

P13-2011-59

Р. А. Астабатьян^{1,2}, М. П. Иванов², С. М. Лукьянов²,
Э. Р. Маркарян^{1,2}, В. А. Маслов², Ю. Э. Пенионжкевич²,
Р. В. Ревенко²

**ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНЫЙ ЛАВИННЫЙ ДЕТЕКТОР
ДЛЯ ИДЕНТИФИКАЦИИ НИЗКОЭНЕРГИЧНЫХ ИОНОВ**

Направлено в журнал «Приборы и техника эксперимента»

¹Ереванский физический институт, Ереван

²Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Астабатьян Р. А. и др.

P13-2011-59

Плоскопараллельный лавинный детектор
для идентификации низкоэнергичных ионов

Описана установка, содержащая лавинные детекторы, координатную многопроволочную камеру и стриповый ППД. Составной частью установки является лавинный беспроводный детектор низкого давления для измерений удельных потерь энергии и времени пролета ионов в области $Z \geq 1$ и $E = 1-10$ МэВ. Представлены результаты измерения α -частиц от ^{226}Ra . Даны результаты идентификации ионов p , Be, C, O, полученных на циклотроне ИЦ-100 ЛЯР ОИЯИ.

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

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2011

Astabatyan R. A. et al.

P13-2011-59

Parallel Plate Avalanche Detector
for Identification of Low Energy Ions

The set-up containing avalanche detectors, a multiwire proportional chamber and a strip silicon detector is presented. The main part of the set-up is a low pressure avalanche wireless detector for energy losses and time-of-flight measurements of ions in the range of $Z \geq 1$ and $E = 1-10$ MeV. The results of α -particles from ^{226}Ra measurement as well as for (p , Be, C, O) ions identification obtained on the cyclotron ITS-100 FLNR JINR are presented.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2011

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 энергии. Важными преимуществами таких измерений в ядерной спектроскопии являются возможность идентификации ионов в области низких энергий $E < 1-10$ МэВ, а также возможность многократных (T, dE)-измерений и создание многосекционных детектирующих систем. Менее значимым, но весьма удобным преимуществом также является измерение остаточной энергии конечным E -детектором полного поглощения без существенных потерь энергии, что позволяет избежать весьма неоднозначной процедуры суммирования потерь энергии в разных детекторах.

Возможности тонких газонаполненных детекторов низкого давления [1, 2] для (T, dE)-идентификации ионов в области низких энергий $E < 1-10$ МэВ имеют большое преимущество по сравнению с полупроводниковыми и сцинтилляционными детекторами. Использование беспроводного 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 %) беспроводной 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, позволяющие избежать создания многоканальных систем там, где можно ограничиться одноканальным детектированием.

По быстродействию же двухэлектродные беспроводные 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.

РЕЗУЛЬТАТЫ (T, dE)-ИЗМЕРЕНИЙ НА α -ИСТОЧНИКЕ

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 1–2 Торр. Электродами служил алюминизированный майлар толщиной 3 мкм; эта величина 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 пленочными электродами 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 $dE(E)$.

Установка (рис. 1) для испытаний (T, dE)-детекторов 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 многопроволочная пропорциональная камера (МПК) [3, 4], а за $dE2$ — полупроводниковый стриповый E -детектор для измерения полной энергии. Все детекторы собраны в едином объеме в среде рабочего газа.

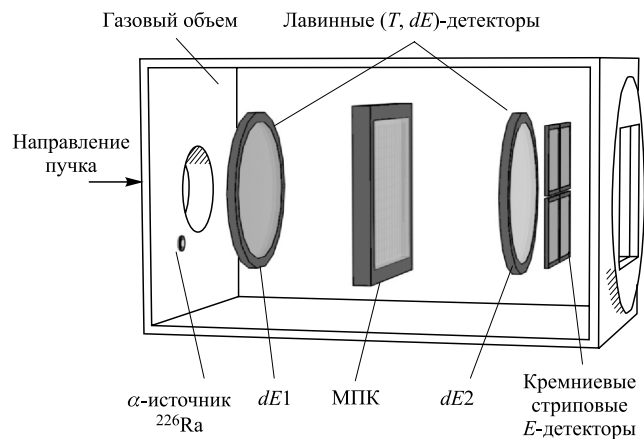


Рис. 1. Схематический вид установки для испытаний (T, dE)-детекторов

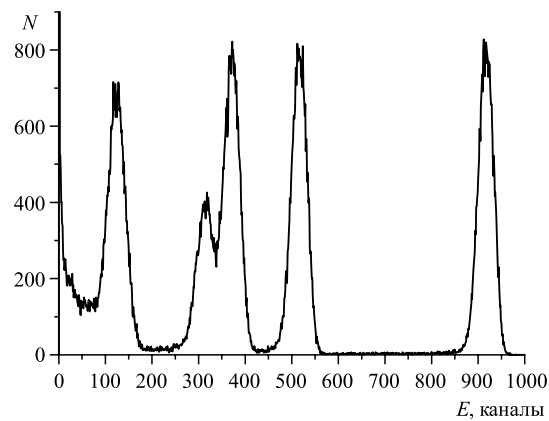


Рис. 2. Энергетический спектр ^{226}Ra на E -детекторе после прохождения $dE1$, $dE2$ и МПК

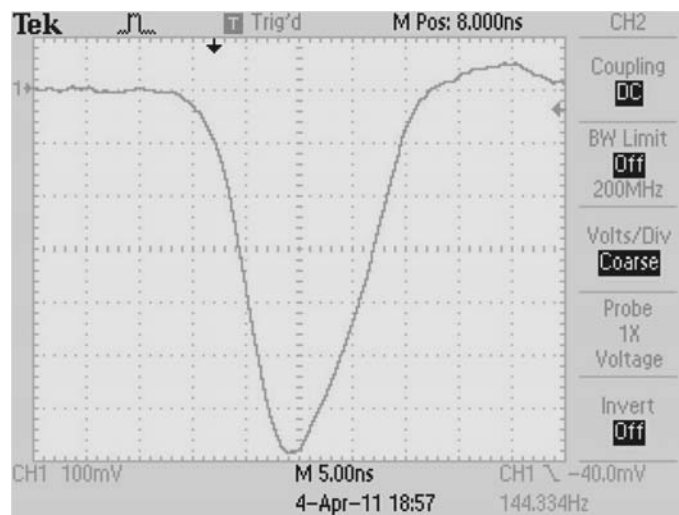


Рис. 3. Осциллограмма сигнала от α -частицы в лавинном детекторе

На рис.2 показан спектр ^{226}Ra на стриповом детекторе после прохождения $dE1$, $dE2$ и МПК. Из этого спектра выделялись соответствующие α -линии, для которых определялись временные и dE -спектры на счетчиках $dE1$ и $dE2$.

На рис. 3 показана форма сигнала от α -частицы в лавинном детекторе на выходе быстрого токового предусилителя [5] ($\tau_{\text{rise}} = \tau_{\text{tail}} = 8$ нс,

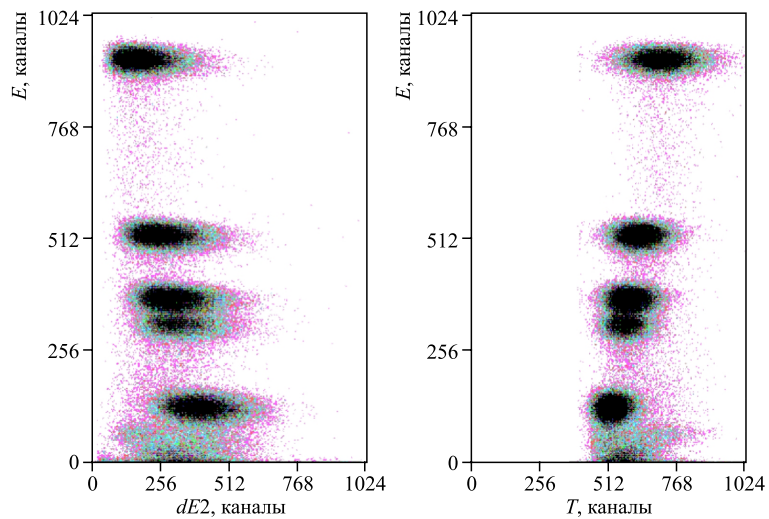


Рис. 4. Двухмерные спектры от ^{226}Ra

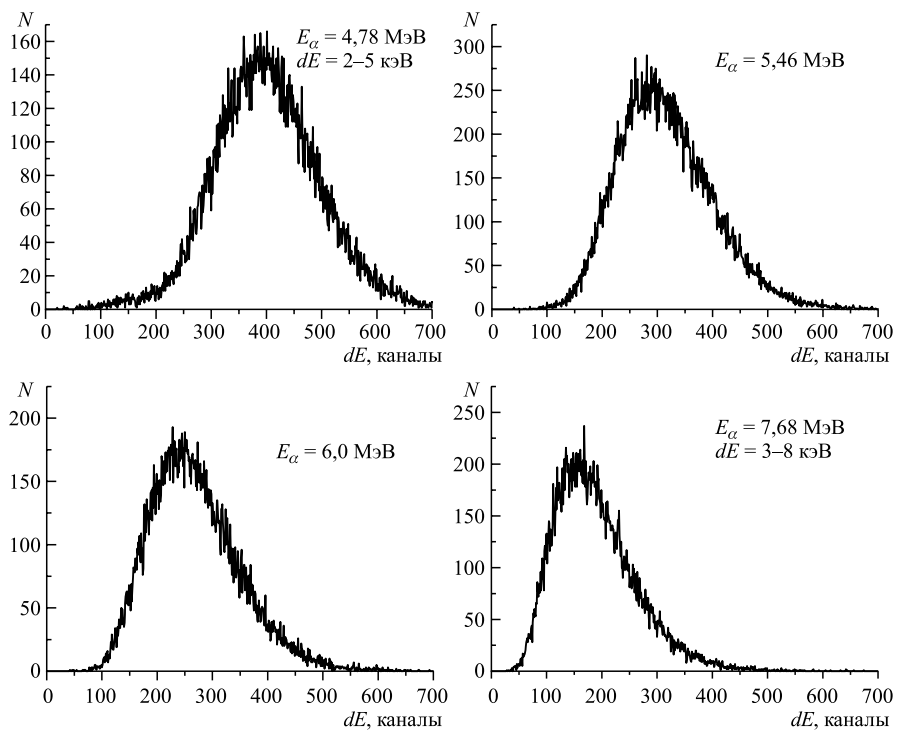


Рис. 5. Спектры $dE2$ α -линий от ^{226}Ra

$k = 70$ 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. Последняя величина 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 для протонов с энергией 1–2 МэВ.

Двухмерные спектры (T, E) , (dE, E) рис. 4 наглядно демонстрируют чувствительность такой идентификации даже для ионов с одинаковым зарядом — например, для разных линий α -частиц от ^{226}Ra , а одномерные спектры на следующих рисунках позволяют количественно оценить полученное разрешение по измерениям удельных потерь и времени пролета для столь предельно малых потерь энергий в лавинных детекторах.

На рис. 5 представлены спектры $dE2$ для разных линий α -частиц от ^{226}Ra , выделенных стриповым ППД, а на рис. 6 — времяпролетные спектры. Временные сигналы «старт–стоп» с $dE1$ и $dE2$ вырабатывались обычными дискриминаторами. Полученная оценка временного разрешения $\sigma \sim 1$ нс, явля-

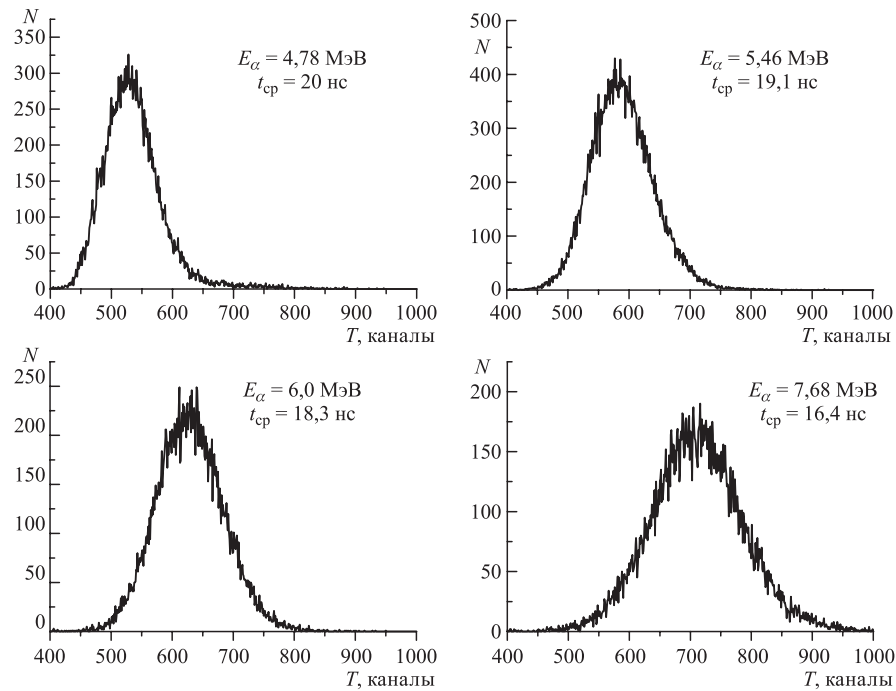


Рис. 6. Временные спектры α -линий от ^{226}Ra

ясь обычной для пропорциональных камер, получена для простых, легко реализуемых беспроволочных камер, содержащих единицы $\text{мкг}/\text{см}^2$ активного вещества. В то же время оценка энергетического разрешения $\sim 30\%$ при удельных потерях $\sim 2\text{--}8$ кэВ в детекторе является не вполне ожидаемой и ординарной.

РЕЗУЛЬТАТЫ (T, DE) -ИДЕНТИФИКАЦИИ

Измерения времени пролета и удельной ионизации ионов проводились на пучке ионов Хе ускорителя ИЦ-100 ЛЯР ОИЯИ с энергией 1,26 МэВ/нуклон [6] в той же геометрии и конфигурации детекторов: два лавинных детектора на базе 25 см друг от друга и стриповый E -детектор. Установка располагалась под углом $(45 \pm 3)^\circ$ к установленной на оси пучка мишени. Регистрировались упругорассеянные ядра p , Ве, С, О из мишеней Ве, С и майлара. Средняя энергия упругорассеянных ядер из мишени составляла 1–2 МэВ/нуклон.

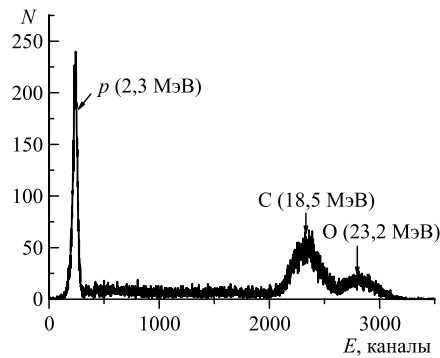


Рис. 7. Энергетический спектр ионов от упругого рассеяния Хе на майларе

На рис. 7 представлен измеренный энергетический спектр упругорассеянных ионов из майларовой мишени толщиной 1,5 мкм. Энергетический разброс обусловлен в равной мере как угловым захватом рассеянных частиц, так и ионизационными потерями энергий первичного иона на мишени. Отметим, что спектр на представленном рисунке получен непосредственно на стриповом E -детекторе в вакууме, без лавинных детекторов.

При прохождении такого спектра через элементы установки (рис. 1) только протоны могут достигнуть 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 С, О, а максимальная энергия ионов кислорода в $dE2$ не превышает единиц МэВ. По этой

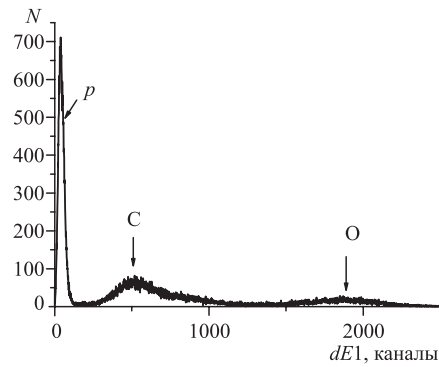


Рис. 8. Одномерный спектр $dE1$ в лавинном детекторе

причине в приведенных ниже данных по идентификации отсутствуют данные по E -детектору. По этой же причине наиболее полные данные — данные по $dE1$, сигналы с которого служили запускающим триггером установки.

На рис. 8 приведен одномерный спектр ядер 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. 8, 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 для плоскопараллельных счетчиков. Легко видеть, что разделение p , C , O на рис. 8 ($dE1$) не хуже, чем на рис. 7 (E -детектор полного поглощения), хотя данные рис. 8 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 ионов O . Это наглядно видно из рис. 9, где представлен двухмерный спектр ($dE1, dE2$). При этом зависимость удельных потерь кислорода на $dE2$ -детекторе уменьшается с уменьшением энергии.

На рис. 10 представлены эти же данные, что и на рис. 9, дополненные времяпролетными измерениями, а на рис. 11 — от углеродной и бериллиевой мишеней. Двухмерные (T, dE)-спектры рис. 10 и 11 набраны при разных настройках регистрирующей электроники, однако присутствующий на обоих рисунках опорный локус от C позволяет легко оценить достаточно надежную идентификацию Be , C , O .

Данные же по времени пролета для протонов (рис. 10) из-за относительно больших флуктуаций временных сигналов «старт-стоп» неоптимальные и не представлены аналогичным характерным локусом. Поэтому подбирались спе-

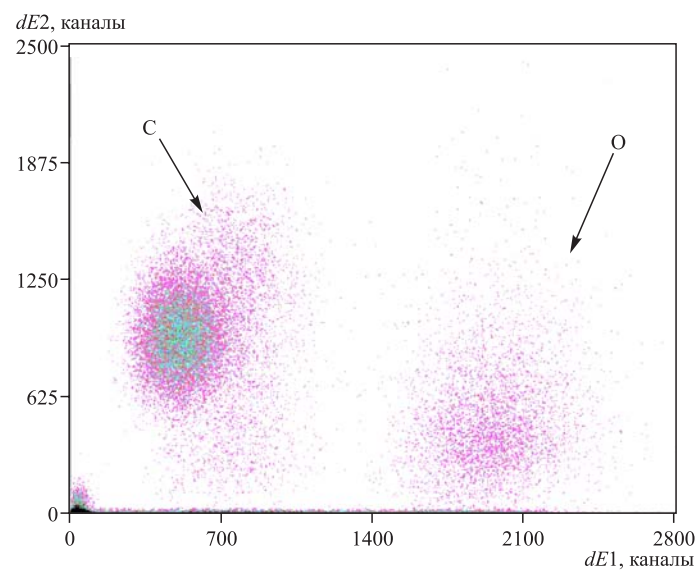


Рис. 9. Двухмерный спектр ($dE1, dE2$)

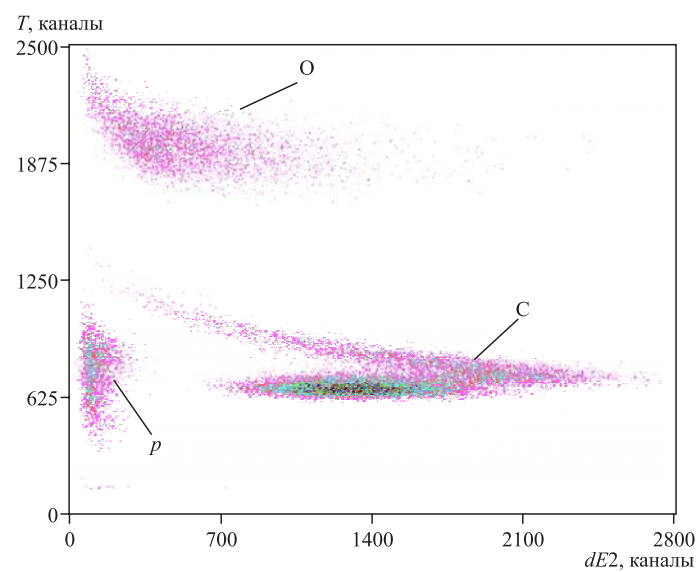


Рис. 10. Двухмерный спектр (T, dE) от майларовой мишени

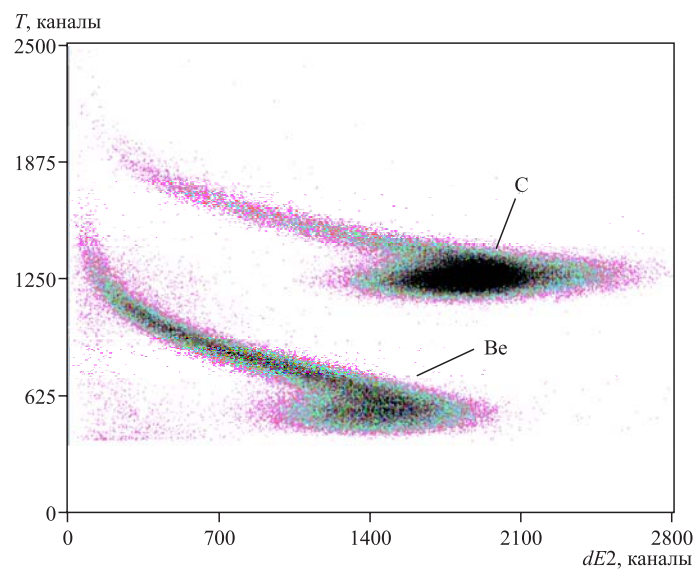


Рис. 11. Двухмерные спектры (T, dE) от мишеней С и Ве

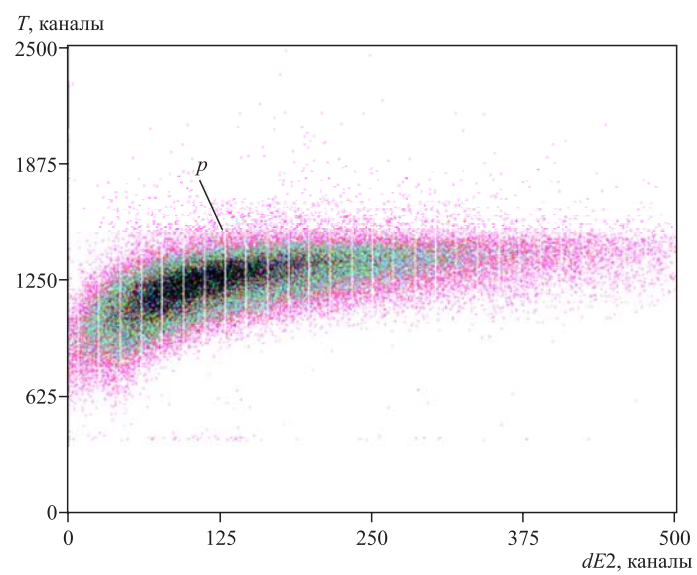


Рис. 12. Двухмерный спектр (T, dE) от p

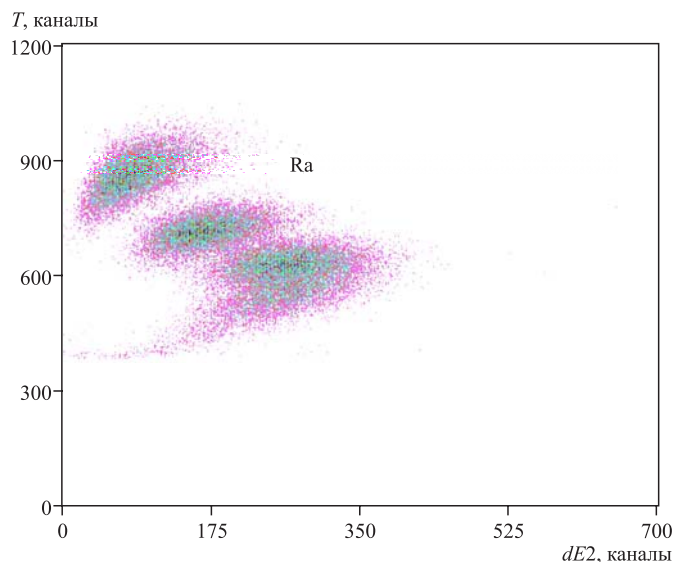


Рис. 13. Двухмерный спектр (T, dE) α -линий от ^{226}Ra

циальные режимы лавинных детекторов и проводились отдельные измерения для протонов. Эти данные уже с характерной формой локусов представлены на рис. 12.

Ход локусов, приведенных на рис. 10–12, требует некоторого пояснения. В то время как двухмерный локус (T, dE) 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 энергии, когда начинается обрастание (одевание) иона валентными электронами.

Понятно и наглядно этот процесс перехода виден для α -частиц от ^{226}Ra (рис. 13), если построить двухмерное распределение (T, dE) -спектров из данных для α -частиц от ^{226}Ra (рис. 4). На этом рисунке ясно обозначен «правильный» локус и характерный «хвост» от низкоэнергичной линии 4,78 МэВ (остаток ~ 2 МэВ после поглощения). Этим же механизмом объясняется взаимное расположение локусов на рис. 9. Отметим, что на последнем рисунке сигналы «старт–стоп» при измерении времени пролета менялись местами.

Совокупность представленных данных на рис. 10–12 позволяет констатировать надежную регистрацию и идентификацию лавинными детекторами ионов в области $Z \geq 1$ и $E \leq 2$ МэВ/А.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выделим несколько областей применения представленной методики.

— Для (T, dE) -идентификации и выделения вторичных пучков ионов, в частности, радиоактивных пучков. При этом количество вещества такого счетчика легко ограничить величиной в сотни $\text{мкг}/\text{см}^2$.

— Для регистрации и идентификации низкоэнергичных продуктов реакций в диапазоне $Z \geq 1$ и удельных энергий от долей до единиц $\text{МэВ}/\text{нуклон}$, в частности, в экспериментах по фрагментации и делению ядер.

— Для создания беспроводных стриповых двухкоординатных лавинных детекторов, в которых просто и эффективно можно задавать форму и конфигурацию пикселей.

— В широкоапертурных установках ($\varphi = 360^\circ$) [7] с прохождением пучка по центру установки. Главным условием реализуемости такой установки является возможность прохождения пучка без отклика детектирующих устройств, в данном случае трековых МПК и лавинных dE -счетчиков. В детекторах, представленных в настоящей работе, можно просто и доступно создать нечувствительную зону регистрации посредством удаления соответствующей части проводящих пленок, создающих электростатическое поле. На рис. 14 показано прохождение α -частиц от ^{226}Ra через такой центр диаметром 2 см с достаточно четкими (~ 1 мм) границами с $\sim 100\%$ -й эффективной периферийной площадью вне нечувствительной зоны. Через такую зону пролетает

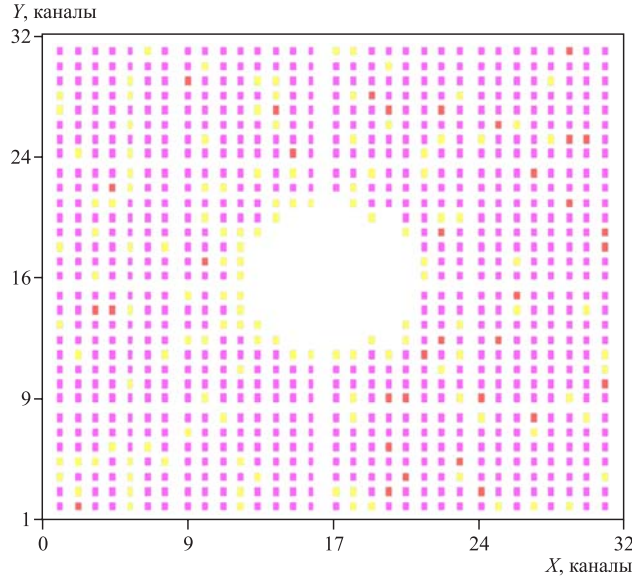


Рис. 14. Двухмерный спектр от α -частиц при прохождении детектора с нечувствительным центром

поток $\sim 10^6$ частиц от ^{226}Ra без отклика. Двухмерный спектр получен на МПК, запускающим триггером которого являлся лавинный детектор. Важно отметить, что такая зона не содержит никакого вещества кроме равномерно распределенного рабочего газа по пути пучка.

Количество вещества, содержащееся в представленной установке, 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. Это не являлось приоритетной целью данной работы. Поэтому в тексте в явном и неявном виде мы оперировали величинами потерь энергий только в активной части детекторов.

Такая установка наиболее перспективна для измерений продуктов реакций в области задних углов вылета, когда, с одной стороны, необходимо обеспечить высокую светосилу установки прохождением пучка внутри детектирующих элементов установки, а с другой стороны, идентифицировать продукты реакций с относительно малой энергией 1–10 МэВ. Оба эти условия реализуемы по результатам настоящей работы.

В качестве примера можно привести эксперименты по исследованию высоковозбужденных состояний изобар с $A = 6$ (^6He , ^6Li , ^6Be) [8] 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 работе [8] только расчетным путем восстанавливались параметры второго продукта развала.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 10-02-00271а) и НЦНИа (грант № 09-02-91056). Авторы выражают благодарность персоналу ускорителя ИЦ-100 и В. А. Скуратову за содействие и сотрудничество.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Charpak G. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1968. V. 62. P. 262.
2. *Breskin A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1977. V. 143. P. 29.
3. *Astabatyan R. A. et al.* JINR Preprint E13-2002-138. Dubna, 2002.
4. *Asaturyan R. A. et al.* // Instruments and Experimental Techniques. 1999. V. 42, No. 3. P. 342–346.
5. *Астабатян Р. А. и др.* // ПТЭ. 2010. № 4. С. 20–26.
6. *Гикал Б. Н. и др.* Препринт ОИЯИ Р9-2007-20. Дубна, 2007.
7. *Астабатян Р. А. и др.* // Изв. РАН, сер. физ. 2003. Т. 67, № 5. С. 686–688.
8. *Yatagata T. et al.* // Phys. Rev. C. 2008. V. 77. P. 021303(R).

Получено 23 июня 2011 г.

Редактор *Е. В. Сабаева*

Подписано в печать 23.09.2011.

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

Усл. печ. л. 0,93. Уч.-изд. л. 1,14. Тираж 270 экз. Заказ № 57436.

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

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/