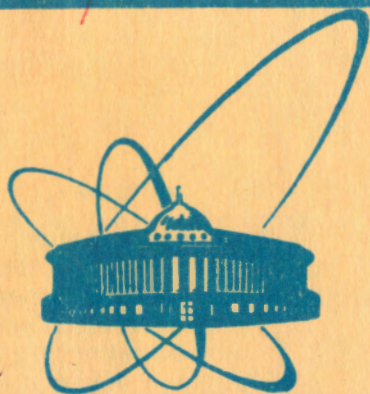


15.99/82

5/IV-82



**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P3-81-828

М.И.Новопольцев, Ю.Н.Покотиловский

**КОРРЕЛЯЦИОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР
УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ**

1981

1. ВВЕДЕНИЕ

Корреляционный метод в спектрометрии нейтронов по времени пролета становится сейчас популярным^{/1/}. Для спектрометрии ультрахолодных нейтронов /УХН/ построен спектрометр с диаметром прерывателя 160 см, позволяющий проводить спектрометрию с достаточно большой светосилой. В настоящей работе описаны результаты испытаний уменьшенной /~1:5/ модели спектрометра. Проведены измерения спектров УХН из нейтроновода, а также эксперименты по пропусканию УХН через интерференционные фильтры. Рассмотрены также погрешности корреляционного метода, возникающие из-за несовершенства прерывателя, неточного согласования периодов работы прерывателя и анализатора и конечной толщины прерывателя.

2. КОНСТРУКЦИЯ СПЕКТРОМЕТРА

Спектрометр содержит прерыватель /рис.1/, расположенный в вакуумном кожухе. Прерыватель состоит из набора тонких полос из закаленной стали толщиной 0,2 мм, растянутых между дисками и внешними кольцами в соответствии с необходимой функцией модуляции пучка нейтронов. Период вращения равен 127 мс. Размер окна прерывателя - 5x50 мм. Вращение от электромотора и редуктора осуществляется в вакууме с помощью магнитной муфты. Нейтроны поступают к спектрометру по нейтроноводу из нержавеющей стали. Перед прерывателем размещены коллиматор и устройство для крепления образцов. За прерывателем находится прямоугольный зеркальный нейтроновод с внутренним сечением 25x50 мм, склеенный из стекла типа FLOAT. На поверхность стекла напылен тонкий слой никеля. Нейтроноводы - сменные, их длина может изменяться. В конце пролетной базы расположен сцинтилляционный детектор УХН с вращающимся сцинтиллятором, подобный описанному в нашей работе^{/2/}. Для спектрометрии УХН существенно, чтобы нейтроны не отражались от детектора, т.к. их возвращение в нейтроновод с последующим отражением от обратной стороны прерывателя и образца и возвращением в детектор искажает измеряемый спектр. В^{/2/} показано, что используемый детектор является "черным" для нейтронов и обладает высокой и постоянной эффективностью в диапазоне энергий УХН. В отличие от описанного ранее в этом детекторе радиатором служит Li^6F вместо Li^6OH ,

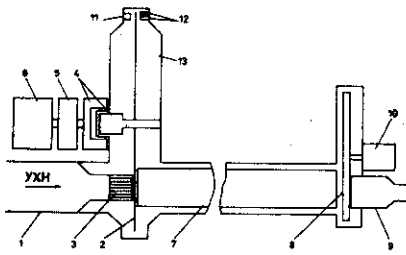


Рис.1. Схема спектрометра: 1 - подводный нейтронный вод, 2 - прерыватель, 3 - коллиматор и держатель образцов, 4 - магнитная муфта, 5 - редуктор, 6 - мотор прерывателя, 7 - зеркальный нейтронный вод, 8 - вращающийся сцинтиллятор, 9 - ФЭУ, 10 - мотор детектора, 11 - осветитель, 12 - фотодиоды, 13 - вакуумный кожух.

а сцинтиллятором - ZnS вместо паратерфенила. Последняя замена сильно увеличила отношение сигнал - шум в детекторе. Стартовые импульсы с прерывателя, обозначающие начало периода модуляции пучка, а также импульсы, служащие для контроля частоты вращения прерывателя, обеспечиваются с помощью расположенных внутри вакуумного кожуха осветителя, фотодиодов и соответственно расположенных прорезей в прерывателе. Сбор и обработка поступающей информации включают набор первичных спектров, вычисление корреляционной функции и вывод спектров на печать по заданной программе. Для этого служит автономная система с использованием микропроцессора^{/3/}. Спектрометр располагается на тележке, позволяющей перемещать его по экспериментальному залу реактора.

3. ПРИНЦИП КОРРЕЛЯЦИОННОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ

Модуляция интенсивности пучка частиц в этом методе производится по закону

$$S(t) = \sum_{i=0}^{N-1} a_i s(t+i\Delta T), \quad /1/$$

где N - число элементарных интервалов длительностью ΔT в периоде последовательности $T=N \cdot \Delta T$, $a_i = \frac{1}{2}(1+a'_i)$, a'_i - псевдослучайная бинарная последовательность чисел ± 1 , удовлетворяющая условиям

$$\sum_{i=0}^{N-1} a'_i a'_{i+k} = \begin{cases} N & \text{при } k=0 \\ -1 & \text{при } k \neq 0 \end{cases} \quad \text{и} \quad \sum_{i=0}^{N-1} a'_i = 1. \quad /2/$$

В простейшем случае $s(t)$ - прямоугольная единичная функция шириной ΔT . Период $T=(2^d-1)\Delta T$, в нашем случае $d=7, N=127$. На основе результатов измерений скорости счета детектора Z_i / i - номер канала анализатора / вычисляется функция

$$F_k = \sum_{i=0}^{N-1} a_{i-k} Z_i = \frac{N+1}{2} B_k + u_k, \quad /3/$$

где B_k - исходный спектр, u_k - некоррелированный фон. Из /3/ видно, что фон подавляется по сравнению со случаем использования обычного метода, когда a_i имеет δ -образный вид, в $\frac{N+1}{2}$ раз.

Функция разрешения спектрометра, определяемая сверткой

$$R(\tau) = \int_0^T S(t)S(t-\tau)dt, \quad /4/$$

в случае прямоугольной $s(t)$ /это соответствует, например, идеальному спектрометру с бесконечно узким коллиматором и прямоугольным элементарным интервалом прерывателя/ имеет вид прямоугольного пика с шириной ΔT . При ширине пучка, равной ширине элементарного интервала прерывателя, функция модуляции $S(t)$ имеет вид чередующихся треугольников и трапеций, при этом функция разрешения уширяется вдвое. Выигрыш в статистической точности корреляционного метода по сравнению с обычным продемонстрирован в ряде работ и здесь не рассматривается.

3. ПОГРЕШНОСТИ ПРИ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЯХ

Реальная функция разрешения в силу ряда причин может быть заметно искажена по сравнению с идеальной. Наиболее существенные причины следующие:

а/ Неточное совпадение временных каналов анализатора и соответствующих элементов модулирующей последовательности. Это особенно существенно для описываемой конструкции спектрометра, в которой прерыватель находится в вакууме, привод с помощью магнитной муфты является "мягким", поэтому жесткая стабилизация скорости вращения вала редуктора может не обеспечивать соответствующей стабильности вращения прерывателя. Кодировщик временного анализатора снабжен системой подстройки ширины канала анализатора к периоду вращения прерывателя /3/, максимальное рассогласование составляет 127 мкс за период, т.е. $\sim 1/10$ ширины канала. Такое рассогласование приводит к отмеченному несовпадению временных каналов анализатора и моментов прохождения соответствующих элементов прерывателя, причем этот сдвиг нарастает от начала к концу периода модуляции. На рис.2а показана функция разрешения, рассчитанная для такого случая наихудшего рассогласования. В случае нулевого сдвига функция разрешения имеет вид двух пиков с амплитудой по 0,5 в первом и последнем каналах /нормировка на единицу/. При допущенном в расчете рассогласовании появляются дополнительные

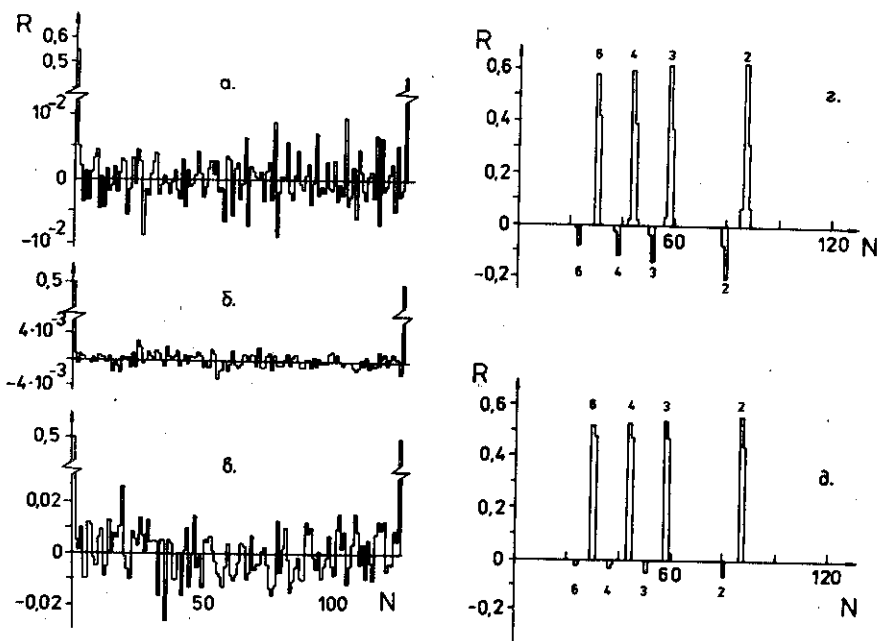


Рис.2. Расчетные функции разрешения спектрометра при различных допущениях: а/ периоды работы прерывателя и анализатора различаются на одну тысячную; б/ случайный разброс границ окон прерывателя в пределах $\pm 1,25\%$ от ширины элементарного интервала; в/ то же для разброса $\pm 12,5\%$; г/ спектры монохроматических нейтронов со скоростями 2,3,4,6 м/с, длина базы 18 см, ширина канала анализатора 1 мс и толщина прерывателя 0,8 мм; д/ то же при толщине прерывателя 0,2 мм.

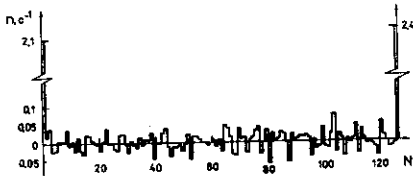
выбросы во всех каналах с амплитудой, достигающей 2% от высоты основных пиков. При измерениях, требующих более высокой точности, должно обеспечиваться лучшее согласование прерывателя и анализатора. Следует отметить, что реальное рассогласование меньше заложенного в расчете, т.к. при плавании частоты прерывателя в указанных пределах средний сдвиг меньше максимального.

б/ Точность механического изготовления и сборки прерывателя не может быть сколь угодно высокой. Разброс ширины окон прерывателя по сравнению с номинальной также должен иметь своим последствием искажение функции разрешения и увеличение дисперсии числа отсчетов в каналах. На рис.2б показана расчи-

танная функция разрешения для случайного равномерного разброса границ окон прерывателя в интервале $\pm 1,25\%$ от ширины элементарного интервала. Появляющиеся выбросы не превышают $0,5\%$ от высоты основных пиков. В принципе возможен и больший разброс, особенно при узком интервале. На рис. 2в приведена функция разрешения при $\pm 12,5\%$ -ном равномерном разбросе границ окон. Были рассчитаны 34 различных варианта случайного разброса ширины /для случая $1,25\%$ /, ни один из них не дал аномалию с существенно ухудшенной функцией разрешения. В этом смысле рис. 2б, в является типичным.

в/ Ненулевая толщина прерывателя особенно опасна в спектрометрии медленных нейтронов. При толщине прерывателя d , ширине прорези в прерывателе h и линейной скорости прерывателя w через прорезь не проходят нейтроны со скоростью $v \leq w \frac{h}{d}$, нейтроны с большими скоростями также частично поглощаются прерывателем. Это приводит к деформации функции разрешения и появлению отрицательных выбросов. Это иллюстрируется рис. 2г, д, где показаны рассчитанные спектры для нейтронов со скоростью 2,3,4,6 м/с при базе 18 см, $\Delta T = 1$ мс и толщинах прерывателя соответственно 0,8 и 0,2 мм. Видно, что каждый пик сопровождается отрицательным выбросом, отстоящим от основного на 8 каналов влево. Амплитуда выброса сильно возрастает с увеличением толщины прерывателя и уменьшением скорости нейтронов.

Рис. 3. Функция разрешения спектрометра, измеренная с помощью α -источника.



Аппаратурная функция разрешения определялась с помощью α -источника, располагаемого перед прерывателем и имитирующего нейтроны с очень высокой скоростью. На рис. 3 показана измеренная функция разрешения. Для изучения слабых пиков в спектрах необходимо усовершенствование конструкции в основном в отношении стабилизации вращения прерывателя.

4. ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРОВ УХН

Испытание спектрометра на нейтронах проводилось на канале УХН реактора СМ-2 НИИАР им. В.И.Ленина^{6/}. На рис. 4а показан спектр, измеренный по времени пролета УХН из нейтронотода. Перед прерывателем располагался многощелевой полиэтиленовый коллиматор размером 5x20 мм. На рис. 4б показан этот спектр, пре-

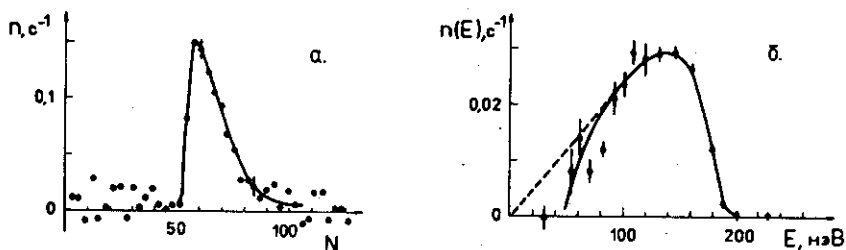


Рис. 4. Спектр УХН из нейтронотода, коллиматор — 5×20 мм, база 31 см: а/ измеренный по времени пролета, б/ пересчитанный на шкалу энергии.

образованный к виду $N(E)$. По форме полученный спектр качественно согласуется с измеренным с помощью гравитационного спектрометра, подобного описанному в ^{4/}.

5. ПРОХОЖДЕНИЕ УХН ЧЕРЕЗ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ФИЛЬТРЫ

Интерференционные явления в слоистых системах хорошо известны в оптике; в последнее время появляется интерес к ним в физике медленных нейтронов. Прохождение УХН через интерференционные фильтры изучалось группой Штайерла ^{5/} с помощью гравитационного дифрактометра. Фильтры, как и в ^{5/}, изготавливались путем последовательного вакуумного напыления слоев меди и алюминия на полированную пластину из кремния. Размер фильтров — 5×50 мм. На рис. 5 /кривая 3/ показан спектр, измеренный для неколлимированного пучка нейтронов, прошедших через чистую кремниевую пластину. Спектр занимает область в диапазоне энергий 55–195 нэВ. На рис. 5 и 6 показаны спектры нейтронов, прошедших через интерференционные фильтры. Кривые 1 рассчитывались по формулам, получаемым в результате решения одномерного уравнения Шредингера для ступенчатого потенциала, показанного на рис. 5а, 6а. Толщины слоев 2, 3 и 4 определялись их варьированием с целью достижения наилучшего согласия с экспериментом /минимизация χ^2 /. Кривые 2 вычислялись с предположением гауссовского разброса толщины слоя 3 $f(d_3) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(d_3 - d_3^0)^2}{2\sigma^2}\right]$, наиболее сильно влияющего на положение резонанса. При этом достигается лучшее согласие с измеренным спектром. Экспериментальные /с поправкой на функцию разрешения/ ширины резонансов при энергиях 122 /рис. 5/, 148 и 107 нэВ /рис. 6/ равны соответственно 15,9; 18,9 и 8,2 нэВ. Их следует сравнить с ширинами 11,2; 13,6 и 5,4 нэВ, ожидаемыми при $\sigma = 0$. Время жизни

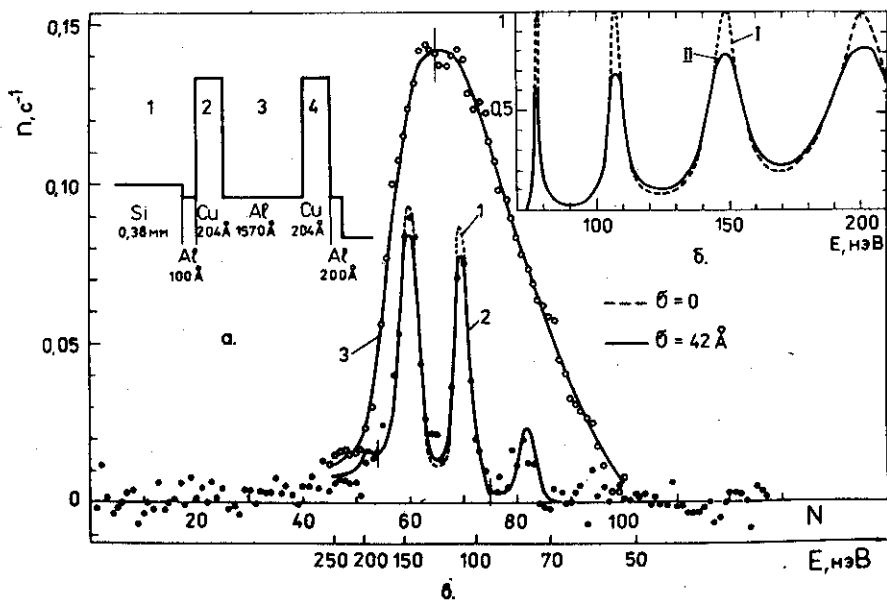


Рис.5. а/ Схема фильтра, б/ расчетный коэффициент прохождения УХН через фильтр, в/ спектр УХН, прошедших через фильтр /база 31 см/: 1 - теоретическая подгонка для идеального фильтра, 2 - подгонка с гауссовским разбросом ширины слоя 3 при $\sigma = 42 \text{ \AA}$, 3 - спектр УХН, прошедших через Si-пластину.

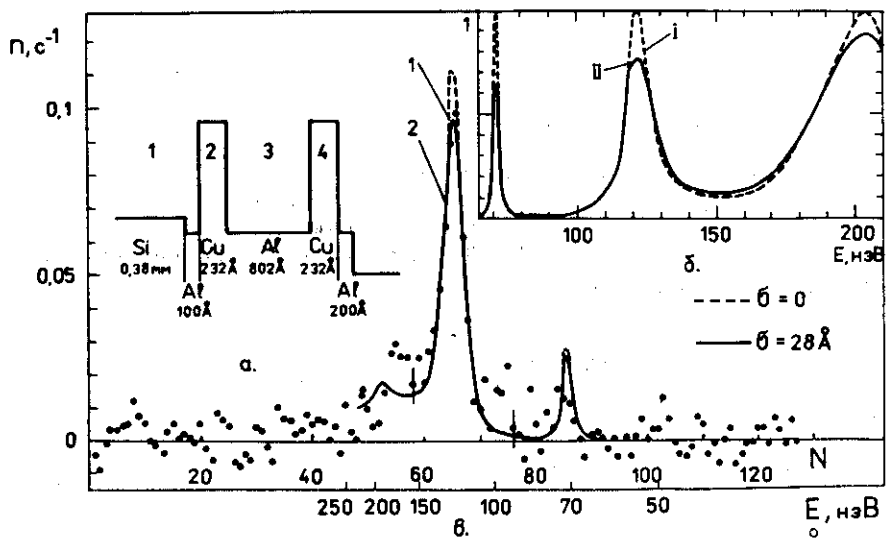


Рис.6. То же, что на рис.5, но для другого фильтра, $\sigma = 28 \text{ \AA}$.

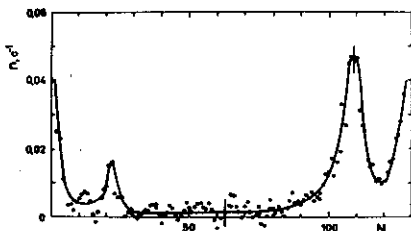


Рис.7. Спектр УХН, прошедших через фильтр, показанный на рис.5, база 56 см.

резонанса с шириной $2\Gamma=8$ нэВ, вычисляемое по формуле $\tau=\hbar/\Gamma$, составляет $\sim 1,5 \cdot 10^{-7}$ с, что примерно в 3 раза больше времени прямого прохождения нейтроном слоя 3 /квасисвязанное состояние нейтрона в веществе/. На рис.7 показан спектр, полученный после пропускания УХН через фильтр /рис.5/ при большей базе, - 56 см. То обстоятельство, что исходный спектр ограничен с обеих сторон, позволяет проводить измерения в режиме рециркуляции, когда импульсы от нейтронов со временем пролета, большим периода T , попадают в свободную зону в первых каналах анализатора.

Энергетическое разрешение спектрометра, вычисляемое по формуле

$$\Delta E = 8,75 \cdot 10^{-2} \frac{\Delta t}{L} E^{3/2},$$

где E - энергия нейтрона в нэВ, Δt - временное разрешение в мс, L - длина пролетной базы в см, составляет, например, $\Delta E=3,13$ нэВ при $\Delta t=2$ мс /два канала анализатора/, $L=56$ см, $E=100$ нэВ.

6. ПРИЛОЖЕНИЕ

Здесь описаны процедуры расчета погрешностей корреляционного метода, перечисленных в пункте 3. Представим, что периоды вращения прерывателя и анализатора не совпадают: $T_{\text{пр}} \neq T_{\text{ан}}$. Тогда $T_{\text{пр}} = N \cdot \Delta T_{\text{пр}}$; $T_{\text{ан}} = N \cdot \Delta T_{\text{ан}}$. Функция разрешения спектрометра в соответствии с /4/

$$R_k(\Delta T_{\text{ан}}) = \sum_{i=0}^{N-1} a_i'(\Delta T_{\text{ан}}) Z_{i+k}(\Delta T_{\text{пр}}),$$

где

$$Z_j(\Delta T_{\text{пр}}) = \int_{(j-1)\Delta T_{\text{ан}}}^{j\Delta T_{\text{ан}}} I(t, \Delta T_{\text{пр}}) dt, \quad /5/$$

а

$$I(t, \Delta T_{\text{пр}}) = I(t, \frac{N+P}{N} \Delta T_{\text{ан}}) - \quad /6/$$

модуляционная функция прерывателя, если ввести $P = (T_{\text{пр}} - T_{\text{ан}}) / \Delta T_{\text{ан}}$. При $P < 0$ стартовый сигнал очередного оборота прерывателя прекращает счет в последнем канале анализатора, и для $t > T_{\text{пр}}$ принимаем $I(t, \Delta T_{\text{пр}}) = 0$.

При расчете влияния на функцию разрешения неточности изготовления окон прерывателя разыгрывалось случайное отклонение $-l_j$ конца каждого элементарного интервала /являющегося одновременно началом следующего интервала/ от идеального положения. С целью удобства математического моделирования каждый элементарный интервал прерывателя делился на две части серединой элемента идеального прерывателя, и отдельно рассматривались функции пропускания последовательности начальных $M(t)$ и конечных $L(t)$ частей элементов прерывателя. Тогда

$$I(t) = M(t) + L(t) = M_{j-2}(t, l_{j-2}) + M_{j-1}(t, l_{j-1}) + M_j(t, l_j) + \\ + L_{j-1}(t, l_{j-1}) + L_j(t, l_j) + L_{j+1}(t, l_{j+1}), \quad /7/$$

где $M_k(t, l_k)$ и $L_k(t, l_k)$ - функции пропускания соответственно начальных и конечных частей k -того элемента прерывателя. Конецная толщина прерывателя приводит к частичному или полному поглощению нейтронов, что эквивалентно эффективному сужению j -окна последовательности, предшествующего перегородке в $j+1$ элементе прерывателя, или относительному сдвигу границы j -окна на величину $l_j = \frac{wd}{vh}$, где w - линейная скорость прерывателя, d - толщина, h - ширина элемента прерывателя, v - скорость нейтрона. Функция разрешения вычислялась в соответствии с /6/ и /7/.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить В.И. Лущикова за поддержку работы. Авторы признательны И.П. Барабашу, О.И. Елизарову, В.Е. Новожилову и В.Д. Шибяеву за разработку электроники спектрометра и В.И. Морозову за предоставление возможности проведения измерений на канале УХН реактора СМ-2 НИИАР /6/. Авторы благодарят также А.В. Стрелкова за помощь.

ЛИТЕРАТУРА

1. Цитович А.П. ПТЭ, 1976, №1,7.
2. Novoroltsev M.I., Pokotilovskii Yu.N. Nucl.Instr.Meth., 1980, 171, p.497.
3. Барабаш И.П. и др. ОИЯИ, 11-12423, Дубна, 1979.
4. Groshev L.V. et al. Phys.Lett., 1971, 34B, p.243; ОИЯИ, P3-5392, Дубна, 1970.
5. Steinhauser K.-A. et al. Phys.Rev.Lett., 1980, 44, p.1306.
6. Kosvintsev Yu.Yu. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1977, vol.143, p.133.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 декабря 1981 года.