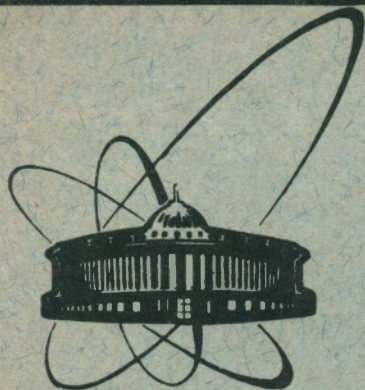


91-182



**сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна**

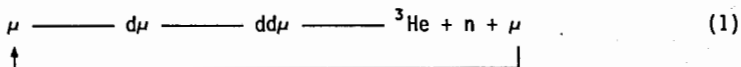
P13-91-182

**В.Г.Зинов, А.Д.Конин, Л.Марциш, А.И.Руденко,
В.В.Фильченков**

**ВРЕМЕННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ С НЕЙТРОННЫМ
СПЕКТРОМЕТРОМ ПОЛНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ**

1991

Для эффективной реализации методики регистрации многоцикловых актов мюонного катализа ядерных реакций синтеза в дейтерии^[1] по каналу



нами были разработаны и созданы детекторы нейтронов полного поглощения^[2] с объемом сцинтиллятора NE-213 12 л (ϕ 31x16 см³). С их помощью проведен цикл работ с газовыми дейтериевыми мишенями высокой плотности (давление до 1,5 кбар)^[3,4]. В работах^[2,5,6] нами были подробно изучены характеристики спектрометра, связанные с его эффективностью, амплитудным разрешением, энергетической калибровкой и нейтрон-гамма разделением. Проведение актуальных в настоящее время экспериментов^[4] по изучению спиновых эффектов в процессе (1) потребовало более точного знания временных характеристик детекторов. В этих экспериментах нам необходимо выделять быстрые процессы (20-30 нс), обусловленные переходами между уровнями сверхтонкой структуры $d\mu$ -атома, на фоне относительно медленных процессов, определяемых образованием мюонных молекул (1 мкс). В связи с этим нами были выполнены как специальные измерения, так и необходимые расчеты.

Временное разрешение детектора определяется, в основном, двумя факторами. Во-первых, разбросом времени срабатывания формирователя логических импульсов, обусловленного разбросом амплитуд входных сигналов. Измерения с радиоактивным источником Co^{60} в "стандартной" постановке (схема измерений приведена на рис. 1) показали, что этот эффект приводит к временному распределению $f_d(t)$ с шириной на полувысоте всего 3,1 нс (рис. 2).

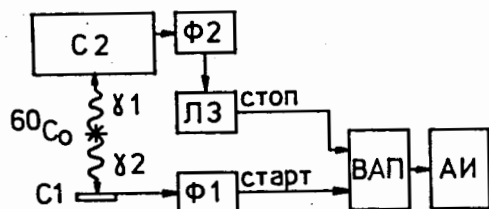


Рис. 1. Схема измерений временного разрешения нейтронного детектора. С1 - детектор с тонким сцинтиллятором; С2 - детектор нейтронов полного поглощения; $\Phi 1, \Phi 2$ - логические формирователи; ЛЗ - линия задержки; ВАП - время - амплитудный преобразователь; АИ - амплитудный анализатор.

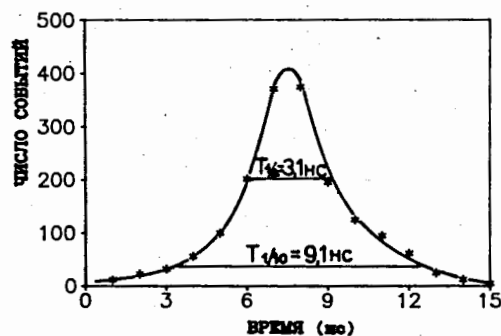


Рис. 2. Временное разрешение нейтронного детектора, измеренное с источником Co^{60} .

Конечная величина времени пролета нейтрона от мишени до детектора (нейтрон с энергией $E_n = 2,5$ МэВ из реакции (1) пролетает расстояние 10 см за 5 нс) и разброс расстояний от точки образования нейтрона до точки его первого взаимодействия в детекторе приводят к смещению нуля времени и дополнительному временному разбросу. Вид соответствующей функции разрешения $f_n(t)$ был найден в ходе модели-

рования процессов взаимодействия нейтронов с веществом мишени, промежуточных сред и в самом нейтронном детекторе. Для этой цели была использована программа вычисления^[5] эффективности регистрации нейтронов с включением в нее блока подсчета времени пролета нейтрона. В согласии с нашими оценками, среднее положение указанной функции оказалось смещенным на $\Delta t_n = 8$ нс, а сама она - асимметричной. Величина асимметрии зависит от порога регистрации нейтронов и уменьшается с его возрастанием. На рис. 3 показано расчетное временное распределение для порога 150 кэВ (эквивалентная энергия электрона). Из рисунка следует, что среднее значение больше наиболее вероятного примерно на 1 нс, а ширина на полувысоте составляет $\sigma_n = 5,6$ нс.

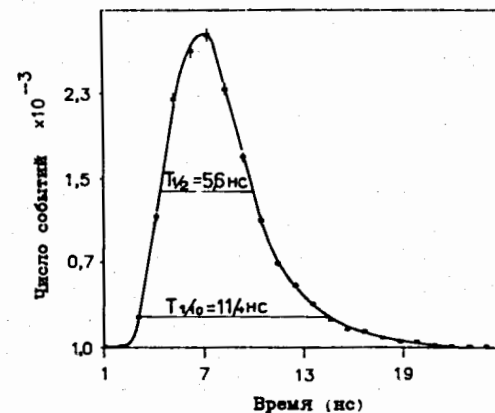


Рис. 3. Расчетная функция временного разрешения нейтронного детектора, обусловленного конечным временем пролета нейтрона.

Наконец, система измерения времени с несинхронизированной серией генератора с частотой 100 МГц характеризуется аппаратурной линией (f_a) в виде треугольника с шириной на полувысоте 10 нс.

Суммарная функция временного разрешения $f(t)$ была получена путем свертки всех трех функций: f_d , f_n и f_a . Свертка осуществлялась двумя способами - численно с шагом 1 нс и методом Монте-Карло, результаты оказались практически совпадающими. Вид функции $f(t)$ показан на рис. 4. По своей форме она оказалась близкой к гауссову распределению со среднеквадратичным отклонением $\sigma = 5,6$ нс.

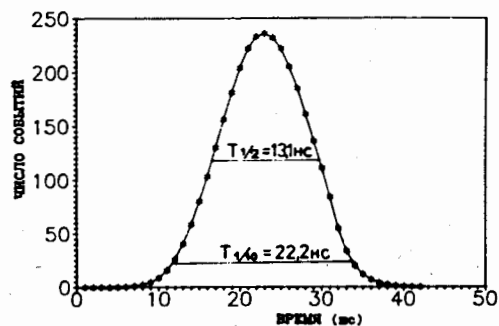


Рис. 4. Суммарная функция временного разрешения.

В экспериментах^[3,4] изучаются временные распределения нейтронов из реакции (1). Эти распределения описываются в виде суммы нескольких экспонент с различными показателями λ_k :

$$F(A_k, \lambda_k; t) = \sum_k A_k \exp(-\lambda_k t). \quad (2)$$

Функция $F(t)$ используется в анализе измеренных распределений с целью нахождения оптимальных значений параметров A_k и λ_k . Очевидно, для спектров с показателями λ , близкими по порядку величины с величиной временного разрешения, тем более при включении в анализ начального участка спектра (малых времен), необходимо учитывать функцию временного разрешения. С этой целью мы "свернули" выражение (2) с гауссовым распределением. Свертка осуществлялась непосредственно в ходе фитирования экспериментальных данных по алгоритму (для простоты изложения здесь рассматривается лишь одна экспонента):

$$Y_m = 10 \sum_{i=0}^{z+50} \sum_{j=-9}^{10} A \exp(-\lambda t) \exp[-(z_m - i - j + 1)^2 / 2\sigma^2] (1 - 0,1|j - 0,5|) (2\pi)^{1/2} \sigma, \quad (3)$$

$$z_m = 10 m - t_0 \text{ (нс)},$$

где m — номер "текущего" канала временного кодировщика. В ходе анализа варьировались не только значения физических параметров, но также и значения t_0 и σ . Таким образом, единственным предположением относительно функции временного разрешения было то, что она имеет вид гауссова распределения. Для проверки возможного влияния некоторой неучтенной асимметрии в $f(t)$ мы профитировали согласно (3)

временные распределения, полученные методом Монте-Карло и размытые функцией $f_n(t)$. Оказалось, что найденные в ходе анализа значения физических параметров — амплитуды и показателя экспоненты отличаются от заданных в программе моделирования величин не более, чем на 1%.

Из вида выражения (3) следует, что свертка осуществлялась путем численного суммирования с шагом 1 нс. Использование шага суммирования 2 нс изменяет конечные результаты не более, чем на 1-2% (для показателя экспоненты 20-30 нс). Для повышения скорости обработки и автоматического контроля алгоритма свертки численное интегрирование (3) проводилось лишь для интервалов времени $|t - t_0| < 50$ нс. При $t > 50$ нс "включался" обычный (без свертки) фит с использованием выражения (2). При этом не возникало никаких проблем с "сшиванием" участков спектра, анализируемых по разным алгоритмам. Как отмечалось выше, определение нуля времени для измеренных спектров производилось в ходе анализа экспериментальных данных. При этом достигалась точность не хуже 0,2 нс. Смещение нуля, обусловленное временем пролета нейтрона, учитывалось автоматически. Важно, что при этом происходила и корректировка возможного сдвига нуля за счет некоторых особенностей цикла катализа (конечное время термализации мю-атомов и ядерной реакции синтеза).

В то же время мы полагали важным иметь возможность независимого определения момента времени, соответствующего остановке мюона в мишени (начало цикла). С этой целью тем же нейтронным детектором регистрировались мезорентгеновские γ -кванты, обусловленные остановками мюонов в стенках мишени (Ni, Cr), и измерялось их временное распределение. Это давало нам возможность: 1) осуществлять контроль стабильности аппаратуры; 2) правильно интерпретировать положение нуля времени нейтронных спектров, в том числе и для изучения эффектов термализации мюонных атомов.

Результаты измерений, выполненных в ходе продолжительного (150 часов) сеанса на ускорителе, свидетельствуют о том, что стабильность нуля времени аппаратуры, включая детектор нейтронов и систему измерения времени, была не хуже, чем 0,2 нс. Для ширины функции распределения получены значения, близкие к ожидаемым из методических исследований.

На рисунке 5 показано экспериментальное временное распределение нейтронов из реакции (1). Линией обозначена аппроксимирующая функция вида (3), где для функции F бралась сумма трех экспонент с по-

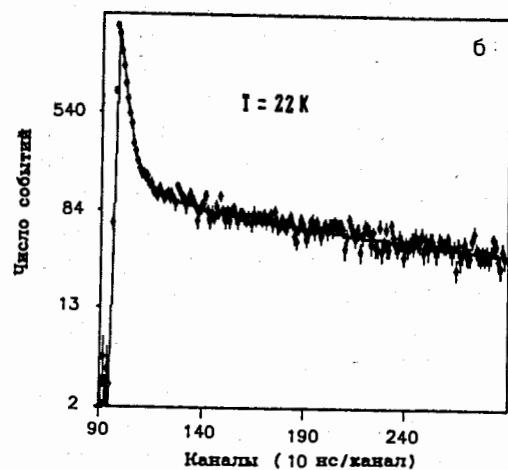
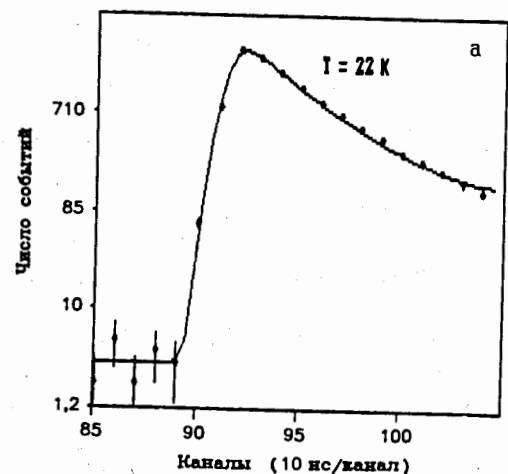


Рис. 5. Временной спектр нейтронов из реакции (1), измеренный в экспозиции с жидким дейтерием: а) начальная часть спектра (до 150 нс), б) полный спектр.

казателями $\lambda_1 = 40 \text{ мкс}^{-1}$, $\lambda_2 = 0,5 \text{ мкс}^{-1}$ (искомые параметры) и $\lambda_3 = 5 \text{ мкс}^{-1}$. Для «быстрой» экспоненты, наиболее интересной с точки зрения физики изучаемого процесса, получена точность в определении ее амплитуды и показателя, равная 2-3%. Это позволило получить новые важные результаты изучения спиновых эффектов в резонансном образовании мюонных молекул дейтерия^[4].

Авторы выражают благодарность С. А. Ивановскому, С. Б. Карпову и О. А. Юрину за помощь при проведении работы.

Литература

1. Зинов В. Г., Сомов Л. Н., Фильченков В. В. Препринт ОИЯИ Р15-82-478, Дубна, 1982; Атомная Энергия, 1985, т. 58, с. 190.
2. Dzheleпов V.P. et al. Nucl. Instr. & Meth., 1988, v.A269, p.634.
3. Bystritsky V.M. et al. in Muon Catalyzed Fusion, Sanibel Island ed. S.E. Jones, J. Rafelsky, H.J. Monkhorst (AIP Conf. Proc.No.81), New-York : Am.Inst.Phys.(1989), p.17.
4. Dzheleпов V.P. et al. Preprint JINR, E15-91-181, Dubna, 1991.
5. Filchenkov V.V., Marczis L., Communications JINR, E13-88-566, Dubna, 1988.
6. Filchenkov V.V., Konin A.D., Rudenko A.I. Nucl.Instr.& Meth., 1990, v.A294, p.504.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 апреля 1991 года.

Зинов В.Г. и др.
Временные измерения с нейтронным
спектрометром полного поглощения

P13-91-182

Исучены временные характеристики сцинтилляционного спектрометра нейтронов полного поглощения с объемом сцинтиллятора NE-213 12 л. Найдена функция временного разрешения спектрометра и описан способ включения ее в анализ экспериментальных временных распределений. Полученные результаты использованы при изучении спиновых эффектов в процессе резонансного образования мюонных молекул дейтерия. Показано, что параметры короткоживущей компоненты ($\tau = 20-30$ нс) нейтронного спектра измеряются с точностью 2-3%.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1991

Перевод авторов

Zinov V.G. et al.
Time Measurements with a Total-Absorption
Neutron Spectrometer

P13-91-182

The time characteristics of a total-absorption scintillation neutron spectrometer with a scintillator volume (NE-213) of 12 l was studied. The time resolution function of the spectrometer was found and the way of its inclusion into the analysis of experimental time distributions is considered. The obtained results were used in the study of the spin effects in the process of resonant muonic molecule formation of deuterium. It is shown that the parameters of the short lived component ($\tau = 20-30$ ns) of the neutron spectra were measured with an accuracy of 2-3%.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1991