

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

**ФИЗИЧЕСКИЙ**  
**ИНСТИТУТ**  
*имени*  
*П.Н.Лебедева*



**Ф И А Н**

препринт

**17**

Г.Е. БЕЛОВИЦКИЙ, В.П.ЗАВАРЗИНА,  
Е.С.КОНОБЕЕВСКИЙ, А.В.СТЕПАНОВ  
Л.А. ГОНЧАРОВА, К.А. КОТЕЛЬНИКОВ,  
Н.Г. ПОЛУХИНА, Н.И. СТАРКОВ  
Е.В. СТАРИКОВ  
**ИССЛЕДОВАНИЕ КОРРЕЛЯЦИЙ  
НЕЙТРОНОВ В ГАЛО ЯДРАХ В РЕАКЦИЯХ  
С ПЕРЕДАЧЕЙ ДВУХ НЕЙТРОНОВ**

МОСКВА 2003

*Г.Е. Беловицкий, В.П.Заварзина, Е.С.Конобеевский, А.В.Степанов*  
Институт ядерных исследований РАН, Москва

*Л.А. Гончарова, К.А. Котельников, Н.Г. Полухина, Н.И. Старков*  
Физический институт им П.Н.Лебедева РАН, Москва

*Е.В. Стариков*  
МГУ

## ПРЕДЛОЖЕН МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ НЕЙТРОН-НЕЙТРОННЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ В ГАЛО ЯДРАХ С ПОМОЩЬЮ РЕАКЦИИ ПЕРЕДАЧИ ДВУХ НЕЙТРОНОВ В ЯДЕРНОЙ ФОТОЭМУЛЬСИИ

I. Одним из наиболее ярких результатов применения пучков радиоактивных ядер было открытие необычной структуры у легких ядер, удаленных от долины стабильности – нейтронного гало [1] (см. также обзорные работы [2, 3] и цитированную там литературу).

Первое ядро с такой необычной конфигурацией, существование которого было экспериментально установлено – это ядро  $^{11}\text{Li}$ . Грубые черты структуры этого ядра: относительно жестко связанный (инертный) кор – ядро  $^9\text{Li}$  и два валентных нейтрона, слабо связанных с этим кором. Среднеквадратичные радиусы  $\bar{R}(n)$  распределения таких валентных нейтронов и  $\bar{R}(^{11}\text{Li})$  всего ядра  $^{11}\text{Li}$  аномально велики и  $\bar{R}(^{11}\text{Li})$  не следует закону  $A^{1/3}$ . Эти выводы следовали из анализа экспериментальных данных по полным сечениям реакций  $^{11}\text{Li}$  с ядерными мишенями и из экспериментальных распределений по импульсу ядра-фрагмента  $^9\text{Li}$ , который образуется в результате развала ядра  $^{11}\text{Li}$ . Вопрос о более детальной структуре такого нейтронного гало и, в частности, вопрос о корреляции валентных нейтронов до настоящего времени не получил экспериментального разрешения.

Одной из первых теоретических работ, посвященных исследованию парных нейтрон-нейтронных корреляций в гало ядрах в рамках трехчастичной модели  $^{11}\text{Li} \rightarrow n+n+^9\text{Li}$ , была публикация [4]. Авторы указали на возможность существования в ядре  $^{11}\text{Li}$  динейтронного кластера с определенной внутренней структурой. Исчерпывающая информация о парных корреляциях содержится в корреляционной функции

$$K(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \langle \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_2) \rangle,$$

где  $\mathbf{r}_1$  и  $\mathbf{r}_2$  - координаты первого и второго валентных нейтронов и усреднение проводится по основному состоянию гало ядра. Функция  $K(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  имеет смысл условной

вероятности найти частицу “2” вблизи точки  $\mathbf{r}'$ , если частица “1” находится вблизи точки  $\mathbf{r}$ . Более поздние расчеты с реалистическими нуклон-нуклонными взаимодействиями [5] показали, что в случае  ${}^6\text{He}$  функция  $K(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  имеет два пика: один при малых  $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ , а другой соответствует ситуации, когда нейтроны расположены по разные стороны от  $\alpha$ -частицы, причем первый пик интенсивнее второго почти в два раза. В случае гало ядра  ${}^{11}\text{Li}$  ситуация может быть иной. Функция  $K(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  непосредственно связана с угловым распределением упруго рассеянных зондирующих частиц на гало ядре (это ядро рассматривается как мишень) в том случае, когда для описания процесса применимо борновское приближение. В противном случае возможен только анализ косвенных проявлений этих нейтрон-нейтронных корреляций.

Вследствие соотношения неопределенности информацию о пространственной структуре нейтронного гало можно получить и из парной корреляционной функции  $K(\mathbf{p}, \mathbf{p}') = \langle \delta(\mathbf{p} - \mathbf{p}_1) \delta(\mathbf{p} - \mathbf{p}_2) \rangle$ , где  $\mathbf{p}_{1(2)}$  – импульсы нейтронов гало. Эксперименты с полной кинематикой (тройные совпадения  $n+n+{}^9\text{Li}$ ) позволяют получить информацию о распределении двух нейтронов по импульсу их относительного движения. Однако выводы различных экспериментальных групп из анализа данных оказываются противоречивыми. Предложенный в последнее время метод исследования гало ядер, основанный на принципах интерферометрии интенсивностей [6] не реализован пока в полном объеме и, по-видимому, не позволит устранить все неопределенности предыдущих экспериментов, поскольку ненулевой корреляционный эффект должен быть обнаружен и при полностью некогерентном испускании двух нейтронов только за счет их неразличимости. В то же время реакции передачи являются эффективным средством изучения структуры и динамики ядер с двухнейтронным гало в области энергии порядка нескольких МэВ/нуклон [7].

II. В настоящей работе предложен проект экспериментального исследования и теоретический анализ реакций передачи двух нуклонов  $A+{}^{11}\text{Li} \rightarrow B+{}^9\text{Li}$  или  $(A+{}^6\text{He} \rightarrow B+{}^4\text{He})$  в области низких энергий. В качестве исследуемого гало-ядра могут быть исследованы ядра  ${}^{6,8}\text{He}$ ,  ${}^{11}\text{Li}$ , и др. Для определенности теоретическое рассмотрение проведено на примере ядра  ${}^{11}\text{Li}$ . В этом случае реакции передачи будут обусловлены, главным образом, передачей двух слабосвязанных нейтронов ядру мишени из гало ядра  ${}^{11}\text{Li}$ . Измерение энергетического и углового распределений ядра-фрагмента  ${}^9\text{Li}$  позволит получить информацию о распределении нейтронов гало по их относительному импульсу  $\mathbf{q}$  в области малых значений этой величины. Однако теоретический анализ данных в этой

области энергии сталкивается со значительными трудностями, связанными главным образом со сложностью механизма реакции.

Для теоретического анализа роли нуклон-нуклонных корреляций функцию распределения двух нуклонов по импульсам  $n_2(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$  ( $\hbar=c=1$ ), т.е. плотность вероятности того, что нуклоны 1 и 2 в ядерном веществе обладают соответственно импульсами  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$  удобно записать в терминах полного импульса пары (1,2)  $\mathbf{p} = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$  и относительного импульса  $\mathbf{q} = 1/2(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)$

$$n_2(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = \check{n}_2(\mathbf{p}, \mathbf{q}) \quad (1)$$

Очевидно, что  $n(\mathbf{p}) = \int \check{n}_2(\mathbf{p}, \mathbf{q}) d^3q$  представляет собой импульсное распределение ядра-фрагмента при развале ядра с двухнейтронным гало ( $^{11}\text{Li}$ ,  $^6\text{He}$ ,  $^{14}\text{Be}$  и т.д.). Будем полагать, что процесс передачи двух нейтронов из гало ядра  $^{11}\text{Li}$  к ядру мишени может быть исследован методами теории прямых ядерных реакций. Дисперсионный подход в рамках этой теории [8] позволяет наиболее эффективно построить картину протекания ядерной реакции. Интересующий нас процесс передачи двух нейтронов (как одновременный, так и протекающий в две стадии) требует для своего описания использования фейнмановской диаграммы с одной внутренней петлей. Типичная диаграмма такого класса изображена на рис.1. Вершина 1 для  $a \rightarrow b + c_1 + c_2$  зависит от импульсов участвующих в этом распаде частиц. Несмотря на то, что  $\mathbf{p}_a = \mathbf{p}_b + \mathbf{p}_{c_1} + \mathbf{p}_{c_2}$  и импульс  $\mathbf{p}_b$  определен в эксперименте, один из импульсов  $\mathbf{p}_{c_i}$  остается свободным и по нему выполняется интегрирование. Однако, если вершинная функция “1” представляет собой острую функцию с максимумом вблизи  $\mathbf{p}_{c_1} = \mathbf{p}_{c_2}$  (т.е.  $\mathbf{q} \approx 0$ ), то это интегрирование удастся выполнить аналитически, и “стянутая” четырехугольная диаграмма (рис.1) превращается в полюсную (рис.2). При этом процесс перехода двух нейтронов рассматривается как передача одного жестко коррелированного кластера – динейтрона ( $2n$ ). Рассмотрим этот механизм применительно к интересующей нас реакции. Тогда  $a = ^{11}\text{Li}$ ,  $b = ^9\text{Li}$ ,  $c = 2n$ ,  $\mathbf{p}_a = \mathbf{p}_b + \mathbf{p}_c$ .

Амплитуда исследуемой реакции  $A+a \rightarrow A+b+c \rightarrow B+b$  в плоско-волновом приближении имеет вид

$$M_{Bb, Aa}^{PW} = - \frac{M_{B, Ac} \cdot M_{a, bc}^{\otimes}}{E_c - \frac{p_c^2}{2m_c} + i\eta} \quad \eta \rightarrow +0, \quad (2)$$

где  $\left[ E_c - \frac{p_c^2}{2m_c} + i\eta \right]^{-1}$  – пропагатор «ядра»  $c$ ,  $E_c = \frac{p_a^2}{2m_a} - \frac{p_b^2}{2m_b} - \varepsilon$  – передаваемая энергия,

$p_c = p_a - p_b$  – передаваемый импульс,  $\varepsilon = m_b + m_c - m_a$  – энергия связи.

Известно, что

$$M_{a,bc}(p_c) = - \left( \frac{p_c^2}{2\mu_{bc}} + \varepsilon \right) \int d^3R \cdot I_{abc}(R) \cdot e^{-ipR}, \quad (3)$$

где  $I_{abc}(\vec{R})$  – интеграл перекрытия для внутренних волновых функций  $a, b, c$ ;

$\mu_{bc} = \frac{m_b m_c}{m_b + m_c}$  – приведенная масса  $b$  и  $c$ ;

Таким образом

$$M_{a,bc}(p_c) = - \left( \frac{p_c^2}{2\mu_{bc}} + \varepsilon \right) \cdot G(p_c), \quad (4)$$

Где  $G(p_c)$  – форм-фактор ядра  $^{11}\text{Li}$ , или волновая функция относительного движения фрагментов  $b$  и  $c$ , записанная в импульсном представлении.

Дифференциальное сечение реакции  $A+a \rightarrow A+b+c \rightarrow B+b$  имеет вид

$$\left( \frac{d^2\sigma}{dE_b \cdot d\Omega_b} \right)^{PW} = K \cdot \sum_B \int |M_{Bb,Aa}^{PW}|^2 \delta(E_c - (W_B - W_A)) \quad (5)$$

Здесь  $W_{A(B)}$  – энергия ядра  $A$  ( $B$ ),  $K$  – кинематический фактор. Знак  $\sum_B$  означает суммирование и интегрирование по состояниям ядра  $B$ .

Используя приведенные выше выражения для матричных элементов, получаем следующее уравнение:

$$\begin{aligned} \left( \frac{d^2\sigma}{dE_b \cdot d\Omega_b} \right)^{PW} &\sim |G(p_c)|^2 \cdot \sum_B \int |M_{B,Ac}|^2 \delta(E_c - (W_B - W_A)) \\ &\sim |G(p_c)|^2 \frac{p_c}{m_c} \sigma_A^{\text{abs}}(p_c, E_c) \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь  $\sigma_A^{\text{abs}}(p_c, E_c)$  полное сечение поглощения (вне массовой поверхности) ядра  $c$ , падающего на ядро мишень  $A$ .

Итак, дифференциальное сечение реакции  $A+a \rightarrow B+b$  по энергии и углу фрагмента  ${}^9\text{Li}$  в предположении о передаче жестко коррелированного кластера – динейтрона определяется двумя факторами:

- распределением по импульсу ядра  ${}^9\text{Li}$  в гало ядре  ${}^{11}\text{Li}$  (или распределением по импульсу динейтрона в ядре  ${}^{11}\text{Li}$ ) –  $|G(p_c)|^2 \equiv \check{n}_2(p_c)$ , и
- сечением (вне массовой поверхности) захвата двух нейтронов ядром А.

III. Первый фактор может быть извлечен из данных независимых экспериментов по развалу соответствующего гало-ядра. В рассматриваемом эксперименте оно может быть получено, измерением углового распределения фрагментов  ${}^9\text{Li}$  без требования одновременной регистрации остаточного ядра В. Второй фактор можно извлечь из анализа данных эксперимента на пучке ядер трития, т.е. реакции  $A(t,p)B$  при соответствующих значениях энергии пучка трития. Одним из достоинств предложенного подхода является то обстоятельство, что с трудом поддающееся оценке взаимодействие между нейтронами гало после развала (взаимодействие в конечном состоянии) уже оказывается включенным в значение  $\sigma_A^{abs}(p_c, E_c)$ , полученное из эксперимента на пучке трития. Разумеется, при этом предполагается идентичность механизмов развала ядер  ${}^{11}\text{Li}$  и  $t$ .

Вместе с тем, наша упрощенная модель не учитывает взаимодействие ядер  ${}^{11}\text{Li}$  и ядром А в начальном состоянии и ускорение ядра  ${}^9\text{Li}$  в кулоновском поле ядра В. Эффекты действия оптического потенциала до и после развала гало ядра можно учесть в рамках DWBA, используя обширные экспериментальные исследования импульсных распределений ядра-фрагмента  ${}^9\text{Li}$ . Предлагаемый нами метод исследования n-n-корреляций есть по существу “data to data” метод и в значительной степени свободен от указанной зависимости от выбора модели.

Итак, в рамках предложенной модели передачи динейтрона дифференциальное сечение реакции  $A({}^{11}\text{Li}, {}^9\text{Li})B$  по углу и энергии ядер-фрагментов  ${}^9\text{Li}$  определяется факторами, значения которых могут быть найдены экспериментально. Отличие экспериментального сечения от факторизованного в рамках полюсного приближения может дать оценку спектроскопического фактора для жестко коррелированного состояния двух нейтронов в гало ядре. При этом можно надеяться, что вклад последовательного поглощения двух нейтронов в сечение этого процесса будет не велик, поскольку после

отрыва одного из нейтронов образуется нестабильное по отношению к испусканию нейтрона ядро  $^{10}\text{Li}$  с характерным временем жизни  $\sim(1\div 3) 10^{-21}$  сек [9]. Поскольку предположительно захват нейтрона эффективно происходит при относительно больших расстояниях между ядрами ( $\sim 20$  фм), а ядро  $^{10}\text{Li}$  за время  $\sim 10^{-21}$  сек удаляется от области взаимодействия на расстояние  $\sim 10$  фм, то поглощение двух нейтронов в результате такого двухступенчатого процесса представляется маловероятным.

Проинтегрировав (6) по  $dE_c d\Omega$  получим полное сечение реакции двухнейтронной передачи. Сравнение этой расчетной величины с данными эксперимента позволит определить вес двухнейтронного кластера в волновой функции гало ядра (спектроскопический фактор). Однако, как мы увидим ниже, анализу этой инклюзивной величины должно предшествовать исследование угловых и энергетических распределений ядер-фрагментов. Эксперимент может быть расширен за счет использования пучков других ядер с двухнейтронным гало ( $^6\text{He}$ ,  $^{14}\text{Be}$  и т.д.).

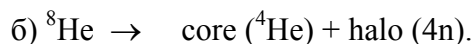
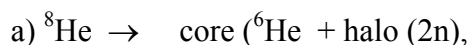
Анализ данных выхода реакций передачи (развала) легких ядер ( $^6\text{He}$ ,  $^{6,7,8}\text{Li}$ ,  $^9\text{Be}$ ) с ядрами  $^{208}\text{Pb}$  в области энергии вблизи кулоновского барьера позволил сделать вывод, что эти процессы протекают преимущественно в режиме прямой реакции [10]. Суммарный выход продуктов этих реакций оказался значительным и его зависимость от энергии связи нейтрона  $E_n$  в ядре-снаряде удалось описать с помощью простого соотношения  $\sim E_n^{-1}$ . Экстраполяция этой закономерности на случай ядра-снаряда  $^{11}\text{Li}$  дает основание ожидать в этом случае больших значений выхода реакции передачи (развала) до 2,5 барн. К сожалению, в условиях эксперимента [10] не удалось разделить вклады реакций передачи и развала. Имеющиеся в литературе оценки относительной величины вероятности этих каналов реакций имеет очень большой разброс значений в зависимости от характера сталкивающихся ядер и энергии реакции. При этом в подавляющем большинстве случаев  $\sigma_{\text{развал}} \gg \sigma_{\text{передача}}$ . Заметим однако, что для сечения реакции  $^6\text{He}(p\ t)\ \alpha$  получены значения, достигающие 0,5 барн [11]. Вследствие существования мягкой дипольной моды в ядре  $^{11}\text{Li}$ , при возбуждении которой в коррелированное движение вовлечены оба нейтрона из гало, возможно усиление когерентного перехода двух нейтронов при кулоновском возбуждении ядра-снаряда  $^{11}\text{Li}$  в тяжелое ядро-мишень, например,  $^{238}\text{U}$ . При низкой энергии падающих ядер, однако, этот фактор усиления, по-видимому, невелик.

Реакцию развала ядра-снаряда можно рассматривать как реакцию передачи в состоянии континуума ядра-мишени. Поэтому (как уже упоминалось выше) информацию о вершинной функции, описывающей фрагментацию ядра-снаряда, можно извлечь из

данных по реакции развала.

Для исследования n-n- корреляций в гало ядрах типа  ${}^6\text{He}$  или  ${}^{11}\text{Li}$  представляет интерес и реакции  ${}^6\text{He} (p t) \alpha$ ,  ${}^{11}\text{Li} (p t) {}^9\text{Li}$ . В работах [11] и [12] был выполнен расчет сечений реакции  ${}^6\text{He} (p t) \alpha$  в области низкой энергии. Сопоставление результатов этих расчетов свидетельствует о чувствительности угловых распределений и интегрального сечения реакции к набору входных параметров и основных предположений теоретической модели.

Результаты экспериментальных работ [7] и [13], в которых наряду с реакцией  ${}^6\text{He} (p t) \alpha$  использовалась реакция  ${}^4\text{He} ({}^6\text{He}, {}^6\text{He}) {}^4\text{He}$ , позволяют сделать вывод, что в различных энергетических областях доминируют разные механизмы реакции передачи. Представляет также интерес применить предложенную методику к исследованию корреляций нейтронов в гало ядре  ${}^8\text{He}$ . Можно рассчитывать получить аргументы в пользу того или иного возможных вариантов структуры этого ядра :



Экзотическую структуру - нейтронная капля  $(6n) + 2$  «примесных» протона, стабилизирующих ядро  ${}^8\text{He}$ , по-видимому, не следует принимать во внимание. В результате такого типа исследования можно получить информацию о доминирующем механизме диссоциации ядра  ${}^8\text{He}$  (см. также работу [14]).

IV. Экспериментальное исследование реакции  $A ({}^{11}\text{Li}, {}^9\text{Li})B$  должно быть проведено в интервале энергий  $5 \leq E_{\text{lab}} \leq 20$  МэВ/нуклон. Одновременно следует провести эксперимент на пучке ионов трития –  $A(t, p)B$  в соответствующем интервале энергий. Для изучения реакции передачи двух нейтронов ядру мишени предполагается использовать технику ядерных фотоэмульсий. В качестве ядер-мишеней могут быть использованы как ядра элементов, входящих в состав фотоэмульсии ( ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{14}\text{N}$ ,  ${}^{79,81}\text{Br}$ ,  ${}^{107,109}\text{Ag}$ ) так и вводимые в фотоэмульсию элементы, в том числе и делящиеся ( ${}^{238}\text{U}$  и др.). В этом случае эмульсия является одновременно детектором осколков деления и сопутствующего легкого ядра ( ${}^9\text{Li}$  or  $p$ ). В эксперименте планируется измерять угловое и энергетическое распределения  ${}^9\text{Li} (p)$  при условии одновременной регистрации ядер отдачи (или осколков деления в случае введения делящихся ядер).

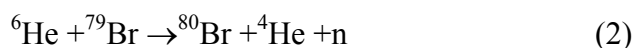
В эксперименте имеется возможность использовать эмульсии с толщиной, соответствующей пробегу бомбардирующих частиц данной энергии. В этом случае



фотоэмульсия играет роль поглотителя входной энергии. Для примера фотоэмульсия толщиной 60 мкм облученная пучком  $^{11}\text{Li}$  с энергией 25 МэВ позволит одновременно исследовать реакции передачи в энергетическом интервале от 6 до 25 МэВ.

Для эффективности предлагаемого экспериментального метода критическим моментом является возможность разделения событий передачи двух и одного нейтрона в области энергии  $E > 1$  МэВ/нуклон. Как будет показано ниже, эти каналы реакции можно разделить вследствие различия их кинематики (отличающиеся  $Q$  реакции, наличие свободного нейтрона в случае однеитронной передачи). Реакцию деления, вызванную передачей двух нейтронов, можно отличать от реакции слияния-деления по наличию в первом случае сопутствующей частицы -  $^9\text{Li}$ . События, отвечающие этим каналам реакции, можно разделять также и по углу разлета осколков деления. Так, при энергии пучка  $^{11}\text{Li}$  20 МэВ разница в углах разлета может составлять 5 - 7 градусов.

V. Для выделения процесса двухнейтронной передачи от передачи одного нейтрона предлагается использовать различную кинематику этих реакций. Так, например взаимодействие  $^6\text{He}$  с ядром  $^{79}\text{Br}$  может приводить к передаче как одного, так и двух нейтронов гало. Однако при передаче одного нейтрона, как известно, двухнейтронные гало-ядра испускают и второй нейтрон. При этом величины  $Q$  реакций



значительно отличаются ( $Q(1)=17,1$ ;  $Q(2)=6$  МэВ). Разница в величинах  $Q$  реакций связана в основном с различием в энергиях связи гало-ядра ( $^6\text{He}$ ,  $^{11}\text{Li}$ ) и ядра-кора ( $^4\text{He}$ ,  $^9\text{Li}$ ), а также с наличием в реакции типа (2) свободного нейтрона, и является типичной для реакций с гало-ядрами ( $^6\text{He}$ ,  $^{11}\text{Li}$  и т.д.). Помимо этого, в реакции (2) значительную часть энергии системы уносит нейтрон. Все это приводит к значительному различию в энергетических спектрах  $^4\text{He}$  (большие энергии  $^4\text{He}$  в реакциях передачи двух нуклонов). Кинематические расчеты позволяют утверждать, что эти два канала реакции можно разделить, исследуя, например, энергетические спектры  $^4\text{He}(^9\text{Li})$  при облучении мишени (например  $^{79}\text{Br}$ ) пучком ионов  $^6\text{He}$  ( $^{11}\text{Li}$ ). При этом такое же различие кинематики имеет место для реакций передачи одного и двух нейтронов и на других ядрах-мишенях.

Для проверки этого утверждения была проведена симуляция эксперимента с помощью созданной нами программы SIMKIN. Программа позволяет проводить симуляцию различных реакций типа  $a+A \rightarrow b+B$  или  $a+A \rightarrow b+c+B$ , с двумя и тремя

частицами в конечном состоянии. На выходе программы могут быть получены различные кинематические переменные, из которых строятся угловые, энергетические и массовые распределения. В систему регистрации может быть включено до 10 детекторов. При этом учитываются потери энергии, многократное рассеяние и разрешение каждого детектора.

На рис. 3 представлены двухмерные диаграммы “энергия – угол вылета “ядер  ${}^4\text{He}$  для реакций 1 и 2 соответственно. Q-зависимость выхода реакций бралась в форме экспериментальной зависимости, полученной в [15, 16] для реакций передачи нейтронов на средних ядрах. Результаты симуляции показывают, что locus  ${}^4\text{He}$  реакции 1 проходит значительно выше соответствующего локуса реакции 2, что позволяет надеяться на однозначное разделение этих двух реакций.

Так как в эксперименте будут измеряться пробеги, то на рис. 4 представлены двумерные распределения пробег-угол вылета для ионов He в тех же реакциях. Видно, что в этом случае из-за нелинейной зависимости пробега от энергии наблюдается некоторое перекрытие локусов, однако и в этом случае выделение вкладов двух реакций представляется возможным.

Проведены также расчеты реакций передачи для других ядер-мишеней ( ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{238}\text{U}$ ). Во всех случаях (см. рис. 5 для  ${}^{238}\text{U}$ ) наблюдается значительное отличие симулируемых спектров  ${}^4\text{He}$  для реакций передачи одного и двух нуклонов. Значительно отличаются от спектров двухнуклонной передачи и спектры развала гало-ядра с испусканием двух нейтронов. Так как ядерная фотоэмульсия состоит из ряда элементов (H, C, N, O, Br, Ag), то возникает проблема разделения вкладов различных реакций. Для этого может быть использована информация о пробегах второй частицы, а также об угле разлета частиц в выходном канале. На рис.6 показано двумерное распределение пробег-пробег для реакций передачи двух нейтронов на ядрах углерода, азота и брома и однеитронной передачи для углерода. На рис.7 представлено распределение пробег-угол разлета для реакций двухнуклонной передачи на ядрах углерода, азота и брома. Видно, что двумерные области для различных реакций практически не перекрываются, что позволяет надеяться на однозначное выделение вкладов различных каналов реакций.

Как было указано выше, для получения данных о нейтрон-нейтронных корреляциях в гало-ядрах необходимо проведение дополнительных измерений спектров реакций на пучке тритонов для тех же ядер мишеней. На рис.8 показано двумерное распределение пробег-угол вылета для реакций  ${}^{79}\text{Br}(t,d){}^{80}\text{Br}$  и  ${}^{79}\text{Br}(t,p){}^{81}\text{Br}$  при энергии тритонов 15 MeV. Видно, что и в этом случае возможно разделение каналов одно- и двух-

нейтронной передачи при применении фотоэмульсий значительно большей толщины (стопки фотопластинок). Однако, если ограничиться углами регистрации протонов и дейтронов вблизи  $90^\circ$  (треки параллельно плоскости фотоэмульсии), то можно проводить облучение и на фотоэмульсиях стандартной толщины (200-300 мкм).

Таким образом, можно надеяться выделить данные для реакции передачи двух нейтронов путем анализа угловых и энергетических распределений ядра-фрагмента  ${}^4\text{He}$  ( ${}^9\text{Li}$  и т.д.).

**VI.** В работе будут использоваться бесподложечные толстослойные ( $\sim 200$  мкм) ядерные фотоэмульсии (НИИХИМФОТОПРОЕКТ) разной чувствительности, которые могут регистрировать ионы гелия (лития) разной энергии. Количество ядер элементов, входящих в состав фотоэмульсии ( ${}^2\text{H}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{14}\text{N}$ ,  ${}^{79,81}\text{Br}$ ,  ${}^{107,109}\text{Ag}$ ) может достигать  $(1-3) \times 10^{22} \text{cm}^{-3}$ . Для исследования реакций передачи на тяжелых ядрах будут использованы фотоэмульсии с введением делящихся ядер, при этом количество ядер урана (или другого элемента введенного в фотоэмульсию) будет порядка  $10^{20} \text{cm}^{-3}$ . Методики загрузки фотоэмульсий солями урана и их фотохимической обработки описаны в работе [17].

Необходимый поток ионов  ${}^6\text{He}$  с энергией  $5 \leq E_{\text{lab}} \leq 20$  МэВ/нуклон может ориентировочно составлять  $\sim 10^6 - 10^7 \text{ч/см}^2$ . Облучение ионами будет осуществляться перпендикулярно плоскости фотоэмульсии. Величина предельного потока соответствует 10% затемнению фотоэмульсии первичным пучком. При толщине фотоэмульсии 200 мкм, потоке ионов  ${}^6\text{He}$   $1,5 \times 10^6 \text{см}^{-2}$ , сечении реакции  ${}^6\text{He} + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{14}\text{C} + {}^4\text{He}$  40 mb в фотоэмульсии может быть образовано  $\sim 12$  звезд (треки  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{14}\text{C}$  и  ${}^4\text{He}$ ). После облучения будет следовать полная фотохимическая обработка [17].

Поиск событий передачи двух нуклонов (в том числе и делящимся ядрам) и их последующая обработка будут проведены силами объединенного коллектива экспериментаторов и теоретиков, в котором участвуют научные сотрудники Физического института им. П.Н.Лебедева РАН и Института ядерных исследований РАН. Обработке подлежат экспериментальные данные по неупругим столкновениям ядер, которые будут получены при облучении толстослойных ядерных фотоэмульсий на ускорителях ОИЯИ.

Одной из наиболее примечательных характеристик ядерной эмульсии является высокое пространственное разрешение, которое позволяет получать точность при измерении углов

заряженных частиц  $10^{-3}$  и даже  $10^{-4}$  радиан. Именно эти свойства ядерной эмульсии, а также  $4\pi$ -геометрия эмульсионных установок использовались во многих ядерно-физических исследованиях и обеспечили такое внушительное долголетие этой методики. Преимущество метода толстослойных фотоэмульсий состоит также в том, что в одном облучении (экспозиции) можно исследовать энергетическую зависимость исследуемых процессов в широком диапазоне энергии ионов  ${}^6\text{He}$  ( ${}^9\text{Li}$ ) от начальной до минимально возможной. Это связано с тем, что при торможении ионов в фотоэмульсии их энергия постепенно уменьшается вследствие ионизационных потерь. Вместе с тем, у ядерной эмульсии имеются и недостатки. Так, например, ядерная эмульсия пригодна только для интегральных измерений и не может быть использована в триггерном режиме. Многочисленные попытки разработать управляемые ядерные эмульсии, несмотря на значительные усилия, не смогли в полной мере разрешить эту проблему. Этой методике всегда был присущ еще один очень серьезный недостаток – это напряженный и утомительный труд при проведении измерений координат треков в эмульсиях, которые выполнялись вплоть до последнего времени визуально на оптических микроскопах с высоким увеличением и с применением иммерсионного масла. Это сильно замедляло темп обработки и предопределяло низкую статистику событий. Кроме этого, получаемые результаты с трудом поддавались проверке на возможные сбои, возникающие в процессе обработки материала (например, потери измерителями следов частиц и другие ошибки).

Новизна работы в значительной мере связана с преодолением последнего недостатка. Это стало возможным благодаря прогрессу, который был достигнут в последние годы в производстве прецизионной техники, и созданию оптических столов с высокой точностью перемещения по командам от компьютеров, широкому применению современных приборов с зарядовой связью (CCD-камеры) для регистрации и оцифровывания оптических изображений и вычислительным возможностям современных компьютеров. Все это позволило провести полную автоматизацию труда микроскопистов. При измерениях в таком автоматическом режиме оцифрованные изображения следов заряженных частиц и ядер в эмульсии, полученные при помощи CCD-камер, вводятся в компьютеры, математическое обеспечение которых позволяет производить поиск, распознавание и изучение треков, а затем восстанавливать их пространственное положение. Такой автоматизированный метод измерений в ядерных эмульсиях практически полностью исключает использование изнурительного визуального труда микроскопистов и ускоряет процесс обработки приблизительно на три порядка по

сравнению с ее длительностью при использовании так называемых полуавтоматов. при этом точность измерения углов остается столь же высокой. Кроме ускорения измерений новый метод позволяет обрабатывать большие массивы экспериментальных данных и существенно увеличить статистику событий, что раньше было практически нереально. В результате открывается возможность решения совершенно новых задач.

В настоящее время в мире функционируют более двух десятков полностью автоматизированных установок для обработки ядерных эмульсий. В России единственный комплекс из двух установок подобного типа был создан в Физическом институте им. П.Н.Лебедева РАН – это высокоэффективный Полностью Автоматизированный Измерительный Комплекс (ПАВИКОМ) для обработки данных эмульсионных и твердотельных трековых детекторов, используемых в ядерной физике и физике высоких энергий. Это позволит радикально ускорить и облегчить обработку экспериментального материала и сделать доступными большие объемы измерений в ядерных фотоэмульсиях, которые планируется выполнить в рамках представленного проекта.

ПАВИКОМ состоит из двух независимых полностью автоматизированных измерительных установок ПАВИКОМ-1 и ПАВИКОМ-2, которые отличаются техническими параметрами, прежде всего, различными по величине перемещениями оптических столов и, соответственно, допустимыми размерами пленок для обработки.

В качестве прецизионной механической системы на установке ПАВИКОМ-1 используется стол немецкой фирмы MICOS, жесткая конструкция которого обеспечивает 0.5 микронную точность измерения координат по всем трем осям X, Y, Z. Максимальные перемещения оптического стола по осям X и Y составляют 400 мм и 800 мм; перемещения тубуса микроскопа, установленного на линейке Z-координаты стола – 200 мм. Перемещения оптического стола и линейки Z-координаты осуществляется шаговыми двигателями, управляемыми контроллером, на который поступают команды от компьютера либо от джойстика при ручном управлении.

Поскольку ПАВИКОМ –1 нацелен на проведение измерений в ядерных эмульсиях, рентгеновских пленках и твердотельных трековых детекторах, применяемых в различных экспериментах, оптика установки – объектив микроскопа плюс конденсор – комплектуются в соответствии с решаемой физической задачей. Так, например, при обработке двухслойных рентгеновских пленок российско-японского эксперимента RUNJOB использовалась оптика с небольшим увеличением  $K=2^x$ ; при измерениях в ядерной эмульсии – увеличение микроскопа  $K=60^x$ ; числовая апертура объектива  $NA=1.3$ ,

числовая апертура конденсора  $A=0.9$ .

Оптика микроскопа проектирует изображение объекта на CCD-матрицу системы VS-СТТ, обеспечивающую ввод оцифрованных высококачественных изображений в компьютер. Эта система имеет следующие характеристики:

- 1024 уровня «градаций серого»;
- размер CCD-камеры 1360\*1024 пикселей;
- размер каждого пикселя 4.65 микрона.

Для управления установкой ПАВИКОМ-1 и первичной обработки видеоизображений используется отдельный PC Pentium-3 с соответствующим программным обеспечением.

Для ПАВИКОМ-2 был приобретен стол фирмы Carl Zeiss, пределы автоматического перемещения которого составляют 100\*100 мм; точность измерения координат 0.5 микрона. Этот прецизионный столик был смонтирован на микроскопе МПЭ-11 производства ЛОМО. При измерениях в ядерной эмульсии используется увеличение  $K=60^x$ , числовая апертура объектива  $NA=1.25$ , числовая апертура конденсора  $A=1.2$ . На ПАВИКОМ-2 используется CCD-камера со следующими параметрами:

- 256 уровней «градации серого»;
- CCD-матрица размером 597\*537 ячеек;
- размер ячейки 12.7\*8.3 микрона.

Для управления установкой ПАВИКОМ-2 и первичной обработки видеоизображений используется персональный PC Pentium-3 и специальные пакеты программ. Еще один PC Pentium-3 используется в качестве базового сервера для всего комплекса ПАВИКОМ.

Математическая обработка оцифрованных изображений, введенных в компьютеры, производится при помощи библиотеки программ, написанных на языке C<sup>++</sup>. Рассматриваемая задача требует наличия в нем блоков по поиску вершины взаимодействия, распознавания звезд, образуемых в эмульсии продуктами взаимодействия, и их характеристик (углы разлета частиц, характер почернения треков, их толщина и т.д.). В ФИАН накоплен большой опыт в решении подобного рода задач. В частности, в настоящее время разработана и отлажена черновая версия пакета программ по распознаванию звезд и восстановлению кинематических характеристик вторичных частиц при облучении эмульсии пучком частиц, перпендикулярном ее поверхности. Результаты работы пакета показали, что эффективность его работы не уступает эффективности при ручной обработке, а быстроедействие на много порядков выше.

Таким образом, предложенный экспериментальный метод и теоретический анализ данных для реакции передачи двух нейтронов позволят получить важную информацию о нейтрон-нейтронных корреляциях в гало-ядрах.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Tanihata I. *et al.*, Phys. Rev. Lett. **55**, 2676 (1985).
2. Tanihata I., J.Phys.G. Nucl.Part.Phys. **22**, 157 (1996).
3. Riisager K., Rev.Mod.Phys. **66**, 1105 (1994).
4. Bertsch G.E., Esbensen H. Ann. Phys. **209**, 327 (1991).
5. Suzuki Y. et al. Nucl. Phys.. **A706**, 123 (2002).
6. Marques G.M. *et al.*, Phys. Lett. **B476**, 219 (2000); Phys. Rev. **C64**, 061301 (2001); Phys. Rev. **C65**, 044006 (2002)
7. Oganessian Yu.Ts. *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82**, 4996 (1999); Phys. Rev. **C60**, 044605 (1999).
8. Шапиро И.С. Теория прямых ядерных реакций. Госатомиздат, 1963; ЖЭТФ **41**, 1616 (1961); Nucl. Phys. **28**, 353 (1961); Shapiro I.S., Kolybasov V.M., Nucl. Phys. **61**, 353 (1965).
9. Aoyoma S. *et al.*; Phys.Lett. **B414**, 13 (1997).
10. Kolata J.J. et al. Phys. Rev. **C65**, 054616 (2002).
11. Arai K. et al. Phys. Rev. **C63**, 044611 (2001).
12. Timofeyuk N.K., Tompson I.J. Phys.Rev. **C61**, 044608 (2000).
13. Raabe R. et al. Phys. Lett. **B458**, 1 (1999); Ostrowski A.N. et al. Phys. Rev. **C63**, 024605 (2001).
14. Iwata Y. et al. Phys. Rev. **C62**, 064311 (2000).
15. Rehm K.E. Annual Rev. of Nucl. Part. Sci. **41**, p. 429 (1991).
16. Fernandez Niello J.O. et al. Phys. Rev. **C45**, p.748 (1992).
17. Belovitskii G.E. *et al.*, Sov.J.Nucl.Phys. **55**, 1285 (1992).

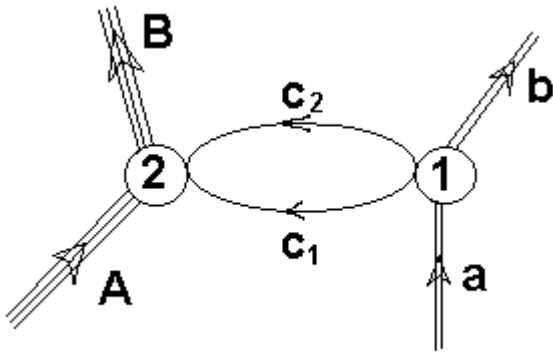


Рис.1. Диаграмма двухнуклонной передачи в реакции  $A+a \rightarrow A+b+c_1+c_2 \rightarrow B+b$ .

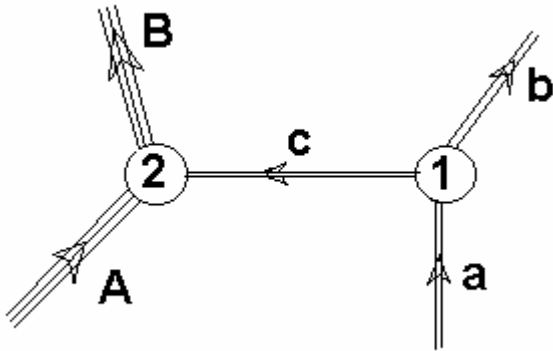


Рис.2. Полюсная диаграмма передачи двух нейтронного кластера в реакции  $A+a \rightarrow A+b+c \rightarrow B+b$ .



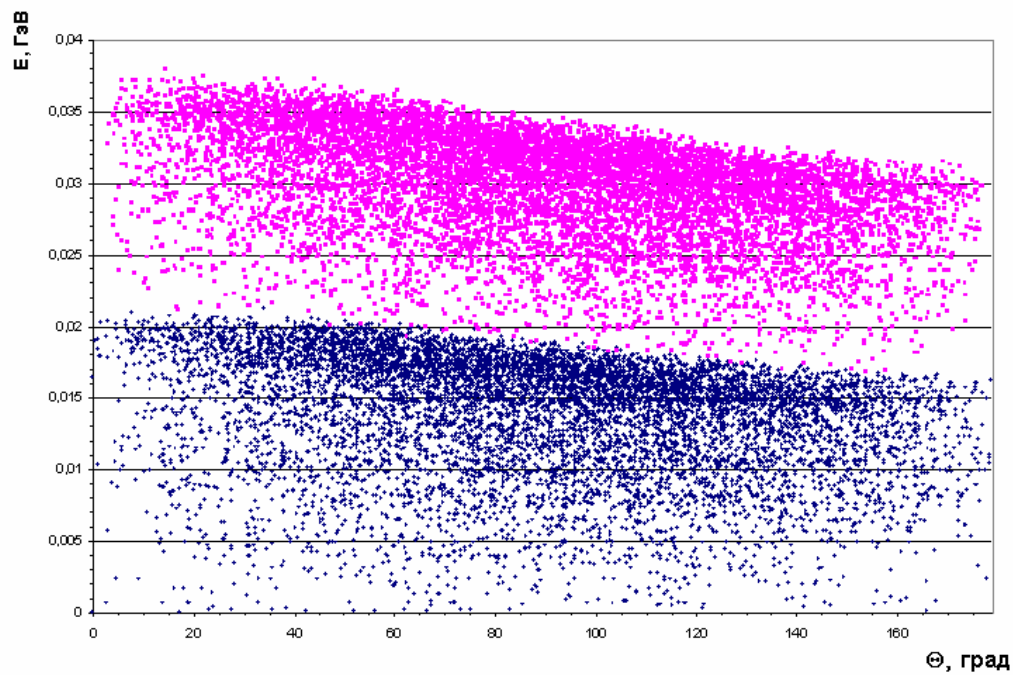


Рис.3. Двумерная диаграмма “энергия–угол вылета“ ядер  ${}^4\text{He}$  для реакций

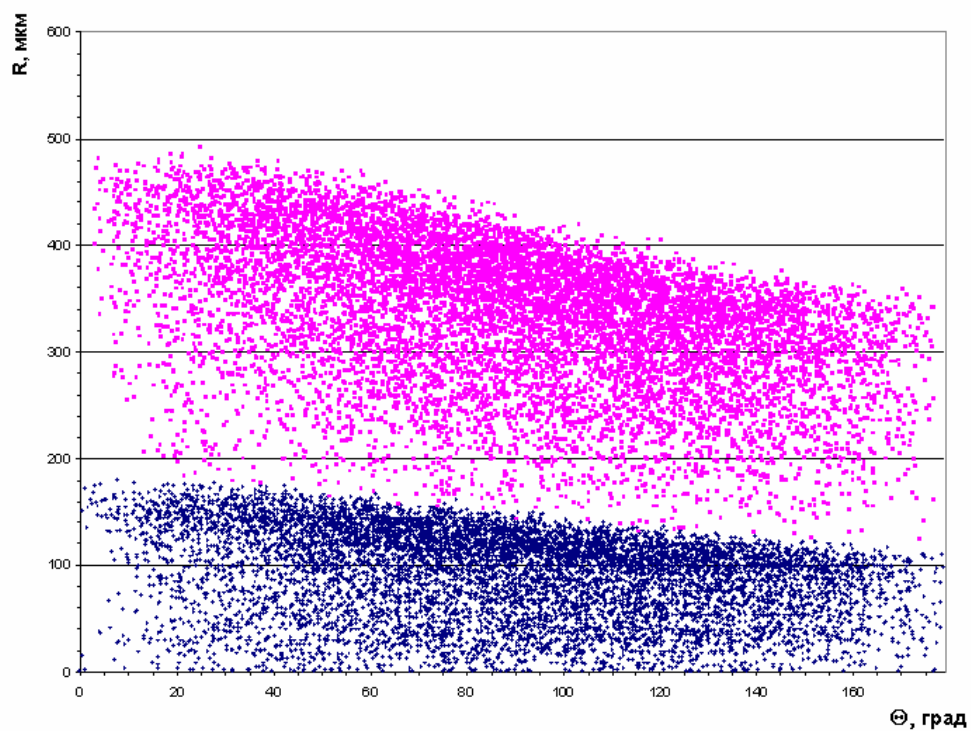
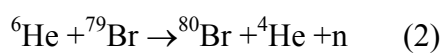
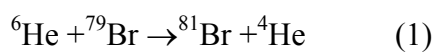
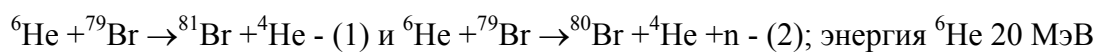


Рис.4 . Двумерная диаграмма “пробег–угол вылета “ядер  ${}^4\text{He}$  для реакций



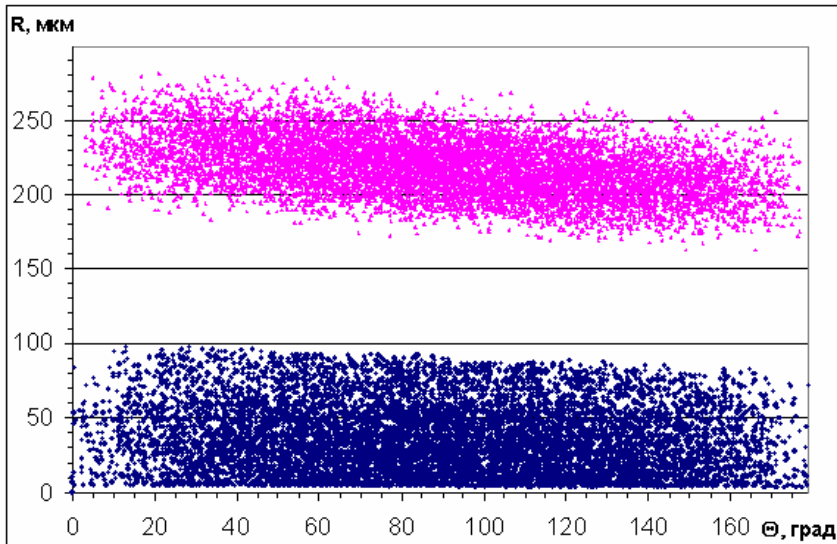


Рис.5 . Двумерная диаграмма “энергия–угол вылета “ядер  ${}^4\text{He}$  для реакций  ${}^6\text{He} + {}^{238}\text{U} \rightarrow {}^{240}\text{U}^* + {}^4\text{He} \rightarrow \text{fission} + {}^4\text{He} - (1)$  и  ${}^6\text{He} + {}^{238}\text{U} \rightarrow {}^{239}\text{U}^* + {}^5\text{He} \rightarrow \text{fission} + {}^4\text{He} + n - (1)$ ; энергия  ${}^6\text{He}$  20 МэВ

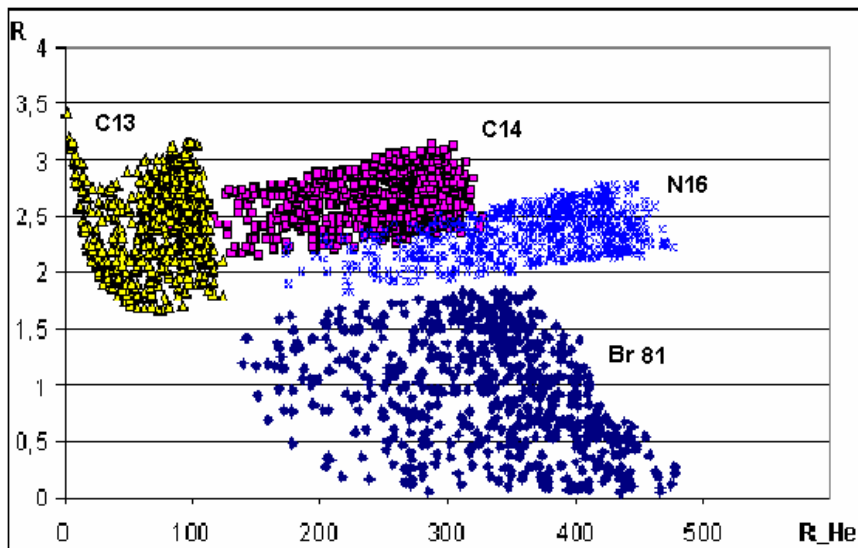


Рис.6. Двумерное распределение пробег-пробег для реакций передачи двух нейтронов  ${}^6\text{He}(A, A+2)$  на ядрах углерода, азота и брома, и однонейтронной передачи  ${}^6\text{He}(A, A+1)$  для углерода; энергия  ${}^6\text{He}$  20 МэВ

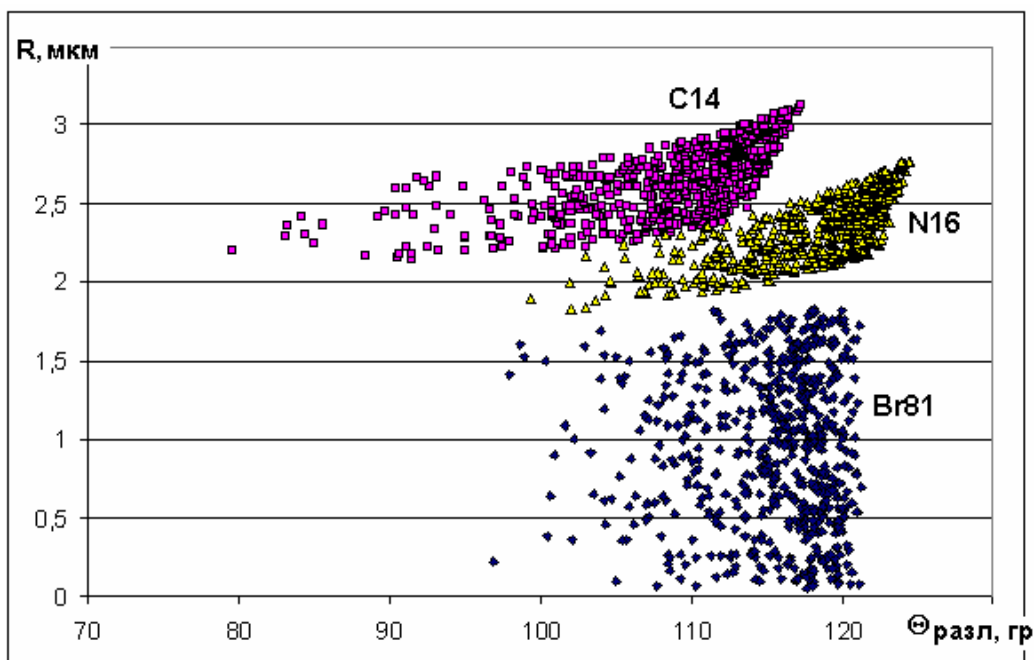


Рис.7. Двумерное распределение пробег-угол разлета для реакций двухнуклонной передачи на ядрах углерода, азота и брома; энергия  ${}^6\text{He}$  20 МэВ

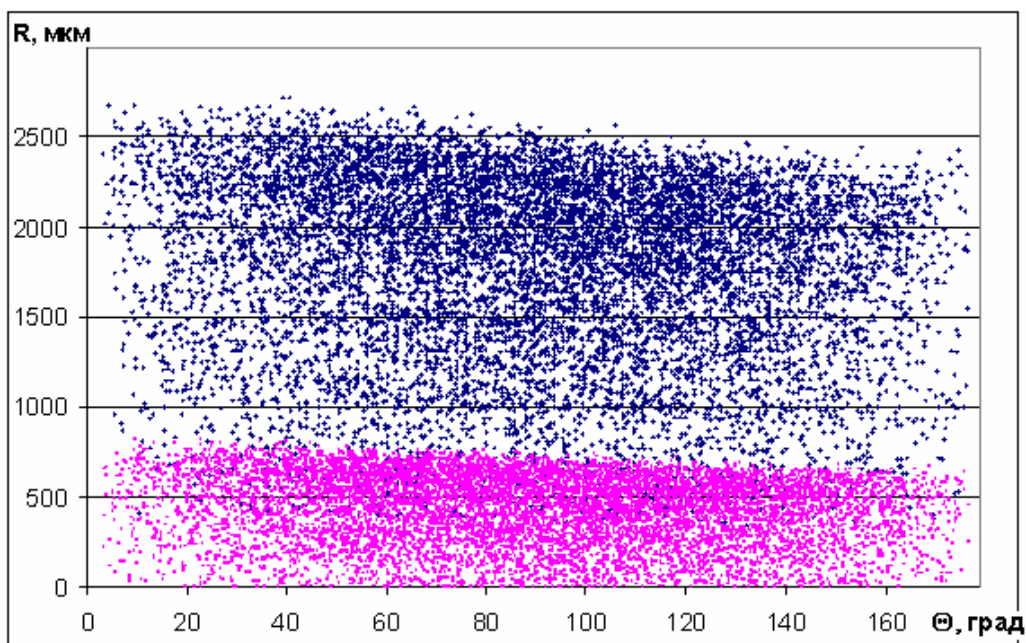


Рис.8. Двумерное распределение пробег-угол вылета для реакций  ${}^{79}\text{Br}(t,d){}^{80}\text{Br}$  и  ${}^{79}\text{Br}(t,p){}^{81}\text{Br}$  при энергии тритонов 15 МэВ.