

А. С. Фомичев¹, А. А. Безбах¹, А. В. Горшков¹,
Л. В. Григоренко^{1,2}, А. Г. Князев¹, С. А. Крупко¹,
Е. Ю. Никольский^{1,2}, Р. С. Слепнев¹, С. В. Степанцов¹,
П. Г. Шаров¹, А. А. Кирдяшкин³, И. П. Максимкин³,
Р. К. Мусяев³, Ал. А. Юхимчук³, Ар. А. Юхимчук³

ИССЛЕДОВАНИЯ НЕЙТРОННО-ИЗБЫТОЧНЫХ ЯДЕР В РЕАКЦИЯХ С РАДИОАКТИВНЫМИ ПУЧКАМИ И КРИОГЕННОЙ ТРИТИЕВОЙ МИШЕНЬЮ

Направлено в журнал «Физмат»

¹ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

² Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, Россия

³ Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров, Россия

Исследования нейтронно-избыточных ядер в реакциях с радиоактивными пучками и криогенной тритиевой мишенью

Работа посвящена исследованиям в области фундаментальной ядерной физики по изучению структуры легких нейтронно-избыточных ядер в экспериментах с радиоактивными пучками ($E \sim 20\text{--}50$ МэВ/нуклон) и криогенной тритиевой мишенью (газ или жидкость) на комплексе ACCULINNA-2@У-400М. Основной акцент делается на уникальности нового комплекса и его преимуществах по отношению к оборудованию на установке ACCULINNA-1, перспективности использования прямых ядерных реакций (t, α) и (t, p) при этих энергиях с целью изучения таких изотопов, как ${}^7\text{H}$, ${}^{10}\text{He}$, ${}^{13}\text{Li}$, ${}^{16}\text{Be}$ и др., а также на экспериментах первого дня.

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

Research of Neutron-Rich Nuclei in Reactions with Radioactive Beams and a Cryogenic Tritium Target

The work is devoted to the research in the field of fundamental nuclear physics on the study of the structure of light neutron-rich nuclei in experiments with radioactive beams ($E \sim 20\text{--}50$ MeV/nucleon) and a cryogenic tritium target (gas or liquid) at the ACCULINNA-2@U-400M complex. The main emphasis in the article is on the uniqueness of the new complex and its advantages in relation to the ACCULINNA-1 equipment, the prospects of using direct nuclear reactions (t, α) and (t, p) at these energies for the purpose of studying such isotopes as ${}^7\text{H}$, ${}^{10}\text{He}$, ${}^{13}\text{Li}$, ${}^{16}\text{Be}$, etc., and also on the first day experiments.

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

ВВЕДЕНИЕ

В рамках направления № 8 «Физика изотопов водорода» Национального центра физики и математики (НЦФМ) планируется проведение исследований легких нейтронно-избыточных ядер, находящихся вблизи границы ядерной стабильности. Среди них — тяжелые изотопы водорода $^5\text{--}^7\text{H}$, гелия $^7\text{--}^{10}\text{He}$, лития $^{11}\text{--}^{13}\text{Li}$ и бериллия $^{12}\text{--}^{16}\text{Be}$. Предполагается использование прямых ядерных реакций (t, α) и (t, p) , проходящих при энергиях радиоактивных пучков (20–50 МэВ/нуклон) с достаточно высоким сечением, механизм которых достаточно хорошо изучен [1]. Исследования будут проводиться в ЛЯР ОИЯИ (Дубна) на ускорителе тяжелых ионов У-400М с использованием фрагмент-сепаратора ACCULINNA-2 [2] в сотрудничестве со специалистами РФЯЦ-ВНИИЭФ (Саров), ответственными за разработку технологий безопасной эксплуатации криогенной тритиевой мишени при проведении ядерно-физических экспериментов [3]. Следует отметить, что существуют и твердотельные тритиевые мишени Ti-T с толщиной по тритию до $7 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$ [4, 5]. Их можно считать закрытым бета-источником, не представляющим особой опасности при эксплуатации. Однако проводить эксперименты с радиоактивными пучками с использованием таких мишеней не является эффективным, так как толщина металлической подложки по количеству атомов/см² сопоставима с тритием, что создает сложно учитываемый фон и существенно ухудшает энергетическое разрешение эксперимента при энергиях $\sim 25 \text{ МэВ/нуклон}$. Кроме того, ограничение по толщине мишени не позволяет получить приемлемую статистику при интенсивности вторичного пучка $\leq 10^5 \text{ с}^{-1}$ за разумное время эксперимента ($\sim 2\text{--}3$ недели).

1. ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ТРИТИЕВОЙ МИШЕНЬЮ НА УСТАНОВКЕ ACCULINNA-1

1.1. Основные характеристики и принцип работы газовакуумной системы тритиевого обеспечения. Основное требование к мишенным ячейкам с тритием — обеспечение минимальной толщины окон при сохранении необходимой радиационной безопасности. На рис. 1.1 схематично показаны принцип работы газовакуумного оборудования комплекса на установке ACCULINNA-1 (слева) [3] и устройство тритиевой ячейки (справа). Мишень представляет собой два коаксиально расположенных цилиндра с тонкими окнами по торцам. Внутренний цилиндр толщиной A

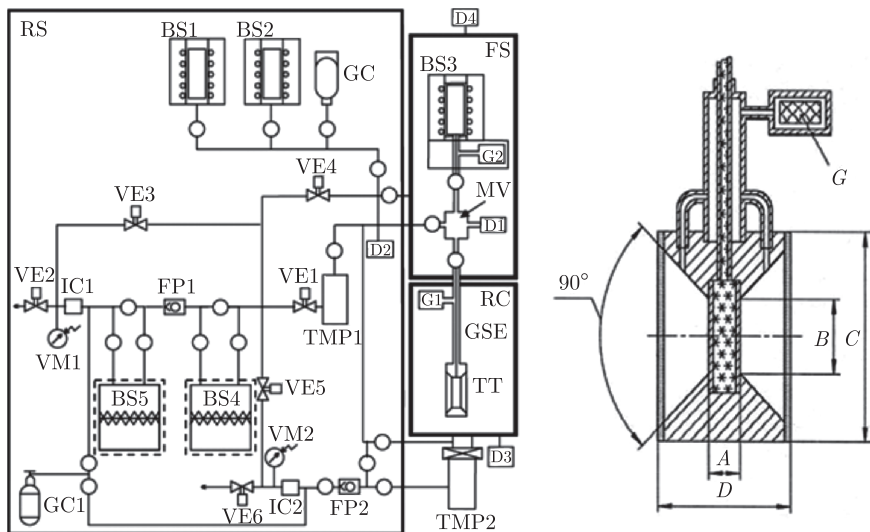


Рис. 1.1. Слева: схема газовакуумного комплекса, состоящего из трех подсистем — наполнения (FS), контроля/стабилизации параметров мишени, включая радиационную обстановку (RS), и реакционной камеры (RC), где установлена мишеньная ячейка (TT). Детали комплекса описаны в [3]. Справа: схема мишеньной ячейки

заполняется необходимым количеством трития (исходя из условий эксперимента), а внутренние объемы наружного цилиндра толщиной D постоянно находятся под вакуумом и контролируются титановым геттером G . В случае любых утечек трития из внутреннего цилиндра он будет поглощен геттером. Окна мишеньной ячейки сварные, выполнены из фольги AISI-316 (Good-fellow, Великобритания) толщиной 12,5 мкм. Диаметр ячейки B составлял 10, 16 и 20 мм, толщина A по тритию — 0,4, 3,2 и 4,0 мм соответственно. Тритий мог находиться в жидком состоянии (в ячейке диаметром 10 мм и толщиной 0,4 мм) или в газообразном состоянии (в любой из ячеек).

Система тритиевого обеспечения (СТО) на установке ACCULINNA-1 зарекомендовала себя стабильной и удобной в эксплуатации, что подтвердилось в серии длительных экспериментов протяженностью 1–1,5 мес. [3, 6–12], во время которых не было зафиксировано нештатных или аварийных ситуаций. К основным недостаткам СТО следует отнести: 1) ограниченные возможности тритиевого источника BS3 и балластного объема MV, которые не позволяли обеспечить жидкую фазу трития для ячеек диаметром 16 и 20 мм (заполнение ячеек жидкостью было на уровне 30–50%); 2) по окончании эксперимента абсорбция трития из ячейки на ловушку происходила не полностью и $\sim 0,5\%$ остаточного газа приходилось утилизировать в специальную вентиляцию (цикл был незамкнутым на 100%).

1.2. Результаты первых экспериментов. Первые эксперименты с криогенной тритиевой мишенью проводились более 20 лет назад в ЛЯР ОИЯИ на фрагмент-сепараторе ACCULINNA-1 (<http://flerovlab.jinr.ru/acculinna-separator/>). В экспериментах [3, 6–12] максимальная толщина тритиевой мишени не превышала $\sim 3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$ (газ, диаметр ячейки 20 мм) и $\sim 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ (жидкость, диаметр ячейки 10 мм). Однако это позволило провести серию успешных экспериментов с этими мишенями. Так, в реакциях (t, p) с пучками ^3H ($\sim 19,2 \text{ МэВ/нуклон}$), ^6He ($\sim 25 \text{ МэВ/нуклон}$), ^8He (~ 21 и $\sim 27 \text{ МэВ/нуклон}$) впервые была получена новая информация об энергетических спектрах уровней изотопов ^5H [6–9], ^8He [10–12] и ^{10}He [11–13]. Схемы этих экспериментов и наиболее важные научные результаты представлены на рис. 1.2–1.5.

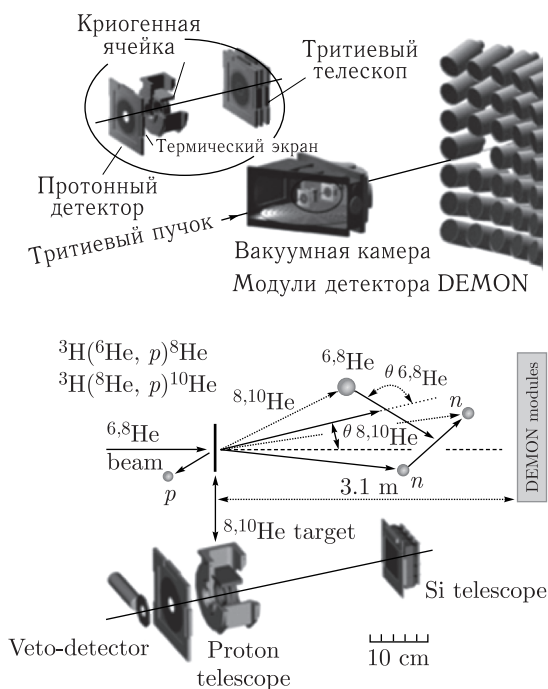


Рис. 1.2. Схемы экспериментов с тритиевой мишенью по изучению ^5H в реакции $^3\text{H}(^3\text{H}, p)^5\text{H}$ [8] (сверху) и ядер $^{8,10}\text{He}$ в реакциях с пучком ^6He или ^8He (снизу) [11]. Отличие этих экспериментов заключалось лишь в том, что в [8] тритиевый пучок с интенсивностью $3 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ останавливался в специальном поглотителе за модулями DEMON, регистрирующими нейтроны в переднем конусе до 25° , а в случае [11] пучки $^6,^8\text{He}$ ($I < 5 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$) и продукты распада ядер $^{8,10}\text{He}$ останавливались в ΔE – E -телескопе, в то время как модули DEMON перекрывали углы в диапазоне 5 – 40° в лабораторной системе

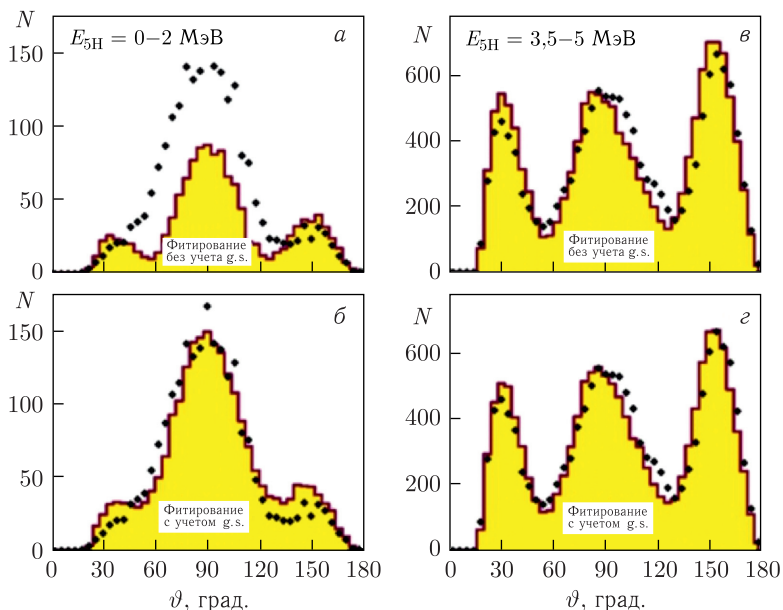


Рис. 1.3. Угловые распределения трития в системе центра масс ^5He , характерные для «нулевой» геометрии эксперимента, когда есть жесткая связь измеряемых импульсных распределений продуктов распада ^5He с направлением переданного импульса [8]. Видно, что только с учетом вклада событий от основного состояния ^5He удается описать данные на рис. 1.3, б

В работе [8] показано, что основное состояние ^5He при энергии выше порога распада $^3\text{He} + n + n$ $E_T \sim 1,8 \text{ МэВ}$ ($J^\pi = 1/2^+$) заселяется с меньшим сечением по сравнению с высоколежащими состояниями ($3/2^+$, $5/2^+$) при $E_T \sim 3-5 \text{ МэВ}$, имеющими широкие распределения и расположенными близко друг к другу. В инклюзивном спектре ^5He , построенном по недостающей массе, пик при $E_T \sim 1,8 \text{ МэВ}$ не проявляется. Между тем корреляционные измерения продуктов распада ^5He позволили однозначно установить наличие основного состояния и первых возбужденных уровней, а также определить их спин-четность (см. рис. 1.3). Основным недостатком измерений [6–8] явилось резкое ограничение эффективности эксперимента при построении спектра ^5He для энергий выше 5 МэВ из-за невысокой энергии пучка тритонов.

На рис. 1.4 (сверху) приведены энергетические спектры уровней ^8He , полученные методом недостающей массы в реакции $^3\text{He} (^6\text{He}, p) ^8\text{He}$ при разных экспериментальных условиях — при совпадении протонов с ^8He или ^6He (верхние графики) и в случае регистрации $p-^6\text{He}-n$ совпадений (нижние графики). Видно, что положения основного состояния и первых трех возбужденных состояний при 3,6 МэВ (2^+), 5,4 МэВ (1^+), 7,5 МэВ (0^+) четко выделяются в спектрах, что подтверждается теоретическими

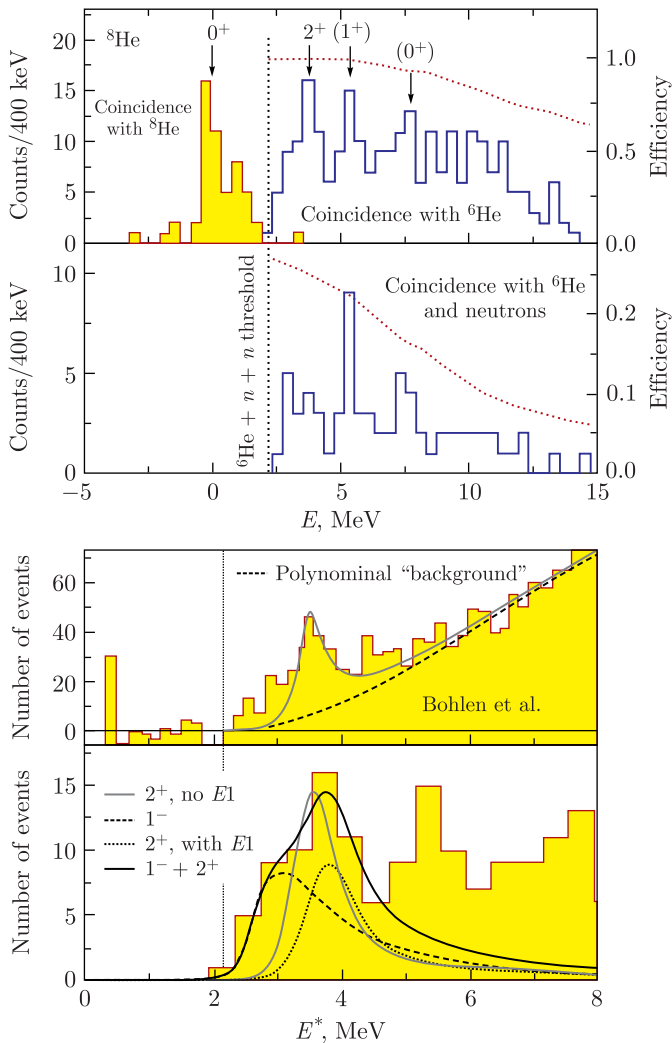


Рис. 1.4. Сверху: спектры уровней ^8He из реакции $^3\text{H} (^6\text{He}, p) ^8\text{He}$, полученные при разных условиях эксперимента — при регистрации $p-^8\text{He}$, $p-^6\text{He}$ и $p-^6\text{He}-n$ совпадений. Снизу: экспериментальные данные [14, 9–11, 13] о состоянии 2^+ ^8He и результаты фитирования низкоэнергетической части спектра с учетом и без учета примеси событий 1^- ($E1$ -возбуждения)

расчетами и данными других экспериментов. На рис. 1.4 (снизу) показан спектр ^8He из реакции (t, p) наряду с данными работы [14] в увеличенном масштабе с целью детального анализа структуры первого возбужденного состояния. В обоих случаях виден резкий рост спектра в области

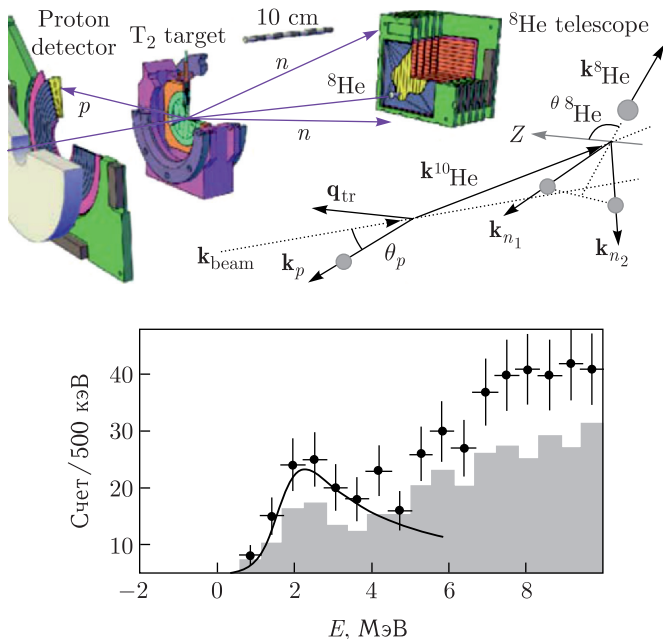


Рис. 1.5. Схема эксперимента [13] и полученный спектр недостающей массы ^{10}He , где точки с ошибками соответствуют всем событиям, а серая гистограмма — условию $E_{nn}/E_T < 0,5$

$E^* < 3$ МэВ, который был объяснен в теоретической работе [10] проявлением 1^- ($E1$ -возбуждения), или так называемой мягкой дипольной моды.

На рис. 1.5 приведены схема второго эксперимента по изучению ^{10}He в реакции $^3\text{H}(^8\text{He}, p)^{10}\text{He}$ (сверху) и спектр недостающей массы ^{10}He , полученный при условии p – ^8He совпадений (снизу) [13]. В этом эксперименте особое внимание уделялось измерению угловых и энергетических распределений продуктов распада ^{10}He . В отличие от [11, 12] в эксперименте [13] импульсы ядер ^8He измерялись кремниевым телескопом, состоящим из шести слоев Si-детекторов (каждый имел размеры 61×61 мм², толщину 1 мм и сегментацию 16 стрипов). На основе анализа корреляционных данных было сделано заключение, что импульс $\mathbf{k}_{^{10}\text{He}}$ выстроен относительно переданного импульса $\mathbf{q}_{\text{tr}}$ (согласно обозначениям на рис. 1.5, сверху), испущенные нейтроны взаимодействуют в конечном состоянии ($\sim 60\%$ событий, удовлетворяющие условию $E_{nn}/E_T < 0,5$, отмечены серой гистограммой на рис. 1.5, снизу), а суммарный спин динейтрона равен нулю. Также было установлено, что для событий с $E_T < 3,5$ МэВ (т.е. для основного состояния) спин-четность равна 0^+ . Неожиданным оказался результат идентификации двух возбужденных состояний: 1^- в диапазоне энергий $3,5 < E_T < 4,5$ МэВ и 2^+ при $E_T > 6$ МэВ. Это означает, что

для ядер на границе стабильности нарушается обычная закономерность заполнения оболочек [15].

Основным недостатком экспериментальных исследований [10–13], кроме статистики, является невысокое энергетическое разрешение, которое составляло ~ 1100 кэВ (полная ширина на половине высоты, ПШПВ) для недостающей массы и около 450 кэВ (ПШПВ) в случае инвариантной массы. Это обуславливалось ограниченными возможностями детектирующей системы и времяпролетной базы фрагмент-сепаратора ACCULINNA-1.

Более полную информацию об исследованиях тяжелых изотопов водорода и гелия, а также других экзотических систем, образовавшихся в различных ядерных реакциях при энергиях радиоактивных пучков до ~ 50 МэВ/нуклон, можно найти в обзорной работе [1].

2. ТРИТИЕВАЯ ИНФРАСТРУКТУРА НА УСТАНОВКЕ ACCULINNA-2

Система тритиевого обеспечения, интегрированная в инфраструктуру установки ACCULINNA-2, обеспечивает, прежде всего, безопасность выполнения процедур наполнения криомишеней тритием, а также их штатную эксплуатацию, включая техническое обслуживание, монтажные работы, хранение и утилизацию. Принцип работы и основные параметры тритиевой инфраструктуры на установке ACCULINNA-2 описаны в работе [16]. Комплекс СТО размещен в специализированном помещении II класса работ с открытыми источниками ионизирующих излучений над реакционной камерой установки ACCULINNA-2. Главными преимуществами нового комплекса являются: 1) безопасная работа с тритием (замкнутый цикл при наполнении мишенной ячейки тритием и последующей абсорбции через ресивер); 2) толщина мишени, которая может варьироваться в зависимости от фазового состояния (газ или жидкость) в широком диапазоне — от $2 \cdot 10^{20}$ см $^{-2}$ до $7 \cdot 10^{21}$ см $^{-2}$ при диаметре ячейки 25 мм и толщине мембран М1, М2 8 мкм (сталь SS 301HT) (рис. 2.1 и табл. 1). Мишень представляет собой цилиндрическую полость А, образуемую поверхностью корпуса К и двумя мембранами М1. С целью обеспечения радиационной безопасности, на случай нештатных ситуаций, в устройстве мишени предусмотрен дополнительный рубеж защиты от возможного проникновения трития во внешнюю среду или во внутреннюю полость реакционной камеры. Он состоит из двух полостей Б, образуемых корпусом К и мембранами М1 и М2, внутренней полости трубки Т2 и устройства поглощения трития — геттера ГТ. Внешние газовые коммуникации выполнены в виде коаксиально расположенных трубок по принципу «труба в трубе». Внутренняя трубка Т1 соединяет рабочий объем мишени с калиброванным объемом системы наполнения, а внешняя Т2 соединяет дополнительный рубеж защиты с геттером ГТ. В качестве сорбента геттера используется прессованный порошкообразный титан, активированный по специальной технологии. Для жидкой фазы исходная номинальная толщина d_0 полости А составляет 0,4 мм, а для газовых ячеек $d_0 = 3, 5$ и 7 мм. Напомним,

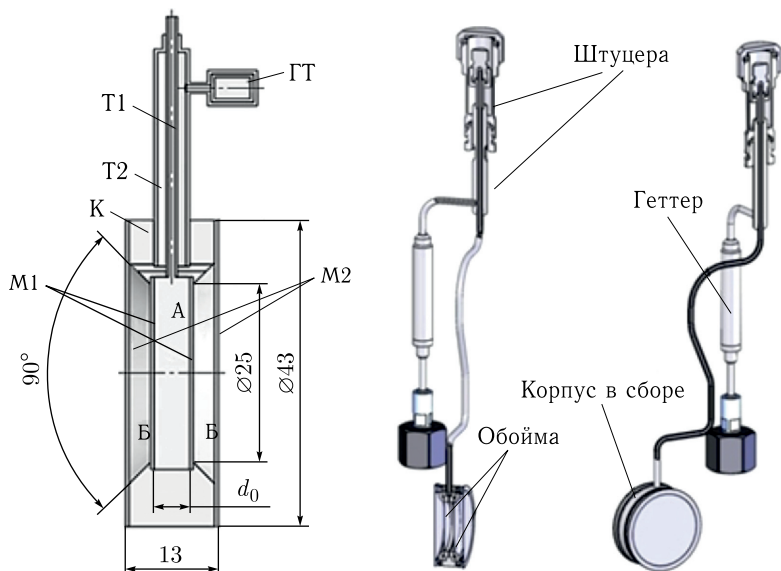


Рис. 2.1. Схема криогенной тритиевой мишени (слева) и ее общий вид (справа). К — корпус; M1, M2 — мембраны; T1, T2 — трубки; А, Б — полости; d_0 — номинальная толщина полости А; GT — титановый геттер

Таблица 1. Расчетные значения толщин тритиевой мишени в зависимости от фазового состояния (жидкость или газ), параметра d_0 и давления газа (0,8–0,95 бар при $T = 26$ К)

Параметр $d_{\max}$	КЖТМ ($d_0 = 0,4$ мм)	КГТМ-3 ($d_0 = 3$ мм)	КГТМ-5 ($d_0 = 5$ мм)	КГТМ-7 ($d_0 = 7$ мм)
мм	1,31	4,4–4,49	6,4–6,49	8,4–8,49
атом/см ²	$6,8 \cdot 10^{21}$	$(2,0\text{--}2,4) \cdot 10^{20}$	$(2,9\text{--}3,5) \cdot 10^{20}$	$(3,8\text{--}4,6) \cdot 10^{20}$

что на установке ACCULINNA-1 жидкая фаза была реализована только в мишени диаметром 10 мм при толщине 0,4 мм.

Реальный объем полости А мишени, заполненной газом или жидкостью, будет зависеть от прогиба внутренних мембранных стенок M1 с зафиксированными по окружности краями вследствие изменения давления внутри мишени (в полости А), так как предполагается, что внешнее давление за металлическими мембранами (в полости Б) соответствует нулевому значению (полость после активации геттера откачана до форвакуумного давления). Таким образом, объем мишени можно представить как сумму исходного цилиндрического объема между двумя мембранами толщиной d_0 (при отсутствии воздействия давления изнутри) и объемов сегментов, образованных в результате прогиба двух мембран при наличии воздействия давлением. Это обуславливает формирование максимальной толщины в центре мишени $d_{\max}$ при заданном давлении. В экспериментах

с криогенными жидкотритиевыми мишенями (КЖТМ) давление трития должно быть не ниже 0,216 бар (тройная точка трития при 20,62 К), а для криогенных газовых тритиевых мишеней (КГТМ) — в диапазоне 0,8–0,95 бар. Результаты оценок толщин $d_{\max}$ для КЖТМ и трех вариантов КГТМ приведены в табл. 1, где также указаны толщины в единицах атом/см².

Мишенная сборка соединена с системой наполнения, размещенной в мишенном блоке (см. п. 2.1), который, в свою очередь, перед эксплуатацией в реакционной камере установки ACCULINNA-2 перемещается в безопасную монтажную зону и проходит различные технологические процедуры (наполнение/дегазация генератора трития, очистка от радиогенного гелия и пр.) в составе СТО.

2.1. Основные характеристики системы тритиевого обеспечения.

Для определения ресурсных характеристик семейства тритиевых мишеней в РФЯЦ–ВНИИЭФ были изготовлены криогенные мишени, в которых тритий может находиться в газообразном состоянии (КГТМ) или жидкой фазе (КЖТМ). Для имитации условий штатной работы этих мишеней испытания проводились в составе блока мишенного (БМ), смонтированного на специальной вакуумной камере с параметрами, близкими к условиям эксплуатации БМ на установке ACCULINNA-2. Блок мишенный конструктивно состоит из системы наполнения, в состав которой входит тритиевый источник BS1 и буферные емкости CV1 и CV2, а также из мишенной сборки с тритиевой ячейкой и двухстадийной головки криогенного рефрижератора Leybold COOLPOWER 7/25 с омическим нагревателем для стабилизации температуры мишени. Конструкция и принципиальная газовакуумная схема БМ показаны на рис. 2.2.

Хранение трития активностью 2,7 кКи осуществляется в химически связанном состоянии на ²³⁸U в источнике BS1 (рис. 2.3). Равновесное давление для тритида урана при комнатных температурах составляет величину порядка $7 \cdot 10^{-4}$ Па, а температура его разложения, при которой равновесное давление становится выше атмосферного, более чем 650 К. Конструкция источника BS1 и системы наполнения (СН), обеспечивающие три рубежа защиты, в совокупности со свойствами тритида урана позволяют классифицировать БМ как закрытый источник ионизирующего излучения. В собранном виде БМ в составе СН, ТМ и источника трития BS1 представляет собой замкнутую систему, которая позволит удерживать тритий в жидком или газообразном виде в процессе проведения эксперимента либо переводить его в химически связанное состояние для длительного хранения в источнике.

БМ как основной компонент СТО является перемещаемым автономным блоком, который вне эксплуатации находится в помещении II класса работ с открытыми источниками ионизирующих излучений (2-й этаж над реакционной камерой установки ACCULINNA-2) в монтажном вытяжном шкафу и соединяется с системой утилизации (СУ), герметично расположенной в перчаточном боксе и включающей в себя проточные металлгидридные

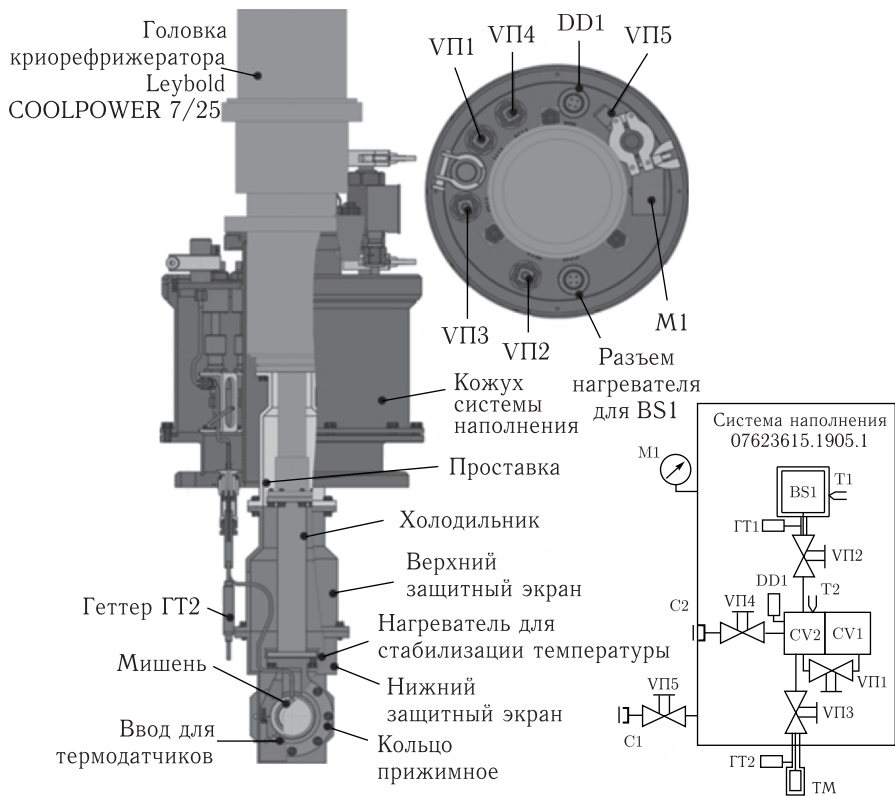
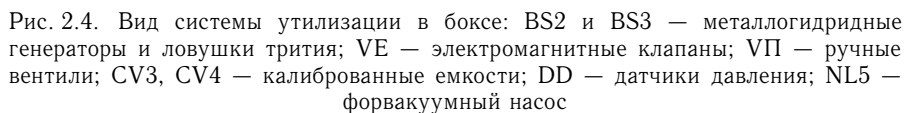
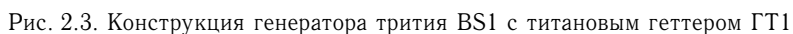


Рис. 2.2. Конструкция БМ (слева) и принципиальная газовакуумная схема БМ (справа): VP1–VP5 — ручные вентили; CV1 — емкость 300 см³; CV2 — емкость 750 см³; BS1 — генератор трития на уране-238; GT1, GT2 — титановые геттеры; DD1 — емкостный датчик давления; M1 — манометр; T1, T2 — термодатчики; C1, C2 — фланцы (разъемы) для подсоединения к инфраструктуре СТО; TM — тритиевая мишень

(на основе ²³⁸U) генератор BS2 и ловушку трития BS3 с коммуникациями и побудителем потока NL5 для организации замкнутой циркуляции с целью очистки трития от радиогенного гелия (рис. 2.4).

СТО оснащена системой радиометрического контроля на базе блоков детектирования с ионизационными камерами, расположенными в контуре перчаточного бокса, на выходе из блока газоочистки и на выхлопе газовакуумных коммуникаций в вентиляцию. С помощью разветвленной системы вакуумирования и циркуляции газовой среды СТО позволяет в случае разгерметизации и аварийной ситуации проводить очистку газовой среды перчаточного бокса и ресивера, в который эвакуируются остатки газа с СУ, БМ и реакционной камеры, от трития через блок тритиевой газоочистки с молекулярным сито.



2.2. Результаты испытаний криогенной тритиевой мишени. Термоциклические испытания мишенной ячейки проводились при ее заполнении водородом при давлении 0,9 бар. Время, необходимое для охлаждения мишени от комнатной температуры до $T = 29$ К и стабилизации при этом значении в пределах $\Delta T = \pm 0,02$ К, составляет примерно 2 ч. Время отепления мишени до комнатной температуры (после 5-часовой выдержки при $T = 29$ К) составило ~ 33 ч. Во время настройки и проведения экспериментов на установке ACCULINNA-2 предполагается неоднократное изменение режимов охлаждения-отепления, поэтому важно знать работоспособность (долговечность) криогенной тритиевой мишени в условиях многократного изменения температуры в циклах «охлаждение – длительная выдержка при низкой температуре – отепление». В ходе ресурсных испытаний КЖТМ выдержала 11 циклов охлаждения до рабочей температуры ~ 29 К, сохранив герметичность, и дополнительно 13 циклов охлаждения до температуры 15 К, для подтверждения работоспособности КЖТМ при переходе через точку оживания в случае ошибочных действий оператора. КЖТМ выдержала 12 циклов охлаждения до рабочей температуры ~ 15 К, сохранив герметичность.

Целью прочностных испытаний являлось получение значения несущей способности мишени, прошедшей полный цикл термоциклических испытаний, т. е. мишень должна быть разрушена внутренним давлением водорода. Причем скорость нагружения должна имитировать скорость повышения давления в процессе отепления. Испытания мишеней избыточным давлением показали, что несущая способность мишеней определяется прочностью внешних мембран, которая более чем в 3,5 раза выше возможных максимальных рабочих давлений. Предварительная оценка прочностной надежности по внутренней мембране мишени составляет 0,999999 при доверительной вероятности 0,999.

После изготовления мишеней промежуточное пространство между внешними и внутренними мембранами мишени находится в откакумированном состоянии и соединено с геттером. В этой ситуации на мембраны действует перепад давления 1 бар, а сами мембраны находятся в напряженном состоянии в течение всего срока хранения. Время хранения от момента изготовления до использования мишени по назначению не определено и может составлять десятки месяцев. В связи с этим потребовалась закладка на опережающее хранение макетов мишени, в ходе которого предполагается определить возможность разгерметизации. Испытания показали, что КЖТМ, заложенная на длительное хранение, сохранила работоспособность спустя 28 мес. хранения. Это тестирование продолжается.

3. СТАТУС ПЕРВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

3.1. Монте-Карло моделирование ^{10}He и ^7H . Учитывая характеристики новой тритиевой мишени, прогресс в развитии детекторных систем [17, 18] и высокое качество радиоактивных пучков на установке ACCULINNA-2 [2, 18], было проведено моделирование двух экспериментов

методом Монте-Карло. Первый опыт посвящен углубленному изучению ^{10}He в реакции $^3\text{H}(^8\text{He}, p)^{10}\text{He}$ с использованием методов измерения недостающей, инвариантной и «комбинированной» массы [19]. В данном случае метод комбинированной массы основан на регистрации протона, ядра ^8He и одного из нейтронов из распада ^{10}He , что необходимо и достаточно для определения импульса второго нейтрона, что, в свою очередь, применяя метод инвариантной массы, позволяет определять спектр возбуждения ^{10}He (рис. 3.1, 3.2). Ожидается получение данных с лучшим энергетиче-

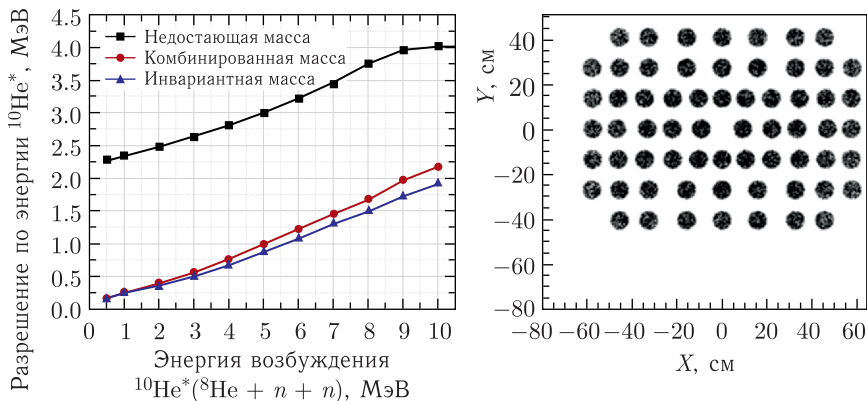


Рис. 3.1. Результаты моделирования методом Монте-Карло экспериментального разрешения спектра ^{10}He в зависимости от энергии E_T для разных методов (слева) и расположение массива нейтронных детекторов относительно оси пучка с координатами $X, Y = 0$ см (справа)

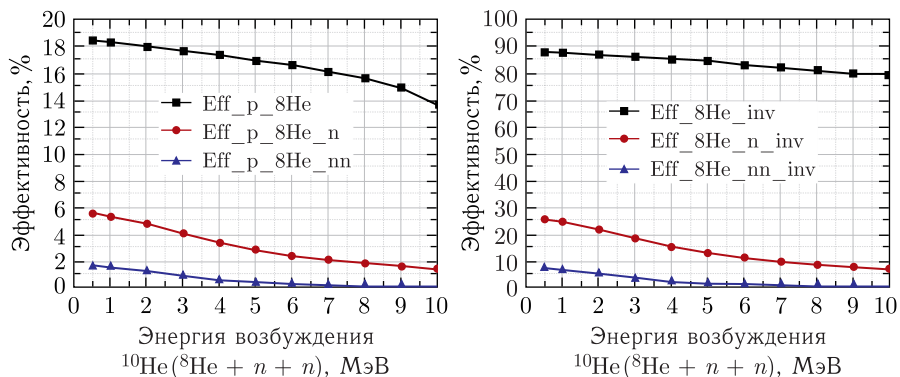


Рис. 3.2. Слева: геометрические эффективности регистрации $(p + ^8\text{He})$, $(p + ^8\text{He} + n)$, $(p + ^8\text{He} + n + n)$ совпадений с использованием протонного телескопа (метод недостающей и комбинированной массы). Справа: геометрические эффективности регистрации одиночных ядер ^8He , а также совпадений с одним $(^8\text{He} + n)$ и двумя $(^8\text{He} + n + n)$ нейтронами, используемые в методе инвариантной массы

ским разрешением и большей статистикой (фактор 2–3) по сравнению с результатами работ [10–13]. Вторым экспериментом нацелен на прецизионное исследование изотопа ${}^7\text{H}$ и канала его распада с одновременным испусканием четырех нейтронов. Первая информация об этом явлении была недавно получена при изучении ядерных реакций в столкновениях ${}^8\text{He}$ (26 МэВ/нуклон) + d на установке ACCULINNA-2 [20, 21]. Использование перекрестной реакции ${}^3\text{H}({}^8\text{He}, {}^4\text{He}){}^7\text{H}$, идущей с повышенным сечением по сравнению с ${}^2\text{H}({}^8\text{He}, {}^3\text{He}){}^7\text{H}$ за счет энергетически выгодного баланса, и метода инвариантной массы позволит подтвердить или опровергнуть полученные ранее результаты.

На рис. 3.1, слева представлены результаты расчетов ожидаемого энергетического разрешения в реакции ${}^3\text{H}({}^8\text{He}, p){}^{10}\text{He}$ при $E({}^8\text{He}) = 26$ МэВ/нуклон в зависимости от энергии возбуждения ${}^{10}\text{He}$ для трех методов. На рис. 3.1, справа показано размещение 64 нейтронных детекторов на основе стильбена диаметром 80 мм и толщиной 50 мм, используемых ранее [20, 21], расположенных на расстоянии 200 см от мишени и имеющих временное разрешение 0,5 нс (сигма). Взята жидкая тритиевая мишень толщиной $6,8 \cdot 10^{21}$ см $^{-2}$ и учтена толщина входных и выходных окон (16 мкм, нержавеющая сталь). Для регистрации протонов, вылетающих в обратном по отношению к пучку ${}^8\text{He}$ направлении, в расчеты закладывалась сборка из четырех кремниевых детекторов размерами 6 × 6 см, толщиной 1 мм, сегментацией 16 стрипов каждый [20, 21], установленная на расстоянии 12 см до мишени. Пластиковый сцинтилляционный детектор диаметром 10 см и толщиной 0,25 мм, установленный на расстоянии 40 см за мишенью, предназначен для регистрации ${}^8\text{He}$ (продуктов распада ${}^{10}\text{He}$) с учетом их идентификации по времени пролета от пучка ${}^8\text{He}$. Данная методика была апробирована в эксперименте по изучению ${}^7\text{He}$ в реакции ${}^2\text{H}({}^6\text{He}, p){}^7\text{He}$ [22]. Все результаты расчетов объединены в табл. 2. Видно, что самое лучшее разрешение в области основного состояния ${}^{10}\text{He}$ $E_T \sim 2,2$ МэВ составляет ~ 400 кэВ (ПШПВ) и достигается для инвариантной массы, чуть хуже (~ 430 кэВ) будет разрешение для комбинированной массы и значительно хуже (~ 2500 кэВ) для недостающей массы.

На рис. 3.2, слева представлены результаты расчетов геометрической эффективности регистрации протонов в совпадении с ${}^8\text{He}$ ($p+{}^8\text{He}$), а также совпадений ($p+{}^8\text{He}+n$) и ($p+{}^8\text{He}+n+n$). В расчетах использовалась экспоненциальная зависимость сечения $d\sigma/d\Omega_{\text{CM}}$ от угла в системе центра масс, а конкретно экспоненциальное падение в 2 раза при увеличении угла на 10° , что близко к ожидаемому поведению в этом эксперименте. На рис. 3.2, справа приведены геометрические эффективности регистрации ядер ${}^8\text{He}$, двойных (${}^8\text{He}+n$) и тройных (${}^8\text{He}+n+n$) совпадений. Эти данные необходимы для оценки набираемой статистики методами недостающей, комбинированной и инвариантной массы. В табл. 3 представлены оценки набора статистики при регистрации событий образования резонанса ${}^{10}\text{He}$ в реакции ${}^3\text{H}({}^8\text{He}, p){}^{10}\text{He}$ указанными методами для трех различных форм поведения сечений (CS): изотопное распределение

Таблица 2. Результаты расчетов ожидаемого энергетического разрешения ΔE в реакции ${}^3\text{H}({}^8\text{He}, p){}^{10}\text{Ne}$ при $E({}^8\text{He}) = 26 \text{ МэВ/нуклон}$ и КЖТМ $1,31 \text{ мм}$ ($6,8 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$) из табл. 1

$E({}^{10}\text{He}),$ МэВ	ΔE (ПШПВ), МэВ		
	Недостающая масса	Комбинированная масса	Инвариантная масса
0,5	2,28	0,180	0,164
1,0	2,27	0,266	0,242
2,0	2,48	0,397	0,362
3,0	2,64	0,552	0,505
4,0	2,81	0,759	0,667
5,0	3,00	0,985	0,872
6,0	3,22	1,22	1,08
7,0	3,47	1,46	1,30
8,0	3,75	1,68	1,49
9,0	3,96	1,96	1,72
10,0	4,02	2,17	1,91

Таблица 3. Оценки набора статистики (количество событий в сутки) образования состояния ${}^{10}\text{Ne}$ и его распада ${}^{10}\text{Ne} \rightarrow {}^8\text{He} + n + n$ ($E_T = 2,2 \text{ МэВ}$) в методе недостающей, комбинированной и инвариантной массы при толщине тритиевой мишени $6,8 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$, интенсивности пучка ${}^8\text{He}$ с энергией 26 МэВ/нуклон $1 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ для трех вариантов поведения сечения (в системе центра масс) реакции ${}^3\text{H}({}^8\text{He}, p){}^{10}\text{Ne}$. Эффективность регистрации одного нейтрона с энергией 20 МэВ взята равной 10%

Сечение (CS)	Недоста- ющая масса	Комбиниро- ванная масса	Инвариант- ная масса
CS = 10 мкб/ср	81	2,1	0,77
CS = $10 \cdot \exp[-\theta_{\text{CM}}/(1,44 \cdot 10^\circ)]$, мкб/ср	40	1,0	0,11
CS = $10 \cdot \exp[-\theta_{\text{CM}}/(1,44 \cdot 2^\circ)]$, мкб/ср	3	0,09	0,006

CS = 10 мкб/ср, экспоненциальное падение CS в 2 раза при увеличении угла θ_{CM} на 10° , экспоненциальное падение CS в 2 раза при увеличении угла θ_{CM} на 2° .

Из расчетов видно, что ожидаемая статистика на уровне одного события в сутки (метод комбинированной массы) требует длительной экспозиции (месяц и более) и/или кратного повышения эффективности регистрации нейтронов. С этой целью была предложена более компактная конфигурация массива нейтронных детекторов на основе пластиков ВС-404 шестигранной формы (радиус описанной окружности 50 мм) толщиной 75 мм, всего 100 модулей, размещенных в одном общем корпусе для минимизации эффекта cross talk [17]. С учетом измеренной для нескольких модулей эффективности регистрации одного нейтрона с энергией 14,1 МэВ на уровне $(28 \pm 4) \%$

(почти в 2 раза выше, чем для стилибенов толщиной 50 мм) и большей (фактор ~ 3) геометрической эффективности такой стенки ожидаемая статистика для распада $^{10}\text{He} \rightarrow ^8\text{He} + n + n$ может составить от 5 событий в сутки.

Параметры массива из 100 пластиков ВС-404 использовались ранее в моделировании эксперимента по изучению спектра уровней ^7H в реакции $^2\text{H}(^8\text{He}, ^3\text{He})^7\text{H}$ с пучком ^8He (25 МэВ/нуклон), детали эксперимента и полученные результаты подробно описаны в работе [17]. Если дейтерий заменить на тритий, то вместо реакции $(d, ^3\text{He})$ с характерной величиной $Q_{\text{react}} = -19,32$ МэВ будет протекать более энергетически выгодная ядерная реакция $(t, ^4\text{He})$, для которой $Q_{\text{react}} = -5,0$ МэВ. Однако энергия α -частиц в этом случае будет слишком малой ($E_\alpha < 4,6$ МэВ) в интересующем нас диапазоне углов $\theta_{\text{CM}} < 20^\circ$ и недостаточной, чтобы вылететь даже из самой тонкой тритиевой мишенной ячейки (газ, $2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$). Следовательно, изучение спектра уровней ^7H в реакции $^3\text{H}(^8\text{He}, ^4\text{He})^7\text{H}$ возможно лишь с использованием метода инвариантной массы, т.е. с регистрацией продуктов распада $^7\text{H} \rightarrow t + n + n + n + n$.

Для интенсивности радиоактивного пучка ^8He $1 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$, тритиевой мишени толщиной $6,8 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$, сечения реакции $^3\text{H}(^8\text{He}, ^4\text{He})^7\text{H}$ в системе центра масс $\sim 0,1$ мб/ср и величины телесного угла $\theta_{\text{CM}} \sim 0,4$ ср выход ^7H будет составлять около 250 событий в сутки. Количество зарегистрированных событий ^7H ($E_T \sim 2,2$ и $5,5$ МэВ) с учетом эффективности регистрации $t + 3n$ совпадений (см. детали в работе [17]) будет на уровне 10 событий в сутки. При регистрации $t + 4n$ совпадений количество событий будет на порядок меньше. Энергетическое разрешение для основного состояния ^7H ($E_T \sim 2,2$ МэВ) ожидается на уровне 0,5 МэВ (ПШПВ).

3.2. Тяжелые изотопы лития и бериллия. Реакция (t, p) является выгодной по энергетике и кинематике для изучения не только ^5H , ^8He и ^{10}He , но и целого ряда нейтронно-избыточных изотопов лития $^{11-13}\text{Li}$ и бериллия $^{12-16}\text{Be}$. Наибольший интерес представляют ядра ^{13}Li и ^{16}Be , для которых совсем недавно была получена новая информация о спектрах их уровней и канале распада с испусканием двух нейтронов [23, 24].

Так, в работе [24] исследовались структура уровней и каналы распада самого нейтронно-избыточного изотопа бериллия — ^{16}Be , образовавшегося в результате реакции $(p, 2p)$ — выбивания протона из налетающего на протонную мишень радиоактивного пучка ^{17}B (277 МэВ/нуклон). Два относительно узких резонанса были обнаружены впервые при энергиях 0,84(3) и 2,15(5) МэВ выше порога распада с испусканием двух нейтронов. Для основного состояния была установлена спин-четность 0^+ , а для первого возбужденного уровня с $E_x = 1,31$ МэВ — $J^\pi = 2^+$. Оба состояния были обнаружены распадающимися путем прямого испускания двух нейтронов. Расчеты, включающие эволюцию волновой функции во время распада в предположении истинного трехчастичного процесса, воспроизвели основные характеристики нейтрон-нейтронных энергетических спектров для обоих уровней. Они указывают на то, что основное состо-

яние демонстрирует сильную пространственно-компактную динейтронную компоненту, в то время как уровень 2^+ представляет собой гораздо более размытое нейтрон-нейтронное распределение.

Ранее нейтронно-избыточная система ^{16}Be изучалась авторами [25] в реакции выбивания одного протона при взаимодействии ^{17}B (53 МэВ/нуклон) + Be, где был впервые обнаружен распад с испусканием двух нейтронов из основного состояния. Авторы не исключают того факта, что этот процесс связан со структурой изотопа ^{17}B , известного как ядро с двухнейтронным гало. Изучение ^{16}Be в перекрестной реакции $^3\text{H} (^{14}\text{Be}, p)^{16}\text{Be}$ позволит выявить влияние входного канала на заселение/распад уровней ^{16}Be и установить истинные свойства этого изотопа.

Расчетная интенсивность вторичного пучка ^{14}Be из реакции фрагментации ^{18}O (49 МэВ/нуклон, 1 мкА-частиц) + Be (1,5 мм) на установке ACCULINNA-2 составляет $3 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ при энергии $E \sim 39 \text{ МэВ/нуклон}$ перед мишенью. При толщине жидкой тритиевой мишени $6,8 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$, сечении (t, p) реакции на уровне 10 мкб/ср можно ожидать регистрацию двух событий ^{16}Be в сутки с разрешением по недостающей массе $\sim 2,3 \text{ МэВ}$ (ПШПВ).

Для изучения ^{13}Li , кроме реакции (t, p) с пучком ^{11}Li (т.е. $^3\text{H} (^{11}\text{Li}, p)^{13}\text{Li}$), интенсивность которого из реакции ^{18}O (49 МэВ/нуклон, 1 мкА-частиц) + Be (2 мм) будет на уровне $7 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$, можно также рассматривать реакцию (t, α) с пучком $^{14}\text{Be} - ^3\text{H} (^{14}\text{Be}, \alpha)^{13}\text{Li}$. В этом случае заселение уровней ^{13}Li в зависимости от входного канала реакции будет исследовано двумя взаимно дополняемыми способами.

По аналогии будет интересно сравнить результаты эксперимента $^3\text{H} (^8\text{He}, p)^{10}\text{He}$ с данными по заселению ^{10}He в реакции $^3\text{H} (^{11}\text{Li}, \alpha)^{10}\text{He}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлена информация о планируемых экспериментах с радиоактивными пучками и криогенной тритиевой мишенью на комплексе ACCULINNA-2@У-400М. С учетом характеристик радиоактивных пучков на фрагмент-сепараторе, детекторных систем заряженных частиц и нейтронов, параметров криогенных мишеней проведено моделирование нескольких экспериментов по изучению нейтронно-избыточных систем. Необходимо отметить, что эта установка является единственным местом в мире, где возможны эксперименты подобного класса. Уникальная возможность работы с радиоактивными пучками и криогенной тритиевой мишенью открывает широкие перспективы для изучения фундаментальных вопросов ядерной физики и астрофизики.

Авторы благодарны научному руководителю ЛЯР ОИЯИ академику РАН Ю. Ц. Оганесяну и вице-директору ОИЯИ член-корреспонденту РАН С. Н. Дмитриеву за многолетний интерес к этим исследованиям и всестороннюю поддержку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Григоренко Л. В. и др. // УФН. 2016. Т. 186. С. 337–386; doi: 10.3367/UFNr.0186.201604a.0337.
2. Fomichev A. S. et al. // Eur. Phys. J. A. 2018. V. 54. P. 97; doi: 10.1140/epja/i2018-12528-0.
3. Yukhimchuk A. A. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 515. P. 439–447; doi: 10.1016/j.nima.2003.06.002.
4. Александров Д. В. и др. // ЯФ. 1987. Т. 45, вып. 5. С. 1217–1221.
5. Miki K. et al. // Phys. Rev. Lett. 2024. V. 133. 012501. P. 1–6; doi: 10.1103/PhysRevLett.133.012501.
6. Golovkov M. S. et al. // Phys. Lett. B. 2003. V. 566. P. 70–75; doi: 10.1016/S0370-2693(03)00803-7.
7. Ter-Akopian G. M. et al. // Nucl. Phys. A. 2004. V. 734. P. 293–302; doi: 10.1016/j.nuclphysa.2004.01.053.
8. Golovkov M. S. et al. // Phys. Rev. C. 2005. V. 72. 064612. P. 1–17; doi: 10.1103/PhysRevC.72.064612.
9. Ter-Akopian G. M. et al. // Eur. Phys. J. A. 2005. V. 25, suppl. 1. P. 315–320.
10. Grigorenko L. V. et al. // Part. Nucl. Lett. 2009. V. 6, No. 2. P. 118–125; doi: 0.1134/S1547477109020046.
11. Fomichev A. S. et al. // Eur. Phys. J. A. 2009. V. 42. P. 465–469; doi: 10.1140/epja/i2008-10739-6.
12. Golovkov M. S. et al. // Phys. Lett. B. 2009. V. 672. P. 22–29; doi: 0.1016/j.physletb.2008.12.052.
13. Sidorchuk S. I. et al. // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. 202502. P. 1–5; doi: 10.1103/PhysRevLett.108.202502.
14. Bohlen H. G. et al. // Proc. LEND95. World Sci., 1995. P. 53.
15. Ter-Akopian G. M., Sidorchuk S. I., Grigorenko L. V. Breakdown of Shell Closure in Helium-10 // McGraw-Hill Yearbook of Science and Technology. New York: McCraw-Hill, 2012.
16. Юхимчук А. А. и др. // Физмат. 2023. Т. 1, № 1. С. 5–19; doi: 10.56304/S0000000023010057.
17. Bezbakh A. A. et al. // Part. Nucl. Lett. 2023. V. 20, No. 4. P. 629–636; doi: 10.1134/S154747712304009X.
18. Krupko S. A. et al. // Part. Nucl. Lett. 2023. V. 20, No. 5. P. 1035–1045; doi: 10.1134/S1547477123050485.
19. Sharov P. G. et al. // Phys. Rev. C. 2017. V. 96. 025807. P. 1–8; doi: 10.1103/PhysRevC.96.025807.
20. Muzalevskii I. A. et al. // Phys. Rev. C. 2021. V. 103. 044313. P. 1–15; doi: 10.1103/PhysRevC.103.044313.
21. Muzalevskii I. A. et al. // Phys. Rev. C. 2025. V. 111. 014612. P. 1–12; doi: 10.1103/PhysRevC.111.014612.
22. Bezbakh A. A. et al. // Intern. J. Mod. Phys. E. 2024. V. 33. 2450002. P. 1–11; doi: 10.1142/S0218301324500022.

23. *Kelley J.-H., Sheu C.G., Purcell J.E.* // Nucl. Data Sheets. 2024. V.198. P. 1–448; <https://doi.org/10.1016/j.nds.2024.11.001>Get rights and content.
24. *Monteagudo B. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2024. V.132. 082501. P. 1–6; doi: 10.1103/PhysRevLett.132.082501.
25. *Spyrou A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V.108. 102501. P. 1–4; doi: 10.1103/PhysRevLett.108.102501.

Получено 24 июня 2025 г.

Редактор *Е. В. Григорьева*

Подписано в печать 09.07.2025.

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

Усл. печ. л. 1,25. Уч.-изд. л. 1,45. Тираж 120 экз. Заказ № 61134.

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

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/