

## МЕТОД ВОССТАНОВЛЕНИЯ СПЕКТРОВ КОРОТКОПРОБЕЖНЫХ ЧАСТИЦ В РЕАКЦИЯХ ПОГЛОЩЕНИЯ $\pi^-$ -МЕЗОНОВ

© 2022 г. Ю. Б. Гуров<sup>a,b,\*</sup>, С. В. Лапушкин<sup>a</sup>, С. В. Розов<sup>b</sup>,  
В. Г. Сандуковский<sup>b</sup>, Б. А. Чернышев<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”  
Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31

<sup>b</sup> Объединенный институт ядерных исследований  
Россия, 141980, Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6

\*e-mail: gurov54@mail.ru

Поступила в редакцию 09.02.2022 г.

После доработки 16.02.2022 г.

Принята к публикации 18.02.2022 г.

Описан метод восстановления спектров короткопробежных заряженных частиц в экспериментах по исследованию поглощения остановившихся пионов ядрами. Данный подход основан на использовании мониторинной системы, состоящей из двух Si-детекторов, и “живой” мишени, в качестве которой также используется Si-детектор. Анализ информации одновременно с мониторинных детекторов и “живой” мишени позволяет определить глубину остановки пиона в мишени. Показано, что использование представленного метода “прицеливания” позволяет корректно восстанавливать энергетические спектры изотопов гелия  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$  в диапазоне энергий 16–35 МэВ при использовании мишеней толщиной  $\sim 0.1$  г/см<sup>2</sup>.

DOI: 10.31857/S0032816222040127

### ВВЕДЕНИЕ

В исследованиях взаимодействия остановившихся отрицательных пионов с ядрами заметное место занимают эксперименты, связанные с измерениями энергетических спектров вторичных заряженных частиц. Особое внимание в таких экспериментах уделяется вопросам регистрации короткопробежных частиц [1–3], в частности изотопов гелия  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ , для которых характерны значительные искажения их энергетических спектров. Основными источниками этих искажений являются заметные потери энергии этих сильноионизирующих частиц в толщине мишени, а также неполная регистрация частиц при малых энергиях. Уменьшение толщины мишени как способ снижения такого рода погрешностей не во всех случаях оправдан вследствие существенного возрастания времени измерений. С целью уменьшения искажений спектров результаты подобных экспериментов демонстрируются, как правило, с высокими порогами, что ограничивает возможность исследований реакций с участием короткопробежных частиц.

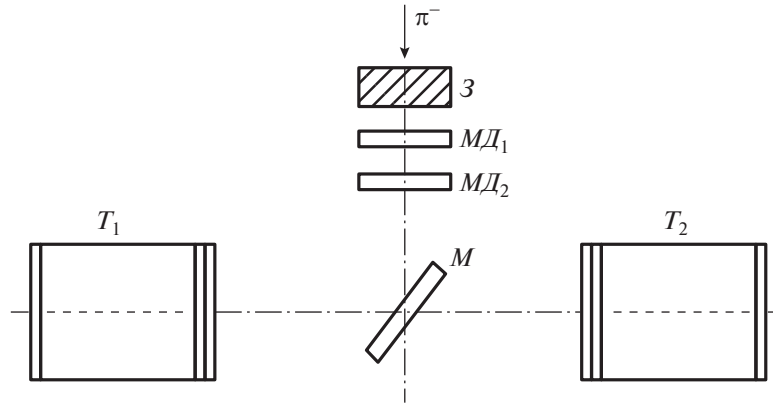
В работе [4] представлен метод отбора событий при поглощении  $\pi^-$ -мезонов ядрами с помощью мониторинной системы, состоящей из двух кремниевых полупроводниковых детекторов. Такой под-

ход, основанный на анализе потерь энергии пионов в мониторинных детекторах, позволил с высокой эффективностью ( $\sim 90\%$ ) отбирать события, отвечающие остановкам пионов в мишени.

В настоящей работе рассматриваются возможности полупроводниковой мониторинной системы для измерения спектров вторичных заряженных частиц, пробеги которых сравнимы или меньше толщины мишени. Представлены “прицельные” параметры системы и результаты экспериментальной проверки предлагаемого подхода.

### “ПРИЦЕЛЬНЫЕ” ПАРАМЕТРЫ МОНИТОРНОЙ СИСТЕМЫ

Исследуемые параметры мониторинной системы рассмотрим на примере экспериментальной установки [3], схема которой приведена на рис. 1. Пучок  $\pi^-$ -мезонов, пройдя через замедлитель Z и мониторинную систему, состоящую из двух кремниевых детекторов  $MD_1$ ,  $MD_2$  толщиной 340 и 250 мкм соответственно, останавливался в мишени M. Мишень представляла собой пластинку из исследуемого материала диаметром 32 мм и толщиной  $\sim 0.1$  г/см<sup>2</sup>. В качестве так называемой “живой” мишени устанавливался Si-детектор (аналог мишени  $^{28}\text{Si}$ ).



**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки.  $Z$  – замедлитель;  $MD_1$  и  $MD_2$  – мониторные детекторы;  $M$  – мишень;  $T_1$  и  $T_2$  – телескопы на основе полупроводниковых детекторов.

Вторичные заряженные частицы, вылетающие из мишени, регистрировались двумя многослойными телескопами  $T_1$  и  $T_2$ . Каждый телескоп состоял из двух тонких и одиннадцати толстых кремниевых детекторов. Структура телескопов обеспечивала измерение спектров заряженных частиц ( $p$ ,  $d$ ,  $t$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ ) вплоть до кинематических границ реакции поглощения ( $E \sim 100$  МэВ). Диаметр чувствительной области всех детекторов телескопов составлял 32 мм, диаметр мониторных детекторов – 24 мм.

Анализ спектрометрической информации одновременно с детекторов мониторинжной системы и “живой” мишени позволяет определить глубину остановки пиона в ней. Наиболее полно связь между энерговыделением и глубиной остановки отражает распределение плотности вероятности  $W(h, \epsilon)$  остановки пиона на глубине  $h$  при энерговыделении  $\epsilon$  в детекторе. Вид распределения остановок  $W(h, \epsilon)$  зависит от толщины и энергетического разрешения детекторов, геометрии установки, характеристик пучка, наложенный спектрометрических сигналов, флуктуаций ионизационных потерь. Кроме того, это распределение может быть подвержено временным изменениям, обусловленным нестабильностью параметров быстрой логической электроники. Зная распределение  $W(h, \epsilon)$ , можно определить “прицельные” параметры мониторинжной системы.

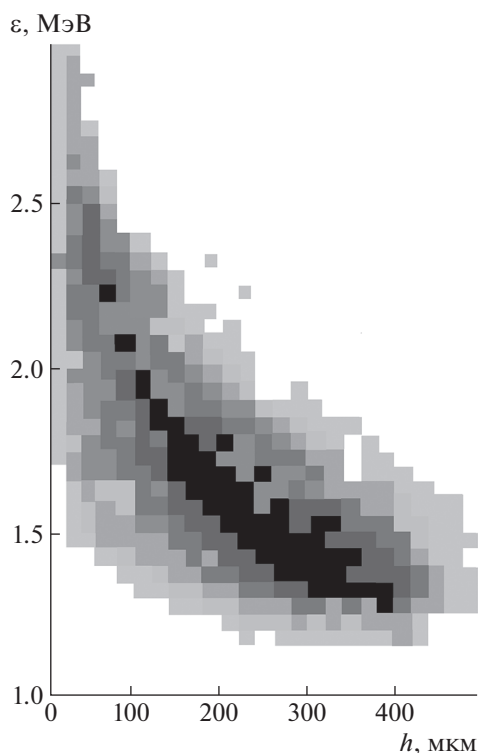
Измерение распределения остановок выполнялось с помощью реакции распада остановившихся положительных пионов  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ . Фиксированная энергия мюонов ( $E_\mu = 4.12$  МэВ) достаточна для их регистрации из любой точки “живой” мишени и позволяет определять глубину остановки  $h$  пионов по остаточной энергии мюона  $E_T$  в телескопе:

$$h = R(E_\mu) - R(E_T),$$

где  $R(E_\mu)$  – кривая пробег–энергия для мюона в веществе мишени. Следует отметить, что флуктуации потерь энергии и пробега в данном случае малы и слабо влияют на точность определения глубины остановки. Кроме того, высокая вероятность этого канала реакции делает мюон удобной частицей для проведения калибровочных измерений.

Из методических особенностей регистрации распада положительных пионов следует отметить необходимость учета времен жизни пионов (26 нс) и мюонов (2.2 мкс). В частности, распад  $\mu^+$ -мезонов при остановках в телескопе может приводить к искажениям спектрометрической информации из-за наложений с сигналами от вторичных позитронов. Этот эффект можно уменьшить за счет сокращения времени преобразования спектрометрических сигналов (в нашем случае постоянная времени формирования  $\tau = 0.5$  мкс). События, искаженные фоном быстро распавшихся мюонов, отбраковывались в процессе обработки данных.

Результаты калибровочных измерений для мониторинжного детектора  $MD_2$  приведены на рис. 2. Следует указать, что набор данных проводился при одновременном включении в логику отбора событий мониторинжных детекторов, “живой” мишени и первых двух детекторов телескопа. Рис. 2 демонстрирует двумерное распределение: по оси абсцисс отложена глубина остановки  $h$  пиона в “живой” мишени, ось ординат показывает энерговыделение  $\epsilon$  мюона в детекторе  $MD_2$ . Более высокая контрастность закрашенных участков графика отвечает большей плотности остановок. Согласно рис. 2, при больших энерговыделениях  $\epsilon$  в мониторе  $MD_2$  остановки пионов сосредоточены вблизи поверхностного слоя мишени. С уменьшением  $\epsilon$  плотность событий смещается в область больших глубин, и при этом точность определения места остановки пиона ухудшается.

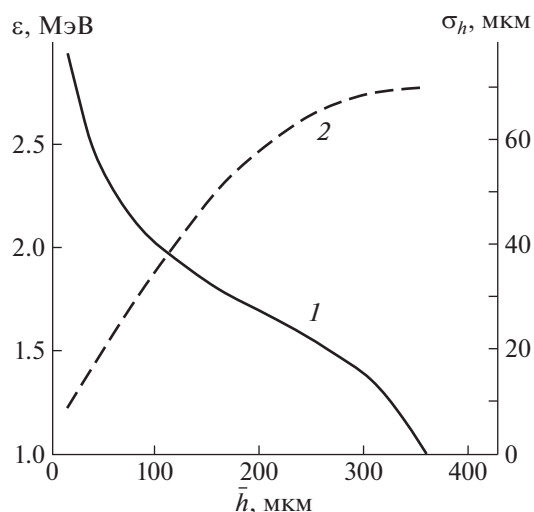


**Рис. 2.** Распределение остановок пионов по глубине  $\bar{h}$  в “живой” мишени и энерговыделению  $\epsilon$  мюона в детекторе  $МД_2$ .

Измеренное распределение, которое нормировано на полное число событий, применяется в качестве приближения к истинному распределению  $W(h, \epsilon)$ . Полученные распределения плотности вероятности остановок пионов по глубине при фиксированном показании монитора  $W(h) = W(h, \epsilon = \text{const})$  позволяют определить совокупность “прицельных” параметров мониторинной системы.

На рис. 3 показана зависимость средней глубины  $\bar{h}$  остановки пиона в мишени от показаний второго мониторинного детектора  $\epsilon$  (кривая 1). Для уменьшения влияния статистических погрешностей измерений калибровочная зависимость усреднена по всей совокупности экспериментальных точек. Отметим, что кривые, полученные при измерениях обоими телескопами, хорошо сшиваются, что свидетельствует об отсутствии систематических погрешностей. На рис. 3 также показана зависимость величины среднеквадратичного отклонения  $\sigma_h$  от  $\bar{h}$  (кривая 2). Видно, что  $\sigma_h$  увеличивается с ростом  $\bar{h}$  и достигает максимума  $\sim 70$  мкм в диапазоне  $\bar{h} = 300\text{--}350$  мкм.

Следует указать, что ошибки в определении параметров мониторинной системы связаны с нестабильностями пучка (импульс, интенсивность)



**Рис. 3.** “Прицельные” параметры мониторинной системы: 1 – зависимость средней глубины  $\bar{h}$  остановок пионов в мишени от энерговыделения  $\epsilon$  в  $МД_2$ ; 2 – зависимость величины среднеквадратичного отклонения  $\sigma_h$  от средней глубины  $\bar{h}$ .

и быстрых каналов электроники. Контроль стабильности работы этой системы осуществлялся с помощью счетчиков, подсчитывающих число срабатываний элементов при включении в логику отбора событий только мониторинных детекторов, а также “живой” мишени на совпадении с ними. Измерения показали, что погрешность показаний счетчиков не превышала 3% за час набора данных.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА МЕТОДА

Для реализации на практике рассматриваемого метода были выполнены численные расчеты погрешностей восстановления спектров заряженных частиц  $p$ ,  $d$ ,  $t$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  в энергетическом интервале до 100 МэВ. В расчетах использовались полученные параметры мониторинной системы.

На рис. 4 показаны расчетные зависимости энергетического разрешения  $\Delta E = \text{FWHM}$  (рис. 4а) и коэффициента выхода  $\eta$  частиц (рис. 4б) от их регистрируемой энергии. Представленные графики получены для телескопа  $T_1$ . Коэффициент выхода  $\eta$  частиц определяется как отношение числа зарегистрированных частиц фиксированной энергии к их полному числу, полученному с учетом геометрической эффективности установки.

На рис. 4а и 4б отчетливо выделяются две области. Первая область соответствует большим энергиям, когда частицы регистрируются со всей глубины мишени, а вторая – малым энергиям, при которых частицы регистрируются лишь с ча-

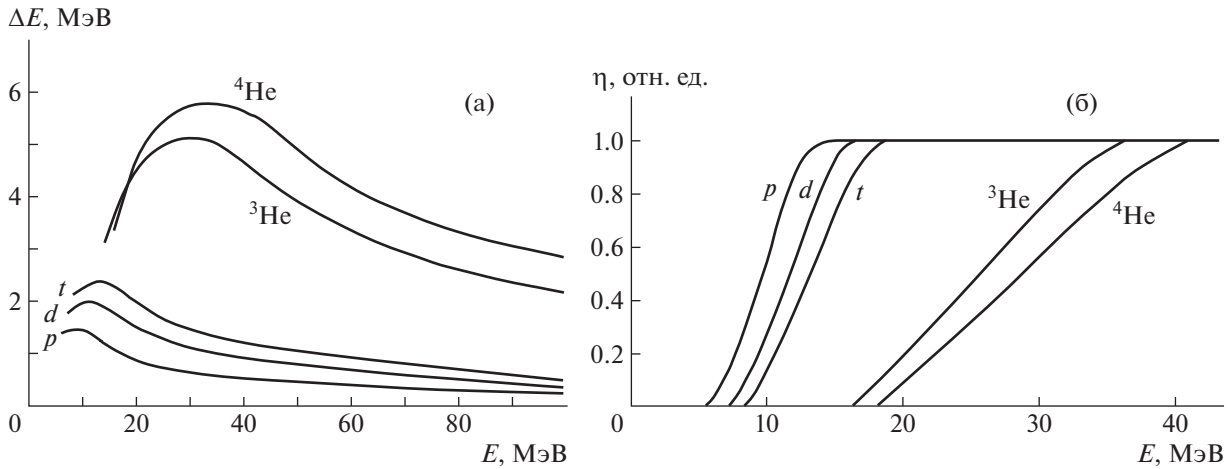


Рис. 4. Зависимость энергетического разрешения (а) и коэффициента выхода (б) от энергии регистрируемых частиц.

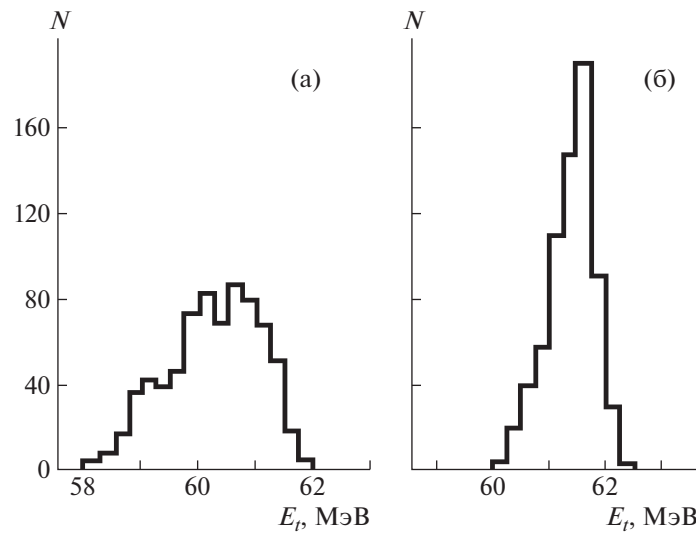


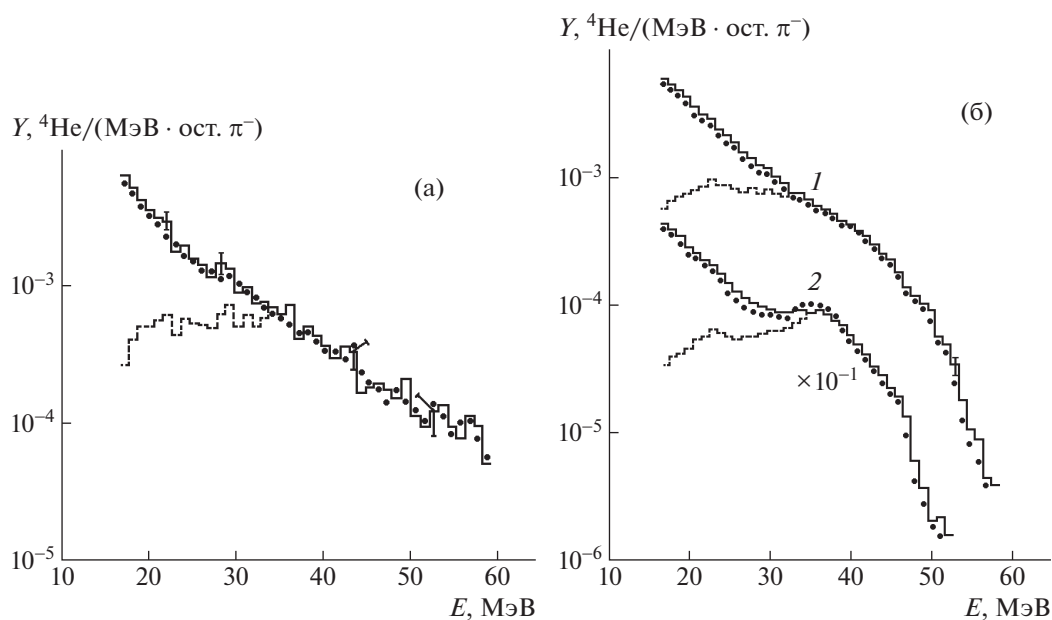
Рис. 5. Спектры тритонов из реакции  $\pi^- + {}^6\text{Li} \rightarrow t + t$ : а – измеренное распределение энергий; б – распределение, полученное с помощью системы “прицеливания”.

сти мишени. В первой области величина  $\eta$  близка к единице, а соответствующая погрешность определения энергии частиц мала. В области малых энергий  $\eta$  резко падает, а погрешность определения выхода частиц возрастает. Для частиц  $p$ ,  $d$ ,  $t$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  с пороговыми энергиями соответственно 5, 7, 8, 14, 16 МэВ погрешность определения их выхода не превышает 4%, а величина энергетического разрешения для изотопов водорода и изотопов гелия составляет  $\sim 2$  и  $\sim 3.5$  МэВ соответственно.

Спад кривой энергетического разрешения при малых энергиях объясняется тем, что короткопробежные частицы регистрируются преимущественно с энерговыделениями  $\epsilon$ , близкими к верхней границе показаний мониторингового детек-

тора  $MD_2$  (поверхностный слой мишени), т.е. в области наименьшего значения  $\sigma_h$ .

Для экспериментальной демонстрации корректности методики расчета энергетического разрешения на рис. 5 представлены спектры моноэнергетичных тритонов из реакции  $\pi^- + {}^6\text{Li} \rightarrow t + t$ . На рис. 5а показано распределение энергий, зарегистрированное одним из телескопов, а на рис. 5б – полученное с использованием системы “прицеливания”. Отметим заметное улучшение энергетического разрешения ( $\Delta E$  уменьшилось с 2.5 до 1 МэВ) и согласие экспериментального ( $61.5 \pm 0.2$  МэВ) и расчетного (61.62 МэВ) значений энергии тритонов.



**Рис. 6.** Энергетические спектры  $\alpha$ -частиц, образующихся в реакциях: **а** –  $\pi^- + {}^{28}\text{Si} \rightarrow {}^4\text{He} + X$  в случае применения мишеней с толщами  $\sim 0.1 \text{ г/см}^2$  (сплошная гистограмма) и  $\sim 0.02 \text{ г/см}^2$  (точки); **б** –  $\pi^- + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + X$  и  $\pi^- + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + X$  (2), сплошная гистограмма – эксперимент, точки – расчет. Штриховой линией показана область, в которой проявляется эффект искажения за счет потери частиц из-за толщины мишени.

Процедура по корректировке формы распределений была выполнена для инклюзивных спектров заряженных частиц, измеренных в реакциях поглощения остановившихся  $\pi^-$ -мезонов ядрами.

На рис. 6а показаны в сравнении результаты измерения энергетического спектра  $\alpha$ -частиц, образующихся при поглощении пионов ядрами  ${}^{28}\text{Si}$ , для толстой ( $\sim 0.1 \text{ г/см}^2$ , сплошная гистограмма) и тонкой ( $\sim 0.02 \text{ г/см}^2$ , точки) мишеней. Штриховой линией показано распределение зарегистрированных энергий, демонстрирующее область, в которой проявляется эффект искажения за счет потери частиц из-за толщины мишени. Видно, что после применения метода “прицеливания” наблюдается удовлетворительное согласие результатов измерений на мишенях разной толщины в низкоэнергетической части спектра (16–35 МэВ). Отличия в области больших энергий носят статистический характер и обусловлены, главным образом, трудностью получения статистически обеспеченных данных измерений с тонкой мишенью.

На рис. 6б показаны инклюзивные спектры  $\alpha$ -частиц, образующихся при поглощении пионов изотопами лития  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ . В отличие от рис. 6а, точками здесь изображено распределение частиц, полученное в результате численного расчета с учетом плотности распределения остановок  $W(h, \epsilon)$ . Видно хорошее согласие результатов, полученных обоими способами восстановления. Неболь-

шие отличия в области малых энергий могут быть связаны с неточностью описания  $W(h, \epsilon)$ .

Отметим, что для уменьшения погрешностей рассматриваемого метода можно использовать возможность улучшения параметров восстановления спектров за счет сокращения диапазона измерений мониторингового детектора и выделения остановок в поверхностном слое мишени. При этом необходимо указать, что такой подход приводит к значительной потере числа остановок пионов.

Также следует рассмотреть проблему, связанную с нестабильностью распределения  $W(h, \epsilon)$ . Как видно из рис. 6, в области больших энергий форма зарегистрированного спектра совпадает с восстановленным (исходным) распределением, при этом погрешности восстановления малы. Следовательно, отобрав события с энергиями, превышающими фиксированное пороговое значение, можно построить соответствующее им распределение энерговыделения в мониторе, не искаженное эффектом потери частиц в мишени. Для этой процедуры целесообразно использовать длиннопробежные протоны и дейтроны. В измерениях, связанных с поглощением пионов, эти частицы легко выделяются, поэтому такой подход можно использовать для коррекции распределения  $W(h, \epsilon)$  в каждой экспозиции.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что совместный анализ спектрометрической информации с мониторингового детектора  $MD_2$  и “живой” мишени позволяет определить глубину остановки пиона в мишени. Проведен анализ восстановления энергетических спектров изотопов гелия  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ , образующихся в реакциях поглощения пионов ядрами  $^{28}\text{Si}$ ,  $^6\text{Li}$ ,  $^7\text{Li}$ . Установлено, что применение предлагаемого метода “прицеливания” позволяет корректно восстанавливать энергетические спектры этих частиц в диапазоне энергий 16–35 МэВ при использовании толстых мишеней (толщиной  $\sim 0.1$  г/см $^2$ ). Таким образом, использование полупроводниковой мониторинговой системы в качестве установки “прицеливания” дает возможность повысить эффективность исследований за счет совмещения высокой статистики набора данных с достоинствами экспериментов на тонких мишенях.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ, проект № 0723-2020-0041.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гуров Ю.Б., Короткова Л.Ю., Лапушкин С.В., Пritула Р.В., Чернышев Б.А. // Изв. РАН. Сер. физическая. 2014. Т. 78. С. 1375.  
<https://doi.org/10.7868/S0367676514110106>
2. Chernyshev V.A., Gurov Yu.B., Korotkova L.Yu., Lapushkin S.V., Pritula R.V., Shchurenkova T.D., Sandukovsky V.G. // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 798. P. 012080.  
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/798/1/012080>
3. Гуров Ю.Б., Карпунин В.С., Лапушкин С.В., Леонова Т.И., Пritула Р.В., Чернышев Б.А., Сандуковский В.Г. // ЯФ. 2019. Т. 82. С. 305.  
<https://doi.org/10.1134/S0044002719030073>
4. Гуров Ю.Б., Лапушкин С.В., Розов С.В., Сандуковский В.Г., Чернышев Б.А. // ПТЭ. 2021. № 4. С. 18.  
<https://doi.org/10.31857/S0032816221040169>