

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



10/2-76

A-50

P13 - 9516

1780/2-76

Б.А.Аликов, Г.И.Лизурей, Т.М.Муминов,
С.И.Орманджиев, У.С.Салихбаев, Р.Р.Усманов,
И.Холбаев

СДВОЕННЫЙ
МАГНИТНО-ЛИНЗОВЫЙ БЕТА-СПЕКТРОМЕТР
ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ ВРЕМЕН ЖИЗНИ
ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР

76-69

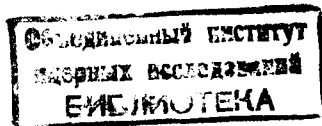
1976

P13 - 9516

Б.А.Аликов,* Г.И.Лизурей, Т.М.Муминов,*
С.И.Орманджиев, У.С.Салихбаев,*Р.Р.Усманов,*
И.Холбаев*

**СДВОЕННЫЙ
МАГНИТНО-ЛИНЗОВЫЙ БЕТА-СПЕКТРОМЕТР
ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ ВРЕМЕН ЖИЗНИ
ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР**

Направлено в сб. "Прикладная ядерная спектроскопия"



* Самаркандский государственный университет.

В настоящей работе описывается установка для измерений времен жизни возбужденных ядерных состояний методом $e-e$ задержанных совпадений в диапазоне 10^{-10} – 10^{-9} с. Установка создана на базе сдвоенного магнитно-линзового спектрометра, который является видоизмененным вариантом спектрометра Герхольма ^{/1/}.

Использование магнитных спектрометров в сочетании со сцинтилляционными детекторами позволяет одновременно добиться достаточно высокого как энергетического, так и временного разрешения. Подобные спектрометры в последнее десятилетие широко применяются для решения сложных экспериментальных задач по изучению свойств возбужденных состояний ядер методами $e-e$ и $e-\gamma$ задержанных совпадений и угловых корреляций ^{/1-5/}. Спектрометры этого типа выгодно отличаются от спектрометров других типов сочетанием относительно высоких светосилы и энергетического разрешения, большой изохронностью траекторий электронов, практическим отсутствием магнитного поля в области помещения источника, экранировкой внутреннего поля прибора, простотой конструкции и эксплуатации и т.д. Основным недостатком спектрометра в режиме $e-e$ совпадений является малая эффективность регистрации совпадений $/\sim 10^{-4}/$. Однако этот недостаток в некоторой степени можно компенсировать применением источников с относительно большой активностью, т.к. в магнитном спектрометре производится регистрация предварительно отобранных по импульсу/энергии/электронов.

*Исследование фокусирующих свойств
линзового спектрометра с "треугольной"
формой магнитного поля*

В первом приближении форму магнитного поля в спектрометре можно аппроксимировать треугольником: напряженность поля приблизительно линейно возрастает от нулевого значения в точке размещения источника до максимального вблизи детектора. Фокусирующие свойства таких полей теоретически исследовались в работах /6-9/.

Уравнения движения электронов с сохраняющимся полным импульсом ($p = \text{const}$) для магнитного поля с аксиальной симметрией ($H_\phi = 0$, H_z и H_r не зависят от ϕ) в цилиндрической системе координат имеют вид

$$\dot{r} - r \dot{\phi}^2 = - \frac{e}{mc} r \dot{\phi} H_z,$$

$$r \ddot{\phi} + 2\dot{r}\dot{\phi} = \frac{e}{mc} (r \dot{H}_z - \dot{z} H_r), \quad /1/$$

$$\dot{z} = \frac{e}{mc} r \dot{\phi} H_r,$$

где H_z , H_r ; компоненты магнитного поля, $m = \frac{m_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$ - релятивистская масса электрона.

Общим для указанных выше работ является задание аналитической формы аксиально-симметричного магнитного поля и интегрирование уравнений движения электрона /1/ в заданном поле по времени t . Однако, на наш взгляд, удобнее решать уравнения движения электрона для экспериментально определенной формы поля /на оси спектрометра/, исключая время t и интегрируя уравнения движения по координате z .

Компонента поля H_z удовлетворяет уравнению Лапласа

$$-\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} = 0. \quad /2/$$

Представим H_z в виде разложения по степеням $\frac{r}{R_0} < 1$:

$$H_z = \sum_{s=0}^{\infty} D_{2s}(z) \left(\frac{r}{R_0}\right)^{2s}. \quad /3/$$

Подставляя /3/ в /2/, получим рекуррентное соотношение для вычисления коэффициентов разложения $D_{2s}(z)$:

$$D_{2s+2}(z) = - \frac{R_0^2}{4(s+1)^2} \frac{d^2 D_0(z)}{dz^2}. \quad /4/$$

Тогда ряд /3/ можно записать в виде

$$H_z = D_0(z) - \frac{R_0^2}{4} \frac{d^2 D_0(z)}{dz^2} \left(\frac{r}{R_0}\right)^2 + \dots \quad /5/$$

Здесь $D_0(z)$ - поле на оси спектрометра. Магнитное поле спектрометра безвихревое, поэтому из условия $\text{rot } H = 0$ легко получить:

$$\frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} = 0 \quad \text{и} \quad H_r = \int_0^z \frac{\partial H_z}{\partial r} dz. \quad /6/$$

Подставляя значение H_z из /5/ в /6/ и интегрируя /6/, получим:

$$H_r = -\frac{1}{2} \frac{dD_0(z)}{dz} r + \dots \quad /7/$$

Вычисление /численное/ производных $\frac{dD_0(z)}{dz}$ и $\frac{d^2 D_0(z)}{dz^2}$

показало, что в уравнениях /5/ и /7/ можно ограничиться членами, содержащими производные от поля $D_0(z)$ по z не выше второго порядка. Из выражения для полной скорости

$$v^2 = r^2 \dot{\phi}^2 + \dot{r}^2 + \dot{z}^2,$$

делая преобразование $dt = \frac{dz}{\dot{z}}$, имеем:

$$\dot{z} = \frac{v}{\sqrt{1+r^2\dot{\phi}^2+\dot{r}^2}} \quad /8/$$

/ ' означает производную по z /. Из третьего уравнения в системе /1/ имеем

$$\frac{1}{z} \frac{dz}{dz} = \frac{e}{mcz} r \phi' H_r . \quad /9/$$

Учитывая /8/ и /9/, первое уравнение из /1/ запишем в виде

$$\frac{d}{dz} r' = r \phi'^2 - \frac{e r}{pc} (1 + r^2 \phi'^2 + r'^2)^{1/2} (\phi' H_z + r' \phi' H_r) \cdot /10/$$

Здесь p - импульс электрона. Аналогично второе уравнение в /1/ будет иметь вид

$$\frac{d}{dz} \phi' = - \frac{2r' \phi'}{r} + \frac{e}{pcr} (1 + r^2 \phi'^2 + r'^2)^{1/2} \times [r H_z - (1 + r^2 \phi'^2) H_r] . \quad /11/$$

Совместно с равенствами $dr/dz = r'$ и $d\phi/dz = \phi'$ /10/ и /11/ составляют систему четырех линейных дифференциальных уравнений 1-го порядка. Для решения этой системы мы использовали вариант устойчивого "Predictor-Corrector" метода Робертсона, имеющегося в библиотеке ФОРТРАН ЭВМ CDC-6200 ЛВТА ОИЯИ /10/. Методы анализа результатов вычислений подробно изложены в работах /7,8/.

Несмотря на то, что наши вычисления выполнены для случая точечного источника, результаты проведенных вычислений позволяют сделать ряд выводов об оптимальных режимах работы спектрометра.

На рис. 1А графически представлены результаты вычислений траекторий электронов в магнитном поле спектрометра в зависимости от угла вылета электронов. Пространственные кривые даны параметрически в виде зависимостей $r=r(z)$ и $\phi=\phi(z)$. Пунктиром показаны входная и огибающая диафрагмы. В правом нижнем углу рисунка изображена поверхность сцинтиллятора. Изменение ширины кольцевого сечения траекторий электронов в зависимости от z для разных углов раствора приведено на рис. 1Б. Минимальная ширина сечения со-

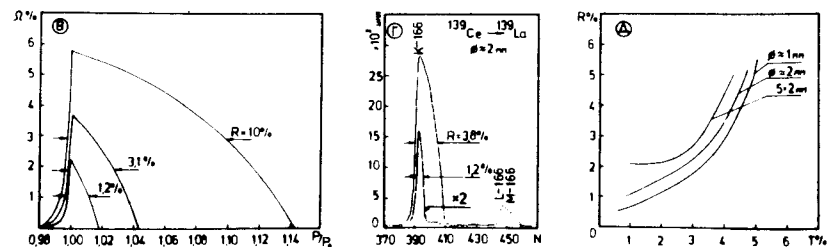
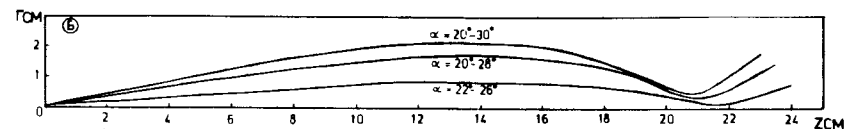
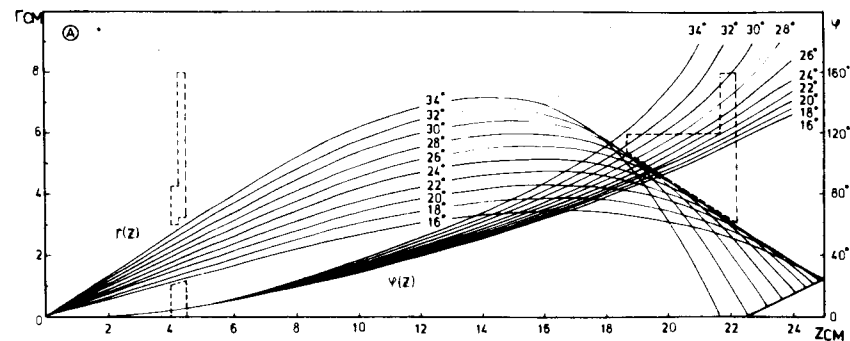


Рис. 1. А. Траектории электронов для точечного источника в магнитно-линзовом бета-спектрометре. Б. Ширина электронного пучка вдоль оси z. В. Распределение электронов по импульсам в зависимости от ширины щели выходных диафрагм. Г. Экспериментальные линии конверсионных электронов. Д. Зависимость светосилы бета-спектрометра от разрешения для источников различных размеров.

ответствует положению кольцевого фокуса, вблизи которого устанавливается внутренняя выходная диафрагма.

Расчетные и экспериментальные формы линий конверсионных электронов приведены соответственно на

рис. 1В и 1Г, экспериментальная зависимость светосилы прибора от его разрешения для источников различных размеров - на рис. 1Д.

Анализ этих результатов показал, что оптимальные углы пропускания электронов лежат в пределах $20-30^\circ$, траекторный разброс при средней длине траектории 29 см не превышает ± 1 см /расстояние источник-детектор - 22,5 см/.

Конструкция магнитно-линзового бета-спектрометра

Ограничение верхней энергетической границы линзовых спектрометров до 1 МэВ позволило нам /как и в работе /2/ / упростить конструкцию прибора по сравнению с его прототипом.

Общий вид спектрометра показан на рис. 2. Он состоит из двух одинаковых, соосно соединенных линзовых бета-спектрометров с общей вакуумной системой. Магнитное поле в каждом спектрометре независимо создается постоянным током в обмотках соленоидов /2/, заключенных в оболочки /1/, изготовленные из стали марки СТ-3. Результаты измерений напряженности магнитного поля на оси спектрометров приведены в нижней части рис. 2.

Влияния остаточного магнетизма и влияния магнитного поля одного спектрометра на работу другого не замечено.

Обмотки соленоидов /2/ - односекционные, состоящие из 1040 витков медного провода ПБО-4,1 / $R = 0,90 \Omega$ / для линзы "Б" и 650 витков провода ПБО-5,2 / $R = 0,48 \Omega$ / для линзы "А", - намотаны на дюралюминиевые катушки /3/ и пропитаны термостойким лаком. В спектрометре не используется система водяного охлаждения обмоток, т.к. при максимальном токе в обмотке ее температура не превышает $\sim 50-60^\circ C$ и при использовании стабилизатора тока /см. ниже/ нагревание обмоток практически не влияет на фокусирующие свойства

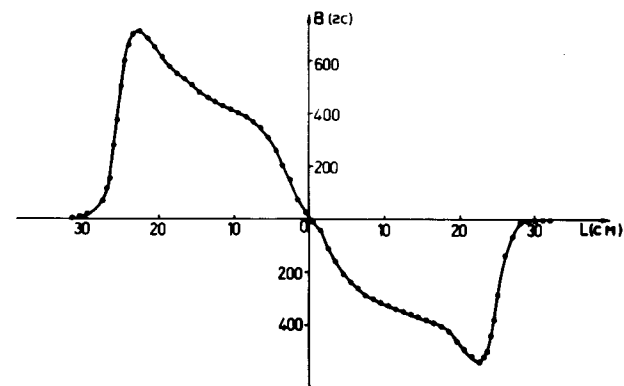
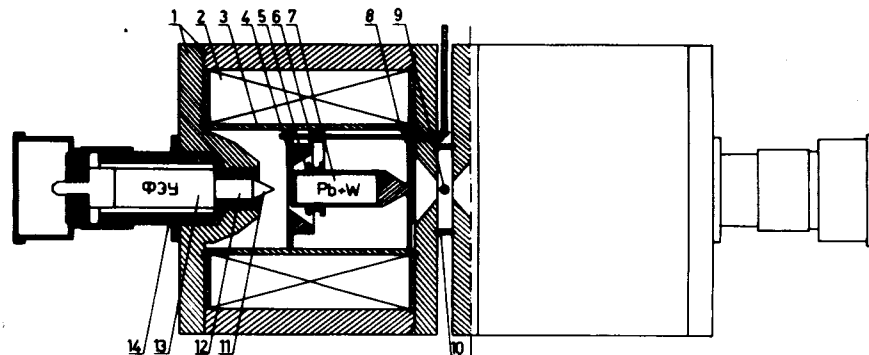


Рис. 2. Общий вид сдвоенного магнитно-линзового бета-спектрометра. Форма магнитного поля на оси спектрометра /нижний рисунок/.

спектрометров. Энергетические диапазоны спектрометров разделены на 1000 каналов с импульсной /энергетической/ ценой канала 2,86 Гс.см/кан и 4,90 Гс.см/кан для линз "А" и "Б" соответственно. При необходимости энергетическую цену канала каждого спектрометра можно изменить, регулируя соответствующим образом стабилизаторы тока.

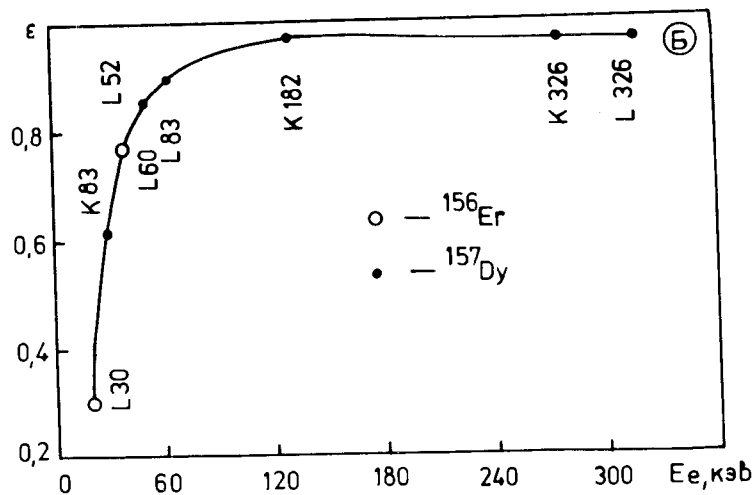
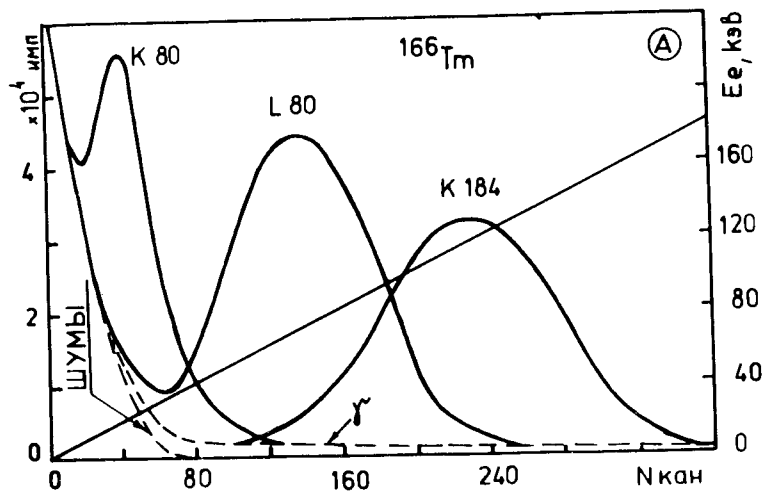


Рис. 3. А. Амплитудное распределение импульсов на выходе ФЭУ. Б. Кривая энергетической эффективности регистрации электронов.

В спектрометрах применяется система конических диафрагм /4,5,8 на рис. 2/ Хюберта /11/. Ширина выходной щели диафрагмы может регулироваться с помощью системы винтовых передач /6/ без нарушения вакуума. Между входными и выходными диафрагмами установлены вольфрамо-свинцовые блоки /7/, предохраняющие детектор от прямого γ -излучения источника.

В регистрирующей системе спектрометров используются сцинтилляционные детекторы, состоящие из пластических сцинтилляторов /11/ конической формы / ϕ 25 x 25 мм/ типа NE-104, плексигласовых световодов /12/ / ϕ 25 x 60 мм/ и фотоумножителей типа XP-1020 /13/. Защита фотоумножителей от влияния внешних магнитных полей обеспечивается многослойными экранами, состоящими из чередующихся цилиндрических стаканов /14/ из латуни, железа и пермаллоя с отверстием для световодов.

На рис. 3А и 3Б приведены амплитудное распределение импульсов на выходе ФЭУ при регистрации конверсионных электронов К80, L80 и К184 кэВ ^{166}Tm и кривая энергетической эффективности регистрации электронов соответственно.

Механические части спектрометров /кожухи, фланцы, катушки, диафрагмы, экраны фотоумножителей/ изготовлены с точностью до десятых долей миллиметра, что обеспечивает достаточную точность аксиальной центровки всех деталей прибора.

Радиоактивный источник /9 на рис. 2/ устанавливается на оси спектрометров с помощью цилиндрического штока, снабженного микрометрическим винтом.

Управляемый стабилизированный выпрямитель тока линзового спектрометра

Для питания обмоток спектрометров нами разработаны и изготовлены два одинаковых управляемых стабилизированных выпрямителя тока, которые позволяют производить автоматическую регистрацию спектров конверсионных электронов во всем энергетическом диапазоне спектрометров или в любом выбранном участке.

Параметры стабилизатора тока следующие: диапазон регулирования тока 0,2 - 20 А, напряжения - 0,15 - 22 В, величина пульсаций тока через обмотку спектрометра $\leq 0,2\%$, долговременная нестабильность /за сутки/ $\leq 0,1\%$, максимальная потребляемая мощность от сети 220 В - 1 кВт.

Блок-схема стабилизатора тока приведена на рис. 4.

Переменное напряжение выпрямляется управляемым тиристорным выпрямителем /ТВ/ и подается на вход мощного каскада стабилизатора тока /МК/. Чтобы избежать температурного перегрева транзисторов мощного каскада, напряжение на этих транзисторах стабилизируется цепью отрицательной обратной связи, состоящей из дифференциального усилителя управления /ДУТ/ и формирователя импульсов управления тиристорами /ФТ/, подключенного к тиристорному выпрямителю. Величина напряжения на мощных транзисторах задается величиной опорного напряжения /ОУТ/.

К выходу мощного каскада подключена обмотка спектрометра, последовательно с эталонным сопротивлением (R_3). Величина тока через катушку контролируется падением напряжения на этом сопротивлении. Напряжение с сопротивления R_3 подается на один из входов дифференциального усилителя стабилизатора тока /ДСТ/, на второй вход которого поступает через управляемый делитель /ДР/ напряжение, задающее величину тока в обмотке спектрометра.

Управляемый делитель, собранный из манганиновых сопротивлений, питается высокостабильным опорным напряжением от источника опорного напряжения стабилизатора тока /ОСТ/. С помощью цепи отрицательной обратной связи, включающей в себя дифференциальный усилитель стабилизатора тока /ДСТ/, мощный каскад стабилизатора /МК/ и эталонное сопротивление (R_3), поддерживается равенство напряжений на входах дифференциального усилителя /ДСТ/.

Управление коэффициентом деления делителя напряжения /ДР/ осуществляется программным путем /на блок-схеме обведено пунктирной линией/. Программное устройство работает совместно с многоканальным анализатором /многоканальным пересчетом/.

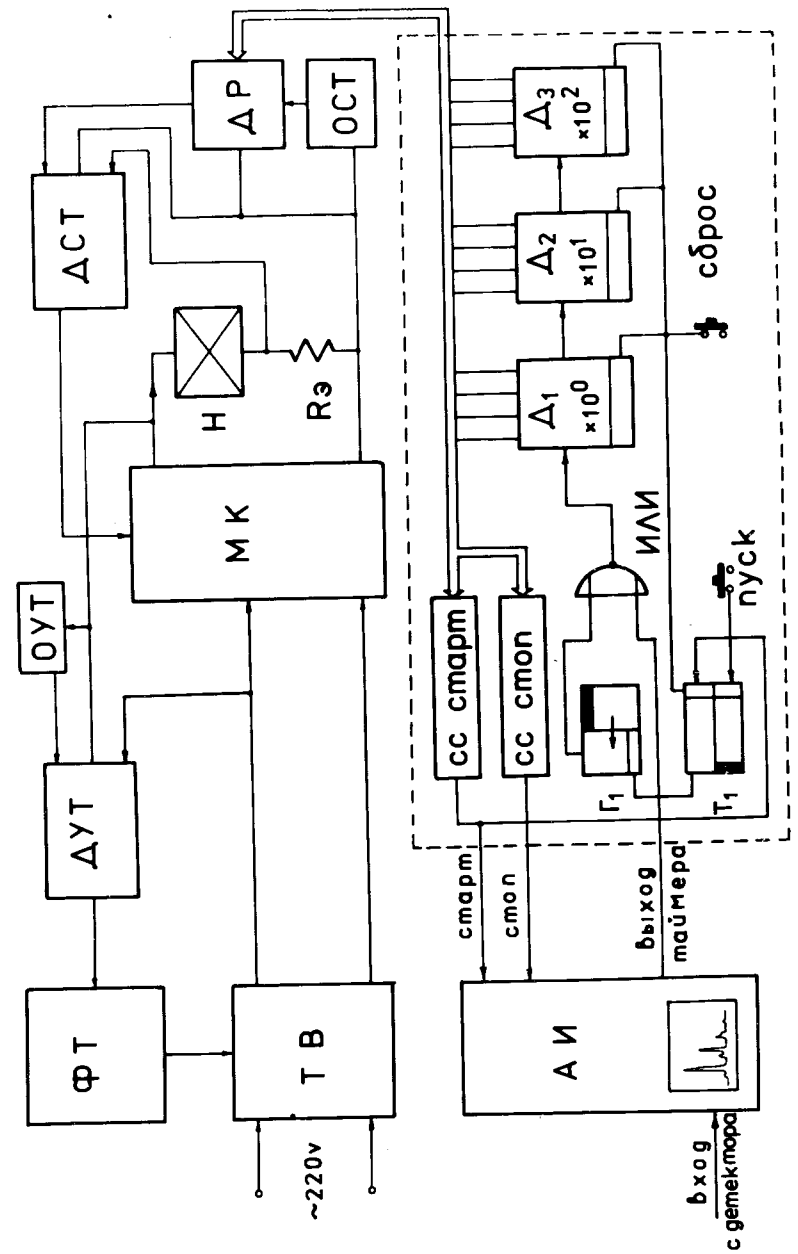


Рис. 4. Блок-схема стабилизированного выпрямителя тока.

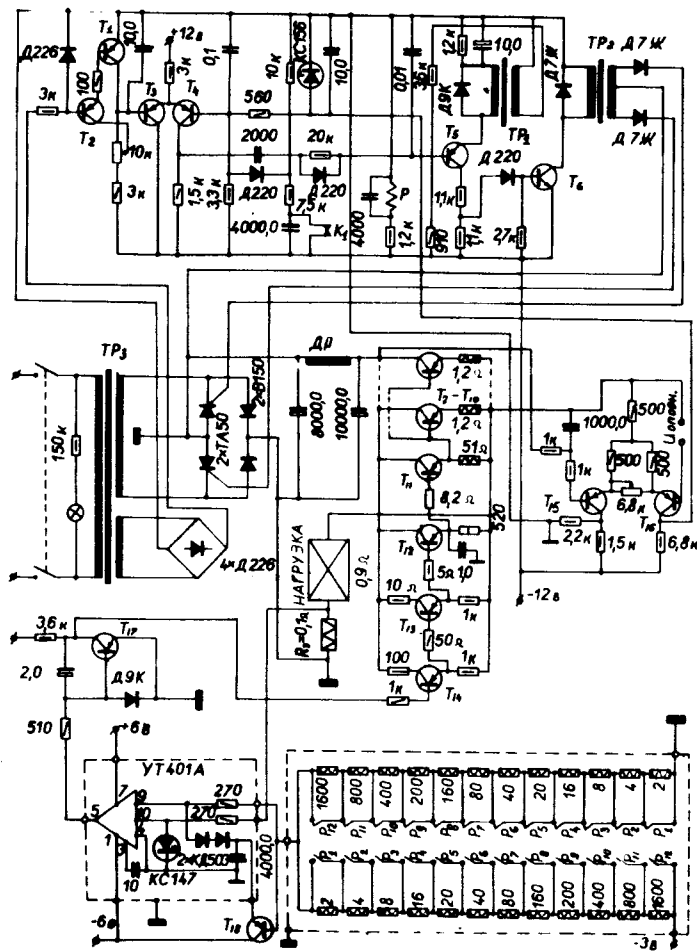


Рис. 5. Принципиальная схема стабилизированного выпрямителя тока.

Управление системой производится схемами совпадений "Старт" и "Стоп", которые задают соответственно начальное и конечное значение тока в обмотке спектрометра. При нажатии кнопки "Пуск" включается генератор тактовых импульсов /2 Гц/ и начинается нарастание /с шагом 1/1000 от I_{\max} / тока в линзе до величины, соответствующей коду, заданному на схеме

"Старт", после чего генератор выключается и включается многоканальный анализатор, работающий в режиме многоканального пересчета. Переключение каналов анализатора и "шагов" стабилизатора при этом производят импульсы с таймера анализатора - до того момента, когда количество "шагов" анализатора становится равным коду, набранному на клавишном переключателе схемы "Стоп", после чего анализатор останавливается.

На рис. 5 приведена принципиальная схема стабилизатора тока.

Временной спектрометр e-e задержанных совпадений

Блок-схема временного спектрометра показана на рис. 6. Установка собрана по схеме быстро-медленных совпадений с использованием системы стабилизации усиления ФЭУ /12/, при этом применялись блок быстрой и спектрометрической электроники, разработанные в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ/13-16/: формирова-тели, работающие в режиме "Constant Fraction", схемы быстрых совпадений /СС/, конвертор Т-А, линейные усилители /ЛУ/, дифференциальные дискриминаторы /ДД/, медленная схема совпадений /МСС/, блоки нано- и микросекундных задержек. /Задержки на блок-схеме не приведены/.

Для уменьшения загрузок на конвертор подаются предварительно отобранные с помощью схем совпадений СС1, СС2 и СС3 импульсы.

Амплитудное распределение выходных сигналов ФЭУ приведено на рис. 3А. Энергетическая селекция электронных импульсов от шумовых и фоновых импульсов производится дифференциальными дискриминаторами /ДД/. На медленной схеме совпадений /МСС/ формируется сигнал, управляющий воротами многоканального анализатора импульсов /АИ/.

Конструкция спектрометра позволяет осуществлять контроль, а в необходимых случаях и коррекцию аппара-

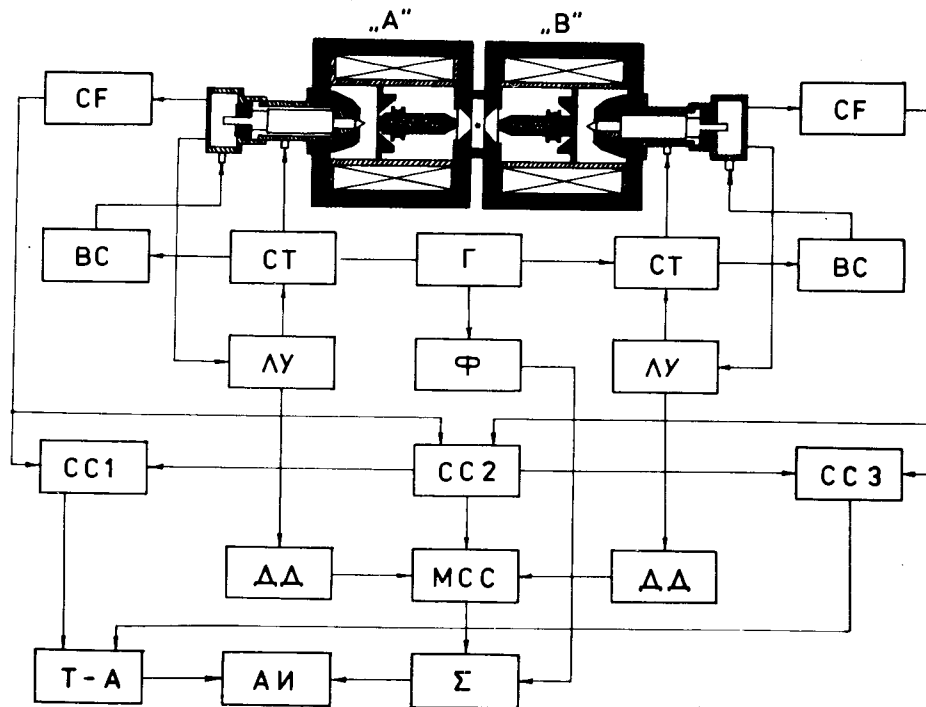
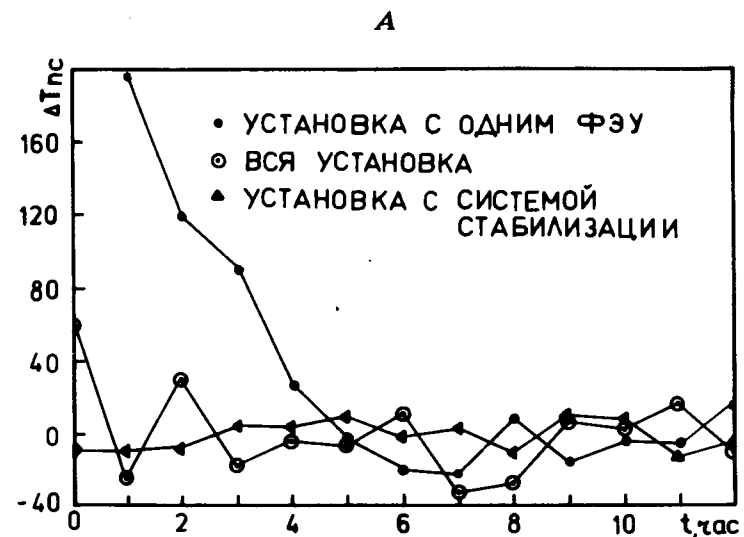


Рис. 6. Блок-схема многоканального временного спектрометра. CF - формователи; CC1, CC2, CC3 - схемы совпадений; Т-А - время-амплитудный преобразователь; ЛУ - линейный усилитель; ДД - дифференциальный дискриминатор; МСС - медленная схема совпадений; Г - генератор наносекундных импульсов для питания светодиодов; СТ - блок управления усилением ФЭУ; ВС - высоковольтный стабилизированный выпрямитель для питания ФЭУ; Ф - формователь микросекундных импульсов; Σ - сумматор; АИ - многоканальный анализатор.

турных сдвигов временных кривых^{/5/} с помощью реперных совпадений от световых вспышек диодов АЛ102В /применяемых в системе стабилизации усиления ФЭУ/, поочередно регистрирующихся в начале и в конце временного диапазона установки.

Использование системы стабилизации усиления ФЭУ, быстродействие блоков наносекундной электроники, конт-



Б

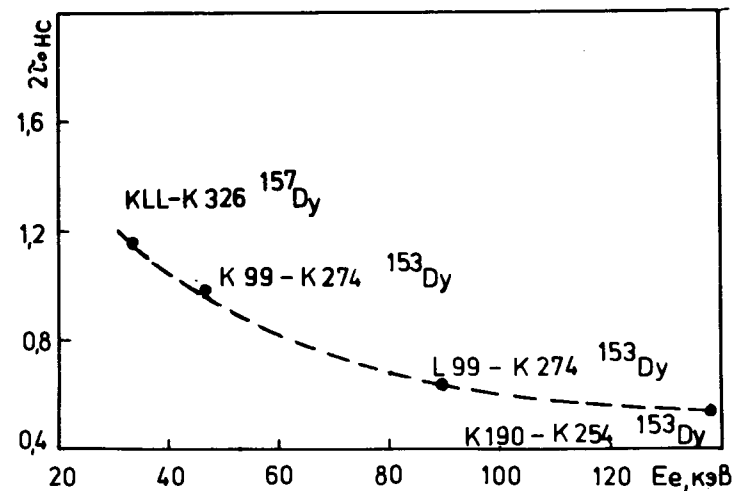


Рис. 7. А. Аппаратурные сдвиги центров тяжести временных кривых за 12 часов. Б. Зависимость временного разрешения установки от энергий совпадающих электронов.

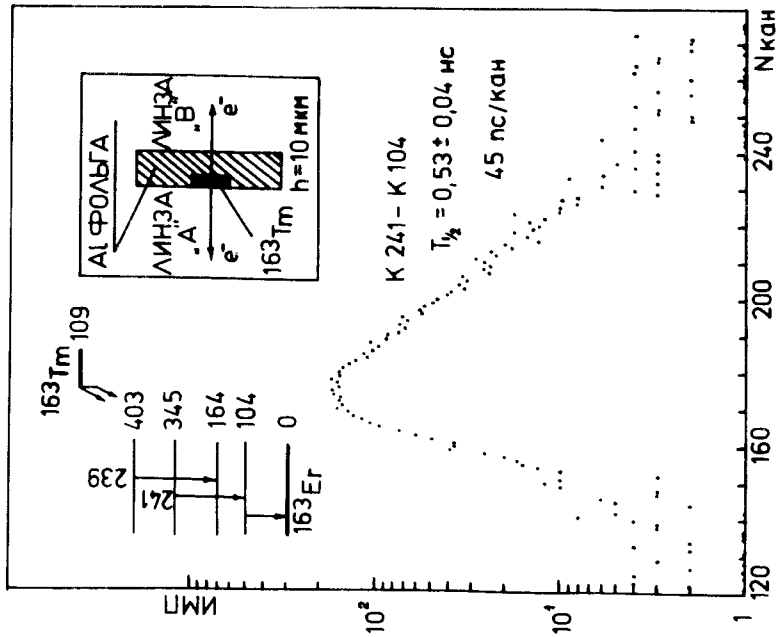
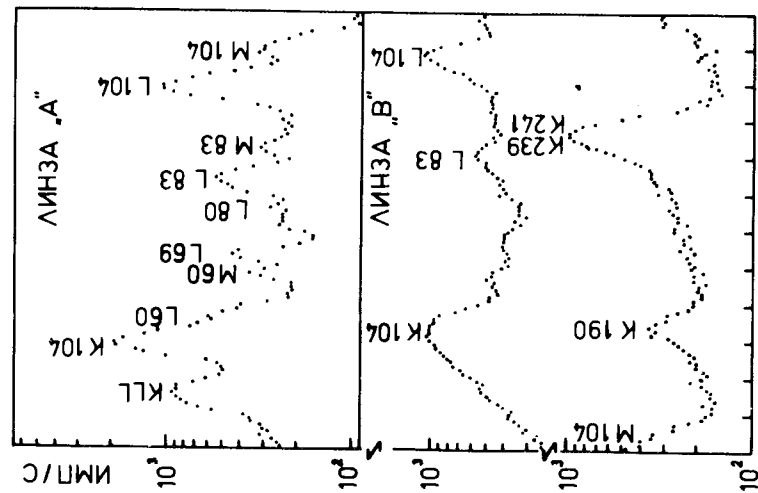


Рис. 8. Кривая распада уровня ^{163}Er с энергией 104 кэВ. Спектры конверсионных электронов ^{163}Tm , измеренные на спектрометрах "А" и "Б".



роль температуры помещения - все это обусловило достаточно высокую долговременную стабильность работы установки. На рис. 7А приведены кривые долговременной стабильности установки с момента включения. При использовании системы стабилизации усиления ФЭУ максимальный сдвиг временной кривой /за 12 часов/ не превышает ± 10 нс.

Представление о временном разрешении установки дает рис. 7Б, на котором показаны ширины временных кривых на половине высоты для возбужденных состояний ^{153}Tb и ^{157}Tb с периодом полураспада $\leq 0,2$ нс.

На рис. 8 приведен временной спектр задержанных совпадений между конверсионными электронами К241 кэВ и К104 кэВ в ядре ^{163}Tm . В измерениях использовался радиоактивный источник ^{163}Tm , полученный внедрением ионов Tm в Al фольгу толщиной 10 мкм на электромагнитном масс-сепараторе. В линзе "А" выделялись конверсионные электроны К104 кэВ, а в линзе "Б" - К241 кэВ, причем источник был установлен лицевой стороной к линзе "А".

Период полураспада уровня 104 кэВ в этих измерениях определен как $T_{1/2} = 0,53 \pm 0,04$ нс, что хорошо согласуется с известным значением $T_{1/2} = 0,52 \pm 0,02$ нс^[17].

В заключение авторы выражают глубокую благодарность за поддержку, содействие и постоянный интерес к работе К.Я.Грому, В.А.Морозову и В.М.Цупко-Ситникову.

Литература

1. T.R.Gerholm, J.Lindskog. Ark. für Fys., 24, 171 /1963/.
2. В.А.Морозов, Т.М.Муминов. Препринт ОИЯИ, P13-3437, Дубна, 1967.
3. L.Holmberg, Z.H.Cho. Nucl. Instr. and Meth., 93, 3531 /1971/.
4. H.I.Lizurej, H.Niewodniczanski. Nukleonika, 14, 761 /1969/.
5. В.А.Морозов, Т.М.Муминов. ПТЭ, 2, 53 /1970/.

6. I.Lingren. *Nucl.Instr. and Meth.*, 3, 104 /1958/.
7. I.Lingren, W.Schneider. *Nucl.Instr. and Meth.*, 22, 48 /1963/.
8. I.Lingren, G.Petterson, W.Schneider. *Nucl. Instr. and Meth.*, 22, 61 /1963/.
9. J.St.Blicharski, H.I.Lizurej. *Nukleonika*, 12, 417 /1967/.
10. Депонированная публикация ОИЯИ, Б1-11-5144, Дубна, 1970.
11. P.Hubert. *C.R.Acad.Sci.*, 230, 1464 /1950/.
12. С.И.Орманджиев, Р.Р.Усманов. Сообщение ОИЯИ, 13-8630, Дубна, 1975.
13. В.Ф.Борейко, Ю.Г.Будяшов, Ю.М.Валуев, В.М.Гребенюк, В.Г.Зинов, Б.С.Краснобородов. Препринт ОИЯИ, 13-6396, Дубна, 1972.
14. Б.Ю.Балдин. Препринт ОИЯИ, 13-6954, Дубна, 1973.
15. В.И.Гилев, С.И.Орманджиев. Сообщение ОИЯИ, 13-9135, Дубна, 1975.
16. Б.А.Аликов, С.И.Орманджиев. Сообщение ОИЯИ, 13-8606, Дубна, 1975.
17. Р.Ион-Михай, Н.З.Марупов, В.А.Морозов, Т.М.Муминов, Х.Фуя, А.Б.Халикулов. Сообщение ОИЯИ, Р6-7007, Дубна, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 февраля 1976 года.