1 - камера спектрометра, 2 - радиоактивный источник, 3 - виток токовой катушки спектрометра, 4 - диафрагмы, ограничивающие вход и выход электронов со стороны больших углов, 5 - подвижные диафрагмы, ограничивающие вход и выход электронов со стороны меньших углов, 6 - сцинтилляционный детектор, 7 - свинцовая защита.

Рассеяние бета-частиц на витках катушки спектрометра и в камере дает вклад в отклонение функции отклика спектрометра от распределения Гаусса. В работе^{/17/} нами подробно описан метод учета функции отклика бета-спектрометра.

2.1. С помощью диафрагм /5, рис. 1/, ограничивающих вход электронов от источника к детектору со стороны малых углов в созданной конструкции прибора СТ-2, можно выбрать необходимые условия измерения при соответствующих значениях трансмиссии и разрешающей способности прибора. Отсутствие диафрагм, ограничивающих вход электронов со стороны больших углов, может привести к искажению измеренного бета-спектра за счет регистрации бета-частиц, движущихся не по "нормальной" траектории. Как показано в работах^{/20,21/}, часть бета-частиц, идущих под большими углами, может достигать детектора, сделав одну или более петель внутри спектрометра. В измеренном нами спектре ^{167}Tm обнаружено повторение К, L, M-конверсионных электронов /рис. 2а/ с относительной интенсивностью $\sim 2,5 \cdot 10^{-3}$ при значениях N_p , в 1,36 раз больших соответствующих значений N_p . Поставленные нами диафрагмы - 4, рис. 1, ограничивающие вход электронов со стороны больших углов, снизили этот эффект по относительной интенсивности до $\leq 10^{-5}$ /рис. 2б/.

2.2. Средняя длина траекторий электронов в камере бета-спектрометра СТ-2 составляет примерно 1 м. Для того чтобы оценить эффект рассеяния бета-частиц на молекулах воздуха, проведены измерения спектра конверсионных электронов $K_{93} \text{ } ^{169}\text{Yb}$ при разных значениях давления в камере спектрометра. На рис. 3 показана зависимость нормированных площадей пиков конверсионных электронов от значения давления в камере спектрометра. Как следует из этого рисунка, доля рассеянных электронов с $E_e \approx 34 \text{ кэВ}$ при давлении 10^{-3} Тор не превышает 1%, а при давлении $10^{-4} \div 5 \cdot 10^{-5} \text{ Тор}$, создаваемом в нашем спектрометре, искажения формы спектра бета-частиц из-за рассеяния электронов на молекулах воздуха составляют $\leq 0,01\%$, что согласуется с^{/22-24/}.

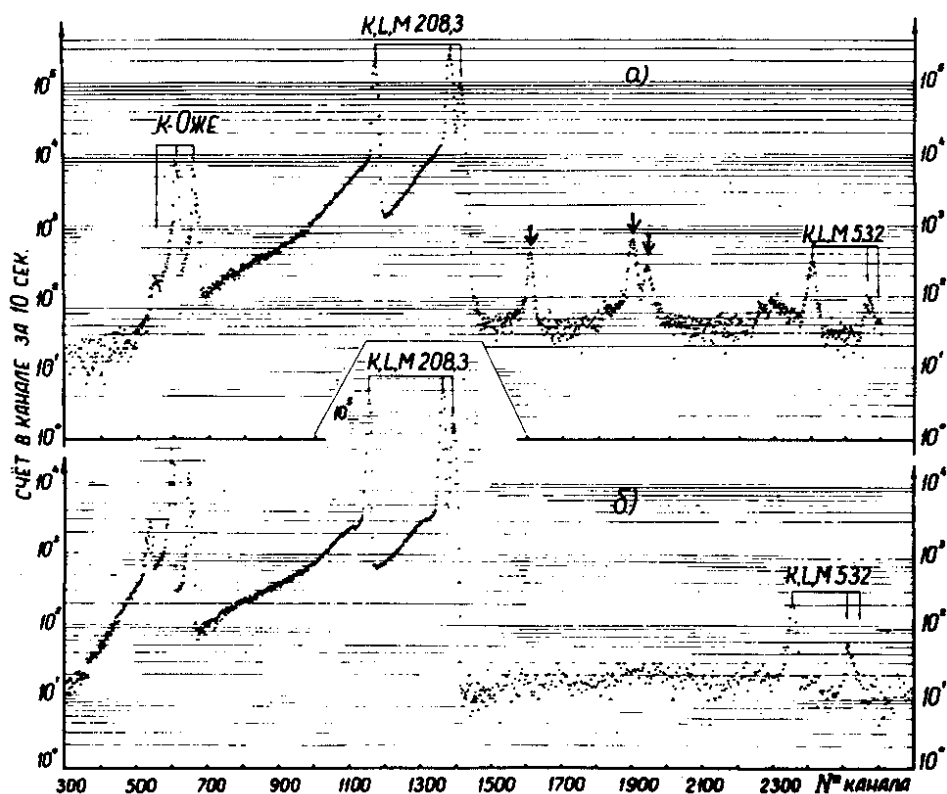


Рис. 2. Спектр конверсионных электронов ^{167}Tm : а/измеренный без диафрагм 4 /рис. 1/, б/ измеренный с поставленными диафрагмами 4.

2.3. Было выбрано оптимальное расположение источника и детектора в спектрометре при измерениях спектров конверсионных электронов К307 ^{169}Yb по счету импульсов в пике и его симметричности. Критерием симметричности пиков было выполнение условия приближения распределения импульсов счета к распределению Гаусса по параметрам

$$a_1 = \frac{\Delta H\rho(1/100)}{\Delta H\rho(1/10)} = 1,41 \quad \text{и} \quad a_2 = \frac{\Delta H\rho(1/10)}{\Delta H\rho(1/2)} = 1,83. \quad /3/$$

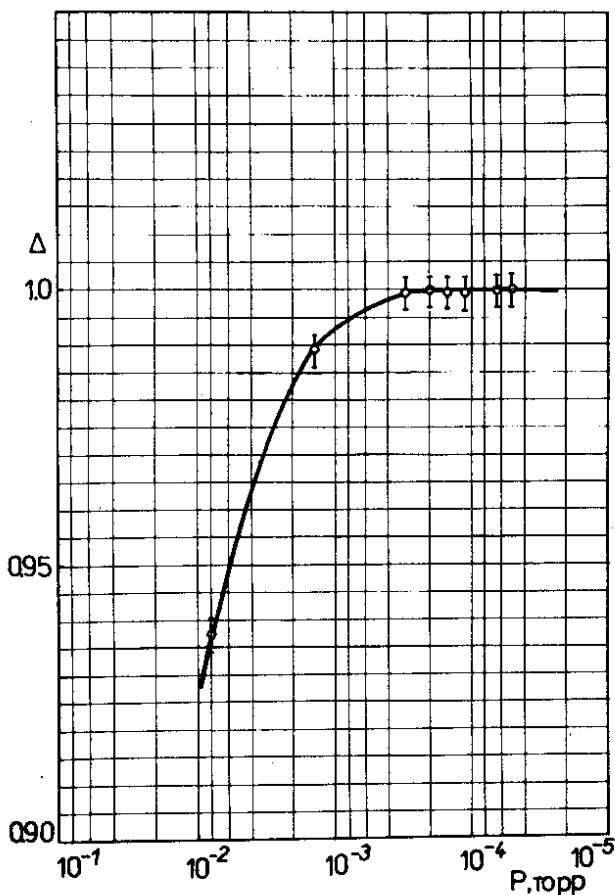


Рис. 3. Зависимость площадей пика K93 ^{169}Yb /в отн. ед./ от давления в камере спектрометра.

При выбранном оптимальном расположении источника и детектора удовлетворительно выполняется условие по параметру a_2 . Наличие "хвоста" линии со стороны меньших значений $P\rho$ приводит к отклонению по параметру a_1 . Как показано нами в работе /17/, линия конверсионных электронов состоит из гауссовского распределения и "хвоста" - экспоненциального распределения. Было

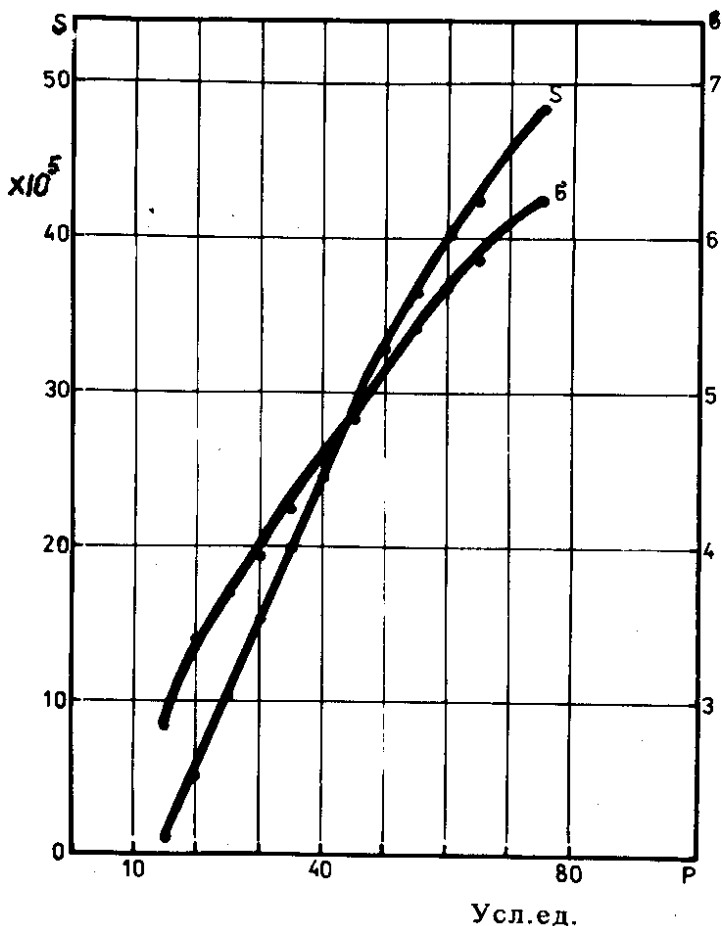


Рис. 4. Зависимость значений σ и площадей пика К208 ^{167}Tm от положения подвижных диафрагм. Значение σ с разрешающей способностью прибора R связано зависимостью $R = \frac{2\sqrt{2\ln 2}}{K_0} \times \sigma$, K_0 - центр тяжести положения пика.

установлено, что при большой трансмиссии относительный вклад экспоненциального "хвоста" меньше. Поэтому при измерениях с большой трансмиссией обеспечивается минимальное искажение бета-спектра^{/17/}.

На *рис. 4* показана зависимость наблюдаемых значений σ и площади S пика конверсионных электронов $K_{208} \text{ } ^{167}\text{Tm}$ от положения внутренних диафрагм прибора СТ-2. Положение диафрагм задается по шкале от 10 до 80 /условных ед./ с помощью механизма их перемещения.

При измерении спектров на нашем бета-спектрометре изменение тока питания I осуществляется автоматически с помощью управляемого потенциометра, важной характеристикой которого является постоянство шага ΔI во всем диапазоне изменения тока I . Стабилизированная система питания спектрометра позволяет проводить измерения спектров в следующих трех диапазонах измерения тока: а/ от ~ 5 до 200 А, б/ от ~ 5 до 400 А, и в/ от ~ 50 до 460 А. В каждом диапазоне максимальное число шагов /каналов/ K_i составляет 4000; имеется возможность проводить измерения при $\Delta K_i = 1, 2, 4, 10, 30$ и 50.

Средние значения тока \bar{I}_i определялись при многократном измерении их величин для соответствующих номеров каналов $K_i = 1 \div 3999$. Зависимость \bar{I}_i от K_i аппроксимировалась полиномами разной степени с помощью ЭВМ "Минск-22". Установлено, что эта зависимость описывается линейной функцией

$$\bar{I}_i = A_1 + A_2 K_i \quad /4/$$

при среднем отклонении 0,03%, где $A_1 = 4,55 \pm 0,36$; $A_2 = 0,0987 \pm 0,0003$. Для установления зависимости $N_p = f(\bar{I}_i)$ измеренный спектр конверсионных электронов ^{169}Yb /*рис. 5*/ обрабатывался с помощью программы "Катод" /²⁵/ Значения тока, соответствующие центрам тяжести пиков конверсионных электронов, определялись с помощью выражения /4/. По энергиям конверсионных электронов переходов ^{169}Yb /²⁶/ определялись соответствующие значения N_p . При аппроксимации экспериментальных значений N_p от \bar{I}_i получена линейная зависимость

$$N_p = A_3 + K \bar{I}_i \quad /5/$$

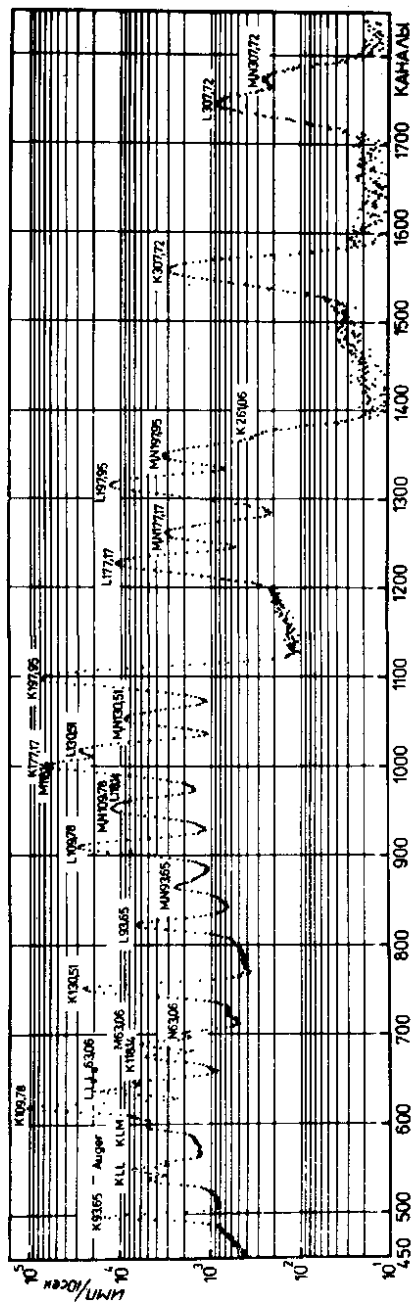


Рис. 5. Спектр конверсионных электронов ^{169}Yb .

при среднем отклонении 0,12%, где $A_3 = -1,65 \pm 0,68$ и $K = 11,849 \pm 0,007$.

На рис. 6 показаны зависимости величин \bar{I}_i , H_p и E_β от номера канала K_i /диапазон б//. Относительные значения токов I_i при всех значениях номеров каналов K_i воспроизводятся от одного опыта к другому с погрешностью в пределах $\pm 0,1A$. При учете этих погрешностей параметр A_3 в выражении /5/ в пределах экспериментальных ошибок можно считать равным 0. Тогда зависимость H_p от тока I_i можно представить в виде

$$H_p = KI_i. \quad /6/$$

Для того чтобы исключить погрешность при анализе бета-спектров из-за возможных отклонений значений тока I_i от среднего значения при исследованиях в режимах измерения позитронов и электронов с одним источником, необходимо определять значения тока I_i в каждой точке. Несмотря на то, что источники в бета-спектрометре при исследованиях устанавливаются в выбранное оптимальное положение, градуировочный коэффициент K отклоняется от среднего значения в зависимости от

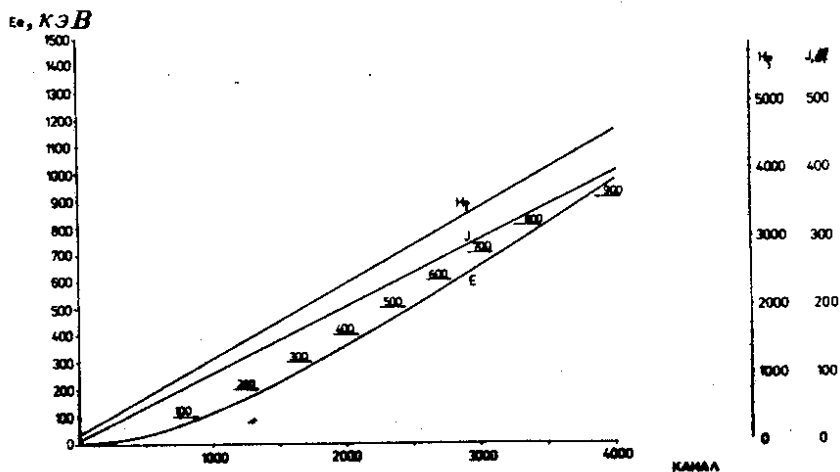


Рис. 6. Зависимости величин I_i , H_p и E_β от номера канала /диапазон "б" - от -5 до 400 А/.

приготовления источников. Это объясняется разным распределением активности источника и расположением последнего в рамке-держателе. Поэтому использование значения K , полученного при измерении с одним источником, для энергетической калибровки бета-спектра, измеряемого с использованием другого источника, может привести к отклонению полученного значения граничной энергии спектра бета-частиц до $3\div 4$ кэВ. Определение K в каждом опыте измерения позитронных спектров ядер по пикам конверсионных электронов (≥ 5) на одном и том же источнике исключает эти возможные расхождения. Погрешность калибровочного коэффициента учитывается при обработке бета-спектров ^{/16/}.

2.4. При больших размерах бета-спектрометров для фокусировки электронов требуются малые величины напряженности магнитного поля. Естественно, в этом случае на траекторию движения электронов влияют в значительной мере внешние магнитные поля, в том числе магнитное поле Земли. Большое влияние на разрешающую способность и светосилу бета-спектрометра СТ-2 оказывает магнитное поле Земли, компенсация которого в лабораторной комнате - месте нахождения прибора - осуществлена системой кольцевых горизонтально и вертикально расположенных катушек с током. Остаток магнитного поля Земли вблизи детектора и источника при компенсации составляет, соответственно, $+3,5\%$ и $-3,5\%$ от горизонтальной и $+1,5\%$ и $-1,5\%$ - от вертикальной составляющей.

На рис. 7 и 8 приведены спектры конверсионных электронов ¹⁷¹Lu и ¹⁵⁶Er ^{/27/}. Из этих рисунков следует, что при достигнутом уровне компенсации магнитного поля Земли не заметны искажения формы измеряемых линий конверсионных электронов при энергии $E_e \geq 10$ кэВ.

С целью проверки соответствия фокусирующих магнитных полей, создаваемых в спектрометре при измерении электронов и позитронов, нами измерялись спектры позитронов ²²Na и конверсионных электронов ¹⁶⁹Yb с использованием единого источника, приготовленного на майларовой подложке толщиной $0,68$ мг/см². Значение

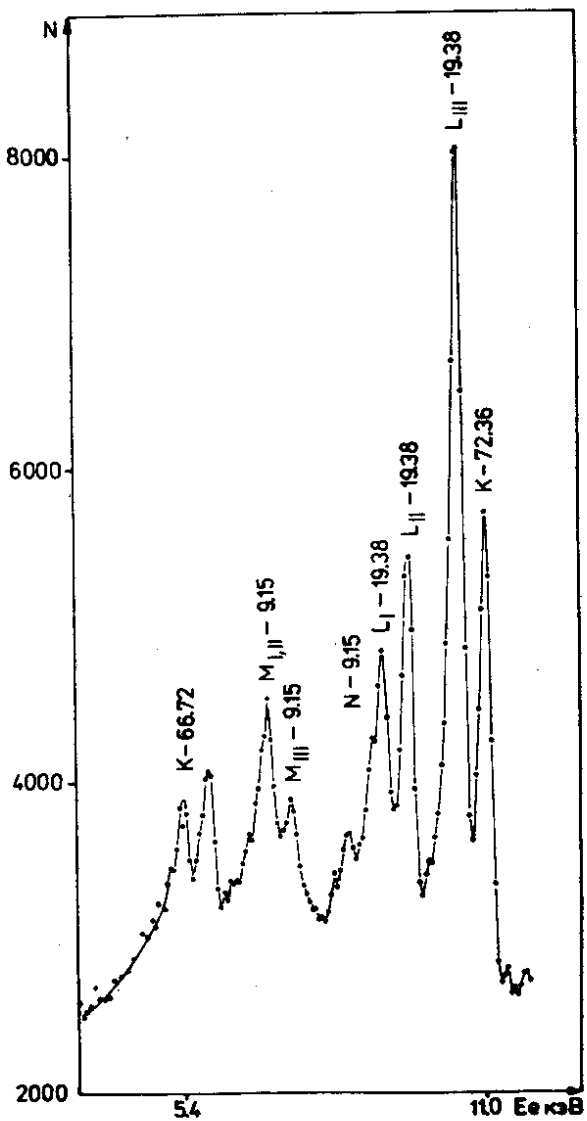


Рис. 7. Спектр конверсионных электронов ^{171}Lu в области малых энергий.

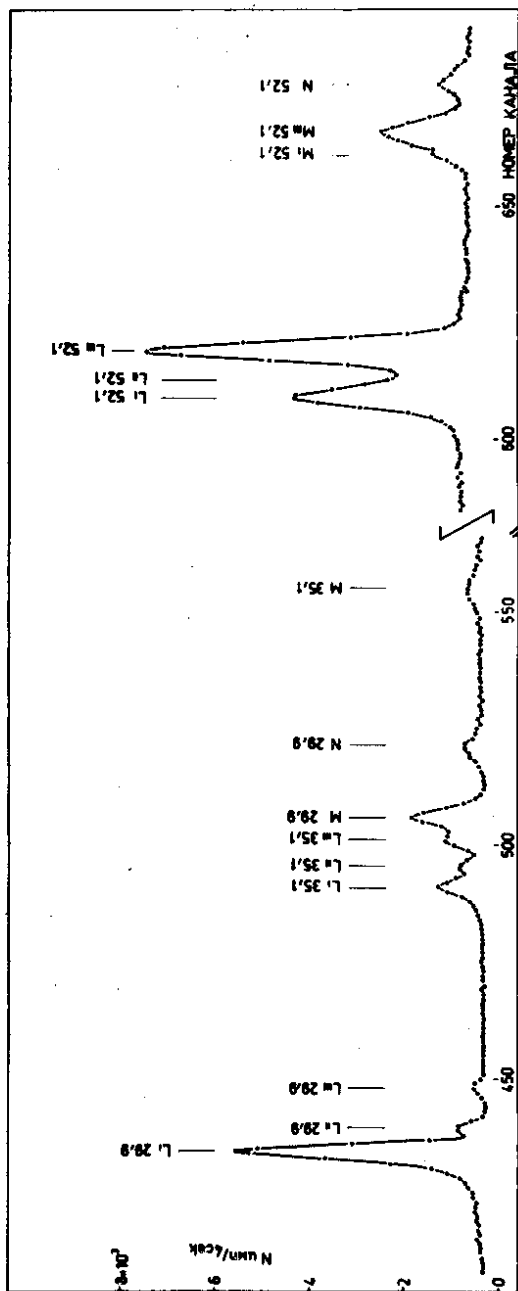


Рис. 8. Спектр конверсионных электронов ^{156}Er в области малых энергий.

граничной энергии позитронов ^{22}Na /рис. 9/, полученное при обработке /16/, хорошо согласуется с литературными данными /28/. В табл. 1 приведены экспериментальные значения граничных энергий позитронов ^{22}Na , определенные авторами работ /29-34/ и нами:

Таблица 1
Экспериментальные значения граничной энергии позитронов ^{22}Na

E_0 , кэВ	Лит-ра	Год
542 ± 5	29	1950
540 ± 5	30	1953
545 ± 2	31	1958
543 ± 3	32	1958
$543,9 \pm 1,5$	33	1968
$545,7 \pm 0,5$	34	1969
$545,2 \pm 0,6$	наст. работа	

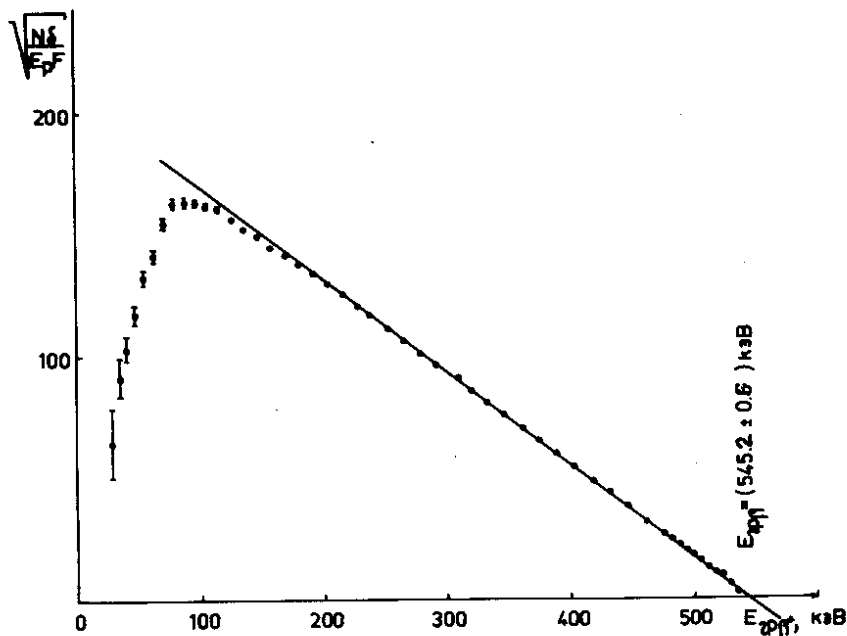


Рис. 9. График Ферми-Кюри позитронов ^{22}Na .

2.5. Для выяснения влияния температуры воды, охлаждающей витки катушки спектрометра, на трансмиссию, разрешающую способность и положение центров тяжести пиков конверсионных электронов, нами были измерены К-конверсионные электроны перехода с энергией 661 кэВ ^{137}Cs при разных значениях температуры воды от 16 до 32°C. В табл. 2 и на рис. 10 приведены результаты обработки этих измерений. Из анализа данных следует, что положение центра тяжести пика K_0 меняется не более чем на 0,5 канала, площадь пика S остается постоянной в пределах статистических ошибок, разрешающая способность изменяется примерно на 0,9% - от 0,542% до 0,547% для крайних значений температур.

Таблица 2

Характеристики пиков $K661$ ^{137}Cs , полученные при обработке по программе "Каток" /25/

№ пп	$t, ^\circ\text{C}$	σ	$\Delta\sigma$	S	ΔS	K_0	ΔK_0
1.	16,5	6,5326	0,1308	43237,7	954,2	2836,26	0,26
2.	19,0	6,5543	0,1260	43479,4	1009,5	2836,43	0,31
3.	22,0	6,5595	0,1176	43857,3	979,4	2836,48	0,30
4.	24,0	6,5692	0,1348	43094,8	1093,8	2836,55	0,34
5.	25,5	6,5744	0,0056	43538,5	959,3	2836,6	0,30
6.	27,0	6,5621	0,1244	43309,5	985,2	2836,50	0,31
7.	28,5	6,5737	0,1320	43107,7	1038,1	2836,59	0,33
8.	29,5	6,5818	0,1056	43161,0	842,4	2836,65	0,26
9.	31,0	6,5943	0,1320	42823,8	1054,1	2836,75	0,33

3. ТОЛЩИНА ИСТОЧНИКА И ЕГО ПОДЛОЖКИ

Искажения бета-спектров могут быть обусловлены также влиянием качества источника /11/ за счет:

а/ многократного упругого рассеяния бета-частиц в веществе источника,

б/ поглощения в нем бета-частиц,

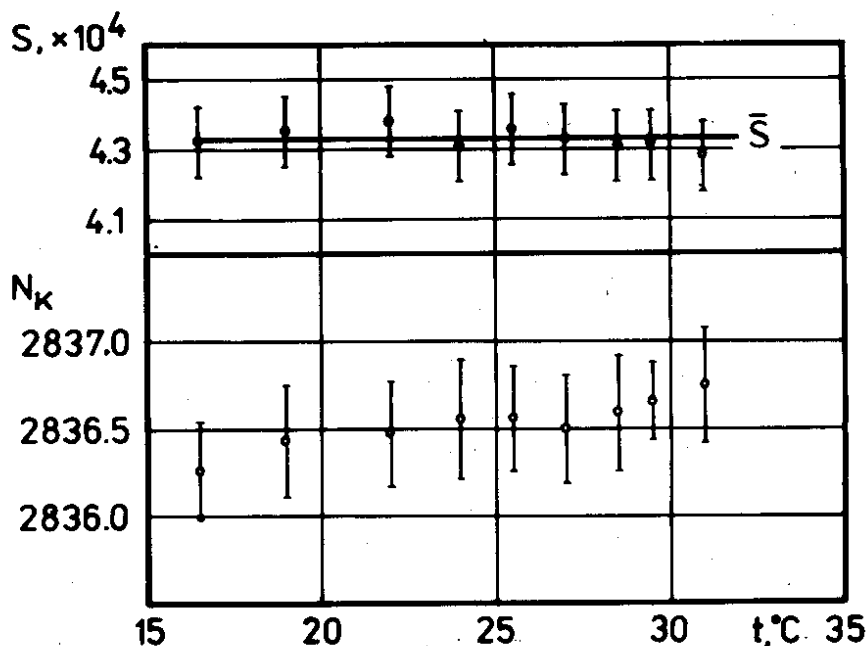


Рис. 10. Зависимости площадей S и центров тяжести $K661$ ^{137}Cs от температуры воды, охлаждающей витки спектрометра.

в/ обратного рассеяния бета-частиц в подложке источника.

Согласно работам ^{/35-38/}, при исследовании бета-спектров с использованием радиоактивных источников толщиной меньше 50 мкг/см^2 , нанесенных на алюминиевую фольгу толщиной меньше 300 мкг/см^2 , для электронов с энергией выше 150 кэВ влиянием этих эффектов можно пренебречь.

3.1. Используемые нами источники исследуемых ядер получают после химического выделения редкоземельных элементов ^{/39/} - продуктов реакции расщепления тантала /гадолия/ протонами с энергией 660 МэВ на синхротроне Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ при разделении с помощью масс-сепаратора ^{/40/}. Максимальная глубина внедрения изотопов с $A = 140 \div 170$ в Al -подложку равна 15 мкг/см^2 ^{/41/}. Площади нанесенных

таким образом на подложку источников составляют $4 \times 1 \text{ мм}^2$. Для источников, полученных в нашем случае с помощью масс-сепаратора, влиянием толщины источника /п.п. а/ б// можно пренебречь /35-38/.

3.2. В качестве подложек источников нами используется алюминированная майларовая фольга толщиной 680 мкг/см^2 . Обратное рассеяние зависит как от толщины подложки, так и от углов входа фокусируемых бета-частиц в спектрометре, поэтому использование существующих данных, например, /42-44/, для исправления бета-спектров, измеряемых на нашем бета-спектрометре, может внести дополнительные погрешности. Нами было проведено исследование зависимости числа счетов импульсов позитронов ^{22}Na при разных энергиях в зависимости от толщины подложки. При измерениях последовательно добавлялись подложки вплоть до 6 шт. из майлара толщиной $0,68 \text{ мг/см}^2$. На *рис. 11* показаны зависимости счета в разных точках спектра от толщины подложки. Линейная зависимость изменения числа счета импульсов позитронов наблюдается до трех толщин подложек, что находится в согласии с выводами, сделанными в работе /44/. При экстраполяции полученных зависимостей к "нулевой" толщине подложки определены величины $N_0(E)$ - истинный счет импульсов в точках спектра без обратно рассеянных позитронов. Зная $N_0(E)$, можно получить отношения $N_d(E)/N_0(E)$, определяющие, во сколько раз увеличивается счет позитронов при толщине d подложки источника. На *рис. 12* показаны экспериментальные отношения $N_d(E)/N_0(E)$ при разных энергиях позитронов и при разных толщинах подложки, аппроксимированные полиномом четвертой степени от энергии E_{β^+} на ЭВМ "Минск-22" /сплошные линии/. В работе /45/ вводится параметр обратного рассеяния $C_B(E) = N_d(E)/N_0(E)$, равный единице плюс доля обратно-рассеянных бета-частиц. Так как параметр $C_B(E)$ зависит только от энергии бета-частиц /45/, то полученные результаты /*рис. 12*/ могут быть применимы и для поправки измеренных спектров с другими граничными энергиями. Обратное рассеяние при тонких подложках источника как для позитронов, так и для электронов можно считать одинаково-

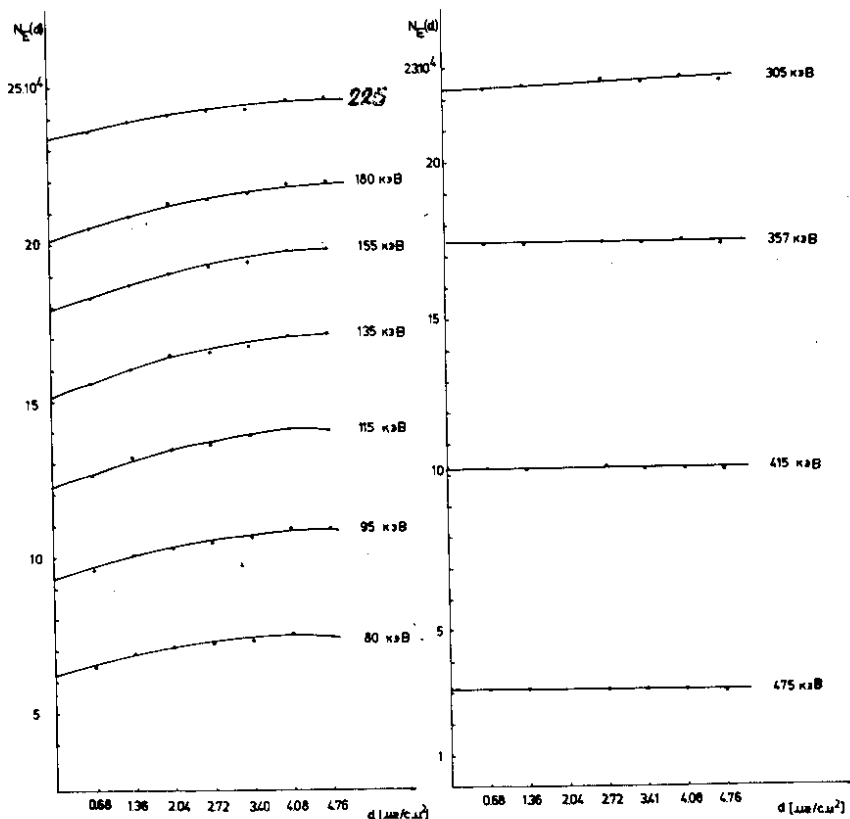


Рис. 11. Зависимости числа счетов импульсов позитронов ^{22}Na от толщины подложки при разных значениях энергий.

вым /46,47/, поэтому полученные зависимости $C_B(E)$ можно использовать и при обработке β^- -спектров.

4. ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ БЕТА-ЧАСТИЦ ДЕТЕКТОРОМ

Нами определялись зависимости эффективности регистрации электронов и позитронов детектором при выбранном значении уровня дискриминации импульсов / ~ 50 кэВ/.

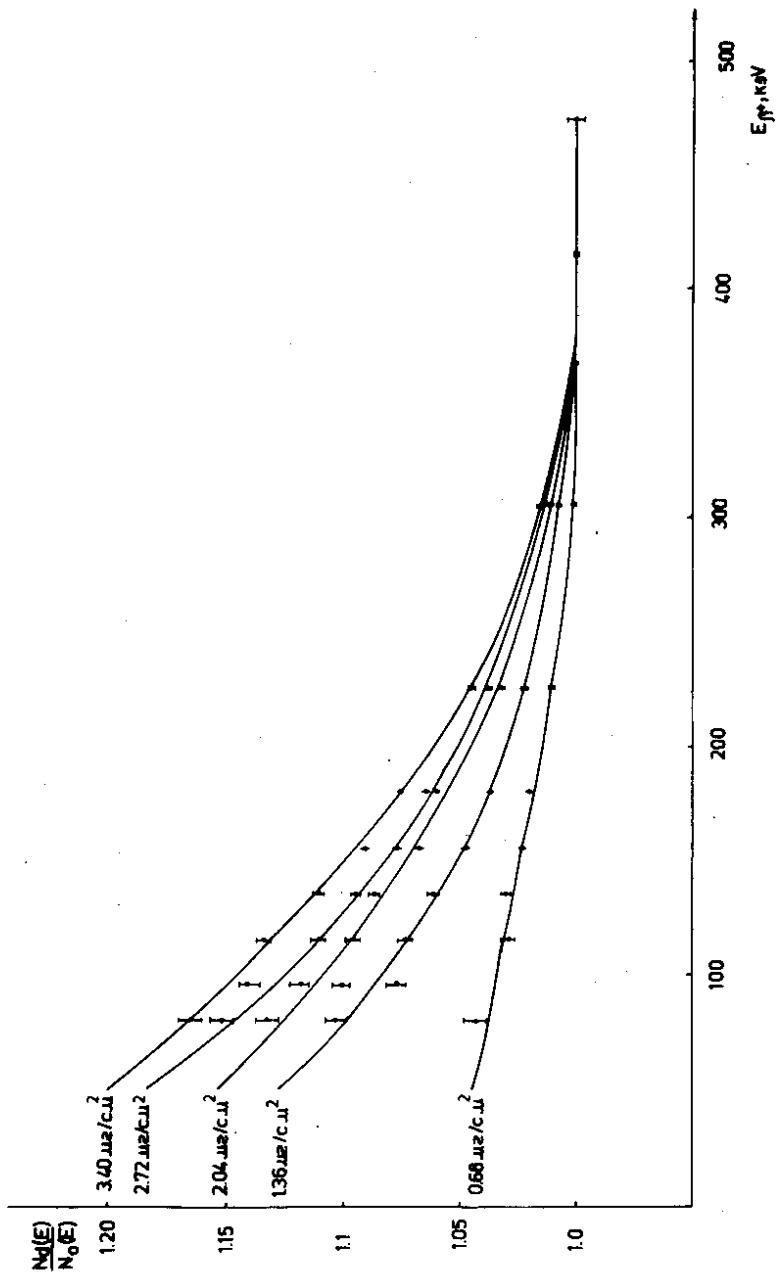


Рис. 12. Зависимости $N_d(E)/N_0(E)$ от энергии позитронов при разных толщинах подложки источника.

На рис. 13а приведена кривая эффективности регистрации электронов детектором, определенная при измерении конверсионных электронов ^{169}Yb /46/. Измеренный спектр конверсионных электронов ^{169}Yb обрабатывался с помощью ЭВМ "Минск-2" по программе "Каток" /25/. Следует заметить, что интенсивность конверсионных электронов К307 ^{169}Yb в работе /46/, по-видимому, определена неточно. Нами принято средневзвешенное значение интенсивности К307 ^{169}Yb по данным /47/. С другой стороны, определялась кривая эффективности регистрации позитронов на основании анализа измеренного β^+ -спектра ^{22}Na /рис. 13б/. При обработке спектра позитронов ^{22}Na были включены поправки, связанные с обратным рассеянием от подложки источника.

Как видно из рис. 13, эффективность регистрации как электронов, так и позитронов при энергиях $E > 130$ кэВ, можно считать постоянной при выбранном уровне дискриминации импульсов. Увеличение эффективности регистрации позитронов по сравнению с эффективностью регистрации электронов в области энергий

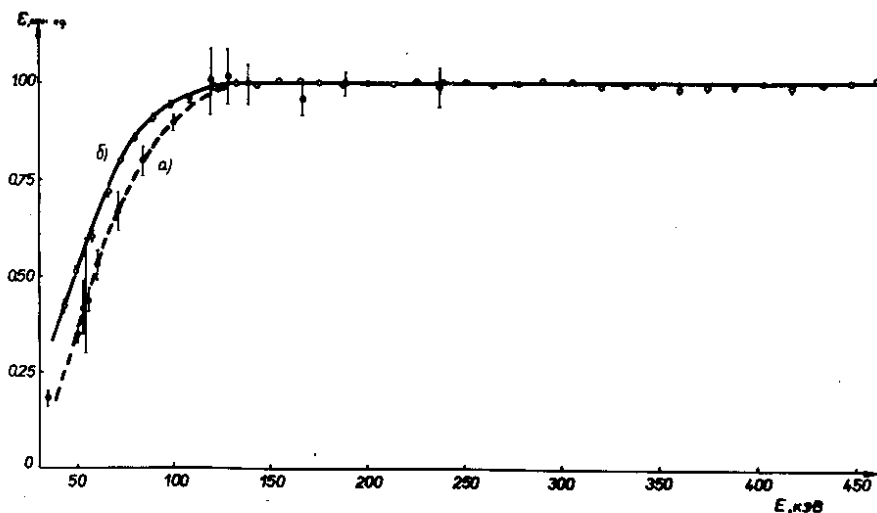


Рис. 13. Кривая эффективности регистрации детектором, полученная: а/ - при анализе спектра конверсионных электронов ^{169}Yb , б/ - на основании анализа спектра позитронов ^{22}Na .

$E < 130$ кэВ, по-видимому, связано с суммированием импульсов при одновременной регистрации детектором позитронов и комптоновских электронов от аннигиляционных гамма-квантов.

5. О ФОНОВОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ИМПУЛЬСОВ

Как отмечается в работе /48/, фоновые импульсы, обусловленные фотоумножителем, световодом и сцинтиллятором, отличаются по амплитуде. Выбор уровня дискриминации импульсов по амплитуде при измерении позволяет изменить как соотношение их вкладов в фоновое распределение, так и интегральный счет шумовых импульсов. На основе анализа наших измерений фон, обусловленный сцинтилляционным детектором, не зависит от магнитного поля, создаваемого в спектрометре как для режима регистрации электронов, так и для режима регистрации позитронов.

Учет вклада в фон различных по спектральному составу и интенсивности сопровождающих излучений при регистрации электронов чрезвычайно сложен. С одной стороны, экспоненциальный "хвост" линии является фоном для всех пиков конверсионных электронов с меньшей энергией. С другой стороны, трудно оценить вклад в фон от электронов комптоновского распределения, возникающих при взаимодействии сопровождающего гамма-излучения с материалом спектрометра. На *рис. 14* и *15а* показано распределение импульсов от источника ^{83}Rb и источника ^{137}Cs , закрытого поглотителем из алюминия толщиной 1,0 мм. Распределение перед K521, 530, 553 ^{83}Rb /*рис. 14*/ обусловлено как рассеянием электронов в спектрометре, так и вторичными электронами, возникающими при конвертировании гамма-излучения. Основной вклад в распределение фона /*рис. 15а*/ вносят вторичные электроны, возникающие при конвертировании γ -излучения ^{137}Cs в алюминиевом поглотителе. Трудности в определении фона при исследовании спектров конверсионных электронов приводят к модельному подходу - аппроксимации фона плавной функцией и выделению пиков конверсионных электронов.

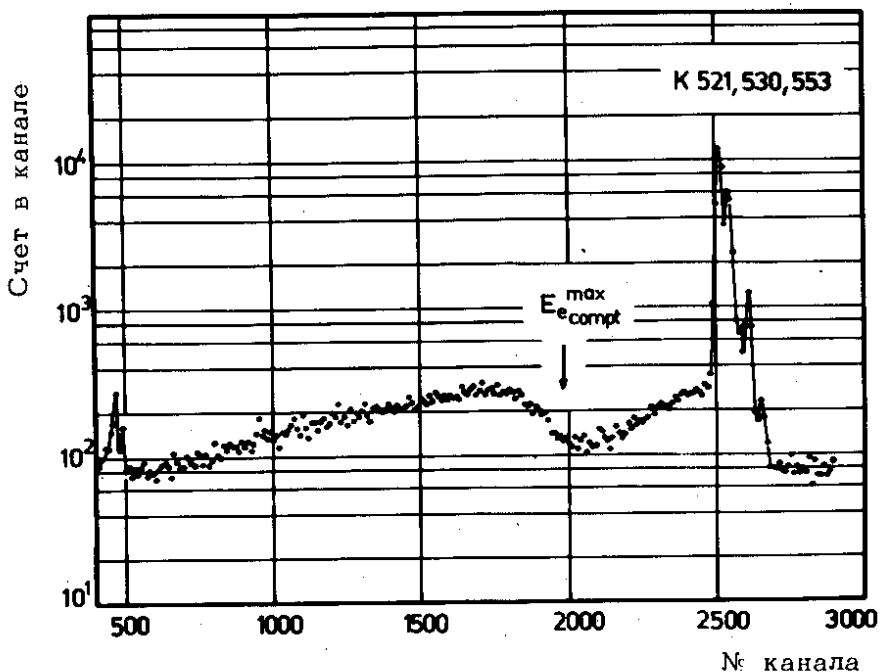


Рис. 14. Спектр конверсионных электронов ^{83}Rb .

При исследовании спектров позитронов в распределении фона могут давать вклад как вторичные электроны, возникающие в результате взаимодействия с веществом конверсионных электронов, гамма-лучей и аннигиляционных гамма-квантов, так и рассеянное гамма-излучение от источника.

На рис. 16 приведены полученные нами распределения фоновых импульсов в позитронном режиме измерения с источником ^{167}Tm /а/, с этим же источником, закрытым поглотителем из алюминия толщиной 1 мм /б/ и без источника /в/. Получено, что вклад в распределение фона от гамма-излучения в пределах погрешности измерений не зависит от $H\rho$. Аналогичные измерения фона с источником ^{22}Na ($\sim 10\mu\text{Ci}$), ^{169}Yb ($\sim 30\mu\text{Ci}$), ^{137}Cs ($\sim 10\mu\text{Ci}$) и ^{171}Lu ($\sim 20\mu\text{Ci}$) показали, что величина вклада зависит от интенсивности и спектрального состава гамма-излучения

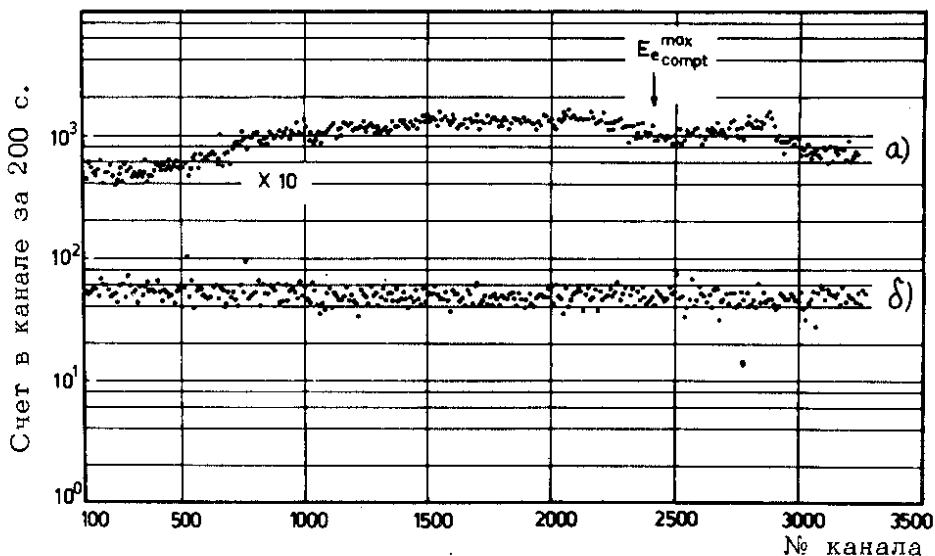


Рис. 15. Распределения фоновых импульсов, полученных при измерении ^{137}Cs : а/ - с источником, закрытым поглотителем 1,0 мм алюминия в электронном режиме, б/ - с источником без поглотителя в позитронном режиме.

исследуемых изотопов. В некотором приближении, можно сказать, что величина этой составляющей фона пропорциональна активности исследуемого радиоактивного источника. При измерении в позитронном режиме с радиоактивным источником ^{167}Tm ($\sim 50\mu\text{C}$) вклад в распределение фона от конверсионных электронов в пределах погрешностей является постоянным в области энергий выше 70 кэВ /рис. 16а/, в то время как для ^{137}Cs /рис. 15а/ этот вклад не зависит от энергии вплоть до 5 кэВ . Из рис. 15 видно, что фон в электронном и позитронном режимах отличается только за счет электронов, возникающих при конвертировании γ -лучей в поглотителе. Можно предположить, что не зависящий от энергий вклад в фон обусловлен многократно рассеянными электронами и почти не зависит от спектрального состава первичных электронов. Из наших измерений следует, что уровень этого вклада возрастает в зависимости от активности исследуемых источников. В области малых значений

магнитного поля в спектрометре, например, при исследовании с ^{167}Tm наблюдается возрастание вклада рассеянных электронов в распределение фона. Это, по-ви-

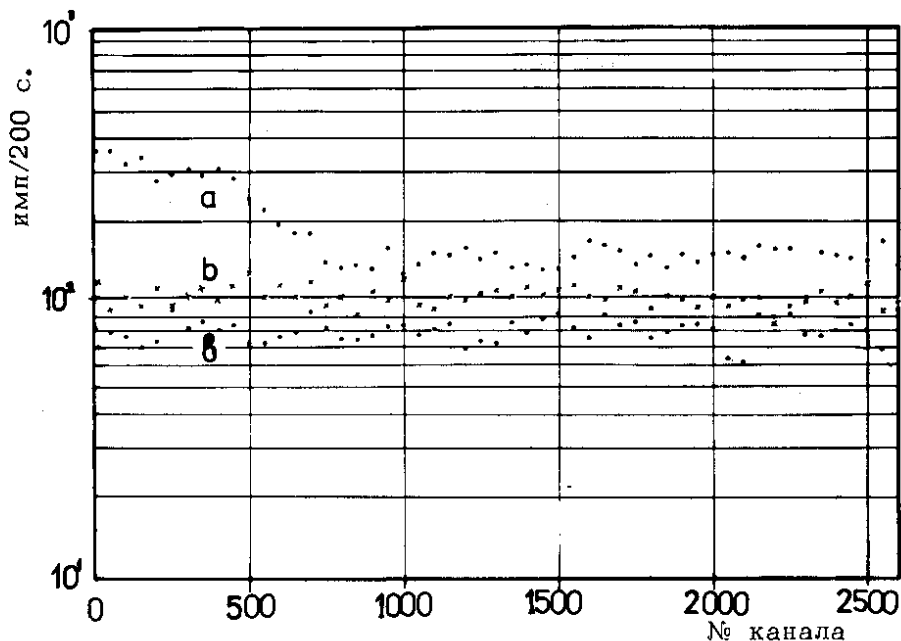


Рис. 16. Распределения фоновых импульсов в режиме позитронов, полученные при измерении: а/ - с источником ^{167}Tm , б - с источником ^{167}Tm , закрытым алюминиевым поглотителем толщиной 1,0 мм, в/ - без источника.

димому, связано с возможным прохождением однократно рассеянных электронов больших энергий. Вклад от однократно рассеянных электронов при малых значениях N_p может быть разным в зависимости от спектрального состава первичных электронов. Из проведенных исследований распределения фона следует, что в том случае, когда имеется возможность измерить фон за граничной энергией спектра позитронов, вывод о его вкладе под спектром в значительной мере облегчен. В других случаях заключение о фоне можно получить при измерении с источником, закрытым алюминиевым поглотителем толщиной 1 мм.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При проведении исследований спектров бета-частиц постоянно проводился контроль стабильности условий эксперимента. Результаты обработки измерений конверсионных электронов K208 ^{167}Tm , проведенных в разное время суток, свидетельствуют о стабильной работе электронной аппаратуры и повторяемости условий опыта /табл. 3/.

Кроме того, результаты обработки спектров позитронов ^{171}Lu /51/ и ^{22}Na , измеренных в разное время, хорошо согласуются между собой как по граничной энергии E_0 , так и по интенсивности J_β в пределах ошибок.

Из проведенных исследований следует, что при измерениях бета-спектров при энергиях выше 150 кэВ необходимо обращать внимание в нашем случае только на а/ обратное рассеяние в подложке источника, б/ учет реальной формы линии /функции отклика/, и в/ фоновые условия. Метод учета факторов а/ и б/ при обработке бета-спектров изложен нами в работах /15,16/ Фоновые

Таблица 3

Характеристики пиков K208 ^{167}Tm , полученные при обработке по программе "Каток" /25/

№ пп	χ^2	σ	Δb	S	ΔS	K_0	ΔK_0	$\frac{S-\bar{S}}{\bar{S}}$	100%
I.	27,322	6,042	0,070	4593923	61854	1151,255	0,083	-0,64	
2.	28,466	6,108	0,070	4653523	63602	1151,531	0,085	+0,65	
3.	28,218	6,110	0,071	4647628	63560	1151,699	0,085	+0,52	
4.	27,077	6,069	0,069	4626234	61524	1151,732	0,082	+0,06	
5.	27,216	6,082	0,068	4591781	60161	1152,395	0,083	-0,69	
6.	26,365	6,126	0,066	4625124	58310	1152,283	0,080	+0,03	
7.	26,650	6,149	0,067	4629047	58706	1152,174	0,081	+0,12	
8.	27,387	6,122	0,069	4614802	60690	1152,162	0,084	-0,19	
9.	25,898	6,052	0,067	4637072	57447	1151,645	0,080	+0,29	
10.	26,201	6,054	0,067	4630703	57852	1151,654	0,081	+0,15	
11.	25,748	6,051	0,066	4622312	56696	1151,751	0,079	-0,03	
12.	26,416	6,024	0,067	4612545	58107	1151,744	0,081	-0,24	

условия определяются и анализируются при каждом отдельном измерении.

Таким образом, с учетом исследованных факторов с помощью бета-спектрометра СТ-2 можно с хорошей точностью получать информацию о граничной энергии E_0 и интенсивности J_β слабых компонентов бета-спектров при распаде ядер.

ЛИТЕРАТУРА

1. Джелепов Б.С., Зырянова Л.Н., Суслов Ю.П. В кн.: Бета-процессы. "Наука", Л., 1972.
2. Beekhuis H., De Waard H. Nucl.Phys., 1965, 74, p.459.
3. Beekhuis H., Van Duinen R.J. Nucl Phys., 1968, A108, p. 382.
4. Van der Werf S.Y., De Waard H., Beekhuis H. Nucl. Phys., 1969, A134, p.215.
5. Paul H. Nuclear Data, 1966, v.2, No.3, p.281.
6. Daniel H., Rev.Mod.Phys., 1968, 40, p.659.
7. Behrens H., Buhning W. Nucl.Phys., 1971, A162, p.111.
8. Manthuruthil J.C., Poirier C.P. Nucl.Phys., 1968, A118, p.657.
9. Бор О., Моттelson Б. Структура ядра, "Мир", М., т.1, 1971.
10. Блин-Стойл Р. В кн.: Фундаментальные взаимодействия и атомное ядро. "Мир", М., 1976.
11. Paul H. Nucl.Instr. and Meth., 1965, 37, p.109.
12. Nagarayan T., Ravindranath M., Venkata Reddy K. Nucl.Instr. and Meth., 1969, 67, p.77.
13. Арльт Р. и др. ЭЧАЯ, 1974, т.5, вып. 4, с.843.
14. Громов К.Я. и др. ЭЧАЯ, 1975, т.6, вып.4, с.931.
15. Крецу Т., Кузнецов В.В., Макарие Г. ОИЯИ, Р6-10183, Дубна, 1976.
16. Громов К.Я. и др. ОИЯИ, Р6-10239, Дубна, 1976.
17. Гасиор М. и др. ОИЯИ, Д6-7094, Дубна, 1973, с.167.
18. Dec J. e.a. Progress Report IFJ, Krakow, 1971, p.145.
19. Gasior M. Postępy Fiz. Jadrowej, 1964, 9-10, p.589.
20. Burgov N.A., Davydov A.V., Kartashov G.R. Nucl. Instr. and Meth., 1961, 12, p.316.
21. Kayser J., Hoffman K.W. Nucl.Instr. and Meth., 1976, 135, p.577.
22. Persico E., Geoffrion G. Rev.Sci.Instr., 1950, 21, p. 945.
23. Hayward R.W. Adv. Electronics, 1953, 5, p.97.
24. Zeeman H., Semrad D., Paul H. Nucl.Phys., 1971, A175, p.385.

25. Гаджоков В.И. ОИЯИ, 5035, Дубна, 1970.
26. Heath R.L. *Gamma-Ray Spectrum Catalogue ANCR-1000-2*, 1974.
27. Александров А.А. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1972, 39, 8, с.1661.
28. Martin M.J., Blichert-Toft P.H. *Nucl.Data Tables*, 1970, A8, p.18.
29. Macklin P.A., Lidofcky L.J., Wu C.S. *Phys. Rev.*, 1950, 78, p.318.
30. Wright B.T. *Phys. Rev.*, 1953, 90, p.159.
31. Daniel H. *Nucl.Phys.*, 1958, 8, p.191.
32. Hamilton J.H., Lamger L.M., Smith W.G. *Phys. Rev.*, 1958, 112, p.561.
33. Weninger H., Stieve J., Lehtz H. *Nucl.Phys.*, 1968, A109, p.561.
34. Beck E., Daniel H. *Z.Physik*, 1969, 216, p.229.
35. Beekhuis H. *Thesis*, Groningen, 1965.
36. Fehrentz D., Daniel H. *Nucl.Instr. and Meth.*, 1961, 10, p.185.
37. Hoffman T., Boier H. *Acta Phys. Aust.*, 1965, 20, p.53.
38. Schmidt V., Zitzler T. *Nucl.Instr. and Meth.*, 1972, 99, p.183.
39. Молнар Ф., Халкин В., Херрманн Э. ЭЧАЯ, 1973, т. 4, вып. 4.
40. Афанасьев В.П. и др. ОИЯИ, 13-4763, Дубна, 1969.
41. Осипенко Б.П. и др. ОИЯИ, 6-10058, Дубна, 1976.
42. Hamilton J.H., Branthly W.H. *Nucl.Instr. and Meth.*, 1963, 24, p.325.
43. Quivy R., Franeau J. *J.Phys. Radium.*, 1965, 28, p.241.
44. Штрених А., Остермаг Х., Гасиор И. Изв. АН СССР, сер. физ., 1972, 36, 10, с.2239.
45. Nagarajan T., Venkata Reddy K. *Nucl.Instr. and Meth.*, 1970, 80, p.217.
46. Marguin G. *Ann.Physique*, 1957, 2, p.318.
47. Daniel H., Schmidt-Rohr U. *Nucl.Phys.*, 1958, 7, p.516.
48. Артамонова К.П. и др. Программа и тезисы докладов XXV Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. "Наука", Л., 1975, с.129.
49. *Nucl.Data Sheets*, 1973, 10, No. 4.
50. Paul H., Hoffman T. *Nucl.Instr. and Meth.*, 1963, 22, p. 141.
51. Богдан Д. и др. ОИЯИ, P6-10267, Дубна, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 апреля 1977 года.