

P13-2013-57

Р. А. Астабатьян^{1,2}, С. М. Лукьянов², Э. Р. Маркарян^{1,2},
В. А. Маслов², Ю. Э. Пенионжкевич², Р. В. Ревенко²

ШИРОКОАПЕРТУРНАЯ УСТАНОВКА
ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДВУХТРИТИЕВОЙ
СТРУКТУРЫ ЭКЗОТИЧЕСКОГО ЯДРА ${}^6\text{He}$

¹ Ереванский физический институт, Ереван

² Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Астабатьян Р. А. и др.

P13-2013-57

Широкоапертурная установка для исследования двухтритиевой структуры экзотического ядра ${}^6\text{He}$

Представлена широкоапертурная установка на основе газонаполненных камер низкого давления ($P \approx 1$ торр) для измерения низкоэнергетических ($Z \geq 1$ и $\beta\gamma \approx 0,02-0,1$) продуктов реакций в области углов, близких к $\theta \approx 180^\circ$. Траектория пучка по пути к мишени проходит внутри нечувствительной области детекторов, составляющих установку, при этом эта область не содержит никакого вещества, кроме рабочего газа. Даны результаты (TOF, dE , E)-идентификации на изотопе ${}^{226}\text{Ra}$ и пучке низкоэнергетических ионов. Проведена оценка характеристик установки: разрешений по углу, удельным потерям, времени пролета и полной энергии. Обсуждается возможность прямого измерения энергии возбуждения ядра посредством регистрации продуктов его развала, в частности высоковозбужденных состояний экзотического ядра ${}^6\text{He}^* \rightarrow T_1 + T_2$.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2013

Astabatyan R. A. et al.

P13-2013-57

A Wide-Aperture Set-Up for Investigation of Di-Tritium Structure of Exotic Nucleus ${}^6\text{He}$

A wide-aperture set-up on the basis of low pressure ($P \approx 1$ torr) gas-filled chambers for the measurement of low-energy ($Z \geq 1$ and $\beta\gamma \approx 0.02-0.1$) reaction products at the angles close to $\theta \approx 180^\circ$ is presented. All these chambers have non-sensitive beam-way areas. Those areas are transparent and do not contain any matter, except the working gas. The results of (TOF, dE , E)-identification using the ${}^{226}\text{Ra}$ isotope and low-energy ion beams are given. Estimation of such set-up characteristics as angular, energy-losses, energy, time-of-flight resolutions was carried out. The possibility of direct measurements of the nucleus excitation energy, in particular of highly-excited states of the exotic nucleus ${}^6\text{He}^* \rightarrow T_1 + T_2$, is discussed.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2013

ВВЕДЕНИЕ

Основной интерес к исследованию нейтроноизбыточных ядер связан с возможностью определения границы нейтронной стабильности и получением информации о свойствах экзотических ядер вблизи этих границ. Новые возможности в этих исследованиях, а также в исследованиях ядерных реакций под действием экзотических ядер открывают вторичные пучки радиоактивных ядер. Однако экспериментальные исследования на пучках таких ядер представляют определенные методические трудности из-за относительно низких интенсивностей вторичных пучков радиоактивных ядер (от 10^3 до 10^7 с⁻¹) и необходимости регистрации продуктов реакций в низкоэнергетической области. Этим обусловлены особые требования к детекторным системам, использующимся в экспериментах: необходимо иметь высокую светосилу установки, возможность идентификации продуктов реакций в низкоэнергетической области с восстановлением кинематики.

В качестве экспериментальной задачи можно привести исследования структуры легких экзотических ядер с наибольшим соотношением нейтронов и протонов, таких как ⁶He и ⁸He [1, 2]. Большой интерес представляет исследование кластерных состояний в этих ядрах, которые проявляются при распаде высоковозбужденных состояний или при их взаимодействии с другими ядрами. Здесь можно ожидать проявления динейтронных и четырехнейтронных кластеров, проявление так называемых «молекулярных» резонансов двух трехнуклонных кластеров (такие резонансы предсказываются для триады ядер ⁶He, ⁶Li и ⁶Be [3, 4]). В связи с этим большой интерес представляет исследование трехнуклонной кластерной структуры ⁶He, проявляющейся в виде развала на два трития из высоковозбужденных состояний этого ядра с энергией возбуждения выше порога развала ${}^6\text{He} \rightarrow T_1 + T_2$ (12,3 МэВ). Этим исследованиям в настоящее время посвящено большое количество экспериментальных работ [5–10]. Почти во всех работах измерялись только энергии и ширины резонансов. Лишь в работах [9–11] исследованы моды распада возбужденных состояний. Однако из-за трудностей получения статистически значимого результата, особенно в корреляционных экспериментах, однозначного результата о характеристиках распада высоколежащих уровней в ядре ⁶He до сих пор не получено.

Высоковозбужденные состояния, в частности ${}^6\text{He}^* \rightarrow T_1 + T_2$, можно получить в реакциях квазиупругого рассеяния пучка ${}^6\text{He}$ на ядрах. Проведено много экспериментальных работ (см., например, [12]) по инклюзивным измерениям сечений образования высоковозбужденных состояний и развала ${}^6\text{He}^* \rightarrow T_1 + T_2$. Однако для надежного выделения возбужденного уровня в реакциях необходимы регистрация и идентификация обоих продуктов развала ${}^6\text{He}^* \rightarrow T_1 + T_2$. Энергия возбуждения ядра при этом определяется следующим образом:

$$E^* = \frac{1}{M_1 + M_2} [M_1 E_2 + M_2 E_1 - 2\sqrt{M_1 M_2 E_1 E_2} \cos \theta] + (M_1 + M_2 - M_{12}) c^2,$$

где θ — угловой раcтвор развалных частиц в лабораторной системе, а E_1 , E_2 — соответственно их энергии.

В экспериментах [9–11] высоковозбужденные состояния ${}^6\text{He}$ изучались в результате реакций ${}^6\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be})t$ с образованием в конечном состоянии трехчастичных продуктов от снарядоподобных (projectile-like) и двух фрагментов. Регистрировался projectile-like в совпадении с одним из фрагментов развала, в то время как угол вылета и энергия третьего продукта реакции восстанавливались по кинематике

$$\begin{aligned} {}^7\text{Li} + {}^6\text{Li} &\rightarrow {}^6\text{He}^* + {}^7\text{Be} \\ &\quad \searrow T_1 + T_2, \\ E_{T_1} + E_{T_2} + E_{\text{Be}} &= E_{\text{Li}} + Q_{000}, \\ E_x({}^6\text{He}^*) &= E_{\text{rel}} + (2M_T - M_{{}^6\text{He}}) c^2, \\ E_{\text{rel}} &= 1/2 M_T [M_T (E_{T_1} + E_{T_2}) - 2\sqrt{M_T^2 E_{T_1} E_{T_2}} \cos \theta], \end{aligned}$$

где M_T — масса трития, E_{T_1} и E_{T_2} — энергии трития, E_{rel} — их относительная энергия.

В такой трехчастичной реакции, когда две частицы регистрируются в совпадении, измерения их энергий и импульсов позволяют восстановить энергию третьей частицы и угловой раcтвор распадной вилки и, соответственно, относительную энергию E_{rel} , что в сумме с пороговой энергией развала ${}^6\text{He}^* \rightarrow T_1 + T_2$ дает энергию возбужденного ядра ${}^6\text{He}^*$.

Однако такая идентификация продуктов развала ${}^6\text{He}^* \rightarrow T_1 + T_2$ и определения энергии возбуждения требуют высокоразрешающего детектирования projectile-like (в нашем случае ${}^7\text{Be}$), так как энергии продуктов $T_1 + T_2$ развала ${}^6\text{He}^*$ составляют лишь несколько МэВ, в то время как энергия projectile-like частицы составляет сотни МэВ. Поэтому для такого непрямого измерения энергии возбуждения необходимо эти измерения проводить на магнитном спектрометре с хорошим угловым и импульсным разрешением. Однако магнитный спектрометр имеет ограничение по телесному углу регистрации,

что приведет к существенному уменьшению светосилы эксперимента. Альтернативой этому может явиться светосильная установка для регистрации и идентификации продуктов развала возбужденных состояний и определения угла между продуктами. Более того, наиболее однозначный результат измерения возбужденных уровней можно получить при прямой регистрации двух развальных частиц. Однако с инструментальной точки зрения постановка такого эксперимента связана с необходимостью выделения коррелированных событий на фоне значительно превышающих по интенсивности сопутствующих продуктов реакции — упругого рассеяния в особенности. Кроме этого выделение и идентификация развальной вилки требуют восстановления ее траектории и вершины, т. е. наличия мультипиксельного годоскопа высокой прозрачности и большой светимости с соответствующими спектрометрическими измерениями.

Ниже дается подробное описание такой установки и ее характеристики.

УСТАНОВКА НА ОСНОВЕ ГАЗОНАПОЛНЕННЫХ ДЕТЕКТОРОВ

На рис. 1 представлена схема установки для измерения корреляций и идентификации легких продуктов. Она является модифицированным аналогом установки MULTI, подробно описанной нами в работах [13, 14].

Основными детектирующими элементами установки являются газонаполненные камеры: координатные многопроволочные пропорциональные ка-

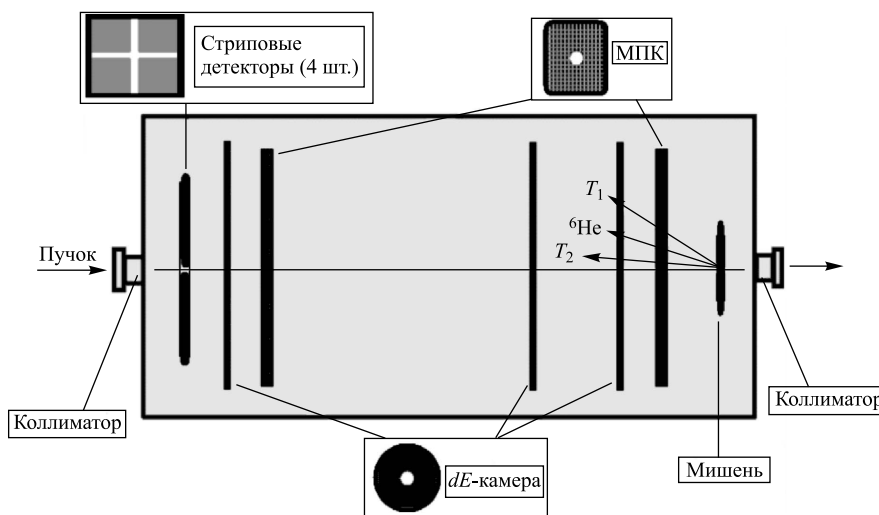


Рис. 1. Схематический вид установки

меры (МПК) и спектрометрические лавинные камеры (dE), дополненные стриповыми полупроводниковыми детекторами (ППД).

Последовательно по пучку располагаются:

- входное окно с антифоновым коллиматором от рассеяния на окне;
- 4 стриповых ППД толщиной 400 мкм и размером 6×6 см каждый для измерений энергий;
- dE -камеры для измерений удельных потерь dE и времени пролета TOF;
- двухкоординатные МПК для координатных измерений и определения углового раствора коррелированных частиц, а также on-line идентификации корреляционных ($T_1 + T_2$)-событий;
- физическая мишень с антирассеивающим коллиматором от выходного окна.

Геометрические размеры установки: $L = 50$ см (длина), $S = 40 \times 40$ см. Телесный угол установки составляет $\sim 0,2$ ср.

Система детекторов установки позволяет:

- 1) идентифицировать и измерить энергии частиц от развала возбужденного ядра посредством одновременных (dE , TOF, E)-измерений;
- 2) измерить угол между продуктами развала;
- 3) выделить корреляционную вилку on-line с временным разрешением ~ 20 нс (типичная величина для МПК), что минимизирует влияние случайных совпадений, а также резко увеличить селективность отбора полезных событий в случае использования мажоритарного совпадения как триггера;
- 4) многократно увеличить количество единичных модулей-пикселей для выделения корреляционной вилки \sim в 100 раз по сравнению с SSD-годоскопом в экспериментах [9–11];
- 5) провести поиск корреляций с корректировкой угловых позиций детекторов, а также с выстраиванием дополнительных детекторов для систематических измерений предварительно уточненных энергетических и угловых характеристик коррелированных событий. Представленная установка и составляющие ее детекторы обладают достаточной мобильностью для необходимых позиционных вариаций по оптимизации угловых и времяпролетных измерений. Необходимо при этом отметить возможность измерений продуктов реакций в области все более низких энергий $\beta\gamma \sim 0,1-0,03$ и углов, близких к $\theta \approx 180^\circ$.

В конечном результате установка позволяет напрямую восстанавливать энергию возбуждения ядра, в то время как измерения projectile-like и одной частицы из развала позволяют только расчетным путем восстановить параметры второго продукта развала.

В качестве рабочего газа детекторов использовался изобутан при предельно низком номинальном давлении $P = 1$ торр. Сочетание компактных

размеров установки и большого телесного угла регистрации продуктов реакций приводит к необходимости прохождения пучка к мишени непосредственно через детектирующие элементы установки. Поэтому детекторы представленной на рис. 1 установки должны удовлетворять двум необходимым условиям: содержать минимальное количество вещества по пути прохождения пучка, быть нечувствительными в эффективной области его прохождения. Все детекторы, составляющие установку, имеют нечувствительную к падающему пучку центральную часть.

Фоновое количество вещества по пути пучка до физической мишени составляет $0,17 \text{ мг/см}^2$ изобутана, или $N = \rho x N/A = 3 \cdot 10^{18}$ ядер, где ρ — плотность 1 торр изобутана, x — общая длина установки, N — число Авогадро, A — атомный вес изобутана. Последняя величина, сопоставимая с числом ядер, обычно применяемых в спектрометрических экспериментах, и определяет физический фон, сопутствующий измеряемым продуктам реакций из мишени. Необходимо отметить, что этот фон равномерно распределен по всей длине установки и формирует только случайные совпадения от загрузок ее детектирующих элементов. Вклад такого физического фона для конкретной экспериментальной задачи возможно оценить как расчетным, так и экспериментальным путем при измерениях в отсутствие физической мишени.

Очевидно, что достаточно компактную установку с максимальным охватом азимутального угла $\varphi \approx 2\pi$ возможно реализовать преимущественно в областях передних и задних полярных углов регистрации продуктов реакции.

Имеется несколько существенных причин постановки экспериментов в такой широкоапертурной установке в области задних полярных углов, близких к $\theta = 180^\circ$:

— поиск трехнуклонных кластеров в передней полусфере проводится на фоне от упругого рассеяния, в том числе и от ядерных реакций, в то время как в задней полусфере этот фон резко спадает;

— в случае поиска развала на $T_1 + T_2$ при кулоновском возбуждении в реакции квазиупругого рассеяния (${}^6\text{He} + \text{мишень}$) следует ожидать высоковозбужденные состояния ${}^6\text{He}^*$ в области именно задней полусферы;

— в случае поиска таких состояний в ядерных реакциях наиболее значимые эксперименты [9–11] проводились регистрацией одного T от развала ${}^6\text{He}^*$ именно в области задних полярных углов, а экспериментальные данные в этой области наглядно указывают на доминирование выхода низкоэнергичных фрагментов ($p, D, T, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}$) в области $E_{\text{tot}} \approx 1\text{--}10 \text{ МэВ}$;

— экспериментальные исследования процессов ядерных реакций и рассеяния в области задних полярных углов представляют особый интерес и актуальность в связи с относительным недостатком данных в области $\theta \leq 180^\circ$.

Установка, представленная на рис. 1, позволяет проводить поиск коррелирующей частиц и их идентификацию в области задней полусферы в диапазоне $\theta \approx (130-170)^\circ$.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПЫТАНИЙ МПК

Вопросы методики МПК рассматривались во многих работах, начиная с основополагающей работы [15]. Нами была проведена модификация МПК с учетом специфики условий для проведения описанных выше экспериментов:

- наполнение рабочим газом с возможно низким и варьируемым давлением;
- использование тонких проводящих пленок в качестве катодов;
- размещение МПК в едином объеме для сокращения количества окон — рассеивающих центров — и совмещение такого объема с реакционной камерой.

В качестве газонаполненных детекторов, являющихся основными элементами установки на рис. 1, нами реализованы камеры низкого давления: плоскопараллельные лавинные детекторы и МПК с двухступенчатым механизмом газового усиления.

На рис. 2 дано схематическое изображение электростатических полей в МПК, где процесс умножения лавины происходит не только в области, прилегающей к сигнальной проволочке, но и в однородном электрическом поле с достаточно высоким значением E/P .

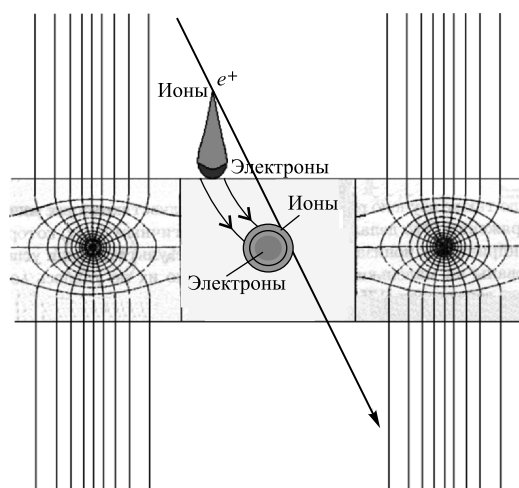


Рис. 2. Схематическое изображение образования лавины в плоскопараллельных детекторах и МПК низкого давления с двухступенчатым размножением лавины

В камерах низкого давления с предельно высоким отношением E/P ударную ионизацию удастся получить и в однородных полях лавинных плоскопараллельных детекторов. Области лавинного умножения можно получить и в однородной части поля в МПК низкого давления. Таким образом, происходит двухступенчатое умножение зарядов в МПК, как показано на рис. 2: МПК можно разбить на части — плоскопараллельную лавинную камеру и традиционную МПК с усилением вблизи сигнальных нитей. Такого типа газонаполненные детекторы высокой прозрачности, эффективные в широкой области регистрируемых ионов, включая протоны в области энергий $E \leq 10$ МэВ, и послужили основой для создания установки.

Использование таких МПК в качестве трековых детекторов позволяет проводить измерения со следующими характерными возможностями такой методики:

- малым количеством вещества МПК, минимизирующим вклад энергетических и угловых искажений (straggling) при регистрации частиц;
- восстановлением траекторий посредством проецирования и отбора трека на рассеивающем центре (мишени), позволяющим уменьшить фон от сопутствующих реакций до мишени, и на регистрирующих детекторах;
- измерениями на фоне первичного пучка в широкоапертурной геометрии;
- on-line идентификацией коррелированных событий;
- настройкой и диагностикой падающего пучка.

Для регистрации позиции продуктов реакции (пособытийная регистрация) и восстановления траекторий и измерения угловых распределений была использована система координатных МПК.

Конструктивно составляющие модули системы МПК идентичны, отличаются только размерами. Общий вид камеры показан на рис. 3.

Камера представляет собой стандартную структуру катод–анод–катод с регулируемым межэлектродным расстоянием 3–6 мм и шагом сигнальных нитей 1 или 2 мм. Катоды — сплошные электроды из металлизированного майлара толщиной 3 мкм. Сигнальные нити сделаны из золоченого вольфрама диаметром 10, 20, 30 мкм. Выбор конкретной конфигурации определяется физической задачей — энергетическим и изотопным составом регистрируемых продуктов.

Испытания МПК [16, 17] проводились на радиоактивных изотопах ^{90}Sr и ^{226}Ra и на пучках ускорителей U-400М и ИЦ-100 ЛЯР ОИЯИ. Измерялись счетные характеристики для широкого спектра частиц — от электрона до ксенона; исследовались нагрузочные способности МПК в зависимости от давления газовой смеси, проводилась оценка пространственного разрешения. На рис. 4 представлена счетная характеристика МПК для широкого спектра частиц по Z . МПК располагалась под углом к мишени для регистрации продуктов реакций.

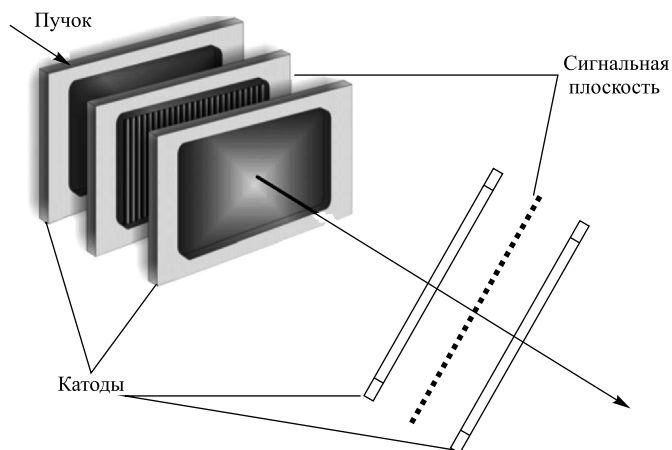


Рис. 3. Общий вид одной координаты МПК

Для спектра частиц, представленных на рис. 4, интенсивность наиболее тяжелой частицы (^{12}C) в спектре составляла $\sim 10^3 \text{ с}^{-1}$ на проволочку при $\sim 100\%$ -й эффективности регистрации протона, что соответствует режиму $U = 3,6 \text{ кВ}$ на счетной характеристике. Следует отметить также, что предельное значение допустимого напряжения $U = 3,8 \text{ кВ}$ соответствует $\sim 90\%$ -й эффективности регистрации электронов (частиц с минимальной ионизирующей способностью) от изотопа ^{90}Sr . Приведенная счетная характеристика измерена при давлении рабочей смеси 400 торр.

Быстродействие МПК ограничивается процессами экранирования положительными ионами электростатических полей, создающих лавинное умно-

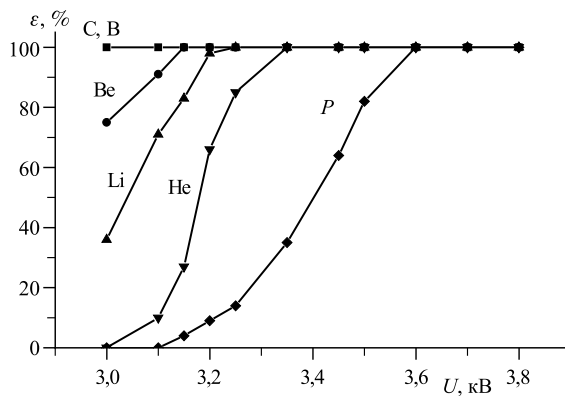


Рис. 4. Счетная характеристика МПК по всем зарегистрированным фрагментам

жение первичных электронов. Эффект от экранирования зависит от коэффициента газового усиления и скорости дрейфа ионов в областях лавинного умножения зарядов. Отметим, что быстродействие МПК при регистрации частиц с одинаковой ионизирующей способностью, например, пучкового диагностического детектора, не зависит от ионизационных потерь частиц в детекторе, так как выбором соответствующего коэффициента умножения зарядов можно обеспечить оптимальный и одинаковый интегральный вторичный заряд, необходимый для эффективной регистрации частиц независимо от (Z, A, E) . В то же время при использовании МПК для регистрации продуктов реакций в экспериментах обычно возникает необходимость в одновременной регистрации разных по ионизирующей способности частиц, и это обстоятельство существенно может ограничивать быстродействие МПК.

Особенность детектирования частиц на пучках ионов заключается в наличии сопутствующего фона от тяжелых частиц, приводящего к определенным ограничениям на детектирующие системы, когда одной из регистрируемых является более тяжелая частица. Это обстоятельство в первую очередь ограничивает быстродействие МПК. Номинальное значение загрузочной способности МПК $\sim 5 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ на проволочку определяется эффектом пространственного заряда — временем сбора в области эффективного газового усиления. Однако приведенное значение загрузочной способности реализуется для случая регистрации частиц практически одинаковых по ионизирующей способности. В том случае, когда необходимо детектировать широкий спектр частиц, приведенная цифра уменьшается в соответствии с отношением ионизирующих способностей наиболее легкой и тяжелой частиц спектра.

Пространственное (угловое) разрешение равно отношению размера выделяемой (X, Y) -пространственной ячейки $2 \times 2 \text{ мм}$ или $1 \times 1 \text{ мм}$ к расстоянию от точки взаимодействия (мишени). Угловое разрешение также определяется средним значением многократных срабатываний каналов при детектировании широкого спектра частиц по Z . При этом координата восстанавливается по центру тяжести сработавших нитей. Очевидно, что вероятность многократных срабатываний зависит от типа зарегистрированной частицы и значительно отличается для легких и тяжелых частиц.

На рис. 5 приведена зависимость среднего числа срабатываний каналов для частиц всего спектра рис. 4. Эти данные позволяют оценивать двухтрековое пространственное разрешение коррелированных пар, выделенных по Z .

Из измеренных спектров, полученных при разных интенсивностях, восстанавливались средние значения эффективности регистрации (нижняя кривая рис. 6) в зависимости от абсолютной интенсивности пучка.

Оптимизация конструкции камеры, переход на камеры низкого давления с двухступенчатым механизмом размножения зарядов позволили увеличить быстродействие камеры в несколько раз. На верхней кривой рис. 6 представлена зависимость эффективности регистрации от интенсивности пучка при

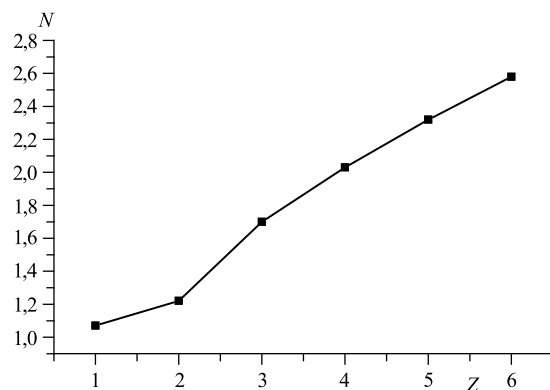


Рис. 5. Зависимость среднего числа срабатываний каналов от заряда частицы Z

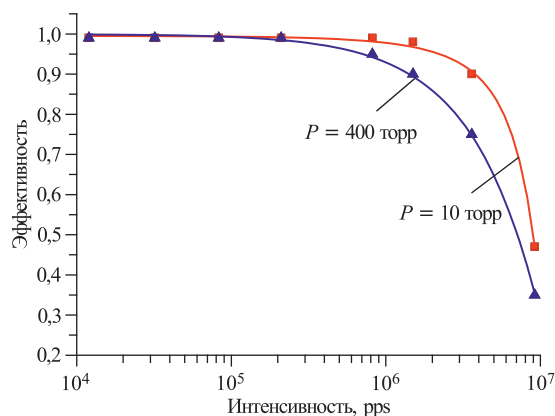


Рис. 6. Зависимость эффективности регистрации от интенсивности пучка

такой оптимизации при газовом наполнении чистым изобутаном и давлении 10 торр. Дальнейшее увеличение быстродействия связано с возможностью использования еще более низких давлений (больших напряженностей, обеспечивающих большие скорости дрейфа ионов [18]) и уменьшением количества умноженных зарядов в камере. На МПК, представленных на установке, достигнуто предельно низкое давление (1 торр) при еще $\sim 100\%$ -й эффективности регистрации протонов. Дальнейшее уменьшение давления приводит к ухудшению отношения сигнал/шум и в итоге не позволяет выделять сигнал от единичной частицы на уровне шумов предусилителя.

Все МПК работают при стационарном газовом наполнении. Наиболее критическими условиями, определяющими срок работы камеры при разовом

наполнении, являются тщательность вакуумной очистки и герметичность объема. В номинальных условиях за первые сутки после наполнения амплитуда сигнала сначала уменьшалась на 20–30 %, далее — по закону, близкому к экспоненциальному. Это обеспечивает стабильную работу в течение более чем 30 сут при 100 %-й эффективности регистрации однозарядных частиц.

Электронный тракт регистрации сигнала состоит из предусилителей на каждый канал, непосредственно установленных на вход МПК, далее аналоговые сигналы поступают по высокочастотным кабелям на формирователи, кодируются и передаются в компьютер. Здесь и далее информация со всей установки передается и записывается в компьютер, наблюдается в on-line с дальнейшей обработкой информации.

На рис. 7, *а* представлен двухмерный спектр с камеры (профиль); возможность выработки запускающего триггера с отбором рассеянных частиц демонстрирует рис. 7, *б*. Такой отбор проводился посредством включения в запускающий триггер установки быстрого «или» от (X, Y) -плоскости с отключением центральных каналов, соответствующих эффективной позиции падающего пучка.

Однако при использовании широкоапертурной установки с прохождением по центру пучка решающим фактором реализуемости такой установки является создание условий прохождения частиц пучка без отклика детектирующих устройств, в данном случае газонаполненных трековых МПК и ΔE -камер. Нами созданы МПК и ΔE -камеры с легко реализуемым регулируемым нечувствительным центром с достаточно четкими (~ 1 мм) границами. На рис. 8 показано прохождение α -частиц от ^{226}Ra через такой центр.

В детекторах установки на рис. 1 реализована нечувствительная зона диаметром 2 см с ~ 100 %-й эффективной периферийной площадью вне нечувствительной зоны. В этих газонаполненных детекторах можно просто и доступно создать нечувствительную зону регистрации посредством удаления

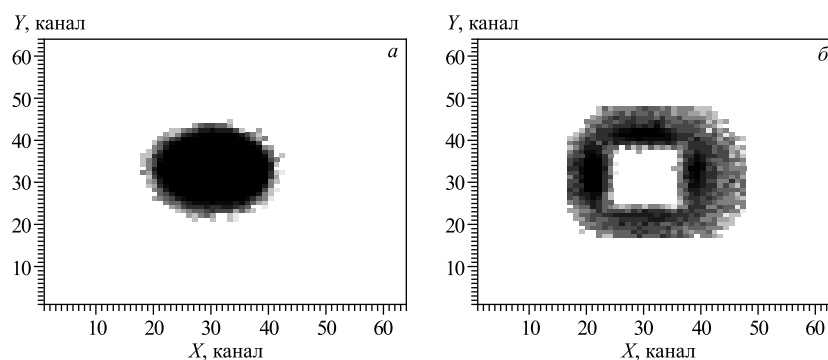


Рис. 7. *а*) Двухмерный спектр с камеры; *б*) тот же спектр с отбором рассеянных частиц

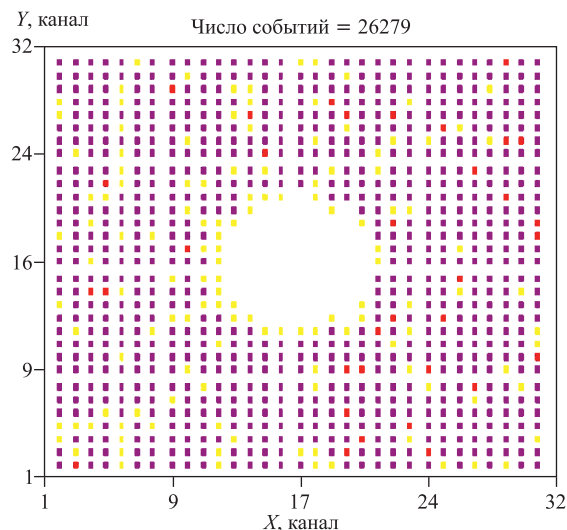


Рис. 8. Прохождение α -частиц от ^{226}Ra через нечувствительный центр МПК и ΔE -лавинной камеры

части проводящих катодов — пленок, соответствующих центру и эффективному размеру пучка, а также сигнальных проволочек в случае МПК. Через такую зону пролетает поток $\sim 10^6$ частиц от ^{226}Ra без отклика. На рис. 8 приведено число зарегистрированных частиц от ^{226}Ra вне нечувствительной зоны. Важно отметить, что такая зона не содержит никакого вещества.

Единственным физическим фоном остается рассеяние на равномерно распределенных в объеме ядрах рабочего газа, и число последних составит $\sim 3 \cdot 10^{18}$ ядер при наполнении изобутаном при давлении 1 торр. Такой равномерно распределенный по длине установки фон и кинематически, и геометрически не имитирует корреляционную вилку от распада возбужденных ядер, направленных в заднюю полусферу с вершиной в центре мишени. Другой, но уже проблемной стороной такого фона являются абсолютные загрузки МПК, случайные совпадения от которых будут имитировать коррелированные события. Отметим, что единственный путь уменьшения этого фона — это переход на легкий рабочий газ метан и еще более низкие давления.

С другой стороны, количество вещества, содержащееся в представленной установке при регистрации продуктов реакций, в подавляющей степени определялось толщиной пленочных катодов. Толщина единичного катода 3 мкм уже в несколько раз превосходила эквивалентную толщину рабочего газа по всей длине установки, не говоря уже об эквивалентных толщинах активной части детектирующих элементов установки — лавинных и пропорционального детекторов. Очевидно, что современные технологии легко позволяют

использовать значительно более тонкие органические пленки в качестве электродов. При необходимости использование таких тонких проводящих пленок позволит расширить возможности установки в область регистрации предельно низких энергий и тяжелых частиц.

РЕЗУЛЬТАТЫ КАЛИБРОВОК СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ ДЕТЕКТОРОВ НА α -ИСТОЧНИКЕ

Измерения по времени пролета и удельным потерям (T, dE) дают возможность идентифицировать ионы и измерять их характеристики (скорости, удельную ионизацию, углы разлета и др.) без существенных потерь энергий. Важными преимуществами таких измерений в ядерной спектроскопии являются: возможность идентификации ионов в области низких энергий $E < 1-10$ МэВ, а также многократных (T, dE)-измерений и создание многосекционных детектирующих систем. Менее значимое, но весьма удобное преимущество — измерение остаточной энергии конечным E -детектором полного поглощения без существенных потерь энергии, что позволяет избежать весьма неоднозначной процедуры их суммирования в разных детекторах.

Возможности тонких газонаполненных детекторов низкого давления для (T, dE)-идентификации ионов в области низких энергий $E < 1-10$ МэВ имеют большое преимущество по сравнению с полупроводниковыми и сцинтилляционными детекторами. Использование беспробочного плоскопараллельного газонаполненного счетчика в режиме лавинного умножения электронов по всей длине их дрейфа позволяет совмещать временные измерения и измерения удельных потерь в едином детекторе, содержащем минимальное количество вещества в максимально прозрачной (100 %) беспробочной среде. При этом наряду с устранением дискретной структуры проволочных электродов, являющихся источником нежелательных фоновых процессов, устраняются также флуктуации сигналов от нерегулярности шага чувствительных проволок и их диаметра.

Другим преимуществом использования таких детекторов является простота конструкции и регистрирующей электроники, позволяющая избегать создания многоканальных систем там, где можно ограничиться одноканальным детектированием.

По быстрдействию же двухэлектродные беспробочные лавинные счетчики идентичны проволочным структурам. Загрузочная способность самого детектора на единицу площади определяется не структурой электродов, а многими другими факторами, в частности, наиболее существенными — скоростью дрейфа и коэффициентом газового усиления. Конструкция детектора для этих целей предельно проста: два плоских электрода (анод-катод). Однако

необходимо конструктивно обеспечить и тщательно выверить межэлектродные расстояния, а также электроизолировать электроды от коронных разрядов в газовой-вакуумной среде. Эти два фактора и определяют диапазон чувствительности детектора по заряду (Z), массовому числу (A), энергии (E) иона. В качестве рабочего газа использовался изобутан при давлении 1–10 торр. Электродами служил алюминизированный майлар толщиной 3 мкм; эта величина практически и определяет количество вещества детектора. При таком давлении становится возможным построение протяженных установок по (T , dE)-идентификации в едином газовом объеме с содержанием рабочего газа, сравнимым по количеству вещества с единичным пленочным электродом лавинных счетчиков. С другой стороны, при таком давлении средние потери энергии ионов в детекторе предельно малы (например, для α -частиц от ^{226}Ra — порядка нескольких кэВ), поэтому при оценке чувствительности такого детектора становятся принципиально важными его спектральные характеристики: энергетическое и временное разрешения.

Установка (рис. 9) для испытаний (T , dE)-детекторов [19] содержала два идентичных лавинных счетчика, расположенных на расстоянии 25 см друг от друга. Дополнительно для выделения коллимированной области по углу θ между $dE1$ и $dE2$ располагалась координатная МПК, а за $dE2$ — полупроводниковый стриповый E -детектор для измерения полной энергии. Все детекторы собраны в едином объеме в среде рабочего газа.

На рис. 10 показана форма сигнала от α -частицы в лавинном детекторе на выходе быстрого токового предусилителя ($\tau_{\text{rise}} = \tau_{\text{tail}} = 8$ нс, $k =$

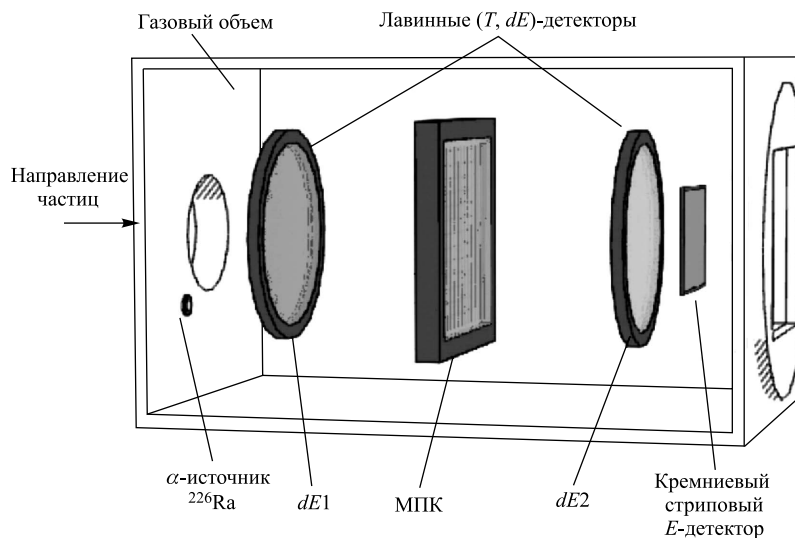


Рис. 9. Схематический вид установки для испытаний (T , dE)-детекторов

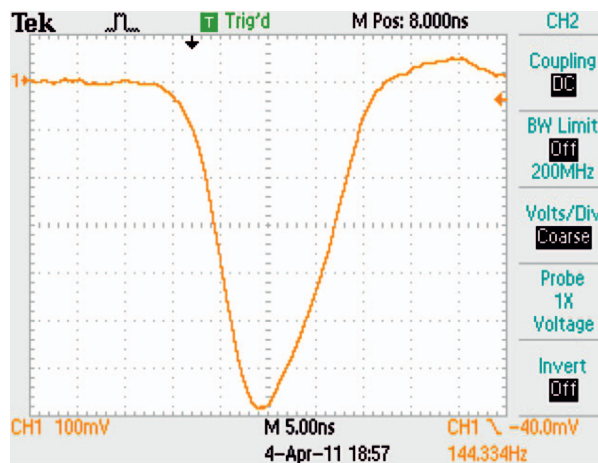


Рис. 10. Осциллограмма сигнала от α -частицы в лавинном детекторе

70 мВ/мкА). Эти сигналы служили одновременно и в качестве временной отметки при времяпролетных измерениях, и для измерений удельных потерь после их интегрирования. Шумовая дорожка в приведенной осциллограмме составляет величину ~ 10 мВ, а отношение сигнал/шум порядка 100. Величина шумовой дорожки эквивалентна сигналу от одиночной электронно-ионной пары. Последнее утверждение легко обосновать, пересчитав число образованных пар в изобутане с поправкой на энергию α -частиц 4,8–7,6 МэВ. Полученное отношение сигнал/шум для α -частиц позволяет прогнозировать высокую эффективность регистрации и для однозарядных (p , d , t) частиц в области энергий 1–10 МэВ. Ниже будет показано, что достигнута $\sim 100\%$ -я эффективность регистрации протонов с энергией 1–2 МэВ.

Сигналы с лавинных и стриповых детекторов поступали на стандартные преобразователи ADC и TDC (аналогово-цифровой и времяцифровой). Далее вся совокупность данных записывалась в компьютер и обрабатывалась как в режиме реального времени, так и при необходимости в off-line.

На рис. 11 показан спектр ^{226}Ra на стриповом детекторе. Спектр измерен, когда он непосредственно был установлен на E -детекторе в вакууме, поэтому легко оценить из спектра собственное энергетическое разрешение $\sigma_E \approx 40$ кэВ, а также провести энергетическую калибровку E -детектора. Далее измерения проводились согласно геометрии рис. 9.

На рис. 12 представлен времяпролетный спектр α -частиц от ^{226}Ra , позволяющий определить временное разрешение лавинных камер: $\sigma_t \approx 1$ нс. Цифры возле пиков означают время пролета (в наносекундах) от основных ли-

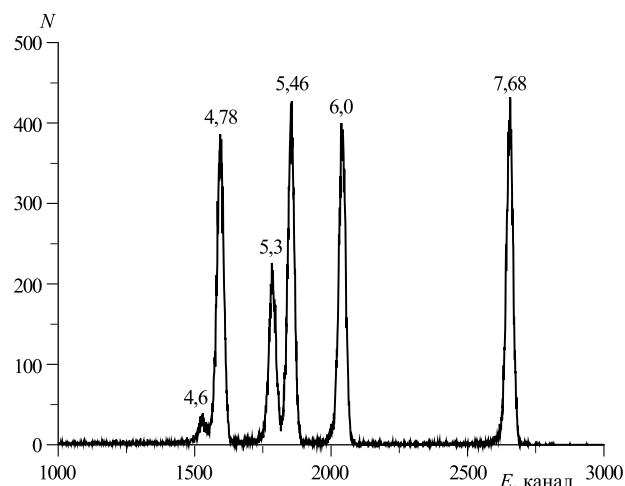


Рис. 11. Энергетический спектр ^{226}Ra на E -детекторе. Цифры возле пиков — энергия α -частиц (в МэВ)

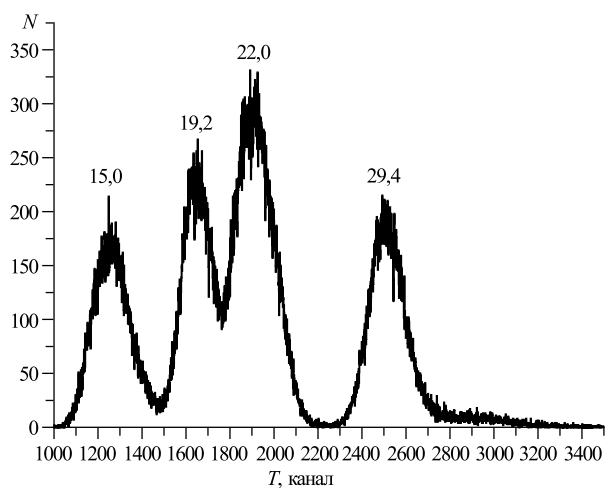


Рис. 12. Времяпролетный спектр для разных линий α -частиц от ^{226}Ra

ний α -частиц при их пролете сопутствующих элементов установки. Отметим, что временная отметка «старт» вырабатывается лавинным детектором $dE1$, поэтому меньшим энергиям α -частиц соответствует большее время пролета.

На рис. 13 представлен остаточный спектр α -частиц на E -детекторе после прохождения всей установки. Цифры над линиями — остаточная энергия

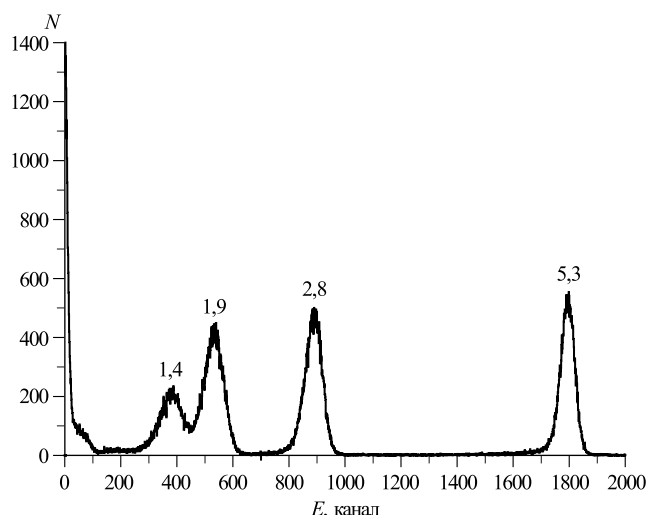


Рис. 13. Остаточный энергетический спектр ^{226}Ra на E -детекторе после прохождения $dE1$, МПК и $dE2$. Цифры возле пиков — остаточная энергия α -частиц (в МэВ)

α -частиц от соответствующих им пиков (7,68; 6,0; 5,46; 5,3 МэВ). Последняя линия α -спектра (4,78 МэВ) не долетает до E -детектора, но регистрируется лавинной камерой $dE2$ и соответствует крайнему правому распределению рис. 12. Энергетический диапазон α -частиц от этой линии спектра находится в интервале $\beta\gamma \leq 0,03$ и представляет особый интерес согласно сформулированной во введении экспериментальной задаче.

Оценка собственного энергетического разрешения лавинных камер проблематична из-за вклада флуктуаций энергетических потерь, который может существенно превышать собственное разрешение лавинной камеры. Также определенные трудности представляют предельно малые величины (единицы кэВ) удельных потерь α -частиц в лавинной камере. По этой причине проводилось измерение интегрального значения энергетического разрешения — совместного вклада собственного энергетического разрешения лавинной камеры и флуктуаций энергетических потерь. А для повышения чувствительности эти измерения проводились при повышенном давлении — 10 торр. Энергии α -частиц выделялись при этом стриповым E -детектором. Приведенная оценка энергетического разрешения лавинной камеры в работе [19] дает величину $\sim 30\%$ (FWHM).

Полученная оценка временного разрешения $\sigma \sim 1$ нс, является обычной для лавинных камер. В то же время оценка энергетического разрешения $\sim 30\%$ при столь предельно малых удельных потерях в несколько кэВ в детекторе является не вполне ожидаемой и ординарной.

Двухмерные спектры $(dE2, E)$, (T, E) рис.14 и $(dE2, T)$ рис.15 наглядно демонстрируют возможность идентификации на примере одновремен-

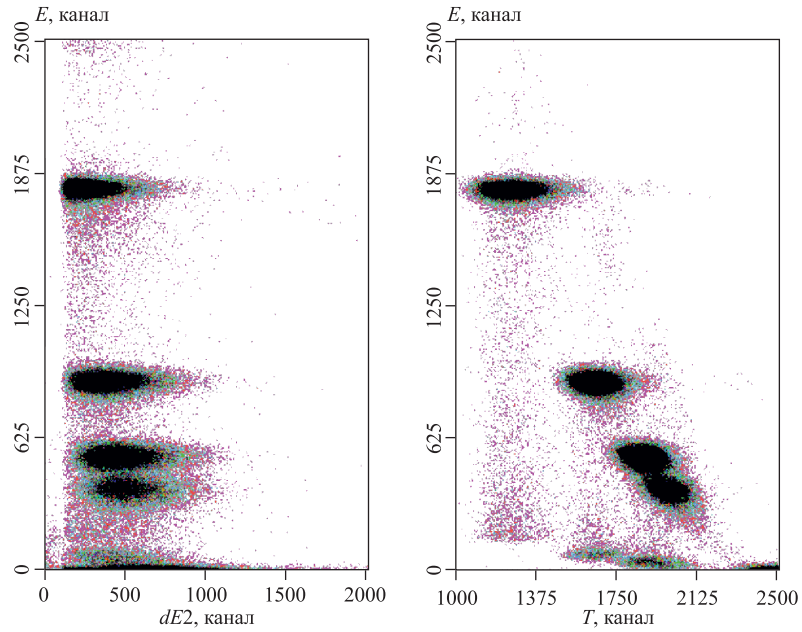


Рис. 14. Двухмерные спектры $(dE2, E)$ и (T, E) от ^{226}Ra , полученные после прохождения лавинных счетчиков $dE1, dE2$ и измерения остаточной энергии E -детектором

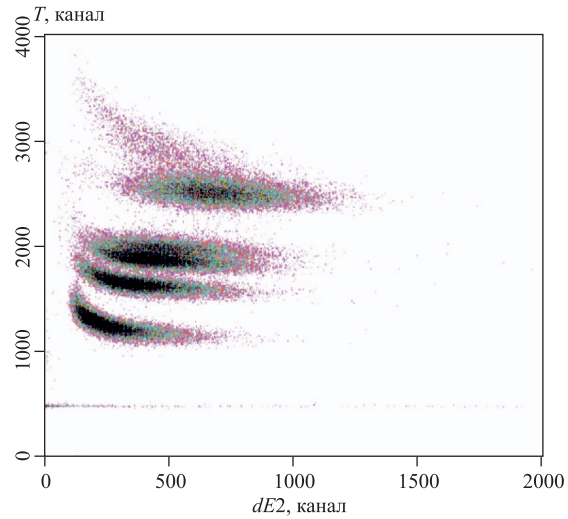


Рис. 15. Двухмерный спектр $(dE2, T)$ α -линий от ^{226}Ra

ных (TOF, dE , E)-измерений α -частиц от ^{226}Ra . Аномальный «хвост» в спектре ($dE2$, T) в области $E\alpha \leq 0,5$ МэВ/нуклон характеризует переход в область уменьшения удельных потерь частиц с $\beta\gamma \leq 0,03$.

В интервале энергий $E > 1$ МэВ/нуклон идентификация проводится по (T , E)-данным (рис. 14), дополненным измерениями удельных потерь (dE) для выделения изобар, например ^3He , T . Возможность регистрации и идентификации низкоэнергетических ионов с $E < 1$ МэВ/нуклон, не долетающих до E -детектора, демонстрирует верхний locus рис. 15. Очевидно, что последнее утверждение необходимо подкрепить на примерах (T , dE)-идентификации ионов в низкоэнергетической области.

РЕЗУЛЬТАТЫ (T , dE)-ИДЕНТИФИКАЦИИ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ИОНОВ

Возможности идентификации ионов по времени пролета и удельной ионизации в диапазоне масс и энергий, приближенных к сформулированной во введении экспериментальной задаче, проверялись на пучке ионов Хе ускорителя ИЦ-100 ЛЯР ОИЯИ с энергией 1,26 МэВ/нуклон [20] в той же геометрии и конфигурации детекторов: два лавинных детектора на расстоянии 25 см друг от друга и стриповый E -детектор. Установка (рис. 9) располагалась под углом $(45 \pm 3)^\circ$ к расположенной на оси пучка мишени. Регистрировались упругорассеянные ядра из мишеней Ве, С и майлара. Средняя энергия упругорассеянных ядер непосредственно из мишеней составляла 2,3, 14, 18,5 и 23,2 МэВ, что примерно соответствует энергетическому диапазону измеряемых фрагментов на установке (рис. 1) по поиску $^6\text{He}^* \rightarrow T_1 + T_2$. Для целостности изложения частично повторим результаты, приведенные в предыдущей работе [19].

На рис. 16 представлен измеренный энергетический спектр упругорассеянных ионов из майларовой мишени толщиной 1,5 мкм. Энергетический разброс обусловлен в равной мере как угловым захватом рассеянных ядер мишени, так и градиентом ионизационных потерь энергий первичного иона по глубине мишени. Отметим, что спектр на представленном рисунке получен непосредственно на стриповом E -детекторе в вакууме, без лавинных детекторов, т. е. на выходе из мишени.

При прохождении такого спектра через входное окно установки (рис. 9) только протоны могут достигнуть конечного E -детектора, в то время как более тяжелые ионы Ве, С, О только частично достигали и регистрировались предыдущими детекторами. В частности, не достигали E -детектора ионы кислорода, а энергия последних в $dE2$ не превышает единиц МэВ. По этой причине в приведенных ниже данных отсутствуют данные по E -детектору, а идентификация осуществлялась только по измерениям времени пролета и удельным потерям.

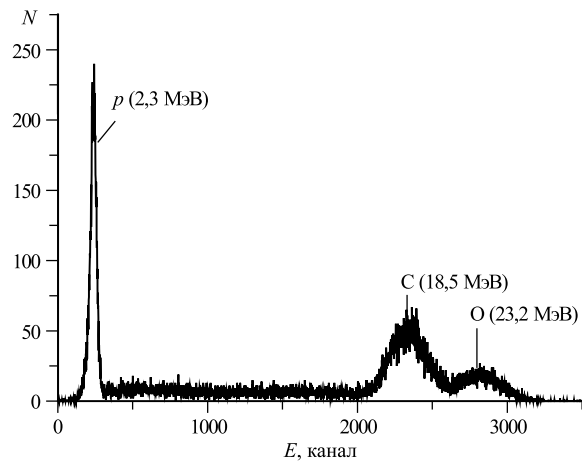


Рис. 16. Энергетический спектр отдачи от упругого рассеяния Хе на майларе

На рис. 17 приведен одномерный спектр ядер отдачи от майларовой мишени в лавинном детекторе $dE1$. Видно достаточно надежное разделение ионов p , C , O по удельным потерям лавинным детектором $dE1$. Особо обращаем внимание на замкнутый спектр протонов на рис. 16, означающий принципиальную возможность посредством выбора соответствующего порога регистрации достичь близкую к 100% регистрацию однозарядных частиц. Такой результат, как и было отмечено ранее, для однозарядных ионов представляется уникальным при регистрации плоскопараллельными счетчиками.

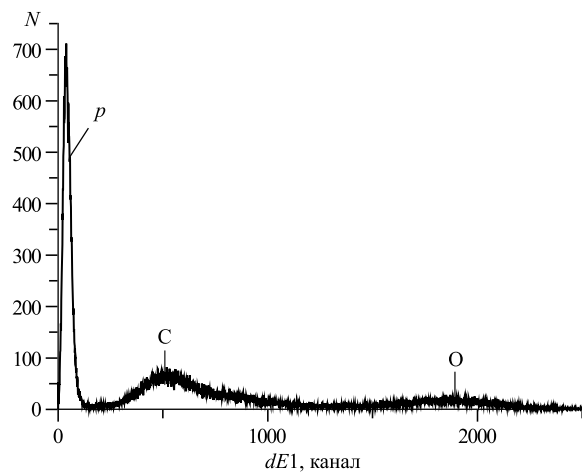


Рис. 17. Одномерный спектр $dE1$ ядер отдачи (p , C , O) от упругого рассеяния Хе на майларе

Легко видеть, что разделение p , C , O на рис. 17 ($dE1$) не хуже, чем на рис. 16 (E -детектор полного поглощения), хотя данные рис. 16 получены при поглощении менее 1% от полной энергии ионов. Однако вполне очевиден и частный характер такого сравнения. Так, например, величины потерь ионов C на $dE2$ уже превосходят потери более тяжелых ионов O . Это наглядно видно из рис. 18, где представлены двухмерные ($dE1$, $dE2$)-спектры.

На рис. 19 представлены эти же данные, что и на рис. 18, дополненные времяпролетными измерениями, а на рис. 20 — от углеродной и бериллиевой мишеней. Двухмерные (T , $dE2$)-спектры рис. 19 и рис. 20 получены при раз-

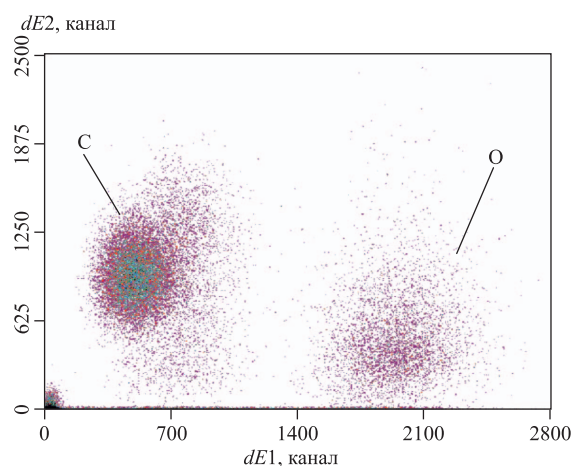


Рис. 18. Двухмерные спектры ($dE1$, $dE2$) ядер отдачи от майларовой мишени

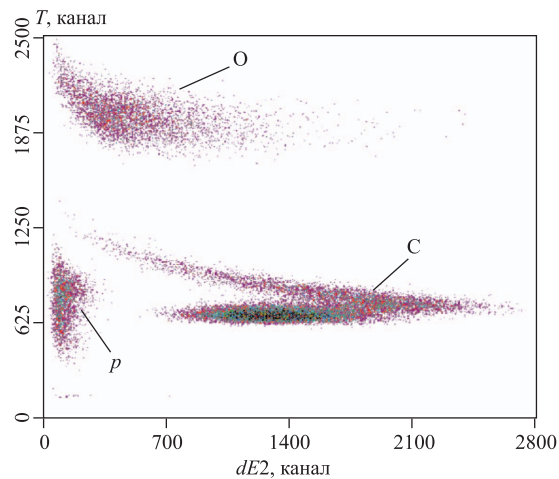


Рис. 19. Двухмерные спектры (T , $dE2$) от майларовой мишени

ных настройках регистрирующей электроники, однако присутствующий на обоих рисунках опорный локус от С позволяет констатировать достаточно надежную идентификацию Ве, С, О.

Данные же по времени пролета для протонов (рис. 19) из-за относительно больших флуктуаций временных сигналов «старт-стоп» неоптимальные и не представлены аналогичным характерным локусом. Поэтому подбирались спе-

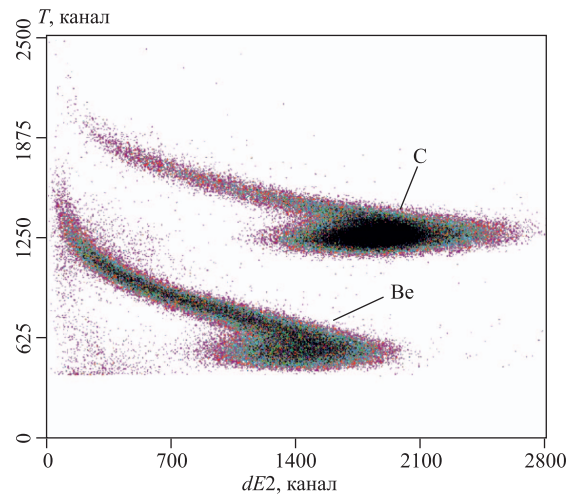


Рис. 20. Двухмерные спектры (T , $dE2$) ядер отдачи (С, Ве) из углеродной и бериллиевой мишеней

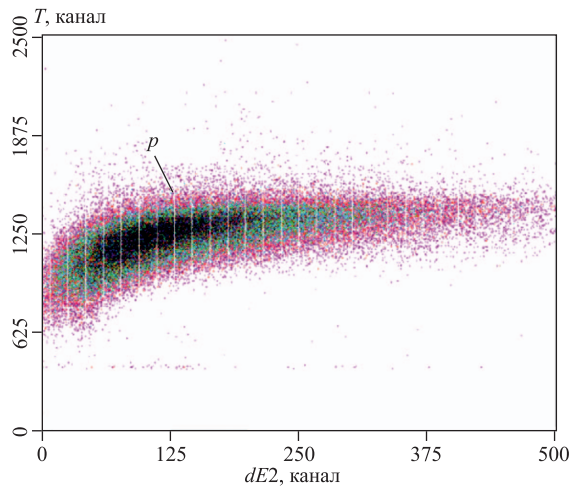


Рис. 21. Двухмерный спектр (T , $dE2$) протонов отдачи от майларовой мишени

циальные режимы лавинных детекторов, и проводились отдельные измерения для протонов. Эти данные уже с характерной формой локусов представлены на рис. 21.

Ход локусов, приведенных на рис. 18–20, требует некоторого пояснения. В то время как двухмерный локус $(T, dE2)$ для протона очевиден, а нижние области локусов для Be, C и O имеют аналогичную природу, ясно выраженные «хвосты» с обратным наклоном означают переход в область уменьшения удельных потерь энергий, когда начинается обрастание (одевание) иона валентными электронами. Аналогичный переход в область малых $\beta\gamma$ с уменьшением удельных потерь энергий наблюдается и для α -частиц (см. рис. 15).

Совокупность проведенных измерений в двух диапазонах энергий: $E = 1\text{--}2$ МэВ/нуклон (рис. 14); $E < 1$ МэВ/нуклон (рис. 19–21) — позволяет констатировать надежную регистрацию и идентификацию ионов представленной установкой в области $Z \geq 1$ и $E \leq 2$ МэВ/нуклон.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Перечислим основные характеристики установки:

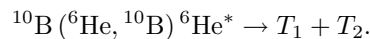
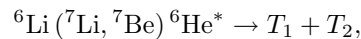
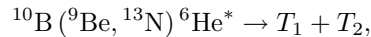
- угловое разрешение $\sigma_{\alpha 1} = (0,5/\sqrt{12})^\circ$ и $\sigma_{\alpha 2} = (5/\sqrt{12})^\circ$ для переднего и заднего по пучку позиционных МПК;
- энергетическое разрешение E -детектора $\sigma_E \approx 40$ кэВ;
- временное разрешение (TOF) $\sigma_T \approx 1$ нс;
- разрешение по удельным потерям энергий $dE/E \approx 30\%$;
- энергетический порог регистрации $\beta\gamma = 0,02$ и составляет $E_{\text{кин}} \approx 0,4$ МэВ для ионов трития;
- физический фон составляют преимущественно ядра рабочего газа — изобутана — в количестве $3 \cdot 10^{18}$ ядер;
- основным процессом, ограничивающим интенсивность падающего пучка, является упругое рассеяние на ядрах рабочего газа. Номинальная оценка ограничивает максимальную приемлемую интенсивность падающего пучка величиной 10^{12} с^{-1} .

Созданная и представленная установка наиболее перспективна для измерений продуктов реакций в области задних углов вылета, когда, с одной стороны, необходимо обеспечить высокую светосилу установки при прохождении пучка внутри детектирующих элементов установки, а с другой стороны, идентифицировать продукты реакций с относительно малой энергией 1–10 МэВ с одновременными измерениями их энергий и угловых распределений. Все эти условия реализуемы по приведенным результатам испытаний и калибровок.

Основное назначение установки — эксперименты по исследованию высоковозбужденных состояний изобар с $A = 6$ (${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{Be}$) с прямой регистрацией обоих продуктов развала возбужденных состояний. Использование

такой установки позволит напрямую восстанавливать энергию возбужденного ядра, в то время как измерениями projectile-like и одной из частиц развала в работах [9–11] только расчетным путем восстанавливались параметры второго продукта развала.

Перечислим еще раз возможные эксперименты на этой установке:



Отметим еще и другие возможные экспериментальные исследования на этой установке:

— регистрацию и идентификацию низкоэнергетических продуктов реакций в диапазоне $Z \geq 1$ и удельных энергий от долей до единиц МэВ/нуклон, в частности, в экспериментах по фрагментации и делению ядер;

— регистрацию протона в области $\theta \geq 170^\circ$ в реакциях $^4\text{He} + d \rightarrow ^5\text{He} + p$, $^6\text{He} + d \rightarrow ^7\text{He} + p$ в задачах по исследованию нейтронного гало в ^5He и ^7He .

ЛИТЕРАТУРА

1. *Калтакчиева Р., Пенюонжкевич Ю. Э., Болен Х. Г.* // ЭЧАЯ. 1998. Т. 29, вып. 4. С. 832.
2. *Калтакчиева Р., Пенюонжкевич Ю. Э., Болен Х. Г.* // ЭЧАЯ. 1999. Т. 30, вып. 6. С. 1429.
3. *Thompson D. R., Tang Y. C.* // Nucl. Phys. A. 1968. V. 106. P. 591.
4. *Arai K., Kato K., Aoyama S.* // Phys. Rev. C. 2006. V. 74. 034305.
5. *Janecke J. et al.* // Phys. Rev. C. 1996. V. 54. P. 1070.
6. *Brady F. P. et al.* // J. Phys. J. 1984. V. 10. P. 363.
7. *Nakatani T. et al.* // Phys. Lett. B. 2000. V. 493. P. 209.
8. *Гуров Ю. Б. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 84, вып. 1. С. 3–7.
9. *Akimone H. A. et al.* // Phys. Rev. C. 2003. V. 67. 051302(R). P. 1–4.
10. *Yamagata T. et al.* // Phys. Rev. C. 2005. V. 71. 064316. P. 1–7.
11. *Yamagata T. et al.* // Phys. Rev. C. 2008. V. 77. 021303(R). P. 1–4.
12. *Ye Y. L. et al.* // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. V. 31. 2005. P. 1647.
13. *Astabatyan R. A. et al.* JINR Preprint E13-2002-138. Dubna, 2002.
14. *Астабатян Р. А. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2003. Т. 67, № 5. С. 686.
15. *Charpak G. et al.* // NIM. 1968. V. 62. P. 262.
16. *Asaturyan R. A. et al.* // Instruments and Experimental Techniques. 1999. V. 42, No. 3. P. 342–346.
17. *Астабатян Р. А. и др.* // ПТЭ. 2010. № 4. С. 20–26.
18. *Breskin A.* // NIM. 1982. V. 196. P. 11–21.
19. *Астабатян Р. А. и др.* // ПТЭ. 2012. № 3. С. 40–48.
20. *Гикал Б. Н. и др.* Препринт ОИЯИ Р9-2007-20. Дубна, 2007.

Получено 4 июня 2013 г.

Редактор *А. И. Петровская*

Подписано в печать 18.09.2013.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,69. Уч.-изд. л. 2,12. Тираж 245 экз. Заказ № 58067.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/