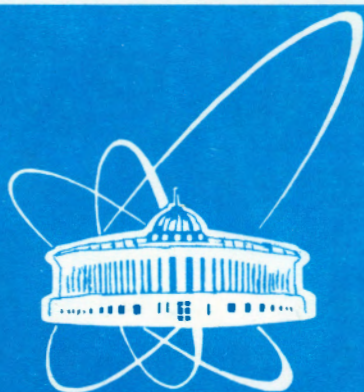


94-239



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P1-94-239

И.О.Цветков, В.И.Юревич, В.Г.Ляпин

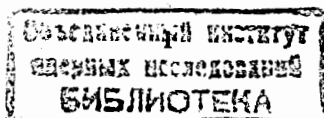
ДИСКРИМИНАЦИЯ ФОНОВЫХ СОБЫТИЙ
В НЕЙТРОННЫХ ИЗМЕРЕНИЯХ
МЕТОДОМ ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА
НА ПУЧКАХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР
СИНХРОФАЗОТРОНА ЛВЭ ОИЯИ

1994

Метод времени пролета позволяет наиболее детально исследовать энергетические распределения вторичных нейтронов в ядерных реакциях в широком диапазоне энергий. На основе этого метода на канале медленного вывода синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ был реализован нейтронный спектрометр для исследования процесса образования нейтронов в тонких и толстых мишенях под действием релятивистских ядер в диапазоне энергий 0,2 - 500 МэВ [1,2]. В данной работе описаны основные источники фоновых событий и способы их подавления в условиях реальных измерений с учетом особенностей пучка синхрофазотрона. Активные методы дискриминации фона имеют особую значимость в измерениях с тонкими мишенями, где основная часть пучка проходит мишень без взаимодействия и фоновые загрузки могут быть сравнимы и даже превышать интенсивность нейтронного излучения от мишени. Это подчеркивает важность рассматриваемой проблемы для получения надежных нейтронных данных.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПЛОЩАДКА

Времяпролетный спектрометр располагался на канале N 38 медленного вывода синхрофазотрона МВ-2. Схема расположения оборудования на экспериментальной площадке показана на рис.1. Выведенный пучок проходил коллиматор, систему магнитных линз и фокусировался в точке расположения мишени. Трассировка, анализ и мониторинг пучка осуществлялось с помощью системы пучковых счетчиков $C_1 - C_3$ на основе пластических сцинтилляторов толщиной 5 мм. Мишень располагалась в 50 см от счетчика C_2 , а счетчик C_3 находился на расстоянии 1,5 м за мишенью. Местоположение и профиль пучка контролировались многократной пропорциональной камерой, размещенной перед счетчиком C_2 . Регистрация нейтронов осуществлялась тремя типами детекторов. Область низких энергий 0,2-5 МэВ исследовалась с помощью детектора D_1 на основе кристалла стибьена $\phi 40 \times 10$ мм. Область средних энергий 2-40 МэВ перекрывалась детекторами D_2 на основе кристалла стибьена $\phi 50 \times 50$ мм. Эмиссия высокоэнергетических нейтронов изучалась с помощью детекторов D_3 на основе пластического сцинтиллятора $\phi 120 \times 200$ мм. Для дискриминации фона γ -квантов в детекторах D_1 и D_2 использовалось n/γ -разделение по форме импульса. Энергетическая зависимость эффективности регистрации нейтронов такими детекторами была изучена экспериментально [3] и представлена на рис.2. Измерения проводились под тремя (после модернизации спектрометра - под четырьмя) углами одновременно 30° , (60°) , 90° и $150^\circ(120^\circ)$. Расстояние от мишени до нейтронных детекторов составляло 0,5 м; 0,7 - 1,2 м и 1,5 - 2,0 м для детекторов D_1 , D_2 и D_3 соответственно. Вся детекторная система располагалась в горизонтальной плоскости и находилась на расстоянии 2,5 м от бетонного пола. Расстояние от мишени до стен биологической защиты экспериментального зала составляло 8-15 метров; защита площадки сверху отсутствовала. На выходе элементов магнитооптики была



сооружена защита из бетона и железа толщиной около метра для подавления гало вторичных частиц, сопровождающих пучок. В пределах экспериментального зала пучок распространялся по воздуху и проходя мишень попадал в ловушку, выложенную из бетонных блоков.

ПУЧОК И ВЫБОР ИНТЕНСИВНОСТИ

Выведенный пучок синхрофазотрона имеет следующую временную структуру: длительность банча - 20 нс, период повторения - 300 нс, длительность вывода - 350 мс, длительность цикла 8,5 с.

Значительная временная протяженность банча приводит к невозможности использовать его для временной привязки. Поэтому для проведения времяпролетных измерений необходимо осуществлять временную привязку к каждой налетающей частице пучка. Пучковые счетчики срабатывают по первой частице в банче. При работе на интенсивности выше 10 тыс./цикл это вызывает необходимость исключать банчи, содержащие две и более частицы из-за возникающей временной неопределенности. С этой целью в описываемом спектрометре производился анализ энерговыделения в пучковых счетчиках - аналоговые сигналы от счетчиков $C_1 - C_3$ подавались на входы быстрого зарядоцифрового преобразователя (ЗЦП), опрос которого осуществлялся в двух режимах:

- (1) - запись информации вне зависимости от сигналов от нейтронных детекторов (с использованием прореживателя);
- (2) - запись информации осуществлялась только при срабатывании нейтронных детекторов спектрометра.

Режим (1) использовался для мониторингования, а режим (2) - для режекции фоновых событий.

На рис.3 изображено характерное распределение на счетчике C_1 , полученное в режиме (1) на пучке ядер углерода с интенсивностью 300 тыс./цикл. Область S_2 соответствует банчам, содержащим два иона ^{12}C (двухчастичный банч); область S_1 - один ион ^{12}C (одночастичный банч); область меньших энерговыделений определяется частицами с меньшим зарядом ($Z < 6$), сопровождающими пучок (присутствие которых, вероятно, связано с взаимодействием пучковых частиц с воздухом и элементами пучкового тракта).

Такой способ отбора только одночастичных банчей позволяет повысить интенсивность пучка, не ухудшая качества измерений. Однако существует ограничение на увеличение интенсивности, которое определяется тем, что с повышением интенсивности доля банчей, содержащих две и более частицы, возрастает. Выбор рабочей, оптимальной интенсивности зависит от равномерности вывода пучка в течение 350 мс и от степени разделения одно- и двухчастичных банчей и в каждом сеансе осуществлялся экспериментально. Исследования, проведенные на пучке ядер 4He , показали, что оптимальное значение интенсивности пучка составляет 400-500 тыс./цикл. При этом число одночастичных банчей составило около 70% от их полного числа. Дальнейшее повышение интенсивности пучка не приводит к более быстрому набору статистики, а лишь дает усиление фоновых загрузок.

Отношение площади одночастичного пика к полной площади, полученное за все время облучения в режиме (1), использовалось для определения флюенса частиц пучка на мишень с помощью формулы

$$N_1 = N_0 \times S_1 / S,$$

где N_0 - число совпадений $C_1 \times C_2$ в счетном режиме (без прореживания).

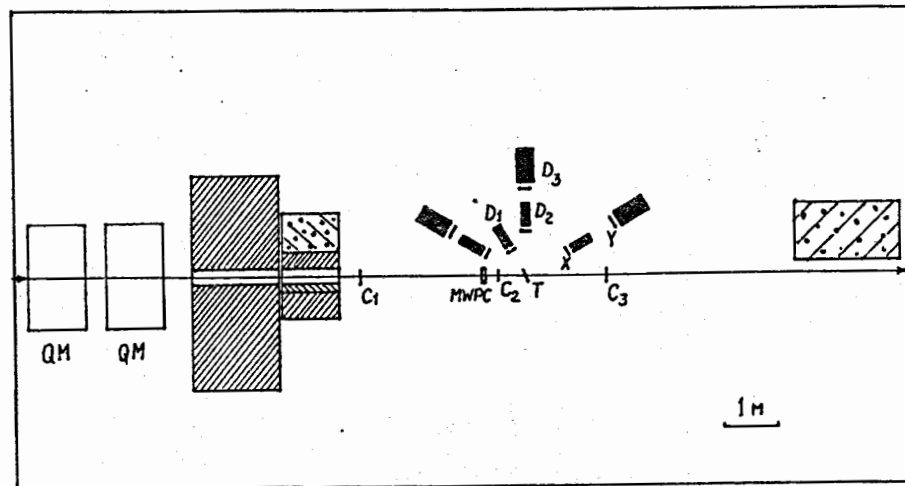


рис.1. Схема расположения оборудования на экспериментальной площадке. $C_1 - C_3$ - пучковые счетчики; MWPC - многонитевая пропорциональная камера; T - мишень; $D_1 - D_3$ - нейтронные детекторы; X и Y - вето-счетчики; QM - квадратопольные магниты.

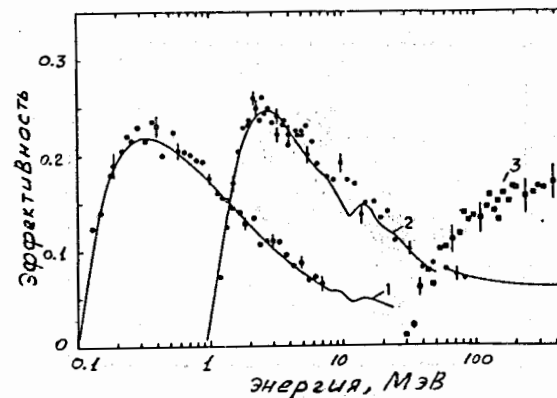


рис.2. Энергетическая зависимость эффективности регистрации нейтронов для детекторов:

- 1 - на основе стильбена $\phi 40 \times 10$ мм с порогом $B = 0,1$ МэВ;
- 2 - на основе стильбена $\phi 50 \times 50$ мм с порогом $B = 1,0$ МэВ;
- 3 - на основе пластика $\phi 120 \times 200$ мм с порогом $B = 30$ МэВ.

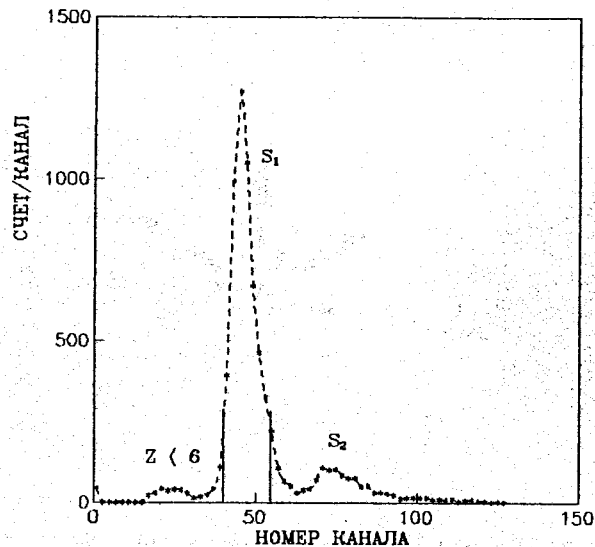


рис.3. Энерговыведение в счетчике C_1 на пучке ядер углерода с интенсивностью 300 тыс./цикл.

S_1 – одночастичные банчи; S_2 – двухчастичные банчи.
 $Z < 6$ – ядерные фрагменты с зарядом меньше 6.

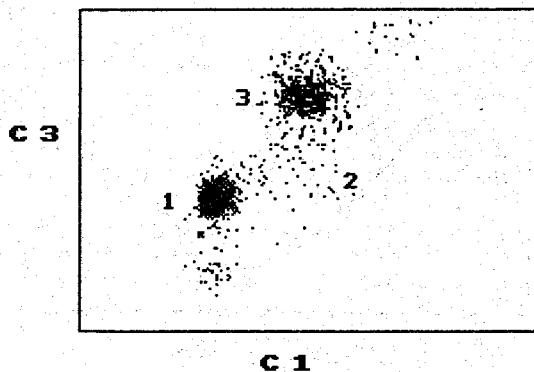


рис.4. C_1 - C_3 распределение для банчей пучка ${}^4_2\text{He}$ с интенсивностью 400 тыс./цикл. в измерениях без мишени.

1 – область одночастичных банчей;
 2 – область двухчастичных банчей, для которых одна из частиц выбывает из пучка между счетчиками C_1 и C_3 .
 3 – область двухчастичных банчей;

Анализ амплитудных распределений от пучковых счетчиков также позволяет контролировать качество прохождения пучка по тракту в ходе всего эксперимента. На рис.4 изображено двумерное распределение, полученное на пучке ядер ${}^4_2\text{He}$ в измерении без мишени, где по оси X отложено энерговыведение в счетчике C_1 , а по оси Y – энерговыведение в счетчике C_3 . Область (1) соответствует одночастичным банчам, область (2) – двух-частичным банчам, где обе частицы прошли счетчик C_1 , но только одна из них дошла до C_3 . Область (3) соответствует двухчастичным банчам, частицы которого прошли весь тракт без взаимодействий. Коэффициент выбывания частиц из пучка составлял около 1%.

ИСТОЧНИКИ ФОНА

Исследования показали, что основными источниками фона на канале выведенного пучка синхрофазотрона, приводящими к искажению результатов времяпролетных измерений, являются:

- 1) ядерные взаимодействия пучковых частиц со средой после прохождения ими мишени;
- 2) взаимодействие с элементами ионопровода, воздухом и пластическими сцинтилляторами счетчиков при прохождении пучковых частиц по тракту;
- 3) наличие двух и более частиц в банче;
- 4) фон частиц, идущих со стороны ускорителя во время сброса пучка;
- 5) рассеяние в окружающем пространстве частиц, образовавшихся в мишени (в основном нейтроны и гамма-кванты).

МЕТОДЫ ДИСКРИМИНАЦИИ ФОНОВЫХ СОБЫТИЙ

Для режекции и корректного учета фона, связанного с пучком (1, 2 и 3), опрос ЗЦП, на входы которого подавались аналоговые сигналы от пучковых счетчиков $C_1 - C_3$, производился в режиме (2) – после срабатывания какого-либо нейтронного детектора. Длина события состояла из семи слов: время пролета, энерговыведение в нейтронном детекторе; заряд, соответствующий быстрой компоненте импульса (для стильбенов); номер сработавшего нейтронного детектора и энерговыведение в каждом из трех пучковых счетчиках.

Соответствующие распределения энерговыведения в счетчиках C_1 и C_2 использовались для формирования "on-line" условий и записи событий только для одночастичных банчей. Такая процедура, примененная для счетчика C_1 , позволяла проследить появление двухчастичных банчей на самом входе экспериментальной площадки, а для счетчика C_2 – выделение одночастичного пика позволяла оставить только те пучковые частицы, которые прошли весь тракт до мишени без взаимодействий. Это особенно важно для ионов с большим Z и в случае присутствия на пути пучка значительного количества вещества (воздух, элементы ионопровода, пучковые счетчики и т.п.). Так, при облучении ионами ${}^{12}_6\text{C}$ с энергией 2 ГэВ/нуклон мишени из кадмия толщиной 12мм, для детектора на основе стильбена $\phi 50 \times 50$ мм с n/γ -разделением и порогом регистрации 1 МэВ было получено эффективное подавление фоновых событий в 1,45 раза при использовании условий по счетчикам C_1 и C_2 .

В условиях геометрии канала N 38 отсутствие хорошей пучковой ловушки приводило к повышенному фону частиц, которые образовывались в бетонной защите под

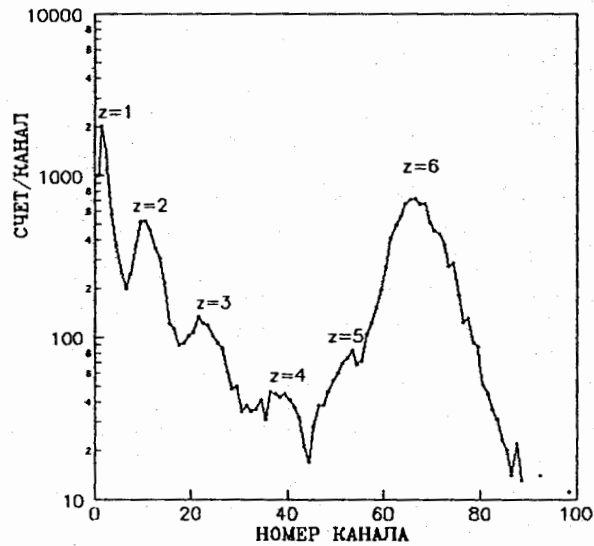


рис.5. Амплитудное распределение в счетчике C_3 при облучении ядрами ^{12}C углеродной мишени толщиной 24 м.м.

Цифры на рисунке соответствуют зарядам ядерных фрагментов.

Заряд $Z = 6$ соответствует ядрам ^{12}C , прошедшим мишень без взаимодействий.

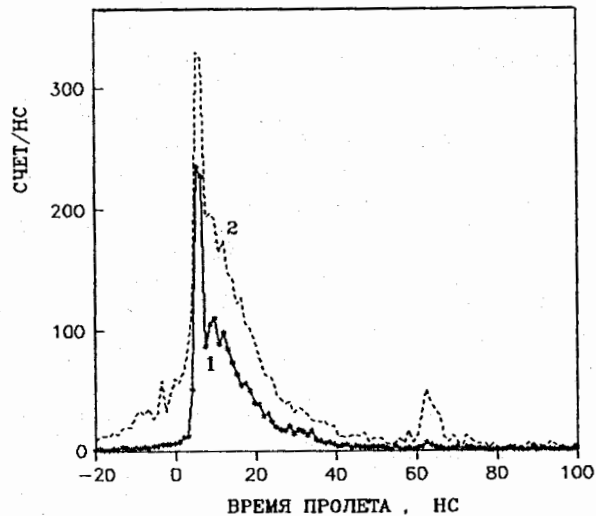


рис.6. Времяпролетный спектр для угла 60° , полученный с помощью детектора D_3 (порог 10 МэВ, пролетная база $L = 1,61 м$) при облучении ядрами ^{12}C с энергией 2 ГэВ/нуклон мишени из кадмия толщиной 12 м.м.

1 - триггер события с отбором по счетчику C_3 ;

2 - счетчик C_3 в триггере события не используется.

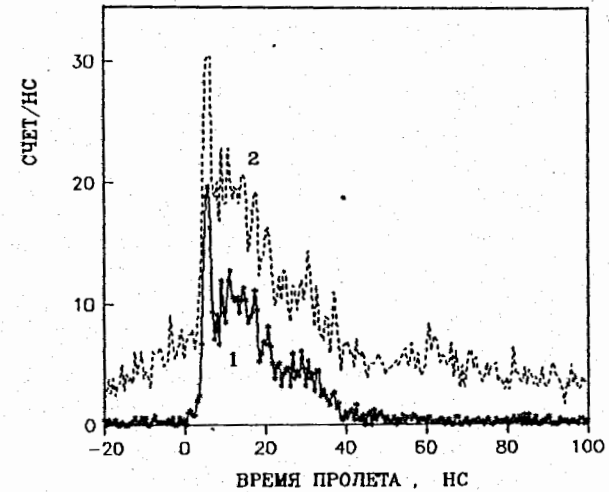


рис.7. Времяпролетный спектр для угла 60° , полученный с помощью детектора D_3 (порог 10 МэВ, пролетная база $L = 1,61 м$) при облучении протонами с энергией 2 ГэВ мишени из свинца толщиной 12 м.м.

1 - триггер события с отбором по счетчику C_3 ;

2 - счетчик C_3 в триггере события не используется.

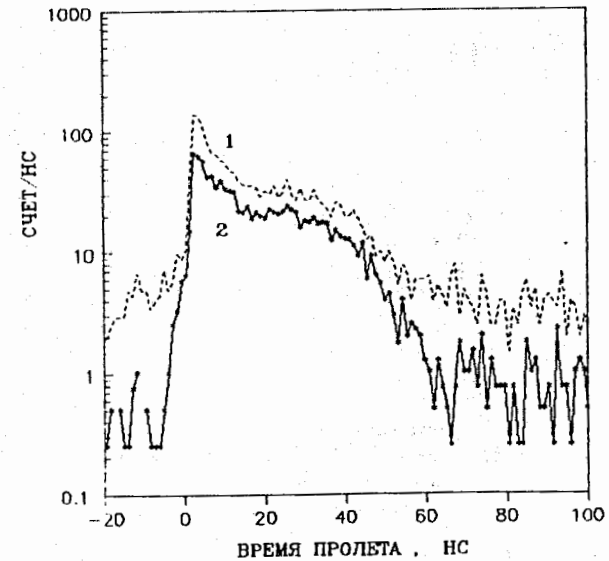


рис.8. Времяпролетный спектр для угла 60° , полученный при облучении ионами ^{12}C с энергией 2 ГэВ/нуклон мишени из кадмия толщиной 12 м.м. детектором D_2 (порог 1,0 МэВ, пролетная база $L = 0,76 м$).

1 - "старый" триггер;

2 - "новый" триггер.

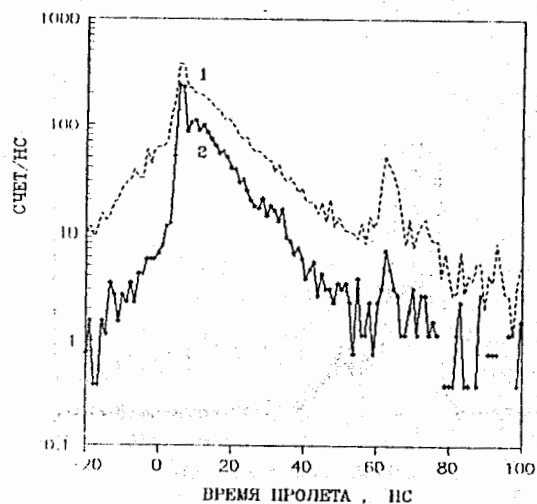


рис.9. Времяпролетный спектр для угла 60° , полученный при облучении протонами с энергией 2 ГэВ мишени из свинца толщиной 12мм детектором D_3 (порог 10 МэВ, пролетная база $L = 1,61м$).

- 1 - "старый" триггер;
2 - "новый" триггер.

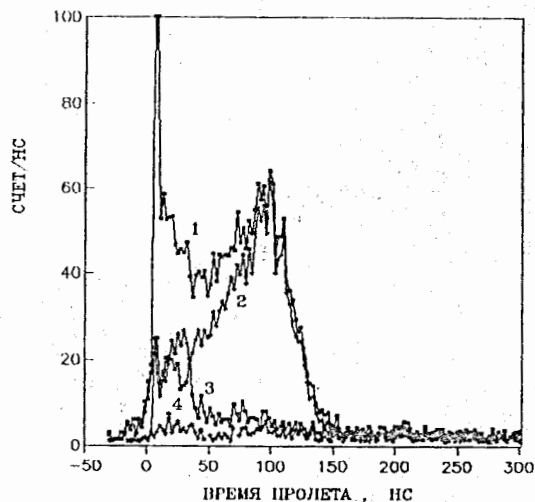


рис.10. Времяпролетный спектр для угла 90° , полученный при облучении 6_3Li с энергией 1 ГэВ/нуклон мишени из свинца толщиной 80мм детектором D_2 (порог 1,0 МэВ, пролетная база $L = 2,00м$).

- 1 - без n/γ -разделения по форме импульса;
2 - с n/γ -разделением;
3 - с использованием теневого конуса и без n/γ -разделения;
4 - с использованием теневого конуса и с n/γ -разделением.

действием пучка (F_2). Для корректного учета этого фона использовалось соотношение

$$F = F_1 - \left(\frac{N_1 - N_2}{N_2} \right) \cdot F_2$$

где F_1 - спектр, полученный при выбывании пучковой частицы из пучка;
 F_2 - спектр, полученный при прохождении пучковой частицы мишени без взаимодействия;

N_1 - число упавших на мишень частиц;

N_2 - число частиц, прошедших мишень без взаимодействия.

Для идентификации частиц, прошедших мишень без взаимодействий, использовалось амплитудное распределение в счетчике C_3 , изображенное на рис.5. Распределение получено при облучении ядрами ${}^{12}_6C$ углеродной мишени толщиной 24мм. Цифры на рисунке соответствуют зарядам ядерных фрагментов. Заряд $Z = 6$ соответствует ядрам ${}^{12}_6C$, прошедшим мишень без взаимодействий.

На рис.6 изображен времяпролетный спектр для угла 60° , полученный при облучении ядрами ${}^{12}_6C$ с энергией 2 ГэВ/нуклон и интенсивностью 200 тыс./цикл мишени из кадмия толщиной 12мм с использованием пучковых условий для счетчика C_3 и без них. Нижний порог регистрации для счетчика C_3 выбирался таким образом, чтобы отделить события с $Z > 5$. Оба спектра получены в режиме "off-line" из одного набора данных с последующей сортировкой.

В экспериментах с однозарядными пучковыми частицами корректный учет фона, связанного с пучком, более сложен, поскольку релятивистские однозарядные частицы дают минимум энерговыделения в счетчике, что затрудняет проведение качественной дискриминации фоновых событий. Однако выделение вызванных пучком фоновых событий и в этом случае необходимо, что показано на рис.7.

Использование дополнительных условий по энерговыделению в пучковых счетчиках позволило создать новый триггер события для времяпролетных нейтронных измерений и резко улучшить качество получаемых данных. В качестве примера на рис.8 и 9 представлены результаты измерений детекторами D_2 и D_3 под углом 60° для случая облучения 12мм мишени из кадмия пучком ядер ${}^{12}_6C$ с энергией 2 ГэВ/нуклон в режиме "старого" и "нового" триггеров.

Фоновые условия, вызванные источниками (4) и (5), в большой степени зависят от типа детектора, его конструкции, геометрических размеров, порога регистрации и способности к дискриминации гамма-квантов по форме импульса. В нашем случае наилучшие характеристики были получены для детектора на основе кристалла стибьена $\phi 50 \times 50мм$ с порогом регистрации по нейтронам 1 МэВ и дискриминацией γ -квантов с энергиями от 0.06 до 30 МэВ. В качестве примера на рис.10 изображены результаты тестовых измерений со свинцовой мишенью $80 \times 80 \times 80мм$, облучавшейся пучком ядер 6_3Li с энергией 1 ГэВ/нуклон, для угла 90° с/без n/γ -разделения по форме импульса и с или без теневого конуса. Теневой конус имел длину 100см (80см железа и 20см полиэтилена) и размещался по середине между мишенью и нейтронным детектором. Из рисунка видно, что фон γ -квантов существен в первые 40 нс после γ -пика. Интенсивность рассеянных нейтронов под времяпролетным спектром примерно постоянна по величине. Анализ энерговыделения показал, что энергии рассеянных нейтронов не превышают 10 МэВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение нового триггера события на основе анализа энерговыделения в пучковых счетчиках и отслеживающего прохождения частиц пучка вдоль всего тракта

особенно актуально в нейтронных измерениях с тонкими легкими мишенями и в измерениях на ядерных пучках. Фон рассеянных нейтронов в первом приближении можно считать постоянным и равномерным на временной шкале. Кроме того, при пороге регистрации выше 10 МэВ этот фон становится незначительным. Поэтому для учета фона рассеянных нейтронов можно не проводить дополнительных измерений с теневым конусом. Фон γ -квантов имеет более сложную временную структуру и может существенно исказить высокоэнергетическую часть нейтронного спектра. Как показано в настоящей работе, использование детекторов с n/γ -разделением по форме импульса позволяет практически исключить данную компоненту фона.

Литература

1. Кириллов А.Д. др. Сообщение ОИЯИ Р13-90-193, Дубна, 1990.
2. Daniel A.V. et al. Report JINR E1-92-174, Dubna, 1992.
3. Ляпин В.Г. др. Препринт РИ-217, Москва, ЦНИИАтоминформ, 1990.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 июня 1994 года.