



ВОПРОСЫ УЛУЧШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ И РАЗРЕШЕНИЯ СПЕКТРОМЕТРА НЕЙТРОНОВ ДЛЯ НАЦИОНАЛЬНОГО ЦЕНТРА ФИЗИКИ И МАТЕМАТИКИ

А.М. Лапик, Л.З. Джилавян, А.Л. Полонский, А.В. Русаков
Институт Ядерных Исследований Российской Академии Наук
117312 Москва, Россия

С.С. Бельшев
Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова,
Физический факультет,
119991 Москва, Россия

В.В. Варламов, А.А. Кузнецов, В.И. Шведунов
Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова,
НИИ Ядерной Физики имени Д.В. Скобельцына,
119991 Москва, Россия

Некоторые важные параметры коллимированных комптоновских γ -источников при E_γ в области Е1 ГР (Н γ S и варианты проектов для НЦФМ)

- При обратном комптоновском рассеянии

$$E_\gamma \approx \frac{2\gamma^2 E_{ph}}{1 + \gamma^2 \theta^2} (1 - \cos \psi)$$

- В случае же лобового столкновения $E_{\gamma \text{ макс}} = E_\gamma(\psi = 180^\circ, \theta = 0) \approx 4\gamma^2 E_{ph}$.

- Здесь: E_{ph} – энергия налетающего лазерного фотона;

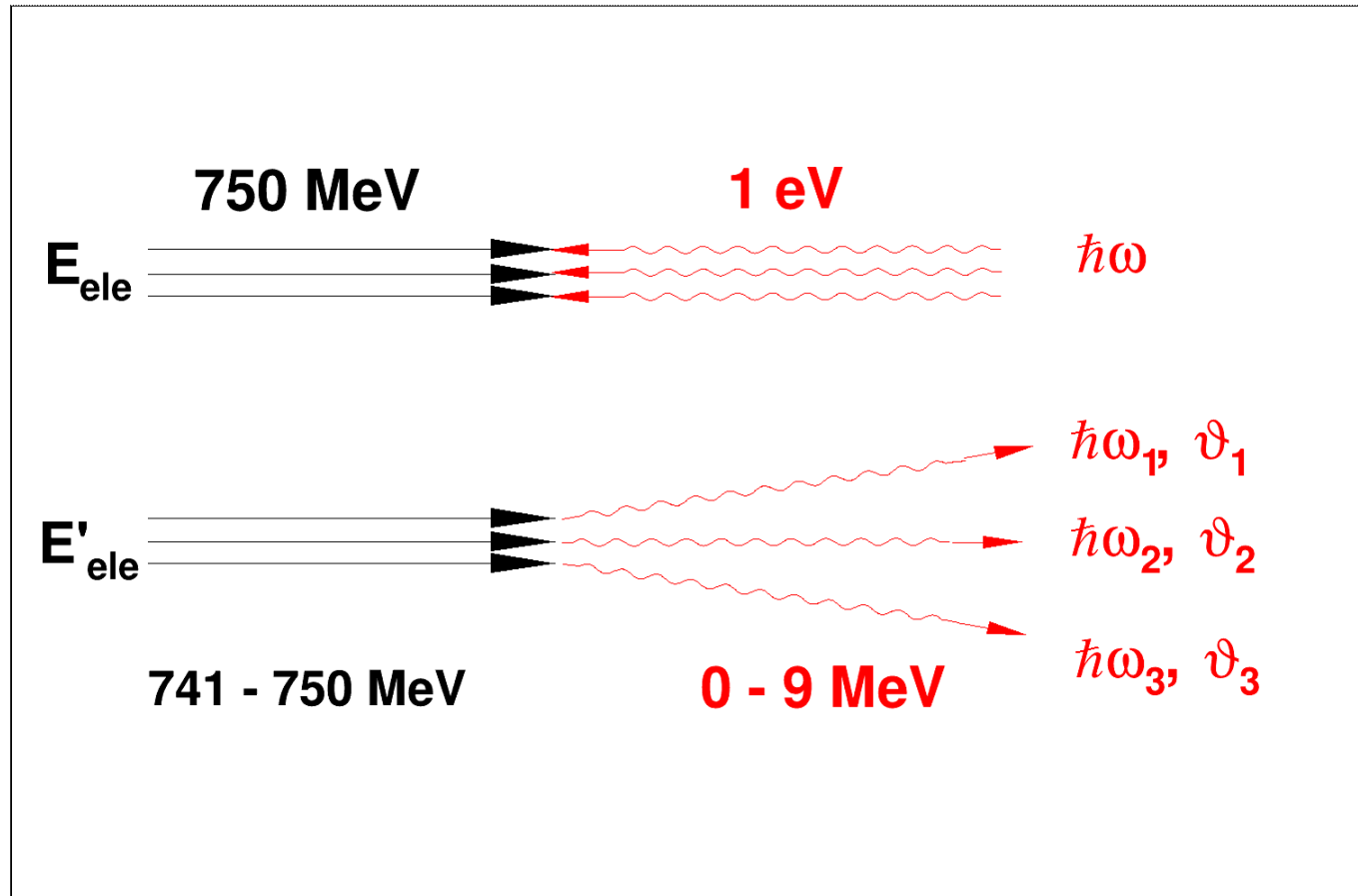
ψ – угол между направлениями движения начального электрона и налетающего на него лазерного фотона;

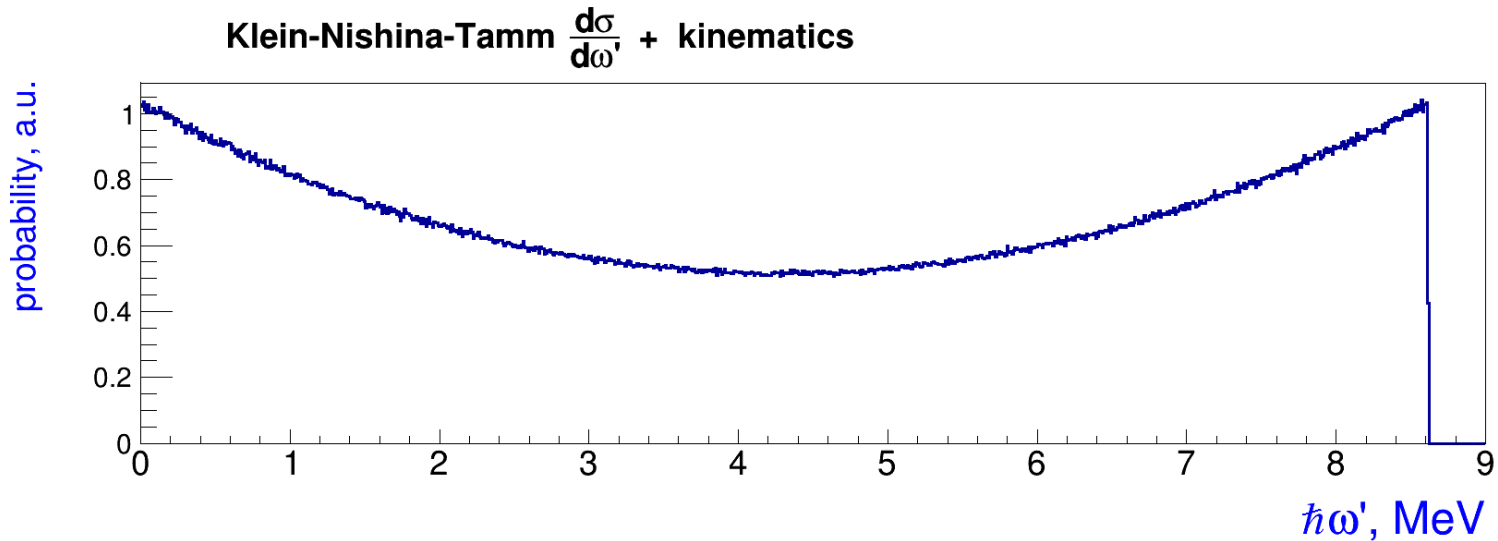
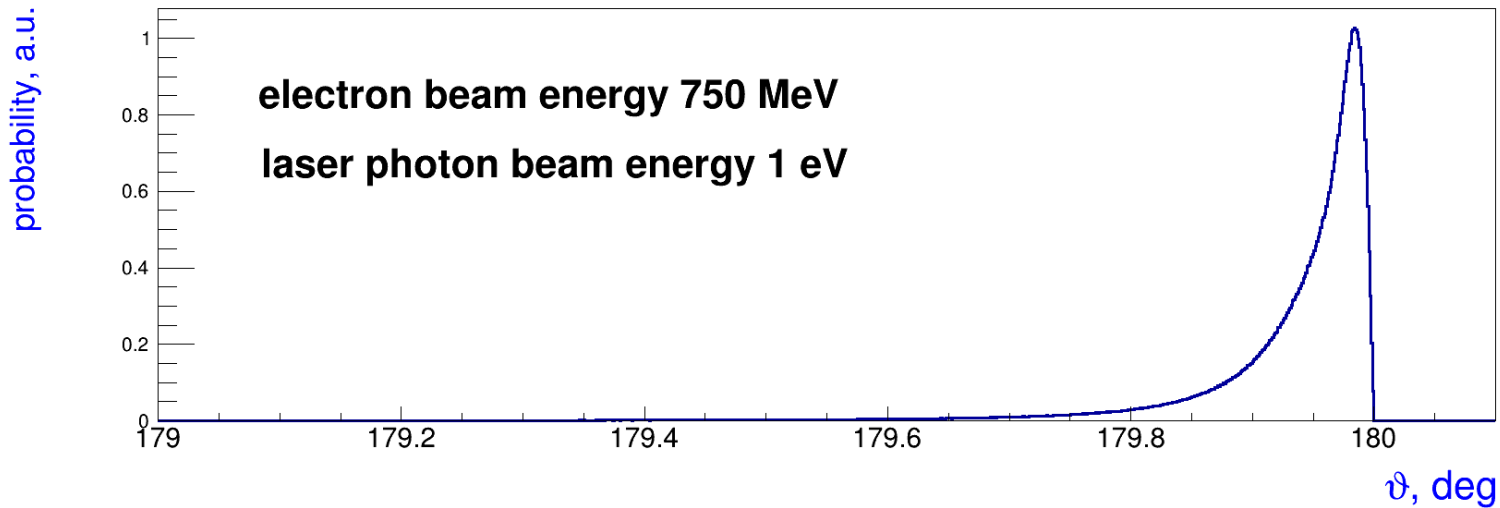
E_γ – энергия претерпевшего обратное комптоновское рассеяние γ -кванта;

θ – угол между направлениями движения начального электрона и рассеянного γ -кванта;

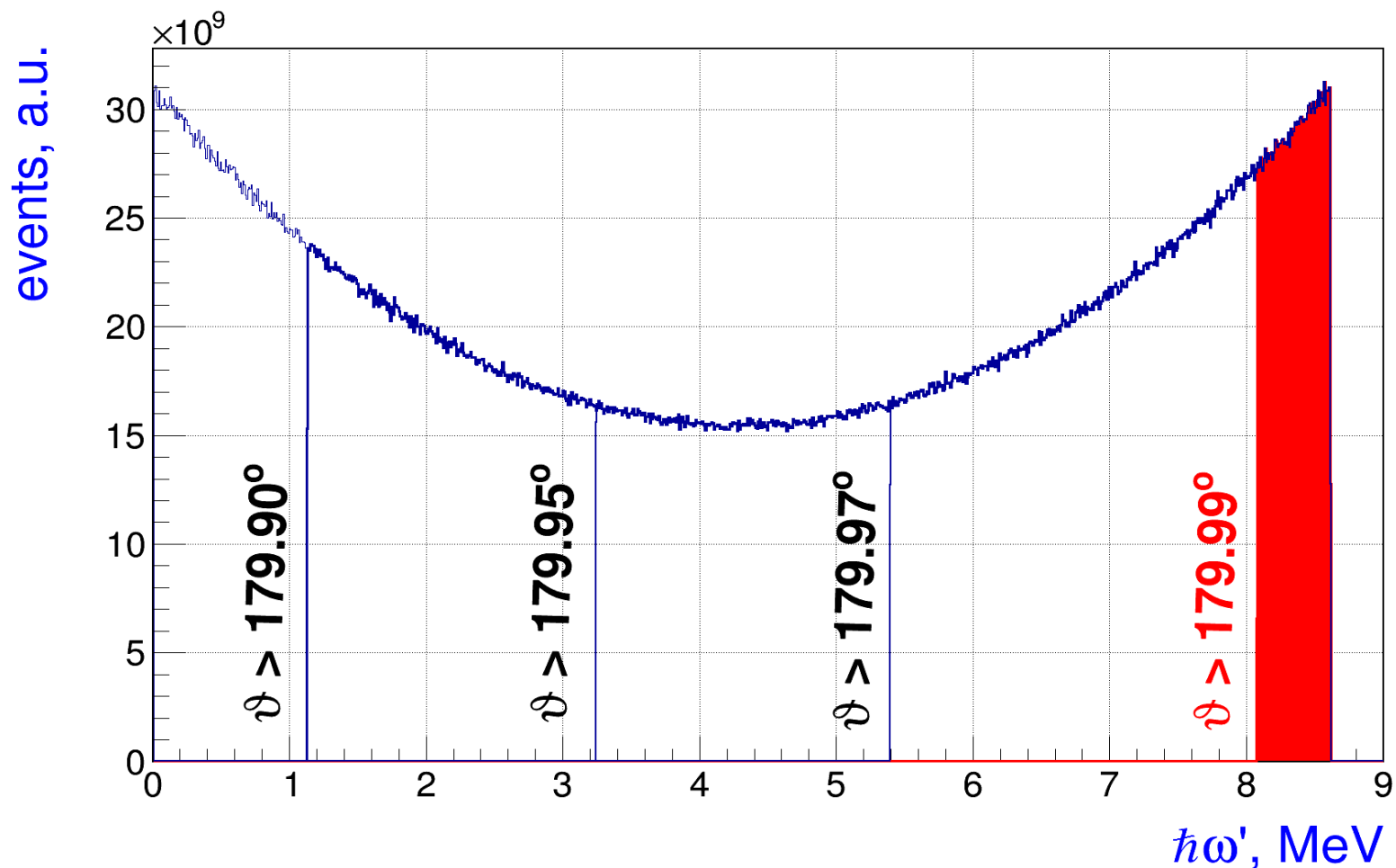
$\gamma = (E_e / \mu)$; E_e и μ – полные энергии налетающего и покоящегося электрона ($\gamma \gg 1$; $\theta \ll 1$).

Backward Compton Scattering





Некоторые важные параметры коллимированных комптоновских γ -источников при E_γ в области E1 ГР (Hl_γS и варианты проектов для НЦФМ)



Некоторые важные параметры коллимированных комптоновских γ -источников при E_γ в области E1 ГР (Н γ S и варианты проектов для НЦФМ)

В эти параметры импульсов γ -пучка входят: максимальная частота импульсов f ;
длительность импульса τ ; энергия рассеянного γ -кванта E_γ ; относительный разброс энергии выделенных коллиматором рассеянных γ -квантов ($\Delta E_\gamma / E_\gamma$); средние потоки γ -квантов N_γ .

Н γ S [Weller et al. Prog. Particle and Nucl. Phys. 2009. Vol.62. p 257]

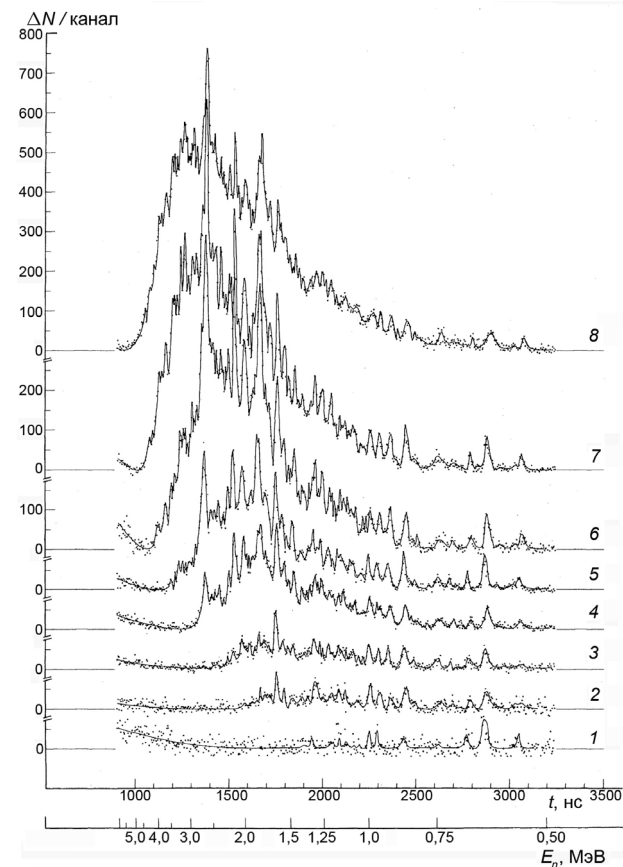
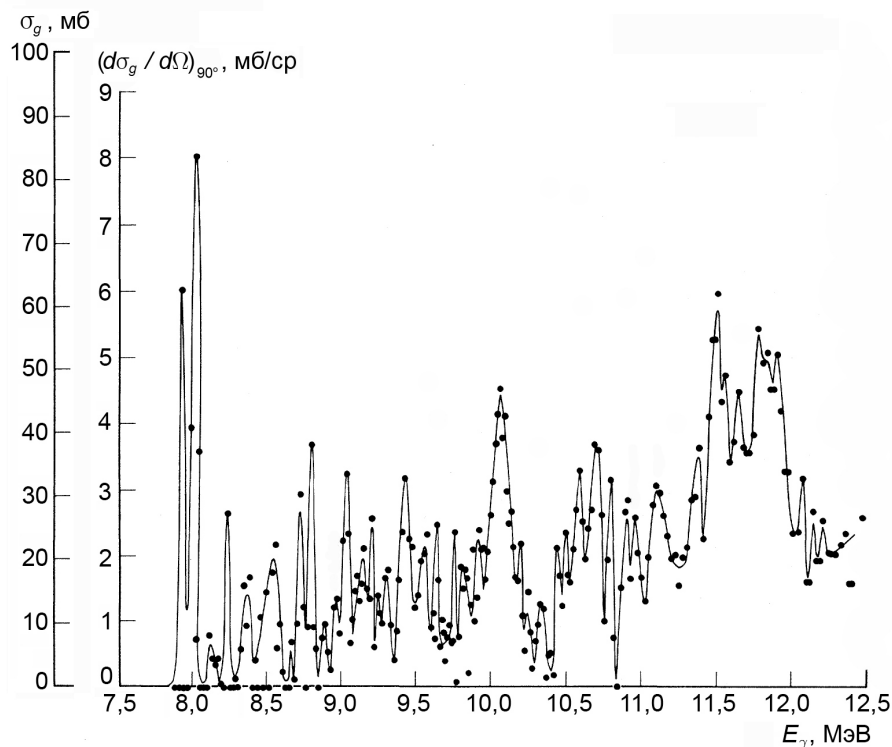
Параметры при $E_\gamma \sim (10-30)$ МэВ

| Комптоновский источник | Н γ S, работает | НЦФМ, проект НИИЯФ | НЦФМ, проект ИЯФ СО | НЦФМ, оценки НИИЯФ |
|------------------------------|---------------------------|--------------------|-------------------------|--------------------|
| f , с ⁻¹ | $\approx 2,79 \cdot 10^6$ | до 10^3 | до $90 \cdot 10^6$ | $15 \cdot 10^6$ |
| τ , с | $\sim 10^{-10}$ | $\sim 10^{-12}$ | $\sim 3 \cdot 10^{-10}$ | $\sim 10^{-11}$ |
| $\Delta E_\gamma / E_\gamma$ | $\sim 2\%$ | $\approx 0,5\%$ | $\approx 0,2\%$ | $\approx 0,3\%$ |
| N_γ , с ⁻¹ | $\sim 10^7$ | $\sim 10^7$ | $\sim 5 \cdot 10^6$ | $\sim 10^7$ |

Требования к (γ, n) -исследованиям в области E1 ГР со спектрометрией нейтронов. Характеристики спектрометра нейтронов, рассмотренного ранее для НЦФМ

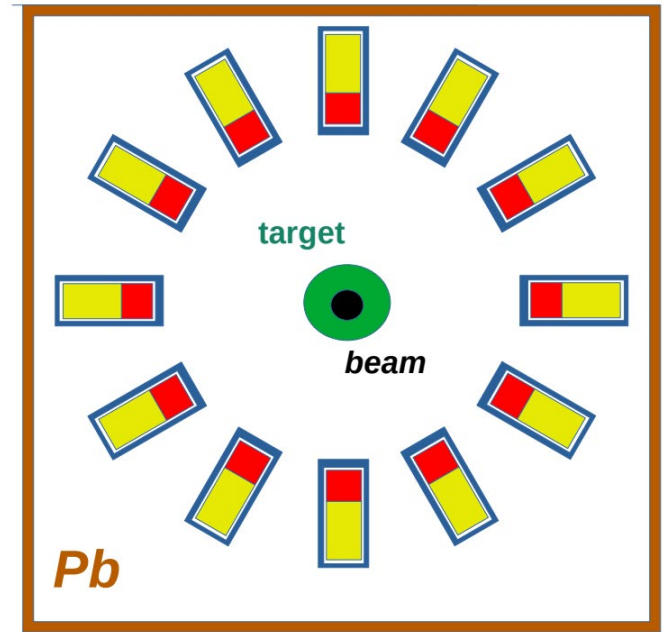
К настоящему времени сформировалось убеждение: для развития адекватного описания изовекторного электрического дипольного гигантского резонанса в атомных ядрах (E1 ГР) нужны исследования не только процессов его возбуждения, но и девозбуждения с испусканием нуклонов. Есть ранние исследования (γ, n) -реакций в области E1 ГР, обнаружившие узкие особенности и в сечениях этих реакций в зависимости от E_γ , и в спектрах энергий E_n испускаемых быстрых нейтронов. Например, на ^{208}Pb с времяпролётным спектрометром, а также на ^{52}Cr и ^{51}V со спектрометром амплитуд сцинтилляций с дискриминацией по форме импульса (ДФИ).

[Sherman et al. PRL 1975 vol.35 p.1215]



Требования к (γ, n) -исследованиям в области E1 ГР со спектрометрией нейтронов. Характеристики спектрометра нейтронов, рассмотренного ранее для НЦФМ

- Ранее нами были предложены эксперименты в НЦФМ, использующие систему спектрометров быстрых нейтронов, в которых измеряются и время пролёта нейтронов, и амплитуды вызванных ими сцинтилляций. В качестве детекторов нейтронов предложены герметичные кюветы ($\varnothing 50$ мм, толщина 50 мм), просматриваемые каждая с одного торца своим ФЭУ и заполненные жидким сцинтиллятором, например, типа EJ-309 (имеющим однородные и изотропные свойства и пригодным для ДФИ). Центры кювет расположены равномерно по окружности с радиусом $L = 1$ м, имеющей свой центр на оси γ -пучка (для $E_n = 0,4$ МэВ $t \cong 114,3$ нс, а для $E_n = 12$ МэВ $t \cong 20,87$ нс). Окружность лежит в плоскости, перпендикулярной оси γ -пучка и проходящей через центр мишени. Ось каждой кюветы идёт из центра мишени. Телесный угол, стягиваемый каждым детектором, составляет $\Omega \approx 2 \cdot 10^{-3}$ ср. Эффективность детектора ε зависит от E_n . При этом $\varepsilon(E_n = 12 \text{ МэВ}) \approx 0,1$.



Требования к (γ, n) -исследованиям в области E1 ГР со спектрометрией нейтронов. Характеристики спектрометра нейтронов, рассмотренного ранее для НЦФМ

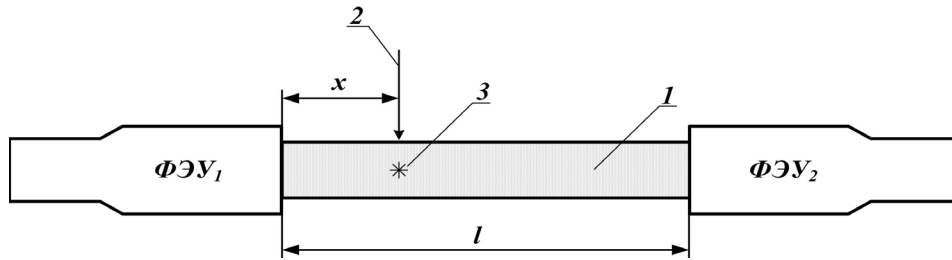
Параметры пучка позволяют использовать физические мишени малых поперечных размеров (вплоть до $\varnothing 1,6$ мм). Толщину же мишеней определяет ослабление потока падающих γ -квантов по этой толщине. Например, для Рb-мишеней можно ограничиться их толщиной $\sim 4,5$ мм с массой $m \sim 0,1$ г. Такие малые размеры и масса мишени делают более доступными обогащённые мишени (например, свинцовые, обогащённые изотопом ^{208}Pb) и ослабляют искажения потоков и спектров быстрых нейтронов, образуемых в мишенях и испускаемых из них.

- Оценим согласно проекту НИИЯФ МГУ $N_{n \text{ reg}}$ – число зарегистрированных нейтронов с энергией $E_n = 12$ МэВ, испускаемых из материнских ядер ^{208}Pb и приводящих к заселению основных состояний в дочерних ядрах ^{207}Pb , в одном предлагаемом детекторе от одного импульса γ -квантов от комптоновского рассеяния при их энергии $E_\gamma \cong 20,1$ МэВ:

$$N_{n \text{ reg}} \sim N_{\gamma \text{ imp}} \cdot \left(\frac{d\sigma_g}{d\Omega} \right)_{90^\circ} \cdot \Omega \cdot \varepsilon \cdot N_A \cdot \frac{x_{\text{Pb}} \rho_{\text{Pb}}}{M_{\text{Pb}}} \approx 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ имп}^{-1},$$

где: $N_{\gamma \text{ imp}} \sim 10^4$ имп $^{-1}$ – количество таких γ -квантов в импульсе длительностью $\approx 2 \cdot 10^4$ с $^{-12}$; $(d\sigma_g/d\Omega)_{90^\circ} \approx 5 \cdot 10^{-27}$ см $^2 \cdot \text{ср}^{-1}$; $\Omega \approx 2 \cdot 10^{-3}$ ср; $\varepsilon \sim 0,1$; $N_A \cong 6,022 \cdot 10^{23}$ моль $^{-1}$ – число Авогадро; $x_{\text{Pb}} \sim 0,45$ см – толщина Рb-мишени; $\rho_{\text{Pb}} \cong 11,35$ г \cdot см $^{-3}$ – плотность Рb-мишени; $M_{\text{Pb}} \approx 208$ г \cdot моль $^{-1}$ – грамм-моль Рb-мишени

Принципы времякоординатной компенсации для улучшения характеристик проектируемого для НЦФМ спектрометра быстрых нейтронов



l – используемый сцинтиллятор с длиной l ;
 2 – падающая частица; 3 – вызванная падающей частицей световая вспышка с координатой x в сцинтилляторе

В случае использования в НЦФМ ранее предложенного спектрометра быстрых нейтронов $N_{n\text{ reg}}$ не очень велико. Хотя при этом длина детектора l , от которой зависит величина эффективности ε , относительно большая ($l = 5$ см, то есть 5% от выбранной длины пролётной базы нейтронов $L = 1$ м).

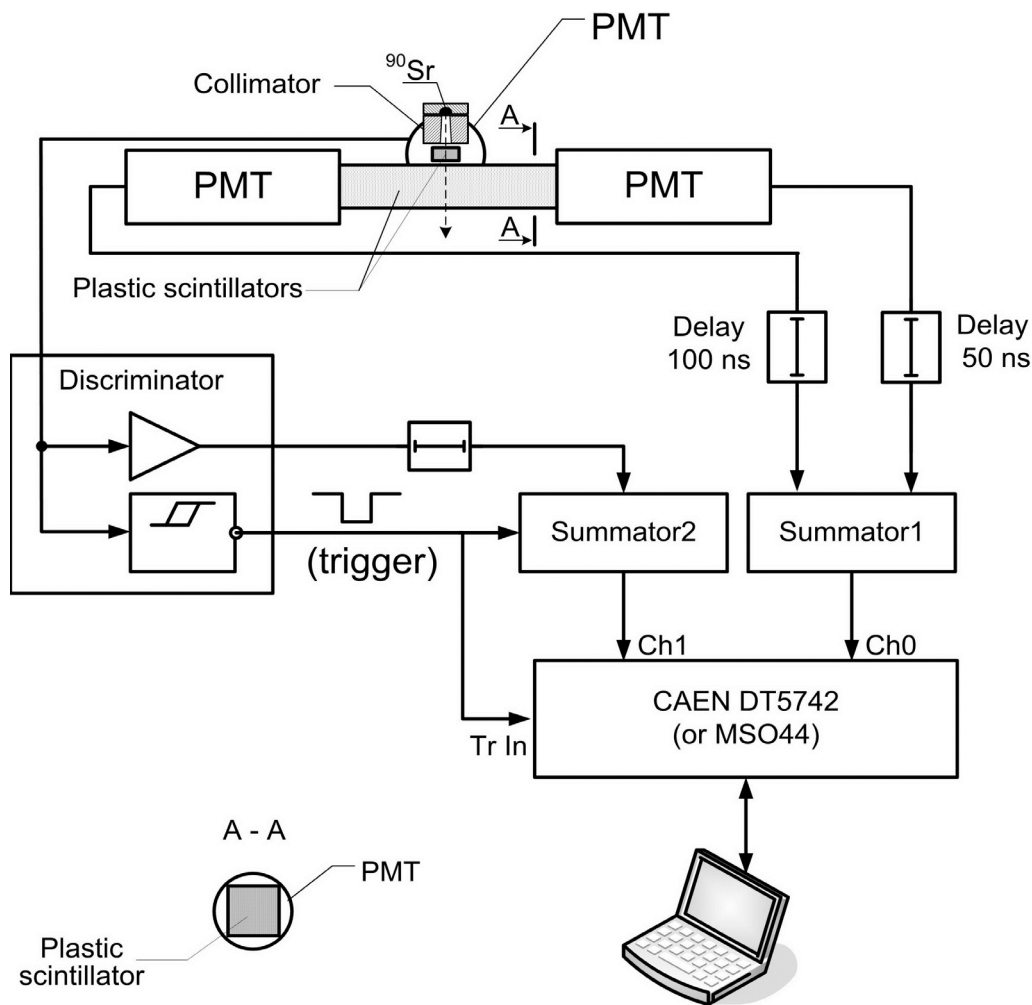
Рассмотрим возможности увеличения $N_{n\text{ reg}}$. Приближение детектора к мишени ведёт к росту телесного угла регистрации Ω , но также оно сопровождается уменьшением пролётной базы L нейтронов с результирующим ухудшением времяпролётного разрешения нейтронного спектрометра. Тем не менее, в некоторых экспериментах это представляется вполне приемлемым. Поэтому следует предусмотреть возможность изменения пролётной базы L проектируемого спектрометра.

Увеличение длины детектора l (например, в два раза) – другой путь для увеличения $N_{n\text{ reg}}$. В этом случае достижимое амплитудное разрешение $\sim (10/\text{sqrt}(E_n))\%$, где энергия нейтрона E_n дана в МэВ, практически не должно ухудшиться, а для времяпролётного энергетического разрешения можно попытаться использовать методику одномерной времякоординатной компенсации (ВКК), при которой каждый сцинтилляционный детектор просматривается с помощью ФЭУ₁ и ФЭУ₂ с обоих торцов детектора. В общем случае различных длин l при изменении координаты x вспышки в сцинтилляторе, вызванной падающей частицей, меняются и времена t_1 и t_2 срабатывания ФЭУ₁ и ФЭУ₂ соответственно, и амплитуды этих импульсов A_1 и A_2 . При этом в отдельных экспериментах надо искать зависимости t_1 , t_2 , A_1 , A_2 от x .

- Времякоординатную компенсацию наиболее часто применяли для длин l , гораздо больших (≥ 1 м), и для пластических сцинтилляторов. Эффективность применения данной методики в нашем случае требует своего изучения из-за существенно отличающейся «геометрии» транспортировки сцинтилляционных фотонов и желательности применения данной методики к работе нейтронного спектрометра с существенно меньшими амплитудами сцинтилляционных импульсов, как это было, например, в нашей работе, в которой использовался порог регистрации по энергии электронов $\lesssim 60$ кэВ. Понятно, что точность Δx определения координаты x определяется точностью Δt измерения времён t , которая при $\Delta x \approx 1$ см должна быть согласно оценкам лучше $\Delta t \approx 50$ пс.

Изучение возможностей улучшения эффективности и разрешения спектрометра быстрых нейтронов для НЦФМ при применении времякоординатной компенсации

Блок-схема «электроники», использованной при проведении описываемых исследований

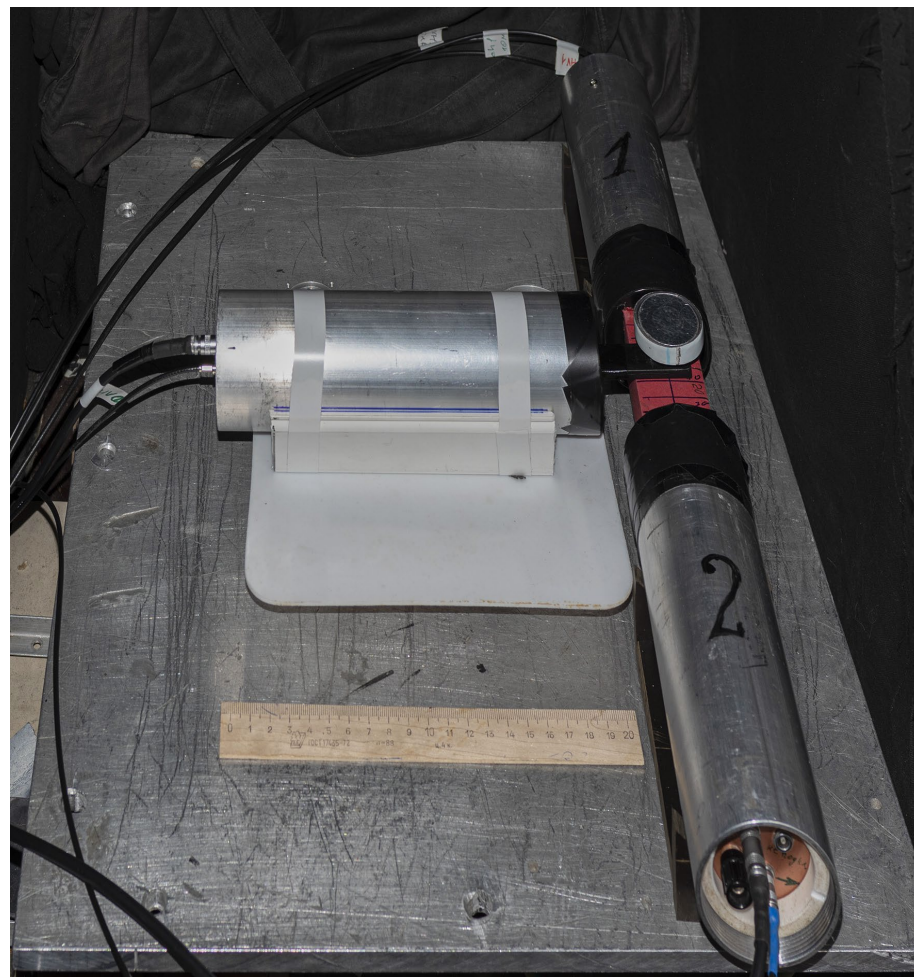


Чтобы исключить проблемы синхронизации каналов оцифровщиков и проверить возможность сокращения числа используемых каналов оцифровщиков в многоканальной системе, мы подавали сигналы ФЭУ на сумматоры и далее на оцифровщики DT5742 или цифровой осциллограф MSO44.

Изучение возможностей улучшения эффективности и разрешения спектрометра быстрых нейтронов для НЦФМ при применении времякоординатной компенсации

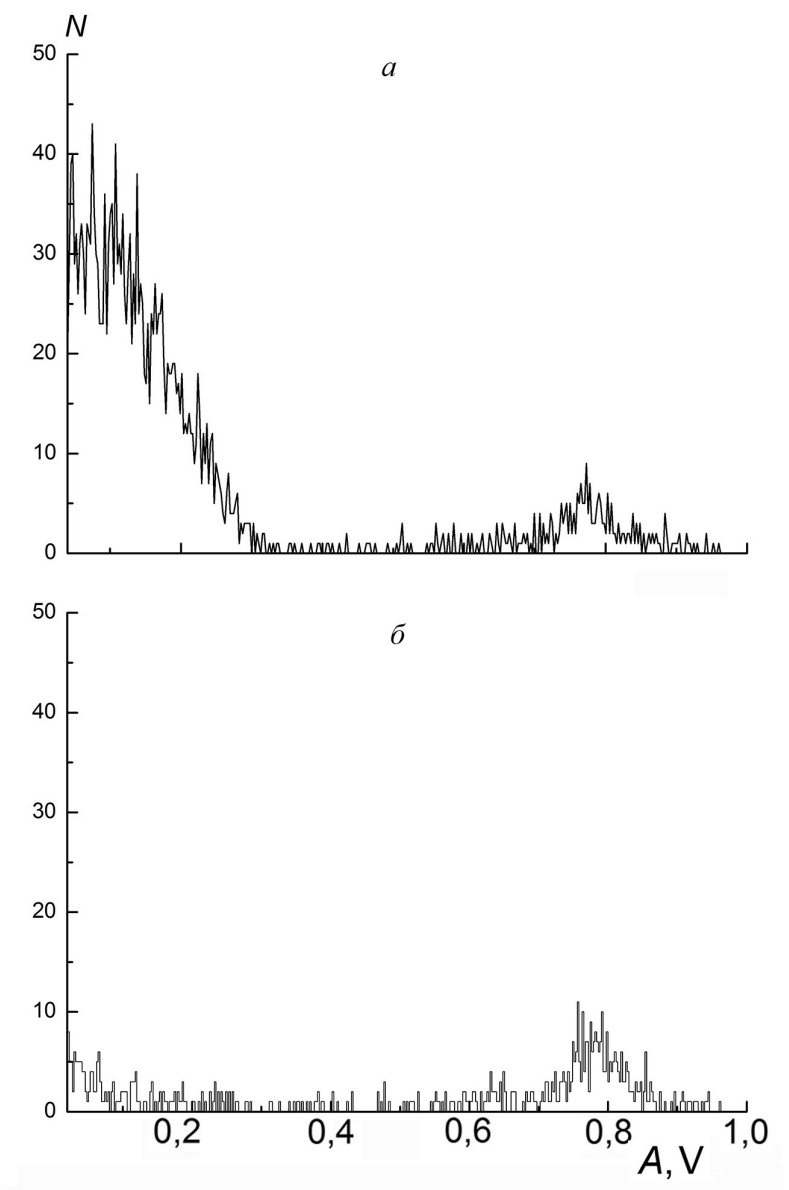
На первом этапе проверки метода мы использовали пластиковый сцинтиллятор, облучаемый коллимированным пучком β^- -частиц от стандартного источника ($^{90}\text{Sr} - ^{90}\text{Y}$). Использовался свинцовый коллиматор с отверстием диаметром 3 мм.

- Для экспериментального исследования был разработан набор оборудования, показанный на фотографии, на которой видны два детектора на основе пластиковых сцинтилляторов со своими ФЭУ и β^- -источник. Основной пластиковый сцинтиллятор длиной $l \cong 100$ мм и поперечным сечением $\cong (40 \text{ мм} \times 40 \text{ мм})$ просматривается с обоих своих торцов с помощью ФЭУ₁ и ФЭУ₂, а дополнительный сцинтиллятор толщиной $\cong 4$ мм служит для выработки триггерного сигнала, имеет поперечные размеры $\cong (10 \text{ мм} \times 10 \text{ мм})$ и просматривается ФЭУ₃. Для всех этих ФЭУ использованы отечественные ФЭУ-143.



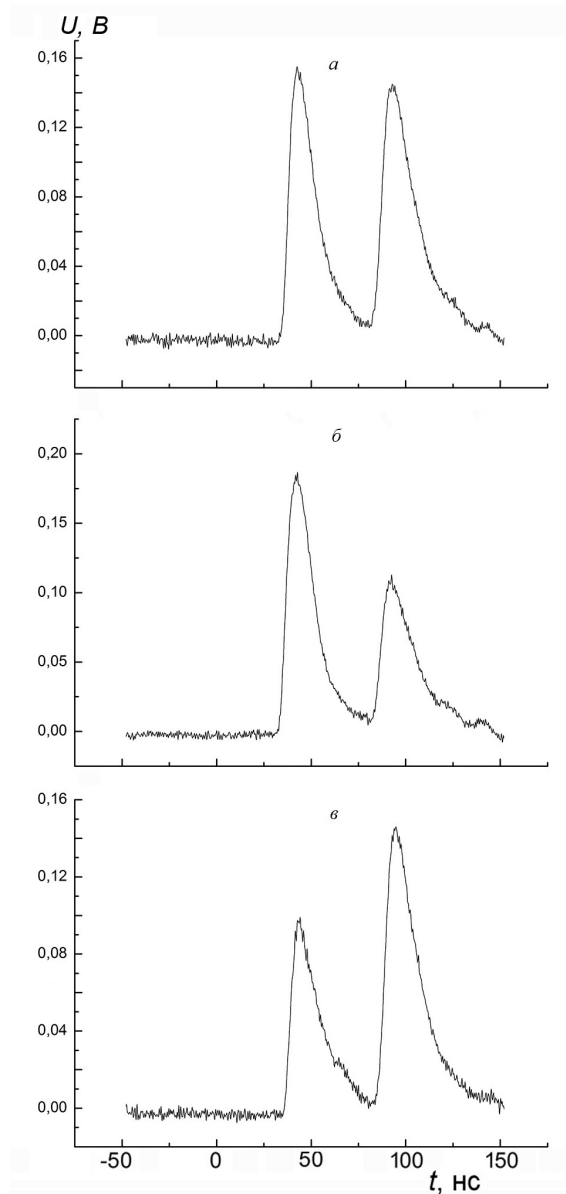
- Пример регистрируемых распределений амплитуд импульсов в исследуемом пластике: *a* – β^- -источник ($^{90}\text{Sr} - ^{90}\text{Y}$) и космическое излучение;
б – только космическое излучение.

Видно, что сигналы от источника легко отделяются от космического излучения.



Характерные временные распределения пар импульсов на сумматоре от ФЭУ₁ и ФЭУ₂ для значений координаты β⁻-источника (⁹⁰Sr – ⁹⁰Y) $x \cong (20 (б); 50 (a); 80(в))$ мм.

Исследование пар импульсов A₁ и A₂ показало, что амплитуда сигнала ФЭУ тем больше, чем ближе источник сцинтилляций к данному ФЭУ. Такой результат, конечно, не является удивительным, но он наблюдается с имеющейся аппаратурой и может быть использован в дальнейшем для подтверждения местоположения источника сцинтилляций при достаточно высокой амплитуде сигнала



- Сопоставление зависимости измеренных средних по трем сериям из 25 измерений значений отношений A_1/A_2 для $x \cong (20; 50; 80)$ мм с подогнанной линейной зависимостью..

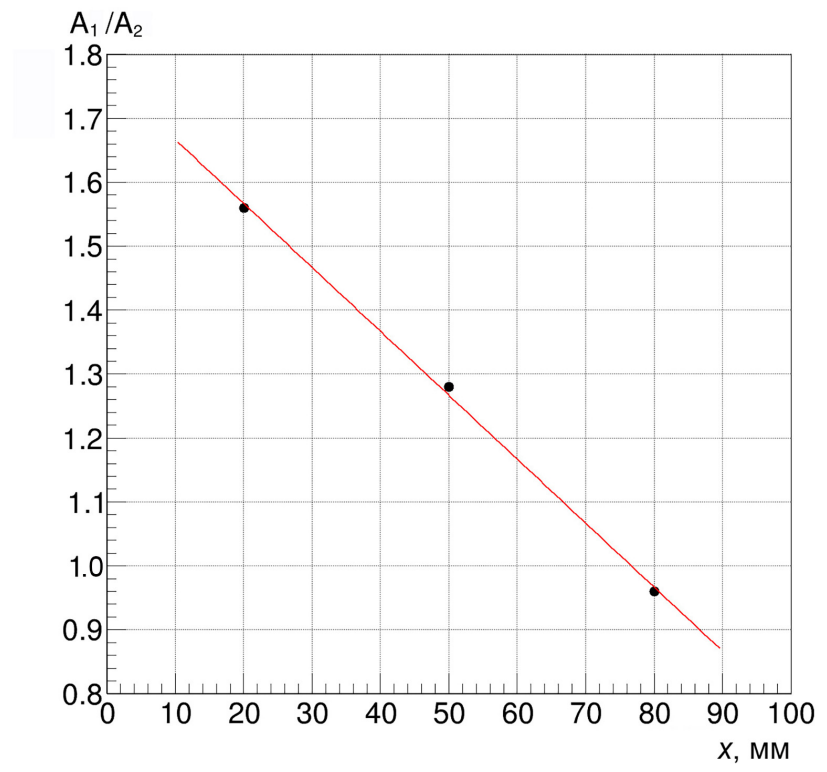


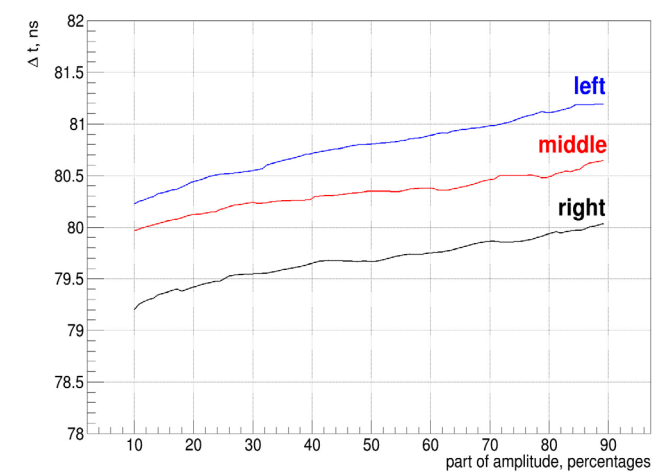
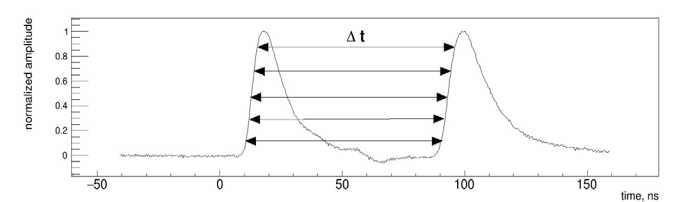
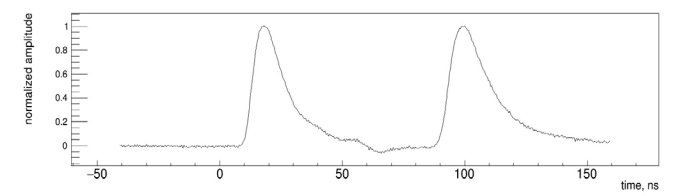
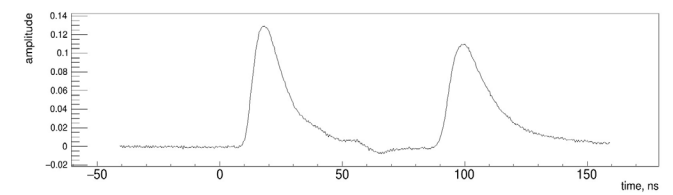
Рис. 2

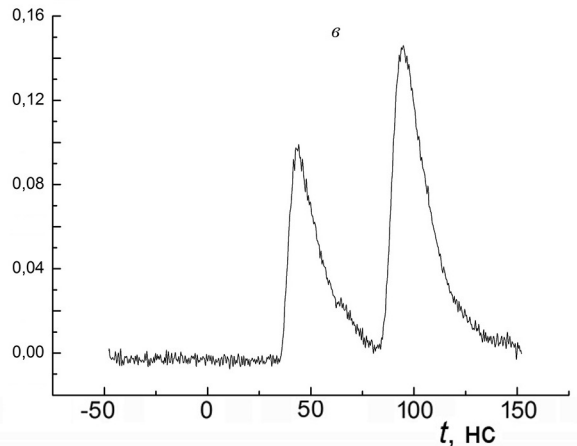
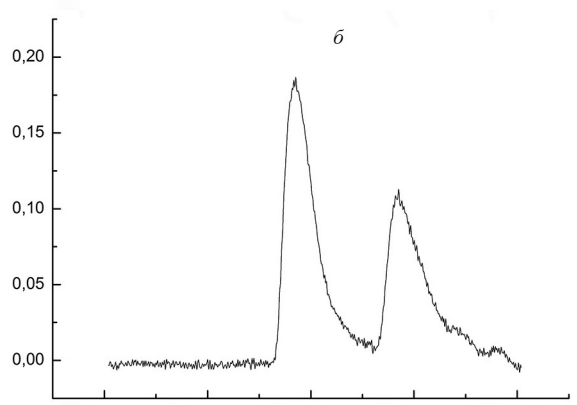
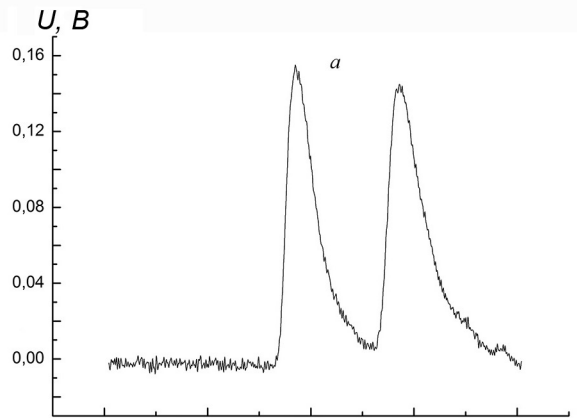
Изучение возможностей улучшения эффективности и разрешения спектрометра быстрых нейтронов для НЦФМ при применении времякоординатной компенсации

Представлена процедура нахождения промежутка времени между двумя импульсами. Формы импульсов похожи друг на друга, но они не являются подобными. По этой причине очень непросто найти времена стартов импульсов и, следовательно, время между двумя импульсами. Мы воспользовались тем, что форма фронта каждого импульса (от 10% до 90% максимума) визуально напоминает прямую линию. Вместо того, чтобы вычислять одно значение промежутка времени между двумя импульсами, мы измеряли 100 значений между соответствующими точками, лежащими на фронтах. Совокупность этих значений мы называем кривой разности времен между двумя импульсами.

На верхних трёх рисунках представлено (сверху вниз): исходные два импульса; на втором рисунке эти же импульсы, но нормированные (форма импульсов осталась прежней, а максимум каждого импульса стал равен 1); на третьем рисунке для нормированных импульсов показаны 5 значений Δt между точками на двух передних фронтах при одинаковых значениях высоты.

На четвёртом (самом нижнем) рисунке даны результаты измерений кривых разности времён между фронтами двух импульсов. Были проанализированы 75 пар импульсов по 25 пар в каждом положении β^- -источника. Полученные три кривые являются усреднёнными. Видно, что кривая разности времён зависит от положения источника и что она может быть использована для вычисления места нахождения источника по 25 измерениям.



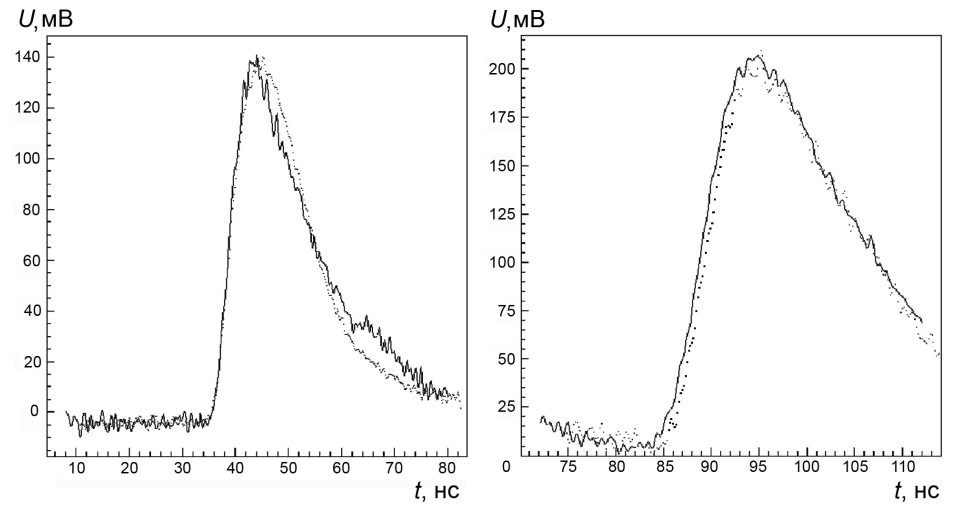


Рассмотрим другой путь измерения разности времен прихода импульсов от двух ФЭУ. Если до этого проводились измерения временного интервала от фронта сигнала ФЭУ₁ до фронта сигнала ФЭУ₂, то в следующем подходе мы сравнивать сигналы каждого ФЭУ между собой.

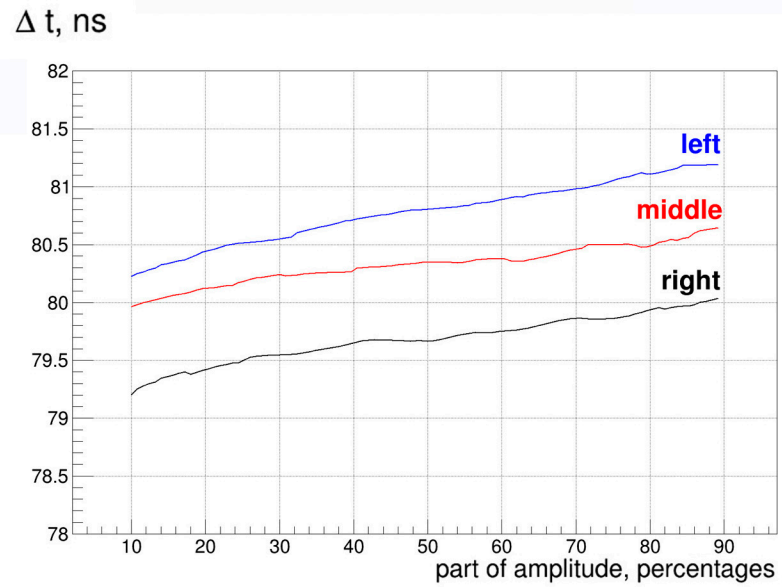
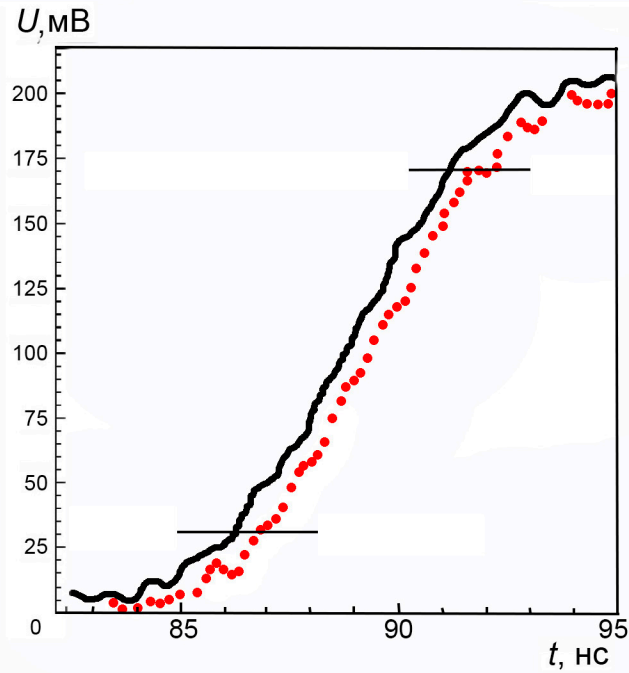
Рассмотрим для иллюстрации сигналы от сцинтилляций, изображенные на рисунке слева. Сначала нормируем первые по времени прихода сигналы друг к другу по амплитуде. Затем смещаем шкалы времени так, чтобы первые импульсы в измерениях со смещениями источника +30 мм +00 мм и -30 мм относительно середины основного пластика совпали.

Таким образом мы определяем ширину диапазона при смещении между крайними положениями источника ⁹⁰Sr на 60 мм.

Совпадение изображено на левой паре рисунков внизу. Поскольку первые импульсы измерены на одном и том же ФЭУ и с той же электроникой, то наблюдается достаточно хорошее совпадение фронтов. Теперь построим на среднем рисунке внизу вторые импульсы в новой шкале времени, с нормировкой их друг к другу по амплитуде. Полученный сдвиг хорошо согласуется с результатом, приведенном на правом рисунке внизу.



Отметим, что величина сдвига этих фронтов по времени и связанное с этим место сцинтилляции определяется как средняя величина для относительно большого количества точек, формирующих фронт импульса. Этим методом можно пробовать изучать зависимость временной привязки для выделенных частей фронта, что может быть полезным для определения систематических ошибок, оценки наложений и влияния двойного рассеяния нейтронов в детекторе.



Изучение возможностей улучшения эффективности и разрешения спектрометра быстрых нейтронов для НЦФМ при применении времякоординатной компенсации

- При реальных измерениях мы должны получать разность времен и вычислять координату использовать только одного события. Это требование полностью удовлетворяется в первом подходе (измерении $dT = T_1 - T_2$). Но в этом случае необходимо учитывать наклоны линий см. предыдущий слайд).
- Учет разности форм фронтов сигналов от разных ФЭУ можно преодолеть интерполяцией каждого фронта средней кривой, вычисленным по этим же экспериментальным данным. Далее возможно использование, например, математической реализации работы ФСП с очень низким порогом (недоступном для отдельных импульсов из-за шумов), который наиболее близко соответствует времени прихода сигнала. В нашем случае сигнал будет хорошо связан с прямыми фотонами на фотокатоде ФЭУ.

- Из результатов проделанной работы следует, что можно достичь существенного повышения как временного разрешения нейтронного спектрометра за счет уточнения величины пролетной базы, так и эффективности регистрации нейтронов путем увеличения длины кювет с ЖС сцинтиллятором.
- Представляется перспективным продолжение исследований ОТДЕЛЬНЫХ вопросов создания нейтронного спектрометра для измерений на пучке ИКИ на изготовленной в настоящей работе установке: дискретность оцифровки, элементы конструкции, разработка электроники, методы измерения ТОФ, алгоритмы анализа.
- Характеристики нейтронного спектрометра, для моделирования планируемых экспериментов, могут быть получены только на реальных сцинтилляторах и ФЭУ с регистрацией нейтронов.

СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ!

0 min

