

12290

2466/2-79



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Д-534

7 - 12290

В. Д. Дмитриев, Н. В. Журавлева, Х. Зодан, А. М. Калинин,
Г. Я. Конаева, С. М. Лукьянов, Ю. Э. Пенионжевич,
Д. К. Саттаров, К. Д. Шиллинг

СТАРТОВЫЙ ДЕТЕКТОР
НА ОСНОВЕ МИКРОКАНАЛЬНЫХ ПЛАСТИН

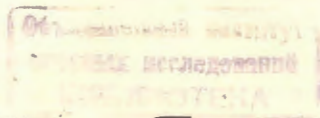
1979

7 - 12290

В. Д. Дмитриев,¹ Н. В. Журавлева,² Х. Зодан,³ А. М. Калинин,
Г. Я. Конаева,² С. М. Лукьянов, Ю. Э. Пенионжкевич,
Д. К. Саттаров², К. Д. Шиллинг

СТАРТОВЫЙ ДЕТЕКТОР
НА ОСНОВЕ МИКРОКАНАЛЬНЫХ ПЛАСТИН

*Направлено на XXIX совещание по ядерной спектроскопии
/Рига, 1979/*



¹ Радиевый институт им. В. Г. Хлопина, Ленинград.

² Государственный оптический институт
им. С. И. Вавилова, Ленинград.

³ Центральный институт ядерных исследований,
Россендорф, ГДР.

Дмитриев В.Д. и др.

7 - 12290

Стартовый детектор на основе микроканальных пластин

Описан вариант стартового детектора для исследований по методу времени пролета, изготовленный на основе микроканальных пластин. Приведены результаты измерения его временных характеристик. Рассмотрена постановка эксперимента для определения масс продуктов ядерных реакций с помощью методики измерения по времени пролета, в которой используется данный стартовый детектор.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций. ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1979

Dmitriyev V.D. et al.

7 - 12290

A Start Detector Using Microchannel Plates

A start detector for time-of-flight experiments using microchannel plates is presented. The timing properties of the detector are characterized. As an example for the mass identification of nuclear reaction products on the basis of a time-of-flight measurements, an experiment has been performed utilizing the zero-time detector described.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

Важной характеристикой процесса взаимодействия двух сложных ядер является распределение образующихся при этом продуктов по массам. Большое многообразие каналов реакций, приводящих к образованию продуктов в широком диапазоне масс, а также присутствие нейтронного и гамма-фона, предъявляет особые требования к разрешению регистрирующей аппаратуры по массе. В этих условиях одним из наиболее эффективно используемых методов определения массы является времяпролетный метод, в котором определение массы осуществляется путем измерения времени пролета частицей заданного расстояния при известном значении энергии: $M = \frac{2Et^2}{s^2}$. Разрешение по массе во времяпролетном методе определяется энергетическим и временным разрешением системы /если пренебречь точностью в измерении пролетной базы/:

$$\left(\frac{\Delta M}{M}\right)^2 = \left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 + \left(\frac{2\Delta t}{t}\right)^2$$

Энергетическое разрешение определяется детектирующим устройством и может достигать, например при использовании для регистрации продуктов ионизационных камер, 0,5%^{1/2}. На рис. 1 представлена зависимость разрешения по массам от энергии на нуклон регистрируемого продукта при различных временных разрешениях детекторов /энергетическое разрешение в этом случае принято равным 0,5% и пролетная база - 1 м/.

Из рис. 1 видно, что для получения 1%-ного массового разрешения для частиц с энергией 1 МэВ/нукл. необходимо иметь временное разрешение не хуже 0,5 нс. Важным элементом времяпролетной методики является стартовый детектор, который должен обладать высоким временным разрешением, минимальными тормозными потерями при регистрации тяжелых про-

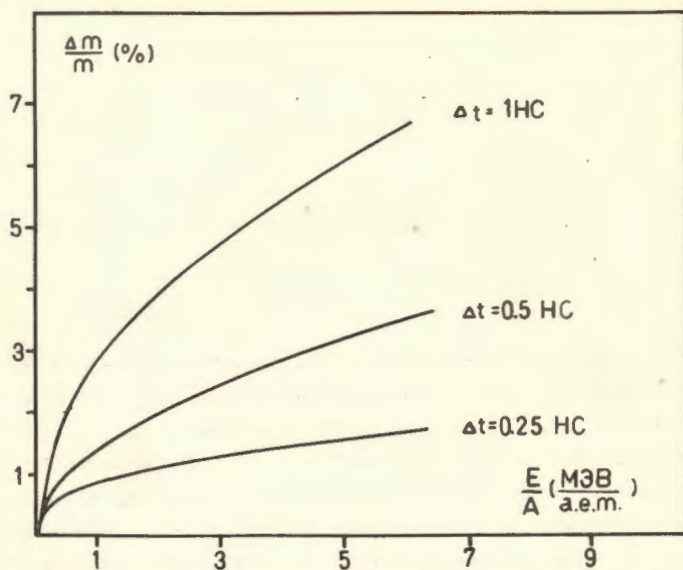


Рис. 1. Зависимость относительного массового разрешения от энергии на нуклон регистрируемого продукта при различных временных разрешениях аппаратуры /энергетическое разрешение - 0,5%, пролетная база - 1 м/.

дуктов реакций, низкой чувствительностью к фону легких частиц и стойкостью к радиационным повреждениям. Не останавливаясь на характеристиках различных типов стартовых детекторов, подробно описанных в литературе^{2,3/}, отметим лишь два из них, в наибольшей мере удовлетворяющих сформулированным выше условиям: это так называемые лавинные счетчики^{4/} и детекторы вторичных электронов^{3,5/}. Лавинный детектор представляет собой плоскопараллельный конденсатор, пластинами которого являются две органические металлизированные пленки. Быстро нарастающий сигнал электронной лавины, возникающий при прохождении газового объема счетчика частицей, используется для временных отметок. Временное разрешение, полученное с помощью лавинных счетчиков, составляет 400-600 нкс^{4/}. Однако их использование в качестве стартовых детекторов для регистрации тяжелых продуктов реакций ограничено из-за относительно высоких тормозных потерь в окнах

и объеме счетчика /суммарная толщина 400 мкг/см² /, а также довольно сложной системы газового заполнения.

Нами в качестве стартового детектора был выбран детектор со вторичной эмиссией электронов, которые регистрировались с помощью микроканальных пластин /МКП/. Схема такого стартового детектора описана в работе^{5/} и представлена на рис. 2. Вторичные электроны, выбитые продуктами из тонкой фольги, ускоряются до энергии около 1 кэВ, а затем поворачиваются магнитным полем на 180°. Ускорение электронов осуществлялось специальной сеткой из бериллиевой бронзы с шагом 1 мм и прозрачностью ~ 80%. Магнитное поле создавалось с помощью электромагнита. Применение электромагнита позволило плавно регулировать величину поля в пределах от 30 до 60 Гс. Разброс по времени пролета электронов от фольги до МКП определялся углами вылета их из фольги. Ускорение электронов с помощью сетки позволяло уменьшить угловую дисперсию вторичных элект-

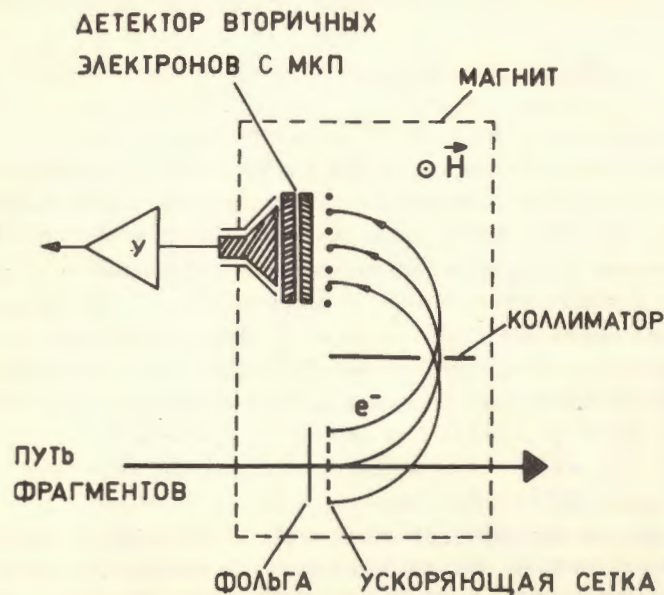


Рис. 2. Схематическое изображение стартового детектора со вторичной эмиссией электронов на основе МКП.

ронов. Остаточная угловая дисперсия уменьшалась путем использования 2-миллиметрового щелевого коллиматора, расположенного перпендикулярно к фольге. Знание величин магнитного поля и энергий вторичных электронов позволяет определить временной разброс вторичных электронов при их транспортировке от фольги до МКП, который составлял 200 нкс, т.е. 5% от полного времени транспортировки электронов. В качестве источника вторичных электронов использовалась углеродная фольга толщиной $\approx 30 \text{ мкг/см}^2$. Число вторичных электронов Δ зависит от типа фольги, а также эффективного заряда q , массы M и энергии E налетающей частицы:

$$\Delta \sim \frac{q^2 N Z^{1/3} \sqrt{M}}{\sqrt{E}}$$

где N - число атомов вещества фольги в 1 см^2 , Z - атомный номер вещества фольги. В нашем случае для ядер $^{136}_{54}\text{Xe}$ с энергией 1 МэВ/нукл. число вторичных электронов было более 100, а их энергия составляла несколько десятков электрон-вольт^{16/}. Вторичные электроны, как уже отмечалось выше, после ускорения в пространстве фольга - МКП попадали на МКП. Микроканальные пластины изготавливаются из специального стекла с примесью окиси свинца и представляют собой диск диаметром 30-40 мм и толщиной 1 мм, имеющий сквозные каналы диаметром 10 мкм. Прозрачность МКП составляет 60%. Обе поверхности МКП покрыты проводящим металлическим слоем. Вторичный электрон попадает в канал МКП и вызывает размножение электронов на стенках микроканала, покрытых специальным материалом с большим выходом вторичных электронов. Для образования лавины вторичных электронов на внутренней поверхности канала к МКП прикладывается напряжение $\approx 1 \text{ кВ}$. Коэффициент усиления одной МКП составляет 10^4 . Для увеличения коэффициента усиления нами использовалась сборка из двух МКП. В этом случае коэффициент усиления сборки составлял $10^7 - 10^8$. Из-за малых размеров МКП они обладают временным разбросом не более 100 нкс^{13,7/}. Для нормального режима работы МКП требуется вакуум $10^{-6} - 10^{-7} \text{ Тор}$.

Полученные таким образом импульсы с МКП имеют фронт нарастания не хуже 1 нс. Амплитуда импульса зависит от детектируемого иона и достигает величины 150 мВ для ионов ксенона и золота. Такие импульсы не требуют предварительного усиления,

что улучшает временное разрешение, а также является одним из преимуществ МКП.

Необходимо заметить, что вторичные электроны, не попавшие в канал, выбивают из нечувствительной зоны МКП "третьичные" электроны, которые после поворота в магнитном поле, могут попасть на МКП, что приведет к появлению задержанного импульса. Для устранения этого эффекта перед сборкой МКП устанавливалась сетка, на которую подавался небольшой /200 В/ положительный относительно первой МКП потенциал.

Ускоряющие потенциалы на сборку МКП подавались со специального резисторного делителя с использованием в качестве контактов медных фольг толщиной 20 мкм. Сборка из двух МКП закреплялась на фторопластовом каркасе. Основные параметры данного стартового детектора указаны в таблице.

Для выбора оптимального режима работы стартового детектора были проведены измерения эффективности регистрации

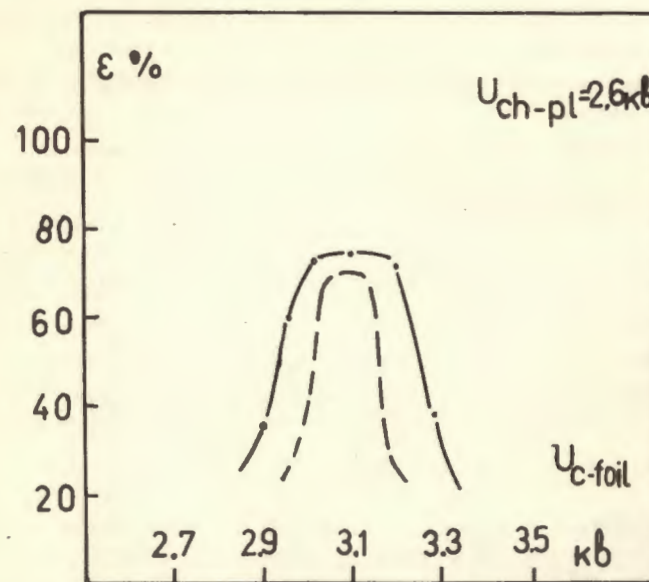


Рис. 3. Счѐтная характеристика стартового детектора в зависимости от напряжения на фольге при постоянном напряжении на МКП и при постоянном магнитном поле /сплошная линия - данные получены без коллиматора, пунктирная линия - с коллиматором/.

Таблица

| Параметры | Величина | Единица измерения |
|--|----------|---------------------|
| Фольга | | |
| Толщина | ≈ 30 | мкг/см ² |
| Потенциал | 3,1 | кВ |
| Ускорение электронов | | |
| Ускоряющее напряжение | 700-1000 | В |
| Время ускорения | 370* | пкс |
| Магнитное поле | | |
| Величина Н | 30-60 | Гс |
| Время транспортировки электронов до МКП | 4,3* | нс |
| Коллиматор | | |
| Ширина зазора | 2 | мм |
| Временной разброс для данной ширины зазора | 200* | пкс |
| Микроканальные пластины | | |
| Диаметр | 3,4 | см |
| Толщина сборки из двух МКП | 1,5 | мм |
| Коэффициент усиления одной пластины при напряжении 900 В | 10 | |
| Время усиления | 2* | нс |
| Диаметр каналов | 10 | мкм |
| Анод | | |
| Диаметр | 10 | мм |
| Зазор МКП-анод | 0,1 | см |
| Разность потенциалов МКП-анод | 300 | В |
| Время пролета МКП-анод | 180* | пкс |
| Время задержки между прохождением иона через фольгу и сигналом с анода | 7* | нс |

Расчетное значение

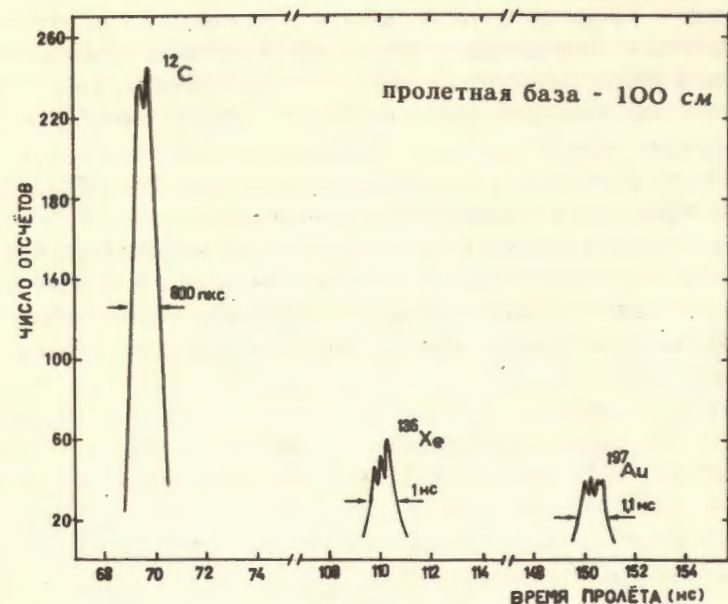


Рис. 4. Временной спектр, полученный времяпролетным методом на пучке тяжелых ионов.

α -частиц от источника ^{241}Am в зависимости от ускоряющего напряжения и разности потенциалов на МКП. Измерение счетной характеристики проводилось времяпролетной методикой при использовании в качестве "стоп-детектора" поверхностно-барьерного детектора Si(Au). Сигналы со стартового детектора и детектора, формирующего сигнал "стоп", поступали через быстрый усилитель, дискриминатор на время-амплитудный конвертор. На рис. 3 показаны измеренные таким образом счетные характеристики стартового детектора в зависимости от напряжения на фольге.

Для испытания стартового детектора были проведены измерения времени пролета продуктов ядерных реакций на пучке тяжелых ионов ускорителя Лаборатории ядерных реакций У-300. Сколламированный пучок ионов ^{136}Xe , ускоренных до энергии 150 МэВ, упруго рассеивался на золотой мишени. Мишень изготавливалась путем напыления тонкого слоя золота /50 мкг/см²/ на углеродную подложку /40 мкг/см²/ . Такая постановка эксперимента позволяла одновременно измерять

энергии и времена пролета упруго рассеянных под углом 45° относительно направления пучка ионов ксенона и ядер отдачи золота и углерода. Сигнал со стартового детектора и сигнал "стоп" с полупроводникового детектора /ППД/ через временные тракты одинаковой задержки подавались на время-амплитудный конвертор. Импульсы с конвертора и спектрометрический сигнал с ППД поступали на двумерный анализатор.

На рис. 4 представлены результаты измерения временного разрешения используемой системы "стартовый детектор - ППД". Из полученных данных следует, что временное разрешение данной времяпролетной системы лучше 1 нс. Однако это временное

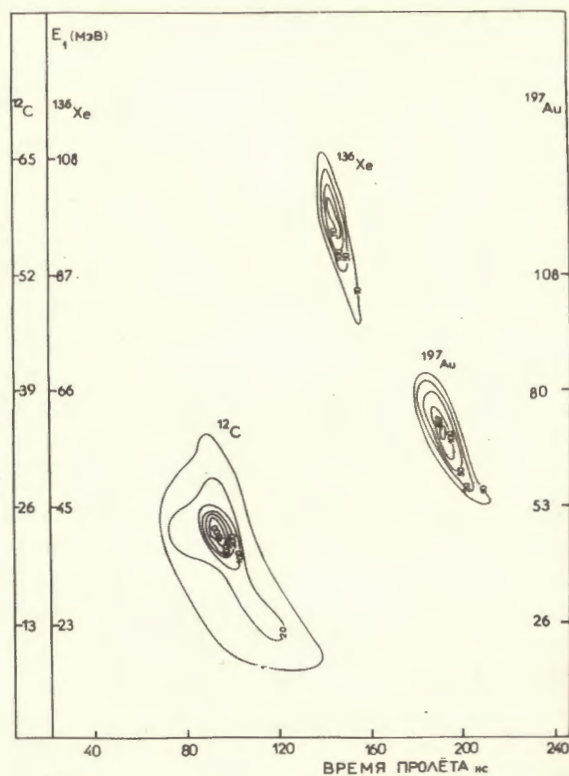


Рис. 5. Зависимость энергий продуктов /упруго рассеянных ионов ксенона и ядер отдачи золота и углерода/ от времени пролета /пролетная база - 1 м/.

разрешение ограничено как большим временем нарастания сигнала "стоп" с ППД, так и энергетическим разбросом пучка ионов /2%/ . Такому энергетическому разбросу соответствует разброс во времени пролета частиц $\frac{\Delta t}{t} = 1\%$, что соответствует полученным данным.

Для определения собственного временного разрешения стартового детектора было проведено измерение временного спектра с помощью двух идентичных стартовых детекторов при прохождении через них α -частиц от источника ^{241}Am . Временное разрешение, отнесенное к одному детектору, составило 250 пкс. Однако для более тяжелых частиц это разрешение должно быть лучше, т.к. в этом случае улучшается отношение сигнал/шум из-за увеличения числа вторичных электронов. С помощью описанной выше системы "стартовый детектор - ППД" было проведено измерение зависимости энергии продуктов, образующихся при упругом рассеянии ионов ксенона на золоте, от времени пролета. Из рис. 5 видно, что измерение времени пролета с использованием данного стартового детектора позволяет четко выделить продукты различных масс.

Авторы выражают благодарность Г.Н.Флерову и Ю.Ц.Оганесяну за постановку задачи и постоянное внимание к данной работе. Мы признательны также В.Г.Субботину за полезные замечания, Р.Г.Калпакчиевой, Ф.Стари и В.И.Носокину за помощь в измерениях и обработке экспериментальных данных, а также З.Д.Покровской за помощь в оформлении настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gelbke C.K. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1971, 95, p.397.
2. Gabor G. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1975, 130, p.65.
3. Goulding F.S., Harvey B.G. Ann. Rev.Nucl.Sci., 1975, 25, p.167.
4. Вальцог Д. и др. ОИЯИ, P7-11578, Дубна, 1978.
5. Zebelman A.M. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1977, 141, p.439.
6. Clerc H.G. et al. GSI-Bericht, 1974, J2-74, p.39.
7. Girard J., Bolore M. Nucl.Instr. and Meth., 1977, 140, p.279.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 марта 1979 года.