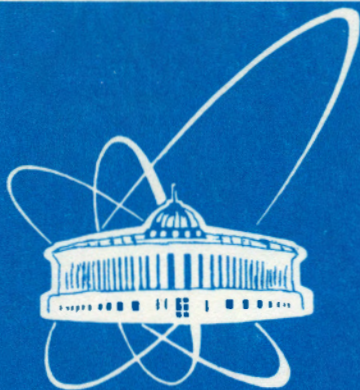


98-347



СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

98-347

P13-98-347

Т.Н.Мамедов, В.Г.Гребинник, К.И.Грицай, С.А.Густов,  
В.Н.Дугинов, В.А.Жуков, В.Г.Ольшевский,  
И.В.Мирохин, А.В.Стойков

$\mu$ SR-УСТАНОВКА

НА ПУЧКЕ «ПОВЕРХНОСТНЫХ» МЮОНОВ  
ФАЗОТРОНА ЛЯП ОИЯИ

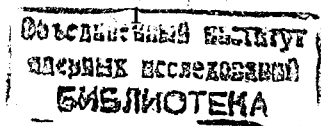
1998

Использование пучков “поверхностных” [1] мюонов, благодаря их высокой интенсивности и малому пробегу таких мюонов в веществе, позволяет существенно расширить диапазон исследований конденсированного состояния вещества, проводимых по  $\mu$ SR-методике [2]. Например, становится возможным проведение исследований в газах при низких давлениях и в пленочных материалах.

“Поверхностные” мюоны получают отбором мюонов от распада термализованных положительных пионов вблизи поверхности мезонообразующей мишени. Такие мюоны имеют максимальные энергию и импульс 4.19 МэВ и 29.7 МэВ/с соответственно, их пробег в полиэтилене составляет  $\sim 130$  мг/см<sup>2</sup>. Пучок “поверхностных” мюонов, если не принимать специальные меры, содержит высокую примесь позитронов (до 99% от состава частиц, захватываемых в канал пучка). Для очистки от примеси позитронов применяют сепараторы – устройства со скрещенными электрическим и магнитным полями, разделяющие частицы по их скоростям. Часто эти устройства выполняют еще одну функцию – осуществляют поворот спина мюона по отношению к направлению его импульса на 90 градусов. Такие устройства принято называть спин-ротаторами. Применение спин-ротаторов позволяет уменьшить примесь позитронов в пучке “поверхностных” мюонов до 1%.

На фазотроне ЛЯП ОИЯИ за счет использования широкоугольной магнитной оптики создан интенсивный пучок “поверхностных” мюонов [3]. Очистка пучка от примеси позитронов осуществляется за счет разделения подторможенных частиц по импульсу путем отклонения их на угол 90° в однородном магнитном поле поворотного магнита. Данный вариант магнитного сепаратора позволяет получать пучки с импульсом 20-25 МэВ/с. Отношение числа мюонов к числу позитронов в области максимального выхода мюонов равно 1:3 и меняется от 1:2 до 1:40 в диапазоне изменения тока поворотного магнита. При значении импульса пучка 21 МэВ/с импульсный разброс составляет 9.5%, максимальная интенсивность потока мюонов –  $4 \cdot 10^3$  см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup> мкА<sup>-1</sup>, размеры пучка (ширина на полувысоте) – 71 мм по горизонтали и 80 мм по вертикали, примесь позитронов  $\sim 70\%$ . При работе на таком пучке в спектрометре необходимо предусмотреть возможность отличать падающие на мишень позитроны от мюонов. В противном случае в  $\mu$ SR-спектре фон будет многократно превышать количество полезных событий, и проведение исследований будет практически невозможно. Отсутствие спин-ротатора накладывает существенные ограничения на конструкцию  $\mu$ SR-спектрометра: необходимо телескоп, регистрирующий позитроны от распада мюонов, располагать на оси пучка, так как при расположении телескопа перпендикулярно оси пучка проведение так называемых ZF (нулевое поле) и LF (продольное по отношению к направлению спина мюона внешнее магнитное поле) измерений исключается.

В настоящей работе представлено описание  $\mu$ SR-спектрометра, работающего на пучке “поверхностных” мюонов со значительной примесью позитронов. Работа спектрометра была исследована в условиях, когда разделение мюонов и позитронов пучка осуществлялось по потерям энергии в счетчиках мюонного телескопа, регистрирующего входящие в образец частицы, а также по времени прихода частиц относительно высокочастотного сигнала ускорителя. (В сцинтилляторе толщиной 200 мкм потери энергии (dE/dx) для мюонов энергией 2-4 МэВ будут в четыре-пять раз больше, чем потери энергии для позитронов с энергией 20-25 МэВ). Подавление



ние фона случайных совпадений в  $\mu$ SR-спектрах, обусловленного регистрацией позитронов пучка позитронным телескопом, осуществлялось антисовпадениями сигналов позитронного телескопа с импульсами счетчиков мюонного телескопа.

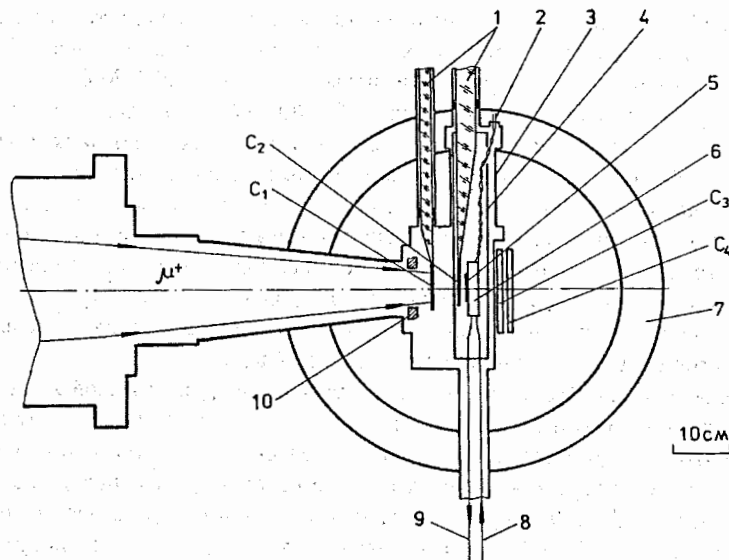


Рис. 1: Схематический чертеж  $\mu$ SR-установки на пучке "поверхностных" мюонов фазотрона ЛЯП ОИЯИ

Размещение  $\mu$ SR-спектрометра на пучке "поверхностных" мюонов фазотрона ЛЯП ОИЯИ схематически изображено на рис.1. Спектрометр состоит из четырех сцинтилляционных счетчиков  $C_1$ – $C_4$ , расположенных на оси пучка; криостата 3, позволяющего менять температуру мишени в широком диапазоне (от комнатной до температуры жидкого гелия), и катушки Гельмгольца 7 для создания магнитного поля на мишени. Пара тонких сцинтилляционных счетчиков  $C_1$ ,  $C_2$ , расположенных внутри криостата, составляет мюонный телескоп, и служит для регистрации падающих на мишень частиц и разделения мюонов и позитронов пучка по потерям энергии ( $dE/dx$ ) в сцинтилляторе. Два счетчика  $C_3$ ,  $C_4$ , расположенные вне криостата, составляют телескоп для регистрации позитронов от распада мюонов, остановившихся в образце.

Криостат 3 соединен с выходом канала мюонного тракта и имеет общий с ним вакуумный объем. Откачка канала и криостата обеспечивается форвакуумными насосами, остаточное давление в канале  $\sim 1$  мм рт.ст. Пучок коллимируется латунным коллиматором 10 диаметром 70 мм. Исследуемый образец 5 приклеивается к медной подложке 6, охлаждаемой потоком паров жидкого азота или гелия (подводящие трубки показаны цифрами 8 и 9). При гелиевых температурах преду-

смотрена возможность изолирования вакуумного объема криостата от объема мюонного канала с целью получения более высокого вакуума в криостате; при этом сцинтилляционный счетчик  $C_2$ , находящийся в непосредственной близости от мишени, охлаждается до азотной температуры за счет теплового контакта с азотным экраном 4. Температура медной подложки измеряется температурным датчиком, соединенным через вывод 2 с измерительным прибором.

При выборе толщины сцинтилляторов счетчиков мюонного телескопа необходимо было удовлетворить двум противоположным требованиям: с одной стороны, счетчики должны быть как можно тоньше для уменьшения количества вещества на пути мюонов пучка, с другой стороны, эффективность регистрации мюонов пучка должна быть близка к единице. Счетчик  $C_1$  имеет диаметр 70 мм и толщину 0.1 мм, а счетчик  $C_2$  – диаметр 56 мм и толщину 0.2 мм. Счетчики обернуты одним слоем алюминизированного майлара толщиной  $4.3$  мг/см<sup>2</sup> и слоем черной бумаги толщиной  $2.1$  мг/см<sup>2</sup>. Количество вещества на пути мюонов после поворотного магнита до образца составляет  $\sim 56$  мг/см<sup>2</sup>, а полный пробег мюонов с импульсом 25 МэВ/с (максимальный импульс, на который может быть настроен поворотный магнит)  $\sim 75$  мг/см<sup>2</sup>. Сигнал с ФЭУ счетчиков  $C_1$ ,  $C_2$  усиливается усилителями, смонтированными в одном корпусе с ФЭУ. Счетчики позитронного телескопа  $C_3$ ,  $C_4$  имеют размеры  $150 \times 150 \times 10$  мм. В счетчиках  $C_1$ ,  $C_2$  использованы малошумящие ФЭУ типа XP2982, в счетчиках  $C_3$  и  $C_4$  – типа ФЭУ-30.

Аналоговые сигналы со счетчиков передаются на систему сбора и накопления информации. Все электронные блоки, входящие в состав системы, выполнены в стандарте КАМАК и занимают четыре крейта. В состав системы сбора и накопления информации входят: а) спектрометрические усилители и формователи; б) преобразователи время-код и заряд-код; в) триггер, реализующий логику отбора событий и управляющий работой преобразователей; г) система автоматизированного измерения и стабилизации температуры образца. Управление системой сбора и накопления информации осуществляется от персонального компьютера в операционной системе UNIX FreeBSD (об использовании операционной системы UNIX FreeBSD для управления  $\mu$ SR-экспериментом см. работы [4, 5]).

На рис.2 изображена схема триггера, осуществляющего на основе входных сигналов со счетчиков  $C_1$ – $C_4$  и сигнала ВЧ (высокой частоты) ускорителя выработку сигналов, управляющих работой кодировщиков. В схеме триггера использованы электронные блоки в стандарте КАМАК, в основном разработанные в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований: кодировщики прямого заполнения ВЦП( $\mu$ SR) и ВЦП(TOF) типа КА304 [6], работающие в паре с кварцевым генератором KB311 [7]; преобразователь заряд-код КА010 [8]; формователи с фиксированным порогом Ф1–Ф5 типа КЛ353 [9] в качестве приемников аналоговых сигналов со счетчиков; программируемые матрицы М1 и М2 типа КЛ328 [10] для анализа комбинаций входных сигналов; СС1–СС5 – модули типа КЛ354 [9] в качестве схем совпадений, схем "ИЛИ" и формователей длительности импульсов; управляемые по магистрали КАМАК линии задержки ЛЗ1–ЛЗ14 типа КЛ355 [9]. Также были использованы модули оригинальной разработки: обновляторы ОБ охраны "До", ворот и охраны "2е"; блок деления частоты "f/64".

Ниже приведено описание логики работы триггера, при этом приняты следую-

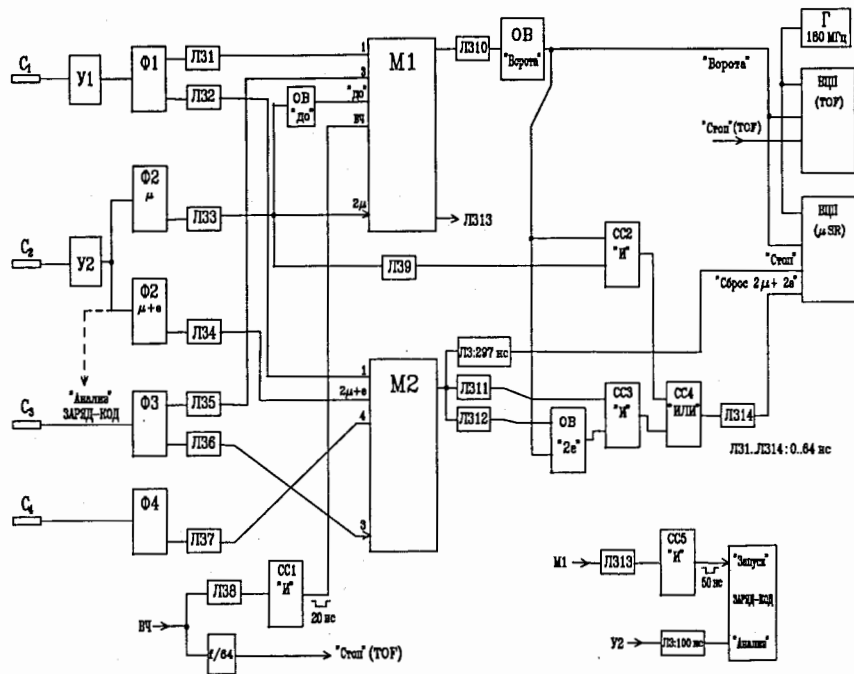


Рис. 2: Схема триггера, реализующего логику выработки сигналов, управляющих работой преобразователей время-код (ВЦП) и преобразователя заряд-код. На схеме обозначены: У1-У2 – спектрометрические усилители; Ф1-Ф4 – формирователи с фиксированным порогом; ЛЗ – линии задержки; СС – схемы совпадений, схемы “ИЛИ” и формирователи длительности импульсов; М1-М2 – матрицы с программируемыми логическими функциями; ОВ – одновибраторы; Г – кварцевый генератор; f/64 – схема деления на 64 высокой частоты ускорителя

щие обозначения сигналов: 1,  $2\mu$ ,  $2\mu+e$ , 3, 4 – сформированные сигналы сцинтилляционных счетчиков; G (“Gate”) – “Ворота”; В (“Before”) – сигнал одновибратора охраны “До”; А (“Accelerator”) – сигнал высокой частоты (ВЧ) ускорителя; S (“Stop”) – “Стоп”;  $R_{2\mu}$  (“Reset  $2\mu$ ”) – “Сброс  $2\mu$ ”;  $R_{2e}$  (“Reset  $2e$ ”) – “Сброс  $2e$ ”; L (“Latch”) – сигнал одновибратора охраны “ $2e$ ”.

Для управления кодировщиком ВЦП ( $\mu$ SR) при наборе  $\mu$ SR-спектров триггер осуществлял выработку управляющих сигналов “Ворота”, “Стоп” и “Сброс  $2\mu + 2e$ ”.

Сигнал “Ворота” вырабатывался матрицей М1 и соответствовал остановке мюона в мишени при условии, что с момента регистрации предшествующего мюона прошло не менее 10 мкс (это время задавалось длительностью импульса одновибратора с продлением охраны “До”). Были опробованы следующие варианты формирования сигнала ворот:  $G=(2\mu)-3-B$ ,  $G=1(2\mu)-3-B$  и  $G=1(2\mu)-3-B-A$ . (Знак ми-

нус перед буквой или цифрой, обозначающей сигнал, означает, что рассматриваются антисовпадения с данным сигналом. Символ сигнала, заключенный в круглые скобки, означает, что формирование указанной комбинации происходит по переднему фронту данного сигнала). Положение сигнала ускорителя А относительно переднего фронта стробирующего матрицу сигнала  $2\mu$  подбиралось изменением длительности задержки ЛЗ8. Длительность сигнала ворот определялась длительностью импульсов одновибратора ОВ “Ворота” и составляла 10 мкс.

Сигнал “Стоп” формировался матрицей М2 по переднему фронту импульса формирователя Ф3 и соответствовал распаду мюона:  $S=-1-2\mu+e(3)4$  или  $S=-2\mu+e(3)4$ .

Сигнал “Сброс  $2\mu$ ” соответствовал приходу 2-го мюона в течение интервала ворот:  $R_{2\mu}=2\mu G$ . Сигнал “Сброс  $2e$ ” означал появление позитрона распада в интервале времени действия сигнала одновибратора охраны “ $2e$ ”:  $R_{2e}=SL$ . (Одновибратор охраны “ $2e$ ” устанавливал логический уровень “1” после того, как в течение интервала ворот появлялся 1-й сигнал “Стоп” и сбрасывался в “0” по окончании действия сигнала ворот:  $L=GS$ ). Сигнал “Сброс  $2\mu + 2e$ ” являлся логической суммой сигналов “Сброс  $2\mu$ ” и “Сброс  $2e$ ”:  $R_{2\mu+2e}=R_{2\mu}+R_{2e}$ .

При наборе времяпролетных спектров сигнал “Стоп” (TOF) получался делением частоты ускорителя на 64 и подавался непосредственно на кодировщик - ВЦП (TOF).

В процессе настройки триггера изучались два способа подавления ложных запусков ворот позитронами пучка:

- выделение “мюонных” импульсов из общей последовательности импульсов счетчика  $S_2$  осуществлялось по амплитуде;
- разделение импульсов счетчика  $S_2$  на “мюонные” и “позитронные” осуществлялось по времени их прихода относительно ВЧ-сигнала ускорителя.

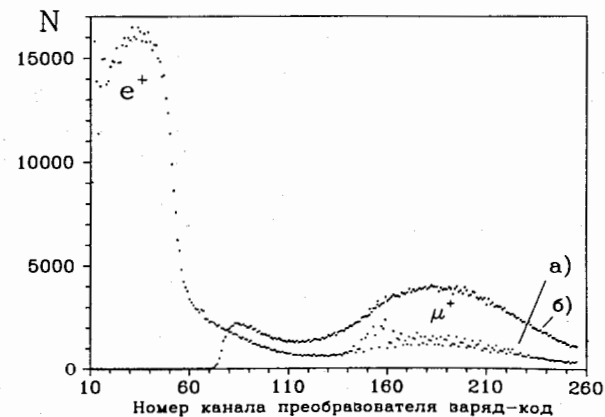


Рис. 3: Амплитудные спектры сигналов счетчика  $S_2$  при низком (а) и высоком (б) порогах формирователя  $\Phi_{2\mu}$ , стробирующего работу преобразователя заряд-код

При наборе амплитудных спектров аналоговый сигнал счетчика  $C_2$  разветвлялся на два, при этом один из сигналов подавался на вход "Анализ" преобразователя "Заряд-код", а другой на формирователь  $\Phi_{2\mu}$  и после дополнительной формирования по длительности схемой СС5 ( $\tau_n \sim 50$  нс) подавался на вход "Запуск" преобразователя. Положение во времени сигнала запуска подбиралось изменением длительности задержки ЛЗ13 таким образом, чтобы анализируемый аналоговый сигнал приходил в течение времени его действия. На рис.3 приведены амплитудные спектры сигналов счетчика  $C_2$  мюонного телескопа при низком (рис.3а) и высоком (рис.3б) порогах формирователя  $\Phi_{2\mu}$ . Из рисунка видно, что амплитуды сигналов, соответствующих прохождению мюонов через счетчик  $C_2$ , намного превышают амплитуды сигналов от позитронов и хорошо отделяются от последних.

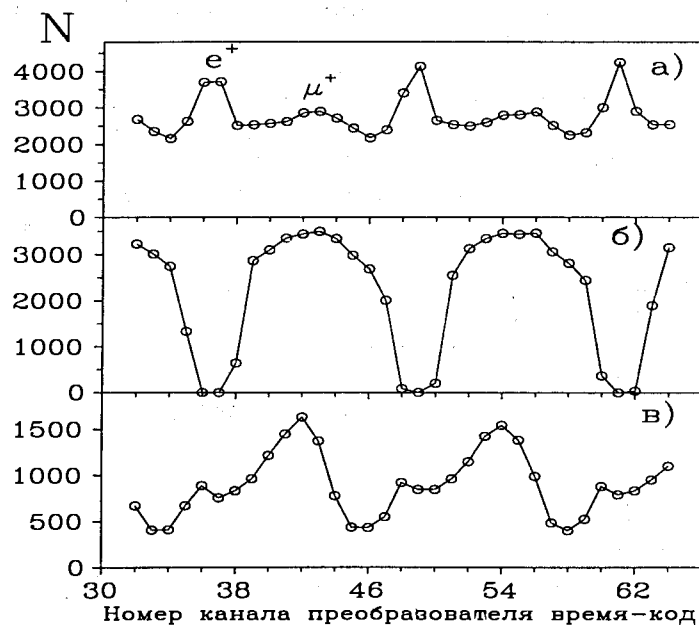


Рис. 4: Фрагмент времяпролетных спектров ("Ворота" – сигнал счетчика  $C_2$ , "Стоп" – ВЧ-сигнал ускорителя): а) исходный спектр при низком пороге формирования сигналов счетчика  $C_2$ ; б,в) различные способы подавления позитронов пучка в стартовом канале триггера: по времени пролета (б) и за счет амплитудного отбора (в)

При времяпролетном анализе сформированные по амплитуде и длительности сигналы счетчика  $C_2$  подавались на стробирующий вход матрицы М1. На один из входов матрицы подавался сигнал ускорителя А, сформированный по длительности схемой СС1, работающей в режиме формирователя длительности. Подбирались как длительность сигнала А, так и время его прихода относительно сигнала  $2\mu$ , что достигалось подбором длительности задержки схемы ЛЗ8. Набор время-

пролетных спектров осуществлялся с использованием преобразователя время-код ВЦП(ТОF). Сигнал "Ворота" формировался как:  $G=(2\mu)$  или  $G=(2\mu)-A$ . Сигналом "Стоп" служил сигнал ускорителя, деленный по частоте на 64. На рис.4 а-в приведены времяпролетные спектры. ТОF-спектр на рис.4 а получен при низком пороге формирователя  $\Phi_{2\mu}$  ( $G=(2\mu)$ ), при этом в спектре присутствует "мюонный" пик, пик "мгновенных" позитронов и постоянная компонента, обусловленная позитронами от распада мюонов в объеме мезонообразующей мишени (о структуре сепарированного пучка "поверхностных" мюонов см. работу [11]). На спектре рис.4б пик мгновенных позитронов подавлен по времени пролета ( $G=(2\mu)-A$ ), однако вклад "задержанных" позитронов практически не изменился. В ТОF-спектре на рис.4в за счет амплитудного выделения сигналов от мюонов (высокий порог формирования сигналов  $2\mu$ ) в значительной степени подавлены обе позитронные компоненты.

Эффективность счетчика  $C_1$  мюонного телескопа, определенная исходя из счетов  $N_2$  и  $N_{12}$  (счета счетчика  $C_2$  и совпадений счетчиков  $C_1$  и  $C_2$ ), составила  $\sim 8\%$  по позитронам и  $\sim 40\%$  по мюонам. Для определения эффективности счетчика  $C_2$ , на основе счетов  $N_1$  и  $N_{12}$ , необходимо знать, какая доля (К) частиц, прошедших через счетчик  $C_1$ , проходит через счетчик  $C_2$ . Определяя это соотношение снизу – соотношением площадей счетчиков ( $S_2/S_1 = 0.64$ ), т.к пучок – сходящийся, а сверху единицей, можно оценить эффективность регистрации счетчика  $C_2$  как  $23\% \leq \epsilon_{2e} \leq 36\%$  для позитронов пучка (при этом в воздушный зазор перед магнитным сепаратором помещалась текстолитовая пластина, в которой происходило полное поглощение мюонов пучка). Эффективность счетчика  $C_2$  к мюонам можно считать близкой к 100%, поскольку "мюонный" пик в амплитудном спектре (рис.3) хорошо выделен и значительно отстоит от уровня шумов.

Сцинтиллятор толщиной 0.1 мм для счетчика  $C_1$  был изготовлен в ЛЯП. Следует отметить, что сцинтиллятор толщиной 0.2 мм, из той же партии сцинтилляторов, имел примерно в два раза меньший световыход по сравнению со сцинтиллятором "Bicron", толщиной также 0.2 мм, использованным для изготовления счетчика  $C_2$ .

На основе одиночных счетов счетчика  $C_2$  при низком и высоком порогах формирования сигналов и используя значения эффективности регистрации позитронов  $23\% \leq \epsilon_{2e} \leq 36\%$  и мюонов  $\epsilon_{2\mu} \approx 100\%$ ) этим счетчиком, можно оценить соотношение  $n_e/n_\mu$  – числа позитронов к числу мюонов как  $15 \leq n_e/n_\mu \leq 25$  при выбранном импульсе пучка. Аналогичную оценку позволяет получить анализ амплитудных (рис.3) и времяпролетных спектров (рис.4 а,в).

Как видно, отношение  $n_e/n_\mu$  далеко от оптимального  $n_e/n_\mu = 3$  при импульсе 21 МэВ/с [3]. В нашем случае количество вещества перед исследуемым образцом на пути мюонов составляло около  $56 \text{ мг/см}^2$ , в нем полностью поглощаются мюоны с импульсом  $\leq 23 \text{ МэВ/с}$ . Таким образом, в эксперименте использовался пучок мюонов с большим импульсом, вклад позитронов при этом существенно возрастает [3]. Как будет видно ниже, при наборе  $\mu\text{SR}$ -спектров сигналы от счетчика  $C_1$  не использовались (счетчик был введен в методических целях). Поэтому в дальнейшем счетчик  $C_1$  будет исключен из состава спектрометра, и тем самым количество вещества на пути мюонов будет уменьшено. Это позволит работать при меньшем

импульсе пучка и тем самым приблизиться к оптимальным, по соотношению  $n_e/n_\mu$ , условиям и уменьшить фон более чем в 2 раза.

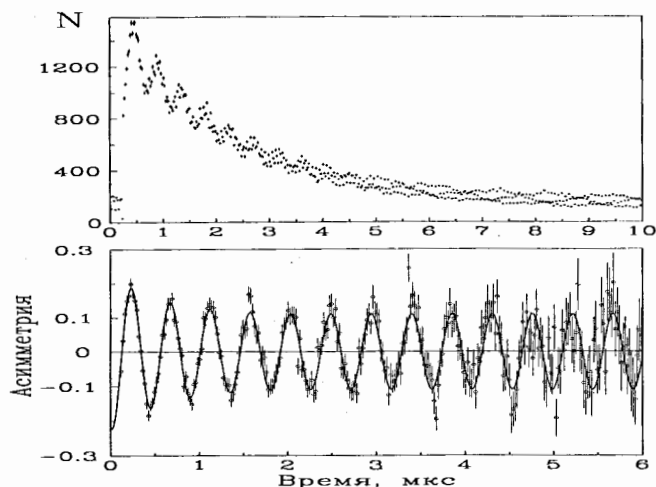


Рис. 5: Пример  $\mu$ SR-спектра, полученного для образца диспрозия в поперечном спину мюона магнитном поле 170 Гс: а) исходный спектр; б) после поправки на экспоненту распада и вычитания фона

При наборе  $\mu$ SR-спектров “Ворота” формировались сигналом  $2_\mu$  при антисовпадении с ВЧ-сигналом ускорителя и сигналом счетчика  $C_3$ , “Стоп” – сигналом совпадений счетчиков  $C_3$ ,  $C_4$  в антисовпадении с сигналом  $2_{\mu+e}$ .  $\mu$ SR-спектры были получены на образце диспрозия при комнатной температуре в поперечном по отношению к направлению спина мюона магнитном поле, а также в нулевом внешнем магнитном поле. Поведение поляризации положительных мюонов в диспрозии хорошо изучено [12, 13]. Образец с площадью поверхности 15 см<sup>2</sup> и толщиной 5 мм был приклеен к медной подложке. Пример  $\mu$ SR-спектра в поперечном магнитном поле 170 Гс приведен на рис.5 а, на рис.5 б – тот же спектр после поправки на экспоненту распада и вычитания фона (сплошная кривая соответствует сумме компонент с амплитудами  $a_1$  и  $a_2$ , см. ниже). Время набора спектра составило порядка 40 минут при интенсивности протонного пучка ускорителя  $\sim 0.3$  мкА. Экспериментальные данные фитировались с использованием программы “MUONFIT” [14] методом минимизации функционала  $\chi^2$  следующей функцией:

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau_\mu} \left( 1 + a_1 e^{-\lambda t} \cos(\omega_1 t + \phi_1) + a_2 \cos(\omega_2 t + \phi_2) \right) + \sum_{i=0}^3 b_i \cos(2\pi i f_b t + \psi_i),$$

где  $N_0$  – счет в нулевом канале гистограммы;  $\tau_\mu$  – время жизни положительного мюона ( $\approx 2.2$  мкс);  $a_1, a_2$  – асимметрия пространственного распределения позитро-

нов от распада мюонов, остановившихся в диспрозии и в медной подложке соответственно;  $b_i$  – амплитуды гармоник, сумма которых описывает фон случайных совпадений, модулированный высокой частотой ускорителя;  $f_b$  – высокая частота ускорителя 14.6 МГц. Вклад медной подложки в спектр обусловлен тем, что как площадь счетчика  $C_2$ , так и площадь подложки больше площади образца. При комнатной температуре релаксация поляризации положительных мюонов в меди отсутствует [15];

Для удовлетворительного описания структуры фона случайных совпадений оказалось достаточно суммы трех гармоник высокой частоты ускорителя, при этом полученная при обработке спектра величина  $\chi^2$ , отнесенная к одной степени свободы, составила 0.998. В результате обработки получены следующие значения амплитуд  $a_1, a_2$  и скорости релаксации  $\lambda$ :  $a_1 = 13 \pm 2\%$ ,  $a_2 = 11 \pm 0.3\%$ ,  $\lambda = 1.9 \pm 0.4$  мкс<sup>-1</sup>. Значение скорости релаксации поляризации в диспрозии в пределах экспериментальной ошибки согласуется с данными работы [12] ( $\lambda = 1.75 \pm 0.15$  мкс<sup>-1</sup>). Уровень фона случайных совпадений ( $b_0$ ) составил  $\sim 12\%$  от счета в нулевом канале гистограммы и в основном обусловлен недостаточным подавлением позитронов пучка при формировании сигнала “Стоп”.

Таким образом, в настоящей работе показана возможность использования пучка “поверхностных” мюонов фазотрона ЛЯП ОИЯИ для проведения исследований конденсированного состояния вещества по  $\mu$ SR-методике. Созданный  $\mu$ SR-спектрометр имеет следующие характеристики:

- автоматическая стабилизация температуры образца в диапазоне 4.2-300 К с точностью 0.2 К;
- диапазон поперечных спину мюона магнитных полей до 1 кГс;
- неоднородность магнитного поля на образце не более 0.5%;
- временное разрешение спектрометра не хуже 5 нс (полная ширина на полувысоте пика пролетных частиц).

Авторы глубоко признательны О.В.Савченко за многочисленные дискуссии и обсуждения в ходе создания данной установки, Г.Д.Соболевой за выполнение конструкторских разработок, Р.С.Гальпериной за изготовление тонких ( $\sim 100$  мкм) пластических сцинтилляторов, И.А.Ютландову за помощь в изготовлении сцинтилляционных счетчиков, В.Ю.Помякишину и И.Л.Чаплыгину за помощь в проведении измерений на пучке мюонов.

Авторы выражают благодарность Н.А.Русаковичу, В.Б.Бруданину, В.И.Комарову за интерес и внимание к данной работе.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] А.Е.Пифер, Т.Бовен, К.Р.Кендалл, NIM 135, 39 (1976).
- [2] A.Shenck. Muon spin rotation spectroscopy. London: Adam Hilger LTD, 1985.
- [3] В.М.Абазов, А.Н.Брагин, С.А.Густов и др. Сообщение ОИЯИ Р9-93-81, Дубна, 1993.

- [4] В.Г.Ольшевский, В.Ю.Помякушин. Сообщение ОИЯИ Р10-94-416, Дубна, 1994.
- [5] К.И.Грицай, В.Г.Ольшевский. Сообщение ОИЯИ Р10-98-163, Дубна, 1998.
- [6] В.М.Гребенюк, В.Г.Зинов, А.В.Селиков. Сообщение ОИЯИ 13-82-713, Дубна, 1982.
- [7] А.В.Селиков. Сообщение ОИЯИ 13-81-844, Дубна, 1981.
- [8] В.А.Антюхов, Д.Васильев, Ву Чунг Хьеу и др. Сообщение ОИЯИ 10-83-900, Дубна, 1983.
- [9] В.Ф.Борейко, Ю.М.Валуев, В.М.Гребенюк и др. Сообщение ОИЯИ Р10-85-661, Дубна, 1985.
- [10] В.Ф.Борейко, Ю.М.Валуев, В.М.Гребенюк и др. Сообщение ОИЯИ Р10-87-827, Дубна, 1987.
- [11] В.М.Абазов, А.Н.Брагин, С.А.Густов и др. Сообщение ОИЯИ Р9-93-82, Дубна, 1993.
- [12] И.И.Гуревич, А.И.Климов, В.Н.Майоров и др., Письма в ЖЭТФ, т.23, вып.6, 345 (1976).
- [13] С.Г.Барсов, А.Л.Геталов, В.Г.Гребинник и др., ЖЭТФ, т.91, вып.1(7), 298 (1986).
- [14] К.И.Грицай, В.Ю.Помякушин. Сообщение ОИЯИ Р10-96-184, Дубна, 1996.
- [15] И.И.Гуревич, Е.А.Мелешко, И.А.Муратова и др. Сообщение ОИЯИ Р14-6118, 1971.

Рукопись поступила в издательский отдел  
16 декабря 1998 года.