

P7-2009-147

А. Г. Артюх^{1,*}, Ю. М. Серeda^{1,2}, С. А. Клыгин¹,
Г. А. Кононенко¹, Ю. Г. Тетерев¹, А. Н. Воронцов^{1,2},
Г. Камински^{1,3}, Б. Эрдемчимег^{1,4}, В. В. Осташко²,
Ю. Н. Павленко², П. Г. Литовченко², В. Е. Ковтун⁵,
Е. И. Кощий⁵, А. Г. Фощан⁵, Д. А. Кислуха⁵

ФРАГМЕНТ-СЕПАРАТОР КОМБАС

Направлено в журнал «Приборы и техника эксперимента»

¹Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

²Институт ядерных исследований НАН, Киев, Украина

³Институт ядерной физики им. Х. Неводничанского ПАН, Краков, Польша

⁴Монгольский государственный университет, Центр ядерных исследований, Улан-Батор, Монголия

⁵Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина, Харьков, Украина

*E-mail: artukh@jinr.ru

Проведен анализ основных ионно-оптических характеристик фрагмент-сепаратора КОМБАС. В переднеугловых измерениях на фрагмент-сепараторе КОМБАС изучены импульсные распределения радиоактивных ядер ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$ и ${}^9\text{Li}$, полученные в реакции ${}^{11}\text{B}(33\text{ A} \cdot \text{МэВ}) + {}^9\text{Be}(332,6\text{ мг/см}^2)$. С использованием пучков ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$ и ${}^9\text{Li}$ были измерены величины импульсного и углового (по горизонтали) акцептансов сепаратора КОМБАС. Установлено, что изображение пучков ядер ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$ и ${}^9\text{Li}$ в выходном ахроматическом фокусе сепаратора F_a приблизительно в два раза превышает размер пучка на производящей мишени (входной фокус F_0), на которую первичный пучок диафрагмировался диаметром 6 мм. При интенсивности первичного пучка ${}^{11}\text{B}$ в $1\text{ р}\mu\text{A}$ ($1\text{ р}\mu = 5\text{ е}\mu\text{A}$) получены следующие интенсивности пучков радиоактивных ядер: ${}^6\text{He}$ ($6,9 \cdot 10^5\text{ с}^{-1}$), ${}^8\text{He}$ ($2 \cdot 10^4\text{ с}^{-1}$) и ${}^9\text{Li}$ ($4,7 \cdot 10^5\text{ с}^{-1}$). Полученные интенсивности пучков галоподобных ядер ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$ и ${}^9\text{Li}$ являются достаточными для использования их в спектроскопических исследованиях. Предлагается использовать времяпролетный анализ продуктов ядерных реакций на выходе сепаратора КОМБАС, который обеспечит не только измерение энергии транспортируемых частиц во всем рабочем диапазоне импульсного захвата, но и идентификацию по A , Z этих частиц без их потери.

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

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2009

The analysis of the basic ionic-optical characteristics of the fragment-separator COMBAS is carried out. In forward-angle measurements on fragment-separator COMBAS momentum distributions of radioactive ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$ and ${}^9\text{Li}$ nuclei, obtained in the reaction ${}^{11}\text{B}(33\text{ A} \cdot \text{MeV}) + {}^9\text{Be}(332.6\text{ mg/cm}^2)$, are studied. Values of momentum and angular (horizontal) acceptances of the separator COMBAS are measured using ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$, and ${}^9\text{Li}$ beams. It is found that the image of ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$, and ${}^9\text{Li}$ nuclei beams in the final achromatic focus of the separator F_a approximately twice exceeds the size of the beam on the producing target (input focus F_0), on which primary beam had the size in diameter 6 mm. With intensity of a ${}^{11}\text{B}$ primary beam of $1\text{ р}\mu\text{A}$ ($1\text{ р}\mu = 5\text{ е}\mu\text{A}$), the following beam intensities of radioactive nuclei are obtained: ${}^6\text{He}$ ($6.9 \cdot 10^5\text{ s}^{-1}$), ${}^8\text{He}$ ($2 \cdot 10^4\text{ s}^{-1}$) and ${}^9\text{Li}$ ($4.7 \cdot 10^5\text{ s}^{-1}$). The obtained beam intensities of ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$ and ${}^9\text{Li}$ halo-like nuclei are sufficient for using in spectroscopic researches. Time-of-flight analysis of the reaction products in final achromatic focus of the COMBAS separator is proposed. This permits one to measure the energies of transported particles in the total working range of momentum acceptance and to identify also the particles in the A , Z without losing them.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2009

ВВЕДЕНИЕ

Широкоапертурный фрагмент-сепаратор КОМБАС (КОМплекс Быстродействующего Анализатора-Спектрометра) проектировался и был создан [1–5] для сепарации и формирования пучков нестабильных (нейтроно- и протоноизбыточных) ядер, получаемых в реакциях с тяжелыми ионами низких и средних энергий (порядка 100 МэВ/нуклон). Для максимального сбора короткоживущих ядер (миллисекунды и выше), получаемых в реакциях фрагментации с малыми сечениями, основными требованиями к «in-flight»-сепараторам, работающим «в пучке» тяжелых ионов, является достижение максимально возможных импульсного и углового акцептансов с реализацией максимально возможной разрешающей способности по энергии. В сепараторе КОМБАС столь противоречивые требования были разрешены с помощью магнитов с неоднородными полями, в которых непосредственно в поворотные магниты методом профилирования их полюсных наконечников были введены нужной величины мультипольные гармоники для компенсации aberrаций высоких порядков. Это позволило создать компактный сепаратор с параметрами по импульсному захвату, угловому захвату и разрешающей способности, в три-пять раз превосходящими параметры аналогичных сепараторов, существующих в других научных центрах [6–9] (табл. 1). Для того чтобы обеспечить высокую эффективность сбора экзотических ядер, получаемых в реакциях с

Таблица 1. Сравнение параметров существующих фрагмент-сепараторов. В первой колонке даны ссылки на литературные источники

Установка	Ω , мср	$\Delta p/p$, %	Предельная жесткость, Тл · м	Разрешающая способность, отн. ед.
LISE [6]	1,0	5,0	3,2	800
A1200 [7]	0,8–4,3	3,0	5,4	700–1500
RIPS [8]	5,0	6,0	5,76	1500
FRS [9]	0,7–2,5	2,0	9–18	240–1500
COMBAS [1]	6,4	20	4,5	4300

тяжелыми ионами низких и средних энергий, предельная магнитная жесткость сепаратора КОМБАС была выполнена равной 4,5 Тл. Эта жесткость на 50 % превосходит предельную жесткость наиболее высокоэнергетических пучков циклотрона У-400М. Избыточная жесткость сепаратора крайне необходима для того, чтобы без потерь можно было сепарировать ядра вблизи границы ядерной стабильности, которые образуются с жесткостями, до 50 % превосходящими жесткость первичного пучка. Этот физический факт ограничивает применение стандартных магнитов транспортировки первичного пучка в качестве анализирующих магнитов для строительства фрагмент-сепараторов. В настоящее время по своим параметрам фрагмент-сепаратор КОМБАС является единственным сепарирующим каналом в ЛЯР, который в состоянии использовать весь диапазон ускоряемых частиц на циклотроне У-400М.

Цель данной работы — изучить рабочие диапазоны основных ионно-оптических характеристик сепаратора КОМБАС на радиоактивных пучках ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$ и ${}^9\text{Li}$, получаемых в реакции ${}^{11}\text{B}(33 \text{ АМЭВ}) + {}^9\text{Be}$, и измерить выходы ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$ и ${}^9\text{Li}$ с перспективой формирования из них пучков радиоактивных ядер для спектроскопических исследований.

1. ВЫБОР И ОПТИМИЗАЦИЯ ИОННО-ОПТИЧЕСКОЙ СХЕМЫ СЕПАРАТОРА КОМБАС

Наиболее важными характеристиками фрагмент-сепараторов являются:

R — разрешающая способность;

$B\rho$ — предельная магнитная жесткость сепарируемых частиц;

$\Delta p_{\text{max}}/p$ — предельный импульсный разброс частиц (импульсный аксептанс), пропускаемый магнитным каналом;

φ — угловой захват частиц в радиальной плоскости;

θ — угловой захват частиц в вертикальной плоскости;

Используя матричный анализ, коэффициенты матрицы (T) преобразования координат ($X, X', Y, Y', \Delta l, \Delta p_{\text{max}}/p$) можно записать в виде соответствующего обозначения в вычислительной программе TRANSPORT:

$$T = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & 0 & 0 & 0 & R_{16} \\ R_{21} & R_{22} & 0 & 0 & 0 & R_{26} \\ 0 & 0 & R_{33} & R_{34} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & R_{43} & R_{44} & 0 & 0 \\ R_{51} & R_{52} & 0 & 0 & 1 & R_{56} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

1.1. Разрешающая сила. По определению разрешающая сила анализирующего прибора вычисляется по формуле

$$R = \frac{D}{\Delta X_D} = \frac{D}{R_{11} \cdot \Delta X_1} = \frac{R_{16}}{R_{11} \cdot \Delta X_1}; \quad (2)$$

D — дисперсия, которая представляет пространственный разброс пучка частиц (в см) в плоскости сепарации частиц на 1% импульсного разброса; ΔX_D — ширина распределения пучка в плоскости сепарации (фокальная плоскость F1); ΔX_1 — размер источника на входе. Обычно принято делать нормировку на величину $\Delta X_1 = 1$ мм. Это позволяет сравнить различные устройства; R_{11} — коэффициент линейного увеличения источника в фокальной плоскости F1 по координате X .

Положение фокальной плоскости F1 определяется из условия, что $R_{12} = 0$. То есть размер пучка в фокальной плоскости не зависит от угловой расходимости пучка. Принято говорить о фокусировке из точки в точку.

Воспользуемся инвариантными соотношениями, связывающими продольное движение с поперечным:

$$\begin{aligned} R_{16} &= R_{11} \cdot R_{52} - R_{12} \cdot R_{51}, \\ R_{26} &= R_{21} \cdot R_{52} - R_{22} \cdot R_{51}. \end{aligned} \quad (3)$$

При выполнении условия $R_{12} = 0$ величина дисперсии $R_{26} = R_{11} \cdot R_{52}$, подставляя это значение в (2), получим

$$R = \frac{R_{11} \cdot R_{52}}{R_{11} \cdot \Delta X_1} = \frac{R_{52}}{\Delta X_1}. \quad (4)$$

С другой стороны,

$$R_{52} = \int_0^s \frac{R_{12}(s)}{\rho} ds. \quad (5)$$

Интеграл (5) имеет смысл только в поворотных магнитах (ρ — радиус поворота осевой траектории) и представляет собой площадь, описываемую синусной траекторией $R_{12}(s)$.

1.2. Магнитная жесткость сепарируемых частиц. Предельные величины полей, обычно используемых на полюсных наконечниках магнитов, составляют 1,7–1,9 Тл (имеются в виду поля, формируемые в несверхпроводящих конструкциях). С увеличением магнитной жесткости частиц (из-за ограничения на величину поля) фокусирующие свойства элементов уменьшаются. Это приводит также, во-первых, к увеличению геометрической протяженности канала, во-вторых, к увеличению весовых характеристик в $\left(\frac{B_{\rho 2}}{B_{\rho 1}}\right)^3$ и к увеличению потребляемой мощности в $\left(\frac{B_{\rho 2}}{\Delta_{\rho 1}}\right)^{2-2,5}$ раз.

1.3. Предельный импульсный разброс частиц. Частицы с разным импульсом совершают движение по своим траекториям, положение которых относительно осевой траектории определяется через величину дисперсии:

$$\Delta X = R_{16}(s) \cdot \frac{\Delta p_m}{p_0}.$$

Чем больше величина $\frac{\Delta p_m}{p}$, тем большую рабочую радиальную дорожку канала мы должны предусмотреть. Коэффициент R_{16} входит в выражение (2), описывающее разрешающую силу устройства. Чем больше разрешающая сила R , тем больше должно быть значение R_{16} . Таким образом, стремление пропустить через канал одновременно частицы с большим импульсным разбросом и иметь высокое разрешение наталкивается опять на необходимость увеличить радиальную дорожку, и, соответственно, к возрастанию весогабаритных параметров. Кроме того, резко — $\left(\frac{\Delta p_m}{p}\right)^3 \cdot R^3$ — возрастают хроматические aberrации. Следовательно, необходимо предусмотреть такой выбор магнитной структуры, который бы позволял возможную компенсацию хроматических aberrаций.

Один из приемов, который позволяет увеличить пропускаемый импульсный спектр без значительного увеличения радиальной дорожки, состоит в формировании низкодисперсионных оптических схем. Высокая разрешающая сила прибора может быть достигнута при низком значении дисперсии за счет малой величины коэффициента линейного увеличения $|R_{11}| < 1$ (2).

1.4. Угловой захват частиц в радиальной плоскости φ . Величина углового акцептанса ограничивает светосилу канала и определяется, в основном, предельными апертурами электромагнитного оборудования и номинальным значением величины поля на полюсных наконечниках.

Размер моноэнергетического пучка в спектрометрах выражается через синусную траекторию:

$$\tilde{X}(s) = R_{12}(s) \cdot \varphi. \quad (6)$$

С другой стороны (см. выражение (5)), разрешающая сила также связана через $R_{12}(s)$. Для получения хорошего разрешения необходимо иметь большую величину $R_{12}(s)$, что приводит, согласно (6), к увеличению радиальной дорожки в поворотных магнитах. Вес магнита растет как квадрат ширины рабочей дорожки.

Необходимо также отметить влияние сферических aberrаций. При $\varphi > 20$ мрад становится обязательным учет и компенсация нелинейных эффектов третьего порядка.

1.5. Угловой захват частиц в вертикальной плоскости θ . Разрешающая сила канала в линейном приближении не зависит от вертикального эмиттанса

пучка. В более высоком приближении его влияние становится заметным, но при разумном выборе оптической схемы и системы коррекции эти эффекты могут быть скомпенсированы.

Обычно при построении оптической схемы стремятся в поворотных магнитах получить вертикальный размер пучка минимальной величины. Это понятно, так как мощность системы питания магнитов растет как квадрат высоты зазора. Но для того, чтобы это сделать, вводят дополнительное число квадрупольных линз, и заметного выигрыша не происходит.

При построении компоновочной схемы КОМБАС было принято решение использовать поворотные магниты со знакопеременной величиной показателя спада поля. Это позволило, с одной стороны, сократить длину канала, с другой, уменьшить количество магнитных элементов, так как функции фокусировки пучка, выполняемые обычно квадрупольными линзами, теперь возлагаются на магниты.

При оптимизации магнитной структуры в линейном приближении целесообразно воспользоваться следующими условиями на первой части канала (в фокальной плоскости F_1):

$R_{52} = \text{const } 1$ — коэффициент определяет разрешающую силу прибора;

$R_{12} = 0$ — условие фокусировки пучка из точки в точку;

$R_{11} = \text{const } 2$ — условие, выполнение которого позволяет минимизировать дисперсию R_{16} при заданном значении разрешающей силы R_{52} ;

$R_{26} = 0$ — условие, выполнение которого позволяет вторую половину канала сделать зеркальным отражением первой;

$R_{34} = 0$ — условие фокусировки пучка из точки в точку в вертикальной плоскости; это условие может оказаться недостаточным при большой высоте источника, в более общем случае нужно стремиться к $Z' = 0$ (кроссовер пучка).

Численная оптимизация различных оптических схем в линейном приближении выполнялась с помощью вычислительной программы BETRAMF [10]. При этом каждый из полученных вариантов анализировался как с точки зрения удовлетворения основным требованиям, так и с учетом возможной компенсации нелинейных эффектов.

Реализованная магнитооптическая схема фрагмент-сепаратора, которая наиболее полно отвечает поставленной задаче, показана на рис. 1.

Первая половина канала М1–М4 — анализирующая секция, состоящая из двух основных поворотных магнитов М1 и М2 и двух корректирующих М3 и М4, которая обеспечивает сбор частиц в соответствующем телесном угле, отклонение пучка на суммарный угол $50^\circ (2 \times 25^\circ)$ и пространственное разделение ионов-продуктов в фокальной плоскости F_d (средняя линия).

Оптические свойства в линейном приближении полностью определяются магнитами М1 и М2. Чтобы реализовать нужные фокусирующие свойства и минимизацию абберационных эффектов высоких порядков в канале струк-

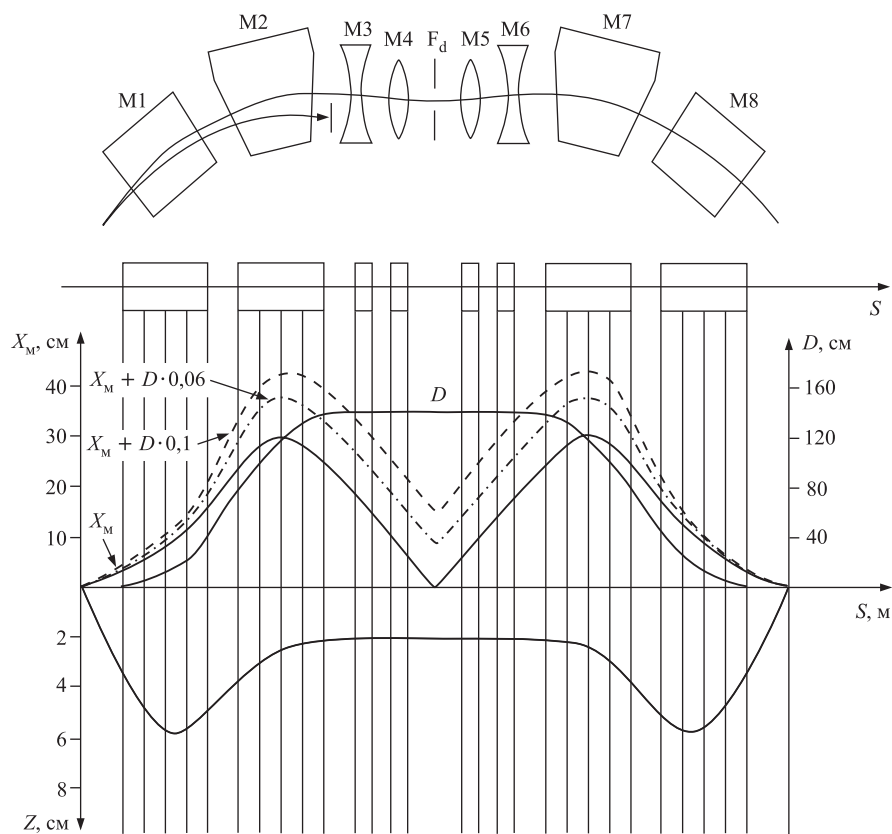


Рис. 1. Магнитооптическая схема сепарирующего канала КОМБАС. В верхней части рисунка представлена магнитная структура фрагмент-сепаратора. В ионно-оптической части рисунка (координатная сетка) показаны огибающие пучка частиц в медианной плоскости X_M при трех импульсных захватах: сплошная линия X_M — огибающая пучка частиц с нулевым разбросом по импульсу (монохроматический пучок); прерывистой линией $X_M + D \cdot 0,1$ показана огибающая $\pm 10\%$ импульсного захвата частиц и $X_M + D \cdot 0,06$ — огибающая $\pm 6\%$ импульсного захвата частиц. На правой ординатной оси указана шкала дисперсионной функции D (сплошная линия). Нулевая производная дисперсионной функции в средней части сепаратора (в позиции фокуса F_d) является необходимым условием для реализации зеркальной симметрии второй секции сепаратора относительно первой дисперсионной секции с сохранением ахроматичности в выходном фокусе. В нижней части координатного рисунка показана огибающая пучка частиц в вертикальной плоскости движения

тура магнитных полей в магнитах М1–М4 формировались таким образом, чтобы они содержали нужной силы и знака квадрупольную, секступольную и октупольную компоненты.

Технически это достигалось методом профилирования полюсных наконечников в магнитах М1–М4. Радиальное распределение полей в медианной плоскости магнитов при этом аппроксимировалось в виде следующих разложений:

$$B = B_0(1 - n_1 \cdot X/R + n_2 \cdot RX^2 + n_3 \cdot RX^3 + \dots),$$

где X — радиальное отклонение от оси магнита, B_0 — значение поля на оси, а R — радиус кривизны осевой линии магнита. В табл. 2 приведены характеристики распределения магнитных полей магнитов М1–М4.

Таблица 2. Характеристики распределения поля в электромагнитах установки КОМБАС

Тип электромагнита	Показатели производных поля		
	n_1	$n_2, \text{см}^{-3}$	$n_3, \text{см}^{-4}$
М1	11,056	$\leq 7 \cdot 10^{-8}$	$\leq 5 \cdot 10^{-8}$
М2	-6,945	$\leq 4 \cdot 10^{-7}$	$\leq 2 \cdot 10^{-9}$
М3	0	$\leq 4 \cdot 10^{-6}$	$\leq 4 \cdot 10^{-8}$
М4	0	$\leq 4 \cdot 10^{-6}$	$\leq 4 \cdot 10^{-8}$

Из табл. 2 и рис. 1 следует, что эффективная фокусировка заряженных частиц в двух направлениях X и Y достигается чередованием знака показателя спада поля в магнитах М1 и М2. В первом магните М1 в радиальной плоскости магнитное поле спадает с ростом радиуса: $n_1 = 11$, а во втором магните М2 возрастает: $n_2 = -7$. Из рис. 1 видно, что магнит М1 в плоскости X дефокусирует частицы, а в плоскости Y фокусирует, тогда как магнит М2 производит обратное действие.

Рис. 1 показывает, что дисперсионная траектория R_{16} параллельна осевой траектории в фокальной плоскости, т. е. $R_{26} = 0$. Это условие как раз и позволяет сделать вторую половину сепаратора зеркально-симметричной первой половине. При этом весь канал будет обладать ахроматичными свойствами.

Построение магнитной структуры канала с помощью пространственно разделенных поворотных магнитов М1(М8) и М2(М7) с разными знаками спада поля дает возможность эффективно и гибко формировать пучок нужной формы и размера в обеих плоскостях движения. Этот прием позволяет также добиваться оптимальной минимизации сферических aberrаций (путем введения секступольной и октупольной компонент поля в поворотные маг-

ниты), оказывающих значительное влияние на величину изображения в широкоапертурных системах.

Корректирующие магниты М3 и М4 представляют собой одинаковые магниты с однородным полем прямоугольного исполнения и углами отклонения пучка на осевой линии $7,5^\circ$ каждый. Однако индукция в магнитах М3 и М4 равна по величине, но отличается по знаку. Система из М3 и М4 представляет собой известную систему параллельного переноса пучка. Причем в плоскости поворота (радиальная плоскость) суммарное воздействие магнитов М3 и М4 на пучок оказывается равным нулю. А в вертикальной плоскости эти магниты обладают фокусирующим воздействием за счет краевой фокусировки. Поэтому назначение магнитов М3 и М4 в линейном приближении — симметризовать движение пучка во второй половине канала, чтобы избежать потерь частиц на стенках вакуумной камеры; в более высоких приближениях — обеспечить компенсацию нелинейных эффектов (в основном хроматических). Ниже записана матрица преобразования первой половины канала (анализирующей части):

$$T_{1/2} = \begin{pmatrix} -0,34 & 0 & 0 & 0 & 0 & 148 \\ -1,5 \cdot 10^{-2} & -2,904 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -5,96 & 39 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1,4 \cdot 10^{-2} & -0,076 & 0 & 0 \\ -2,23 & 432 & 0 & 0 & 1 & -56,7 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Разрешающая сила анализирующей системы М1–М4 (при полной ширине входной щели $\Delta X_1 = 1$ мм) равна

$$R = \frac{R_{52}}{\Delta X_1} = \frac{R_{16}}{R_{11} \cdot \Delta X_1} = 4300.$$

Высокое значение разрешающей силы достигается за счет малой величины коэффициента линейного увеличения $R_{11} = -0,34$ при сравнительно невысоком значении дисперсии $R_{16} = 1,48$ м.

Полная матрица преобразования координат всего канала имеет вид

$$T_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1,03 \cdot 10^{-2} & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -9 \cdot 10^{-2} & 5,96 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0,166 & -9 \cdot 10^{-2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & -114 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

В силу зеркальной симметрии коэффициент R_{11} равен единице.

1.6. Угловой акцептанс магнитного канала КОМБАС. Угловой акцептанс установки определяется конфигурацией полюсов электромагнитов и формой вакуумной камеры. Расчет акцептанса выполнен при следующих допущениях:

- пучок на входе в систему имеет точечные размеры;
- профиль полюсов электромагнитов соответствует выбранному в линейном приближении распределению магнитного поля;
- вакуумная камера во всех электромагнитах имеет эллиптическое сечение. Уравнение внутренней поверхности камеры записывается в виде $\left(\frac{X}{X_m}\right)^2 + \left(\frac{Y}{Y_m}\right)^2 = 1$ с полуосями:

Магнит	X_m , см	Y_m , см
M1	20	5
M2	40	4
M3	30	2,5
M4	25	2,5

Считалось также, что апертура вакуумной камеры в прямолинейных промежутках достаточна для пропуска пучка без потерь частиц. Результаты расчета углового акцептанса канала КОМБАС при различных значениях разброса частиц по магнитной жесткости приведены на рис. 2.

Угловой захват частиц по горизонтали составляет примерно ± 50 мрад и ограничен только шириной рабочей области электромагнитов. Угловой захват по вертикали определяется высотой вакуумной камеры и равен ± 35 мрад. Он может быть несколько увеличен до ± 42 мрад для варианта, когда полюсные наконечники являются одновременно крышками вакуумной камеры.

В табл. 3 приведены основные параметры магнитов фрагмент-сепаратора КОМБАС.

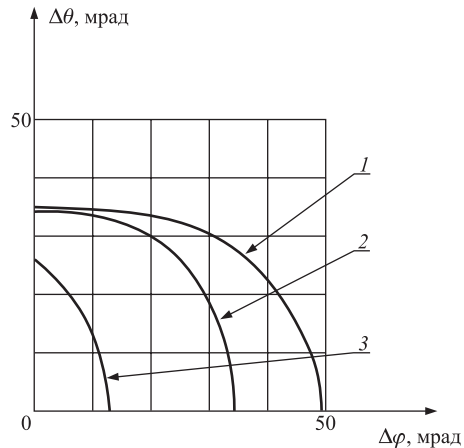


Рис. 2. Угловой акцептанс канала КОМБАС при различных значениях разброса частиц по магнитной жесткости: 1) монохроматический пучок частиц $\Delta(BR)/(BR) = 0$; 2) $\Delta(BR)/(BR) = 10\%$; 3) $\Delta(BR)/(BR) = 15\%$

Таблица 3. Параметры электромагнитов магнитного канала КОМБАС

Параметр	M1; M8	M2; M7	M4; M5; M3; M6
Магнит с неоднородным полем, показатель спада на оси $n = (-I/B\rho) \cdot \frac{\partial B}{\partial x}$	11	-7	0
Радиус поворота осевой траектории ρ , м	4	4	3
Индукция на осевой траектории B , Тл	1,125	1,125	1,5
Высота воздушного зазора вдоль осевой траектории h , см (в M1: $h_{\rho_{\min}} = 6$ см; $h_{\rho_{\max}} = 18$ см)	12	10	6
Ширина рабочей области $\pm X$ см при поле на оси $B = 0,875$ Тл	± 20	± 40	± 30
Угол поворота осевой траектории φ , град	25	25	7,5

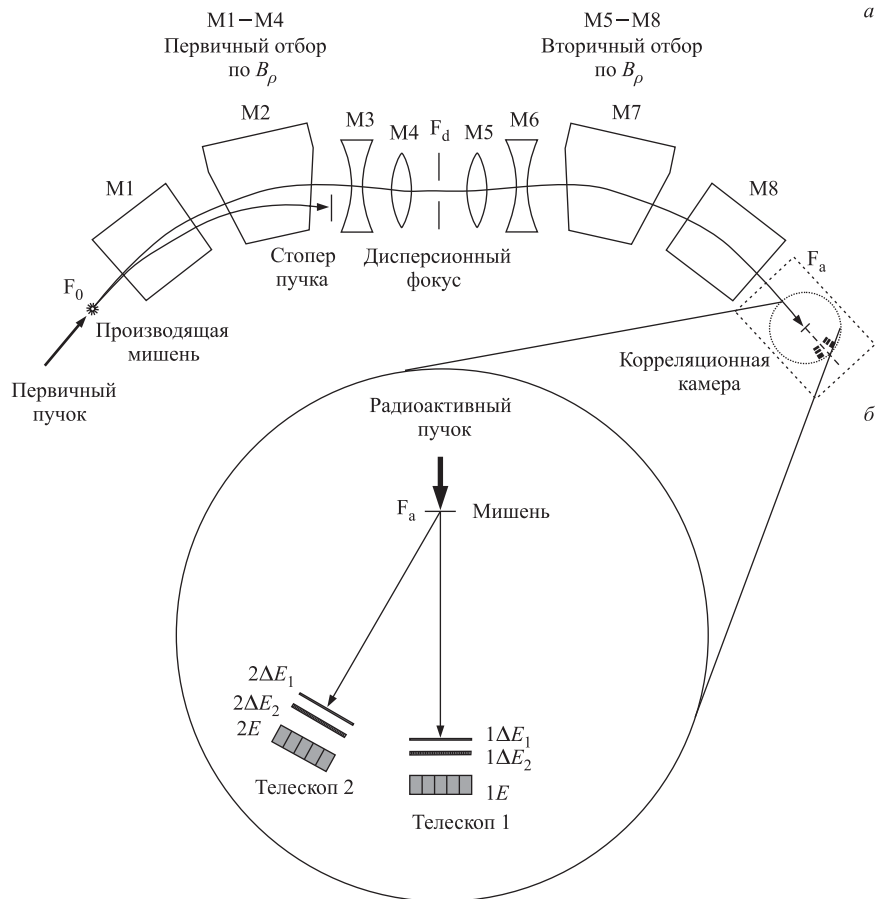
2. СТРУКТУРА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО КОМПЛЕКСА КОМБАС

Фрагмент-сепаратор КОМБАС установлен на 15-градусном отводе № 2 в зале циклотрона У-400М. Он полностью оборудован диагностикой, различного типа детекторами как в промежуточном, так и в выходном фокусах, включая координатные кремниевые и лавинные счетчики. Для обслуживания детекторов имеется необходимый набор многоканальной аналоговой и цифровой электроники.

Комплекс КОМБАС состоит из следующих функциональных частей (рис. 3):

- светосильного «in-flight»-сепаратора КОМБАС для сепарации радиоактивных ядер, очистки их от первичного пучка и транспортировки ядер в выходную фокальную плоскость F_{a1} ;
- системы измерения времени пролета TOF на базе F_d - F_{a1} двухкоординатными лавинными счетчиками. Время пролета частиц TOF необходимо как для измерения энергии частиц в интервале импульсного захвата сепаратора, так и для оценки вкладов паразитных частиц, пролетающих сепаратор в виде ионов в различных зарядовых состояниях. Последние дают значительные вклады в выходы, в основном, в область нейтроноизбыточных ядер;

- детектирующей системы, состоящей из двух трехдетекторных телескопов Т1 и Т2, каждый из которых сформирован из двух прострельных 32-стриповых кремниевых детекторов и детектора полного поглощения.



Магнитная структура	$\Delta\Omega$, мср	$\Delta p/p$, %	$B\rho$, Тл · м	$R_{p/\Delta p}$	L , м
M1 M2 M3 M4 F _d M5 M6 M7 M8 F _a	6,4	± 6	4,5	4360	14,5

Рис. 3. Схема экспериментального комплекса КОМБАС: а) магнитная структура сепаратора с комментариями назначения элементов; б) схема корреляционной камеры с позицией мишени для приема вторичных пучков радиоактивных ядер и конфигурацией пучков радиоактивных ядер детектирующей системы. В таблице указаны основные ионно-оптические параметры сепараторной части установки

КОМБАС состоит из каскада мультипольных магнитов М1–М8 (восемь штук), формирующих широкоапертурный сепаратор с тройной фокусировкой частиц в выходном фокусе F_a (по энергии по горизонтали и вертикали). Конфигурация сепаратора komponуется в виде двух идентичных секций М1–М4 и М5–М8 с плоскостью симметрии в средней части (дисперсионный фокус F_d). Первая анализирующая секция М1–М4 выполняет функции фильтра высокоэнергетических частиц по импульсу с режекцией первичного пучка, а вторая секция М5–М8 компенсирует дисперсию первой секции и минимизирует эффекты аббераций в выходном ахроматическом фокусе F_a . Для получения моноизотопных пучков радиоактивных ядер в сепараторе имеется возможность устанавливать деградер в позиции промежуточного фокуса F_d . Включение прострельной фольги (деградера) радикально улучшает изотопную сепарацию второй секцией вследствие различных величин ионизационных потерь энергии в фольге для сепарируемых и фоновых частиц. База пролета второй секции, в которой отсутствует интенсивный пучок первичных частиц, может быть эффективно использована для времяпролетных измерений, которые необходимы для идентификации изотопов по массовому числу в спорных случаях. В выполненной таким образом конфигурации «in-flight»-сепаратор КОМБАС выполняет одновременно фильтрацию частиц по импульсу P , удельным ионизационным потерям $\Delta E/\Delta X$ (деградером) и времени пролета TOF. Это позволяет достигать требуемой степени сепарации нуклидов и надежной идентификации их по массовому числу A и атомному номеру Z при приемлемом исключении «фона» как от частиц первичного пучка, так и от сопутствующих изотопов различных элементов или ионов в различных зарядовых состояниях.

Каждый телескоп детектирующей системы состоит из двух ΔE_1 (с 32 горизонтальными X -стрипами), ΔE_2 (с 32 вертикальными Y -стрипами) прострельных кремниевых детекторов и стенки из девяти E -детекторов полного поглощения на базе CsI-кристаллов. Реализованная гранулярность детекторов телескопа является достаточной для планируемых измерений многочастичных развалов слабосвязанных экзотических ядер. Детектирующая система обслуживается многоканальной быстрой и спектрометрической электроникой, которая обеспечивает временной и амплитудный анализ продуктов ядерных реакций «в плоскости» и «вне плоскости» реакции.

В настоящее время фрагмент-сепаратор КОМБАС с детектирующей системой используется:

- 1) в измерениях переднеугловых скоростных, изотопных и элементных распределений продуктов ядерных реакций. Конфигурацию детектирующей системы в этих исследованиях достаточно сформировать из одного телескопа Т1 (или Т2), который устанавливается в позиции F_{a1} . При этом деградер убирается из трассы сепарации продуктов ядерных реакций;

2) в измерениях угловых распределений продуктов ядерных реакций как монохроматор первичного пучка. ^9Be - или ^{197}Au -мишени устанавливаются в позиции F_{a1} , а два идентичных телескопа T1 и T2 устанавливаются на индивидуальных дисках с осью вращения, совпадающей с позицией F_{a1} . Один из телескопов (например, T2) фиксируется в определенном угловом интервале, отсчеты которого за тем используются для нормировки результатов измерения основного измерительного телескопа T1. Использование мультистриповых ΔE -детекторов позволяет обеспечить высокую стабильность и точность угловых измерений, поскольку имеется возможность в одной экспозиции измерять одновременно продукты в широком интервале углов. В планируемых экспериментах каждый 32-стриповый ΔE -детектор охватывает 6° (по горизонтали и вертикали) и обеспечивает $0,2^\circ$ точность угловых измерений, определяемую одним стрипом.

3) в измерениях энергетических и угловых корреляций продуктов развала радиоактивных ядер «в плоскости» и «вне плоскости» реакции, что позволяет экспериментально изучать не только спектральную функцию резонансов разваливающегося ядра, но и определять спины этих резонансов без использования модельных представлений.

3. ИЗМЕРЕНИЯ РАБОЧИХ ДИАПАЗОНОВ ОСНОВНЫХ ИОННО-ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СЕПАРАТОРА ПО ПРОДУКТАМ ^6He , ^8He И ^9Li , ПОЛУЧАЕМЫХ В РЕАКЦИИ $^{11}\text{B}(33 \text{ А МэВ}) + ^9\text{Be}$

3.1. Импульсные распределения продуктов фрагментации ^6He , ^8He и ^9Li .
В экспериментах по исследованию ионно-оптических характеристик фрагмент-сепаратора КОМБАС использовались ускоренные циклотроном У-400М ЛЯР ОИЯИ ионы ^{11}B с энергией 33 А МэВ. Во входном фокусе сепаратора (в позиции F_0) устанавливалась относительно толстая бериллиевая мишень ($332,6 \text{ мг/см}^2$), размер первичного пучка на которой диафрагмировался коллиматором диаметром 6 мм. Мишень одновременно использовалась и для измерения заряда (в качестве цилиндра Фарадея), оставляемого в мишени пролетающим пучком ^{11}B . Измерения тока из мишени использовались затем для нормировки выходов продуктов ядерных реакций во всем диапазоне измеряемых импульсных распределений отдельных изотопов. Процедура настройки сепаратора состояла из двух этапов. Первичный пучок ^{11}B сначала трассировался по осевой линии вдоль всего сепаратора F_0 - F_a . Осевая линия сепаратора фиксировалась набором щелей после каждого магнита. Детектирование интенсивного первичного пучка ^{11}B вдоль осевой линии осуществлялось набором люминофоров, световое излучение из которых регистрировалось видеокамерами. Информация об измеренной позиции осевой линии заносилась в компьютер. Визуализация осевой линии вдоль трассы сепаратора не только

служила для определения осевой линии сепаратора, но и давала очень важную предварительную информацию о форме и размере пучка вдоль всей осевой линии, включая и в позициях как промежуточного фокуса F_d , так и выходного ахроматического фокуса F_a . Магнитная жесткость $B\rho_{\text{beam}}$ первичного пучка ^{11}B , трассируемого вдоль осевой линии, использовалась затем в качестве эталонной в измерениях импульсных распределений изотопов-продуктов ядерных реакций. Импульсные распределения каждого изотопа определялись сканированием магнитного поля сепаратора в нужном диапазоне магнитных жесткостей. Скорости счета выходов отдельных изотопов регистрировались трехдетекторным телескопом ΔE_1 , ΔE_2 , E , который размещался в позиции выходного ахроматического фокуса F_a (рис. 3). Распределение интенсивности регистрируемых изотопов в фокусе F_a по горизонтали X и вертикали Y измерялось гранулированными первыми прострельными детекторами ΔE_1 и ΔE_2 , в качестве которых были использованы кремниевые стриповые детекторы каждый толщиной 1 мм и площадью прямоугольника размером 67×67 мм. Детектор ΔE_1 (X -координата с шагом 2 мм) состоял из 32 вертикальных стрипов, а детектор ΔE_2 (Y -координата с шагом 2 мм) из 32 горизонтальных стрипов. С целью уменьшения числа регистрируемых параметров в данных измерениях в каждом детекторе ΔE_1 и ΔE_2 стрипы были объединены парами. При этом координатное разрешение достигало 3,8 мм, точность которого была достаточной для измерения пространственного распределения формы изображения в ахроматическом фокусе F_a . Третий E -детектор полного поглощения в телескопе необходим был для идентификации длиннопробежных He - и Li -изотопов, которые простреливали оба тонких ΔE_1 - и ΔE_2 -детектора с минимальной потерей кинетической энергии в них. E -детектор полного поглощения состоял из четырех CsI -кристаллов размерами $20 \times 20 \times 20$ мм³, которые охватывали полную апертуру ΔE_1 и ΔE_2 Si-детекторов.

В качестве примера на рис. 4 показаны распределения событий на идентификационной двумерной матрице $[\Delta E_1, \Delta E_2]$, зарегистрированных детекторами ΔE_1 (вертикальная шкала) и ΔE_2 (горизонтальная шкала) при импульсном захвате $\pm 6,67\%$ (полный захват — $13,3\%$) с использованием непрофилированного деградера в дисперсионной плоскости F_d толщиной 0,4 мм. В квадрате в средней части показаны события только ^8He .

На рис. 5 показаны экспериментальные распределения выходов ^6He , ^9Li и ^8He в выходном фокусе в зависимости от магнитной жесткости (в относительных единицах). Измерения выходов He - и Li -изотопов проводились при коллимации апертуры в промежуточном фокусе F_d , охватывающей 4% по импульсу.

На шкале ординат указаны измеренные выходы ^6He , ^9Li и ^8He частиц в секунду (pps) в ахроматическом фокусе при интенсивности первичного пучка пятизарядного ^{11}B в μA ($1 \mu\text{A} = 5 \text{e}\mu\text{A}$).

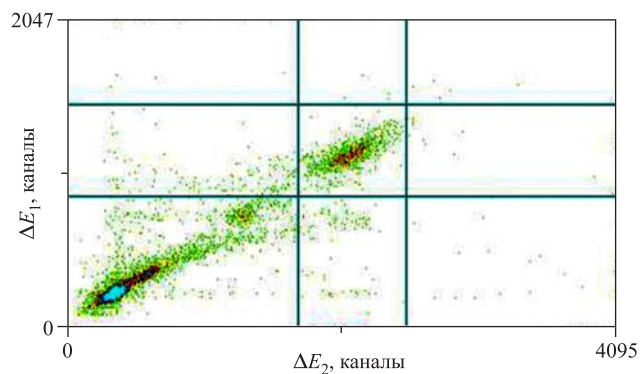


Рис. 4. Распределение на идентификационной двумерной матрице $[\Delta E_1, \Delta E_2]$ событий, зарегистрированных детекторами ΔE_1 (вертикальная шкала) и ΔE_2 (горизонтальная шкала) при импульсном захвате $\pm 6,67\%$ (полный захват — $13,3\%$) с использованием непрофилированного деградера в дисперсионной плоскости F_d толщиной $0,4$ мм. В квадрате в средней части показано распределение событий только ${}^8\text{He}$

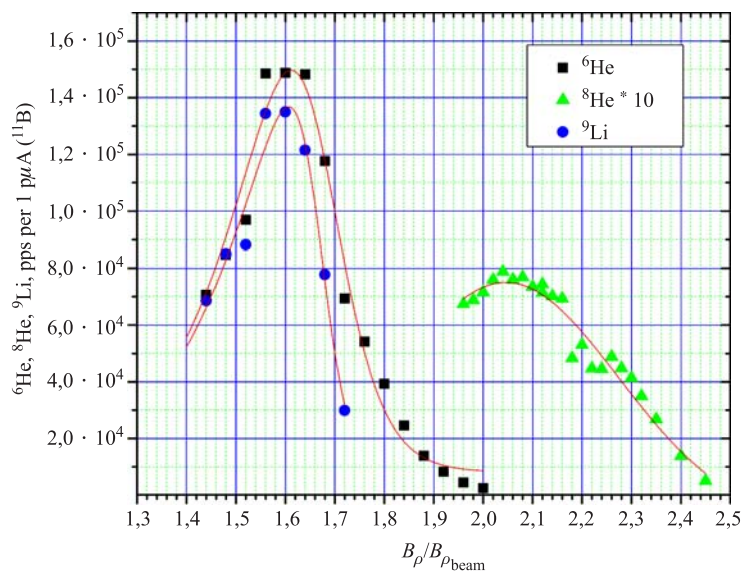


Рис. 5. Распределение выходов ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$ и ${}^9\text{Li}$ в зависимости от жесткости магнитного поля сепаратора. По оси ординат указаны измеренные выходы ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$ и ${}^9\text{Li}$ в ахроматическом фокусе при интенсивности первичного пучка пятизарядного ${}^{11}\text{B}$ в μA ($1 \mu\text{A} = 5 \mu\text{A}$)

Из рис. 5 видно, что скорости образования в максимуме распределения ${}^6\text{He}$, ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$ достигают соответственно $1,5 \cdot 10^5$, $1,35 \cdot 10^5$ и $7,5 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ при токе первичного пучка 5 мкА электрических. Магнитные жесткости частиц в максимуме сильно отличаются от магнитной жесткости первичной частицы, например, для частиц ${}^6\text{He}$ и ${}^9\text{Li}$ — превышение в 1,6 раза, тогда как для ядра ${}^8\text{He}$ превышение в 2,05 раза. Ширины распределений на половине высоты приблизительно достигают величин ${}^6\text{He}$ (19%), ${}^9\text{Li}$ (16%) и ${}^8\text{He}$ (16%).

Из анализа данных, представленных на рис. 5, следует, что для эффективного сбора и сепарации экзотических ядер необходимы фрагмент-сепараторы: а) обладающие магнитными жесткостями, в 2–3 раза превышающими жесткости бомбардирующих частиц, и б) с акцептансом по импульсу, достигающим десятков процентов. Видно также, что для увеличения потока экзотических ядер необходимы более сильноточные ускорители первичных частиц (до нескольких десятков μA) и более толстые производящие мишени, использование которых является весьма эффективным с увеличением энергии бомбардирующих частиц.

3.2. Изучение рабочего диапазона импульсного акцептанса сепаратора.

На рис. 6 представлен измеренный выход изотопов ${}^8\text{He}$ в зависимости от ширины импульсного захвата, величина которого регулировалась щелью коллиматора в дисперсионной плоскости F_d . Из рисунка виден линейный рост выхода ${}^8\text{He}$ в зависимости от величины импульсного захвата вплоть до $\pm 5\%$

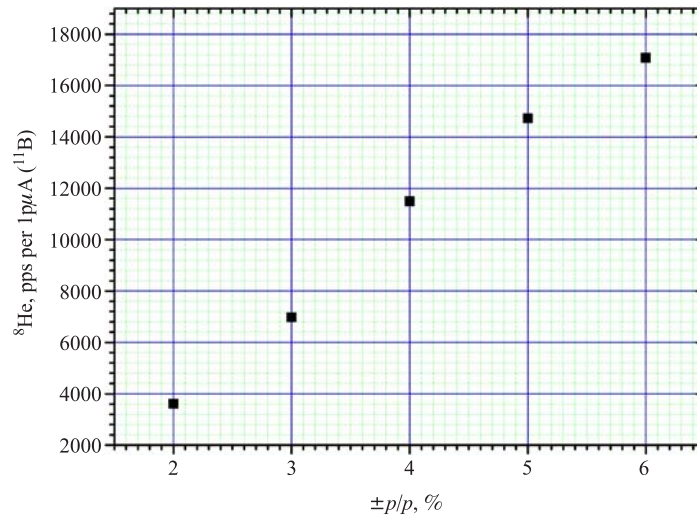


Рис. 6. Измеренный выход ${}^8\text{He}$ в секунду (при токе первичного пучка в 1 μA) в зависимости от величины импульсного захвата $\Delta p/p$ в %. Снимали при $B\rho/B\rho_{\text{beam}} = 2,22$

(полный захват — 10%) с замедлением роста в районе $\pm 6\%$ (полный захват — 12%). Знаки \pm означают одновременное расширение щели в обе стороны относительно осевой линии сепаратора. Следует отметить, что увеличение акцептанса сепаратора от $\pm 1\%$ (стандартный акцептанс существующих сепараторов) до $\pm 6\%$ приводит к росту сбора ядер ${}^8\text{He}$ сепаратором примерно в шесть раз. Это обстоятельство следует иметь в виду при проектировании и создании новых фрагмент-сепараторов. Наблюдаемое замедление выхода выше 12% может быть обусловлено частичной потерей трассируемого пучка частиц на стенках вакуумных камер, по периферии которых были размещены ловушки для подавления фона от паразитных рассеянных пучков.

3.3. Зависимость выхода радиоактивных ядер от интенсивности первичного пучка. На рис. 7 показана экспериментально установленная эволюция выхода ${}^8\text{He}$ с ростом интенсивности первичного пучка ${}^{11}\text{B}$. Интервал изменения интенсивности пучка ${}^{11}\text{B}$ сверху был ограничен $1\text{ }\mu\text{A}$, поскольку загрузки детектора суммарным потоком частиц выше 10^3 с^{-1} приводили к значительному росту просчетов из-за мертвого времени системы детектор + регистрирующая аппаратура.

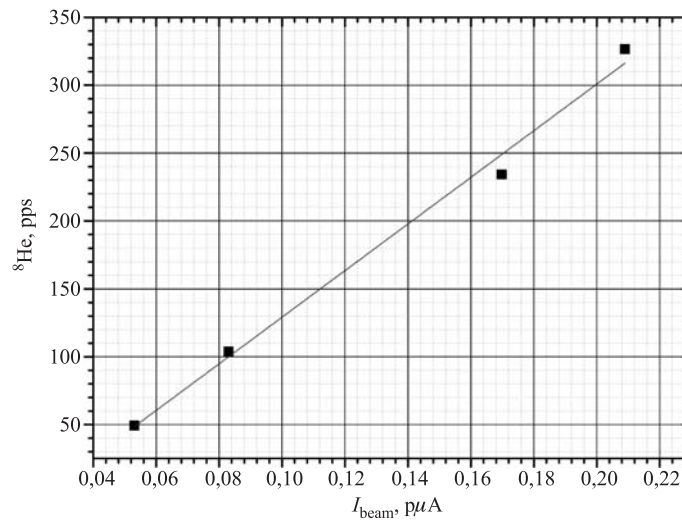


Рис. 7. Измеренный выход изотопа ${}^8\text{He}$ в зависимости от интенсивности первичного пучка. Снимали при $B\rho/B\rho_{\text{beam}} = 2,22$ и $\Delta p/p = \pm 1\%$

3.4. Выход ядер ${}^8\text{He}$ в зависимости от величины углового акцептанса сепаратора. Исследования влияния величины углового акцептанса на сбор радиоактивных ядер сепаратором были выполнены только вариацией горизонтального угла захвата (по техническим причинам). На рис. 8 показана эво-

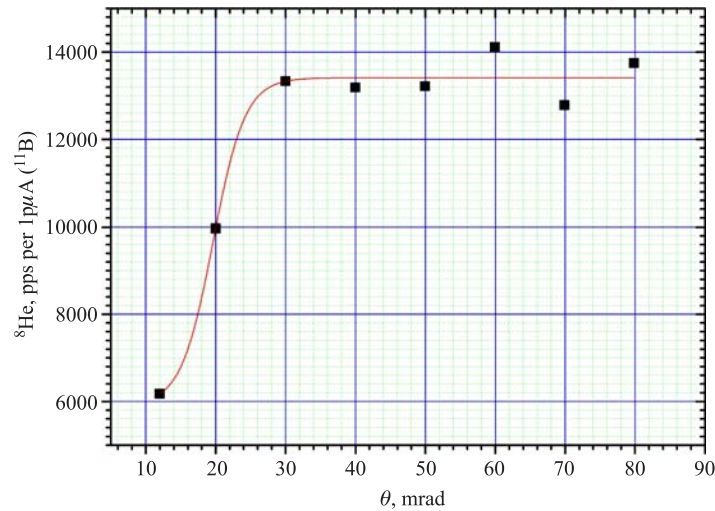


Рис. 8. Выход ^8He -ядер в зависимости от горизонтального угла захвата. \blacksquare ^8He , $\Delta p/p = \pm 4\%$

люция выхода ^8He -ядер в зависимости от величины горизонтального угла захвата. Из рисунка видно, что горизонтальный угол захвата сепаратора, обеспечивающий возрастающий сбор ^8He -ядер, не превышает ± 30 мрад (приблизительно $\pm 2^\circ$). Видно также, что увеличение угла сбора в интервале от ± 10 до ± 30 мрад приводит к возрастанию эффективности сбора ядер в два раза. В перспективе эффективность углового сбора ядер сепаратором можно существенно увеличить, если установить квадрупольный дублет между производящей мишенью и первым магнитом, который бы позволил собирать ядра практически со всей передней полусферы и формировать их в нужном телесном угле сепаратора. Оценки показывают, что в такой компоновке сбор радиоактивных ядер сепаратором дополнительно может быть увеличен в 2–3 раза.

3.5. Размер и форма изображения пучка ядер ^8He в выходном ахроматическом фокусе F_a -сепаратора. Для определения формы изображения по X (горизонтали) и Y (вертикали) использовались X , Y -координатные (16-стриповые) кремниевые ΔE_1 -, ΔE_2 -детекторы с шириной чувствительной зоны стрипа 3,8 мм. На рис. 9 представлены экспериментальные распределения событий ^8He по X -координате (рис. 9, а) и по Y -координате (рис. 9, б), измеренные при широком импульсном аксептансе $\Delta p/p = \pm 6,6\%$. Из рисунка видно, что ширина распределения по X на половине высоты достигает 14–15 мм, в то время как по Y ширина достигает 11–12 мм. Уширение размера ^8He -пучка по X -координате по сравнению с Y -координатой при

столь большом импульсном аксептансе (26,4 %-й захват по энергии) обусловлено разбросом ^8He по энергии в толстом непрофилированном деградере (400 мкм Al). Сравнение размера изображения в ахроматическом фокусе F_a и размера первичного пучка на мишени (6 мм в диаметре), полученных в экстремальных условиях широкого импульсного захвата и не профилированного соответствующим образом деградера, показывает, что сепаратор доставляет пучок ^8He в F_a с коэффициентом увеличения по горизонтали X несколько больше двойки, в то время как по вертикали Y в пределах двойки. Несмотря на неоптимальные условия трансмиссии радиоактивных ядер во второй половине сепаратора из-за деградера, пучки таких размеров в ахроматическом фокусе F_a вполне приемлемы в спектроскопических исследованиях структуры слабосвязанных ядер.

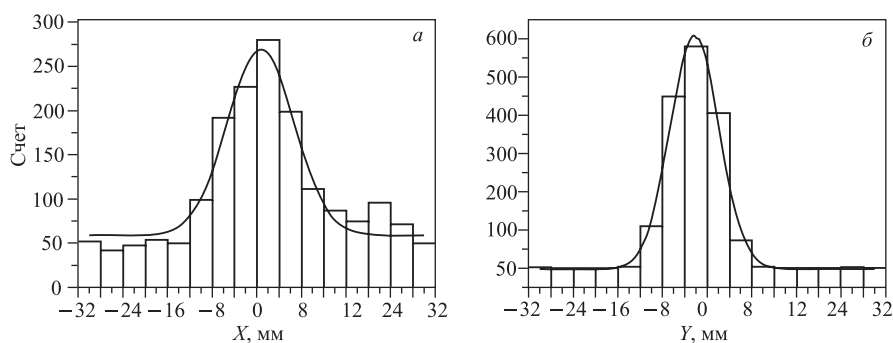


Рис. 9. Форма распределения пучка ядер ^8He в выходном ахроматическом фокусе F_a сепаратора КОМБАС, измеренная при импульсном захвате $\Delta p/p = \pm 6,6\%$ (или 26,4% по энергии) и использовании непрофилированного толстого деградера из Al 400 мкм в дисперсионной плоскости F_d : а) распределение по горизонтали X ; б) распределение по вертикали Y

4. ВЫВОДЫ

В переднеугловых измерениях на фрагмент-сепараторе КОМБАС в реакции $^{11}\text{B}(33 \text{ AMэВ}) + ^9\text{Be}(332,6 \text{ мг/см}^2)$ реализовано следующее:

- 1) изучены импульсные распределения радиоактивных ядер ^6He , ^8He и ^9Li ;
- 2) установлен рабочий диапазон импульсного аксептанса (превышающий $\pm 6,0\%$);
- 3) установлен рабочий диапазон углового аксептанса сепаратора (превышающий ± 30 мрад или приблизительно $\pm 2^\circ$);

4) показано, что изображение пучков ядер ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$ и ${}^9\text{Li}$ в выходном фокусе сепаратора F_a приблизительно в два раза превышает размер пучка на производящей мишени (входной фокус F_0), на которую первичный пучок диафрагмировался диаметром 6 мм;

5) установлено, что размер изображения в выходном фокусе сепаратора сохраняется практически постоянным во всем изученном диапазоне импульсного захвата сепаратора от $\Delta p/p = \pm 0,5$ до $\pm 6,6\%$. Этот фактор экспериментально подтверждает ахроматичность всего канала сепаратора КОМБАС. Кроме того, отсутствие увеличения размера изображения с ростом импульсного акцептанса сепаратора показывает высокую степень минимизации нелинейных эффектов, которые имеют тенденцию возрастающего вклада в F_a -изображение с ростом акцептанса сепаратора.

Из экспериментов по изучению основных ионно-оптических параметров «in-flight» сепаратора КОМБАС следует, что измеренные величины их находятся в допустимых пределах проектных значений.

В табл. 4 приводятся значения измеренных параметров КОМБАС на пучках ${}^8\text{He}$, ${}^6\text{He}$ и ${}^9\text{Li}$ и дано сравнение их с параметрами существующего в ЛЯР сепаратора АКУЛИНА и параметрами предлагаемого нового проекта.

Из таблицы следует, что при интенсивности первичного пучка ${}^{11}\text{B}$ в $1\text{ р}\mu\text{А}$ ($1\text{ р}\mu\text{А} = 5\text{ е}\mu\text{А}$) в эксперименте получены следующие интенсивности радиоактивных ядер: ${}^6\text{He}$ ($6,9 \cdot 10^5\text{ с}^{-1}$), ${}^8\text{He}$ ($2 \cdot 10^4\text{ с}^{-1}$) и ${}^9\text{Li}$ ($4,3 \cdot 10^5\text{ с}^{-1}$).

Таблица 4. Параметры и интенсивности вторичных пучков ядер ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$ и ${}^9\text{Li}$

Радиоактивные пучки	I(1/1 рμА)/FWHM X · Y мм ²		
	Эксперимент		Проект
	КОМБАС пластина Al 0,4 мм	АКУЛИНА клин — 1 мм	АКУЛИНА-2 клин — 1 мм
${}^8\text{He}$	$2 \cdot 10^4 / 13 \cdot 10$	$5 \cdot 10^3 / 18 \cdot 15$	$2 \cdot 10^4 / 6 \cdot 20$
${}^6\text{He}$	$6,9 \cdot 10^5 / 17 \cdot 11$	$1 \cdot 10^5 / 18 \cdot 15$	$2,5 \cdot 10^6 / 6 \cdot 20$
${}^9\text{Li}$	$4,3 \cdot 10^5 / 26 \cdot 11$	$1 \cdot 10^5 / 18 \cdot 15$	$4 \cdot 10^5 / 6 \cdot 20$

Полученные интенсивности выходов галоподобных ядер ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$ и ${}^9\text{Li}$ могут быть использованы как вторичные пучки экзотических ядер в реакциях передачи нуклонов и фрагментации, а также в спектроскопических исследованиях структуры слабосвязанных ядер.

5. ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ

Для реализации возможностей сепаратора КОМБАС в спектроскопических исследованиях и в реакциях со вторичными пучками экзотических ядер, а именно для использования полного импульсного и углового захватов для повышения светосилы эксперимента, требуется доукомплектование его секцией квадрупольного дублета 2Q на входе сепаратора и секцией квадрупольного триплета 3Q на выходе сепаратора для переноса ахроматического фокуса F_{a1} без потерь интенсивности частиц в позицию F_{a2} (рис. 10).

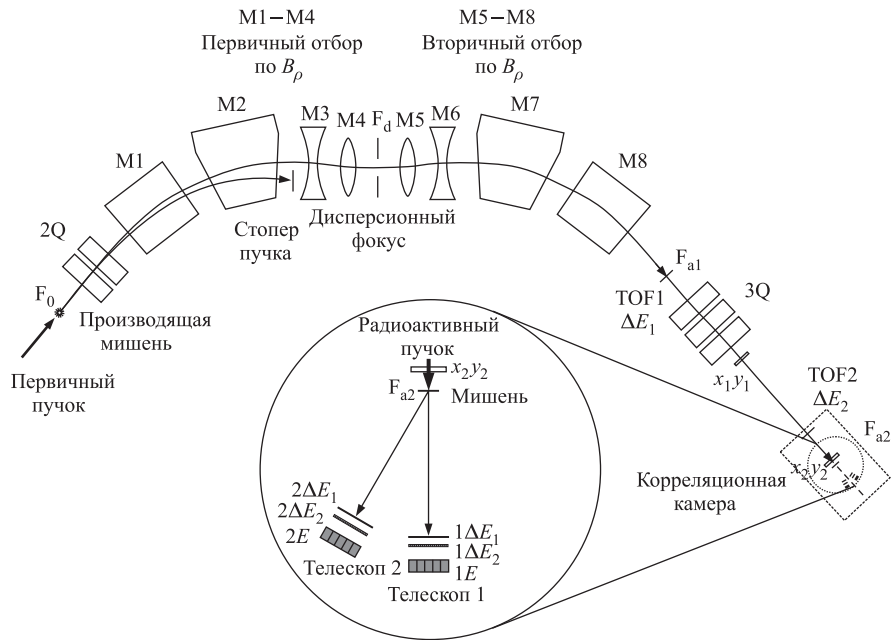


Рис. 10. Схематический вид расширенной версии экспериментального комплекса КОМБАС по получению пучков экзотических ядер и исследованию их структуры. В верхней части показана магнитная структура сепарирующего канала $F_0 2Q M1 M2 M3 M4 F_d M5 M6 M7 M8 F_{a1} 3Q F_{a2}$. Участок (F_{a1} , F_{a2}) представляет канал формирования пучков вторичных частиц с датчиками измерения времени пролета (TOF1, TOF2), детекторами дифференциальных потерь энергии (ΔE_1 , ΔE_2) и координатными детекторами измерения траектории частиц ($X_1 Y_1$, $X_2 Y_2$). В нижней части с увеличением показана корреляционная камера с многодетекторной системой для измерения совпадений продуктов ядерных реакций (или развала экзотических ядер)

Секция 2Q между мишенью и входом в первый магнит M1 позволит собирать радиоактивные ядра с большей части передней полусферы и фокусировать их в рабочий телесный угол сепаратора.

Канал 3Q квадрупольных линз кроме формирования пучков радиоактивных ядер предоставит возможность:

1) измерять энергию частиц (по параметру TOF) в рабочем диапазоне импульсного захвата сепаратора;

2) идентифицировать «на лету» изотопный состав радиоактивного пучка методом $[\Delta E, \text{TOF}]$;

3) мониторировать форму и угловую расходимость частиц на мишени с помощью установленных на трассе канала двухкоординатных пропорциональных камер;

Последнее крайне необходимо для корректной реконструкции кинематики реакции или развала радиоактивного ядра.

Для этих целей канал 3Q планируется оборудовать следующими датчиками:

а) тонкими сцинтилляционными детекторами, позволяющими измерять как время пролета на базе $[F_{a1}, F_{a2}]$ (порядка 50–100 нс), так и дифференциальные потери энергии $(\Delta E_1, \Delta E_2)$ в этих детекторах;

б) многопроволочными пропорциональными камерами для X, Y -координатных измерений траассируемых частиц.

В выполненной таким образом новой конфигурации экспериментальная установка позволит надежно анализировать транспортируемые частицы по следующим параметрам: магнитной жесткости $B\rho = AV/Z$, удельным ионизационным потерям $\Delta E/\Delta X = AZ^2/E$, времени пролета $\Delta T = L/V$, а также восстанавливать кинематику реакции.

Проблемы снижения загрузок детекторов в переднеугловых измерениях и существенного улучшения энергетического разрешения, необходимого в исследованиях спектральной функции узких резонансов (например кластерных состояний), можно решить установкой магнитного спектрометра после второй мишени, которая позиционируется в F_{a2} . Известно, что современные магнитные спектрометры обеспечивают разрешение по энергии на два-три порядка лучше, чем кремниевые или сцинтилляционные детекторы, которые традиционно используются в спектроскопических исследованиях. Более того, высокоразрешающий магнитный спектрометр с большим импульсным акцептансом позволит регистрировать в своей фокальной плоскости одновременно несколько коррелированных продуктов развала экзотических ядер [11].

В экспериментах с радиоактивными пучками, особенно с пучками га-лоподобных нейтроноизбыточных ядер, крайне информативными являются измерения нейтронов в корреляции с заряженными частицам — продуктами развала экзотического ядра. В настоящих условиях использование детекторов нейтронов (или нейтронных стенок) в комплексе с детекторами заряженных

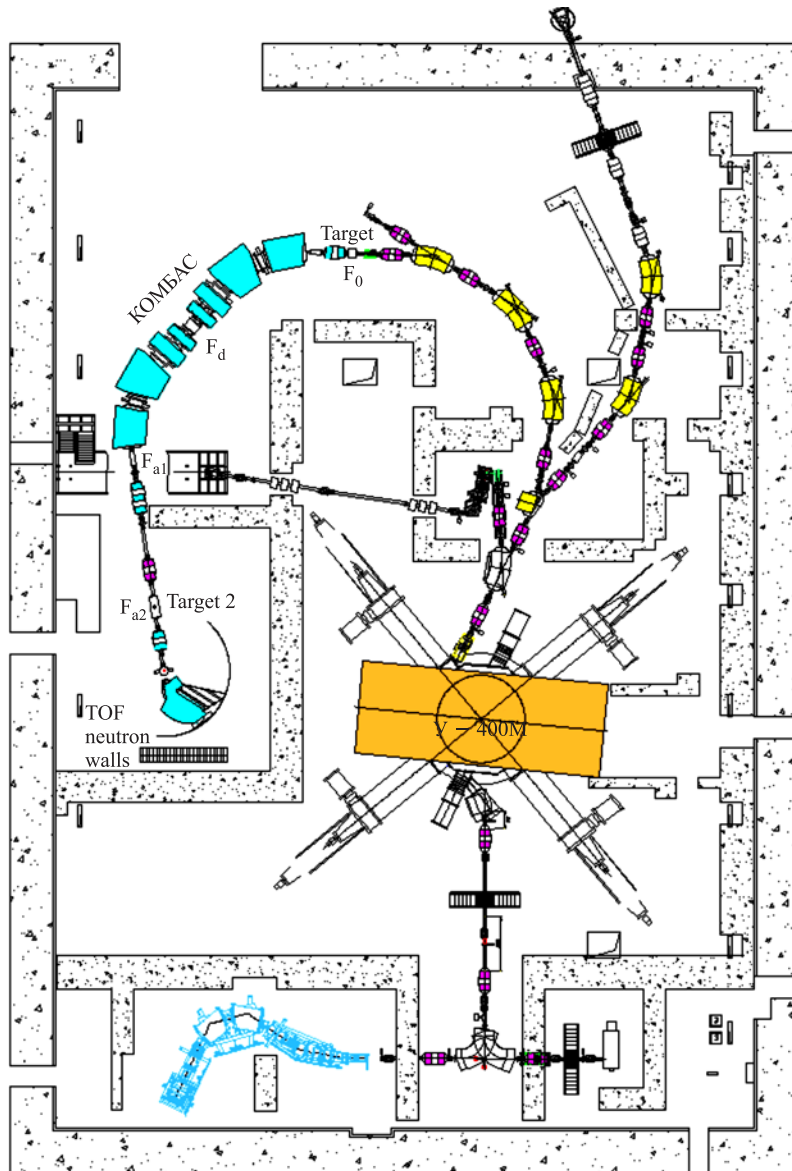


Рис. 11. Схема размещения модернизированного фрагмент-сепаратора КОМБАС в экспериментальном зале циклотрона У-400М с каскадом квадрупольных линз для транспортировки радиоактивных пучков в магнитный спектрометр

частиц является проблематичным, поскольку фрагмент-сепаратор КОМБАС вместе с детектирующей и регистрирующей системами находится в экспериментальном зале, в котором во время эксперимента имеется мощный поток нейтронов от циклотрона У-400М и каналов транспортировки первичного пучка. На рис. 11 показана предлагаемая схема размещения фрагмент-сепаратора КОМБАС в экспериментальном зале ускорителя У-400М. Из рис. 11 видно, что вторичные пучки радиоактивных ядер можно без потери интенсивности вывести из экспериментального зала в кабину с радиационной защитой, используя каскад квадрупольных линз. Это позволит на относительно низких интенсивностях радиоактивных пучков (не превышающих 10^5-10^6 с^{-1}) проводить широкий класс экспериментов в бесфоновых условиях.

В заключение приводим также экспериментальные данные по измерению ионно-оптических параметров фрагмент-сепаратора КОМБАС на пучках гадоподобных ядер ${}^6\text{He}$ (Приложение А) и ${}^9\text{Li}$ (Приложение Б).

Авторы благодарны А. С. Фомичеву и С. А. Крупко за помощь в измерительной аппаратуре и в проведении экспериментов. Мы благодарим Г. Г. Гульбеяна, Б. Н. Гикала и коллектив ускорителя У-400М за обеспечение пучком. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ-Украина № 08-02-90406 укр.а.

ПРИЛОЖЕНИЕ А. ИЗМЕРЕНИЯ ИОННО-ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СЕПАРАТОРА КОМБАС ПО ПРОДУКТАМ ${}^6\text{He}$

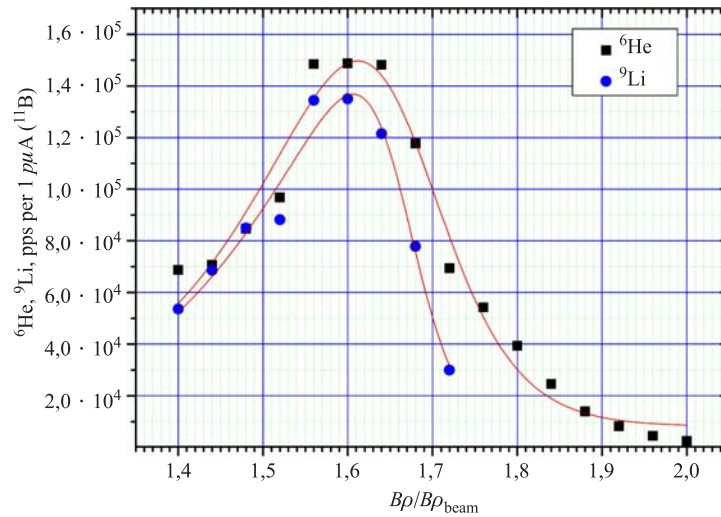


Рис. 12. Распределение выходов ${}^6\text{He}$ и ${}^9\text{Li}$ в зависимости от жесткости магнитного поля сепаратора. По оси ординат указаны скорости образования ${}^6\text{He}$ и ${}^9\text{Li}$ частиц в секунду при интенсивности первичного пучка пятизарядного ${}^{11}\text{B}$ в $\text{p}\mu\text{A}$ ($1 \text{ p}\mu\text{A} = 5 \text{ e}\mu\text{A}$)

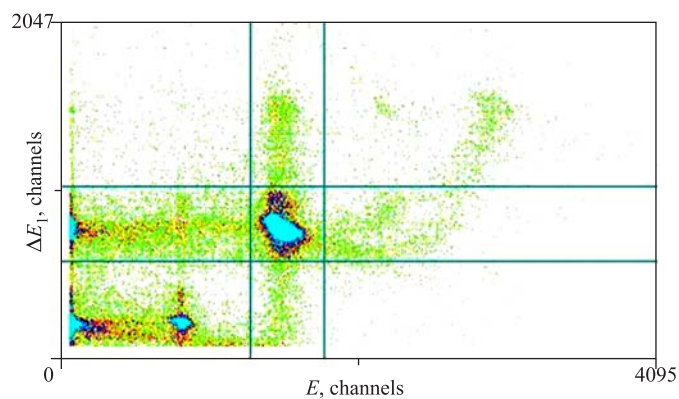


Рис. 13. Распределение на идентификационной двумерной матрице $[\Delta E_1, E]$ событий ${}^6\text{He}$ (квадрат в середине рисунка), зарегистрированных детекторами ΔE_1 (вертикальная шкала) и ΔE_2 (горизонтальная шкала) при импульсном захвате $\pm 6,67\%$ (полный захват — $13,3\%$) с использованием непрофилированного деградера в дисперсионной плоскости F_d толщиной $0,4\text{ мм}$. В квадрате в средней части показаны события только ${}^6\text{He}$

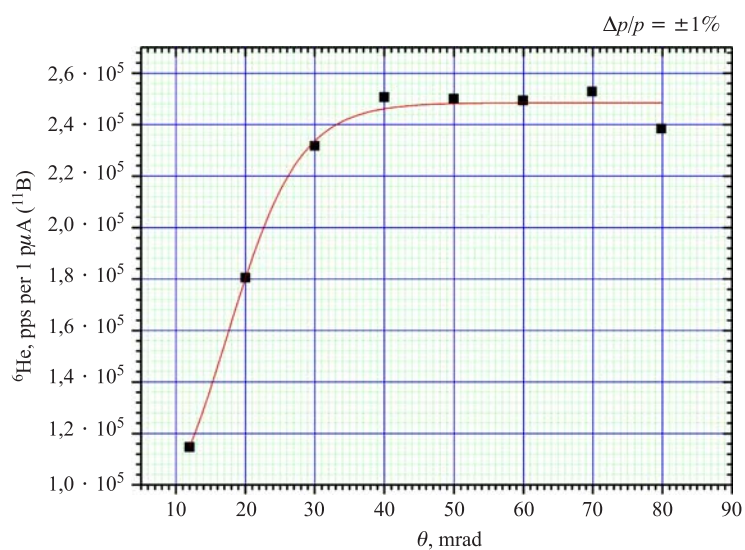


Рис. 14. Выход ${}^6\text{He}$ ядер в зависимости от горизонтального угла захвата при импульсном захвате $\Delta p/p = \pm 1\%$

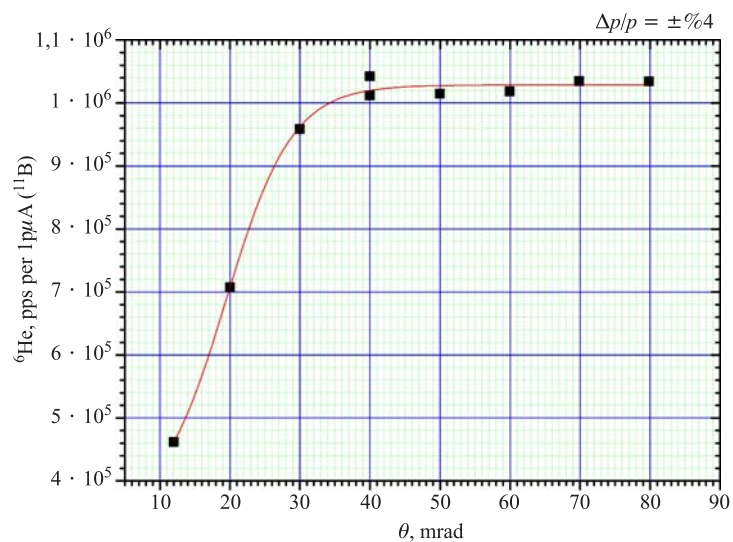


Рис. 15. Выход ядер ${}^6\text{He}$ в зависимости от горизонтального угла захвата при импульсном захвате $\Delta p/p = \pm 4\%$

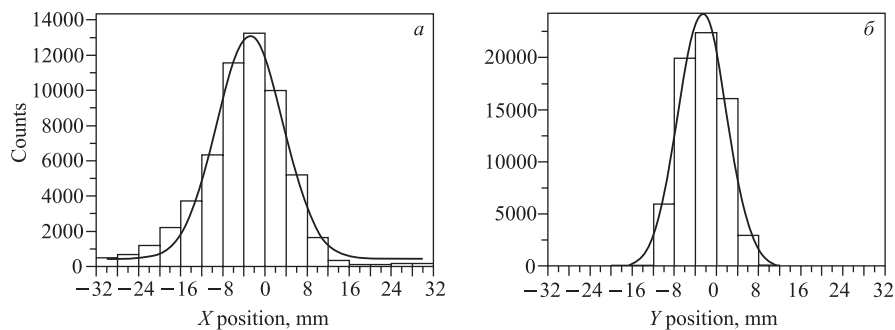


Рис. 16. Форма распределения пучка ядер ${}^6\text{He}$ в выходном ахроматическом фокусе F_a сепаратора КОМБАС, измеренная при импульсном захвате $\Delta p/p = \pm 6,6\%$ (или $26,4\sigma$ по энергии) и непрофилированном толстом деградере из Al 400 мкм в дисперсионной плоскости F_d : а) распределение по горизонтали X ; б) распределение по вертикали Y

**ПРИЛОЖЕНИЕ Б. ИЗМЕРЕНИЯ ИОННО-ОПТИЧЕСКИХ
ХАРАКТЕРИСТИК СЕПАРАТОРА КОМБАС ПО ПРОДУКТАМ ${}^9\text{Li}$**

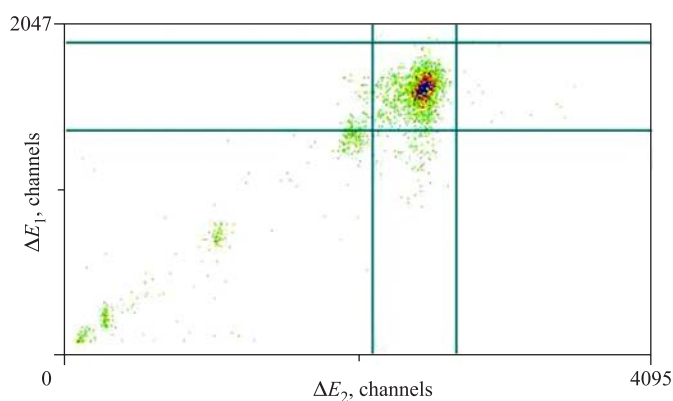


Рис. 17. Распределение на идентификационной двумерной матрице $[\Delta E_1, \Delta E_2]$ событий ${}^9\text{Li}$, зарегистрированных детекторами ΔE_1 (вертикальная шкала) и ΔE_2 (горизонтальная шкала) при импульсном захвате $\pm 6,67\%$ (полный захват — $13,3\%$) с использованием непрофилированного деградера в дисперсионной плоскости F_d толщиной $0,4$ мм. В квадрате показаны события только ${}^9\text{Li}$

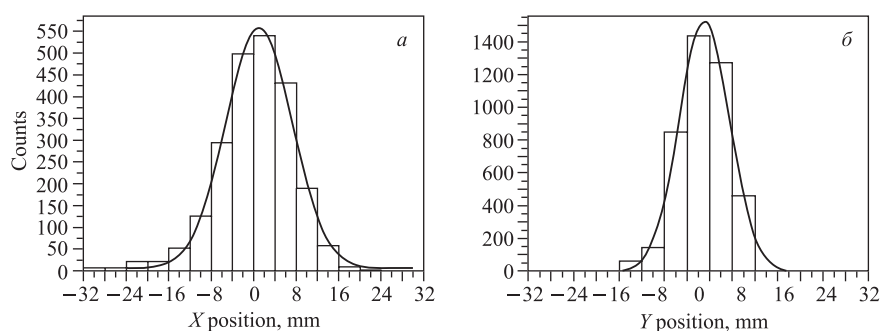


Рис. 18. Форма распределения пучка ядер ${}^9\text{Li}$ в выходном ахроматическом фокусе F_a сепаратора КОМБАС, измеренная при импульсном захвате $\Delta p/p = \pm 6,6\%$ (или $26,4\%$ по энергии) и непрофилированном толстом деградере из Al 400 мкм в дисперсионной плоскости F_d : а) распределение по горизонтали X ; б) распределение по вертикали Y

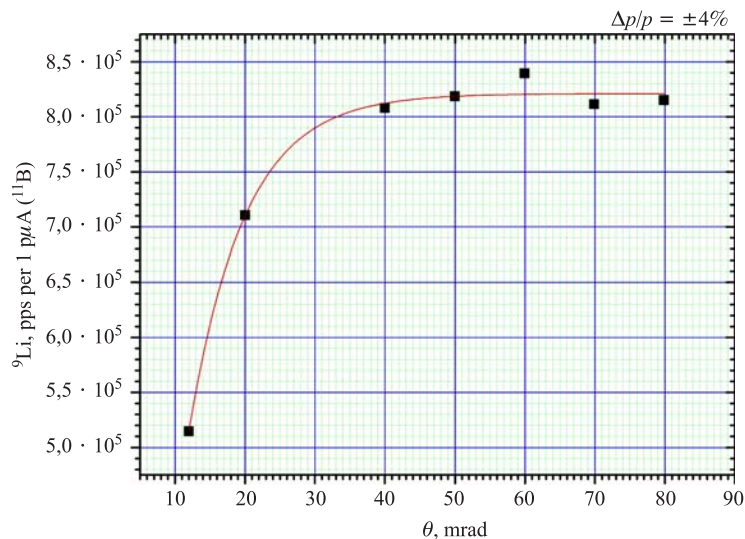


Рис. 19. Выход ${}^9\text{Li}$ -ядер в зависимости от горизонтального угла захвата при импульсном захвате $\Delta p/p = \pm 4\%$

ЛИТЕРАТУРА

1. Artukh A. G., Gridnev G. F., Gruszecki M., Koscielniak F., Semchenkov A. G., Semchenkova O. V., Sereda Yu. M., Shchepunov V. A., Szmider J., Teterev Yu. G., Bondarenko P. G., Rubinskaya L. A., Severgin Yu. P., Myasnikov Yu. A., Rozhdestvenski B. V., Konstantinov A. Yu., Koreniuk V. V., Sandrev I., Genchev S., Vishnevsky I. N. Wide Aperture Kinematic Separator COMBAS Realized on the Strong Focusing Principle // Nucl. Instr. Meth. A. 1999. V. 426. P. 605.
2. Artukh A. G., Semchenkov A. G., Gridnev G. F., Semchenkova O. V., Shchepunov V. A., Sereda Yu. M., Teterev Yu. G., Vishnevsky I. N., Gruszecki M., Koscielniak F., Szmider J., Vasiljev V. L., Koreniuk V. V., Konstantinov A. Yu., Kukhtin V. P., Lamzin E. A., Myasnikov Yu. A., Nagaenko M. G., Rozhdestvenskiy B. V., Severgin Yu. P., Sytchevsky S. E., Shilkin N. F. Wide Aperture Multipole Magnets of Separator COMBAS // Proc. International Symposium on Exotic Nuclei «EXON-2001», Baikal Lake, 24–28 July 2001, World Scientific. P. 665–681.
3. Artukh A. G., Semchenkov A. G., Gridnev G. F., Gruszecki M., Koscielniak F., Semchenkova O. V., Sereda Yu. M., Shchepunov V. A., Szmider J., Teterev Yu. G., Severgin Yu. P., Rozhdestvenskiy B. V., Myasnikov Yu. A., Shilkin N. F., Lamzin E. A., Nagaenko M. G., Sytchevsky S. E., Vishnevsky I. N. 3D Magnetic Measurements of the Combined Function Magnets in Separator COMBAS // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 479. P. 467–486.
4. Artukh A. G., Budzanowski A., Koscielniak F., Kozik E., Kukhtin V. P., Lamzin E. V., Semchenkov A. G., Semchenkova O. V., Sereda Yu. M., Shchepunov V. A.,

- Sytchevsky S. E., Szmider J., Teterev Yu. G.* Reconstruction of 3-Dimensional Magnetic Fields of the Strong Focusing Separator COMBAS // *Nukleonika*. 2003. V. 48 (Supplement 2). P. S49–S53.
5. *Belov A. V., Belyakova T. F., Filatov O. G., Kukhtin V. P., Lamzin E. A., Shatil N. A., Sytchevsky S. E., Gridnev K. A., Semchenkov A. G., Semchenkova O. V., Artukh A. G., Sereda Yu. M., Teterev Yu. G., Budzanowski A., Koscielniak O. V., Szmider J.* Program Package for the Accurate Three Dimensional (3D) Reconstruction of Magnetic Fields from the Boundary Measurements // *Nucl. Instr. Meth. A*. 2003. V. 513. P. 448–464.
 6. *Anne R., Bazin D., Mueller A. C., Jacmart J. C., Langevin M.* The Achromatic Spectrometer LISE at GANIL // *Nucl. Instr. Meth. A*. 1987. V. 257. P. 215–232.
 7. *Sherrill B. M., Morrissey D. J., Nolen J. A., Winger J. A.* The A1200 Projectile Fragment Separator // *Nucl. Instr. Meth. B*. 1991. V. 56/57. P. 1106–1110.
 8. *Kubo T., Ishihara M., Inabe N., Kumagai H., Tanihata I., Yoshida K., Nakamura T., Okuno H., Shimoura S., Asahi K.* The RIKEN Radioactive Beam Facility // *Nucl. Instr. Meth. B*. 1992. V. 70. P. 309–319.
 9. *Geissel H., Armbruster P., Wollnik H., Munzenberg G., Dufour J. P., Sherrill B. et al.* The GSI Projectile Fragment Separator (FRS): a Versatile Magnetic System for Relativistic Heavy Ions // *Nucl. Instr. Meth. B*. 1992. V. 70. P. 286–297.
 10. *Нагаенко М. Г.* ВЕТРАМФ — программа для расчета и оптимизации на ЭВМ магнитооптических систем в линейном приближении. Препринт НИИЭФА Б-0598. Л. 1983.
 11. *Артюх А. Г., Деникин А. Д., Середя Ю. М., Камински Г., Кононенко Г. А., Клыгин С. А., Воронцов А. Н., Эрдемчимег Б., Тетерев Ю. Г., Шевчик Е. А.* Реконструкция параметров кластерного развала ядер легких элементов // *ПТЭ*. 2008. № 6. С. 1–13.

Получено 1 октября 2009 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 12.01.2010.

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

Усл. печ. л. 2,0. Уч.-изд. л. 2,34. Тираж 310 экз. Заказ № 56852.

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

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/