

Дёме Ш. и Ким ЕН Ир.

С348 ж

Д-302

Б3-3-8075.



+

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

3242/1-74

↓

Б3-3-8075

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 1974

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория нейтронной физики

C 348.04
Д - 302

Ш.Деме, Ким Ен Ир

БЗ-3-8075

ПУЧКОВОЙ МОНИТОР ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА

Руководитель лаборатории
В. И. Шмидт
5. июля 74

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Дубна, 1974

І. Введение

Принцип мониторинга интенсивности и спектрального распределения нейтронов на пучках импульсного реактора описан в работе /1/.

В данной работе подробно описан расчет оптимального выбора параметров пучкового монитора и экспериментальные результаты его характеристик на ИБР-30 и нейтронном источнике $Pu\ Be$. Работа мониторинговой системы основана на регистрации кремниевым детектором тритонов из реакции $Li^6(n, \alpha)T$ и α -частиц от контрольного плутониевого источника. Последний дает возможность непрерывно контролировать и стабилизировать мониторинговый тракт.

II. Выбор метода измерения

Для мониторинга нейтронных пучков целесообразно применить систему, имеющую

- а) равномерную эффективность по всему сечению пучка,
- б) простую энергетическую зависимость эффективности измерения,
- в) абсолютную эффективность, перекрывающую диапазон 4 порядка,
- г) высокую стабильность эффективности счета,
- д) возможность стабилизации и непрерывного контроля стабильности,
- е) низкий фон,
- ж) выходную информацию в цифровом виде.

Условия а, в, г, е, ж удовлетворяют плоские мониторинговые камеры деления /2/, однако сложная зависимость сечения деления от энергии делает эти камеры малоприспособленными в условиях измерений по методу времени пролета.

Простую энергетическую зависимость имеют борные пропорциональные счетчики, но они не удовлетворяют условиям а, г, д. Применение борных ионизационных камер в режиме тока не целесообразно, так как не выполняются пункты д, е.

Для удовлетворения условий а - ж нами разработана мониторинговая система. В качестве конвертора использован тонкий слой LiF , имеющий для реакции ${}^6Li(n,\alpha)\gamma$ сечение $1/\nu$ в области медленных и промежуточных нейтронов. Хотя 6Li имеет меньшее сечение в реакции (n,α) , чем ${}^{10}B$, но у лития Q (энергия реакции) значительно больше и не в возбужденного состояния, поэтому дает моноэнергетическую линию. 6LiF легко наносится вакуумным напылением на алюминиевую подложку. Детектором является кремниевый поверхностно-барьерный счетчик. Он простой, дешевый, имеет хорошее энергетическое разрешение, практически не чувствителен к небольшим изменениям напряжения питания.

Эффективность монитора определяется степенью обогащения лития, толщиной слоя, расстоянием между конвертором и детектором, а также площадью поверхности детектора. Изменением перечисленных параметров эффективность для тепловых нейтронов можно менять от 10^{-7} до 10^{-3} в зависимости от условий эксперимента. Для непрерывной проверки состояния монитора применяются контрольный источник α -частиц, имеющих значительно большую энергию, чем заряженные частицы из реакции ${}^6Li(n,\alpha)\gamma$. Такой метод применяется для стабилизации сцинтилляционных γ -спектрометров /3-5/.

III. Выбор параметров монитора

Для выбора параметров монитора прежде всего должны задать скорость счета на выходе системы.

Оценим параметры, определяющие скорость счета монитора (поток нейтронов, падающих на датчик, и его эффективность).

1. Нейтронный спектр на пучке реактора

Спектр медленных и промежуточных нейтронов с энергиями, меньшими 0,2 Мэв, на выходе каналов реакторов может быть просто представлен в виде ^{1/7/}

$$\phi(E_n) dE_n = A \left[\frac{E_n}{(kT)^2} e^{-\frac{E_n}{kT}} + \frac{\eta}{E_n} \right] dE_n \quad (I)$$

где T - температура замедлителя, k - постоянная Больцмана. Первый член в скобке - распределение Максвелла, а второй - спектр Ферми. A - произвольная постоянная, величина η больше 0 для $E_n > 0,1$ эв и 0 для $E_n < 0,1$ эв, что характерно для спектра нейтронов в пучке, так как здесь предполагается, что спектр $1/E_n$ быстро спадает в нулю при 0,1 эв.

На выходе каналов реактора ИБРа спектр - распределение Максвелла, соответствующее эффективной температуре нейтронов $T_{эф}$ в тонком замедлителе у активной зоны, и это распределение переходит в спектр замедления $1/E_n^{0,9}$, измеренный для пучка ИБР-30 ^{1/8/}. Следовательно формула (I) имеет вид

$$n(E_n) dE_n = A \left[\frac{E_n}{(k T_{эф})^2} e^{-\frac{E_n}{k T_{эф}}} + \frac{\eta}{E_n^{0,9}} \right] dE_n \quad (2)$$

где величина η для пучков в реакторе ИБРа равна 0,2 для $E_n > 0,1$ эв и 0 для $E_n < 0,1$ эв.

2. Эффективность датчика

Эффективность датчика пучкового монитора имеет следующий вид (рис. I)

$$\varepsilon = \varepsilon_6 \cdot \varepsilon_g \quad (3)$$

где ε_6 - эффективность конвертора (реакция ${}^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$), связанная с энергией нейтронов следующей формулой

$$\varepsilon_6 = 1 - e^{-\Sigma(E)d} = 3.5 \cdot 10^{-5} d \cdot \xi \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (4)$$

где $\Sigma(E)$ - макроскопическое сечение ${}^6\text{LiF}$, d - эффективная толщина (см) ($d = K \cdot d_0$, d_0 - собственная толщина слоя LiF , K - коэффициент, учитываемый расположение детектора относительно конвертора (табл. I, рис.2)), ξ - степень обогащения ${}^6\text{Li}$ в LiF (%).

ε_g - эффективность геометрии датчика, которая имеет вид /9/:

$$\varepsilon_g = \frac{S_d}{4\pi a \cdot b} \ln \left[\frac{1 - 2 \cos^2 \varphi + \frac{a \cdot b}{\ell^2} + \sqrt{\frac{a^2 b^2}{\ell^4} + \frac{2ab}{\ell^2} (1 - 2 \cos^2 \varphi) + 1}}{2 \cdot \sin^2 \varphi} \right] \quad (5)$$

где S_d - площадь детектора, ℓ - расстояние между центрами детектора и конвертора, a, b - большой и малый диаметры эллипса конвертора (плоскость конвертора расположена под углом 45° по отношению к оси пучка нейтронов)

Таблица I

Коэффициент K (рис.2)

| ℓ (см) | $K = d/d_0 = 1/\sin \varphi$ | |
|-------------|------------------------------|----------------------|
| | $\varphi = 90^\circ$ | $\varphi = 45^\circ$ |
| 5 | 1.210 | 1.700 |
| 10 | 1.075 | 1.502 |
| 20 | 1.015 | 1.425 |
| ∞ | 1.000 | 1.414 |

4. Скорость счета

Скорость счета $N(t)$ в диапазоне времени от t_1 до t_2 , выбираемого экспериментаторами, обычно гораздо больше, чем скорость счета N , усредненная во всем диапазоне между всплесками мощности. Предполагая равномерное распределение счета по времени от t_1 до t_2 после всплески реактора при пролетной базе L и частоте f , средняя общая скорость счета равна выражению

$$N = f \int_{t_1}^{t_2} N(t) dt \doteq f \overline{N(t)} L (t_{02} - t_{01}) \quad (9a)$$

или средняя скорость счета в данном интервале равна выражению

$$\overline{N(t)} = \frac{N}{f \cdot L (t_{02} - t_{01})} \quad (9б)$$

По измеренной средней скорости счета $\overline{N(t)}$ можно определить среднюю истинную скорость счета $\overline{N_0(t)}$, которая наблюдалась бы в случае $\tau_M = 0$:

$$\overline{N_0(t)} = \frac{\overline{N(t)}}{1 - \overline{N(t)} \tau_M} \quad (10)$$

где τ_M - мертвое время системы.

Используя выражения (9a) и (10), можно выбрать скорости счета N , $\overline{N(t)}$ для того, чтобы уменьшить просчеты в данном конкретном случае измерения.

5. Конвертор

Эффективность и разрешение системы зависит от толщины слоя $LiF d$. d - толщина слоя LiF , направленная на детектор, зависит от угла между поверхностью конвертора и направлением от

центра детектора до центра конвертора φ , который может меняться от 0° до 90° . Рис.4 показывает зависимость геометрической эффективности ε_g , толщины конвертора d и величины ε_g/d , от угла φ . Здесь можно сказать, что при изменении угла φ от 0° до 90° ε_g постепенно уменьшается до минимума, а разрешение более быстро улучшается до максимума. Следовательно величина ε_g/d тоже увеличивается до максимума, поэтому оптимальный угол $\varphi = 90^\circ$. Для бесконечно тонкого слоя идеальный энергетический спектр представлен на рис.5а. Амплитудные спектры для детектора с разрешением $\Delta E_d = 100$ КэВ и 200 КэВ показаны на рис.5б. Конечная толщина слоя LiF приведет к искажению спектра в сторону меньших энергий из-за потери и разброса энергий α и T -частиц в LiF . Потери энергии α -частиц с энергией $2,05$ МэВ примерно в 5 раз больше, чем потери тритонов с энергией $2,73$ МэВ. Если принимаем ΔE_T в слое LiF равным 200 КэВ и $\Delta E_d = 100$ КэВ, то получаем спектр, показанный на рис.5в.

Можем определить связь между толщиной слоя LiF и необходимым разрешением детектора. Выбираем для измерения только пик от тритонов, так как α -частицы дают очень растянутый спектр при $d > 0,1$ мг/см². Можно устанавливать уровень дискриминации равным $\frac{E_\alpha + E_T}{2} = 2,39$ МэВ с допускаемой нестабильностью 50 КэВ ($\pm 2\%$), но при толщине слоя $LiF d < 0,1$ мг/см² для измерения лучше всего выбрать оба пика.

Из рис.6 мы можем определить максимальную толщину слоя LiF , выраженную в КэВ по потерям тритонов в слое, если задаем разрешение детектора. Легче отделить α -пик от фона при уменьшении толщины слоя LiF . Лучше иметь малое удельное сопротивление полу-

проводникового детектора, чтобы уменьшить фон по быстрым нейтронам в чувствительном слое Si детектора.

6. Полупроводниковый детектор

Свободные пробеги α -частиц и тритонов в LiF равны соответственно 1,7 мг/см², 8,5 мг/см². Таким пробегам соответствуют кремниевые детекторы с удельными сопротивлениями 32 и 155 ом. Поэтому для детектирования α и T достаточен детектор с удельным сопротивлением более 200 ом.см, но желательно, чтобы удельное сопротивление было близко к этому значению, так как увеличение удельного сопротивления приведет к увеличению фона детектора.

7. Выбор других параметров

В качестве эталонного α -источником можно выбрать Pu^{239} или Am^{241} с интенсивностью $10^4 \pm 10^5$ α -расп./сек, испускающие α -частицы с энергией 5,1 и 5,48 Мэв соответственно. Для хорошей разрешающей способности системы достаточно создать вакуум порядка 10^{-2} мм рт.ст. Вакуум порядка 10^{-1} соответствует потерям энергии α -частиц. ($E_0 = 2,05$ Мэв) не более 10 Кэв на пути 10 см.

Радиационные повреждения заметно ухудшают разрешающую способность детектора при дозах выше 10^{10} α -частиц/см². Если предположим, что общее число частиц, падающих на 1 см² детектора за 1 сек равно 100, то детектор обеспечивает ясное время счета, равное 3 годам, и практически эти радиационные повреждения не лимитируют время работоспособности детектора. Выгоранием конвертора можно пренебречь, так как оно не превышает значения 10^{-6} за два года.

III. Эксперимент

Основываясь на предыдущих расчетах, был разработан макет пучкового монитора. Блок-схема монитора показана на рис.7 . В пучке нейтронов П расположен тонкий слой ${}^6\text{LiF}$ ($0,05 \pm 0,2 \frac{\text{мг}}{\text{см}^2}$) нанесенный вакуумным напылением на тонкую алюминиевую подложку (площадь слоя LiF - 100 см^2). Заряженные частицы, вылетающие из конвертора, а также из плутониевого контрольного источника КИ, регистрировались поверхностно-барьерным кремниевым детектором ПД с удельным сопротивлением 0,4 и 8 (ком.см) с чувствительной поверхностью $0,5 \text{ см}^2$.

Вся система помещена в вакуумную камеру ВК, откачиваемую вакуумным насосом ВН до давления $10^{-1} + 10^{-2}$ мм рт.ст. Заслонка З открывается электромагнитом ЭМ только на время измерения, задаваемого таймером Т. Это решение уменьшает его радиационные повреждения. Питание детектора обеспечивается блоком ПД. Сигналы детектора поступают на предусилитель ПУ, далее на усилитель У, а затем на дифференциальные дискриминаторы ДД1 и ДД2. Временное окно ВО1, запускаемое импульсом нуля реактора, дает возможность выбора необходимого энергетического диапазона мониторинга нейтронов, а ВО2 закрывается на время импульса мощности реактора. Пересчетные приборы ПП1 и ПП2 считают импульсы мониторингового и контрольного каналов. Временной анализатор ВА дает возможность снять энергетическое распределение нейтронов. Для установления оптимального условия системы проводим измерения: с PuBe -источником и на импульсном реакторе ИБР-30 в "реакторном" и "бустерном" режиме на базе 9,5 м (рис.9а, б).

Для определения оптимального напряжения на детекторе была снята зависимость положения пиков относительно пика калибровочного генератора от напряжения на детекторе. Как видно из рис.10, минимальное напряжение, где все измеренные частицы передают всю свою энергию чувствительному слою детектора, равно 15 в. Работать при более высоких напряжениях в случае $\rho = 8$ ком.см не выгодно, так как резко растет фон за счет быстрых нейтронов (рис.11). При $\rho = 0,4$ ком.см этот фон очень мал даже при напряжениях питания детектора более 200 в.

Энергетическая калибровка системы была проведена с конверторами в виде слоя бора, LiF и источником Am^{241} . Амплитудный аппаратный спектр и линейность системы показаны на рис.12а, в. Для определения зависимости полуширины ΔE_T и ΔE_α от толщины слоя LiF d было проведено измерение амплитудных спектров для α и T для разных толщин в диапазоне $d = 0,05$ мг/см² + 1 мг/см² (таблица 2). Результат для тритона показан на рис.13. Как видно из рис. , зависимость полуширины ΔE_T от толщины слоя LiF d является линейной до 1 мг/см² при измерении с указанными конверторами на тепловых нейтронах. Амплитудный спектр после усилителя показан на рис.14. Дискриминатор ДД-1 устанавливается на энергетическое окно

$\Delta E_1 = 700$ Кэв, а ДД-2 на окно $\Delta E_2 = 1600$ Кэв, причем первое служит для мониторинга нейтронов, второе - для контроля. Как видно из рис.14, изменение уровня дискриминации на $\pm 7\%$ еще не изменяет эффективность монитора (при толщине слоя LiF $d = 0,2$ мг/см²). При толщине слоя LiF $d < 0,1$ мг/см² изменение уровня дискриминации для тритона на величину $\pm 10\%$ не влияет на эффективности монитора.

Измеренная нестабильность положения пика тритонов за 24 часа не превышает $\pm 1\%$, а нестабильность отношения положений пиков тритона и α -частиц из эталонного источника не превышает $\pm 0,3\%$ (рис. I5). Нестабильность с электронными блоками, применяемыми в ОИЯИ ¹⁰ за месяц не более $\pm 2\%$. Проверка счета в контрольном канале дает высокую достоверность показаний монитора. По эталонному каналу счетное время длится от конца импульса мощности до следующего стартового импульса реактора. Можем считать, что концом импульса мощности является тот момент, когда число отсчетов от калибровочного источника во временном канале не зависит от номера канала. При реакторном режиме получается при базе 9,5 м длительность этого времени 0,5 мсек (рис. I6), а при бустерном режиме - 10 мксек.

По мониторинговому нейтронному каналу началом измерения можно выбрать время T_1 , равное десятикратной полуширине вспышки, что соответствует неопределенности по энергии 20% (для реакторного режима $T_1 = 10^{-3}$ сек, для бустерного $3 \cdot 10^{-5}$ сек). Энергия нейтронов, соответствующая этому времени пролета, зависит от длины пролетной базы. Концом измерения может служить любой момент времени, определенный из конкретных условий, необходимых экспериментатору. На рис. I7 показан аппаратурный временной спектр, снятый на реакторе ИБР-30 в режиме бустера на пролетной базе 9,5 м. Измеренный спектр хорошо совпадает с расчетной кривой, полученной из выражения (6б).

В заключении авторы благодарят Ю.С.Язвицкого за постоянный интерес к работе и В.М.Назарова, Ю.Н.Пепельшева за полезные дискуссии, А.М.Говорова - за помощь⁵ в изготовлении конвертора LiF.

ш. Деме

Ким Ен Цо.

Таблица 2

Зависимость полуширины ΔE_T от толщины слоя LiF d

| № мишеней | Общий вес M (мг) | Толщина слоя LiF d (мг/см ²) | Полуширины пика тритонов | |
|-----------|--------------------|--|---|-----|
| | | | $\Delta E_T = \sqrt{\Delta u^2 - \Delta r^2}$ | |
| | | | число каналов | кэВ |
| 1 | 4016 | 1,023 | 139,6 | 558 |
| 2 | 2510 | 0,640 | 88,3 | 353 |
| 3 | 1536 | 0,392 | 52,9 | 212 |
| 4 | 800 | 0,204 | 27,4 | 110 |
| 5 | 702 | 0,179 | 23,4 | 94 |
| 6 | 370 | 0,094 | 11,6 | 46 |
| 7 | - | 0,050 | 8,2 | 33 |

Δu - общая измеренная полуширина пика тритонов

Δr - полуширина пика от стандартного генератора;

$$\Delta r = 11,3\text{К}$$

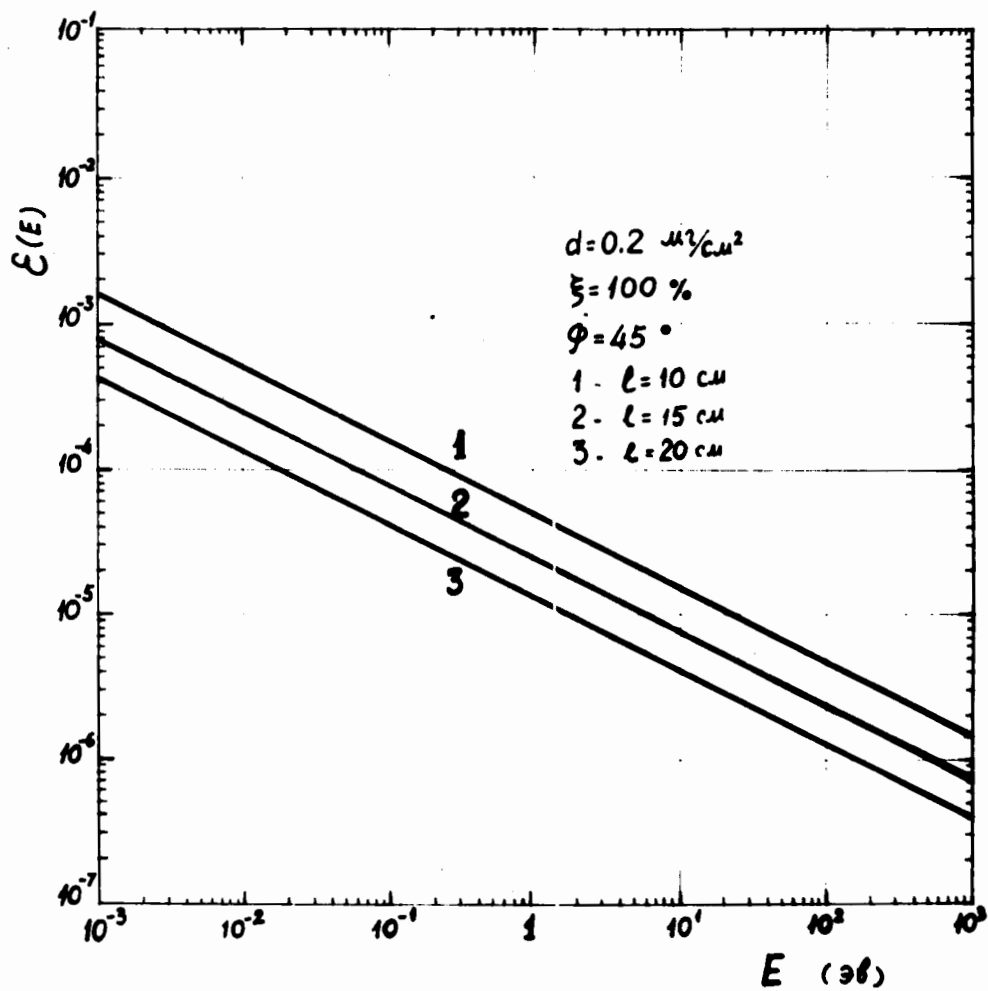


Рис. I Эффективность монитора в зависимости от энергии нейтронов.

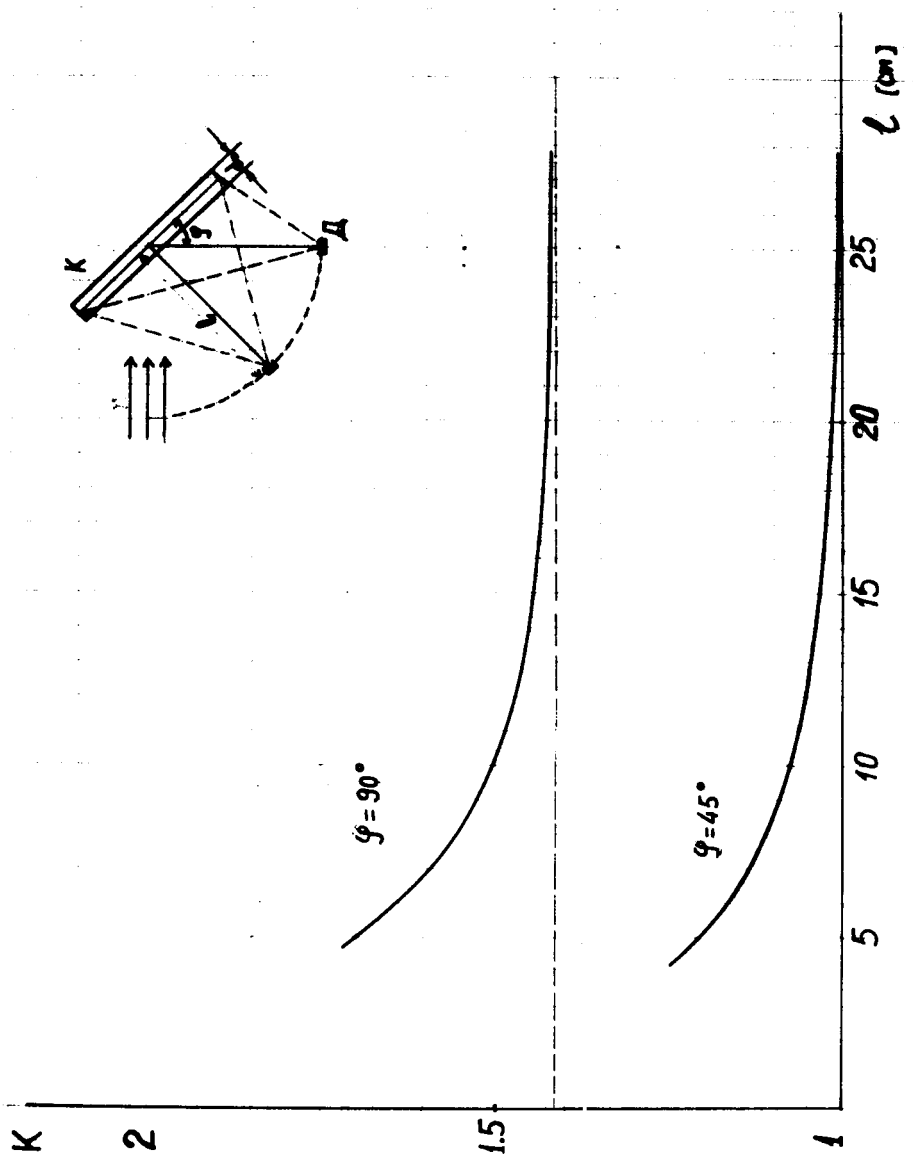


Рис. 2 Коэффициент $K = d/d_0$ в зависимости от l
 (K - конвертор, D - детектор)

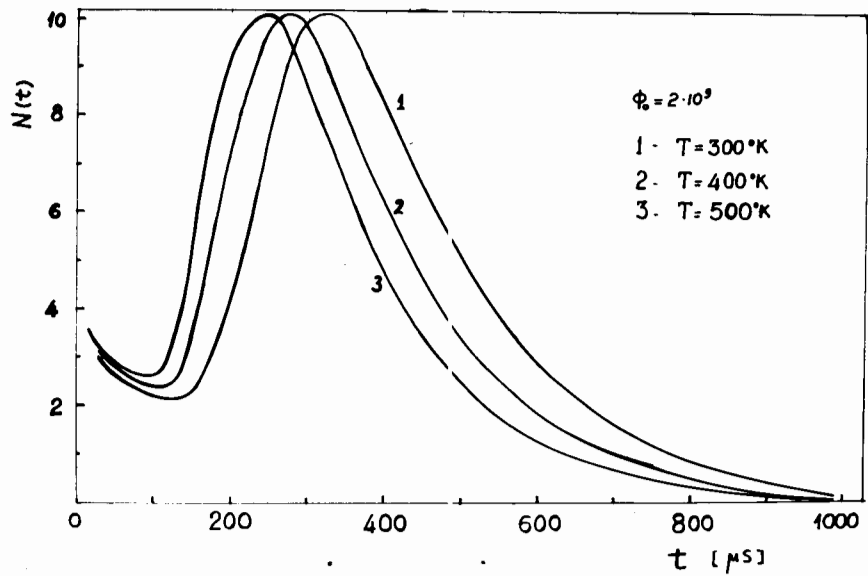


Рис. 3 Временной расчетный спектр нейтронов для ИБР-30 при $T_{эф} = 300^\circ, 400^\circ, 500^\circ\text{K}$,

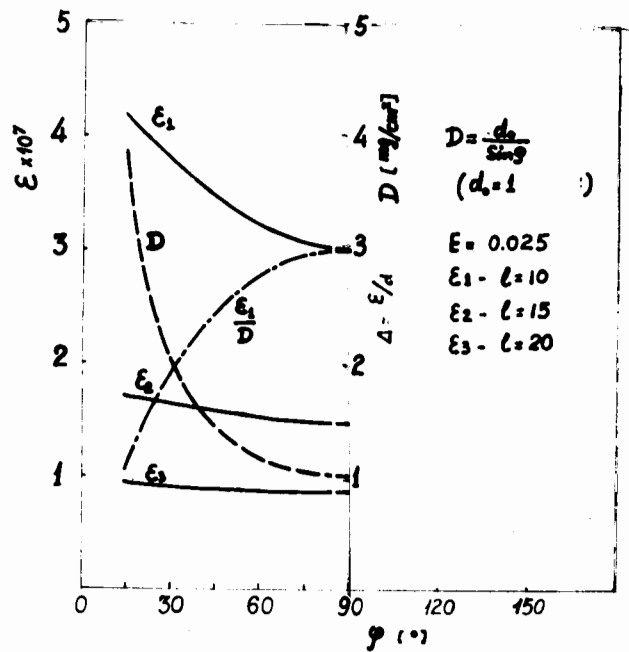


Рис. 4 Зависимость ϵ_2 , d и ϵ_2/d от углов φ .

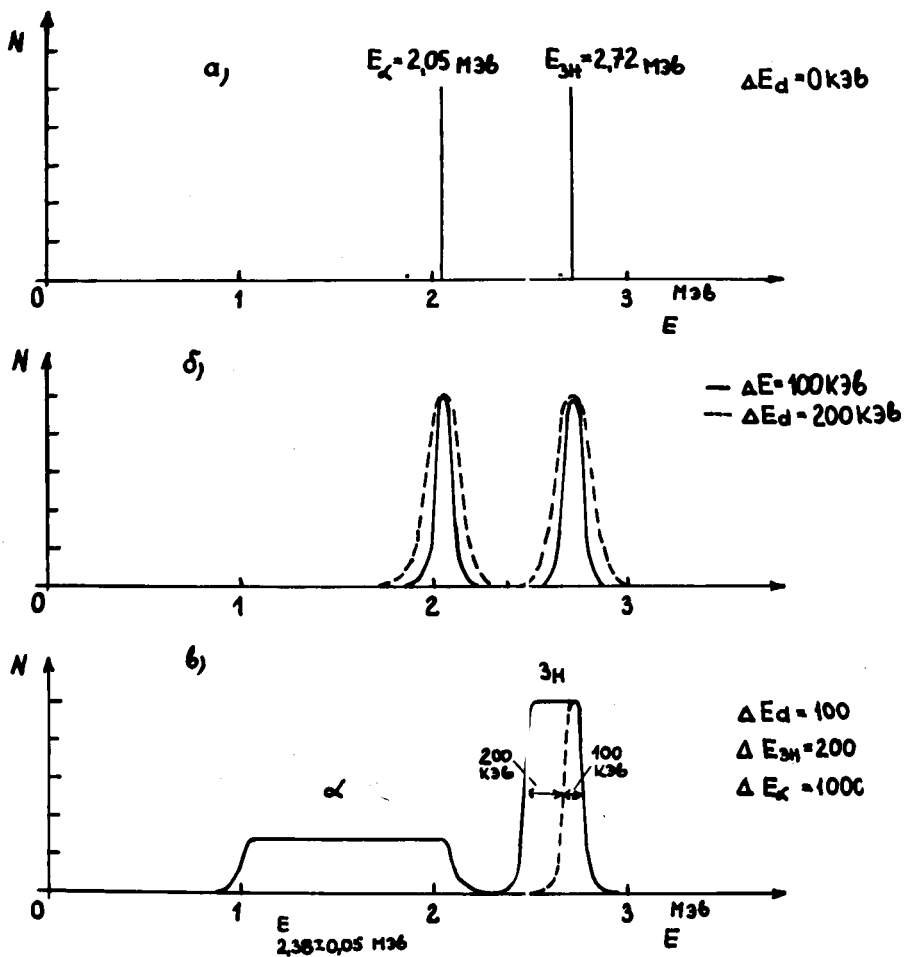


Рис. 5 Расчетный спектр заряженных частиц от конвертора ; а - идеальная кривая, б - кривая с учетом разрешения детектора, в - кривая с учетом разрешений детектора и конвертора.

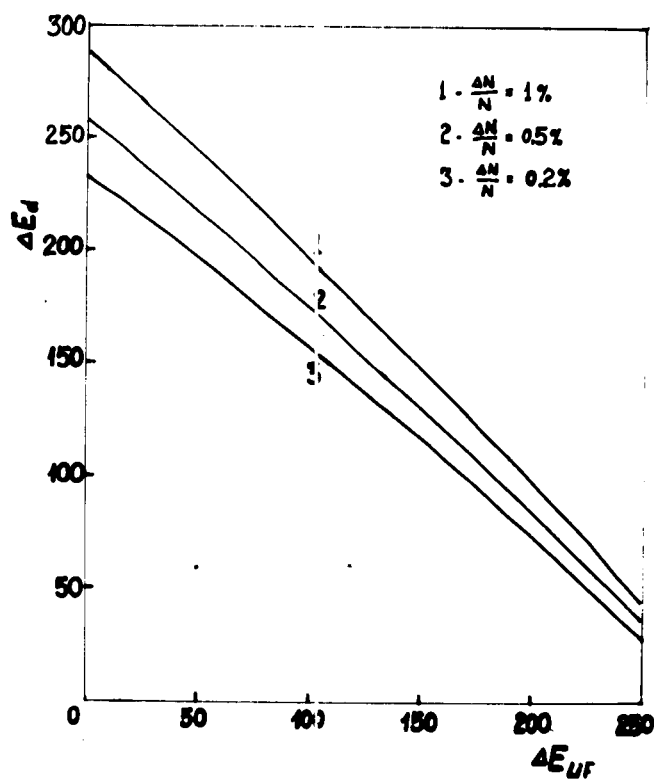


Рис. 6 Зависимость необходимого разрешения детектора от толщины слоя LiF для разных допустимых погрешностей счета $\Delta N/N$.
 (ΔE_d [кэВ], ΔE_{LiF} [кэВ])

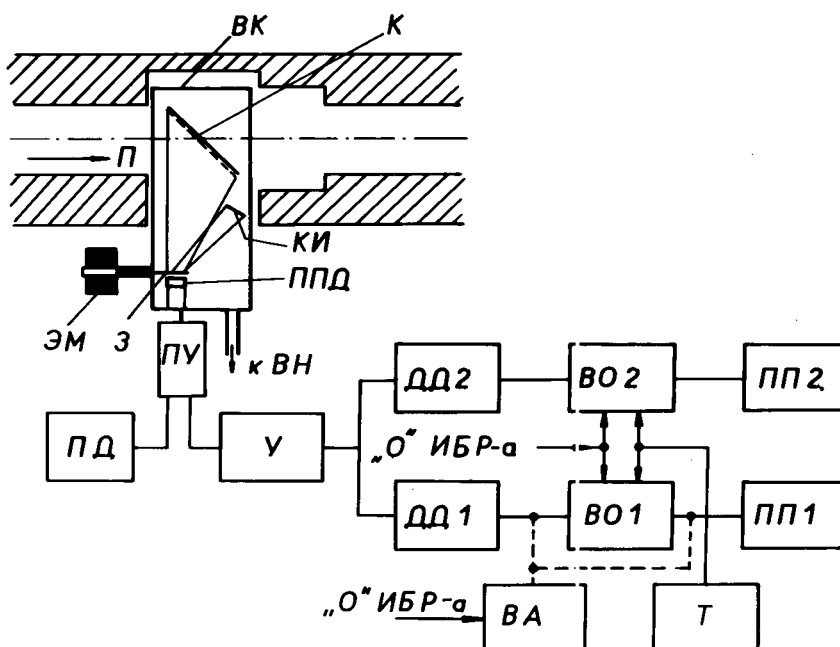


Рис. 7 Блок-схема монитора.

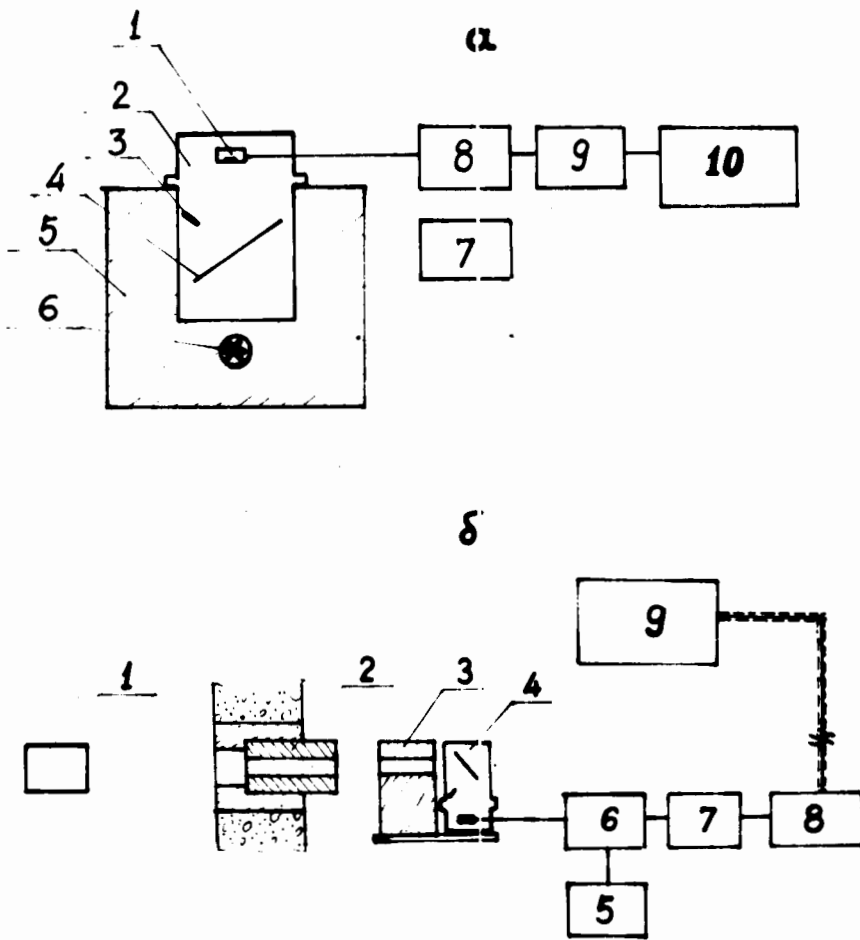


Рис.9 а) сборка для измерения с $Pu\ Be$ источником,
 б) схема измерения на пучке реактора ИБР-30.

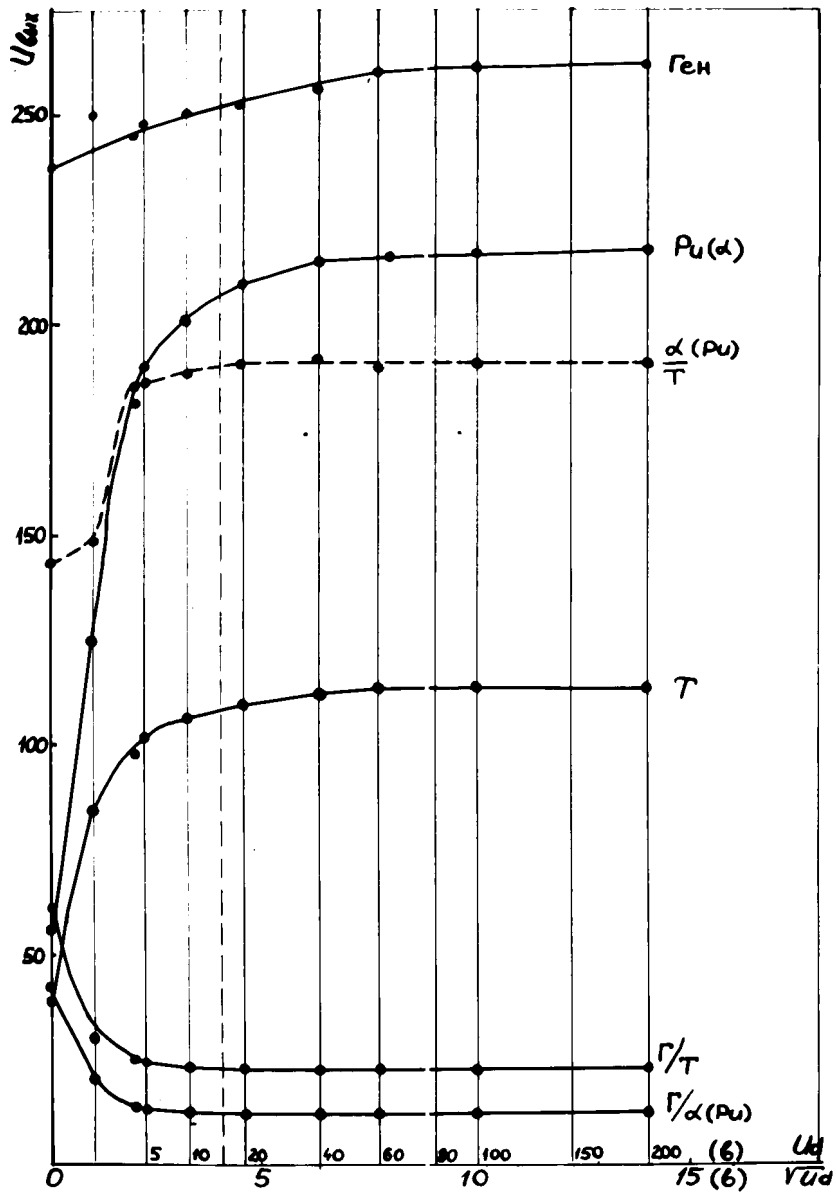


Рис.10 Зависимость положения пиков и их значения относительно пика калибровочного генератора от напряжения на детекторе.

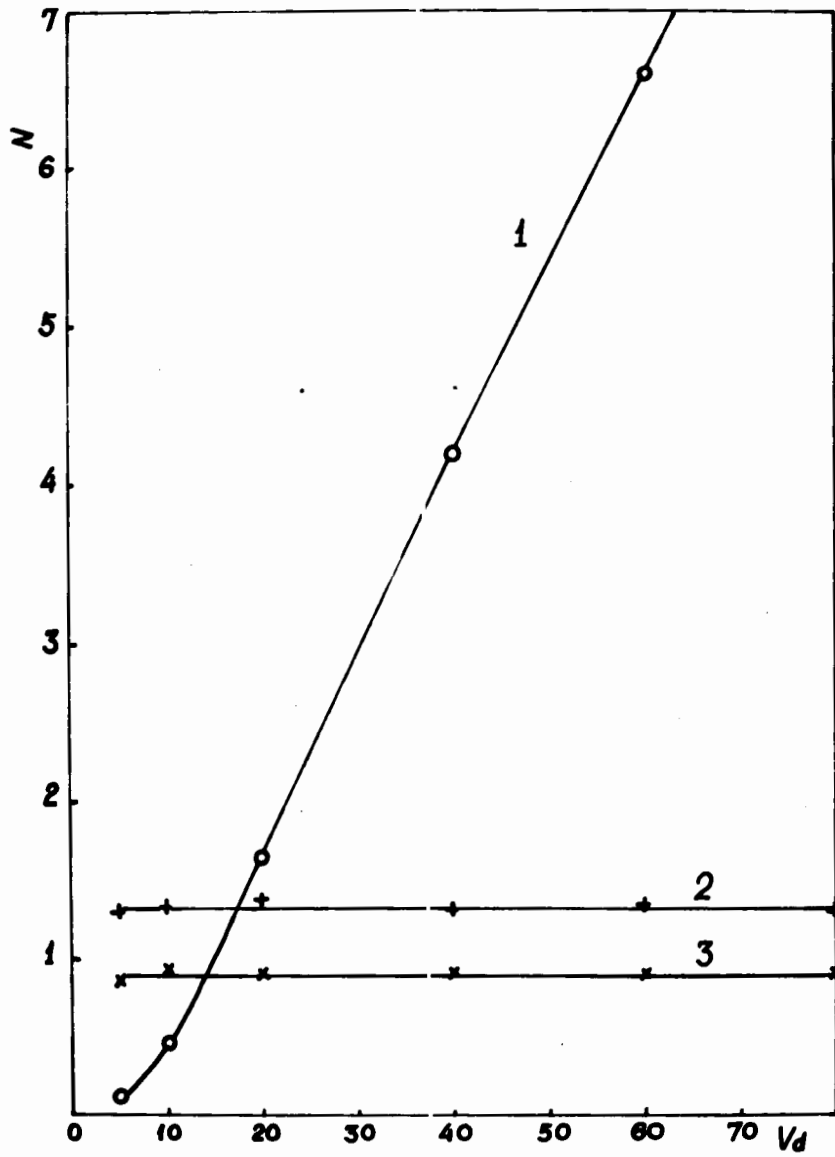


Рис. II Зависимость числа импульсов фона (1), α -источника (2) и T (3) от напряжения детектора.

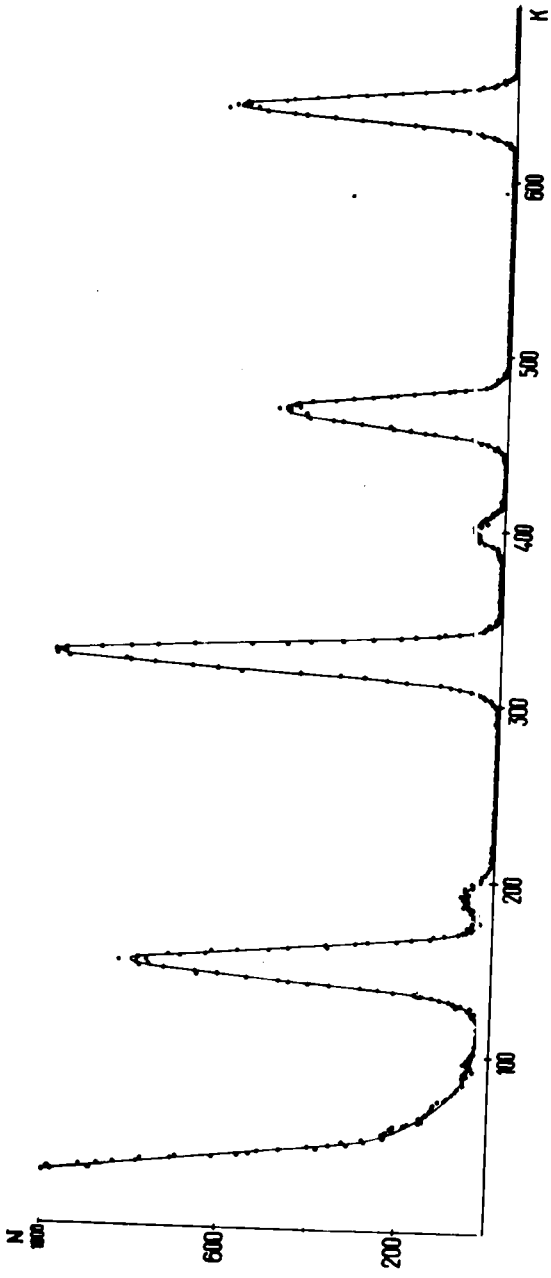


Рис. 12а Амплитудный аппаратурный спектр

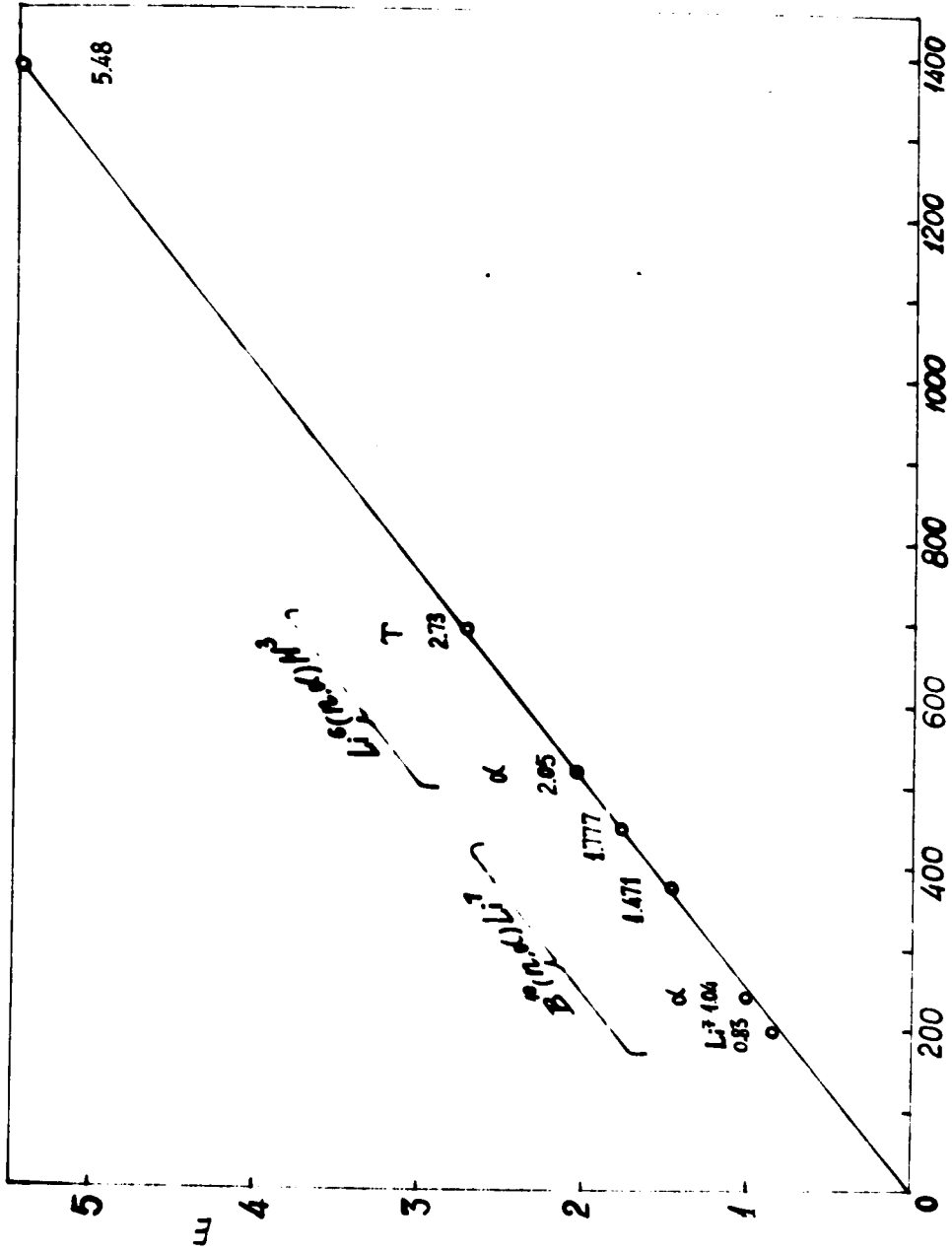


Рис. 126 Линейность системы по энергии

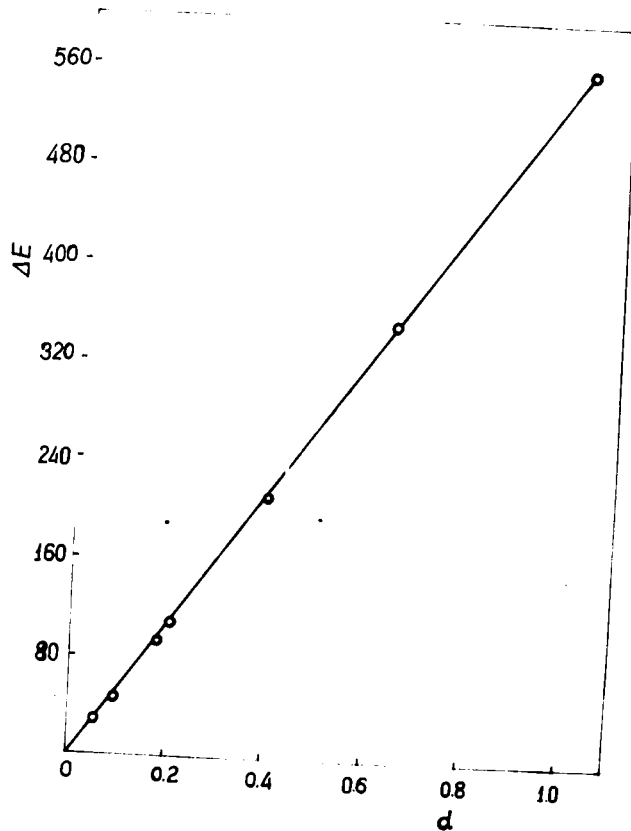


Рис. 13 Зависимость полуширины ΔE_T от толщины слоя LiF d .

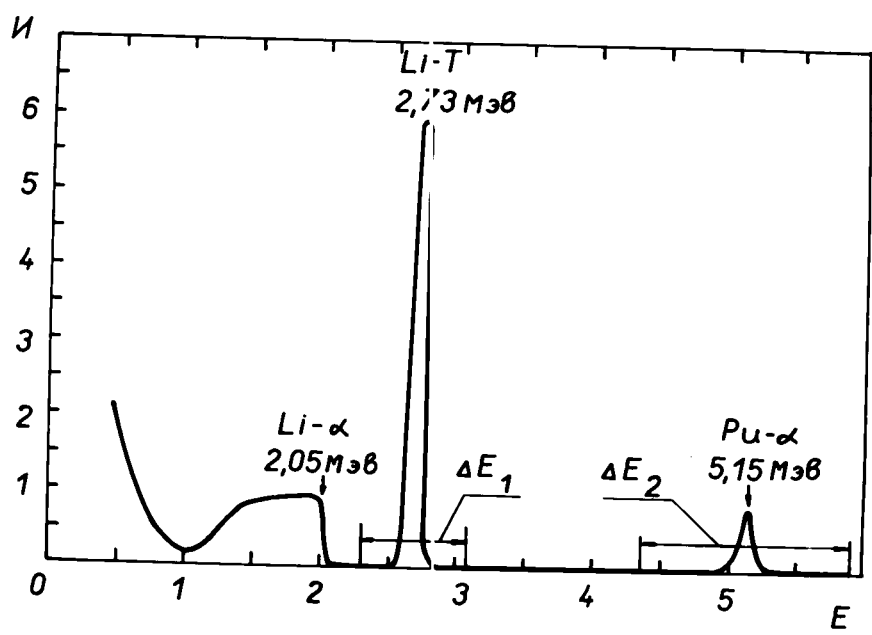


Рис. 14 Амплитудный спектр и установление окна дискриминатора для мониторинга пучка контрольного источника.

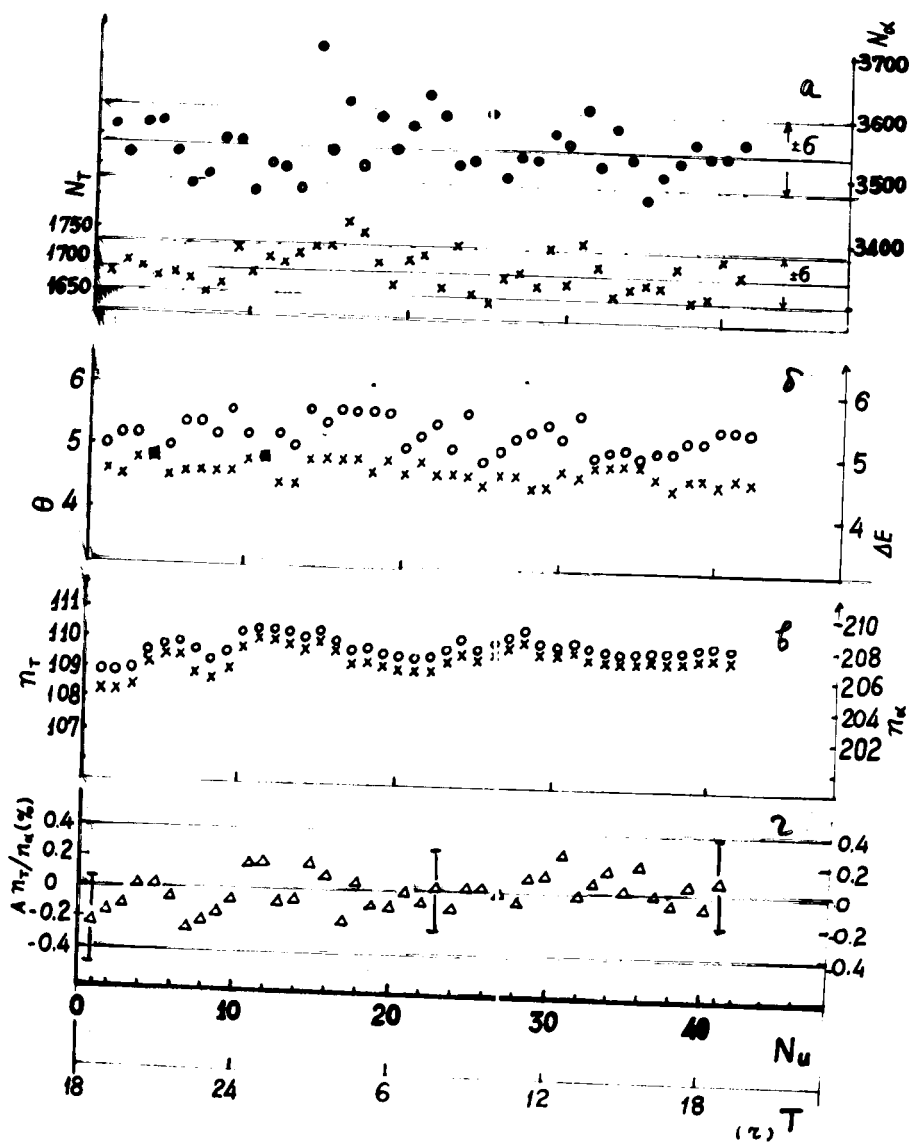


Рис. I5 Измеренная нестабильность скорости счета N (а), полуширины θ (б), положения пика π_T (в) тритонов и отношения пиков (г) T и α -частиц (Pu^{239}) (N_u - число измерения, промежуток времени 1000 сек, T - текущее время)

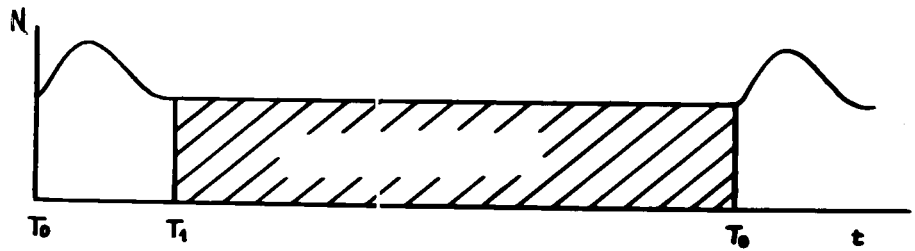


Рис.16 Временной спектр α -частиц контрольного источника и выбор задержки

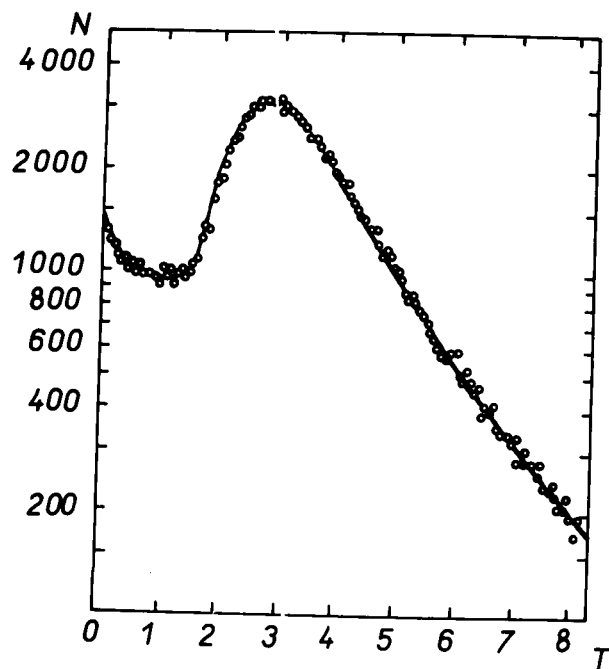


Рис.17 Аппаратурный временной спектр и сравнение их с расчетной кривой