

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера

Сибирского отделения Российской академии наук

КОЛЕСНИКОВ Ярослав Александрович

**ИССЛЕДОВАНИЕ И ОПТИМИЗАЦИЯ  
ТРАНСПОРТИРОВКИ И УСКОРЕНИЯ ПУЧКА ИОНОВ  
В УСКОРИТЕЛЕ-ТАНДЕМЕ С ВАКУУМНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ**

1.3.18 – физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника

Выпускная квалификационная работа

Научный руководитель

доктор физико-математических наук

Таскаев Сергей Юрьевич

г. Новосибирск

2022

## Оглавление

<b>Введение .....</b>	<b>3</b>
<b>Глава 1. Методы диагностики пучков ионов .....</b>	<b>9</b>
§ 1.1. Методы диагностики тока пучка ионов .....	9
§ 1.2. Методы диагностики положения и профиля пучка .....	16
§ 1.3. Методы измерения поперечного эмиттанса пучка .....	23
§ 1.4. Выводы .....	33
<b>Глава 2. Ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией.....</b>	<b>35</b>
<b>Глава 3. Исследование и оптимизация инжекции отрицательных ионов в ускоритель</b>	<b>45</b>
§ 3.1. Влияние пространственного заряда на транспортировку пучка отрицательных ионов водорода .....	47
§ 3.2. Оптимизация инжекции отрицательных ионов в ускоритель .....	59
§ 3.3. Выводы .....	63
<b>Глава 4. Диагностика пучка ионов и сопутствующих потоков частиц в ускорителе-тандеме с вакуумной изоляцией.....</b>	<b>64</b>
§ 4.1. Измерение мощности нагрева газовой обдирочной мишени.....	66
§ 4.2. Оптическая диагностика пучка ионов.....	69
§ 4.3. Измерение эффективности газовой обдирочной мишени.....	71
§ 4.4. Измерение размера и положения пучка ионов в газовой обдирочной мишени.....	76
§ 4.5. Измерение тока пучка ионов аргона, сопутствующего пучку протонов.....	79
§ 4.6. Выводы .....	91
<b>Глава 5. Диагностика пучка протонов.....</b>	<b>92</b>
§ 5.1. Диагностики, обеспечивающие транспортировку пучку протонов без повреждения элементов тракта .....	96
§ 5.2. Диагностика положения, размера, профиля и фазового портрета протонного пучка... ..	101
§ 5.3. Измерение фазового портрета пучка протонов .....	111
§ 5.4. Изучение влияния пространственного заряда на транспортировку пучка протонов....	120
§ 5.5. Выводы .....	127
<b>Заключение.....</b>	<b>130</b>
<b>Список литературы .....</b>	<b>133</b>

## Введение

**Актуальность темы исследования.** По данным Всемирной организации здравоохранения распространенность онкологических заболеваний и, как следствие, смертность от них неуклонно растут. Так, в США, Японии и других развитых странах злокачественные опухоли являются непосредственной причиной смерти более чем в 25 % случаев, в то время как 70 лет назад – менее чем в 10 %. Разработка лекарств и методов лечения злокачественных опухолей – важная и до сих пор не решенная научная задача.

Одной из перспективных методик лечения злокачественных опухолей рассматривается бор-нейтронозахватная терапия (БНЗТ) [1, 2] – избирательное уничтожение клеток опухоли путем накопления в них стабильного изотопа бор-10 и последующего облучения нейтронами. В результате поглощения нейтрона бором происходит ядерная реакция с большим выделением энергии в клетке опухоли, что приводит к ее гибели.

Для терапии глубокосидящих опухолей требуются пучки эпитепловых нейтронов с плотностью потока  $10^9 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Такие пучки нейтронов получают на ядерных реакторах, на которых проведен ряд вполне успешных испытаний методики. Но широкое внедрение БНЗТ в клиническую практику видится только с использованием ускорителей заряженных частиц: их можно размещать в клиниках и они позволяют получать пучки нейтронов лучшего качества.

Задача создать ускорительный источник нейтронов для клинического применения БНЗТ поставлена более 30 лет тому назад. Множество решений

предложено, часть из которых так и не реализована из-за сложности, но другая часть близится к успешному завершению. Наиболее продвинутым проектом можно считать проект компании Сумитомо (Япония), оснастившей 30 МэВ 1 МА циклотроном с бериллиевой мишенью клиники БНЗТ в г. Корияма (Япония) и в г. Осака (Япония), в которых с 1 июня 2020 г. приступили к лечению больных после успешных клинических испытаний [3, 4]. Несколько лучшее качество пучка нейтронов за счет снижения энергии протонов получают в проекте Университета Цукубы (Япония), где используют 8 МэВ 2,8 МА линак с бериллиевой мишенью [5]. Клиника БНЗТ, оснащенная этим источником, находится в г. Токай (Япония); с ноября 2021 г. там приступили к проведению предклинических исследований. Практически идеальное качество пучка нейтронов планируют реализовать в трех проектах, в каждом из которых используют литиевую мишень и 2,5 МэВ пучок протонов, но получают пучки протонов на разных ускорителях заряженных частиц. Так, в Национальном онкологическом центре в Токио (Япония) используют линак производства AccSys Technology, Inc. (США), в клинике Университета Хельсинки (Финляндия) – ускоритель прямого действия производства Neutron Therapeutics (США), в клинике г. Сямынь (Китай) – ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией совместного производства ИЯФ СО РАН и TAE Life Sciences (США).

**Степень разработанности темы исследования.** Ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией является электростатическим тандемным ускорителем заряженных частиц оригинальной конструкции, предложенным и разработанным в ИЯФ СО РАН [6]. Фактически это новый тип ускорителя заряженных частиц, характеризующийся наличием специфических особенностей, таких как высокий темп ускорения и большая сила тока, и требующий разработки диагностических средств как для контроля параметров пучка протонов, так и для изучения транспортировки и ускорения ионов.

**Целью исследования** является изучение транспортировки и ускорения пучка ионов в ускорителе-тандеме с вакуумной изоляцией и обеспечение длительного и стабильного получения пучка ионов в широком диапазоне значений энергии и тока.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Разработать и внедрить диагностические средства для измерения и контроля положения, размера и фазового портрета пучка ионов в ускорителе-тандеме с вакуумной изоляцией.
2. Изучить и оптимизировать транспортировку и ускорение пучка ионов.
3. Обеспечить длительное стабильное получение пучка протонов или дейтронов в широком диапазоне значений энергии и тока для проведения научных исследований.

**Научная новизна** работы заключается в следующем.

Реализован классический метод щели и решетки измерения фазового портрета сканированием пучка диафрагмой и измерением профиля прошедшей струи проволочным сканером как пучка отрицательных ионов водорода, так и пучка протонов с мощностью пучка до 6 кВт.

Предложены и реализованы методы измерения положения и размера пучка протонов по распространению границы области блистерообразования на поверхности металла при имплантации протонов, по распространению области плавления лития при увеличении мощности пучка протонов, по активации литиевой мишени в реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ .

Определено влияние пространственного заряда на транспортировку пучка отрицательных ионов водорода от источника до ускорителя и предложен способ компенсации его действия для оптимального ускорения пучка ионов.

Установлено, что пространственный заряд не влияет на транспортировку пучка протонов от ускорителя до литиевой нейтроногенерирующей мишени.

Предложена, разработана и внедрена диагностика эффективности газовой обдирочной мишени по измерению потока атомов водорода, сопутствующего пучку протонов.

Измерен ток пучка ионов аргона, сопутствующего протонному пучку.

**Основная теоретическая и практическая значимость** диссертационной работы состоит в том, что получены новые знания о транспортировке и ускорении

ионов в ускорителе-тандеме с вакуумной изоляцией, а именно: i) пространственный заряд влияет на транспортировку пучка отрицательных ионов водорода от источника ионов до ускорителя, и при увеличении тока требуется более сильная фокусировка пучка ионов на вход ускорителя для оптимального ускорения пучка ионов, ii) пространственный заряд не влияет на транспортировку пучка протонов от ускорителя до литиевой мишени, iii) фазовый портрет пучка протонов наиболее чувствителен к фокусировке пучка отрицательных ионов водорода на вход в ускоритель. Разработаны и внедрены новые методы измерения и контроля положения, размера, фазового портрета и тока пучка ионов в ускорителе-тандеме с вакуумной изоляцией. Применение этих методов позволяет обеспечить длительное стабильное получение пучка протонов для проведения научных исследований.

Полученные знания использованы при изготовлении ускорительного источника нейтронов для центра БНЗТ в г. Сямынь (провинция Фуцзянь, Китай) [7] – первой клиники БНЗТ в Китае и одной из первых шести клиники БНЗТ в мире, и используются при изготовлении источников нейтронов для Национального центра адронной терапии в области онкологии в Павии (Италия) и для Национального медицинского исследовательского центра онкологии им. Н.Н. Блохина в Москве.

#### **Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Инжекция пучка отрицательных ионов водорода в ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией сопровождается действием пространственного заряда, и для оптимального ускорения ионов при изменении тока требуется корректировка силы фокусирующей линзы.
2. Пучок протонов, получаемый в ускорителе-тандеме с вакуумной изоляцией, характеризуется диаметром 9 – 11 мм, угловой расходимостью до  $\pm 1,5$  мрад, нормализованным эмиттансом 0,2 мм мрад. Транспортировка пучка протонов на расстояние до 10 м не сопровождается заметным влиянием пространственного заряда.
3. Измерение потока сопутствующих атомов водорода обеспечивает оперативный контроль эффективности газовой обдирочной мишени.

4. Ток пучка ионов аргона, выходящего из газовой обдирочной мишени и сопутствующего пучку протонов, пренебрежимо мал.
5. Разработанные и внедренные диагностические средства обеспечивают стабильное и долговременное получение пучка протонов или дейтронов с энергией в диапазоне от 0,6 до 2,2 МэВ, с током в диапазоне от 0,5 до 3 мА.

**Апробация работы.** Основные результаты исследований, лежащие в основе диссертации, в виде 18 докладов представлялись лично автором и обсуждались на 5 международных и 2 российских конференциях [8–25]: XXV и XXVII Всероссийских конференциях по ускорителям заряженных частиц (Санкт-Петербург, 2016; Алушта, 2021), 9 и 10 Школах молодых исследователей в области бор-нейтронозахватной терапии (Киото, Япония, 2017; Хельсинки, Финляндия, 2019), 6 Международном симпозиуме по отрицательным источникам ионов и пучков (Новосибирск, Россия, 2018), Азиатском форуме ускорителей и детекторов (Новосибирск, Россия, 2021), 19 Международном конгрессе по нейтрон-захватной терапии (Гранада, Испания, 2021).

Большая часть результатов диссертации вошла в выпускную квалификационную работу аспиранта [26], которая успешно защищена в 2022 году.

Исследования поддержаны Министерством образования и науки РФ (Соглашение № 14.604.21.0066, 2014-2016), Российским научным фондом (Соглашения № 16-32-00006, 2014-2018 и № 19-72-30005, 2019-2022), Институтом науки и технологий Окинавы, Япония (Соглашение о сотрудничестве, 2017-2018), компанией TAE Technologies, Inc., США (контракт № 17-132, 2017-2020) и персональным грантом Российского фонда фундаментальных исследований (Договор № 19-32-90118, 2019-2021).

**Личный вклад** автора в получении научных результатов, лежащих в основе диссертации, является определяющим. При ключевом участии автора разработаны и внедрены диагностические методики, используемые при измерении положения, размера, фазового портрета и тока ионов, подготовлены и проведены экспериментальные исследования по изучению влияния пространственного заряда на транспортировку ионов и по измерению тока пучка ионов аргона, вытекающего

из обдирочной мишени. Автором лично освоены и применены для исследований проволочный сканер и измеритель эмиттанса. Автором лично получены и проанализированы экспериментальные результаты при изучении транспортировки и ускорения ионов. При активном участии автора оптимизировано ускорение пучка ионов в ускорителе и обеспечено длительное стабильное получение пучка протонов для проведения научных исследований в области бор-нейтронозахватной терапии, ионной имплантации, радиационного тестирования материалов и измерения сечений ядерных реакций.

**По теме диссертации опубликовано 15 работ**, из них 7 в рецензируемых научных журналах из списка ВАК [27-33] и 8 в трудах конференций [8-15]. Все работы проиндексированы в базе данных Скопус (SCOPUS), все 7 работ в рецензируемых журналах – еще и в базе данных Сеть науки (Web of Science Core Collection).



## ГЛАВА 1

### Методы диагностики пучков ионов

В Главе 1 приведено описание методов диагностики пучков заряженных частиц, включая измерение тока, положения, профиля, фазового портрета, проанализирована их применимость для изучения транспортировки и ускорения ионов в ускорителе-тандеме с вакуумной изоляцией, уточнены цели и задачи диссертационной работы, обоснован выбор диагностических методик для проведения исследований.

В главе рассмотрены диагностики, применимые для стационарных электростатических ускорителей. Диагностики, применяемые для других типов ускорителя, например, [34-39] не рассмотрены.

#### § 1.1. Методы диагностики тока пучка ионов

Методы диагностики тока пучка заряженных частиц можно условно разделить на бесконтактные (не разрушающие пучок), полуконтактные (частично влияющие на пучок) и полноконтактные (разрушающие пучок).

К полноконтактным методам относятся цилиндр Фарадея, охлаждаемые коллиматоры, охлаждаемые диафрагмы и токопроводящие мишени. К бесконтактным и полуконтактным методам измерения тока относятся электроиндукционные, или электростатические, магнитоиндукционные и эмиссионные измерители.

Принцип действия **цилиндра Фарадея** основан на поглощении потоков пучка ионов и вторичных заряженных частиц, образующихся в результате прохождения пучка заряженных частиц через вещество поглотителя. На Рис. 1 приведена принципиальная схема цилиндра Фарадея. Ток пучка  $I_{\text{beam}}$  попадает на дно цилиндра, установленного на пути пучка, при этом большинство частиц рассеивается и поглощается в массивной донной части цилиндра толщиной  $L_{\text{abs}}$ , а малая часть может отразиться от донной части ( $I'_{\text{refl}} + I''_{\text{refl}}$ ) или пройти через нее ( $I_{\text{pass}}$ ). Заряд, возникающий за счет поглощения частиц падающего пучка, стекает через измерительную схему на землю. По величине тока прибора  $I_{\text{meas}}$  можно судить о токе пучка  $I_{\text{beam}}$ . На показания схемы оказывают влияние ток утечки  $I_{\text{leak}}$  и добавочный ток  $I_{\text{add}}$ , обусловленный оседанием на корпусе свободных заряженных частиц. Расчет основных габаритов цилиндра Фарадея:  $L$ ,  $L_{\text{abs}}$ ,  $d_{\text{inn}}$ ,  $d_{\text{out}}$  и т.д. проводится на основе взаимодействий высокоэнергетических частиц с веществом. Определяющим параметром при расчете является абсолютная точность цилиндра Фарадея. Относительная погрешность, задаваемая геометрией цилиндра Фарадея, составляет  $\delta_{\text{meas}} = \frac{\Delta I_{\text{meas}}}{I_{\text{beam}}} \cdot 100\%$ , где  $\Delta I_{\text{meas}} = I_{\text{beam}} - I_{\text{meas}} = I_{\text{leak}} + I_{\text{pass}} + I'_{\text{refl}} \mp I_{\text{add}} \mp I_{\text{acc}}$ , где  $I_{\text{acc}}$  – точность измерительной схемы, а знак тока  $I_{\text{add}}$  соответствует знаку заряженных частиц.

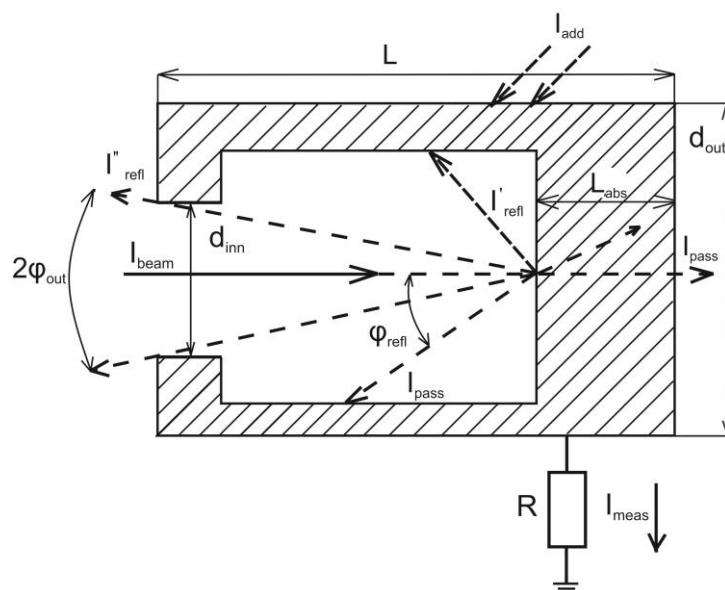


Рис. 1. Схема цилиндра Фарадея

Ток проникаемости  $I_{\text{pass}}$  зависит от длины поглощающей части  $L_{\text{abs}}$  и длины свободного пробега частиц с известной энергией в веществе поглотителя  $\lambda$  при  $L_{\text{abs}} < \lambda$ ,  $I_{\text{pass}} \approx I_{\text{beam}} e^{-\frac{L_{\text{abs}}}{\lambda}}$ .

Величина тока отражения  $I''_{\text{refl}}$  определяется углом вылета отраженных частиц  $\varphi_{\text{out}}$ , углом отражения частиц  $\varphi_{\text{refl}}$  и коэффициентом отражения  $k_{\text{refl}}$  для материала поглотителя и оценивается сверху (ввиду конечности размера пучка) выражением:

$$I''_{\text{refl}} \approx I_{\text{beam}} k_{\text{refl}} \frac{1 - \cos(\varphi_{\text{out}})}{1 - \cos(\varphi_{\text{refl}})}. \quad (0.1)$$

Для снижения  $I''_{\text{refl}}$  дно цилиндра изготавливают из материала с небольшим атомным весом, например, графита, имеющего малый коэффициент отражения  $k_{\text{refl}}$  и большой угол отражения  $\varphi_{\text{refl}}$ . Диаметр входного отверстия цилиндра Фарадея должен превышать диаметр пучка, а, с целью уменьшения угла вылета, соотношение  $\frac{d_{\text{inn}}}{L - L_{\text{abs}}}$  должно быть меньше единицы, поскольку  $\varphi_{\text{inn}} = \arctg \frac{d_{\text{inn}}}{L - L_{\text{abs}}}$ .

Также для уменьшения тока отражения в раструбе проходной части цилиндра Фарадея устанавливают постоянный магнит, поле которого возвращает часть отраженных частиц на корпус цилиндра, или размещают кольцо с приложенным к нему запирающим потенциалом. Уменьшение тока утечки  $I_{\text{leak}}$  достигается хорошей изоляцией цилиндра Фарадея от земляного потенциала. Для этого используют высококачественные изоляционные материалы с большим сопротивлением утечки (полистирол, фторопласт и т.п.).

Измерение тока пучка заряженных частиц с помощью цилиндра Фарадея обладает некоторыми недостатками: большие габариты и большая масса цилиндра иногда не позволяют использовать его в рабочих измерениях. Так, для пучка с энергией 100 МэВ поглотитель цилиндра Фарадея имеет диаметр 160 мм и толщину 350 мм, масса используемой меди 85 кг, а для пучка с энергией 3 ГэВ основная часть поглотителя имеет диаметр 500 мм и толщину 400 мм, масса всего цилиндра составляет 957 кг [40].

Измерение тока, особенно большого по величине, затруднительно из-за вторичных явлений и нагрева. При работе на ускорителях желательно постоянно измерять ток пучка, причем в идеальном случае измеритель дает сигнал, пропорциональный общему току пучка, и не вносит искажений в пучок. Это невыполнимо при использовании цилиндра Фарадея.

**Коллиматоры и диафрагмы** являются полуконтактными измерителями тока. Их принцип действия представлен на Рис. 2. Форма и материал диафрагм и коллиматоров различны и зависят от конкретных условий применения. Эти датчики могут быть использованы для измерения тока непрерывных пучков заряженных частиц.

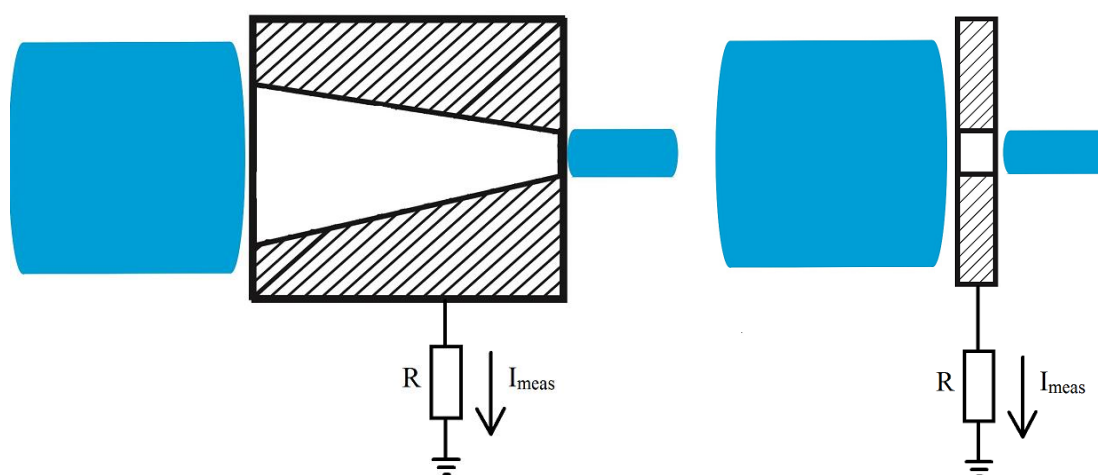


Рис. 2. Принцип действия коллиматора (слева) и диафрагмы (справа)

Материал диафрагм и коллиматоров часто подбирают экспериментально в зависимости от энергии и тока пучка. Чаще всего используют свинец или сплавы алюминия. Диафрагмы и коллиматоры частично перекрывают пучок, т.е. применяются в тех случаях, когда пучок имеет конечный диаметр. Такие датчики дают возможность проводить измерения в процессе эксперимента. Однако они обладают весьма большими абсолютными и относительными погрешностями из-за влияния вторичных электронов, отражения, проникаемости пучка и изменения распределения частиц в поперечном сечении пучка. Лучшие результаты получаются при равномерном и постоянном во времени распределении частиц по

сечению, что практически всегда трудно осуществимо. Использование таких датчиков для точных измерений возможно только при их тщательной градуировке и ее частой проверке по цилиндру Фарадея. Кроме того, при больших токах и энергиях пучка коллиматоры и диафрагмы необходимо охлаждать. При оснащении термосопротивлениями коллиматоров и диафрагм они показывают смещение пучка относительно оси тракта транспортировки.

В целом ряде случаев ускоренные заряженные частицы используют для получения  $\gamma$ -излучения и нейтронных потоков. Для этого на пути пучка устанавливаются мишени из различных материалов, в которых происходит торможение ускоренных частиц и генерация  $\gamma$ -квантов или нейтронов.

В электронных ускорителях для получения  $\gamma$ -излучения ускоренные электроны направляются на мишени из металлов с большим атомным весом (вольфрам, платина, золото и др.). В ускорителях тяжелых частиц применяют мишени из различных материалов в зависимости от конкретных условий работы. В одних случаях ток пучка, поглощаемый мишенью, измеряется в измерительной схеме. В других случаях пучок заряженных частиц активирует мишень, и последующее измерение наведенной активности позволяет измерить поглощенный мишенью заряд пучка.

**Ионизационные датчики** являются практически прозрачными для пучка. Протон в пролетающем пучке с вероятностью, пропорциональной  $n\sigma l$ , ионизирует атом остаточного газа. Число протонов в пучке  $N_{\text{beam}} = \frac{Q}{q} = \frac{\int Idt}{q}$ , где  $Q$  – суммарный заряд пучка в секунду,  $q$  – элементарный заряд, а концентрация остаточного газа  $n = \frac{P}{kT}$ , где  $P$  – давление остаточного газа. Тогда число нарабатываемых в секунду ионов остаточного газа  $N = \frac{I}{q} \frac{P}{kT} \sigma l$ , где  $l$  – длина датчика,  $\sigma$  – сечение ионизации,  $\sim 10^{-19} \text{ м}^2$ . Для давления  $P \sim 10^{-4} \text{ Па}$ , длины датчика 10 см имеем  $N = N_{\text{beam}} \cdot 10^{-4}$ . При токе пучка  $\sim 1 \text{ МА}$  ток вторичных частиц будет равен 100 нА. Вторичные электроны ускоряются высоковольтным потенциалом  $\sim 1 \text{ кВ}$  к стенке прямоугольного датчика по направлению, перпендикулярному пучку. Положительно ионизованные частицы пучка и остаточного газа ускоряются

в обратном направлении и также направляются на стенку датчика. В зависимости от параметров установки, на которой используют ионизационный датчик, полезным сигналом считают ток вторичных электронов или ток ионов пучка. Для усиления сигнала могут быть использованы различные устройства, в том числе и микроканальные пластины, коэффициенты усиления которых варьируются от  $\sim 10^4$  у однокаскадных до  $\sim 10^6$  у двухкаскадных и  $10^7$  у трехкаскадных [41].

**Магнитоиндукционные измерители** тока пучка заряженных частиц (пояс Роговского) отличаются малыми габаритами и большей чувствительностью по сравнению с электростатическими и находят широкое применение на ускорителях различного типа.

Принцип работы измерительных устройств такого типа основан на законе электромагнитной индукции, т.е. наведении электродвижущей силы (э.д.с.) в обмотке, находящейся в переменном магнитном поле, создаваемом пучком заряженных частиц. Рассмотрим кольцо, состоящее из материала с высокой магнитной проницаемостью, окружающее пучок, из закона Ампера:

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu I. \quad (0.2)$$

При радиусе кольца  $r_0 \gg d$  толщина тороида  $B = \frac{\mu i_b}{2\pi r_0}$ . Наведенная э.д.с. равна  $\varepsilon = -\frac{d\Phi}{dt}$ , где  $\Phi = \int \vec{B} \cdot d\vec{a} = \frac{\mu A}{2\pi r_0} \frac{di_b}{dt}$  – магнитный поток, а  $i_b$  – ток пучка. Если у катушки эквивалентное сопротивление  $R$ , то, по правилу Ленца, ток, текущий через сопротивление, равен  $i_R = \frac{i_b}{N}$ , где  $N$  – число оборотов на тороиде. Принцип работы трансформатора тока состоит в том, чтобы комбинация сердечника, обмотки и сопротивления  $R$  создавала ток  $i_R$ , пропорциональный току пучка  $i_b$  с точностью до числа оборотов  $N$ . Рассмотрим рабочие частоты такой диагностики. Эквивалентная схема трансформатора тока представлена на Рис. 3. Пучок проходит через тор в качестве «первичной обмотки». Изолированный провод, намотанный вокруг тора с  $N$  оборотами, служит «вторичной обмоткой» трансформатора с индуктивностью  $L$ .

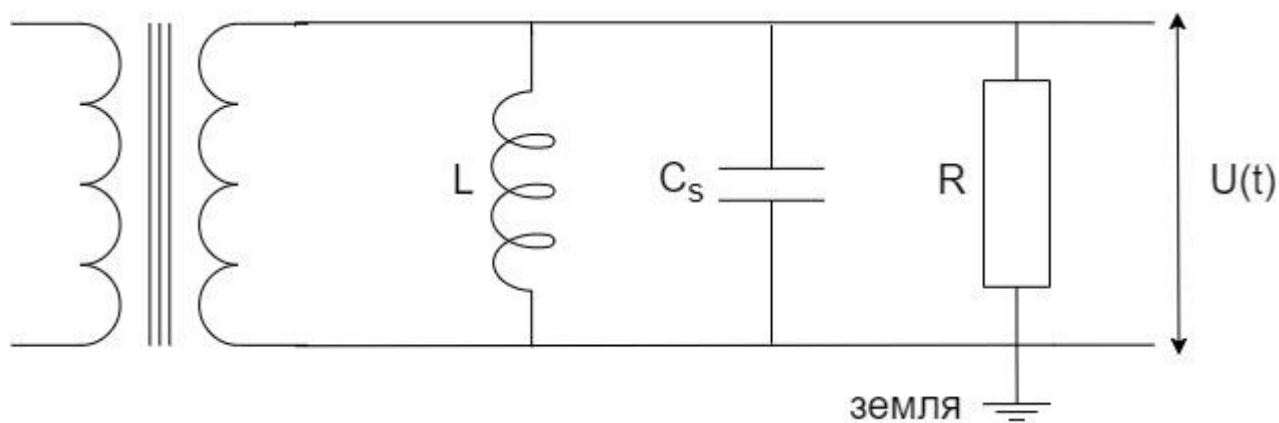


Рис. 3 Эквивалентная схема трансформатора

Импеданс такой схемы:

$$Z = \frac{i\omega L}{1 + \frac{i\omega L}{R} + \frac{\omega L}{R} + \omega RC_s}. \quad (0.3)$$

Это выражение имеет три частотных диапазона:

1. Диапазон низких частот  $\omega \ll \frac{R}{L}$ . В этом случае второе и третье слагаемые в знаменателе пренебрежимо малы. Импеданс  $Z \rightarrow i\omega L$ . Полезный сигнал на резисторе  $R$  обратно пропорционален возбуждающей частоте. Это — отражение известного факта о том, что через трансформатор не проходят постоянные токи.
2. Диапазон высоких частот  $\omega \gg \frac{1}{RC_s}$ . В этом случае первое и второе слагаемые в знаменателе пренебрежимо малы. Импеданс  $Z \rightarrow \frac{1}{i\omega C_s}$ , это соответствует тому, что при высоких частотах ток в основном течет через конденсатор, следовательно, падение напряжения на резисторе  $R$  мало.
3. Рабочий диапазон  $\frac{R}{L} \ll \omega \ll \frac{1}{RC_s}$ . В этом случае второе слагаемое в знаменателе превосходит остальные. Тогда импеданс  $Z \cong R$ .

Для измерения тока стационарного пучка используют **параметрический трансформатор тока**, или трансформатор постоянного тока (например, *NPCT* фирмы Vergoz Instrumentation). Его схема показана ниже на Рис. 4. Две последовательно соединенные катушки  $L_1$  и  $L_2$ , намотанные в противоположные

направления на двух одинаковых ферромагнитных кольцах, запитаны от генератора переменного тока. Частота генератора выбирается в зависимости от частотной характеристики магнитной проницаемости ферромагнетика и варьируется от нескольких сотен герц до нескольких килогерц. Генератор должен обеспечивать величину тока, необходимую для насыщения кольцевого сердечника, в спектре тока не должно быть паразитных четных гармоник. Если пучка нет, то, в силу симметрии, ток измерительной катушки  $L$ , намотанной вокруг обоих сердечников, будет нулевым.

Ток пучка приводит к асимметрии в кривую намагничивания и приводит к появлению в спектре тока измерительной катушки  $L$  четных гармоник частоты модуляции. Амплитуда второй гармоники пропорциональная току пучка.

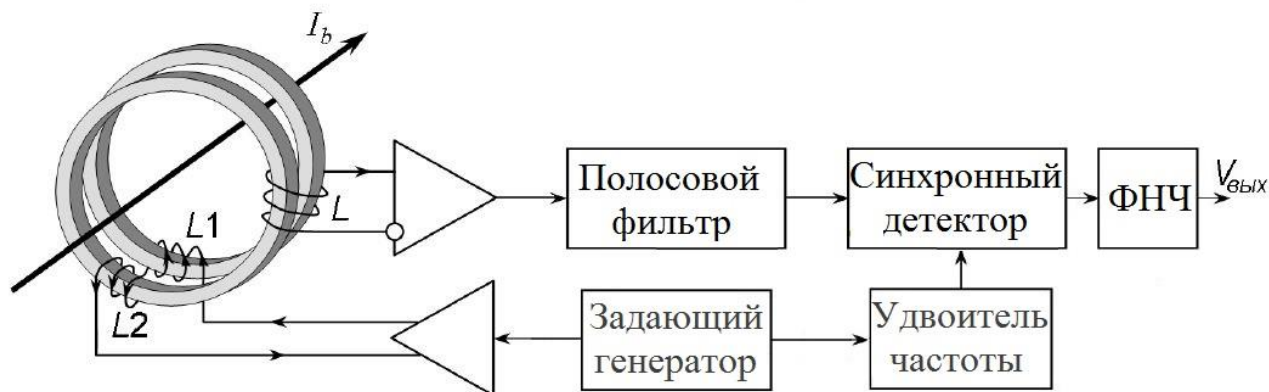


Рис. 4 Схема трансформатора постоянного тока

## § 1.2. Методы диагностики положения и профиля пучка

Метод диагностики профиля пучка, частично разрушающий пучок, — **люминофорный экран**, помещаемый на пути пучка. Он представляет собой пластину с нанесенным на нее слоем люминофора — веществом, обладающим свойством излучать фотоны в видимом диапазоне длин волн при попадании на него частиц пучка. Частицы пучка, теряя часть своей энергии, ионизируют вещество люминофора, часть ионизационных потерь преобразуется в оптическое излучение.



Распространенными материалами, используемыми для изготовления люминофорных экранов, являются:

- порошковые люминофоры, изготавливаемые путем напыления люминесцирующего порошка на металлическую подложку. Распространенность данного материала обусловлена дешевизной и легкостью изготовления экранов на их основе;

- керамические люминофоры, изготавливаемые путем спекания люминесцентного порошка. Часто используются оксид алюминия  $Al_2O_3$ , легированный хромом, иттрий-алюминиевый гранат, легированный церием  $YAG:Ce$ , нитрид бора  $BN$  и оксид циркония  $ZrO_2$ ;

- полимерные люминофоры, изготавливаемые из органических полимерных материалов. Они обладают высоким световыходом и коротким временем излучения, но низкой радиационной стойкостью, и не пригодны для использования в условиях высокого вакуума;

- монокристаллические экраны представляют собой пластину, изготовленную из монокристалла люминофора. Они обладают высокой радиационной стойкостью и пространственным разрешением до 1 мкм, хорошим световыходом, эффективностью в условиях высокого вакуума.

Широкое распространение люминофорных экранов обусловлено простотой их внедрения и эксплуатации. Основные недостатки люминофорных экранов — их непрозрачность для исследуемого пучка и быстрое повреждение экранов из-за тепловых и электрических нагрузок. Кроме того, оптическая система, регистрирующая свечение люминофорного экрана, подвергается радиационной нагрузке и выходит из строя.

Сеточный датчик — простейший **вторично-эмиссионный датчик** — представляет собой сетку из полосочек или проволочек, находящуюся на пути пучка. В датчике можно использовать очень тонкие проволочки для достижения прозрачности для пучка без потери чувствительности, поскольку вторичная электронная эмиссия является поверхностным процессом. Помимо полосок, в конструкцию датчика входит высоковольтный электрод с вытягивающим

вторичные электроны напряжением. Тогда при взаимодействии пучка с датчиком на полосках (электродах) накапливается заряд, измеряемый с помощью регистраторов, например, микроканальных [41]. Заряды с электродов преобразуется интегратором в напряжение  $V = q/C$ , где  $C$  – эквивалентная емкость. В предположении гауссова пучка число частиц, попадающих на сигнальный электрод, находящийся в центре пучка, равно:

$$n = N \cdot \operatorname{erf} \left( \frac{d_{\text{eff}}}{2\sqrt{2}\sigma} \right), \quad (0.4)$$

где  $d_{\text{eff}}$  – характерный размер детектора,  $\sigma$  – характерный размер пучка. При  $d/\sigma < 1$  функция ошибок с хорошей точностью равна  $\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}x$ , тогда  $n = \frac{Nd}{\sqrt{2\pi}\sigma}$ . Тогда напряжение на интеграторе будет равно:

$$V = \frac{Ne\delta_{se}d}{\sqrt{2\pi}\sigma C}, \quad (0.5)$$

где  $\delta_{se}$  – коэффициент вторичной эмиссии, его зависимость от энергии описывается формулой Бете—Блоха:

$$\delta_{se} = \left( \frac{dE}{dx} \right) \frac{\Delta x}{\varepsilon \cos\theta} = \left( 4\pi E_e n_e Z_0^2 r_e^2 \frac{1}{\beta^2} \left( \frac{1}{2} \ln \frac{2E_e \gamma^2 \beta^2 E_{\text{max}}}{I(Z)^2} - \beta^2 \right) \right) \frac{\Delta x}{\varepsilon \cos\theta}, \quad (0.6)$$

где  $E_e$  – масса покоя электрона,  $n_e$  – концентрация электронов,  $Z$  – заряд пучка,  $r_e$  – классический радиус электрона,  $\beta$  и  $\gamma$  – релятивистские факторы,  $I(z)$  – потенциал ионизации вещества,  $E_{\text{max}}$  – максимальная энергия, которую может передать частица пучка электрону вещества.

Другим типом вторично-эмиссионных датчиков является **проволочный сканер**. В нем для измерения поперечного распределения плотности тока пучка используют проводящие тугоплавкие проволочки. При измерении плотности тока две взаимно ортогональные проволочки движутся в поперечном направлении, пересекая пучок. Ток, индуцируемый при взаимодействии проволочек с пучком, определяют аналогично вторично-эмиссионным датчикам. Во избежание пересчета из тока вторичных электронов в ток пучка проволочные электроды запирают соответствующим потенциалом. Особое требование в таком датчике

предъявляется к поворотному механизму, поскольку линейность перемещения электродов определяет точность измерения сигнала. Пример такого сканера, используемого на синхротроне в ЦЕРН [42], представлен на Рис. 5. Проволочные сканеры используют как в циклических, так и в линейных ускорителях [43]. Основное ограничение, накладываемое на измерение в линейных ускорителях, является плотность мощности, поэтому часто измерение проводят в импульсном режиме.

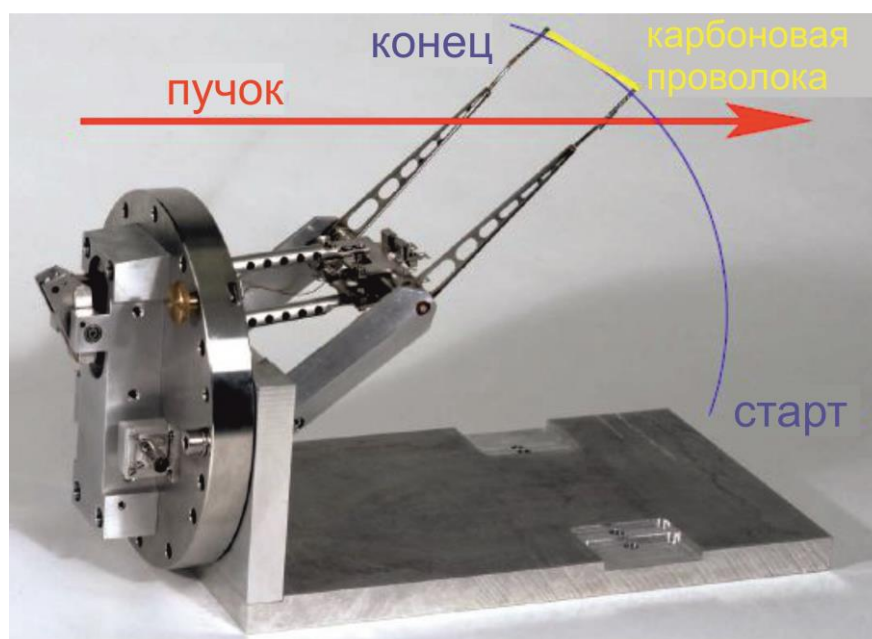


Рис. 5. Проволочный сканер, используемый на синхротроне в ЦЕРН

Методом диагностики, игнорирующим ограничение по плотности мощности, является **лазерным сканером**. Рассмотрим принцип действия для диагностики пучка отрицательных ионов водорода [44, 45]. Потенциал ионизации отрицательного иона водорода равен 0,75 эВ. Такой пучок может быть нейтрализован при взаимодействии с  $\gamma$ -квантом с длиной волны короче 1,5 микрон. Подходящим для нейтрализации лазером, например, является Nd:YAG — твердотельный лазер, в котором в качестве активной среды используется алюмоиттриевый гранат (YAG,  $Y_3Al_5O_{12}$ ), легированный ионами неодима (Nd). Его испускаемая длина волны 1064 нм близка к пику сечения фотонейтрализации [46].

Схема лазерного сканера представлена на Рис. 6. Лазерный импульс проходит через пучок отрицательных ионов водорода, нейтрализуя большую часть пучка. Расположенный далее по ходу пучка измеритель регистрирует спад тока, пропорциональный части пучка, нейтрализованной лазером. Профиль восстанавливается из зависимости спада тока от положения лазера.

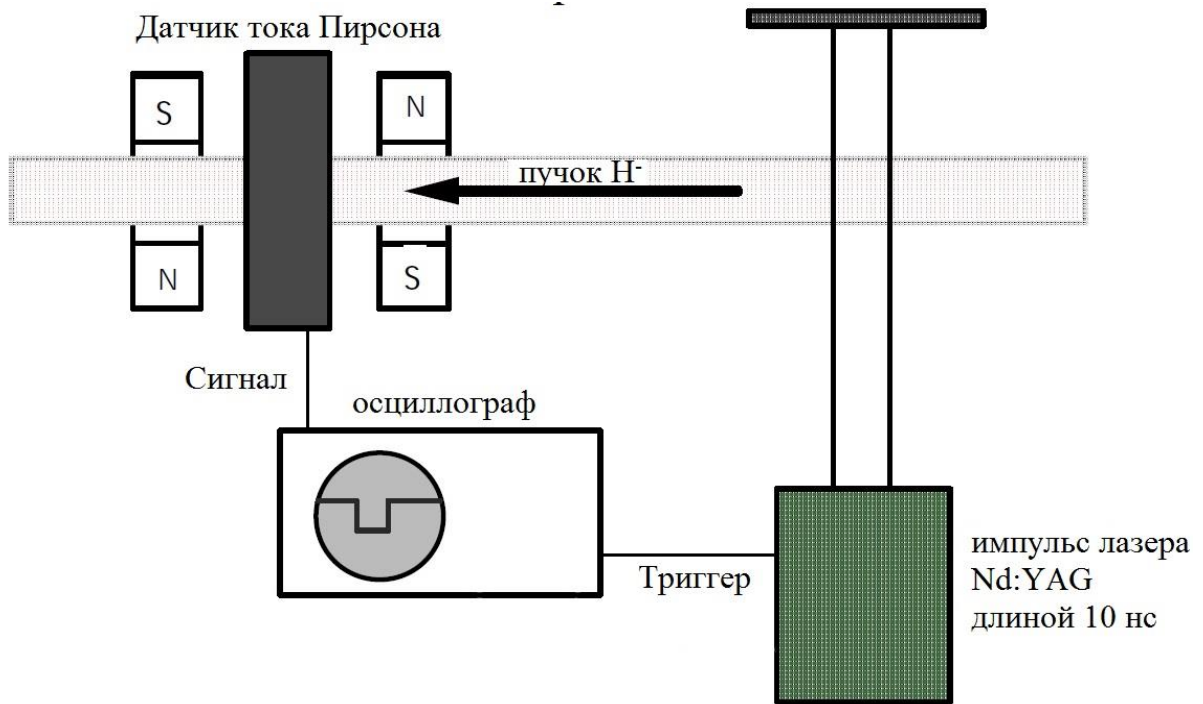


Рис. 6. Схема лазерного профилометра, используемого на линейном ускорителе с энергией 750 кэВ (Брукхейвенская национальная лаборатория)

В **ионизационном датчике** изображение пучка формируют вторичными электронами, образующимися при ионизации пучком атомов остаточного газа. Вторичные электроны вытягивают за пределы вакуумной камеры высоковольтным потенциалом, усиливают микроканальной пластиной (МКП) и регистрируют. Вероятность образования ион-электронной пары:

$$p = n_{\pm}/N = nl\sigma_{\text{eff}}, \quad (0.7)$$

где  $n = P/kT$  – концентрация атомов остаточного газа,  $l$  – характерный размер датчика,  $\sigma_{\text{eff}} \approx 10^{-19} \text{ м}^2$  – эффективное сечение ионизации. При остаточном давлении  $P = 10^{-5} \text{ Па}$  и характерном размере датчика  $l = 0,1 \text{ м}$

$$p \approx 2 \cdot 10^{-5}. \quad (0.8)$$

МКП — сотовые структуры, образованные большим числом стеклянных трубок (каналов) диаметром 5-15 мкм с внутренней полупроводящей поверхностью, имеющей сопротивление от 20 до 1000 МОм. Между входным и выходным электродами приложено высокое напряжение. Другими словами, МКП представляет собой сборку большого количества канальных электронных умножителей. При попадании в канал налетающая частица выбивает из его стенки электроны, которые ускоряются приложенным высоковольтным потенциалом. Вторичные электроны ускоряются тем же потенциалом, этот процесс повторяется много раз, и образуется электронная лавина. Коэффициент усиления МКП  $g$  определяется соотношением

$$g = \exp\left(\delta_{se} \frac{L}{d}\right), \quad (0.9)$$

где  $\delta_{se}$  — коэффициент вторичной эмиссии, который зависит от свойств материала стенок канала и приложенного напряжения,  $L$  и  $d$  — длина и диаметр канала. Схематическое изображение МКП представлена на Рис. 7 [47].

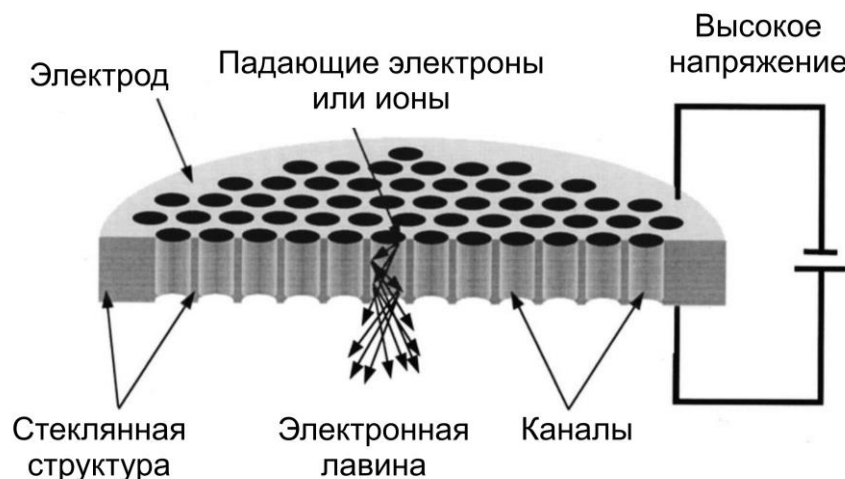


Рис. 7. Схема микроканальной пластины

Отношение  $L/d$  у современных МКП около 40-80. Коэффициент усиления у однокаскадных МКП  $\sim 10^4$ , двухкаскадных (шеvronных)  $\sim 10^6$ , трехкаскадных — до  $10^7$ .

Пример **ионизационного профилметра** представлен на Рис. 8, он разработан в Институте тяжелых ионов GSI (Дармштадт, Германия) для синхротрона SIS [48]. Урановый пучок ионизирует остаточный газ в тракте, образующиеся ионы и электроны ускоряют высоковольтным напряжением к микроканальным пластинам, в которых происходит усиление сигнала на 6 порядков. Ускоренные лавинные электроны из МКП попадают на фосфорный люминесцентный экран и генерируют  $\sim 100$  фотонов на электрон. Получаемый оптический сигнал с помощью зеркала регистрируется видеокамерой.

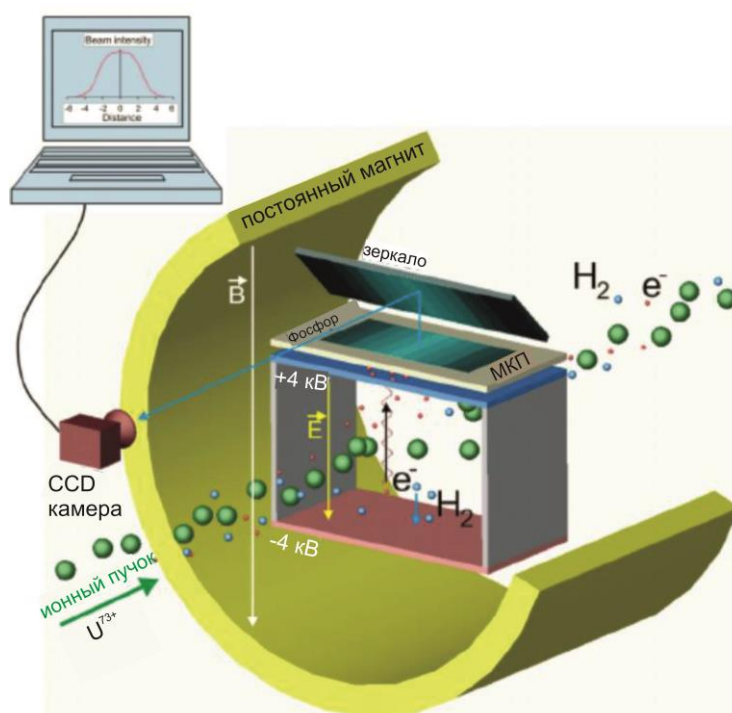


Рис. 8. Схема ионизационного профилметра, примененного на синхротроне SIS

Датчики такого типа распространены на установках, в которых размер пучка составляет от десятков микрон до нескольких сантиметров. Например, на линейном ускорителе ИЯИ РАН [49], на ускорителе Нуклотрон в ЛФВЭ ОИЯИ [50] и на других линейных ускорителях [51, 52].

### § 1.3. Методы измерения поперечного эмиттанса пучка

Фазовым пространством в контексте эмиттанса пучка называют шестимерное пространство с координатами и импульсами на осях  $x, y, z, x', y', z'$ . Поперечная часть фазового пространства определяется четырехмерным пространством  $x, x', y, y'$ . На Рис. 9 показаны типичные распределения фазового пространства. В теории они являются двумерным нормальным распределением, но реальные распределения могут существенно от них отличаться. Вне зависимости от формы реального распределения, у него возможно определить несколько численных характеристик, подобных математическому ожиданию или дисперсии. Определим статистический, или так называемый среднеквадратичный (*rms*) эмиттанс. Для простоты передвинем центр координат в центр распределения фазового пространства:

$$x_i = X_i - \langle X \rangle, \quad (0.10)$$

$$x'_i = X'_i - \langle X' \rangle. \quad (0.11)$$

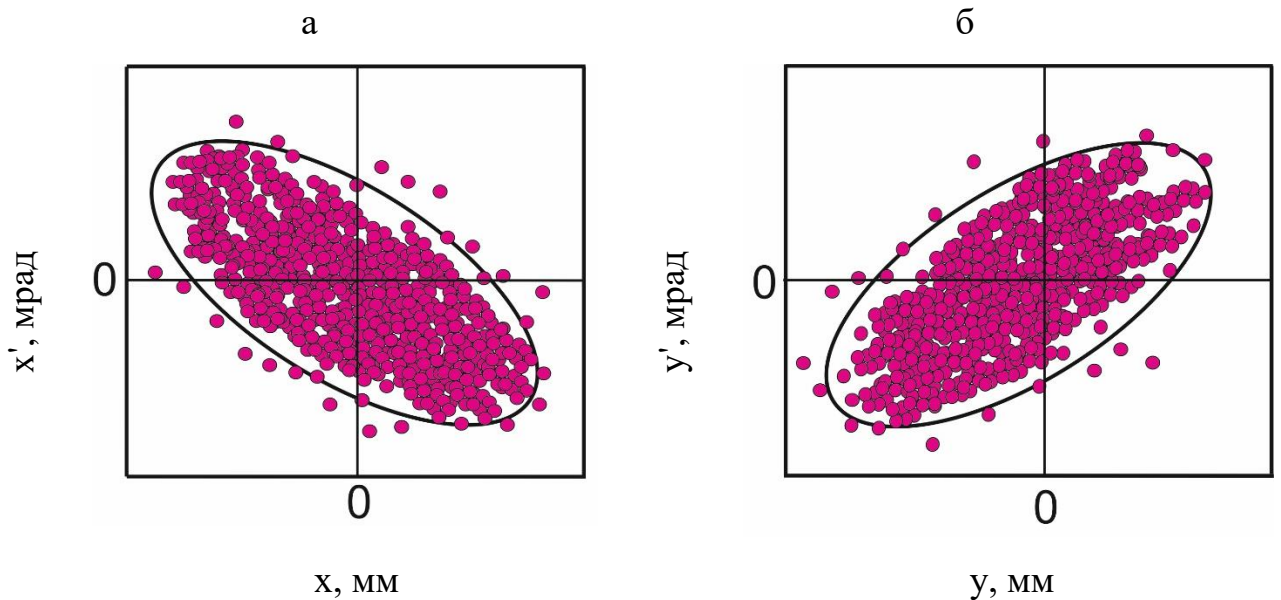


Рис. 9. Распределение частиц в горизонтальном (а) и вертикальном (б) поперечных фазовых пространствах. Эллипсы являются минимальными эллипсами, содержащими 95 % пучка

Введем три понятия для определения *rms*-эмиттанса:

$$x_{\text{rms}}^2 = \langle x^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i^2, \quad (0.12)$$

$$x'_{\text{rms}}{}^2 = \langle x'^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x'_i{}^2, \quad (0.13)$$

$$xx'_{\text{rms}} = \langle xx' \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i x'_i. \quad (0.14)$$

Матрица пучка определяется через введенные понятия следующим образом:

$$\Sigma = \begin{bmatrix} \Sigma_{11} & \Sigma_{12} \\ \Sigma_{12} & \Sigma_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \langle x^2 \rangle & \langle xx' \rangle \\ \langle xx' \rangle & \langle x'^2 \rangle \end{bmatrix}, \quad (0.15)$$

а *rms*-эмиттанс определяется как определитель матрицы пучка:

$$\varepsilon_{\text{rms}} = \sqrt{\Sigma_{11}\Sigma_{22} - \Sigma_{12}^2} = \sqrt{\det \Sigma}. \quad (0.16)$$

Эмиттанс пучка обычно ассоциируется с площадью наименьшего эллипса в фазовом пространстве, содержащего частицы. В случае *rms*-эмиттанса соответствующий ему эллипс определяется матрицей пучка, как показано на Рис. 10 (а), где

$$\tan 2\varphi = \frac{2\Sigma_{12}}{\Sigma_{22} - \Sigma_{11}}. \quad (0.17)$$

Курант и Снайдер разработали формализм для описания динамики пучка в поперечном пространстве [53], в котором фазовый эллипс описывается четырьмя параметрами, также известные как параметры Твисса:  $\varepsilon$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$ , показанные на Рис. 10 (б), где  $\varepsilon$  – эмиттанс, а остальные параметры связаны через соотношение

$$\gamma = \frac{1 + \alpha^2}{\beta}. \quad (0.18)$$

Параметры Твисса тесно связаны с матрицей пучка [54, 55] следующим соотношением:

$$\Sigma = \begin{bmatrix} \Sigma_{11} & \Sigma_{12} \\ \Sigma_{12} & \Sigma_{22} \end{bmatrix} = \varepsilon \begin{bmatrix} \beta & -\alpha \\ -\alpha & \gamma \end{bmatrix}. \quad (0.19)$$



Выражение для фазового эллипса в формализме параметров Твисса выглядит следующим образом:

$$\varepsilon = \gamma x^2 + 2\alpha x x' + \beta x'^2, \quad (0.20)$$

площадь фазового эллипса составляет  $A = \pi\varepsilon$ . Отметим, что проекция ширины эллипса вдоль оси  $x$ , то есть его размер, зависит только от эмиттанса и параметра Твисса  $\beta$ :

$$\sigma = \sqrt{\varepsilon\beta}. \quad (0.21)$$

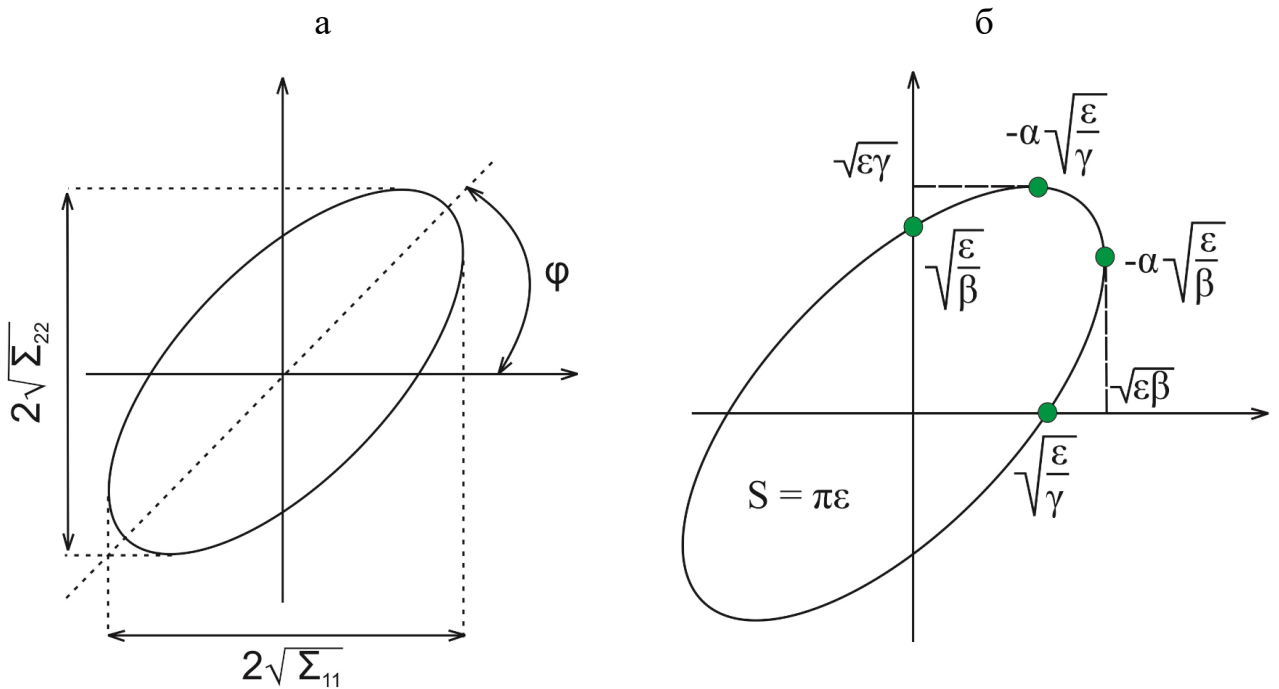


Рис. 10. Rms-эмиттанс, определенный с помощью матрицы пучка (а), и фазовый эллипс в параметризации Твисса (б)

Ускорение или замедление пучка приводит к изменению эмиттанса. Так, при ускорении пучка с импульсом  $p_1$  до импульса  $p_2$  новый эмиттанс будет равен  $\varepsilon_2 = \varepsilon_1 p_1/p_2$ , а релятивистский импульс равен  $p = m_0 \beta_{\text{rel}} \gamma_{\text{rel}} c$ . Для учета этого обстоятельства эмиттанс нормализуют на релятивистские коэффициенты. Новая величина, называемая нормализованным эмиттансом, определяется как

$$\varepsilon_N = \varepsilon_{\text{geo}} \beta_{\text{rel}} \gamma_{\text{rel}}, \quad (0.22)$$

где  $\varepsilon_{\text{geo}}$  – геометрический эмиттанс, определенный ранее и являющийся физически измеримой величиной. Преимущество нормализованного эмиттанса в том, что он

также инвариантен по отношению к ускорению [56] и используется как показатель качества пучка на протяжении всего цикла ускорения.

Для определения эмиттанса измеряют реальное распределение (часто измерение только проекции вдоль одной из осей) и применяют теорию о динамике пучка. Стандартными методами являются:

- однократное измерение профиля, для осуществления которого требуется знать параметры Куранта-Снайдера (Твисса);
- многократные измерения профиля, для чего требуется знать матрицы транспортировки между измерителями профиля пучка. Дает информацию об эмиттансе и параметрах Твисса, часто используется в каналах транспортировки;
- расстройка квадрупольной линзы. Требуется знать функцию переноса квадруполя; как и в прошлом методе, дает информацию об эмиттансе и параметрах Твисса, часто используется в линейных ускорителях.

**Метод щели и решетки** является простейшим методом прямого измерения фазового пространства пучка, необходимого, например, когда на распределение частиц в пучке значительно влияет пространственный заряд и распределение пучка не является гауссовым. В этом методе на пути пучка устанавливается приемник, в котором вырезана горизонтальная или вертикальная тонкая щель так, что только частицы с четко определенной позицией могут пройти сквозь нее. На расстоянии от приемника пучка устанавливается измеритель профиля пучка (любой из описанных выше). Схема этого метода представлена на Рис. 11.

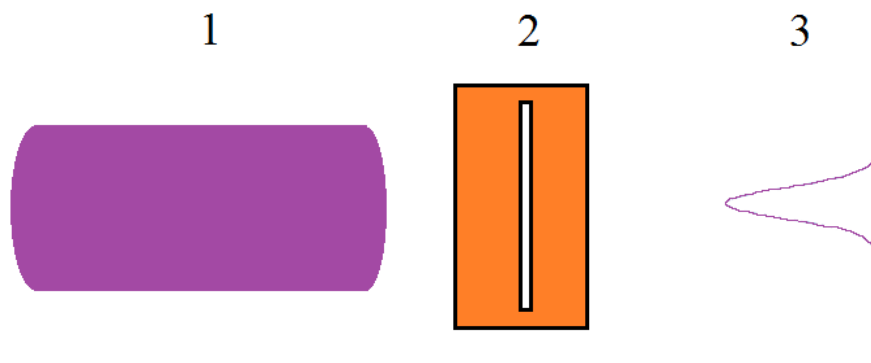


Рис. 11. Схема измерения фазового пространства пучка методом щели и решетки. 1 – измеряемый пучок, 2 – приемник пучка с щелью, 3 – измеритель профиля пучка

Далее приемник передвигают малыми шагами, сопоставимыми с шириной щели, перпендикулярно щели, и профили возникающих пучков записывают. Каждый профиль соответствует угловому распределению частиц для данного положения; при объединении всех данных это соответствует фазовому пространству всего пучка.

Некоторой вариацией этого метода является измеритель эмиттанса Allison [57, 58] и его коммерческий прототип [59]. В нем уменьшено расстояние между щелью и приемником пучка, в данном случае цилиндром Фарадея с приложенным запирающим напряжением, а угловое распределение вырезанной части пучка сканируется вариацией отклоняющего электрического поля. Схема диагностики представлена на Рис. 12. При пренебрежении размерами щелей, частицы пучка могут пройти сквозь обе щели только с начальным углом  $x' = \frac{V L_p}{U 4g}$ , где  $V$  – приложенное между пластинами напряжение,  $qU$  – энергия иона,  $L_p$  – эффективная длина пластин,  $g$  – промежуток между пластинами. Пластины изготовлены в виде пилы с высотой зубца  $d$  для того, чтобы попавшие на пластину ионы не рассеялись в выходную щель.

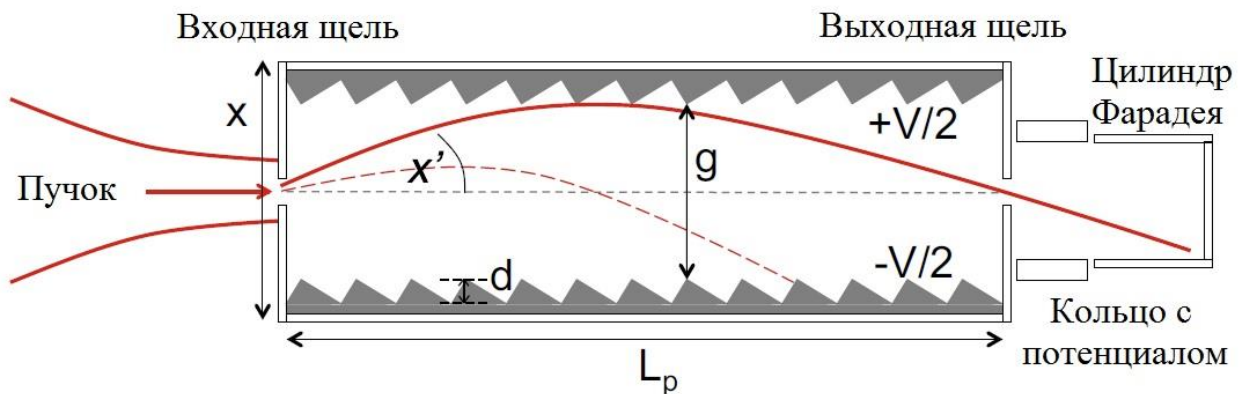


Рис. 12. Принципиальная схема измерителя эмиттанса Allison

Вместо одной щели возможно использование нескольких параллельных [60], тогда процесс измерения фазового портрета распараллеливается. Схема такого метода измерения фазового пространства пучка приведена на Рис. 13:

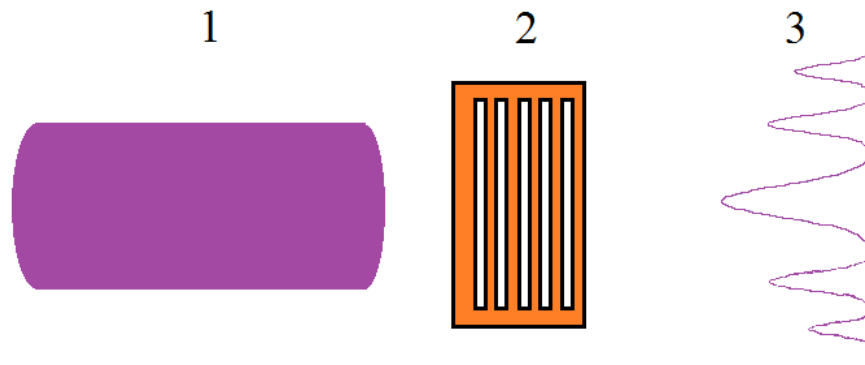


Рис. 13. Многощелевая схема измерения фазового пространства пучка. 1 – измеряемый пучок, 2 – многощелевой приемник пучка, 3 – двухмерный измеритель профиля пучка

В этом случае необходим двухмерный измеритель профиля пучка, чтобы разделить профили пучков, приходящих из разных щелей. Также важно соблюдение дистанции между щелями для того, чтобы соседние измеряемые профили не перекрывали друг друга. Часто такие многощелевые системы также передвигают перпендикулярно направлению щели для того, чтобы повысить разрешение измерения фазового пространства.

В реальности ширина щели вносит свой вклад в измерения таким образом, что измеренные профили являются результатом свертки ширины щели с угловым распределением. Величина этого вклада определяется угловой расходимостью пучка и расстоянием между приемником и измерителем пучка. Разрешение измерителя пучка также является важной величиной и должно быть достаточным для точного измерения профилей пучков. С одной стороны, тонкая щель повлечет за собой слабый сигнал на измерителе пучка и искажение сигнала вследствие множественных рассеяний на углу щели. С другой стороны, широкая щель повлечет за собой большую ошибку в расчете углового распределения. Эти параметры должны быть рассчитаны и оптимизированы для каждого случая. Обычно метод щели и решетки используется для пучков с низкой энергией, поскольку при увеличении энергии пучка толщина приемника пучка растет, что приводит к фильтрации частиц не только по позиции, но и по углу, к тому же рассеяние на углах щели приведет к дополнительным ошибкам в полученном угловом распределении.

**Метод перечницы** (pepper pot) [61, 62] — ответвление от ранее описанных методов. Щели в данном методе заменяются маленькими отверстиями, расположенными в прямоугольном порядке, а в качестве измерителя пучка используется сцинтилляционный экран с высоким разрешением. Схема такого метода представлена на Рис. 14.

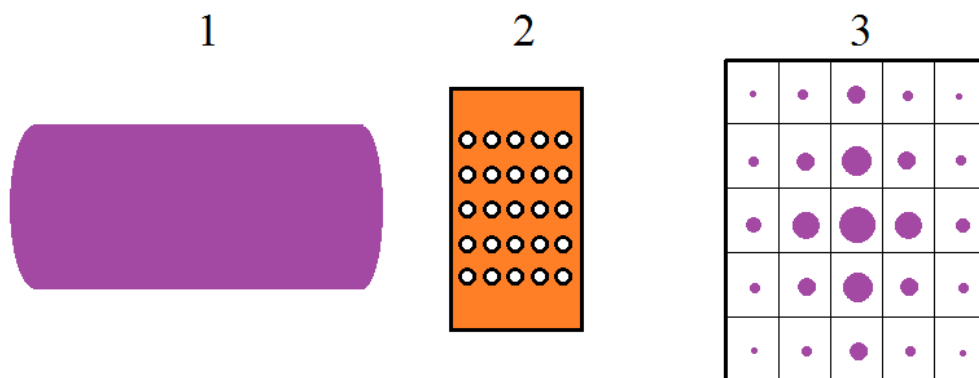


Рис. 14. Схема метода перечницы для измерения фазового пространства пучка: 1 – измеряемый пучок, 2 – приемник пучка с расположением отверстий в прямоугольном порядке, 3 – сцинтилляционный экран с высоким разрешением

Методом перечницы можно измерить фазовое пространство за одно измерение [55]. Хотя эта методика очень привлекательна в этом плане, она требует сложной обработки полученных данных, и ее введение в эксплуатацию затруднено. Разрешение измеряемого фазового пространства ограничено необходимостью разделять соседние пучки. Место на измерителе пучка, соответствующее отверстию, должно быть электрически изолировано от соседних, и профили, соответствующие каждой колонне или ряду, должны быть пересчитаны в угловое распределение.

**Метод нескольких профилей.** Предполагая следующую матрицу транспортировки частицы

$$\begin{bmatrix} x_1 \\ x'_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c & s \\ c' & s' \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{bmatrix} \quad (0.23)$$

и произведя математические операции, получим следующий результат для параметров Твисса:

$$\begin{bmatrix} \beta_1 \\ \alpha_1 \\ \gamma_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c^2 & -2cs & s^2 \\ -cc' & cs' + c's & -ss' \\ c'^2 & -2c's' & s'^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \beta_0 \\ \alpha_0 \\ \gamma_0 \end{bmatrix}. \quad (0.24)$$

Таким образом, если можно описать распределение в фазовом пространстве параметрами Твисса (описание через фазовые эллипсы), то транспортные матрицы распределения вдоль пространства распространения легко вычисляются. В частности, используя выражение (0.24), для каждой точки можно написать следующее выражение:

$$\beta_1 = [c_1^2 \quad -2c_1s_1 \quad s_1^2] \begin{bmatrix} \beta_0 \\ \alpha_0 \\ \gamma_0 \end{bmatrix}. \quad (0.25)$$

Если написать это выражение для трех мест размещения измерителя профиля и домножить его на эмиттанс  $\varepsilon$ , получится следующее:

$$\begin{bmatrix} \varepsilon\beta_1 \\ \varepsilon\beta_2 \\ \varepsilon\beta_3 \end{bmatrix} = \varepsilon \begin{bmatrix} c_1^2 & -2c_1s_1 & s_1^2 \\ c_2^2 & -2c_2s_2 & s_2^2 \\ c_3^2 & -2c_3s_3 & s_3^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \beta_0 \\ \alpha_0 \\ \gamma_0 \end{bmatrix} = \varepsilon M \begin{bmatrix} \beta_0 \\ \alpha_0 \\ \gamma_0 \end{bmatrix}. \quad (0.26)$$

Используя выражение (0.21) и три измерителя размера пучка в выбранных положениях 1, 2 и 3, можно решить систему уравнений и вычислить параметры Твисса и эмиттанс пучка в положении 0:

$$M^{-1} \begin{bmatrix} \sigma_1^2 \\ \sigma_2^2 \\ \sigma_3^2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a \\ b \\ c \end{bmatrix} = \varepsilon \begin{bmatrix} \beta_0 \\ \alpha_0 \\ \gamma_0 \end{bmatrix}, \quad (0.27)$$

$$\begin{cases} a = \varepsilon\beta_0 \\ b = \varepsilon\alpha_0 \\ c = \varepsilon\gamma_0 \\ \gamma_0 = \frac{1 + \alpha_0^2}{\beta_0} \end{cases} \rightarrow \begin{cases} \varepsilon = \sqrt{ac - b^2} \\ \beta_0 = a/\varepsilon \\ \alpha_0 = b/\varepsilon \\ \gamma_0 = c/\varepsilon \end{cases}. \quad (0.28)$$

Чтобы решить эту систему уравнений, матрица  $M$ , которая зависит от индивидуальных транспортных матриц, должна быть обратимой.

Выбор положений 1, 2 и 3 также влияют на чувствительность и погрешность измерений. Обычно три измерителя профиля располагают так, чтобы один

располагался в зоне схождения пучка перед локальным минимумом размера пучка, второй рядом с локальным минимумом размера пучка и последний после локального минимума размера пучка в области расхождения пучка. Пример фазовых эллипсов пучка при таком расположении измерителей размеров показан на Рис. 15.

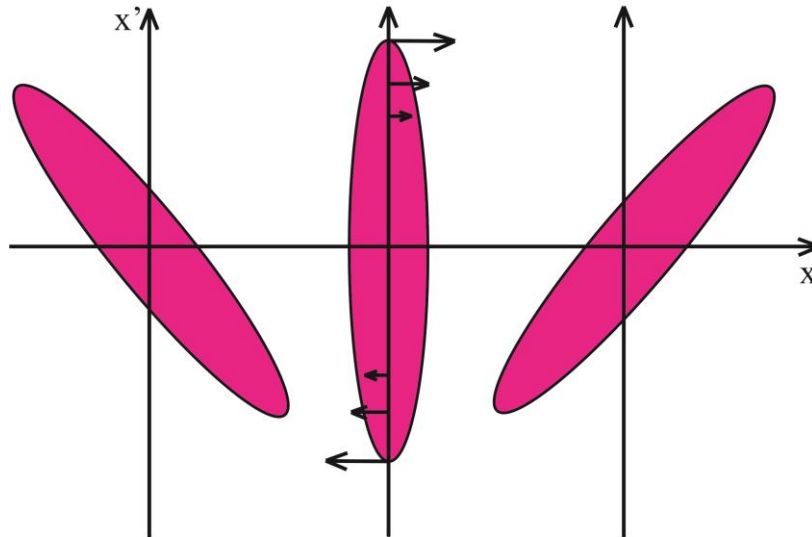


Рис. 15. Фазовые эллипсы пучка: слева – сходящийся пучок, область перед локальным минимумом размера пучка, в центре – локальный минимум размера пучка, справа – расходящийся пучок, область после локального минимума размера пучка

Схема расположения такой измерительной линии, в частности, расстояние между измерителями размера пучка, должна быть оптимизирована от измерения к измерению. Пример реализации диагностики для линейного ускорителя представлен в [63].

**Метод квадрупольного сканирования.** Вместо использования нескольких измерителей размера пучка можно использовать один, расположенный после квадрупольной линзы. Метод квадрупольного сканирования [64-67] заключается в варьировании градиента магнитного поля в квадруполе ( $k$ ). Этот метод используется только в трактах транспортировки пучка или на линейных ускорителях и не применим в циклических ускорителях. Изменяя фокусирующую силу квадруполя, можно написать три уравнения транспортировки и решить

систему, как в методе нескольких профилей. Обычно точку измерения выбирают близкой к квадруполью.

Достоинство этого метода заключается в том, что в нем нет ограничений по количеству измерений. Хотя в методе нескольких профилей также можно использовать более чем три измерителя размера пучка, это потребует добавления оборудования. Однако более чем с тремя измерениями имеется больше уравнений, чем неизвестных. В этом случае решение системы уравнений заменяется задачей минимизации. Зависимость среднеквадратичного размера пучка от силы фокусировки квадруполем описывается параболой с минимумом при той силе фокусировки, при которой на измеритель размера будет приходиться пучок с локальным минимумом размера (Рис. 15). Для каждого значения  $k$  рассчитывается матрица переноса в соответствии с (0.23) и применяется выражение (0.25):

$$\varepsilon\beta_i = \sigma_i^2 = c_i^2\beta_o\varepsilon - 2c_i s_i \alpha_o\varepsilon + s_i^2\gamma_o\varepsilon, \quad (0.29)$$

где  $\sigma_i$  – измеренные размеры пучка, а коэффициенты  $c_i$  и  $s_i$  зависят от  $k$ . Для короткого квадруполья с силой фокусировки  $k$  и длины  $l$ , находящегося на расстоянии  $d$  от измерителя профиля, выражение (0.29) можно переписать в виде

$$\sigma^2(k) = ak^2 - 2abk + ab^2 + c, \quad (0.30)$$

где  $a$ ,  $b$  и  $c$  — коэффициенты подгонки полученного распределения к параболе. Применяя математические операции для эмиттанса и параметров Твисса, находят следующие решения:

$$\varepsilon = \frac{\sqrt{ac}}{d^2 l^2}, \quad (0.31)$$

$$\varepsilon\beta_o = \frac{a}{d^2 l^2}, \quad (0.32)$$

$$\varepsilon\alpha_o = -\frac{a}{d^2 l^2} \left( bl - 1/d \right), \quad (0.33)$$

$$\varepsilon\gamma_o = \frac{c}{d^2} + \frac{a}{d^2 l^2} \left( bl - 1/d \right). \quad (0.34)$$



## § 1.4. Выводы

Для диагностики пучков заряженных частиц, включая измерение тока, положения, профиля, фазового портрета, разработано много различных методик. В сводном виде они представлены в Таблица 1 с указанием измеряемого параметра и их влияния на пучок.

Таблица 1. Методы диагностики, описанные в данном обзоре литературы

	Измеряемый параметр пучка				Влияние на пучок			
	Заряд	Положение	Размер / профиль	Поперечный эмиттанс	0	-	+	1
Цилиндр Фарадея	●							●
Ионизационный датчик	●		●			●	●	
Магнитоиндукционный датчик	●				●			
Люминофорный экран		●	●					●
Вторично-эмиссионный сеточный датчик	●	●	●	●		●	●	
Проволочный сканер	●	●	●	●		●		
Лазерный сканер		●	●			●		
Метод щели и решетки	●		●	●				●
Метод перемычки				●				●
Метод нескольких профилей			●	●	●	●		
Метод квадрупольного сканирования				●				●

«0» – диагностика не влияет на пучок, «-» - слабое, пренебрежимое влияние, «+» - возмущает пучок, «1» - разрушает пучок.

К началу проведения исследований, представленных в диссертационной работе, на установке использовались цилиндр Фарадея и проволочный сканер, разработанные в ИЯФ. Ионизационные датчики на установке не применены, поскольку ускоритель ограничен бункером и нет достаточного свободного места. На установке активно используют магнитоиндукционный датчик компании Bergoz, проволочный сканер OWS-30 компании D-Pace, который изначально работал как вторично-эмиссионный проволочный датчик, но после доработки как профилометр и измеритель тока: об этом будет описано Главе 3. На установке не используется люминофорный экран в изначальной постановке этой диагностики, но на литиевой и других мишенях наблюдается эффект люминесценции поверхности мишени, с использованием которой пучок протонов и/или пучки ионов аргона и атомов водорода в режиме реального времени видны на поверхности мишени.

Для измерения положения пучка применены охлаждаемые диафрагмы со вставленными внутрь термосопротивлениями, первые используются в качестве термического аналога пикап-электродов. Для измерения профиля пучка используется как классические методы, такие как сканирование щелью или отверстием, так и экзотические диагностики, о которых будет рассказано в Главе 5.

По отношению к измерению фазового портрета пучка ионов и определению нормализованного эмиттанса (геометрического и rms) на установке реализовано два метода. По отношению к первому методу ближайшим аналогом является метод щели и решетки, отличие составляет коллиматор – в работе пучок обрезался коллиматором с проходным отверстием 1 мм, а не щелью. Вторым методом стало использование коммерческого измерителя эмиттанса ES-4 компании D-Pace, который работает по схеме датчика типа Allison с небольшим отличием. Другие стандартные методы измерения фазового портрета не применимы на ускорителе по причине недостатка места для размещения диагностик и отсутствия квадрупольных линз.

## ГЛАВА 2

### Ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией

Ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией (далее ускоритель) – это линейный электростатический ускоритель заряженных частиц тандемного типа оригинальной конструкции.

В характеристике ускорителя термин “линейный” означает, что пучок ионов однократно проходит ускоряющие промежутки. Термин “электростатический” означает, что постоянное электрическое поле совершает работу над частицей, т.е. увеличивает ее энергию. Термин “тандемный” означает, что приложенное ускоряющее напряжение постоянного тока используют дважды. Отрицательные ионы ускоряют положительным потенциалом, приложенным к центральному высоковольтному электроду. Внутри центрального высоковольтного электрода отрицательные ионы конвертируют в положительные, которые вновь ускоряют тем же потенциалом. Ключевым преимуществом концепции тандемного ускорения является снижение необходимого ускоряющего напряжения наполовину, что значительно упрощает электростатическую изоляцию и, следовательно, уменьшает размер и стоимость ускорителя.

Ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией, предложенный в работе [6], имеет специфическую конструкцию, в которой не используют ускорительные трубки в отличие от обычных тандемных ускорителей. Вместо них используют вложенные промежуточные электроды (1), закрепленные на проходном изоляторе (4), как показано схематически на Рис. 16. Преимуществом такого расположения

является удаление керамических частей проходного изолятора достаточно далеко от ионного пучка для увеличения высоковольтной прочности ускоряющих промежутков в надежде на получение большого тока ионного пучка.

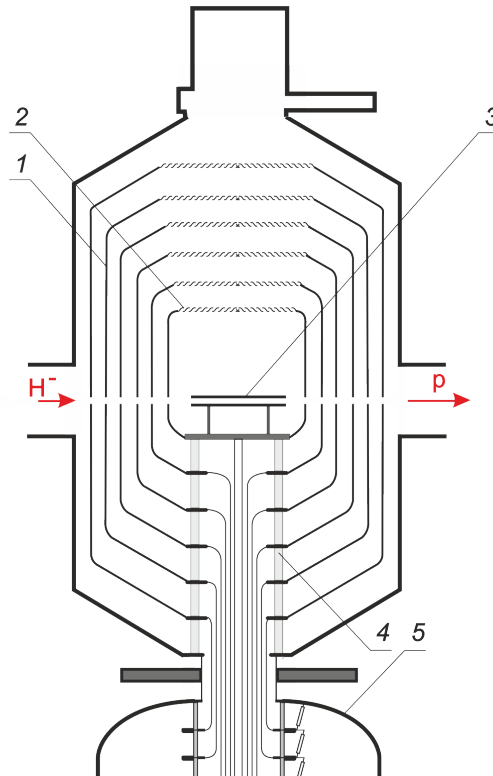


Рис. 16. Схема ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией: 1 – промежуточный электрод, 2 – высоковольтный электрод, 3 – аргоновая мишень, 4 – проходной изолятор, 5 – источник высоковольтного напряжения (секционированный выпрямитель)

Предложенная концепция ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией реализована в виде сделанной к 2006 г. в ИЯФ СО РАН установки, схема которой представлена на Рис. 17.

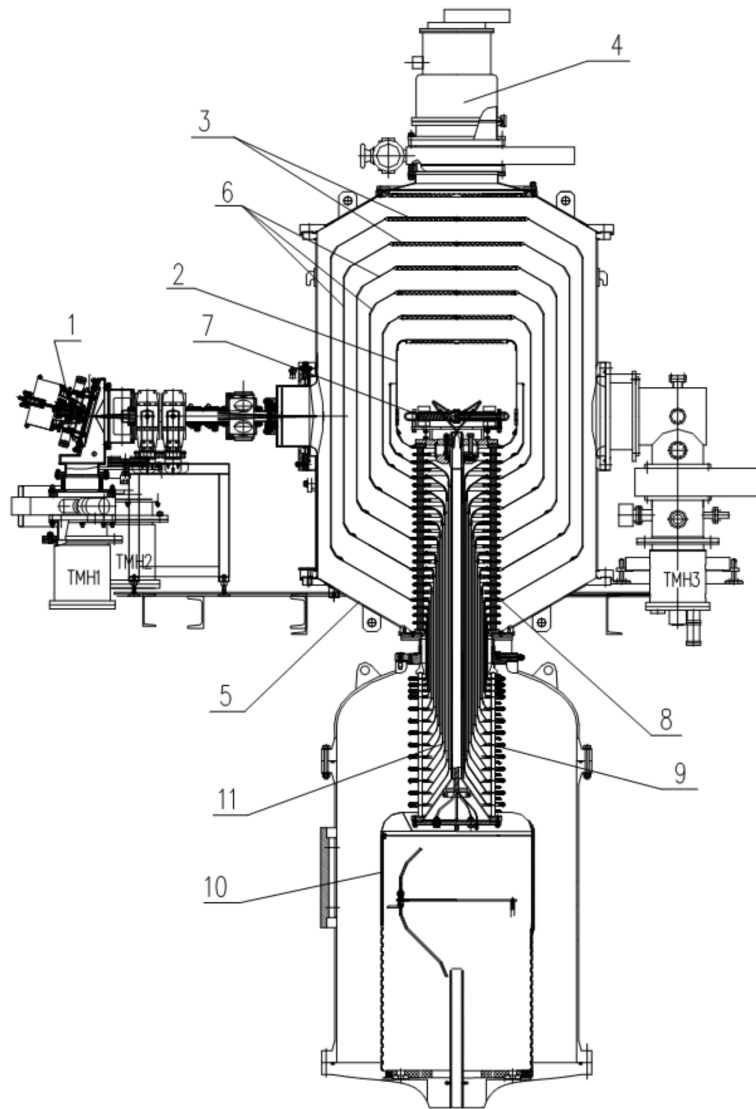


Рис. 17. Схема ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией (2006 г.): 1 – источник отрицательных ионов водорода, 2 – высоковольтный электрод, 3 – жалюзи электродов, 4 – криогенный насос, 5 – вакуумный бак ускорителя, 6 – промежуточные электроды, 7 – аргоновая мишень, 8 – вакуумная часть проходного изолятора, 9 – газовая часть проходного изолятора, 10 – высоковольтный источник питания (секционированный выпрямитель от ускорителя электронов ЭЛВ), 11 – соосные металлические трубы для передачи потенциала

Пучок протонов получают следующим образом. Для генерации пучка отрицательных ионов водорода с энергией до 23 кэВ применяют поверхностно-плазменный источник 1, использующий пеннинговский разряд с полыми катодами [68]. Выходящий из источника пучок отрицательных ионов водорода поворачивается в магнитном поле источника на угол  $15^\circ$ , фокусируется магнитной линзой, инжектируется в ускоритель и ускоряется в нем до 1 МВ. В газовой

обдирочной мишени 7, установленной внутри центрального высоковольтного электрода 2, отрицательные ионы водорода превращаются в протоны, которые затем тем же потенциалом 1 МВ ускоряются до энергии 2 МэВ и далее транспортируются до нейтроногенерирующей мишени. Потенциал на высоковольтный 2 и пять промежуточных электродов ускорителя 6 подается от высоковольтного источника напряжения 10 (большая часть не показана) через проходной изолятор 8 и 9, в котором установлен омический делитель. В качестве высоковольтного источника напряжения используется выпрямитель промышленного ускорителя электронов серии ЭЛВ [69]. Откачка газа осуществляется турбомолекулярными насосами, установленными у источника ионов и на выходе ускорителя, и криогенным насосом 4 через жалюзи электродов 3. Диаметр вакуумного бака ускорителя равен 1400 мм, высоковольтного электрода – 600 мм.

В такой конфигурации в ускорителе с момента запуска и в течение нескольких лет получали пучок протонов, но его ток был в 100 раз меньше ожидаемого – на уровне 100 мкА.

Увеличение тока пучка протонов до 1,6 мА достигнуто за счет оптимизации инъекции отрицательных ионов водорода в ускоритель с использованием таких диагностических средств, как цилиндр Фарадея, многоканальный датчик в виде цилиндров Фарадея, вакуумные лампы и дозиметр  $\gamma$ -излучения [70, 71].

Продвижение до 5 мА достигнуто за счет существенного подавления вторичных заряженных частиц в результате проведенной модернизации ускорителя [72].

В настоящее время в результате проведенных исследований, описанных в представляемой диссертационной работе, в ускорителе получают стационарный пучок протонов с энергией, изменяемой в диапазоне от 0,6 до 2,2 МэВ (максимум 2,3 МэВ), и с током, обычно изменяемым в диапазоне от 0,5 до 3 мА (максимум 10 мА). Пучок протонов характеризуется моноэнергетичностью 0,1 %, стабильностью по энергии 0,1 % и стабильностью по току до 0,4 %. Ускоритель также обеспечивает получение пучка дейтронов с подобными параметрами.

Такое продвижение в увеличении тока пучка протонов и в обеспечении возможности работать в широком диапазоне энергии и тока достигнуто за счет оснащения установки диагностическими средствами, как разработанными, так и приобретенными, и модернизации установки после проведения данных научных исследований. В настоящее время схема экспериментальной установки, в которой ускоритель является частью, выглядит так, как представлено на Рис. 18.

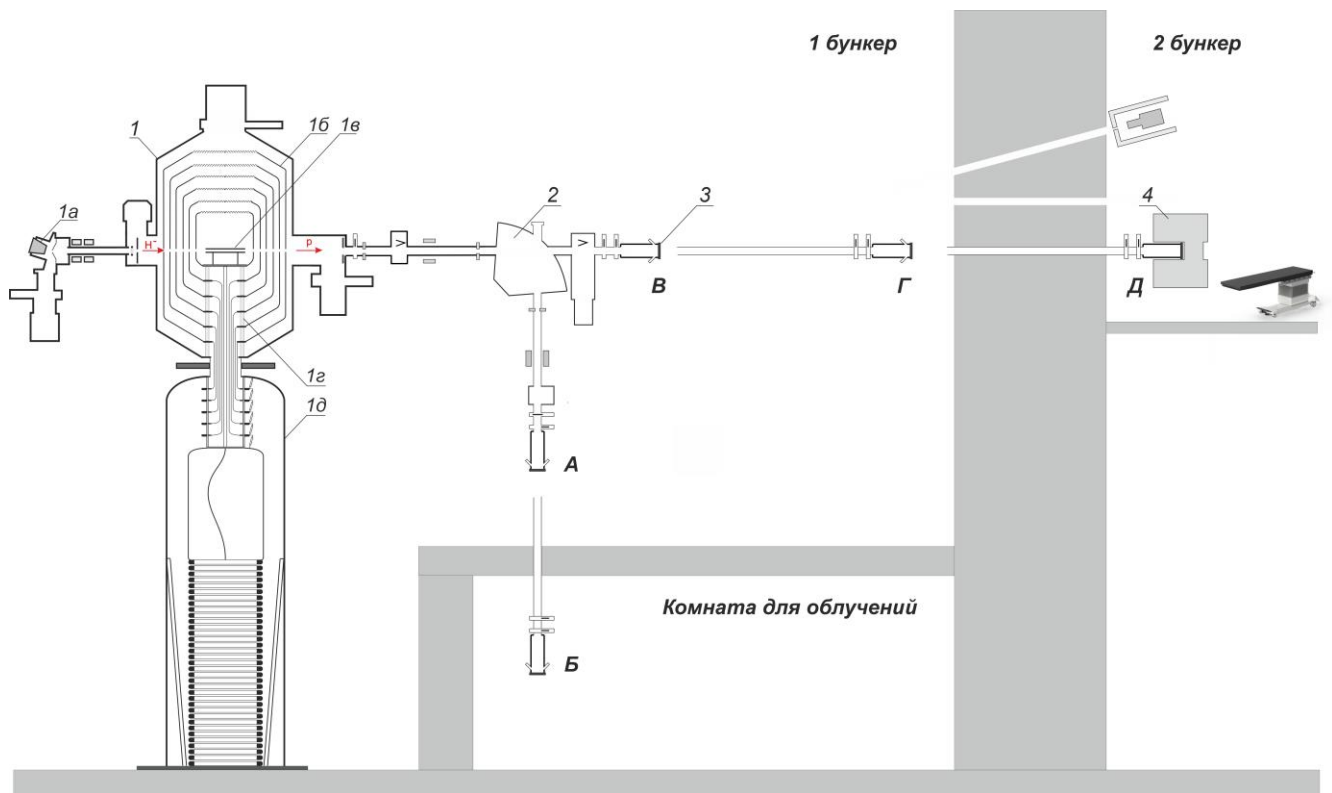


Рис. 18. Схема ускорительного источника эпитепловых нейтронов: 1 – ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией (1а – источник отрицательных ионов водорода, 1б – высоковольтный и промежуточные электроды, 1в – газовая обдирочная мишень, 1г – проходной изолятор, 1д – высоковольтный источник питания), 2 – поворотный магнит, 3 – литиевая нейтроногенерирующая мишень, 4 – система формирования пучка нейтронов

Первоначальной целью создания такого ускорителя заряженных частиц, физический проект которого представлен в работе [6], являлось достижение параметров, удовлетворяющих требованиям БНЗТ. Такие параметры, энергия 2,3 МэВ и ток 10 мА, достигнуты на ускорителе, но как предельные. Несмотря на то, что ускоритель не обеспечивает долгую стабильную работу на этих параметрах,

основные ограничения определены, предложены способы преодоления ограничений и привлечены инвестиции для изготовления установки коммерческого класса для клиник БНЗТ. В этих ускорителях для клиник БНЗТ для стабильного получения пучка протонов с энергией 2,3 МэВ увеличен зазор между промежуточными электродами и добавлено предускорение. Для получения стабильного пучка протонов с током 10 мА источник отрицательных ионов водорода разработки ИЯФ СО РАН заменен на источник ионов компании D-Pace (Канада) [73].

Так получилось, что по мере достижения основной цели - достижения параметров, удовлетворяющих требованиям БНЗТ, ускоритель стали активно использовать и для ряда других приложений, которые требовали других значений энергии и тока, меньших чем 2,3 МэВ и 10 мА, но стабильных в течение длительного времени.

При проведении *in vitro* и *in vivo* исследований с клеточными культурами и лабораторными животными [74–81] используется замедлитель из оргстекла и наиболее подходящим является пучок протонов с энергией 2 МэВ и с током в районе 1 мА. При лечении крупных домашних животных со спонтанными опухолями нужен пучок протонов с энергией 2,05 МэВ и током 3 мА [82].

Для изучения радиационного блистеринга металлов при имплантации протонов требуется пучок протонов с током в районе 0,5 мА и с энергией 2 МэВ – характерной энергией порога применяемых в БНЗТ реакций  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  и  ${}^9\text{Be}(p,n){}^{10}\text{B}$  [28, 83].

При измерении сечения ядерной реакции  ${}^7\text{Li}(p,p'\gamma){}^7\text{Li}$  и выхода 478 кэВ фотонов из толстой литиевой мишени [84, 85] используется 1 мА пучок протонов как можно в более широком диапазоне энергии. Также большой диапазон энергий пучка протонов, но с током на уровне 1 мкА, требуется для измерения сечения реакции  ${}^7\text{Li}(p,\alpha){}^4\text{He}$  [86] и при изучении глубинного распределения элементарного состава тонких пленок методом энергетического анализа обратно рассеянных протонов. Для запланированного измерения сечения и энергии продуктов реакции  ${}^{11}\text{B}(p,\alpha)\alpha$  требуется пучок протонов как максимум с током 1 нА, а в идеале 1 пА.



В этих случаях для уменьшения тока пучка протонов применяют охлаждаемый коллиматор, а пучок отрицательных ионов водорода дефокусируют на стадии инжекции в ускоритель.

При измерения пространственного распределения толщины литиевого слоя мишени [87] применяют пучок протонов с энергией 1,8 МэВ с током в районе 10 мкА.

Для радиационного тестирования перспективных материалов [88–90] генерируют быстрые нейтроны, используя пучок дейтронов с энергией до 1,5 МэВ с максимально возможным током.

Для сравнения параметров протонного или дейтронного пучка, используемых для разных задач, указанные параметры сведены в Таблица 2.

Таблица 2. Сводная таблица требуемых параметров протонного или дейтронного пучка, необходимого при реализации различных приложений.

Приложение	Требуемая энергия пучка, МэВ	Требуемый ток пучка	Ссылки на публикации по теме
Генерация быстрых нейтронов пучком дейтронов	1,5	Максимально возможный	[88–90]
Лечение домашних животных	2,05	3 мА	[82]
Сечение ядерной реакции ${}^7\text{Li}(p,p'\gamma){}^7\text{Li}$	0,675–2,25	1 мА	[84–85]
<i>In vivo</i> и <i>in vitro</i> исследования	2	1 мА	[74–81]
Блистеринг	2	0,5 мА	[28, 83]
Пространственное распределение толщины литиевого слоя	1,8	10 мкА	[87]
Сечение ядерной реакции ${}^7\text{Li}(p,\alpha){}^4\text{He}$	0,6–2	1 мкА	[86]

Сечение ядерной реакции $^{11}\text{B}(\text{p},\alpha)\alpha$	0,6–2	1 нА, в идеале 1 пА	–
---	-------	------------------------	---

При проведении исследований с генерацией нейтронов, гамма-излучения или  $\alpha$ -частиц литиевую мишень размещают одном из пяти положений (Рис. 18, А, Б, В, Г и Д). Так положение А использовали с самого начала при отработке методики БНЗТ на клеточных культурах и лабораторных животных, положение Б начинаем использовать при генерации мощного потока быстрых нейтронов, положение В – при измерении сечений ядерных реакций, положение Г – для планируемой разработки методики визуализации бора, положение Д – для генерации терапевтического пучка нейтронов, пригодного для терапии пациентов.

Все эти приложения ускорителя и освоенные режимы его работы стали в значительной степени результатом проведенного исследования, представленного в диссертационной работе.

Возвращаясь к постановке задачи и цели диссертационного исследования отметим особенности, которые характеризуют ускоритель:

1. Ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией является новым типом ускорителя заряженных частиц, поэтому методы диагностики пучка ионов должны быть адаптированы или разработаны.

2. Конструкция ускорителя обеспечивает быстрый темп ускорения ионов – до 25 кВ/см, поэтому входная электростатическая линза ускорителя сильная. Для получения пучка протонов требуется перефокусировать пучок отрицательных ионов водорода в области входного отверстия ускорителя. Дальнейшее ускорение и транспортировка пучка ионов в значительной степени зависит от точности фокусировки как по продольной координате, так и по поперечной.

3. Обдирку отрицательных ионов водорода в протоны производят в газовой обдирочной мишени, для чего подают достаточно большой поток аргона. Подачу дополнительного потока газа обычно рассматривают как недостаток тандемного ускорителя. В данном случае дополнительный поток газа скорее стал достоинством, поскольку позволил визуализировать пучок ионов.

4. Ускоритель размещен в имеющемся радиационно-защищенном помещении и ограничен этим пространством. По этой причине ряд диагностических методик не используют просто потому, что нет места для их расположения. В частности, в тракт транспортировки пучка отрицательных ионов водорода не удалось установить бесконтактный датчик тока из-за нехватки места.

5. Ускоритель изначально предложен для решения проблемы бор-нейтронозахватной терапии и проектировался на вполне определенные параметры: 10 мА и 2,3 МэВ. Однако по мере разработки этот ускоритель стали применять и для других приложений, требующих не только других значений тока и энергии, но и даже типа ионов: не только протонов, но и дейтронов. По этой причине актуальной стала разработка диагностических средств и методик, позволяющих обеспечить длительное стабильное получение протонов или дейтронов с энергией и током, варьируемыми в широком диапазоне.

6. Ускоритель не является приобретенным оборудованием; фактически он является самодельным оборудованием, состав и комплектация которого постоянно изменяются, модернизируются по мере возможности и по мере получения научных знаний в результате проведения научных исследований.

В данной главе опишем те диагностики и средства управления, которые применяли при проведении исследований и которые не являются предметом разработки или внедрения в рамках выполнения данной диссертационной работы.

Используемый источник отрицательных ионов оснащен измерителями напряжения и тока разряда, напряжения вытягивания, тока магнитной катушки и температуры цезиевой печи. Вместе с тем источник не оснащен средством измерения тока извлекаемого пучка ионов.

Магнитная линза, фокусирующая пучок отрицательных ионов водорода на вход в ускоритель, обеспечивает выставку и поддержание тока в катушках.

Высоковольтный источник питания (секционированный выпрямитель) оснащен средствами измерения напряжения, тока нагрузки, напряжения внешнего ускоряющего электрода ускорителя. Внутри высоковольтного электрода источника питания размещен 5-литровый баллон аргона с газовым редуктором GCE и

электромеханическим клапаном, частотой открывания которого, обычно 0,04 Гц, регулируют подачу аргона по трубке в газовую обдирочную мишень ускорителя.

Мощность амбиентного эквивалента дозы  $\gamma$ -излучения измеряют блоком детектирования ДБГ-С11Д (ООО “Доза”, Россия). Мощность амбиентного эквивалента дозы нейтронного излучения измеряют блоком детектирования БДМН-100-07 (ООО “Доза”, Россия) [91], состоящим из шарового замедлителя с размещенным в нем узлом детектирования УДМН100.

Ток пучка ионов измеряют бесконтактным датчиком тока NPCT (Bergoz, Франция).

## ГЛАВА 3

### **Исследование и оптимизация инъекции отрицательных ионов в ускоритель**

Как отмечалось в Главе 2, ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией характеризуется сильной входной электростатической линзой, из-за чего требуется точная перефокусировка инжектируемого пучка отрицательных ионов водорода на вход в ускоритель. В Главе 3 описаны разработанные диагностические средства для измерения и контроля положения и профиля пучка ионов и для измерения его тока. Также представлены результаты проведенных исследований, позволивших установить влияние пространственного заряда на транспортировку ионов, приведено описание проведенной модернизации, улучшившей качество инжектируемого пучка, и описан способ компенсации действия пространственного заряда при увеличении тока для длительного стабильного получения пучка протонов.

Ионно-оптическая система ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией достаточно сложная и разнообразная. Генерируемый источником ионов пучок отрицательных ионов расходящийся и его необходимо магнитной линзой сфокусировать на вход ускорителя, точнее перефокусировать. Особенностью ускорителя как раз является сильная входная электростатическая линза, которая из перефокусированного пучка ионов должна сделать его близким к параллельному. Далее пучок ионов подвергается действию относительно слабых дефокусирующих линз, образованных в диафрагмах промежуточных электродов из-за их конечного

размера, относительно сильных дефокусирующей линзы и фокусирующей линзы на входе и на выходе из высоковольтного электрода, и уже менее сильной линзы на выходе из ускорителя.

При токе пучка ионов миллиамперного диапазона и его размера порядка сантиметра значительное влияние на траекторию ионов оказывает пространственный заряд, точнее то, скомпенсирован ли пространственный заряд ускоряемых ионов или нет.

Поскольку изучаемый в работе ускоритель является первым таким устройством, то достоверные данные о том, каким образом следует учитывать пространственный заряд, отсутствовали.

В первоначальной статье с описанием физического проекта ускорителя «методом численного моделирования была показана возможность пропускания пучка отрицательных ионов через перезарядную трубку ускорителя в предположении отсутствия влияния пространственного заряда» [6].

Далее, в препринте [92] «при моделировании транспортировки пучка отрицательных ионов водорода с помощью магнитных линз вводили две зоны полной компенсации пространственного заряда пучка: первая от источника до входа в ускоритель и вторая внутри перезарядной трубки».

Основанием для такого предположения служили два факта. Первый состоял в том, что в тракте транспортировки пучка отрицательных ионов водорода предполагалось высокое давление остаточного газа из-за относительно большого напуска водорода в источник (порядка 1 экв. А), относительно большого напуска аргона в перезарядную обдирочную мишень (порядка 1 экв. А), относительно малого поперечного размера тракта. Все это могло приводить к наработке значительного количества положительных ионов, компенсирующих заряд отрицательных ионов. Второй факт состоял в том, что если предположить отсутствие компенсации пространственного заряда, то пучок ионов не удавалось сфокусировать и пропустить через ускоритель.

Далее, в диссертации научного руководителя [70] написано: «После окончания сооружения ускорителя и его запуска на нём был получен протонный

пучок с энергией 2 МэВ, но с малым током – в районе 100 – 200  $\mu\text{A}$  и эпизодически в течение короткого времени – до 1 мА. Для выяснения причин, ограничивающих ток, изготовлен многоканальный детектор пучка и установлен на первый ускоряющий электрод ускорителя. Измеренное распределение тока ближе к расчетным в предположении полной компенсации пространственного заряда пучка, чем к расчетным в предположении отсутствия компенсации пространственного заряда». Также в этой работе отмечено, что длительное стабильное получение пучка протонов с током до 1,6 мА достигнуто путем отказа выставлять ток в магнитной линзе, фокусирующей пучок отрицательных ионов водорода в ускоритель, равным расчетному в предположении полной компенсации пространственного заряда, и решением принимать во внимание только показания вакуумной лампы, дозиметра  $\gamma$ -излучения и потенциала первого электрода ускорителя.

Этот факт увеличения тока пучка протонов за счет отказа от следования расчетам подверг сомнению предположение о том, что в тракте транспортировки пучка отрицательных ионов водорода реализуется полная компенсация действия пространственного заряда.

Приведенные ниже в § 3.1 и § 3.2 результаты опубликованы автором совместно с соавторами в работах [29, 33].

### § 3.1. Влияние пространственного заряда на транспортировку пучка отрицательных ионов водорода

Для выяснения того, действует ли пространственный заряд на транспортировку отрицательных ионов, реализован следующий модельный эксперимент. Схема тракта транспортировки пучка отрицательных ионов водорода от источника ионов до ускорителя представлена на Рис. 19. Фактически это является частью ускорителя, но для ухудшения вакуума специально установлен натекатель.

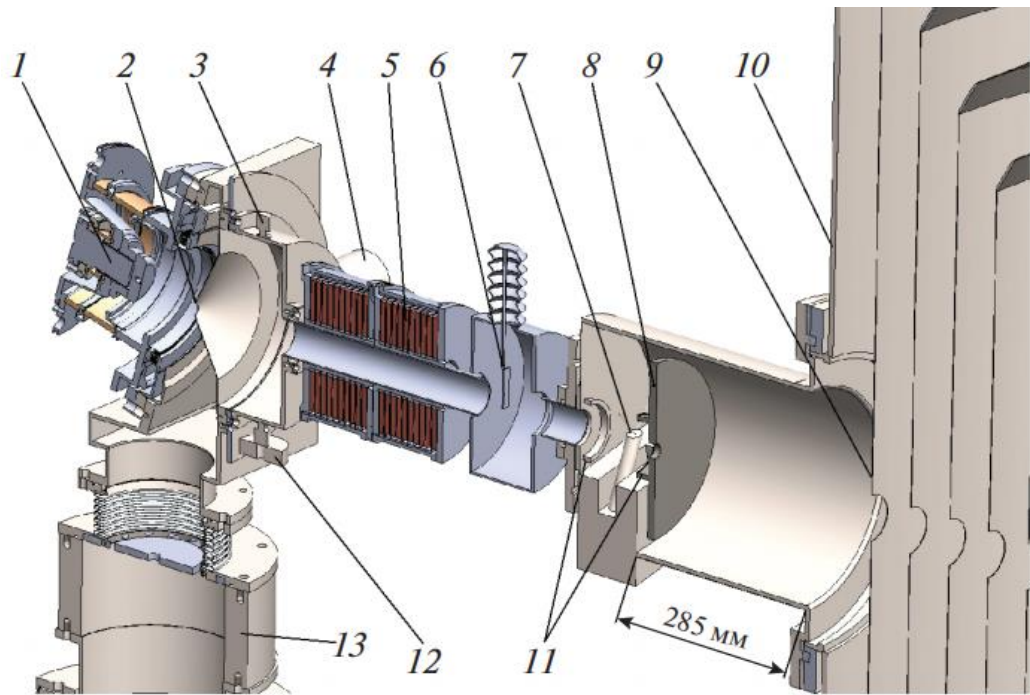


Рис. 19. Схема тракта транспортировки пучка отрицательных ионов водорода от источника ионов до ускорителя: 1 – источник отрицательных ионов водорода, 2 – конусная диафрагма, 3 – вакуумная лампа, 4 и 13 – турбомолекулярные насосы, 5 – магнитная линза, 6 – подвижная диафрагма, 7 – проволочный сканер OWS-30, 8 – охлаждаемая диафрагма, 9 – первый электрод ускорителя, 10 – вакуумный бак ускорителя, 11 – металлические кольца, 12 – натекагель

Отрицательные ионы водорода с энергией до 23 кэВ генерирует поверхностно-плазменный источник 1, использующий пеннинговский разряд с полыми катодами. Выходящий из источника пучок поворачивается в магнитном поле источника на угол  $15^\circ$ , проходит через отверстие конусной диафрагмы 2 диаметром 28 мм, фокусируется магнитной линзой 5 и через отверстие охлаждаемой диафрагмы 8 диаметром 20 мм инжектируется в ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией. Откачка газа осуществляется двумя турбомолекулярными насосами TMP - 3203lm (Shimadzu, Япония) (4 и 13) со скоростью откачки по водороду каждого 2400 л/с. Для изменения давления остаточного газа установлен натекагель 12. Давление остаточного газа измеряется вакуумной лампой Pfeiffer vacuum d-35614 (3).

Измерение тока и профиля пучка отрицательных ионов водорода, инжектируемого в ускоритель, проводят проволочным сканером OWS-30 (D-Pace,



Канада; по лицензии TRIUMF) (7) [93], размещенным перед охлаждаемой диафрагмой 8. Чертеж проволочного сканера представлен на Рис. 20, фотография – на Рис. 21. Сканер имеет две вольфрамовые проволочки диаметром 0,5 мм длиной 49 мм, закрепленные на общем стержне, который отклонен от оси, пересекающей центр пучка ионов, на угол  $13,5^\circ$ . При измерении стержень поворачивается до угла  $-13,5^\circ$  и возвращается обратно. Ось вращения стержня расположена на расстоянии 190 мм от центра пучка ионов. При пересечении центра пучка ионов проволочка наклонена под углом  $45^\circ$  к плоскости фланца сканера. При движении стержня измеряется ток, попадающий на проволочку, и угол отклонения стержня. Полученные значения при диаметре пучка меньше 30 мм позволяют с пространственным разрешением 0,1 мм восстановить поперечный профиль хордовых измерений тока ионов и определить значение полного тока пучка ионов [28].

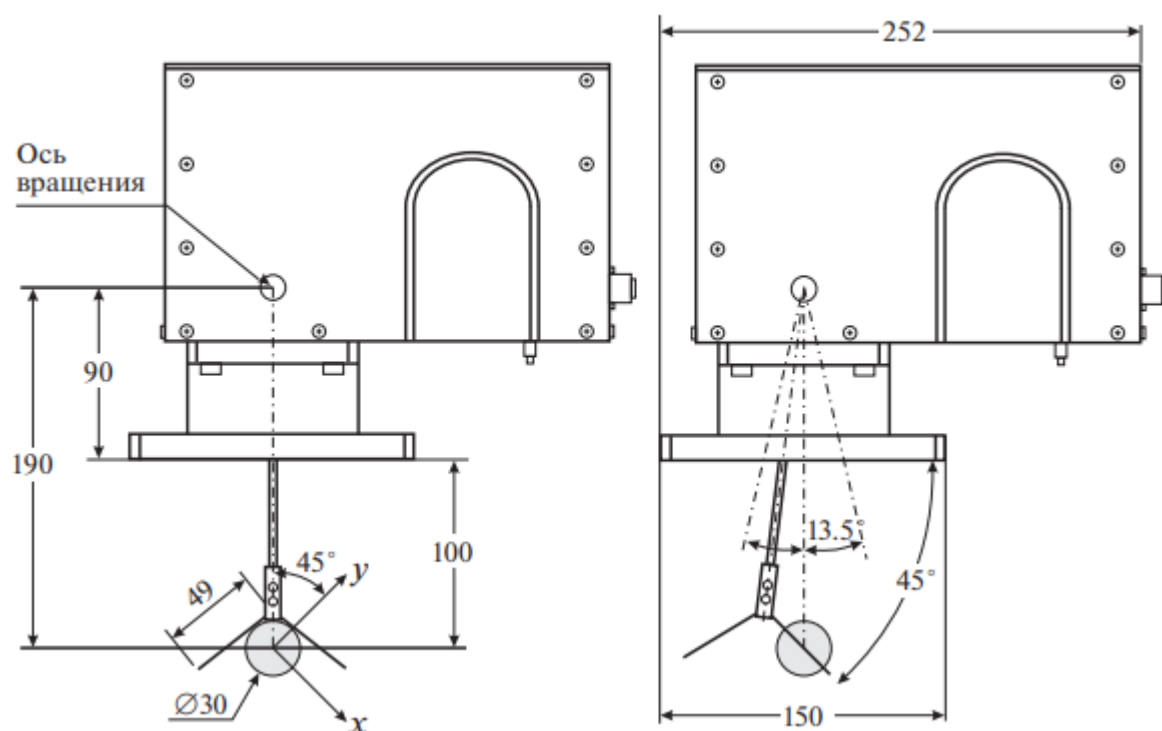


Рис. 20. Чертеж проволочного сканера OWS-30. Дополнительно показан пучок ионов (круг диаметром 30 мм) и система координат  $(x, y)$ , используемая далее в тексте при представлении результатов



Рис. 21. Фотография проволочного сканера OWS-30

Характерные значения тока на проволочку составляют  $10^{-7}$ – $10^{-6}$  А, погрешность пикоамперметра –  $10^{-10}$  А. Поскольку имеются две проволочки, которые пересекают центр пучка под углами, различающимися на  $90^\circ$  и одновременно не находящимися в пучке, проводимые сканером измерения позволяют в плоскости, ортогональной пучку, получить профили пучка ионов в двух перпендикулярных направлениях.

Измерения, проведенные с установленным проволочным сканером, показали, что в штатном режиме сканер измеряет не только ток отрицательных ионов, а еще и ток вторичных электронов, эмитируемых с поверхности проволочек сканера под действием ионов. В случае, если коэффициент вторичной эмиссии электронов превышает единицу, измеряемый ток меняет полярность с отрицательного на положительный (Рис. 22).

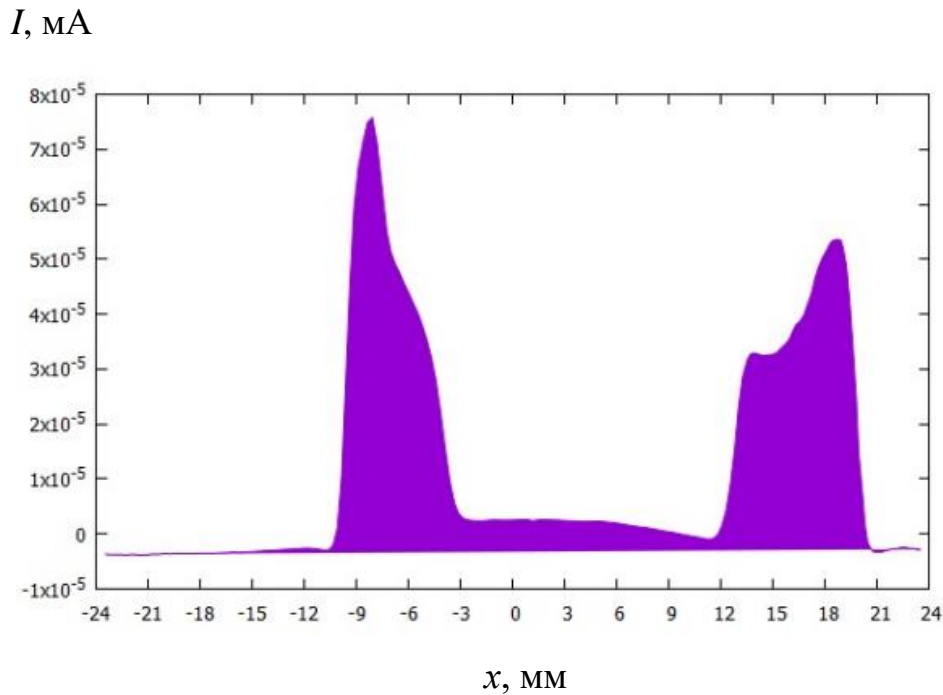


Рис. 22. Пространственное распределение тока пучка  $H^-$  со вторичными электронами, измеренное проволочным сканером OWS-30

Для корректного измерения тока ионов сканер модернизировали: перед сканером и после него на расстоянии 50 мм установили по одному металлическому кольцу *11* с внутренним диаметром 60 мм, которые находились под отрицательным потенциалом 300 В для подавления вторичной эмиссии электронов с проволочек сканера. На Рис. 23 представлен результат расчета потенциала электрического поля вдоль оси транспортного канала. Видно, что для электронов, эмитируемых с проволочек сканера, создан потенциальный барьер высотой 160 В. На Рис. 24 представлена зависимость тока пучка заряженных частиц, измеренного проволочным сканером, от потенциала колец. Потенциала  $-300$  В достаточно для подавления вторичной эмиссии электронов. Из графика, представленного на Рис. 24, можно определить коэффициент вторичной эмиссии электронов; в данном случае он имеет величину  $2,61 \pm 0,08$ .

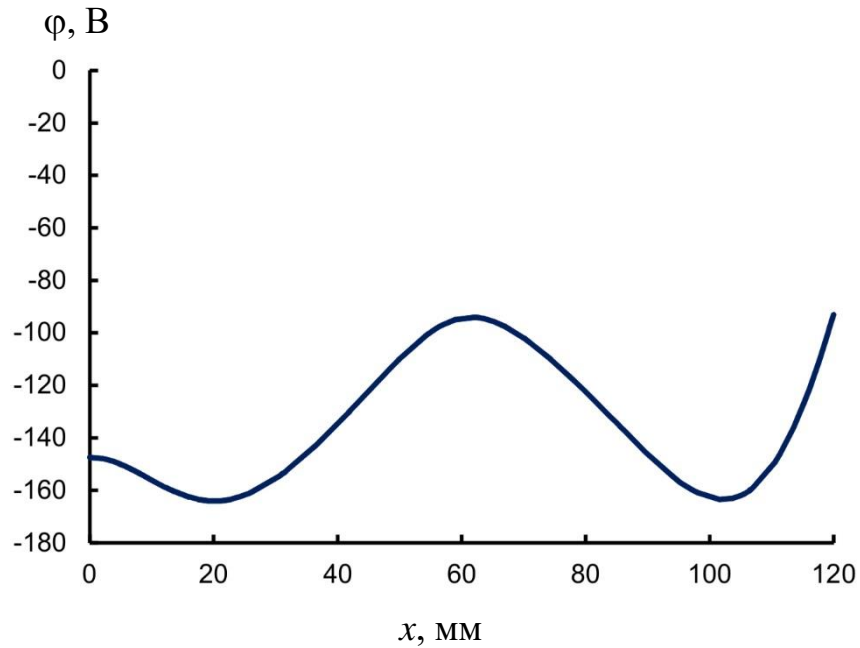


Рис. 23. Распределение потенциала электрического поля  $\varphi$  вдоль оси транспортного канала. Координата сканера равна 60 мм, левее этой координаты – направление в сторону источника ионов, правее – в сторону ускорителя

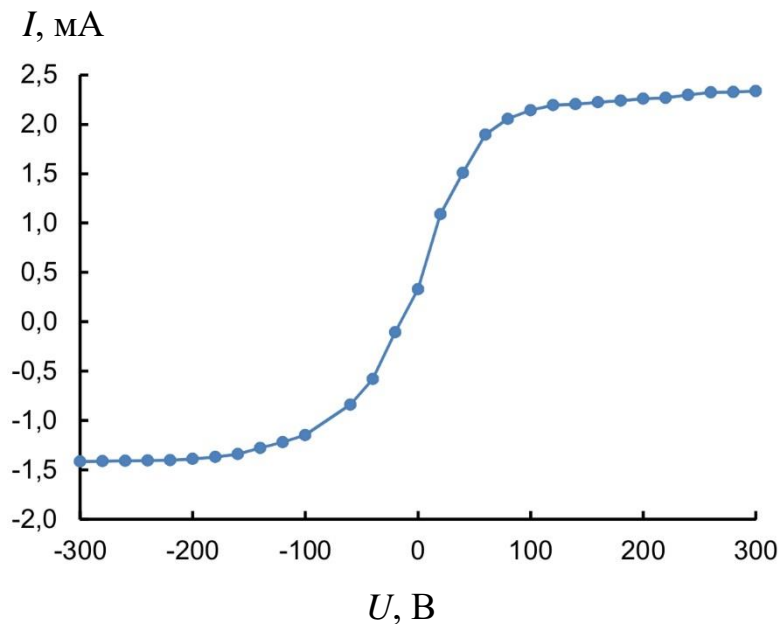


Рис. 24. Вольтамперная характеристика с двумя запирающими кольцами, расположенными до и после сканера

На Рис. 25 приведена зависимость тока, площади сечения и плотности тока пучка отрицательных ионов водорода от давления остаточного газа, регулируемого натекателем. Ток измерен проволочным сканером. Площадь сечения равна площади эллипса, каждая из осей которого равна поперечному размеру пучка,

внутри которого заключено 95 % от полного тока, измеренного сканером. Плотность тока вычислена делением тока на площадь сечения. Погрешность измерения тока определялась погрешностью пикоамперметра и не превосходила 1 %. Погрешность давления, определяемая как среднеквадратическое отклонение по выборке из 600 значений, измеренных вакуумной лампой за 10 мин, составила от 2 до 5 %.

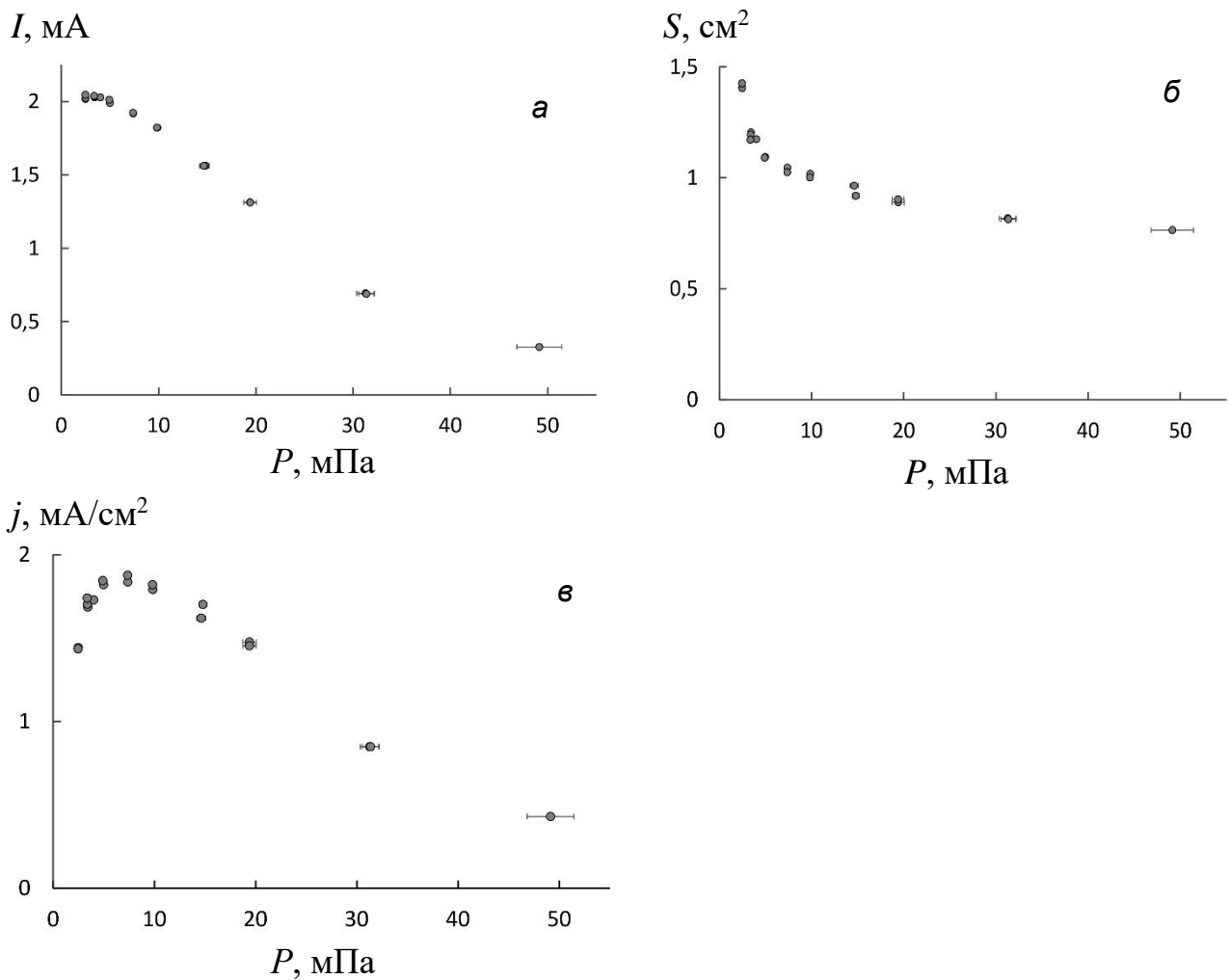


Рис. 25. Зависимость тока  $I$  (а), площади сечения  $S$  (б) и плотности тока  $j$  (в) пучка отрицательных ионов водорода от давления остаточного газа  $P$

Согласно Рис. 25, с ухудшением вакуумных условий уменьшается не только ток ионов, что связано с их обдиркой на остаточном газе, но и размер пучка, что объясняется ослаблением действия пространственного заряда из-за наличия неполной компенсации заряда ионов.

График, представленный на Рис. 25б, является ответом на поставленный вопрос: «Действует ли пространственный заряд»? Видно, что при обычных условиях (2,5 мПа), когда вакуумные условия специально не ухудшаются, пространственный заряд действует, заметно увеличивая площадь сечения пучка. Заметим, что данный эксперимент проведен без напуска аргона в газовую обдирочную мишень ускорителя. Однако, напуск обдирочного газа не приводит к кардинальному ухудшению вакуумных условий в тракте транспортировки пучка отрицательных ионов и действие пространственного заряда должно сохраняться. Также заметим, что при наилучших вакуумных условиях пространственный заряд действует не в полной мере – это означает, что он частично компенсирован. Если бы пространственный заряд был полностью некомпенсированным, то размер пучка ионов был бы много больше.

Обсуждая полученные в данном эксперименте результаты обратим внимание на то, что максимальная плотность тока ионов реализуется не при наилучших вакуумных условиях, а при давлении остаточного газа  $7,4 \pm 0,2$  мПа. При достижении наилучшего вакуума,  $2,5 \pm 0,1$  мПа, ток пучка ионов возрастает на 5 %, его размер – на 36 %, при этом плотность тока уменьшается на 25 %.

Таким образом, ясно, что не нужно стремиться улучшать вакуумные условия в тракте транспортировки пучка. Оптимальный ввод пучка реализуется при некотором давлении остаточного газа – в данном случае 7,4 мПа, достаточно малом для незначительной обдирки пучка ионов и достаточно большом для компенсации пространственного заряда. Также понятно, что при увеличении тока инжектируемого пучка усиливается расталкивание ионов в пучке, и для фокусировки пучка в отверстие входной диафрагмы ускорителя (8 на Рис. 19) необходимо увеличивать ток фокусирующей магнитной линзы. Введение в ускоритель пучка отрицательных ионов водорода с максимальной плотностью тока важно для стабильной работы ускорителя. Это обусловлено тем, что малое отверстие охлаждаемой диафрагмы снижает нежелательное проникновение в ускоритель водорода и цезия, напускаемых в источник ионов, а также быстрых

атомов водорода, которые образуются в результате обдирки ионов водорода на остаточном газе и способствуют нагреву диафрагм ускорительных электродов.

На Рис. 26 представлены хордовые измерения проволочного сканера при давлениях остаточного газа 2,5, 10 и 20 мПа. (0 соответствует положению проволочного сканера на Рис. 20, слева).

На Рис. 27а представлена зависимость тока, измеренного проволочным сканером, от положения проволочки сканера (0 соответствует координате пересечения проволочкой центра пучка ионов). В радиальном профиле пучка ионов наблюдается некоторая несимметричность, кроме того, с уменьшением давления остаточного газа пучок увеличивается в размере. Сделав усреднение относительно центра пучка и выполнив абелево преобразование, получим радиальное распределение тока пучка ионов, представленное на Рис. 27б. Видно, что пучок ионов водорода имеет форму кольца, при уменьшении давления остаточного газа его размер увеличивается и он становится более полым.

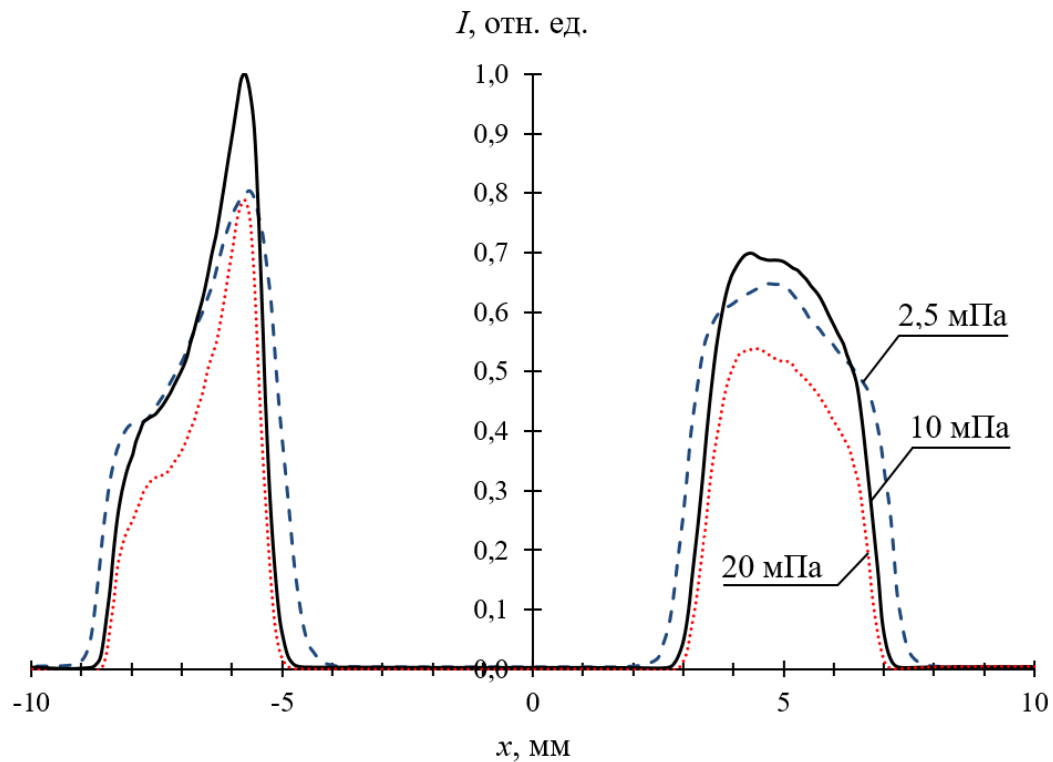


Рис. 26. Хордовые измерения проволочного сканера при разных значениях давления остаточного газа (цифры у кривых)

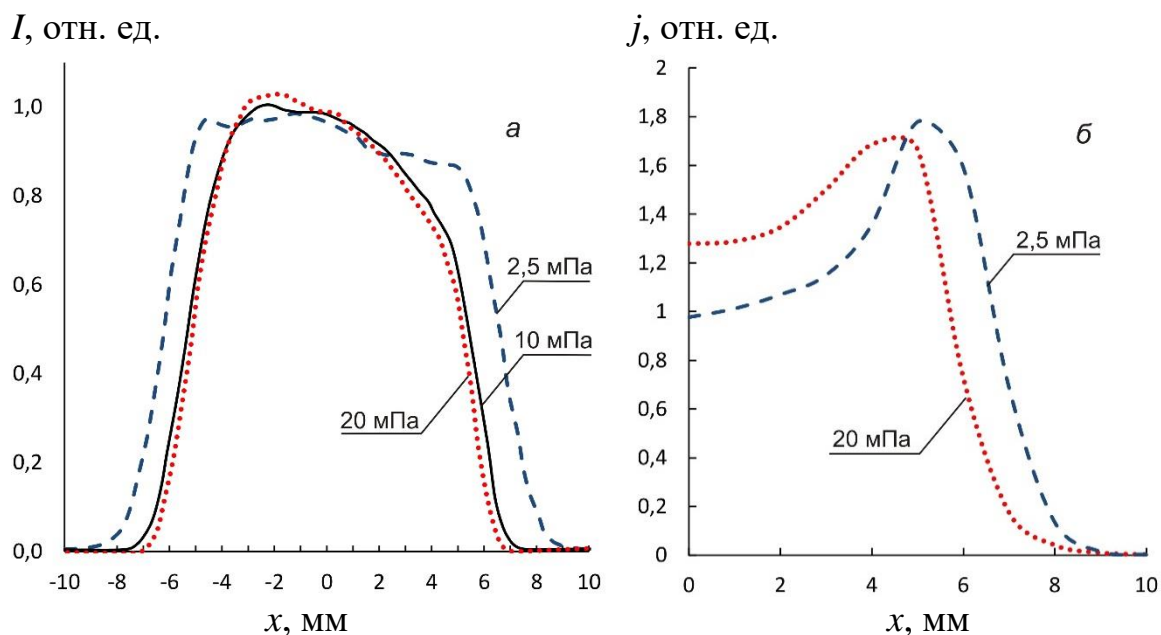


Рис. 27. Профили хордовых измерений тока ионов  $I$  (а) и восстановленные радиальные распределения тока ионов  $j$  (б) при разных значениях давления остаточного газа (цифры у кривых)

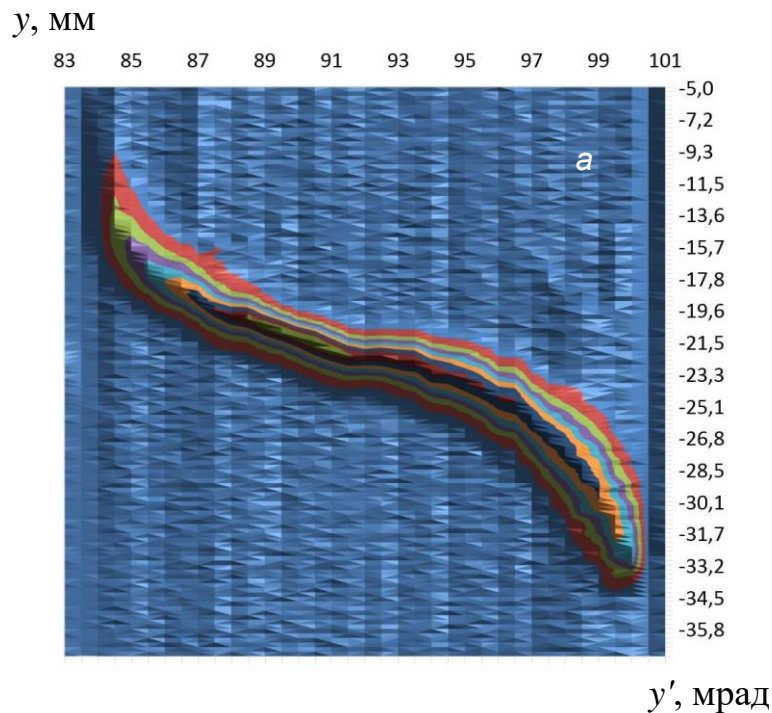
Для понимания причины того, что инжектируемый в ускоритель пучок скорее кольцевой, чем гауссов, измерен фазовый портрет пучка с применением сканера и подвижной диафрагмы.

В исследовании использован классический метод щели и решетки измерения фазового портрета пучка. Перед проволочным сканером в пучок вводили диафрагму и при ее перемещении с высокой степенью детализации измеряли профиль проходящего через отверстие диафрагмы пучка ионов. Используемая диафрагма (б на Рис. 19) изготовлена из танталовой пластины толщиной 1 мм с отверстием диаметром 0,8 мм. Диафрагма установлена перед сканером на расстоянии 225 мм. Ее перемещение под углом  $45^\circ$  к оси сканера (вдоль оси  $y$ , см. Рис. 20) позволило восстановить фазовый портрет пучка в пространстве координат и углов распространения ( $y, y'$ ) путем проведения сканером хордовых измерений вдоль оси  $y$  и определить эмиттанс пучка.

Для уменьшения размера пучка в области диафрагмы ток магнитных линз увеличен с 54 до 65 А. Шаг перемещения диафрагмы составлял 0,5 мм. Результаты



измерений представлены на Рис. 28. Для вычисления эмиттанса пучка проведена аппроксимация данных гладкой кривой для каждого положения диафрагмы, определены координаты проволоки, при которых измеряемый ток равен заданному значению, и величина тока в области, ограниченной этими координатами, и вне этой области. В результате суммирования полученных значений для всех положений диафрагм имеем три величины: площадь фигуры, описанной изолинией заданного значения тока, ток пучка ионов внутри этой фигуры и ток за пределами фигуры. При аппроксимации за нулевой уровень тока брали либо среднее значение тока на периферии плюс среднее квадратическое отклонение по выборке этих значений, либо среднее значение тока минус среднее квадратическое отклонение. Этим определялась ошибка измерения эмиттанса. Нормализованный эмиттанс пучка составил  $0,27 \pm 0,02$  мм мрад.



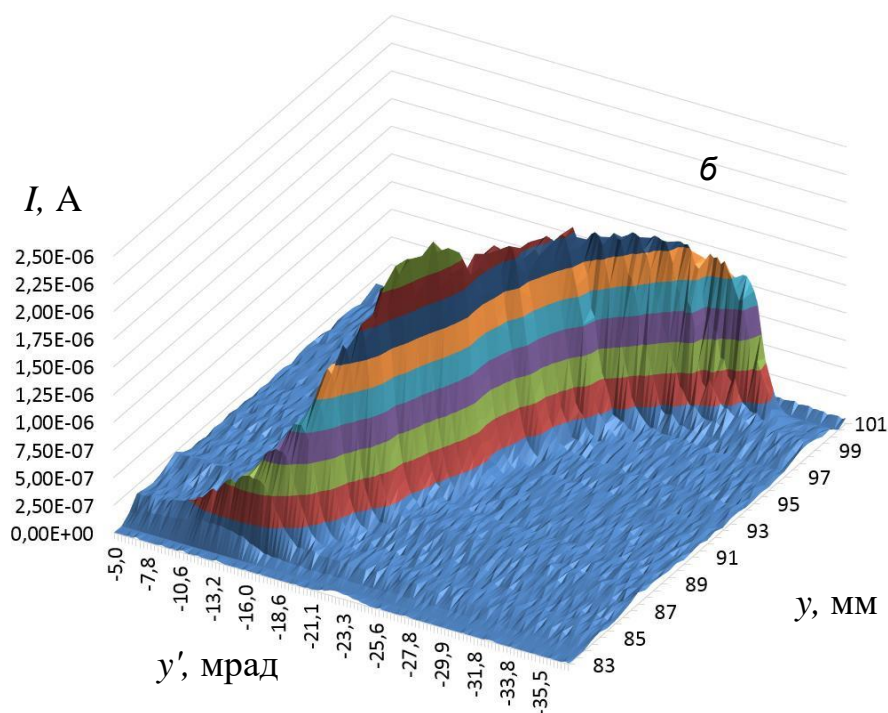


Рис. 28. Фазовый портрет пучка ионов в пространстве координат  $(y, y')$ : а – распределения тока  $I$ , измеряемого сканером, для каждого положения отверстия диафрагмы, перемещаемой с шагом  $0,5$  мм (по оси абсцисс – значения положения отверстия диафрагмы, по оси ординат – значения положения проволоочки сканера); б – трехмерное изображение фазового портрета пучка ионов

Такая величина эмиттанса меньше аксептанса обдирочной трубки ускорителя, но отчетливо видимое на Рис. 28а отличие фазового портрета пучка от эллипса может приводить к потерям пучка в ускорителе и нежелательному нагреву диафрагм ускоряющих электродов. Форма фазового портрета пучка указывает на заметное влияние сферической aberrации магнитных линз на фокусировку ионов водорода. Очевидно, что для улучшения качества пучка ионов, инжектируемого в ускоритель, следует уменьшить его размер в области фокусирующей магнитной линзы либо увеличить апертуру линзы.

В результате проведенного исследования выяснено, что на транспортировку пучка отрицательных ионов водорода влияет пространственный заряд, и магнитная фокусирующая линза характеризуется заметной сферической aberrацией.

### § 3.2. Оптимизация инъекции отрицательных ионов в ускоритель

Для улучшения качества инжектируемого в ускоритель пучка ионов магнитная линза модернизирована: катушка, ближняя к источнику ионов, усилена и приближена к источнику, вторая катушка размещена вплотную к первой.

После проведенной модернизации измерен фазовый портрет пучка ионов, но уже специально приобретенным измерителем эмиттанса ES-4 (D-Pace, Канада) [59], адекватно подходящим для этой задачи. Сканер установлен на расстоянии 57 мм перед входной диафрагмой ускорителя (5а), входная щель сканера равна 0,1 мм, измерения проводили с шагом 0,1 мм и 1 мрад.

Результаты измерений представлены на Рис. 29 и в Таблица 3.

Видно, что с увеличением тока увеличивается эмиттанс пучка ионов и его размер. Первое обусловлено изменением разряда в источнике ионов, второе — действием пространственного заряда при транспортировке ионов от источника ионов до ускорителя.

Сравнивая полученные результаты, заключаем следующее: модернизация магнитной линзы сделала фазовый портрет пучка больше похожим на эллипс. Заметим, что нормализованный эмиттанс пучка ионов  $\varepsilon$  уменьшился на 25 % – с 0,27 до 0,20 мм·мрад, но это не связано напрямую с улучшением линзы, а может быть связано с нахождением со временем более оптимального режима генерации ионов.

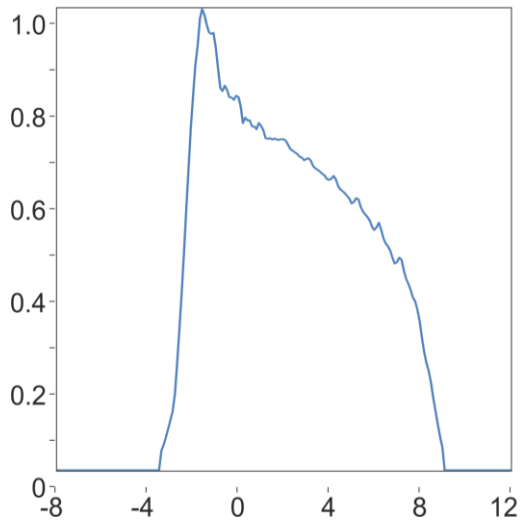
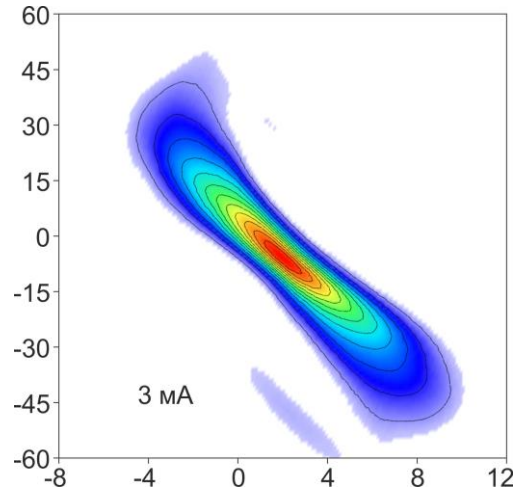
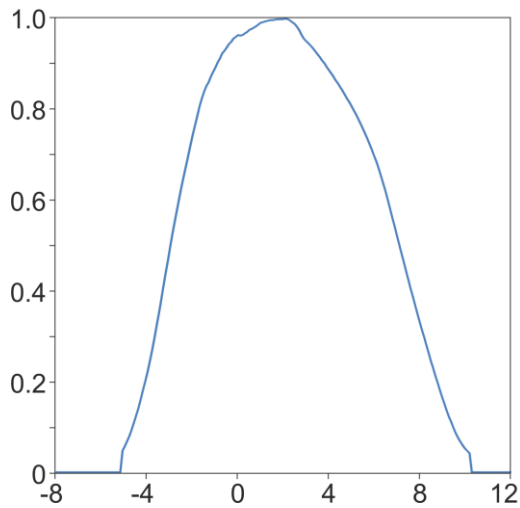
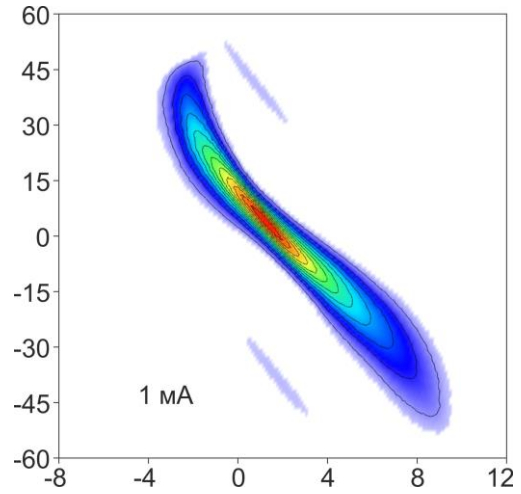
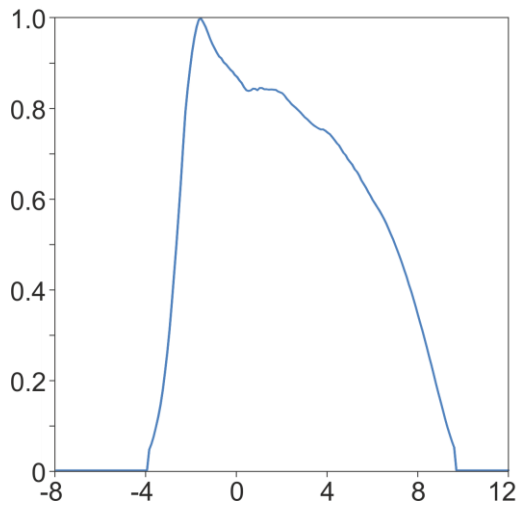
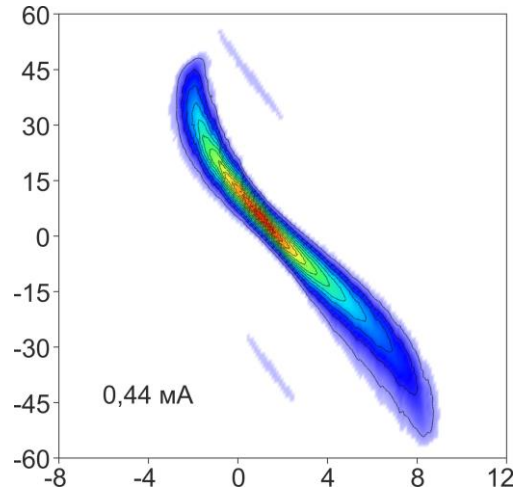
$I$ , отн. ед. $y'$ , мрад $u$ , мм $u$ , мм

Рис. 29. Профиль (слева) и фазовый портрет (справа) пучка отрицательных ионов водорода, инжектируемых в ускоритель, при разных значениях тока (значения тока приведены в левом нижнем углу на фазовом портрете пучка)

Таблица 3. Характеристики эллипса и эмиттанса фазового портрета пучка отрицательных ионов водорода

Ток, мА	$y$ , мм	$y'$ , мрад	$\epsilon_{\text{norm}}$ , мм·мрад
0,44	3,92	31,8	0,13
0,7	4,31	31	0,14
0,85	4,36	30,5	0,14
1	4,45	30,1	0,15
1,5	4,40	26,9	0,17
2	4,54	25,7	0,18
3	4,59	29,5	0,20

Поскольку входная электростатическая линза ускорителя сильная, то для оптимального ускорения ионов требуется обеспечить контроль положения пучка ионов на входе в ускоритель, для чего разработаны и внедрены две диагностические методики.

Первая методика заключается в использовании проволочного сканера OWS-30. Измеренные сканером в двух направлениях профили пучка ионов позволяют восстановить координату центра пучка ионов и его размер. На Рис. 30 приведен пример изображения пучка ионов относительно входного отверстия ускорителя, выводимого на монитор пультовой установки.

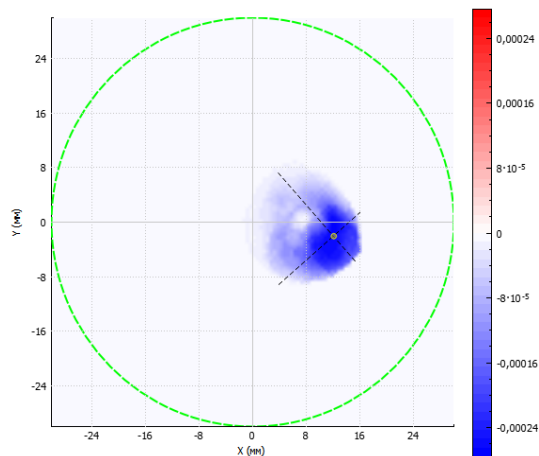


Рис. 30. Двумерный профиль пучка, построенный по данным проволочного сканера OWS-30. Шкалой обозначены регистрируемые токи

Второй применяемой методикой контроля положения пучка является оптическая – входной узел ускорителя модифицирован таким образом, что видеокамера видит входную охлаждаемую диафрагму ускорителя, излучение в оптическом диапазоне, обусловленное ионизацией остаточного газа ионами, и проволочки сканера, когда они пересекают пучок при измерении. Пример изображения видеокамеры представлен на Рис. 31. На обоих рисунках (Рис. 30 и Рис. 31) пучок ионов идет правее центра отверстия – это вынужденная мера для оптимального получения пучка протонов в ситуации, когда входной и выходной фланцы ускорителя приварены к вакуумному баку ускорителя не соосно, а со смещением, так что длины полуокружностей в одну и другую стороны отличаются на 8 мм.



Рис. 31. Изображение с видеокамеры, направленной на входную охлаждаемую диафрагму ускорителя. Диафрагма в виде овального отверстия видна вверху по центру кадра; пучок ионов виден как синий луч; видимое прерывание пучка ионов перед входом в диафрагму обусловлено размещением металлического кольца под отрицательным потенциалом для подавления вторичной эмиссии электронов с проволочек сканера

### § 3.3. Выводы

Сформулируем основные результаты исследования транспортировки и инжекции пучка отрицательных ионов водорода в ускоритель.

- 1) Проволочный сканер OWS-30, модернизированный для подавления вторичной эмиссии электронов, обеспечивает измерение и контроль положения и размера пучка отрицательных ионов водорода на входе в ускоритель.
- 2) Применение подвижной охлаждаемой диафрагмы и проволочного сканера позволило измерить фазовый портрет пучка отрицательных ионов водорода, определить его эмиттанс и обнаружить заметное влияние сферической aberrации магнитной линзы на качество инжектируемого пучка ионов.
- 3) Проведенная модернизация магнитной линзы уменьшила влияние сферической aberrации на качество пучка ионов.
- 4) С применением разработанных диагностических средств установлено, что транспортировка и инжекция пучка отрицательных ионов водорода в ускоритель сопровождаются действием пространственного заряда, и для оптимального ускорения ионов при изменении тока требуется корректировка силы фокусирующей линзы.

Результаты разработки диагностических методик и проведенных исследований с их применением представлены и обсуждены на Всероссийской конференции по ускорителям заряженных частиц, на Международной молодежной школе молодых исследователей в области бор-нейтронозахватной терапии и на Международной конференции по ионным источникам. Результаты исследования опубликованы в трудах конференций [8, 10, 11] и в научных журналах [29, 33].

## ГЛАВА 4

### **Диагностика пучка ионов и сопутствующих потоков частиц в ускорителе-тандеме с вакуумной изоляцией**

Как отмечено ранее, ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией, в отличие от традиционных тандемных ускорителей, не содержит ускорительных трубок как таковых. Ускорительный канал формируется в пространстве вложенных друг в друга электродов цилиндрической формы, в которых соосно сделаны отверстия диаметром 20 мм в тракте ускорения отрицательных ионов и 30 мм в тракте ускорения протонов. Внутри высоковольтного электрода диаметром 60 см установлена газовая обдирочная мишень, в которой отрицательные ионы превращаются в положительные. Мишень выполнена в виде охлаждаемой цилиндрической трубки длиной 400 мм с диаметром отверстия 16 мм с напуском газа посередине (Рис. 32). Подача газа в мишень осуществляется от 5-литрового баллона с газовым редуктором GCE, размещенного в высоковольтном электроде источника питания, через буферный объем. Поступление газа в объем регулируется частотой открывания электромеханического клапана, обычно 0,04 Гц. Из буферного объема газ через прецизионный игольчатый натекатель поступает в обдирочную мишень по трубке длиной 2 м с внутренним диаметром 4 мм, расположенной внутри проходного изолятора.





Рис. 32. Фотография газовой обдирочной мишени

Если газовая обдирочная мишень охлаждается маслом, то диафрагмы ускоряющих электродов ничем принудительно не охлаждаются, и потому часто подвергались повреждениям при смещении пучка ионов от оси. Примеры таких повреждений показаны на Рис. 33.

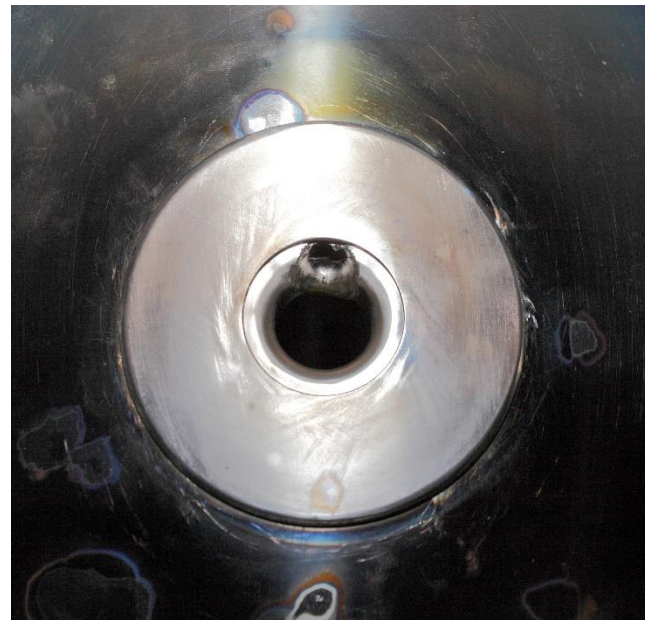


Рис. 33. Фотографии диафрагм ускоряющих электродов после их повреждений пучком ионов

Чтобы исключить повреждение газовой обдирочной мишени и диафрагм электродов при нагреве пучком ионов, необходимо было разработать и внедрить диагностические средства, обеспечивающие контролируемое ускорение ионов.

Описанные в этой главе результаты опубликованы автором совместно с соавторами в работах [27, 30, 32].

#### § 4.1. Измерение мощности нагрева газовой обдирочной мишени

Для охлаждения газовой обдирочной мишени используют трансформаторное масло, которое подается по пластиковым трубам и циркулирует по замкнутому контуру, проходящему через секционированный выпрямитель до высоковольтного электрода выпрямителя, а далее до высоковольтного электрода ускорителя по пластиковым трубам внутри металлической трубы, стягивающей проходной изолятор.

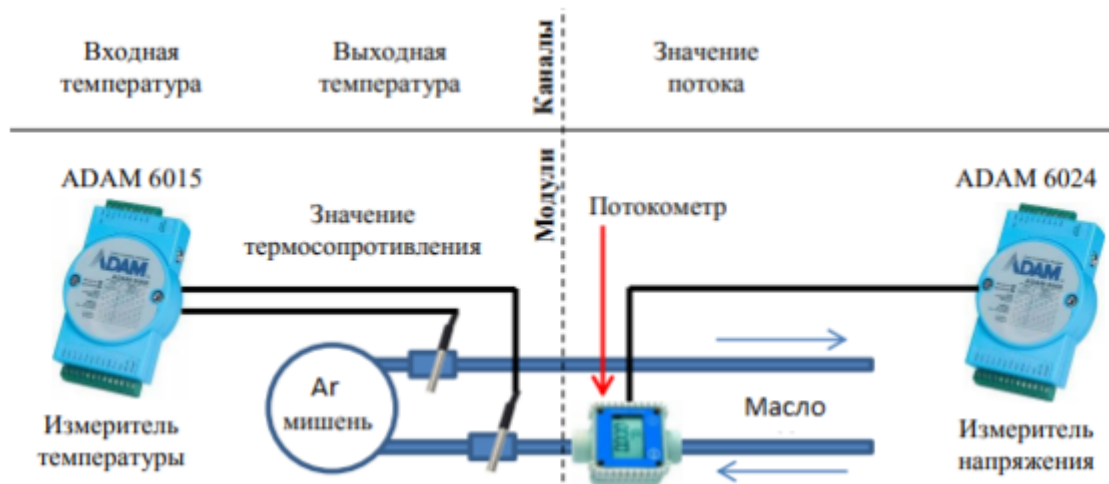


Рис. 34. Схема калориметрической диагностики газовой обдирочной мишени

Для измерения мощности, снимаемой с газовой обдирочной мишени, спроектирована и создана калориметрическая диагностика. Схема диагностики представлена на Рис. 34. Для измерения температуры на входную и выходную трассы подачи охлаждающего масла установлены термосопротивления модели

Pt-100. Для измерения потока масла в контур встроен потокометр Proteus 04004SN2-TPD. Сигналы с термосопротивлений поступают на вход модуля ввода/вывода Adam-6015, с потокометра – на вход модуля ввода/вывода Adam-6024.

Мощность, снимаемая с обдирочной мишени, определяется как:

$$P[\text{Вт}] = \frac{dQ}{dt} = C(T) \frac{dm}{dt} \Delta T = C(T) \rho(T) \frac{lS}{\delta t} \Delta T = C(T) \rho(T) v \cdot (T_{\text{out}} - T_{\text{in}}), \quad (0.1)$$

где  $C(T) = 1551,3 + 5,9 T[^\circ\text{C}]$  – теплоемкость трансформаторного масла [Дж/(кг·К)];  $\rho(T) = 892,5 - 0,6 \cdot T[^\circ\text{C}]$  – плотность масла [кг/м<sup>3</sup>];  $v$  – скорость масла, измеряемая потокометром [м<sup>3</sup>/с],  $T_{\text{out}}$  – выходная температура,  $T_{\text{in}}$  – входная температура,  $T$  – средняя температура,  $T = \frac{T_{\text{out}} + T_{\text{in}}}{2}$ .

Поскольку контур, по которому протекает охлаждающее масло, достаточно протяженный, то при работе следует учитывать инерционность калориметрической диагностики, характерная величина которой равна  $8 \pm 2$  с [94].

Разработанную и внедренную калориметрическую диагностику активно используют в рутинном (со стандартными параметрами пучка) и экспериментальном режимах, добиваясь минимального нагрева газовой обдирочной мишени для оптимального ускорения ионов. Характерное значение мощности нагрева обдирочной мишени составляет 7 % от мощности пучка протонов. В значительной степени нагрев газовой обдирочной мишени обусловлен поглощением ускоренных вторичных электронов. Временная зависимость нагрева обдирочной мишени при двух разных режимах работы показана на Рис. 35.

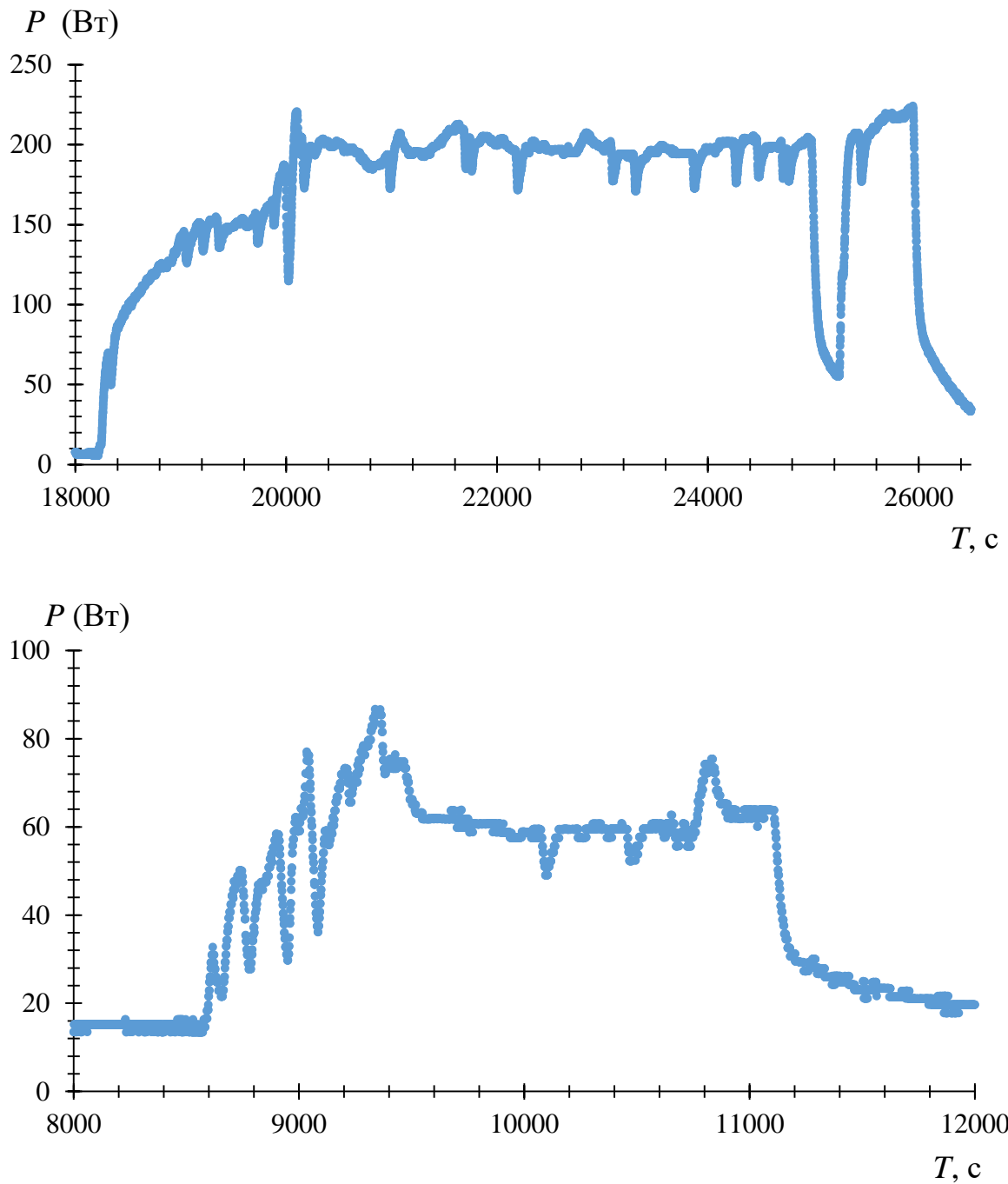


Рис. 35. Временная зависимость мощности нагрева обдирочной мишени: верхний график – обычный режим с проведением через ускоритель пучка с током 1,5 мА с энергией 2 МэВ, нижний график – подстройка оптической системы низкоэнергетического тракта после замены катода в источнике отрицательных ионов водорода, ток пучка 0,3-0,5 мА, энергия 2 МэВ. Кратковременные просадки мощности нагрева связаны с пробоем ускорителя, длительные – со снятием напряжения в связи с паузой в эксперименте

## § 4.2. Оптическая диагностика пучка ионов

Оказалось, что для контроля положения пучка ионов в ускорителе эффективным стало использование видеокамер Hikvision DS-2CD5026G0-AP (светосила  $F = 1,2$ , размер пикселя  $\sim 7$  мкм) (Рис. 36).



Рис. 36. Фотография видеокамеры Hikvision

Входной и выходной узлы ускорителя модернизированы таким образом, что стало возможно разместить по паре видеокамер, направленных на входную и выходную диафрагму внешнего ускоряющего электрода. Видеокамеры настроены таким образом, что позволяют одновременно видеть и пучок ионов из-за ионизации ионами остаточного и обдирочного газа, и нагрев диафрагм. Примеры изображений приведены на Рис. 37.

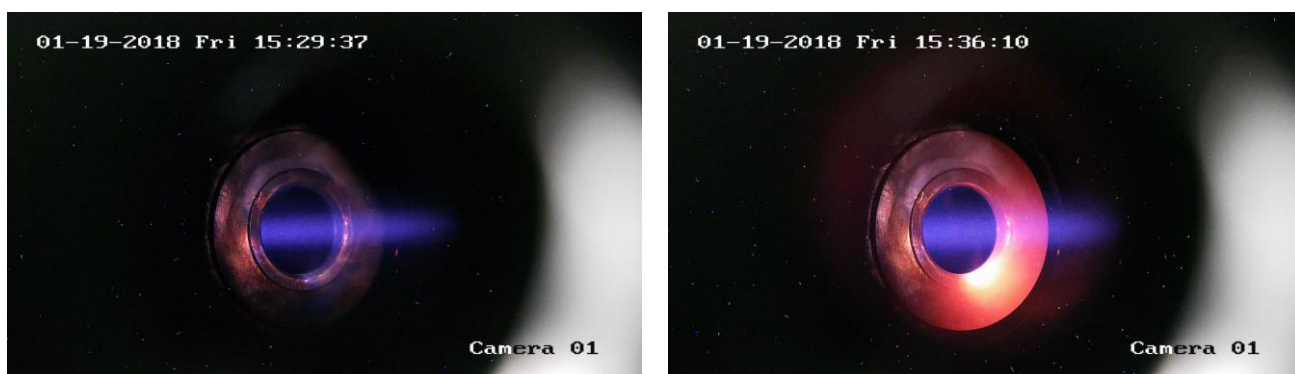


Рис. 37. Прохождение пучка отрицательных ионов водорода без нагрева входной диафрагмы (слева) и нагрев входной диафрагмы при повышении тока пучка (справа). Пучок ионов виден синим, нагрев диафрагмы – красным

Внедренная оптическая диагностика стала рутинным инструментом, обеспечивающим визуальный контроль за нагревом диафрагм и инструментальный контроль за положением и размером пучка ионов. Последнее реализовано Т.А. Быковым, написавшим программное обеспечение, обрабатывающее в режиме реального времени поток изображений с пары видеокамер и выводящее на монитор оператора текущее положение и размер пучка ионов в области диафрагмы первого ускоряющего электрода (Рис. 38).

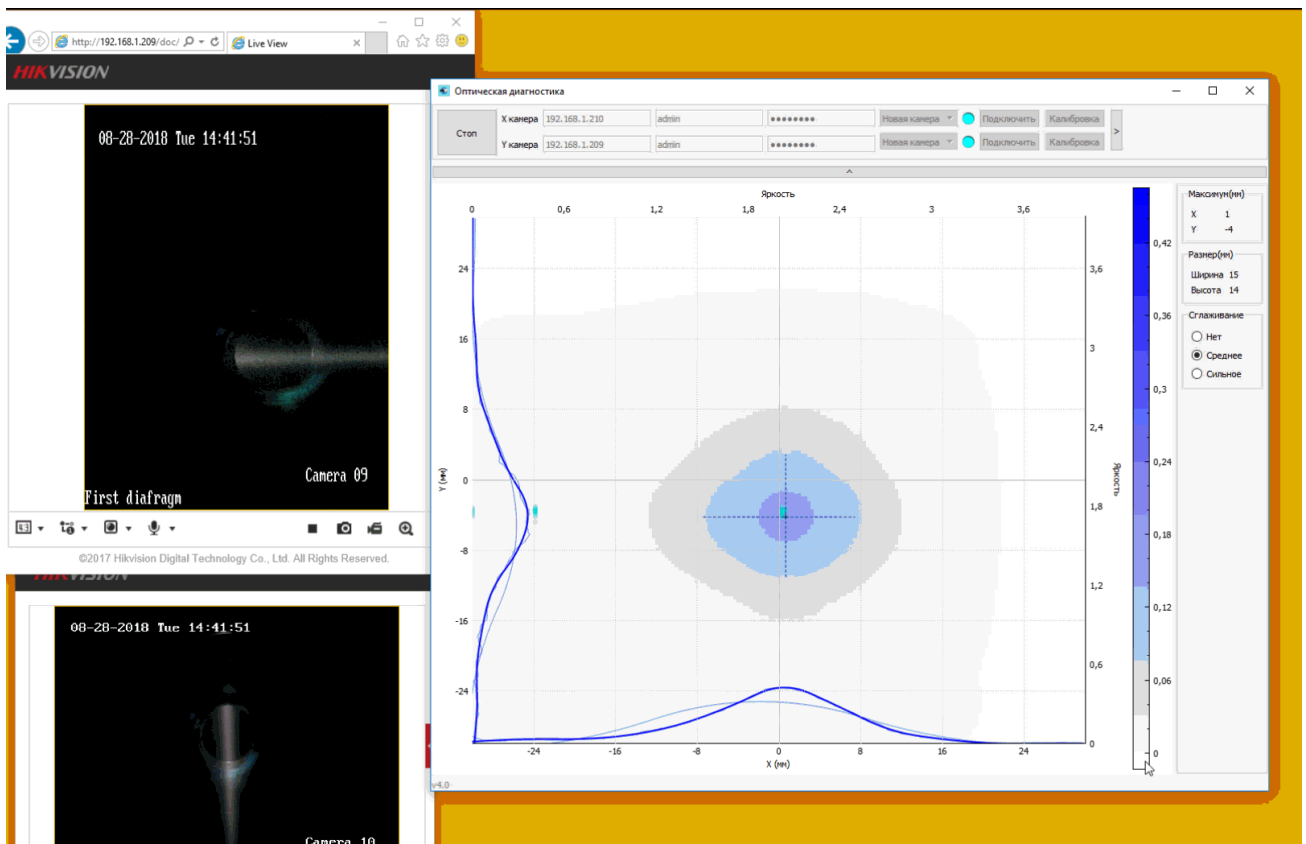


Рис. 38. Окно программного обеспечения, обрабатывающее в режиме реального времени поток изображений с пары видеокамер и выводящее текущее положение и размер пучка ионов

### § 4.3. Измерение эффективности газовой обдирочной мишени

Пучок протонов в ускорителе-тандеме с вакуумной изоляцией обычно получают в режиме, когда газовая обдирочная мишень обеспечивает 95-процентную обдирку отрицательных ионов водорода, т.е. 95 % отрицательных ионов водорода теряют в мишени оба электрона и превращаются в протоны, а оставшиеся 5 % теряют только один электрон и вылетают из обдирочной мишени в виде атомов водорода.

Дальнейшее увеличение напуска газа считается нецелесообразным, поскольку значительно сильнее по сравнению с током протонов увеличивается паразитный ток вторичных заряженных частиц, образующихся в результате ионизации обдирочного и остаточного газа ускоренными ионами водорода. Вместе с тем, неполная обдирка пучка отрицательных ионов водорода обеспечивает возможность измерения степени обдирки мишени, если измерить поток атомов водорода.

Возможность измерения потока атомов водорода обеспечивается ионно-оптической системой ускорителя. Оптические свойства ускорителя таковы, что инжектируемый пучок отрицательных ионов водорода перефокусируют на вход в ускоритель с тем, чтобы с помощью входной электростатической линзы обеспечить его параллельность в обдирочной мишени. Далее, на выходе, протонный пучок слегка дефокусируется выходной электростатической линзой. Поток атомов водорода формируется в газовой обдирочной мишени в виде направленного примерно параллельного пучка, на который не действует выходная электростатическая линза, а, следовательно, его поперечный размер сохраняется малым на большом расстоянии. Для диагностики эффективности обдирки газовой обдирочной мишени предложено разработать новый поворотный магнит, оснащенный сквозным горизонтальным патрубком. В этом случае атомы водорода, которые не отклоняются магнитным полем, пролетают сквозь поворотный магнит и регистрируются цилиндром Фарадея, установленным за ним. Такой поворотный

магнит с горизонтальным патрубком изготовлен, установлен вместо прежнего и введен в эксплуатацию (Рис. 39).

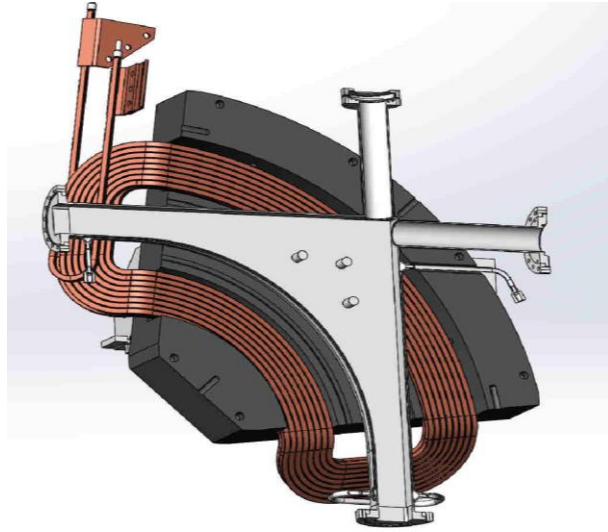


Рис. 39. 3Д модель нового поворотного магнита

Помимо замены поворотного магнита осуществлена модернизация компоновки узлов тракта транспортировки пучка протонов: вторая диагностическая камера, ранее размещаемая перед поворотным магнитом, установлена после него, за горизонтальным патрубком. Камера оснащена подвижным цилиндром Фарадея в виде охлаждаемого медного конуса, в который вставлены девять термопар. Фотография цилиндра Фарадея приведена на Рис. 40.



Рис. 40. Фотография цилиндра Фарадея. Направление распространения пучка ионов (атомов водорода) показано стрелкой



Перед цилиндром Фарадея, установленным на горизонтальной оси тракта транспортировки пучка протонов, размещено изолированное металлическое кольцо под положительным потенциалом. Оно предназначено для вытягивания электронов, испускаемых с медной поверхности цилиндра Фарадея при бомбардировке атомами водорода с энергией 1 МэВ. Для определения коэффициента эмиссии электронов с медной поверхности измерена вольтамперная характеристика при энергии протонов 1 МэВ. Она приведена на Рис. 41. Согласно рисунку, при подаче на кольцо отрицательного потенциала  $\geq 200$  В вторичные электроны заперты внутри цилиндра Фарадея. В этом случае измеряется только ток протонов, который равен  $I_p = 1,005 \pm 0,007$  мА.

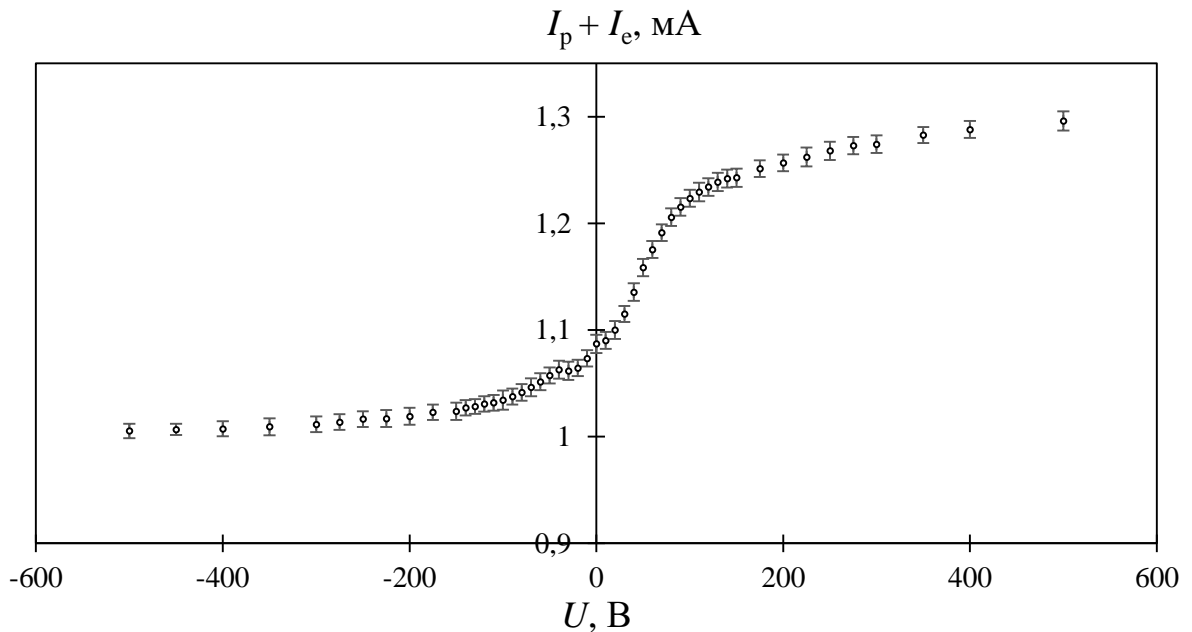


Рис. 41. Вольтамперная характеристика цилиндра Фарадея при облучении его протонами с энергией 1 МэВ

При подаче положительного потенциала на кольцо по измерительной цепи цилиндра Фарадея протекает не только ток протонов  $I_p$ , но и встречный ток вторичных электронов  $I_e$ . Согласно Рис. 41, при подаче на кольцо положительного потенциала  $>400$  В измеряемый ток выходит на насыщение, его значение равно  $I_p + |I_e| = 1,296 \pm 0,009$  мА. Из измеренных значений тока получим коэффициент ионно-электронной эмиссии, который равен  $k = |I_e|/I_p = 0,29 \pm 0,02$ .

С учетом полученных результатов разработана диагностика эффективности газовой обдирочной мишени. Она работает следующим образом. Цилиндр Фарадея, размещенный во второй диагностической камере после поворотного магнита, принимает на себя поток атомов водорода с энергией 1 МэВ, образовавшихся в газовой обдирочной мишени ускорителя и сопутствующих пучку протонов до поворотного магнита. В поворотном магните протоны магнитным полем направляются вниз на мишень, в то время как атомы водорода проходят сквозь магнит, не отклоняясь.

Атомы водорода, бомбардируя медную поверхность цилиндра Фарадея, выбивают электроны. Известно, что механизм потенциального вырывания электронов характерен для энергий бомбардирующих ионов порядка 1 кэВ [95]. При больших энергиях эффективность эмиссии начинает снижаться, и при энергиях мегаэлектронвольтового диапазона стремится к нулю.

При таких энергиях ионов определяющим в испускании электронов становится механизм кинетического выбивания, в основе которого лежит процесс ударной ионизации атомов мишени [95]. Для этого процесса характерно наличие порогового значения энергии ионов, которое зависит от многих параметров, но обычно не превышает нескольких килоэлектронвольт. При росте энергии ионов выше пороговой коэффициент вырывания сначала растет, затем выходит на небольшое плато, после чего начинает снижаться.

Считается, что для протонов максимум эффективности эмиссии лежит в области энергий порядка 100 кэВ и составляет для металлических мишеней более единицы. В частности, нами ранее измерен коэффициент ионно-электронной эмиссии при бомбардировке вольфрама отрицательными ионами водорода с энергией 22 кэВ, который составил  $2,61 \pm 0,08$  [29]. Для энергии протонов 1 МэВ, как нами показано выше, коэффициент ионно-электронной эмиссии  $k = 0,29 \pm 0,02$ .

Поскольку в основе кинетического выбивания электронов лежит процесс ударной ионизации атомов мишени, то, независимо от того, бомбардируется ли поверхность металла протонами или атомами водорода, в случае их одинаковой энергии коэффициент эмиссии не будет отличаться. Следовательно, коэффициент

вырывания электронов под действием атомов водорода с энергией 1 МэВ считаем равным коэффициенту ионно-электронной эмиссии при бомбардировке протонами с энергией 1 МэВ.

Положительный потенциал 500 В подают на металлическое кольцо, установленное перед цилиндром Фарадея, от источника питания ULTRAVOLT 1/2AA24-P30-I10. Ток, текущий в цепи цилиндра Фарадея,  $I_{fc}$  измеряют аналого-цифровым преобразователем Adam-6024. Ток протонов  $I_p$  измеряют бесконтактным датчиком тока NPCT-CF4 (Bergoz Instr., Франция). Эффективность обдирки  $\varepsilon$  газовой обдирочной мишени вычисляют программным образом с частотой дискретизации 1 Гц как  $\varepsilon = I_p / (I_p + I_{fc}/k)$ , где  $k = 0,29$ .

Вычисленное значение эффективности обдирки  $\varepsilon$  газовой обдирочной мишени в режиме реального времени выводят на монитор пультовой установки в виде столбца с информацией о текущем значении  $\varepsilon$  и в виде графика предыдущих значений с настраиваемыми по длительности осью абсцисс и по величине осью ординат. Пример временной зависимости измеряемой эффективности обдирки газовой обдирочной мишени представлен на Рис. 42.

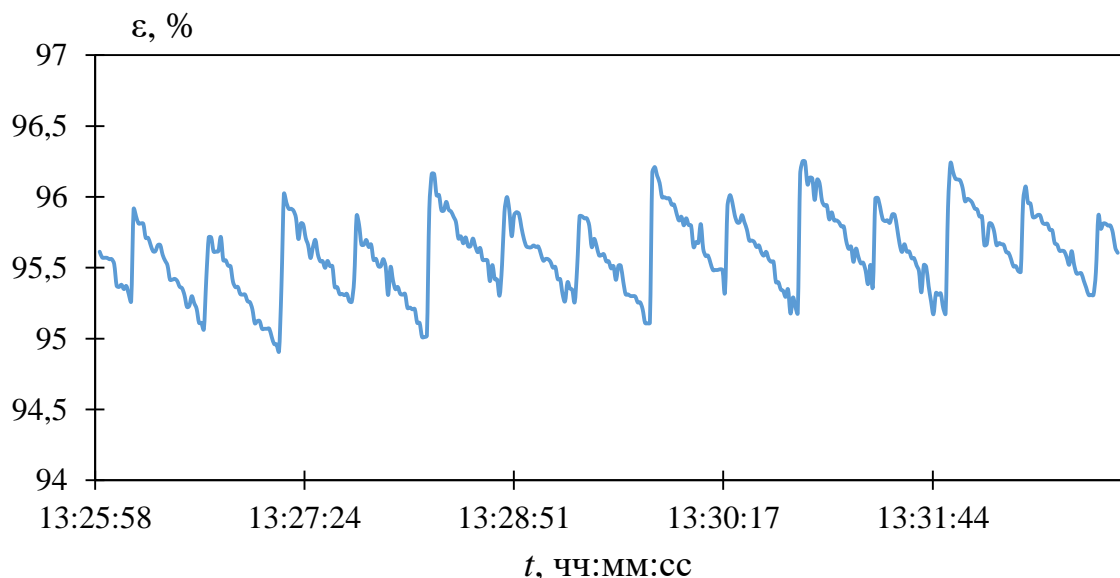


Рис. 42. Зависимость эффективности обдирки пучка аргоновой мишени от времени

На графике можно видеть скачки уровня перезарядки пучка с периодом 25 с, которые обусловлены частотой открывания электромеханического клапана,

регулирующего подачу газа в обдирочную мишень. Согласно графику, установка работает в стандартном режиме с эффективностью обдирки  $95,5 \pm 0,5 \%$ .

Разработанный и внедренный датчик эффективности газовой обдирочной мишени активно используется во время проведения экспериментов с поворотом протонного пучка вниз. Данный датчик можно использовать в качестве блокировки работы ускорителя по потоку аргона.

#### § 4.4. Измерение размера и положения пучка ионов в газовой обдирочной мишени

В Главе 5 подробно описан предложенный и реализованный способ измерения фазового портрета пучка протонов. Здесь мы приведем результаты измерения фазового портрета потока атомов водорода, выходящего из ускорителя и сопутствующего пучку протонов. Фазовый портрет потока атомов водорода измерен на расстоянии 1,86 м от центра ускорителя с применением охлаждаемой диафрагмы, сканирующей поток с шагом 1 мм, и проволочного сканера OWS-30, измеряющего профиль прошедшей через диафрагму струи атомов водорода. В данном случае проходящий пучок протонов отклонен вниз поворотным магнитом, а на металлические кольца у проволочного сканера подано не отрицательное напряжение, а положительное. Это позволяет вытягивать вторичные электроны, выбиваемые с проволоки сканера под действием 1 МэВ атомов водорода, и измерять ток атомов водорода. Конечно, величина этого тока меньше тока протонов, но оказалась вполне достаточной для построения фазового портрета потока атомов водорода. Примеры фазового портрета сопутствующего потока атомов водорода при 2 мА 2 МэВ пучке протонов представлены на Рис. 43.

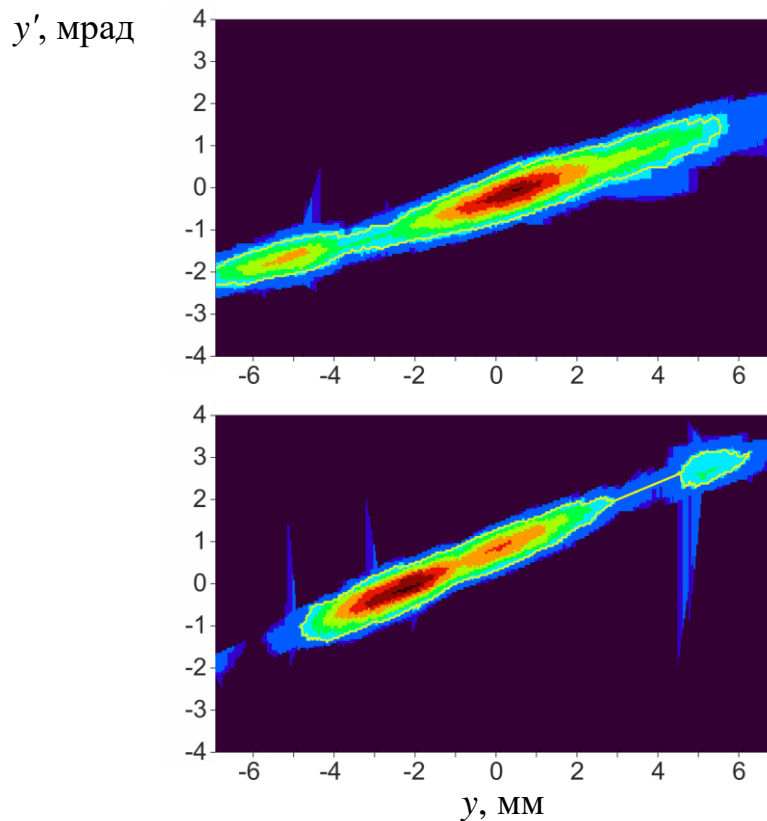


Рис. 43. Фазовые портреты потока атомов водорода при 2 мА 2 МэВ пучке протонов при вариации режима фокусировки

Определено, что размер потока атомов водорода составляет 6–6,5 мм, его расходимость 1,9–2,4 мрад. Видно, что размер и расходимость потока атомов водорода больше, чем размер и расходимость пучка протонов. Дело в том, что 1 МэВ поток атомов водорода формируется в газовой обдирочной мишени ускорителя из 1 МэВ отрицательных ионов водорода, потерявших при обдирке только один электрон. Большая же часть отрицательных ионов водорода теряют оба электрона и формируют 1 МэВ пучок протонов. Внутри газовой обдирочной мишени фазовые портреты 1 МэВ потока атомов водорода и 1 МэВ пучка протонов должны быть подобны. Но если атомы водорода распространяются далее прямолинейно, то на протоны действует электрическое поле, ускоряя их в продольном направлении, фокусируя в области диафрагмы высоковольтного электрода и дефокусируя в области выходного отверстия ускорителя. Действием электрического поля объясняется разница в фазовых портретах потока атомов водорода и пучка протонов.

Поскольку атомы водорода распространяются прямолинейно, зная характеристики потока атомов водорода на расстоянии 1,86 м от центра ускорителя, оценим размер потока атомов водорода внутри газовой обдирочной мишени, размещаемой в центре ускорителя. Получим, что размер потока атомов водорода в обдирочной мишени составляет 2–2,5 мм. Таким же должен быть размер пучка ионов в обдирочной мишени.

Полученное значение хорошо согласуется с размером свечения радиусом 2 мм, регистрируемого телескопом Celestron Ultima 80–45, направленного внутрь газовой обдирочной мишени вдоль горизонтальной оси ускорителя через медное охлаждаемое зеркало, установленное за поворотным магнитом. Чертеж и фото установленного телескопа показаны на Рис. 44.

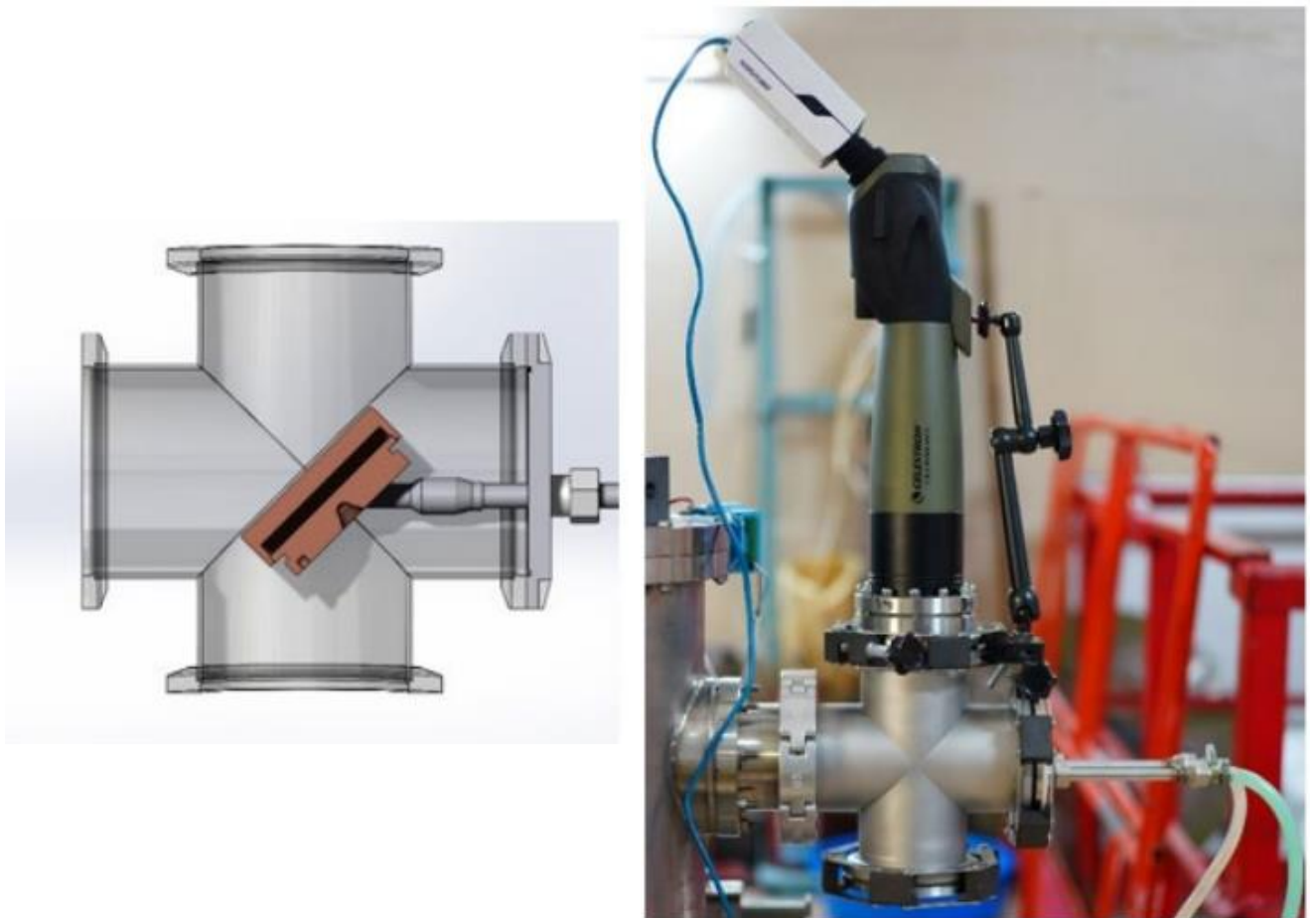


Рис. 44. Схема диагностики: слева – чертеж, справа – фото установленной диагностики

На Рис. 45 представлено полученное телескопом изображение.

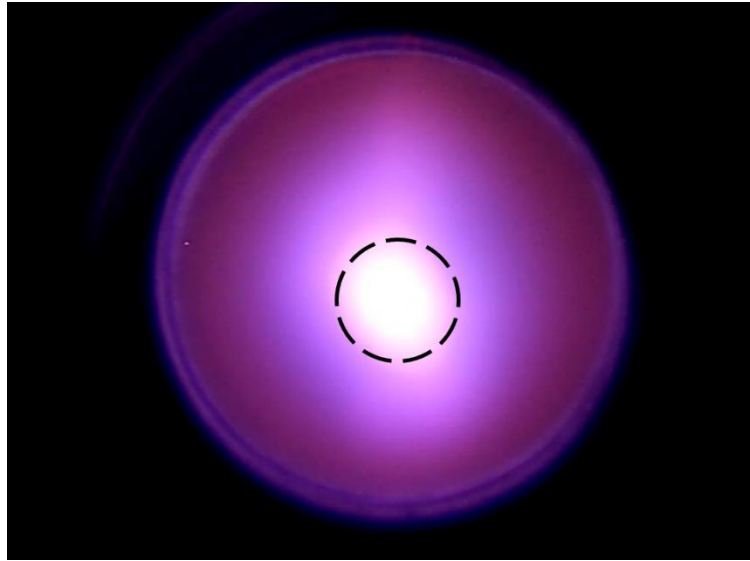


Рис. 45. Изображение с видеокамеры, подключенной к телескопу, направленному через медное охлаждаемое зеркало на газовую обдирочную мишень. Пунктирный круг обозначает диаметр 5 мм, диаметр трубки обдирочной мишени 16 мм

#### § 4.5. Измерение тока пучка ионов аргона, сопутствующего пучку протонов

Газовая обдирочная мишень обеспечивает эффективную обдирку пучка отрицательных ионов, но формирует нежелательный пучок ионов аргона. Взаимодействие пучка ионов водорода с газовой мишенью приводит к частичной ионизации аргона и внутри обдирочной трубки образуется слабоионизованная плазма. Поскольку электроны более подвижны, чем ионы аргона, для сохранения квазинейтральности плазма принимает положительный потенциал. Под действием положительного потенциала часть ионов аргона выходит из обдирочной трубки, попадает в ускорительный канал и формирует пучок ионов аргона. Простые оценки тока ионов аргона дают значения величин от соизмеримых до пренебрежимо малых по сравнению с током протонов. Достоверно оценить величину тока ионов аргона сложно из-за неоднородности конвертируемого пучка и вторичной плазмы вдоль мишени, возможности развития пучково-плазменной неустойчивости,

проникновения электрического поля ускоряющих зазоров внутрь высоковольтного терминала и множества других параметров, которые достоверно не известны.

Для подавления проникновения ионов аргона в ускорительные зазоры предложено размещать перед обдирочной мишенью и после нее металлические кольца под отрицательным или положительным потенциалом либо отклонять пучок ионов магнитным полем внутри высоковольтного терминала [96].

На формирование пучка ионов аргона указывали два экспериментальных факта. Во-первых, ранее кольцевым детектором измерен ток вторичных ионов, текущий по периферии навстречу ускоряемому пучку отрицательных ионов водорода [72]. Возможно, вклад в этот ток дают и ионы аргона, вытекающие из обдирочной мишени. Однако более вероятно, что основной вклад в этот ток дают положительные ионы, образовавшиеся в ускорительных зазорах в результате ионизации пучком ионов водорода остаточного или обдирочного газа. При этом положительные ионы образуются в основном в первом ускорительном зазоре из-за его протяженности и высокого сечения ионизации при относительно малой скорости отрицательных ионов водорода. Во-вторых, при изучении радиационного блистеринга металлов при имплантации протонов с энергией 2 МэВ [27] наблюдалось более раннее образование блистеров меньшего, чем ожидалось, размера от имплантации протонов. Данный эффект объяснен наличием пучка ионов аргона с энергией 1 МэВ – они проникают в металл на меньшую глубину, чем протоны, и могут быстрее деформировать поверхность металла блистерами меньшего размера.

Для измерения тока ионов аргона применен метод масс-спектропии. Внутри поворотного магнита 2 (Рис. 18) вставлена охлаждаемая диафрагма с щелью  $5 \times 20$  мм (Рис. 61). Диафрагма размещена на расстоянии  $\sim 343$  см от центра ускорителя.

Измерения проведены при токе пучка протонов  $760 \pm 10$  мкА, энергии  $1,850 \pm 0,002$  МэВ, поперечном размере пучка порядка 1 см.





Рис. 69. Фотография охлаждаемой диафрагмы с щелью  $5 \times 20$  мм

Поскольку масса иона аргона в 40 раз больше массы протона, а кинетическая энергия в два раза меньше, то ларморовский радиус иона в магнитном поле в  $\sqrt{20}$  раз меньше ларморовского радиуса протона, и поворотный магнит будет отклонять ионы аргона на угол, в  $\sqrt{20}$  раз меньший, чем угол отклонения протонов. Разделение компонентов пучка ионов отчетливо видно на поверхности литиевой мишени, когда взаимодействие ионов с литием приводит к люминесценции поверхности литиевой мишени, регистрируемой видеокамерой [97]. На Рис. 46 приведены два примера изображения видеокамеры: без магнитного поля и с магнитным полем. Видно, что включение магнитного поля разделяет пучок на три компоненты: поток атомов водорода 1, пучок ионов аргона 2 и пучок протонов 3. Для удобства визуального сравнения цвета изображений частично инвертированы.

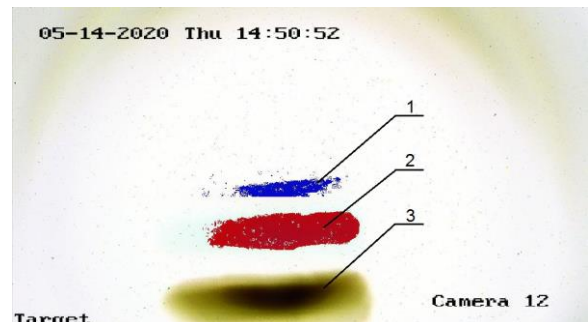
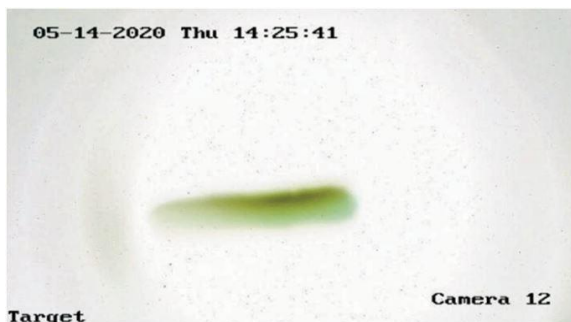


Рис. 46. Изображение с видеокамеры, направленной на поверхность литиевой мишени, при токе поворотного магнита 0 А (слева), 14 А (справа). 1 – свечение, вызванное атомами водорода, 2 – ионами аргона, 3 – протонами

Сценарий измерения тока ионов аргона состоял в том, чтобы, разместив диафрагму ниже оси ускорителя, магнитным полем поворотного магнита направить в отверстие диафрагмы пучок ионов аргона, а пучок протонов отклонить ниже, как показано на Рис. 47. Действительно, при токе 68,5 А в катушке поворотного магнита через диафрагму проходит только пучок ионов аргона, который, попадая на литиевую мишень, вызывает характерную люминесценцию, регистрируемую видеокамерой. Согласно Рис. 48, при токе 10 А в катушке поворотного магнита на поверхности литиевой мишени визуально видны пучок аргона и пучок протонов, а при токе 68,5 А пучка протонов нет – видны только пучки ионов аргона и атомов водорода.

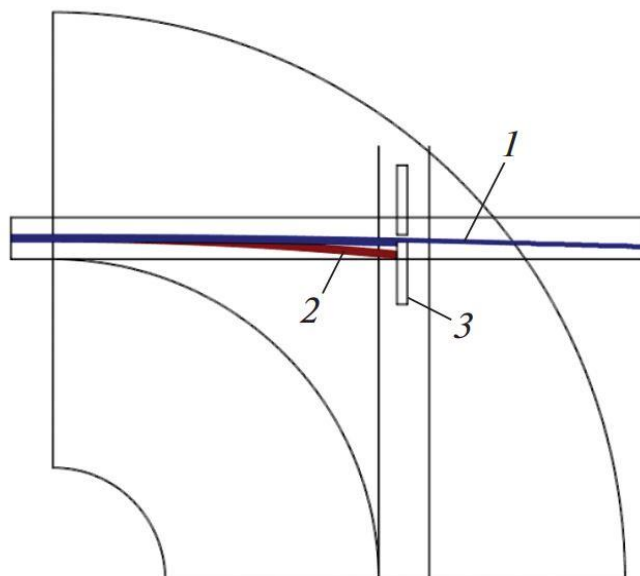


Рис. 47. Результат моделирования траектории пучка ионов аргона (1) и пучка протонов (2) в поворотном магните при токе в катушке магнита 68,5 А. Охлаждаемая диафрагма (3) размещена на 12 мм ниже оси ускорителя

В таком режиме при токе 68,5 А измерен ток заряженных частиц, проходящих через отверстие в диафрагме и попадающих на поверхность литиевой мишени; он составил  $150 \pm 70$  нА. Ток измерен омическим делителем напряжения, подключенным к мишенному узлу, электрически изолированному от установки. Если бы не визуализация пучка ионов аргона по его люминесценции на

поверхности литиевой мишени, то столь малую величину регистрируемого тока можно ошибочно посчитать за шум.

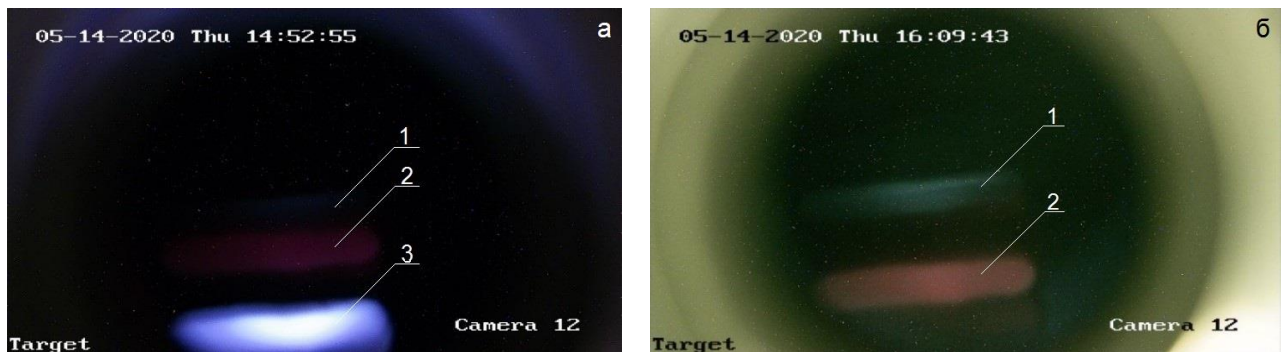


Рис. 48. Изображение с видеокamеры, направленной на поверхность литиевой мишени: а – при токе в катушке поворотного магнита 14 А, б – 68,5 А; 1 – пучок атомов водорода, 2 – пучок ионов аргона, 3 – пучок протонов

Полученный результат оказался неожиданным, поскольку ранее предполагали, что ток ионов аргона, конечно, меньше тока протонов, но не настолько. Так как максимальный ток протонов, проходящий через щелевое отверстие диафрагмы, равен  $286 \pm 3$  мкА, полагая размеры пучков ионов аргона и протонов равными, получим, что ток ионов аргона в 2000 раз меньше тока протонов. Этот результат является основным результатом проведенного исследования.

При такой величине ток пучка ионов аргона не представляет опасности ни в качестве источника дополнительного нагрева литиевой мишени, ни как дополнительная нагрузка высоковольтного источника питания и потому не требует применения средств для его подавления.

Достоверность полученного результата подтвердим дополнительным экспериментом и оценкой.

С этой целью увеличим в два раза частоту открывания клапана, подающего аргон в обдирочную мишень. Большая подача обдирочного газа, как и должно быть, приводит к увеличению тока ионов аргона до  $670 \pm 150$  нА и более интенсивной люминесценции, что видно из сравнения изображений на Рис. 49. Также большая подача газа приводит к лучшей обдирке пучка отрицательных

ионов водорода, что влечет за собой уменьшение потока атомов водорода, видимое из сравнения изображений на Рис. 49. Обратим внимание на то, что двукратное увеличение подачи аргона в обдирочную мишень приводит к почти четырехкратному возрастанию тока ионов аргона, что возможно, поскольку истечение ионов из обдирочной мишени зависит от многих процессов и параметров. Но даже в этом случае ток пучка ионов аргона очень мал по сравнению с током протонов.

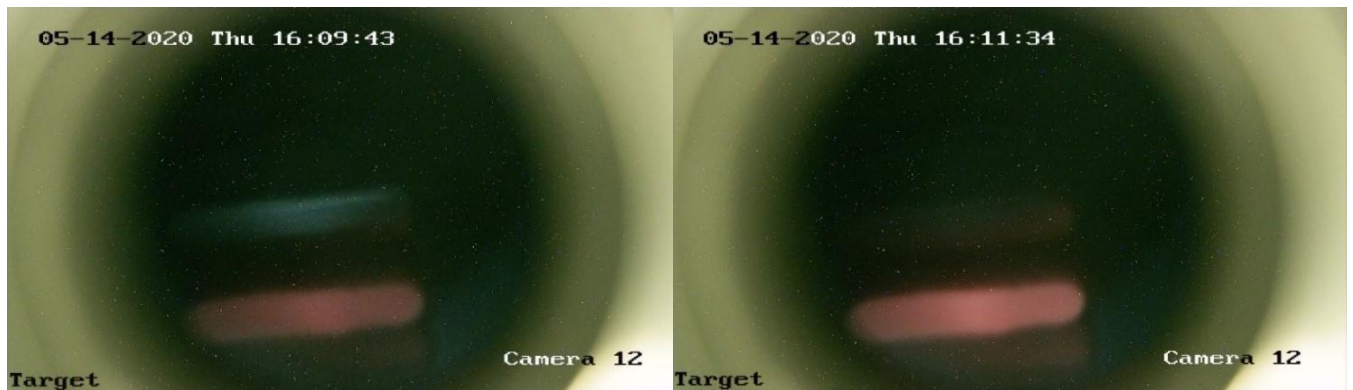


Рис. 49. Изображения с видеокамеры, направленной на поверхность литиевой мишени: слева – стандартный газонапуск, справа – двукратный напуск аргона

Оценим разрешение этой диагностики по импульсам. На Рис. 50 показаны разнесенные поворотным магнитом пучки атомов водорода, ионов аргона и протонов. При условии однородности магнитного поля центр пучка после прохождения поворотного магнита отклоняется на:

$$z_o = \frac{\Delta v \Delta t}{2} = \frac{ZeBl l}{2m v} = \frac{ZeBl^2}{2p}, \quad (0.2)$$

где  $Ze$  – заряд иона,  $B$  – эффективное значение магнитного поля,  $l$  – эффективная длина действия силы со стороны поворотного магнита,  $p$  – импульс исследуемого иона. Ширина линий определяется размером пучка на приемнике пучка:

$$\Delta z = d + \alpha L, \quad (0.3)$$

где  $d$  – высота щели,  $\alpha$  – угловое расхождение пучка,  $L$  – расстояние от щели до приемника пучка. Дифференциал по импульсу величины  $z_0 \pm \Delta z$  равен:

$$dz = \frac{\partial(z_0 + \Delta z)}{\partial p} \delta p = \frac{\partial z_0}{\partial p} \delta p = -\frac{ZeBl^2}{2p^2} \delta p = -z_0 \frac{\delta p}{p}, \quad (0.4)$$

а разрешение по импульсам равно:

$$\frac{dz}{z} = -\frac{\delta p}{p} \frac{1}{1 + \frac{\Delta z}{z_0}}. \quad (0.5)$$

Таким образом, при  $\delta p/p = 10\%$  разрешение масс-спектрометра составляет 0,07 - 0,08.

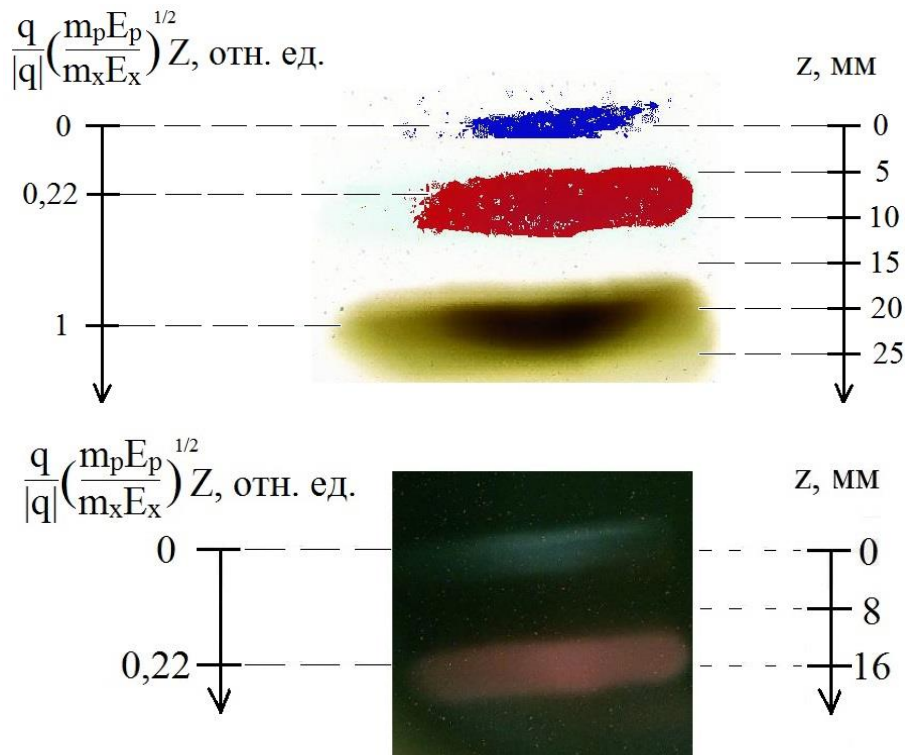


Рис. 50. К определению разрешения масс-спектрометра. На рисунке показаны разнесенные пучки при токе катушки на поворотном магните 14 А (а) и 65 А (б) и нанесена шкала координаты отклонения от оси пучка  $z$  и величина, пропорциональная импульсу пучка, нормированная на импульс пучка протонов с энергией 2 МэВ.

Оценим вклад отклоненного пучка протонов в измеренную величину  $150 \pm 70$  нА. Для этого необходимо определить профиль пучка протонов, что является сложной задачей, принимая во внимание большую мощность пучка протонов. Поперечный размер пучка протонов оценили в 1 см; это значение принимали в расчет при разработке диагностики измерения тока ионов аргона.

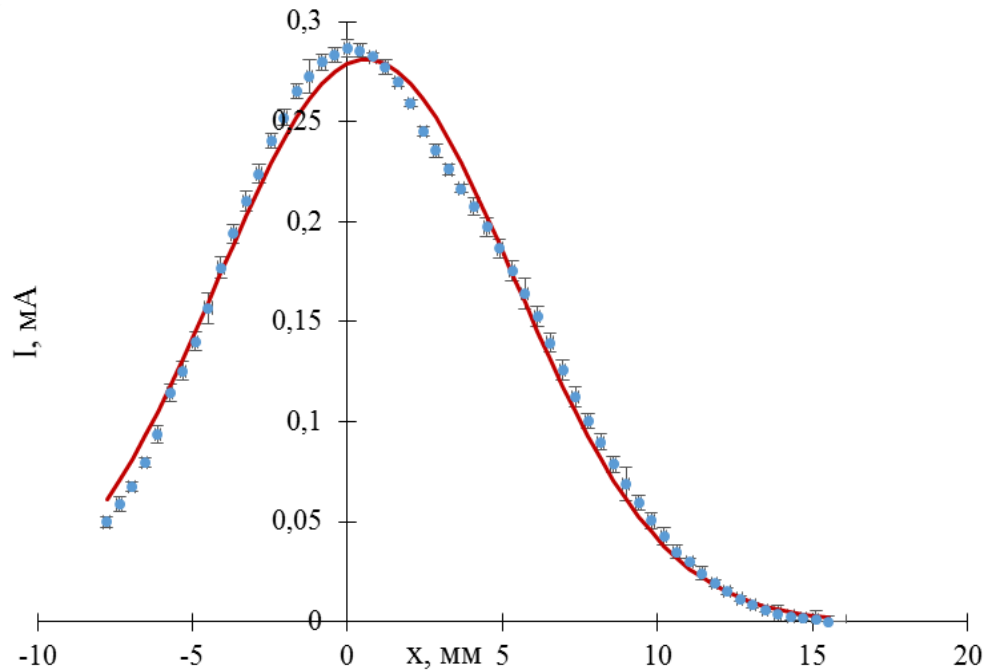


Рис. 51. Зависимость тока пучка протонов, прошедших через щель, от их отклонения на приемнике пучка (точки с погрешностями) и гауссово распределение, аппроксимирующее зависимость (сплошная линия)

Изменяя ток катушки поворотного магнита, проведем сканирование пучка заряженных частиц. Результат хордовых измерений пучка протонов представлен на Рис. 51. Здесь по оси абсцисс отложено пересчитанное для протонов поперечное смещение. Впишем в измеренную зависимость тока протонов распределение Гаусса

Гаусса ( $r$ ) =  $\frac{j_0}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}}$ , где  $\sigma = 4,8$  мм,  $x_0 = 0,61$  мм. Экстраполируя вписанное

распределение Гаусса на координату 28 мм, соответствующую току 68,5 А в катушке поворотного магнита, получим, что в измеренную величину  $150 \pm 70$  нА протоны могут давать вклад, равный 19 нА. Реально этот вклад существенно меньше, так как на периферии плотность тока протонов спадает быстрее, чем

распределение Гаусса, что видно на Рис. 51. Это обусловлено сильной фокусировкой пучка отрицательных ионов водорода в ускоритель, действием пространственного заряда [29] и малым размером отверстий в ускоряющих электродах ускорителя. Некоторое отличие профиля тока от распределения Гаусса в приосевой области пучка протонов, ранее обнаруженное и не принципиальное для полученного результата, обусловлено искажением электрического поля в ускорителе из-за несоосности электродов и неидеальности их формы.

Теперь обратим внимание на то, что все вышеперечисленные оценки тока ионов аргона приведены при негласном предположении о том, что размер пучка ионов аргона равен размеру пучка протонов, что в общем случае совсем не очевидно. Более того, методом численного моделирования, задавая некоторые начальные условия, можно получать размер пучка ионов как несколько меньший размера пучка протонов, так значительно больший, вплоть до того, что значительная часть ускоряемых ионов аргона попадают на промежуточные неохлаждаемые электроды и греет их.

Малый размер пучка ионов аргона получается в том случае, если считать, что энергия ионов аргона, вытекающих из газовой обдирочной мишени, мала и они «засасываются» электрическим полем в ускорительные зазоры в виде тонкой струи с малым поперечным размером, ускоряются, а на выходе дефокусируются выходной электростатической линзой, причем слабее, чем протоны, поскольку их энергия в 2 раза меньше.

Большой размер пучка ионов аргона получается в том случае, если считать, что энергия ионов аргона, вытекающих из газовой обдирочной мишени порядка или более 10 эВ и их угловое распределение широкое. В этом случае ионы, вылетающие под большим углом к оси ускорителя «засасываются» электрическим полем с периферии, ускоряются уже внутри высоковольтного электрода и фокусируются на малое расстояние. Все это приводит к формированию такого широкого пучка ионов аргона, что он обрезается всеми диафрагмами промежуточных электродов и далее охлаждаемыми диафрагмами в тракте транспортировки пучка.

Пример такого расчета траекторий ионов аргона, проведенного И.С. Емелевым, представлен на Рис. 52. На нем видно, как ионы аргона, выходящие из газовой обдирочной мишени с энергией 10 эВ и с равномерным распределением по углу, фокусируются электрическим полем, проникающим внутрь высоковольтного электрода, и далее ускоряются в виде широкого пучка, часть которого попадает на диафрагмы промежуточных электродов.

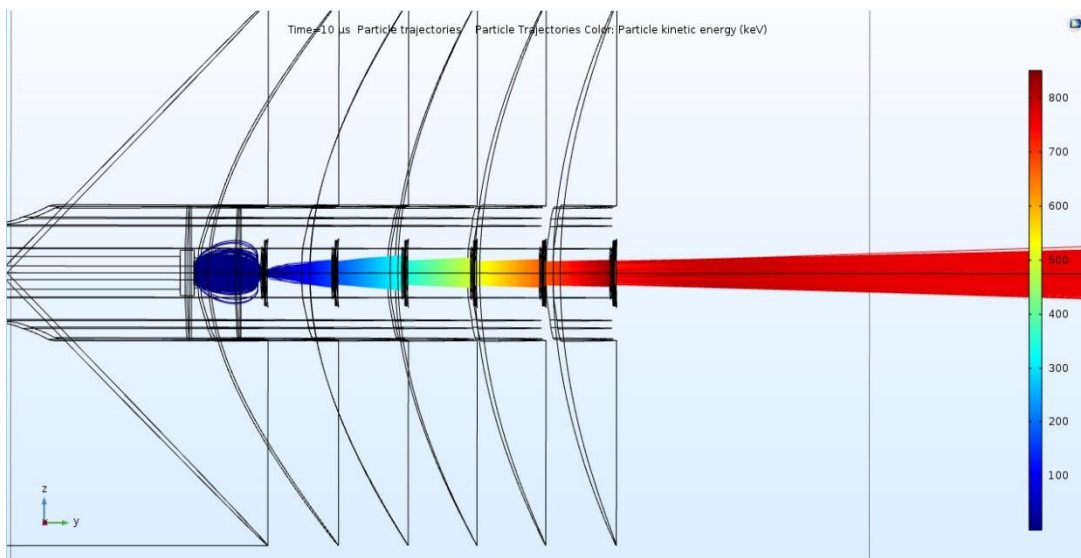


Рис. 52. Моделирование транспортировки ионов аргона, вылетающих из газовой обдирочной мишени с энергией 10 эВ и равномерным распределением по углу.

Для выяснения того, какой из случаев реализуется в действительности проведены следующие исследования.

Во-первых, если пучок широкий, как во втором рассмотренном случае, то он должен нагревать неохлаждаемые диафрагмы промежуточных электродов, но этого нет. Зрительной трубой, описанной в § 4.4, смотрели вдоль тракта ускорителя и видели края всех диафрагм высоковольтного и промежуточных электродов в тракте ускорения протонов. Для обнаружения эффекта увеличили ток пучка протонов до 5 мА и в 3 раза по сравнению с обычным режимом увеличили газонапуск. Никакого видимого нагрева диафрагм электродов не увидели.

Во-вторых, обратили внимание на то, что при подъеме напряжения в ускорителе мощность, снимаемая с входной охлаждаемой диафрагмы ускорителя, увеличилась на 20 Вт, что может быть связано только с появлением вторичного



потока положительных ионов навстречу 3 мА ускоряемому пучку отрицательных ионов. Эта мощность в 20 Вт много меньше мощности пучка протонов в 6 кВт, а с учетом того, что, как отмечено в работе [72], основной вклад в этот поток вторичных частиц дают положительные ионы, ионизованные в первом ускоряющем зазоре ввиду его относительно большого размера и относительно малой скорости отрицательных ионов водорода, то ток ионов аргона если и есть, то очень мал.

Детальное рассмотрение процесса вытягивания ионов аргона из высоковольтного электрода в ускоряющий зазор установило, что, если бы диафрагма на высоковольтном электроде была бы тонкая, как на других электродах, то электрическое поле ускоряющего зазора достаточно хорошо проникало внутрь высоковольтного электрода (Рис. 53 слева) и могло бы приводить к такому распространению пучка ионов аргона, как показано на Рис. 52. В действительности, диафрагма высоковольтного электрода ускорителя с отверстием диаметром 2 см сделана не тонкой, а в виде трубочки длиной 2 см (Рис. 53 справа).

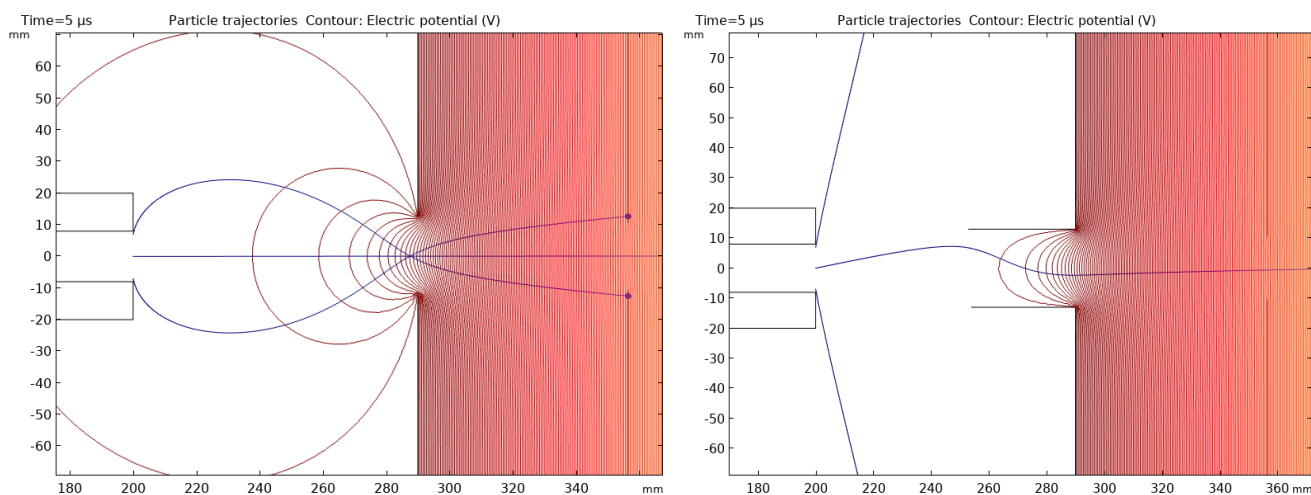


Рис. 53. Ускорение ионов аргона. Слева – с тонкой диафрагмой высоковольтного электрода, справа – с диафрагмой высоковольтного электрода с толщиной 2 см.

Такая геометрия диафрагмы кардинально подавляет проникновение электрического поля ускоряющего зазора внутрь высоковольтного электрода и предотвращает широкое распространение пучка ионов аргона.

И наконец, третье исследование, показывающее то, что размер пучка ионов аргона сравним с размером пучка протонов в месте измерения, – оцифровка люминесценции поверхности литиевой мишени под действием пучков протонов и ионов аргона в проведенном исследовании.

Результат представлен на Рис. 54. Видно, что размеры пучка сравнимы.

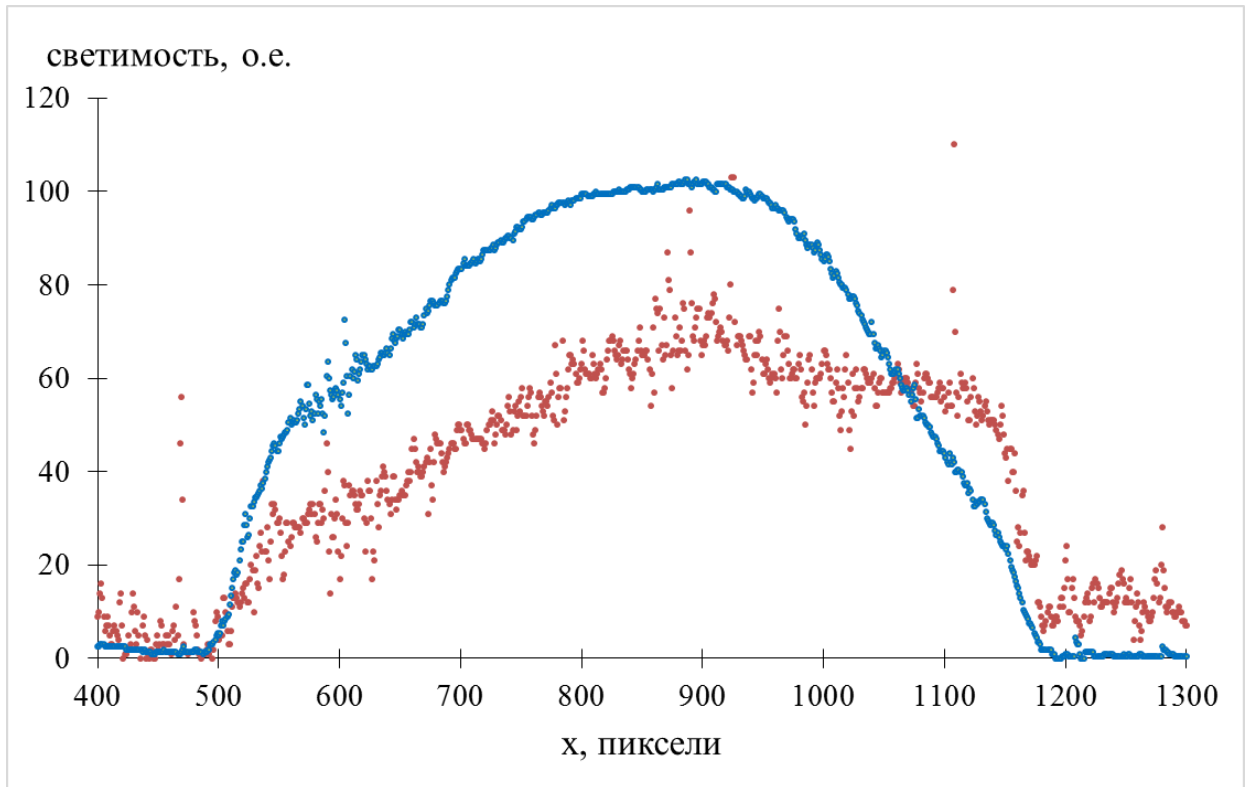


Рис. 54. Оцифровка люминесценции поверхности литиевой мишени под действием пучков протонов (синий цвет) и ионов аргона (красный цвет).

Таким образом, в результате проведенного исследования установлено, что плотность тока ионов аргона на расстоянии  $\sim 343$  см от центра ускорителя в 2000 раз меньше плотности тока пучка протонов. Поскольку поперечные размеры пучков сравнимы, то ток пучка ионов аргона много меньше тока пучка протонов.

## § 4.6. Выводы

В результате разработки и внедрения диагностических методик и проведения научных исследований с их применением установлено следующее.

1) Видеокамеры, направленные на входную и выходную диафрагму первого ускоряющего электрода, обеспечивают оперативный контроль положения и размера пучка ионов в ускорителе.

2) Зрительная труба, направленная через охлаждаемое медное зеркало вдоль оси ускорения, позволяет измерить и контролировать положение и размер пучка ионов внутри газовой обдирочной мишени.

3) Измерение потока сопутствующих атомов водорода обеспечивает оперативный контроль эффективности газовой обдирочной мишени.

4) Измерение фазового портрета потока атомов водорода с применением подвижной диафрагмы и проволочного сканера позволило определить характеристики пучка ионов внутри газовой обдирочной мишени: диаметр 4 мм, расходимость  $\pm 2$  мрад.

5) Ток пучка ионов аргона, сопутствующего протонному, в 2000 раз меньше тока протонного пучка. Столь малая величина тока пучка ионов аргона не требует применения дополнительных средств подавления.

Результаты разработки диагностических методик и проведенных исследований транспортировки и ускорения пучка ионов в ускорителе-тандеме с вакуумной изоляцией представлены и обсуждены на Всероссийской конференции по ускорителям заряженных частиц, на Азиатском форуме по ускорителям и детекторам, на Международном конгрессе по нейтрон-захватной терапии. Результаты исследования опубликованы в трудах конференций [12, 13] и в научных журналах [27, 30 и 32].

## ГЛАВА 5

### Диагностика пучка протонов

Для транспортировки пучка протонов от ускорителя до нейтроногенерирующей мишени используют тракт транспортировки пучка, который в первоначальном варианте включал в себя две пары квадрупольных линз для компенсации действия пространственного заряда пучка протонов, поворотный магнит для поворота пучка протонов вниз и развертку для сканирования пучка протонов по поверхности литиевой мишени [70].

Зачастую проводка пучка протонов до мишени сопровождалась прижиганием элементов вакуумной камеры. На Рис. 55 (слева) показано повреждение элемента вакуумной камеры, установленного сразу за поворотным магнитом. Для предотвращения повреждения вакуумной камеры в этом месте внутрь вставляли массивное медное изделие, показанное на Рис. 55 (справа), которое периодически поворачивали по азимуту, подставляя под отклоняющийся пучок неповреждённую часть.

Поэтому первоочередной задачей исследования было обеспечить транспортировку пучка протонов до литиевой мишени без повреждения элементов тракта, для чего следовало изготовить и разместить элементы, предотвращающие повреждение вакуумной камеры.

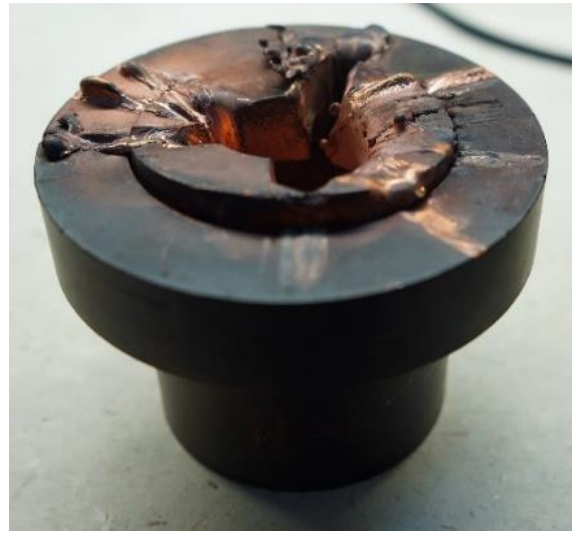


Рис. 55. Поврежденная вакуумная камера, установленная после поворотного магнита (слева) и массивная медная вставка для предотвращения повреждения (справа).

Другой не менее важной задачей является оснащение установки средствами диагностики положения и размера пучка протонов по всему тракту транспортировки. Решение этой задачи осложнялось тем обстоятельством, что мощность стационарного пучка протонов достаточно высока. Так, разработанный проволочный сканер уже в первом испытании был поврежден. Фактически единственной примененной методикой, которая позволила выставить тракт транспортировки пучка протонов, стала методика прожигания пучком протонов металлических «фольг» толщиной вплоть до 10 мм, как показано на Рис. 56.

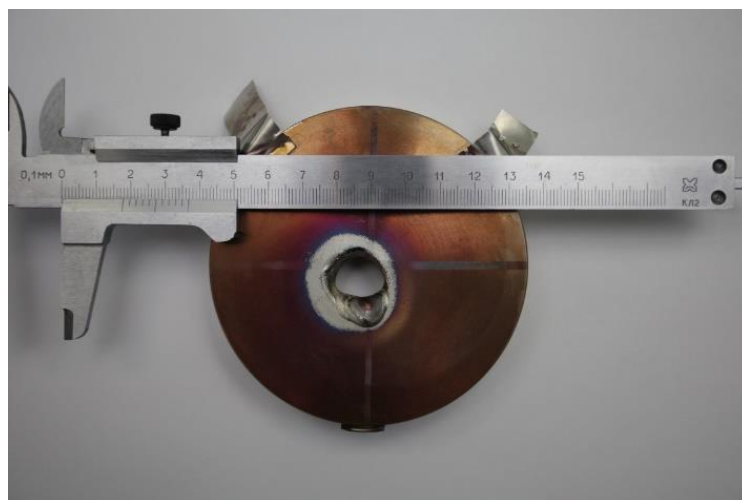


Рис. 56. Мишень из нержавеющей стали, используемая ранее для проведения протонного пучка.

Выполнение этих двух задач требовало пространство для размещения элементов защиты и диагностических средств, которого не было. Необходимо было отказаться от использования ранее установленных элементов, либо находить другое решение. Потенциальным элементом, от которого можно было попробовать отказаться, были квадрупольные линзы, установленные, как уже отмечалось выше, для компенсации действия пространственного заряда пучка протонов. Поскольку данный ускоритель был первым экземпляром подобного рода ускорителей, то, как и в случае с предположением о том, что в тракте транспортировки пучка отрицательных ионов водорода пространственный заряд полностью скомпенсирован, то и здесь предположение о том, что пространственный заряд влияет на транспортировку пучка протонов следовало экспериментально подтвердить или опровергнуть.

Забегая вперед, сразу скажем, что все три задачи: оснащение тракта элементами защиты, оснащение тракта диагностическими средствами и выяснение того, влияет ли пространственный заряд на транспортировку пучка протонов или нет, решены. Такая ремарка необходима для того, чтобы при восприятии материала в той последовательности, в которой он представлен, учитывали решение всех этих трех взаимосвязанных задач.

В Главе 5 последовательно представлены все разработанные и внедренные средства диагностики положения и размера пучка протонов, часть из которых применена при проведении соответствующих научных исследований, другая часть используется постоянно. Далее в деталях описано реализованное измерение фазового портрета пучка протонов и представлены результаты изучения зависимости фазового портрета пучка протонов от тока пучка протонов и от силы магнитной линзы, фокусирующей пучок отрицательных ионов на вход в ускоритель. Как результат изучения определен режим, позволяющий обеспечить длительное стабильное получение пучка ионов в широком диапазоне изменения энергии и тока ионов. В заключение Главы 5 представлены результаты исследования, которые указывают на отсутствие заметного влияния

пространственного заряда на транспортировку пучка протонов от ускорителя до мишени.

В диссертационной работе реализовано 9 методов измерения положения и/или профиля пучка протонов, от экзотических до ставших рутинными. Выделим 3 группы методик по решаемой ими задачи из трех, сформулированных выше.

Первая группа – охлаждаемые диафрагмы, размещенные вдоль высокоэнергетического тракта, использование эффекта люминесценции поверхности мишени, отпечаток пучка протонов на литии и использование термосопротивлений, вставленных в медную подложку нейтроногенерирующей мишени – обеспечивают транспортировку пучка протонов до литиевой мишени без повреждения элементов тракта.

Вторая группа методик диагностики пучка – распространение границы блистерообразования, распространение границы плавления лития на нейтроногенерирующей мишени, сканирование литиевой мишени с содержанием радиоактивного изотопа  $^7\text{Be}$  и сканирование пучка протонов щелью или отверстием – являются в большей степени средствами диагностики при измерении и контроле положения, размера, профиля протонного пучка при проведении конкретных экспериментальных исследованиях.

Третья группа методик – использование тепловизора и термосопротивлений, вставленных внутрь медной подложки литиевой мишени – послужила инструментом по выяснению наличия или отсутствия действия пространственного заряда пучка протонов на его транспортировку в высокоэнергетическом тракте.

Рассмотрим подробнее перечисленные выше внедренные методы диагностики протонного пучка.

Описанные в этой главе результаты опубликованы автором совместно с соавторами в работах [28, 31].

## § 5.1. Диагностики, обеспечивающие транспортировку пучку протонов без повреждения элементов тракта

### № 1. Охлаждаемая диафрагма

Вместо двух пар квадрупольных линз на установке по всему высокоэнергетическому тракту были установлены медные охлаждаемые диафрагмы для предохранения элементов установки от нагревания протонным пучком и прожигания. Это изменение в ускорителе было сделано до получения результатов о действии пространственного заряда пучка протонов на его транспортировку в высокоэнергетическом тракте установки. Диаметр охлаждаемой диафрагмы 165 мм, ее толщина 41 мм. Проходное отверстие охлаждаемой диафрагмы выглядит как усеченный конус с диаметром оснований 40, 66 или 90 мм. Охлаждающая вода подводится и отводится трубками диаметром 13 мм. Сечение контура охлаждения в диафрагме представляет собой параллелограмм со сторонами 6 и 25 мм. Фотография и 3Д модель диафрагмы в разрезе представлены на Рис. 57.

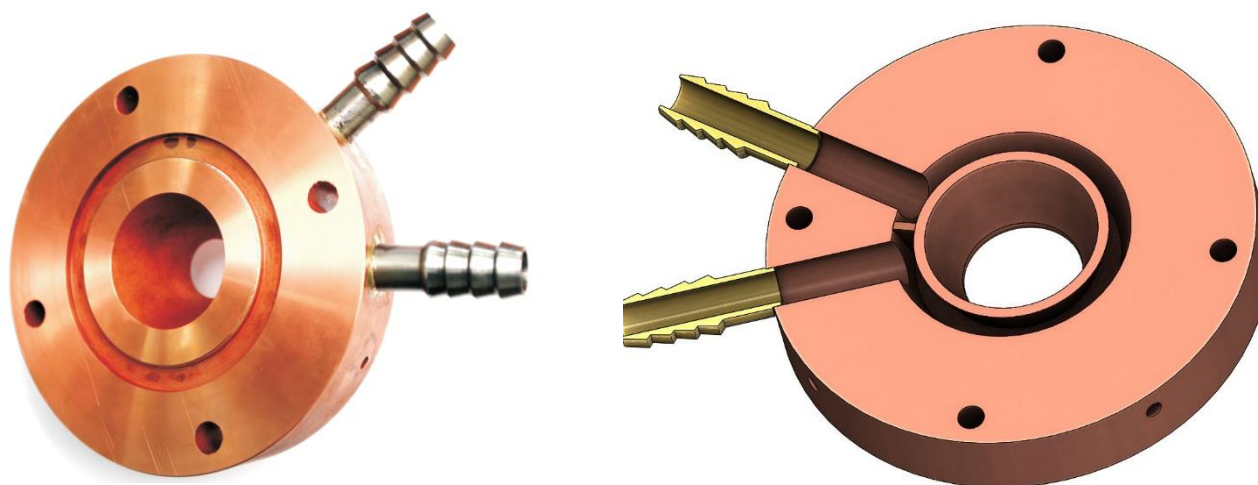


Рис. 57. Фотография (слева) и 3Д модель в разрезе (справа) медной охлаждаемой диафрагмы

Охлаждаемые диафрагмы размещены в наиболее важные места высокоэнергетического тракта – на выходе из ускорителя перед бесконтактным



датчиком тока NPCT (Bergoz, Франция), перед поворотным магнитом, после поворотного магнита и после системы развертки пучка. Основным предназначением охлаждаемых диафрагм является принятие гало пучка и, в случае необходимости, кратковременное принятие всего пучка при резком изменении параметров разряда в источнике отрицательных ионов водорода или пульсациях в напряжении, приходящих с подстанции, на источник высоковольтного питания ускорителя типа ЭЛВ.

Дополнительным предназначением охлаждаемых диафрагм стало их использование в качестве термического аналога пикап-электрода. Внутри каждой из диафрагм аксиально симметрично вставлены по 4 термопары, с помощью которых определяют смещение протонного пучка относительно оси транспортировки пучка за счет разницы температур, а средняя температура термосопротивлений характеризует угловую расходимость протонного пучка. Пример нагрева охлаждаемых диафрагм при проведении пучка по вертикальному высокоэнергетическому тракту транспортировки приведен на Рис. 58.

Данная диагностика смещения пучка в совокупности с визуальным наблюдением пучка видеокамерами и диагностикой мощности, снимаемой с газовой обдирочной мишени, рутинно используется оператором для проведения пучка ионов через всю установку.

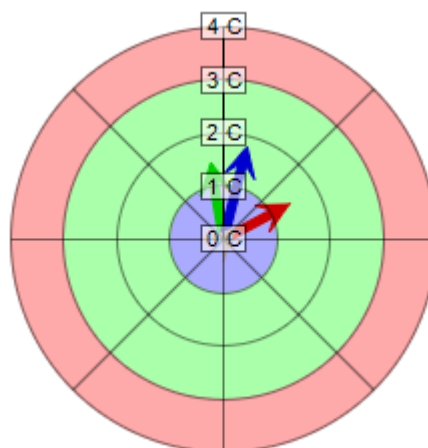


Рис. 58. Интерфейс обработки значений термопар, вставленных в охлаждаемые диафрагмы. Векторами указано смещение пучка относительно центра тракта транспортировки. Каждый вектор показывает смещение пучка относительно оси канала транспортировки в соответствующей диафрагме, красный – первая по ходу пучка, зеленый – вторая, синий – третья и черный – четвертая

## № 2. Люминесценция поверхности мишени

Положение пучка протонов на поверхности литиевой мишени в рутинном режиме контролируют, регистрируя видеокамерой люминесценцию поверхности литиевой мишени [97]. Видеокамеру устанавливают либо на боковые патрубки мишенного узла, либо на вертикальный патрубок поворотного магнита, что позволяет смотреть на литиевую мишень по оси в случае ее размещения в вертикальном тракте. Примеры изображений показаны на Рис. 59. Корректное позиционирование охлаждаемой диафрагмы, через которую коллимируется протонный пучок, осуществляют с помощью трехмерного ввода движения и измерения пропускаемого тока цилиндром Фарадея.

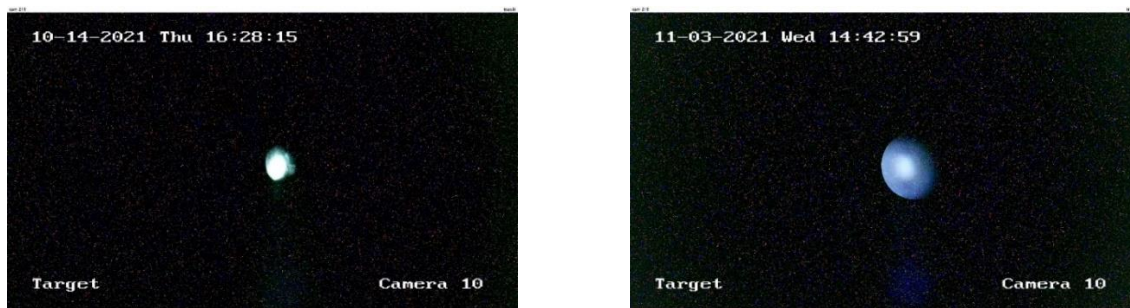


Рис. 59. Изображения люминесценции поверхности литиевой мишени без использования развертки пучка протонов (слева) и с использованием развертки (справа). Пучок предварительно сколлимирован через отверстие с диаметром 1 мм

Также удобно для визуализации пучка ионов использовать нитрид бора или сапфир, отличающиеся ярким свечением. Пример изображений, получаемых при облучении образца из нитрида бора диаметром 10 мм пучком протонов, ограниченным 1-мм диафрагмой, представлен на Рис. 60.



Рис. 60. Фотография свечения мишени из нитрида бора (слева) и сапфира (справа), облучаемых пучком протонов. На снимки экрана с сапфиром видна сетка

### № 3. Отпечаток пучка протонов на литии

При облучении литиевой мишени пучком протонов последний оставляет отпечаток на поверхности лития, что позволяет контролировать его положение. Так, на Рис. 61 виден ряд отпечатков, оставленных пучком протонов, ограниченным диафрагмой, на поверхности лития. В данном случае литиевую мишень перемещали относительно пучка протонов с тем, чтобы измерить толщину литиевого слоя путем сравнения интенсивности излучения 478 кэВ фотонов из исследуемого (тонкого) слоя лития и из толстого [100].

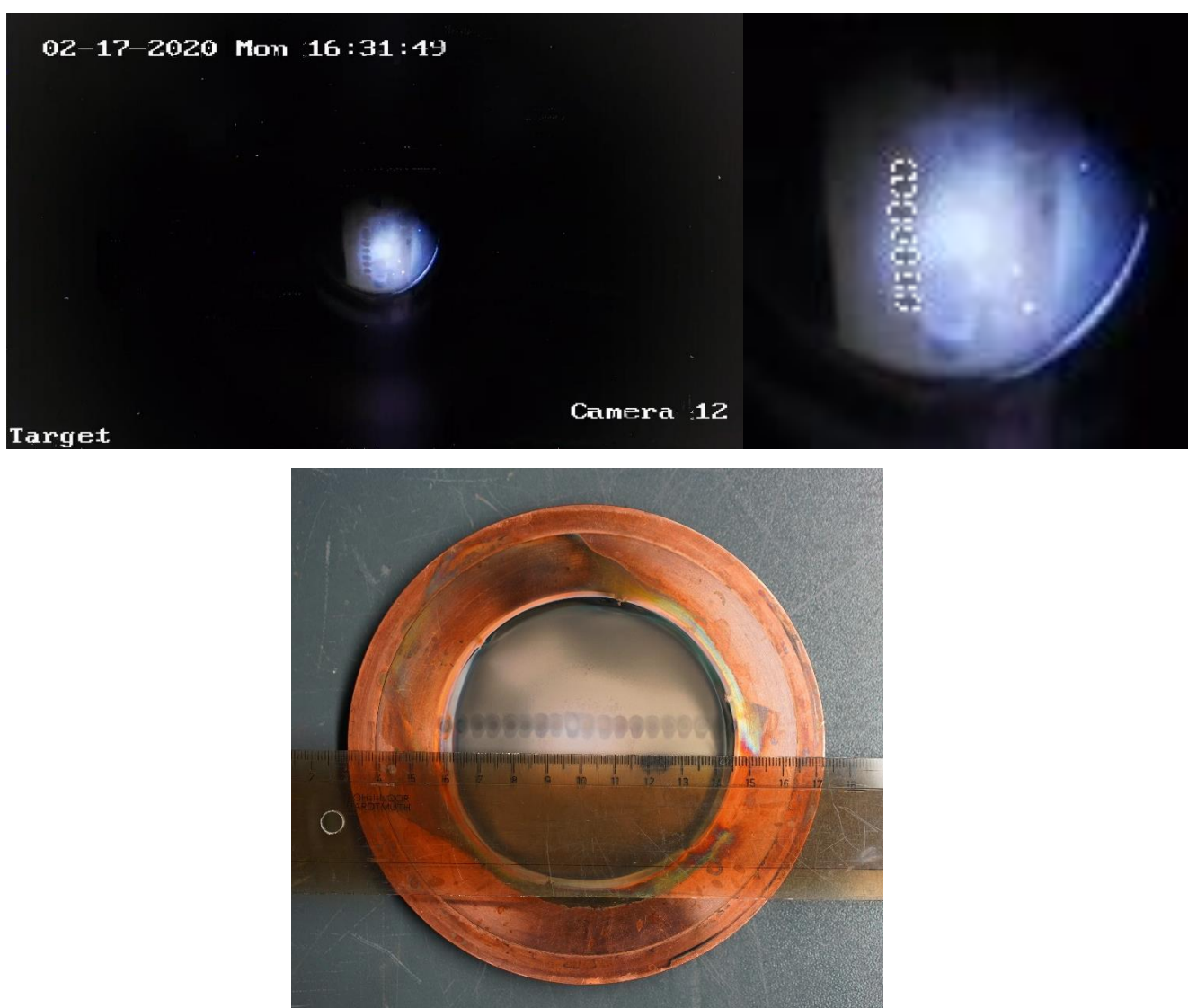


Рис. 61. Следы от пучка, прошедшего через диафрагму, на литиевой нейтроногенерирующей мишени. Слева показан оригинальный кадр, справа – следы на мишени отмечены белым пунктиром. Снизу – фото мишени на воздухе после проведения облучения

Мишень перемещали с шагом 5 мм, видно, что отпечаток пучка по координате перемещения покрывает эту область, а по другой координате область модификации мишень при взаимодействии с пучком составляет ~8 мм. Пучок ограничивался диафрагмой с диаметром отверстия 2 мм, расстояние между диафрагмой и литиевой мишенью составляет ~2 метра, что позволяет оценить угловую расходимость пучка значением 1,5 мрад. Это значение находится в согласии с величиной, полученной из измерения фазового портрета пучка протонов (см. § 5.2).

#### **№ 4. Термосопротивления внутри медной подложки литиевой мишени**

Литиевая мишень представляет собой медную подложку, выполненную в виде диска, на одну из сторон которого напыляют литий, а другую сторону охлаждают турбулентным потоком воды. Оказалось удобным измерять положение и размер пучка протонов на поверхности литиевой мишени с помощью термосопротивлений, вставленных в отверстия, просверленные в медном диске с торца. Помимо полученных с помощью данной диагностики сведений о действии пространственного заряда пучка протонов на его транспортировку, подробное описание которых вместе с методом измерения приведено в § 5.3, этот метод диагностики рутинно используется при проведении пучка протонов или дейтронов в любое из возможных положений литиевой мишени. С помощью значений термосопротивлений, вставленных в медную подложку мишени, пучок направляют в центр мишени. При длительной работе с пучком резистивные делители, являющиеся составной частью ускорителя, распределяющие потенциал между электродами, нагреваются, и значение энергии пучка начинает незначительно (~0,5 % за рабочий день), но монотонно снижаться. При работе в вертикальном тракте с использованием поворотного магнита, значения последнего не изменяются со временем и, постепенная корректировка энергии пучка в соответствии со значениями термосопротивлений, является надежным способом сохранения необходимой энергии пучка.

## § 5.2. Диагностика положения, размера, профиля и фазового портрета протонного пучка

В начале этого параграфа рассмотрим диагностики, примененные до измерения фазового портрета пучка протонов и, в основном, использованные при проведении конкретных научных исследований.

### **№ 1. Распространение границы области образования блистеров**

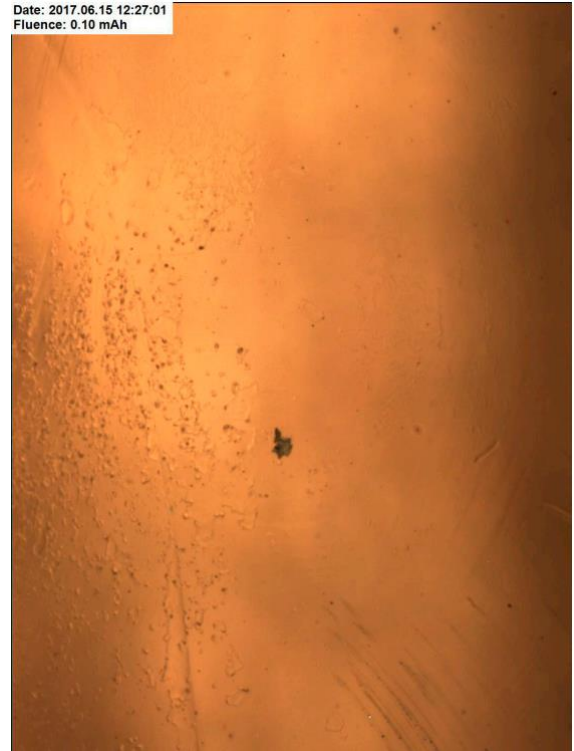
Исторически получилось так, что впервые на ускорителе профиль пучка протонов измерен вполне экзотическим способом – по распространению границы области образования блистеров с увеличением флюенса протонов, имплантируемых в медь.

Известно, что при имплантации и накоплении ионов на одной и той же глубине в металле его поверхностный слой деформируется – образуются многочисленные вздутия в виде приподнятости и отслаивания тонкого слоя материала (блистеры). Это явление называется радиационный блистеринг.

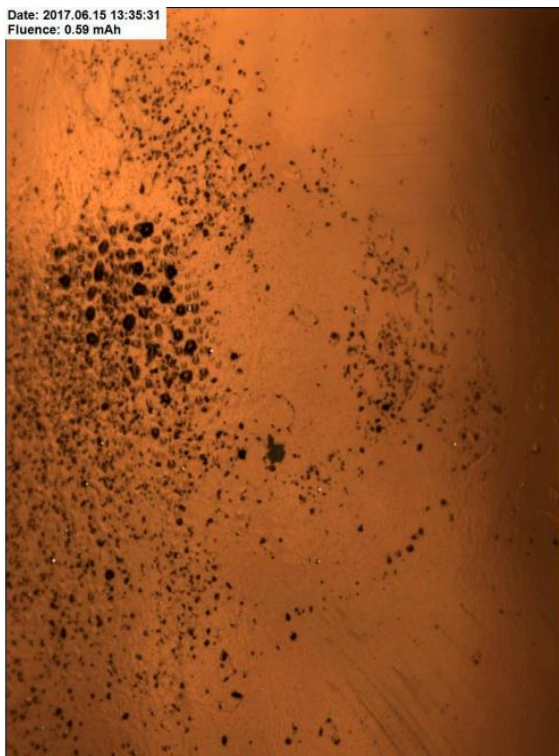
Нами детально исследован радиационный блистеринг металлов при имплантации 2 МэВ протонов [28, 98] и изучено его влияние на выход нейтронов из литиевого слоя, нанесенного на металл [85]. При проведении исследований осуществлено непрерывное наблюдение за поверхностью образца ССД камерой Mightex CCD CXE-C013-U (Mightex Systems, Канада) с дистанционным микроскопом Infinity K2 (DistaMax™, США). На Рис. 62 видно, как с увеличением флюенса протонов все большая область поверхности меди покрывается блистерами. Размер кадров составляет 12 × 12 мм, но, поскольку длиннофокусный микроскоп направлен под углом 45°, полученные изображения прямоугольные.



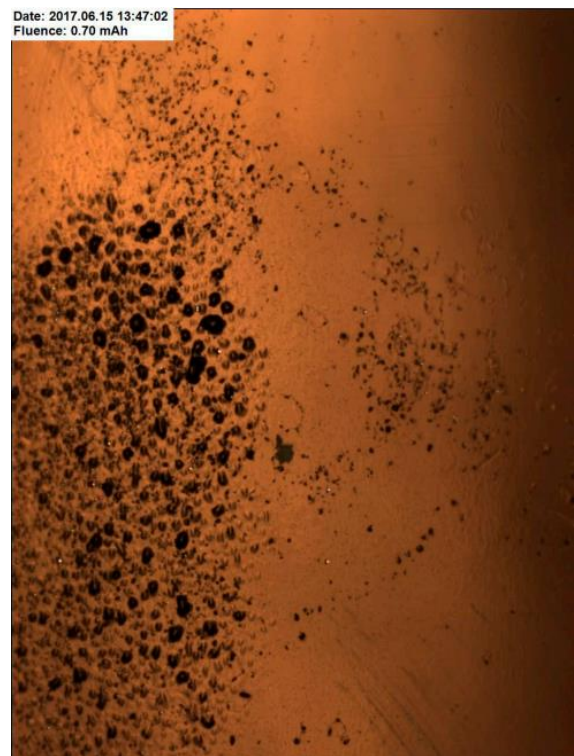
(a)



(b)



(B)



(Gamma)

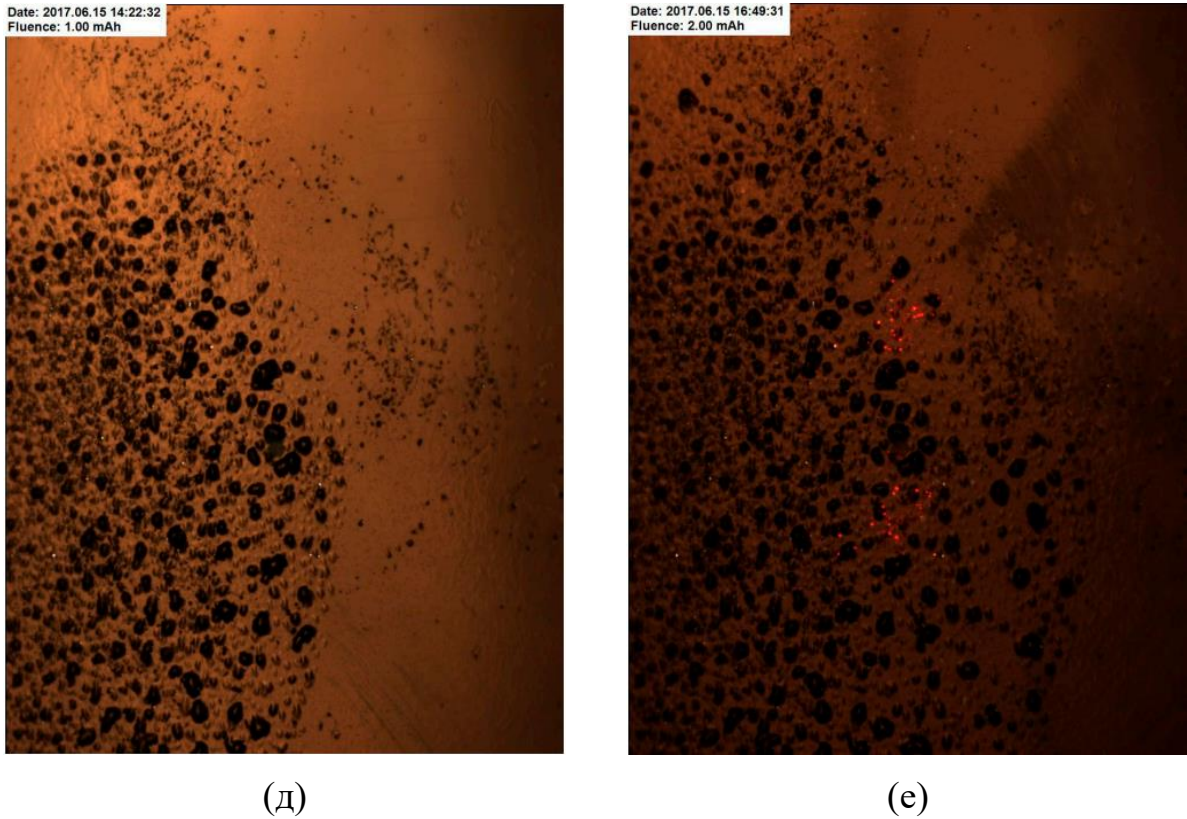


Рис. 62. Изображения поверхности мишени меди с чистотой 99,99996% при ее облучении 2 МэВ протонным пучком: а-е – с разными интегралами тока: (а) 0,02; (б) 0,10; (в) 0,59; (г) 0,70; (д) 1,00; (е) 2 мА·ч, размер кадра  $12 \times 12$  мм.

Так как в область изображения попадала большая часть облучаемой поверхности, динамика распространения границы области, покрытой блистерами, позволила восстановить поперечный профиль пучка протонов. На Рис. 63 представлен результат обработки снимков, на котором эллипсами описаны границы области, занятой блистерами, при разных значениях флюенса протонов. Видно, что пучок протонов не симметричный, он вытянут по вертикали, и максимум плотности тока смещен вверх. Ширина пучка протонов на уровне  $1/e$  составляет 13 мм по горизонтали и 17 мм по вертикали с точностью 5 %. Эффективная площадь пучка, определяемая как отношение тока к максимальной плотности тока, равна  $75 \pm 7$  мм<sup>2</sup>.

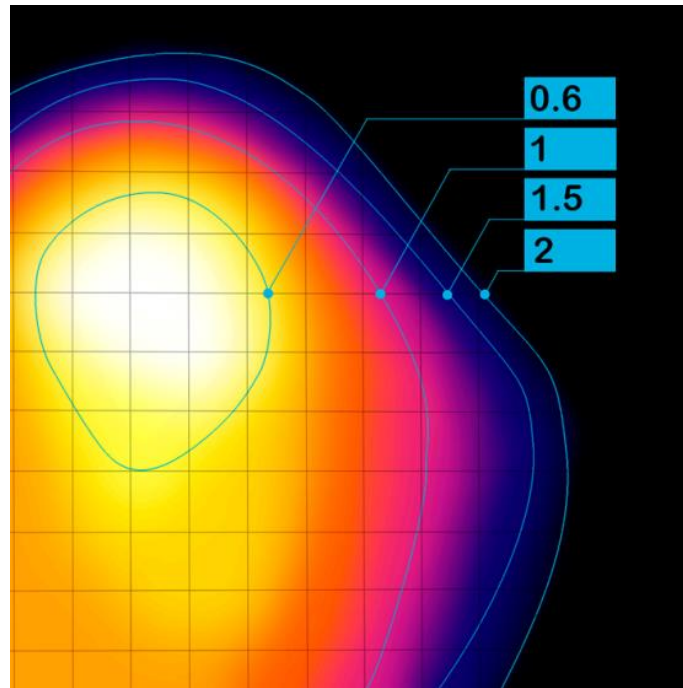


Рис. 63. Границы области, покрытой блистерами, в зависимости от флюенса протонов (в единицах  $10^{-19}$  см<sup>2</sup>); шаг сетки 1 мм. Цветовая шкала отображает плотность мощности пучка, от минимальной к максимальной при изменении цвета от холодного к теплему

## № 2. Распространение границы плавления лития

При превышении плотности мощности пучка протонов некоторой величины литий плавится, становится жидким, но не стекает, даже если мишень находится в вертикальном положении. Граница между жидким и твердым литием отчетливо видна. При увеличении мощности пучка протонов область жидкого лития увеличивается. На Рис. 64 показана динамика плавления литиевого слоя при увеличении тока пучка протонов энергией 1,85 МэВ.

В полученных изображениях очерчены границы области плавления, определены длины осей вписанного эллипса и вычислены площади расплавленного лития. Зависимость площади расплавленного лития от тока пучка протонов представлена на Рис. 65. В предположении, что граница области плавления соответствует определенной плотности мощности пучка протонов и профиль пучка гауссов, определим, что ширина большой оси эллипса сечения профиля пучка протонов на высоте  $1/e$  от максимальной плотности мощности получилась равной 10,5 мм, малой – 8 мм.



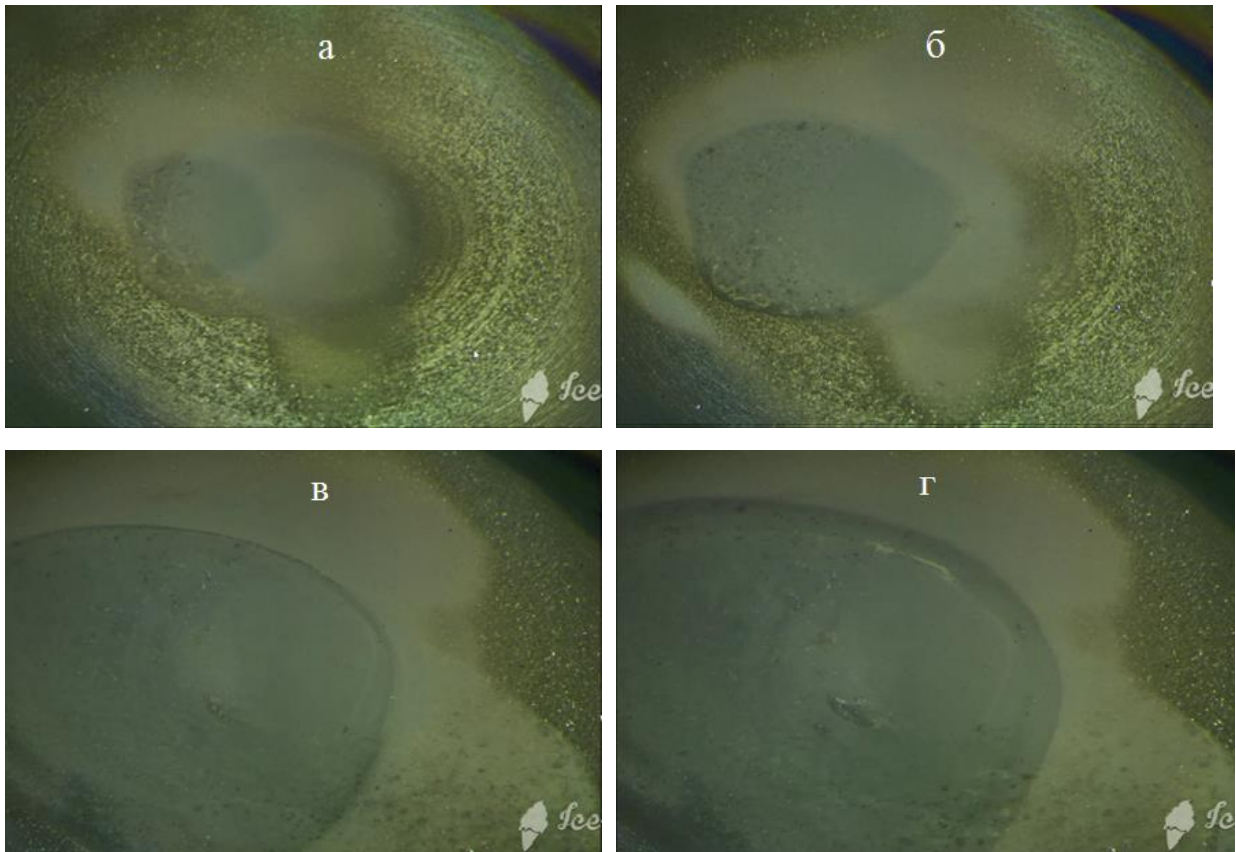


Рис. 64. Динамика расплавленной области литиевого слоя в зависимости от тока протонного пучка: а – 1,56 мА, б – 1,81 мА, в – 2,59 мА, г – 3,05 мА

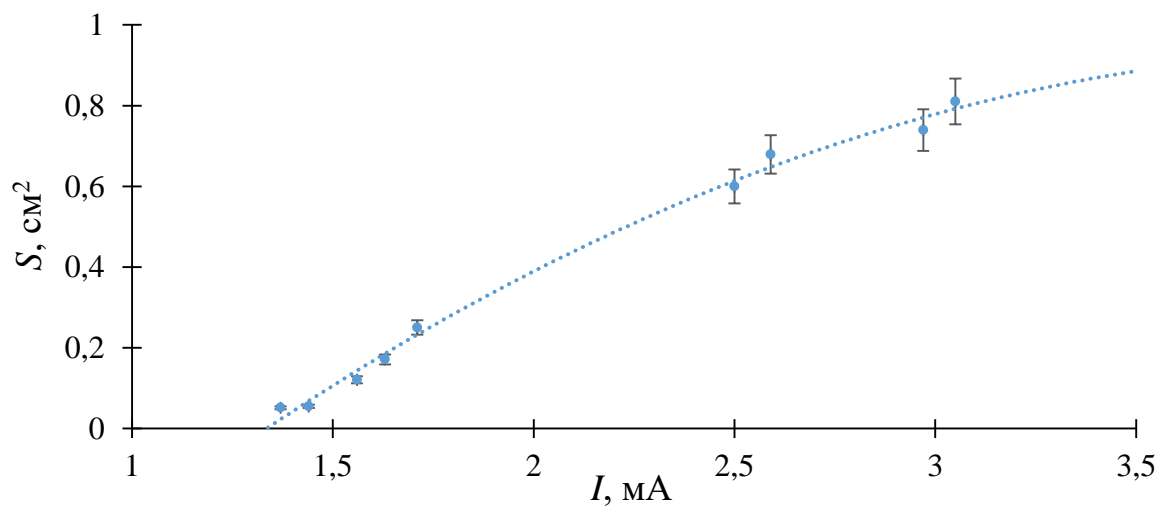


Рис. 65. Зависимость площади расплавленного лития от тока протонного пучка

Напомним, что при повышении тока пучка отрицательных ионов водорода плазменная граница разряда изменяется, из-за чего профиль извлекаемого из

источника пучка также изменяется, что накладывает ограничение на точность данного диагностического метода.

### № 3. Активация литиевой мишени

Генерация нейтронов в реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  сопровождается накоплением радиоактивного изотопа  ${}^7\text{Be}$  в литии. В 10,3 % случаев изотоп  ${}^7\text{Be}$  с периодом полураспада 53 суток распадается с испусканием  $\gamma$ -кванта с энергией 478 кэВ [99].

Поскольку число активированных ядер бериллия пропорционально числу протонов, бомбардирующих литиевый слой, то для измерения профиля пучка достаточно измерить распределение  $\gamma$ -излучения по поверхности мишени. Для этого собран  $\gamma$ -спектрометрический комплекс, показанный на Рис. 66, включающий в себя ПК с программным обеспечением, спектрометр  $\gamma$ -излучения СЕГ-1КП-ИФТП на основе полупроводникового детектора, выполненного из особо чистого германия, свинцовый коллиматор и активированная литиевая мишень, расположенная на двухмерном подвижном столике.

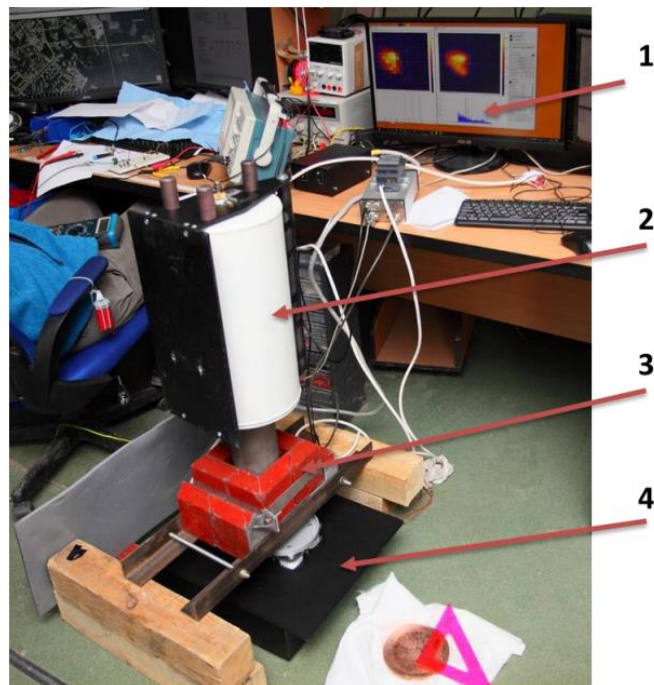


Рис. 66.  $\gamma$ -спектрометрический комплекс: 1 – ПК с программным обеспечением, 2 – HPGe-детектор, 3 – свинцовый коллиматор, 4 – двухмерный координатный стол

Пример измеренного спектра после облучения литиевой мишени протонами представлен на Рис. 67. Энергии 478 кэВ соответствует полезный сигнал, на более низких энергиях виден широкий спектр, связанный с комптоновским рассеянием, энергии 1460,8 кэВ соответствует естественная линия изотопа калий-40.

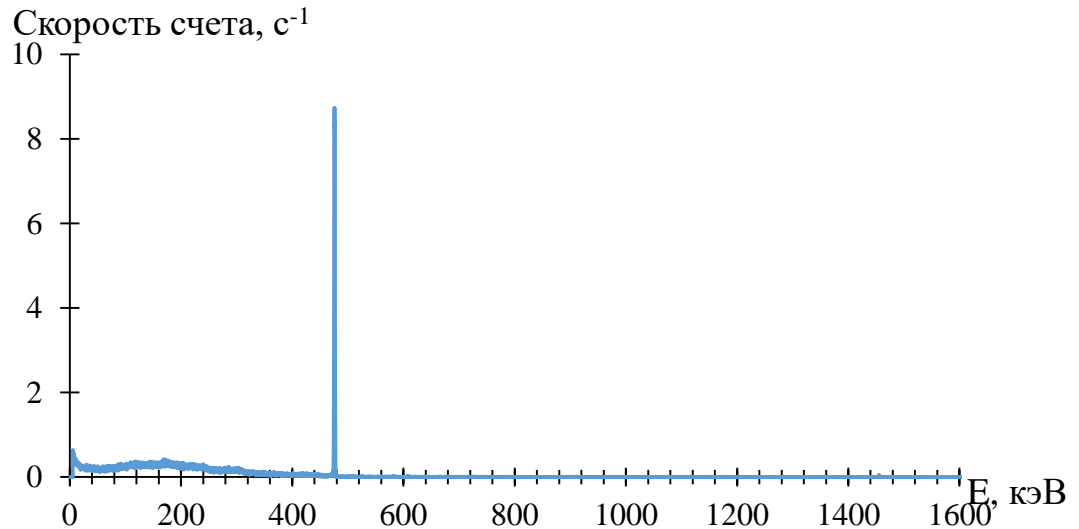


Рис. 67. Спектр активированной протонами литиевой мишени

Результаты пространственного измерения активации, а, следовательно, и профиля пучка протонов, представлены на Рис. 68. Видно, что в данном эксперименте пучок протонов с шириной на уровне  $1/e \sim 20$  мм имел форму, отличную от эллипса, и смещен влево относительно центра мишени.

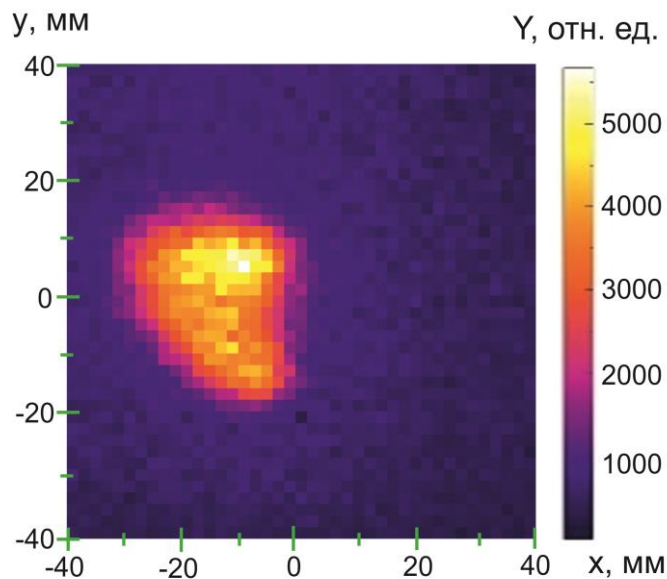


Рис. 68. Результаты измерения профиля пучка протонов активационным методом

Пространственное разрешение этой диагностики определяется геометрией свинцового коллиматора, она показана на Рис. 69. Поперечные размеры одного свинцового кирпича составляют примерно 100 мм, а поскольку коллиматор собран из нескольких кирпичей, то его свойства определяются проходным диаметром коллиматора, который равен 1 мм. Поэтому пространственное разрешение активационной диагностики не превосходит 1 мм.

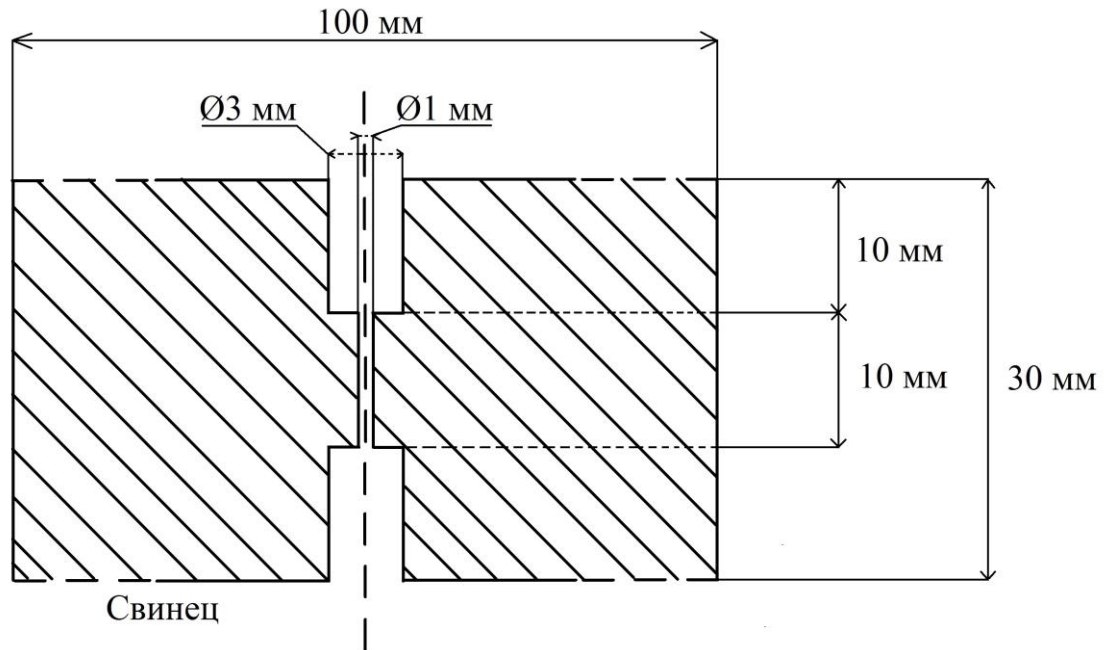


Рис. 69. Схема свинцового коллиматора, применяемого в  $\gamma$ -спектрометрическом комплексе

#### № 4. Сканирование щелью

В § 4.5 приведены описание и результат восстановления профиля пучка протонов при его сканировании щелью и измерении прошедшего тока. Частным случаем этого метода является сканирование отверстием.

Для измерения профиля пучка протонов изготовлены и используются две охлаждаемые диафрагмы.

Первая диафрагма с диаметром отверстия 2 мм неподвижна и устанавливается внутри поворотного магнита. Диафрагма представляет собой медный прямоугольный параллелепипед со сторонами  $64 \times 64$  мм толщиной 16 мм. В центре диафрагмы просверлено отверстие диаметром 2 мм. Внутри диафрагмы

сделаны каналы диаметром 10 мм для ее охлаждения водой. Охлаждающую воду подают в диафрагму и отводят из нее по металлическим трубкам, впаянным в диафрагму. Сканирование пучка ионов проводится изменением тока поворотного магнита. Схема и фотография диафрагмы показаны на Рис. 70. Другую подобную диафрагму с диаметром отверстия 1 мм устанавливают, как правило, на расстоянии 1,86 м от центра ускорителя. Данная диафрагма закреплена на 3D подвижном вводе движения ТТХ100-100-200-YZS (UHV Design), и ее можно контролируемо перемещать в плоскости, ортогональной направлению распространения пучка протонов.

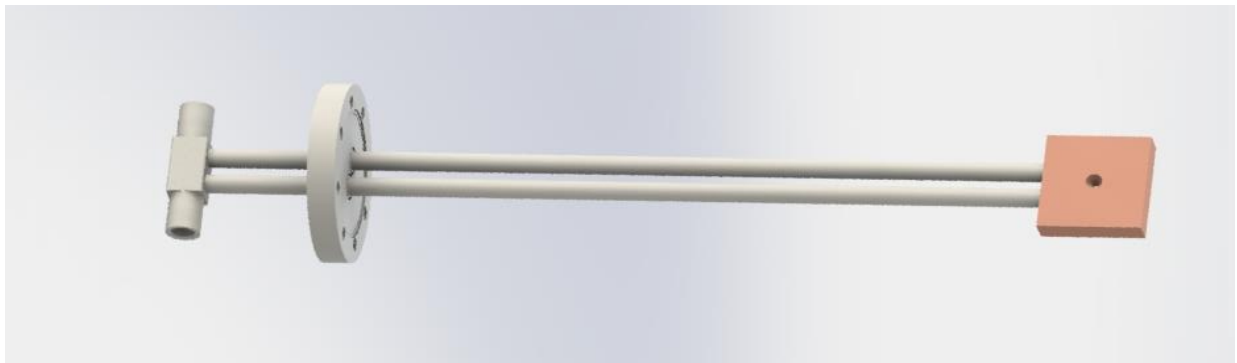
Размер пучка ионов определяют по соотношению тока полного пучка, измеряемого бесконтактным датчиком тока, и тока, прошедшего через диафрагму и измеряемого цилиндром Фарадея или литиевой мишенью. Он равен:

$$D = d \sqrt{\frac{I}{\langle i \rangle}}, \quad (0.1)$$

где  $d$  – диаметр диафрагмы, равный 1 мм,  $I$  – ток пучка без диафрагмы, а  $\langle i \rangle$  – средний ток, который для Гауссова пучка вычисляется следующим образом:

$$\langle i \rangle = i_0 \frac{\int_{-\sigma\sqrt{2}}^{+\sigma\sqrt{2}} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right) dx}{2\sqrt{2}\sigma} = \frac{i_0}{2} \sqrt{\pi} \cdot \operatorname{erf}(1) \approx 0,75 \cdot i_0, \quad (0.2)$$

где  $i_0$  – ток, прошедший через диафрагму. Подставляя в (0.1) и в (0.2)  $d = 1$  мм,  $I = 500$  мкА и  $i_0 = 12$  мкА, получим  $D = 15$  мм.



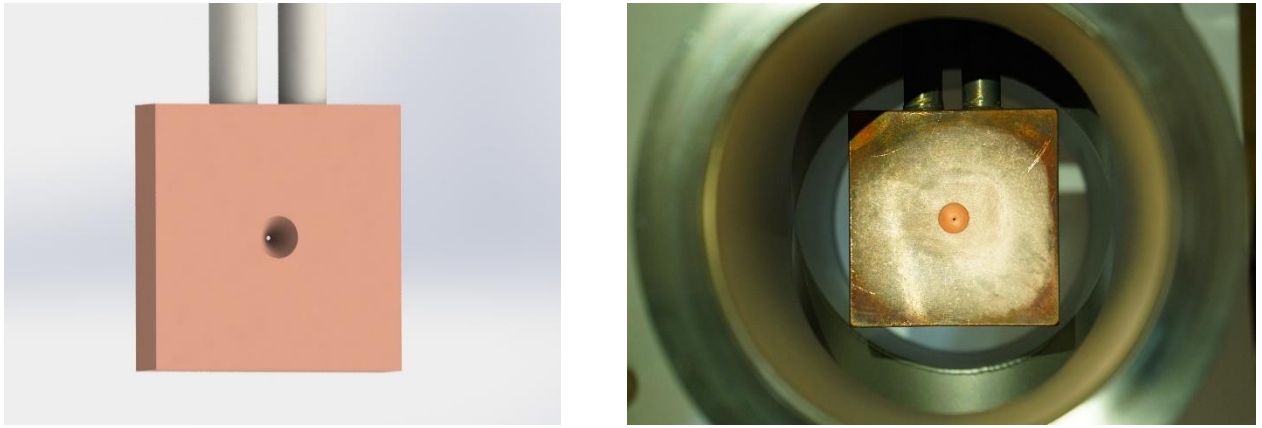


Рис. 70. Охлаждаемый приемник пучка с диафрагмой. Сверху – общая сборка приемника, снизу слева – приемник пучка с диафрагмой, внизу справа – установленный приемник пучка в диагностической камере

Двухмерное распределение пучка получают с использованием трехмерного ввода движения и охлаждаемой диафрагмы диаметром 1 мм. Для измерения двухмерного профиля сначала находят пару координат  $(x_0, y_0)$ , при которой через диафрагму проходит максимальный ток. Затем по прямым, пересекающим пару координат  $(x_0, y_0)$ , находят границы области измерения, при которых измеряемые значения тока неотличимы от погрешности измерения. Наконец, в этой прямоугольной области измеряют ток пучка и строят его профиль. Пример такого измерения показан на Рис. 71.

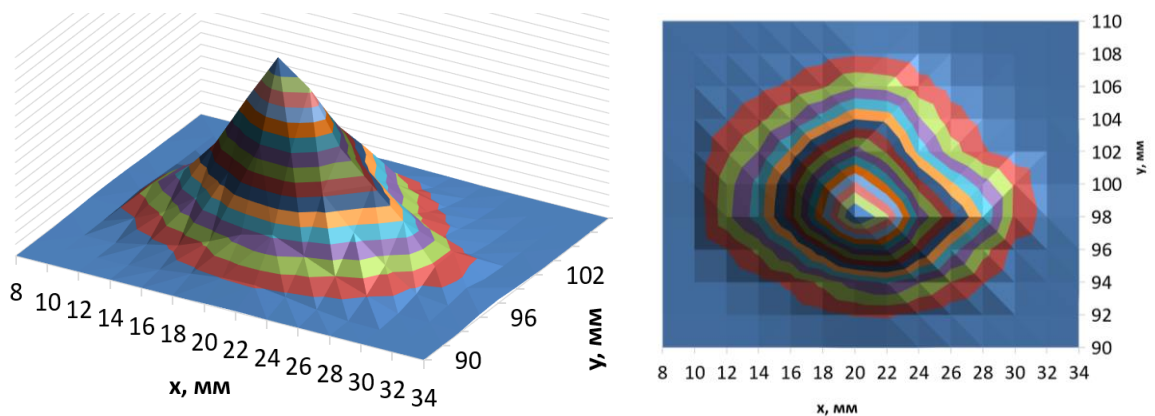


Рис. 71. Измеренный двухмерный профиль пучка. Слева – в трехмерном виде, справа – в двухмерном

Более простым является определение положения центра пучка и измерение двух хорд, пересекающих его. Таким образом, помимо центра пучка, также

определяется размер и профиль огибающей (Рис. 72). Ширина пучка на уровне  $1/e$  составила 13 мм, что согласуется с полученным профилем при отклонении пучка поворотным магнитом [32].

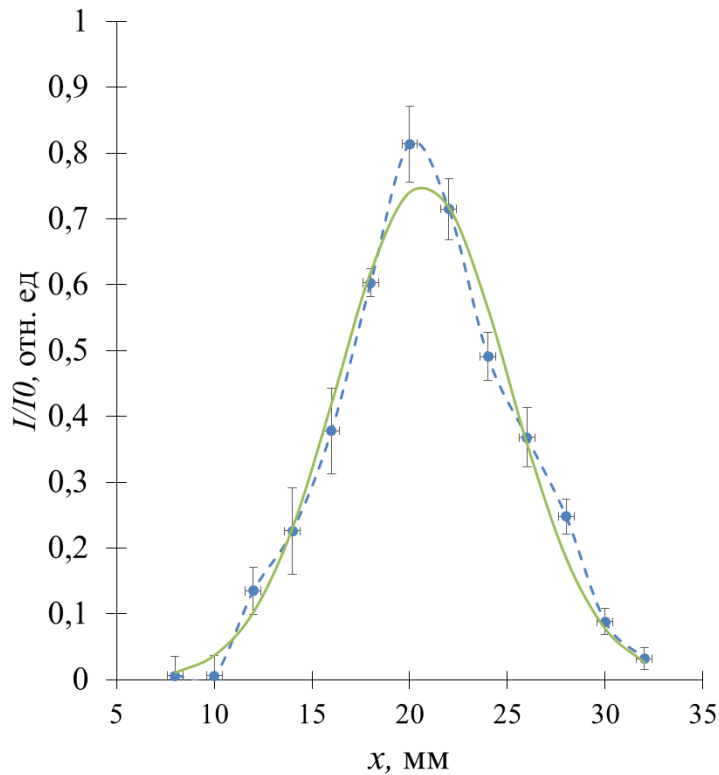


Рис. 72. Хорда, проходящая через пару координат  $(x_0, y_0)$ , соответствующая прохождению максимального тока  $i_0$  через диафрагму: пунктир — измерения, сплошная линия — аппроксимация гауссовым распределением

### § 5.3. Измерение фазового портрета пучка протонов

Для измерения фазового портрета пучка протонов использован предложенный нами новый методический прием с подвижной диафрагмой и проволочным сканером, ранее реализованный при измерении фазового пучка отрицательных ионов водорода (§ 3.1). В этом методе часть пучка ионов вырезают диафрагмой и измеряют его профиль проволочным сканером на некотором расстоянии. Набор данных, полученных при сканировании пучка ионов диафрагмой, позволяет восстановить фазовый портрет пучка ионов и определить его эмиттанс.

Охлаждаемая диафрагма с внутренним отверстием 1 мм установлена на расстоянии 1,86 м от центра ускорителя. Диафрагма закреплена на 3D подвижном вводе движения TTX100-100-200-YZS (UHV Design) и ее можно контролируемо перемещать в плоскости, ортогональной направлению распространения пучка протонов.

Поперечный профиль струи протонов измеряют проволочным сканером OWS-30 (D-Pace, Канада) [93], установленным после поворотного магнита на расстоянии 3,11 м от диафрагмы. Размещение оси сканера под углом  $45^\circ$  к осям  $x$  и  $y$  позволяет восстановить фазовый портрет пучка в пространстве координат и углов распространения  $(x, x')$  и  $(y, y')$ .

В документации к проволочному сканеру указано, что максимальная энергия измеряемого пучка должна быть не более 1 МэВ, а плотность мощности пучка не более 1 Вт/мм<sup>2</sup>. Нами сканер использован в режиме, не предусмотренном изготовителем, а именно при большей энергии и при большей плотности мощности. Установлено, что сканер обеспечивает достоверные измерения с требуемым пространственным разрешением при энергии протонов 2 МэВ и токе до 3 мА. При токе 3 мА, как видно на Рис. 73, проволочка сканера, пересекающая струю протонов, нагревается до такой степени, что инициирует пробой в вакуумном промежутке между разогретой проволочкой и металлическими кольцами под отрицательным потенциалом 300 В. На Рис. 74 приведен сигнал сканера, на которой видно, что при обратном проходе проволочки сквозь струю протонов сигнал из положительного значения стал отрицательным из-за образования плазмы и закорачивания промежутка между проволочкой сканера и кольцом под отрицательным потенциалом.





Рис. 73. Фотография проволочки сканера, пересекающего струю протонов при токе пучка протонов 3 мА

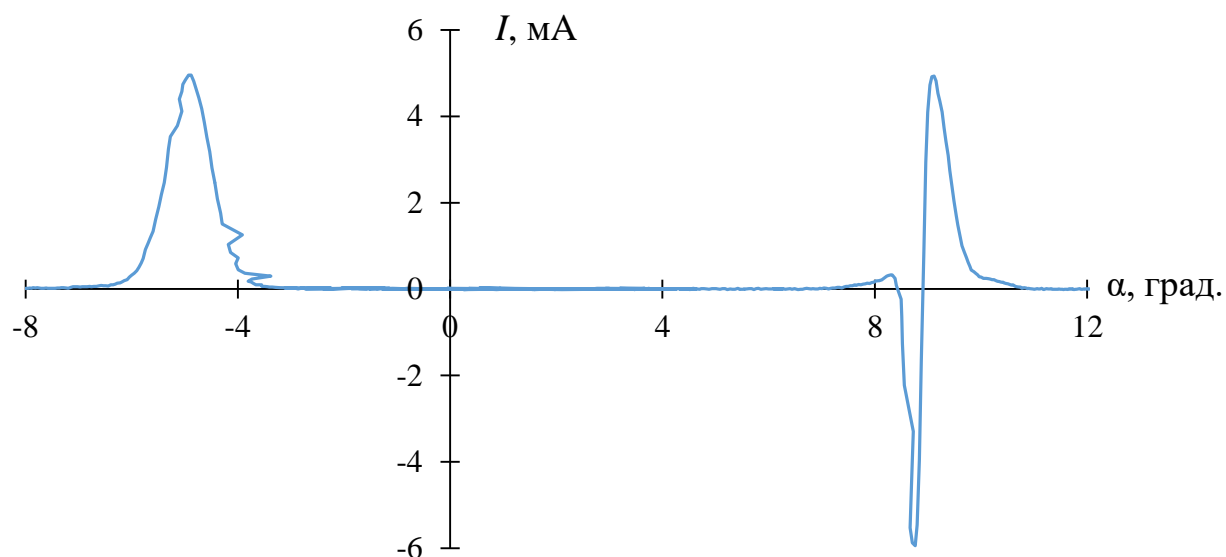


Рис. 74. Сигнал сканера при токе пучка протонов 3 мА

Также к ограничению тока пучка протонов в 3 мА приводит сильный нагрев охлаждаемой диафрагмы, приводящий к снижению электрической прочности ускорителя из-за усиленной эмиссии электронов с ее поверхности. Так, при токе пучка протонов 3 мА и размещении диафрагмы в центре пучка область зенковки, как показывает проведенное моделирование, нагревается до 900 К (Рис. 75) и, как фонарик, освещает выходную диафрагму ускорителя (Рис. 76).

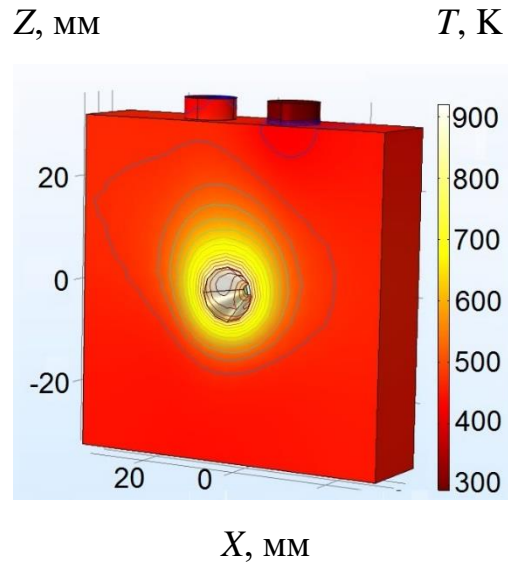


Рис. 75. Моделирование нагрева диафрагмы при ее размещении в центре пучка протонов с током 3 мА

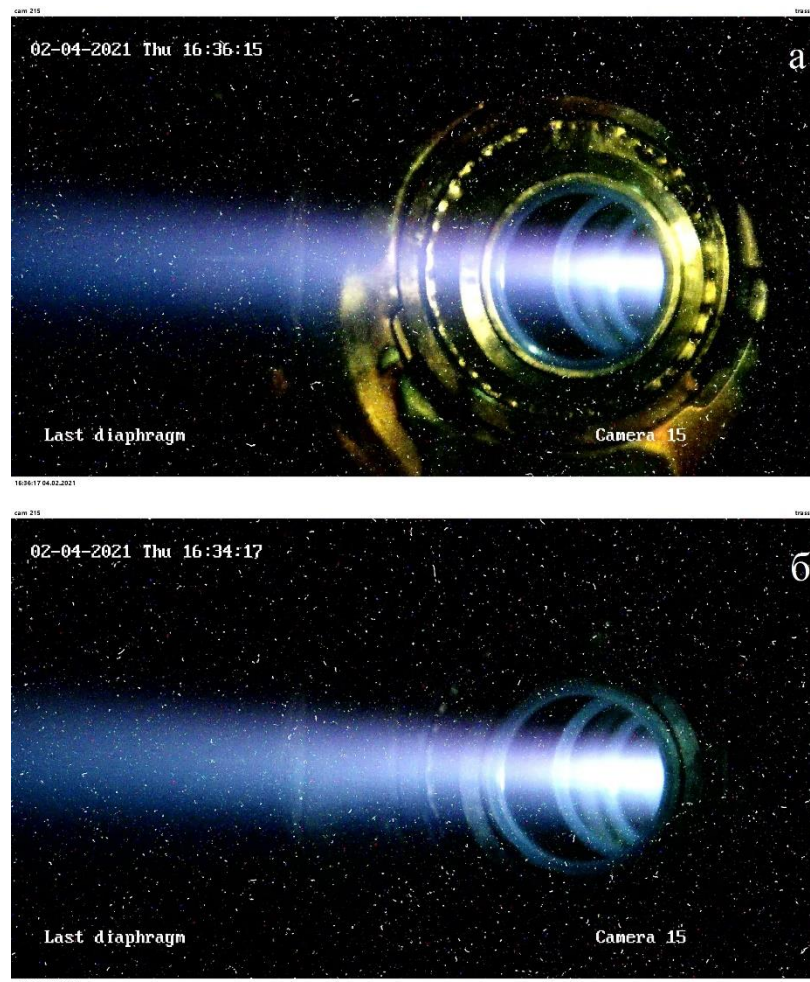


Рис. 76. Фотография выходной диафрагмы внешнего электрода ускорителя при направлении 3 мА пучка протонов в центр охлаждаемой диафрагмы (а) и на расстоянии 2 мм от центра

Заметим, что обычно положение и размер пучка перед входным отверстием ускорителя контролируют проволочным сканером. Этот контроль важен для оптимального ускорения ионов и дальнейшей транспортировки пучка протонов, но в данном исследовании эта диагностика не применялась, потому что, либо вместо проволочного сканера установлен измеритель эмиттанса, либо проволочный сканер использован для измерения фазового портрета пучка протонов.

Фазовый портрет пучка протонов измерен с применением охлаждаемой диафрагмы, сканирующей пучок с шагом 1 мм, и проволочного сканера D-Pace OWS-30, измеряющего профиль прошедшей через диафрагму струи протонов.

Измерения фазового портрета пучка протонов в пространстве координат и углов распространения  $(x, x')$  и  $(y, y')$  проведены при токе 0,5, 1, 2 и 3 мА, энергии  $2000 \pm 2$  кэВ. На Рис. 77 представлены результаты измерения фазового портрета пучка протонов в пространстве  $(y, y')$ , похожие результаты получены и в пространстве  $(x, x')$ . В Таблица 4 представлены характеристики эллипса и эмиттанса фазового портрета пучка протонов.

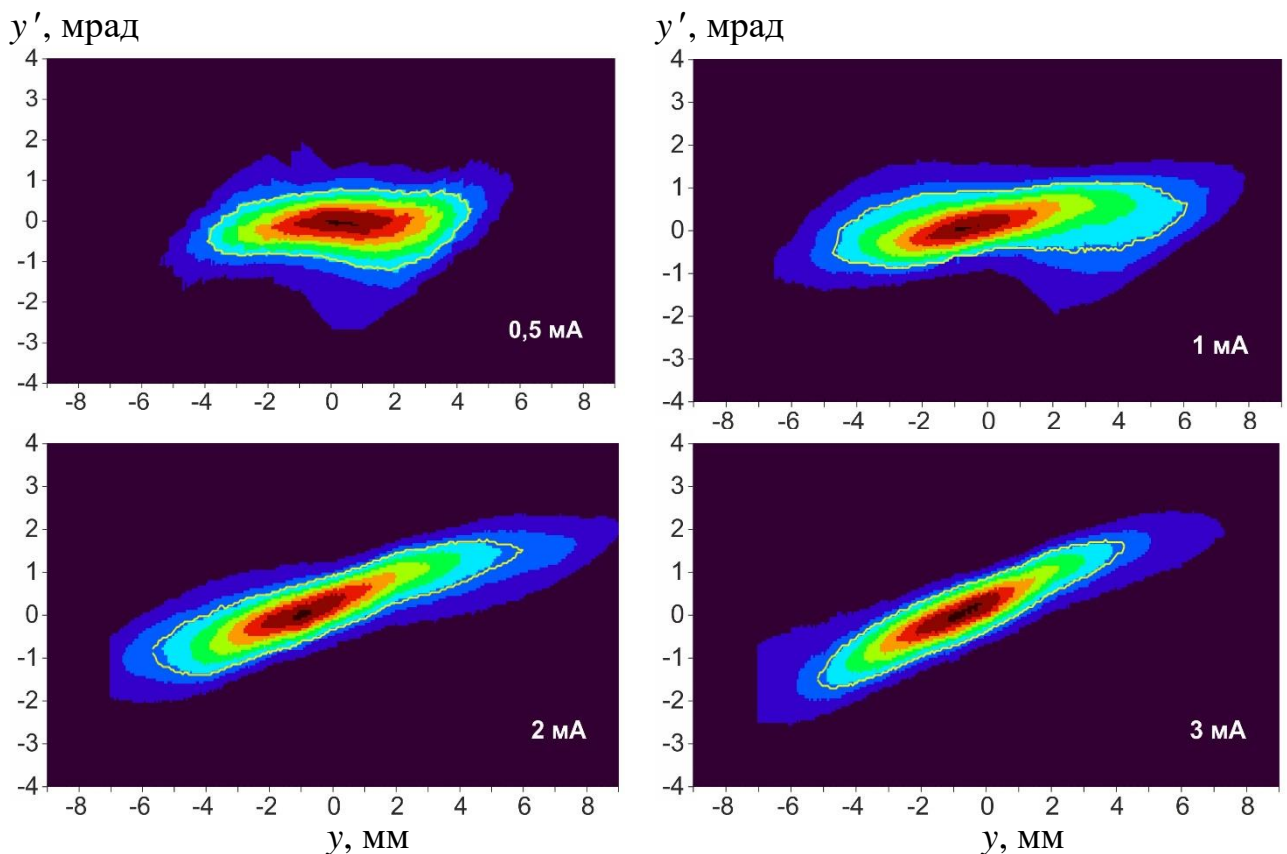


Рис. 77. Фазовый портрет пучка протонов  $(y, y')$  при токе 0,5, 1, 2 и 3 мА

Таблица 4. Характеристики эллипса и эмиттанса фазового портрета пучка протонов

Ток, мА	$y$ , мм	$y'$ , мрад	$\epsilon_{\text{norm}}$ , мм·мрад
0,5	4,2	0,38	0,21
1	5,6	0,56	0,27
2	6,1	1,2	0,24
3	5,2	1,6	0,21

Обсудим фазовый портрет пучка протонов, анализируя Рис. 77 и Таблица 4. На Рис. 77 видно, как с увеличением тока изменяется портрет. Если при токе 0,5 мА пучок практически параллельный и имеет поперечный размер  $y = 4,2$  мм, то с увеличением тока увеличивается его размер и он становится расходящимся. При токе 3 мА пучок характеризуется расходимостью  $y' = 1,6$  мрад и имеет поперечный размер  $y = 5,2$  мм. Такое поведение объясняется действием пространственного заряда в тракте транспортировки пучка отрицательных ионов водорода: при увеличении тока увеличивается действие пространственного заряда, ионы приобретают дополнительный поперечный импульс, и пучок становится шире.

Обратим внимание на то, что при промежуточных значениях тока, 1 и 2 мА, пучок протонов становится шире и его эмиттанс больше. Это связано с тем, что пучок отрицательных ионов водорода в данном случае вводят в ускоритель не по оси, а чуть выше или ниже, и сильная входная электростатическая линза ускорителя расщепляет пучок ионов. На Рис. 77 этот эффект особенно заметен при токе 1 мА: эллипс как бы перетягивается посередине. Именно по этой причине особое внимание при инъекции пучка отрицательных ионов водорода в ускоритель уделяют контролю положения пучка ионов, используя в штатном режиме проволочный сканер. В данном случае проволочный сканер использован для измерения фазового портрета пучка протонов, и положение пучка отрицательных ионов водорода им не контролировали.

Также обратим внимание на то, что при токе 3 мА нормализованный эмиттанс инжектируемого пучка отрицательных ионов водорода практически равен эмиттансу пучка протонов. Такое поведение при токе 3 мА объясняется тем, что режим работы при таком токе часто используют, и он оптимизирован.

Так как на транспортировку пучка протонов пространственный заряд не влияет [31], оценим размер пучка протонов на поверхности литиевой мишени, планируемой быть установленной в соседнем бункере на расстоянии 10,7 м от центра ускорителя. Для оценки сверху рассмотрим наиболее расходящийся пучок, получаемый при 3 мА. На расстоянии 1,86 м от центра ускорителя его размер  $y = 5,2$  мм и расходимость  $y' = 1,6$  мрад. Значит, на расстоянии 10,7 м от центра ускорителя его размер будет равен 19 мм. Этот размер меньше радиуса литиевой мишени, равного 50 мм, следовательно, транспортировка пучка протонов может быть осуществлена до мишени без применения дополнительных фокусирующих элементов.

Теперь изучим влияние силы магнитной линзы на пучок протонов. Измерим фазовый портрет пучка протонов при стандартно используемой силе магнитной линзы (назовем этот режим оптимальным), а также при уменьшении или увеличении тока в катушках линзы на 1,6 % (назовем эти режимы слабым и сильным). На Рис. 78 представлены результаты измерения фазового портрета 2 мА пучка протонов, а в Таблица 5 – его характеристики.

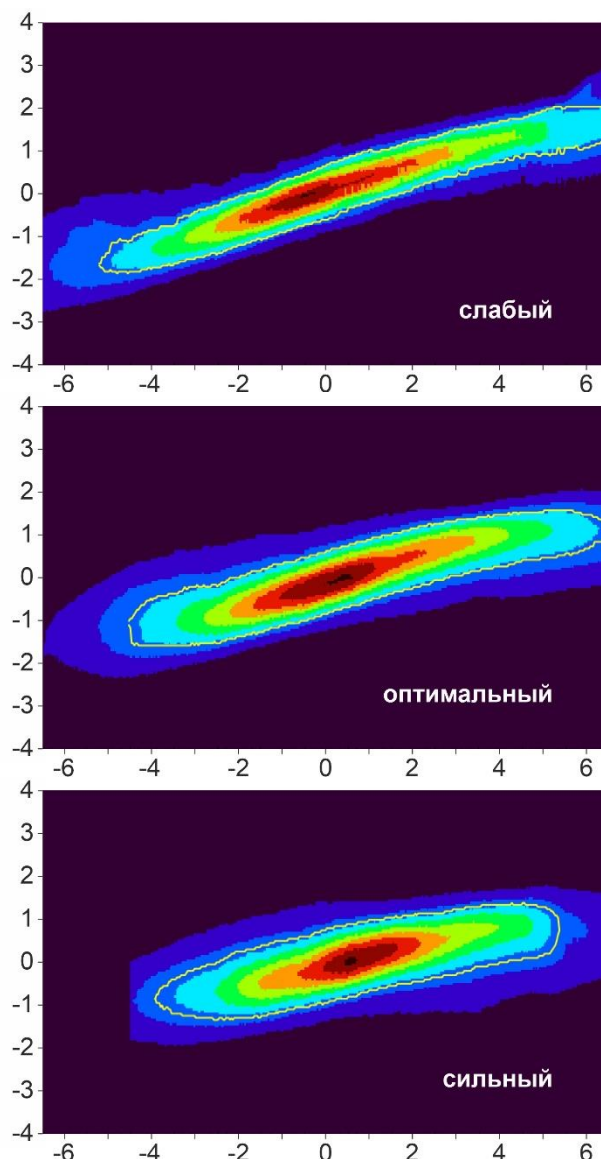


Рис. 78. Фазовый портрет 2 мА пучка протонов при изменении режима фокусировки

Таблица 5. Характеристики эллипса и эмиттанса фазового портрета пучка протонов при изменении режима фокусировки

Режим фокусировки	$y$ , мм	$y'$ , мрад	$\epsilon_{\text{norm}}$ , мм·мрад
слабый	6,0	1,7	0,20
оптимальный	5,4	1,2	0,22
сильный	4,6	0,9	0,21

Как видно, при переходе от слабого режима фокусировки к сильному уменьшается и размер пучка, и его угловое расхождение. Кажется, что сильный режим фокусировки лучше, чем оптимальный. Однако, как видно на Рис. 79, в сильном режиме фокусировки входная диафрагма внешнего ускоряющего электрода нагревается до уровня, не пригодного для постоянной работы.



Рис. 79. Изображение входной диафрагмы внешнего ускоряющего электрода в оптимальном (а) и сильном (б) режимах фокусировки. Синий цвет — ускоряемый пучок отрицательных ионов водорода

Поэтому визуальный контроль за нагревом входной диафрагмы ускорителя в комбинации с использованием охлаждаемых диафрагм с термосопротивлениями в высокоэнергетическом тракте является наиболее адекватным нами реализованным методом для стабильного и долговременного получения пучка протонов в широком диапазоне параметров.

В результате проведенного исследования установлено, что на выходе из ускорителя пучок протонов при оптимальной фокусировке имеет диаметр  $10 \pm 1$  мм, расходимость  $\pm 1,5$  мрад, эмиттанс  $\varepsilon_{\text{ном}} = 0,2$  мм мрад.

Такой пучок может быть доставлен на расстояние 10,7 м до литиевой мишени диаметром 100 мм без применения дополнительных фокусирующих элементов.

## § 5.4. Изучение влияния пространственного заряда на транспортировку пучка протонов

С помощью термосопротивлений, вставленных внутрь медной подложки литиевой мишени, и инфракрасной камеры FLIR T650SC (FLIR, США) исследовано влияние пространственного заряда на транспортировку 2 МэВ пучка протонов в высокоэнергетическом тракте [31].

Генерацию нейтронов осуществляют в результате пороговой реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  при взаимодействии 2 МэВ протонов с литием, напыленным на медную теплоотводящую подложку, эффективно охлаждаемую водой. Медная подложка аналогична описанной в работе [101]: она выполнена в виде диска диаметром 143 мм толщиной 8 мм. Со стороны протонного пучка подложка плоская, с другой стороны в ней сделаны четыре двухзаходных канала спиралевидной формы глубиной 3 мм для протекания охлаждающей воды, температура которой на входе равнялась от 22,5 до 22,8 °С. С боковой поверхности медного диска на расстоянии 2,5 мм от плоской поверхности просверлены 8 отверстий, в которые вставлены термопары (Рис. 80). Четыре термопары размещены равномерно по азимуту на расстоянии 18 мм от центра диска. Другие четыре термопары также равномерно размещены по азимуту со сдвигом относительно первых на 45°, одна из них в центре диска, другие три — на расстоянии 26 мм от центра диска. После размещения термопар отверстия заделаны высокотемпературным цементом.

Для контроля положения и размера пучка протонов на мишени используют инфракрасную камеру FLIR T650SC (FLIR Systems Inc., США), установленную на патрубках с окном из фторида бария под углом 45° к поверхности мишени. Для контроля температуры поверхности мишени используют пирометр Optris CT Laser 3ML SF (Optris, Германия), установленный на второй патрубок. Ток протонного пучка измеряют бесконтактным датчиком тока NPCT-CF4 и омическим делителем, подключенным к мишени, электрически изолированной от установки. Манометры глицериновые (WIKА, Германия), датчики давления



PT2415 (IFM, Германия), расходомеры SV7614 (IFM, Германия) и датчики температуры воды размещены на панели, подключенной к мишени дюймовыми шлангами длиной 5,7 м.

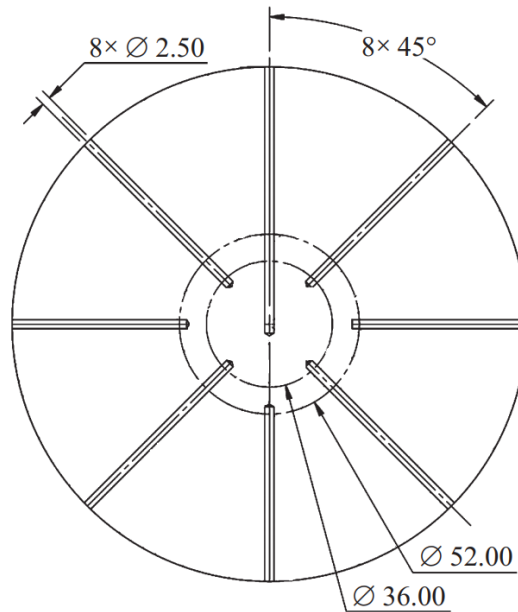


Рис. 80. Схема расположения термопар, вставленных внутрь мишени

Из ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией получают пучок протонов энергией 2 МэВ, током от 0,48 до 3,2 мА, поперечным размером 1 см и направляют его на мишень. Размер пучка протонов на мишени определяется выходной электростатической линзой ускорителя, поворотным магнитом и действием пространственного заряда. Огибающая осесимметричного некомпенсированного пучка  $R(z)$  под действием собственного поля описывается уравнением

$$\frac{d^2 R(z)}{dz^2} = \frac{K}{R(z)}, \quad (0.3)$$

где  $z$  — продольная координата,  $K = \frac{I_0 e}{2\pi m \epsilon_0 (\beta \gamma c)^3}$  — обобщенный первеанс пучка.

Это нелинейное дифференциальное уравнение второго порядка имеет решение [102]:

$$Z = \frac{R_0}{\sqrt{2K}} F(\rho), \quad (0.4)$$

где  $R_0$  – начальный радиус пучка,  $\rho = \frac{R(z)}{R_0}$ ,  $F(\rho) = \int_1^\rho \frac{dy}{\sqrt{\ln y}}$ . Согласно решению этого уравнения, радиус пучка на мишени увеличивается в 1,2 раза при токе 0,5 мА и в 1,6 раза при токе 3 мА. Дополнительное увеличение размера пучка на мишени может быть обусловлено действием пространственного заряда в области фокуса поворотного магнита. Если же электрический заряд протонов в тракте транспортировки пучка скомпенсирован электрическим зарядом электронов, возникающих при взаимодействии протонов с остаточным газом, то действия пространственного заряда нет. В этом случае размер пучка протонов на мишени определяется только выходной электростатической линзой ускорителя и поворотным магнитом и не зависит от тока пучка протонов. При проведении данного исследования использовали мишень без лития и не включали сканер для развертки пучка протонов по поверхности мишени. Мишень охлаждают водой, протекающей по каналам охлаждения; измеренный расход воды составил 15,1 л/мин.

На литиевой мишени, размещенной в вертикальной части тракта транспортировки пучка, профиль пучка протонов предложено определить по нагреву поверхности литиевой мишени. Установлено, что пирометр Optris CT Laser 3ML SF занижает температуру из-за большой области измерения — 19 мм — и отсутствия технической возможности установить коэффициент эмиссии меньше 0,1, характерного для поверхности полированной меди. Инфракрасная камера FLIR T650SC, наоборот, завышает показания температуры из-за нетеплового свечения, обусловленного люминесценцией меди под действием высокоэнергетичных протонов, которое в работе про изучение блистеринга [28] охарактеризовано как изменение коэффициента черноты поверхности меди под действием пучка протонов. Также программное обеспечение камеры не позволяет оцифровывать результаты измерений температуры без вмешательства встроенного алгоритма автокалибровки. Достоверное измерение температуры осуществлено термопарами, ранее использованными при изучении теплосъема с мишени при ее нагреве [101].

На Рис. 81 представлено характерное изображение, получаемое с помощью инфракрасной камеры FLIR T650SC (FLIR, США), растянутое по вертикали в  $\sqrt{2}$  раз. На изображение пунктиром наложен круг диаметром 30 мм – он наложен на границу яркости свечения  $1/e$  по отношению к максимуму. Видно, что пучок протонов нагревает область внутри диаметра 30 мм. Заметим, что светлые точки на изображении обусловлены нагревом мелких металлических капель, упавших на мишень сверху из-за касания пучка протонов стенок вакуумной камеры при подъеме напряжения ускорителя, и нагревом блистеров, возникающих при имплантации 2 МэВ протонов в медь [28]. Светлый овал вокруг пучка протонов, показанный пунктиром, не связан с нагревом — это отражение инфракрасного излучения мишени стенками цилиндрического патрубка, на который установлена камера. Далее во время проведения исследований изображения инфракрасной камеры использовали для корректировки положения пучка протонов на мишени.

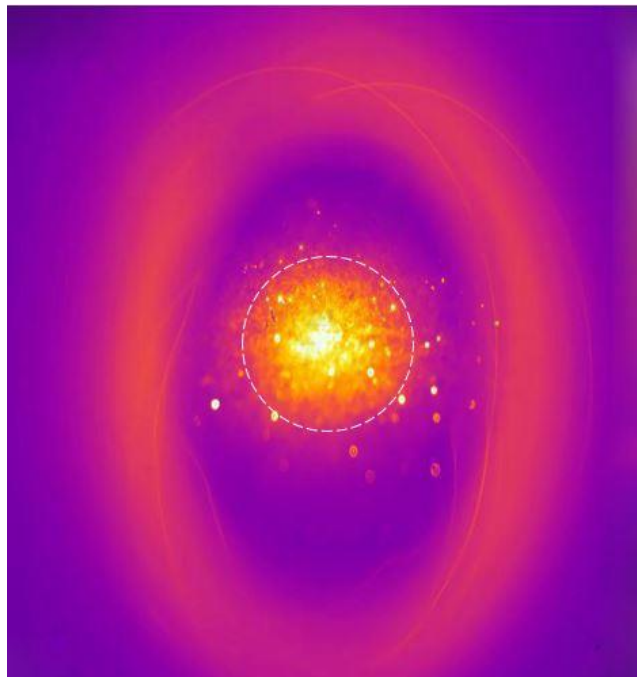


Рис. 81. Тепловое поле нагрева мишени протонным пучком, полученное с использованием инфракрасной камеры. Белым пунктиром обозначен круг диаметром 30 мм

Термопарами, вставленными внутрь медного диска литиевой мишени, измерена температура при облучении мишени пучком протонов с током, который

изменяли от 0,48 до 3,2 мА. Результаты измерения температуры, усредненной по значениям соответствующих количеств термопар, представлены на Рис. 82. Температура поверхности мишени (медного диска) может быть определена как

$$T = \Delta T_{\text{Cu}} + \Delta T_{\text{w-liq}} + \Delta T_{\text{liq}} + T_{\text{liq}} \quad (0.5)$$

где  $\Delta T_{\text{Cu}}$  – перепад температуры на меди,  $\Delta T_{\text{w-liq}}$  – разность температуры охлаждаемой стенки и жидкости,  $\Delta T_{\text{liq}}$  – величина среднего нагрева теплоносителя,  $T_{\text{liq}}$  – начальная температура теплоносителя.

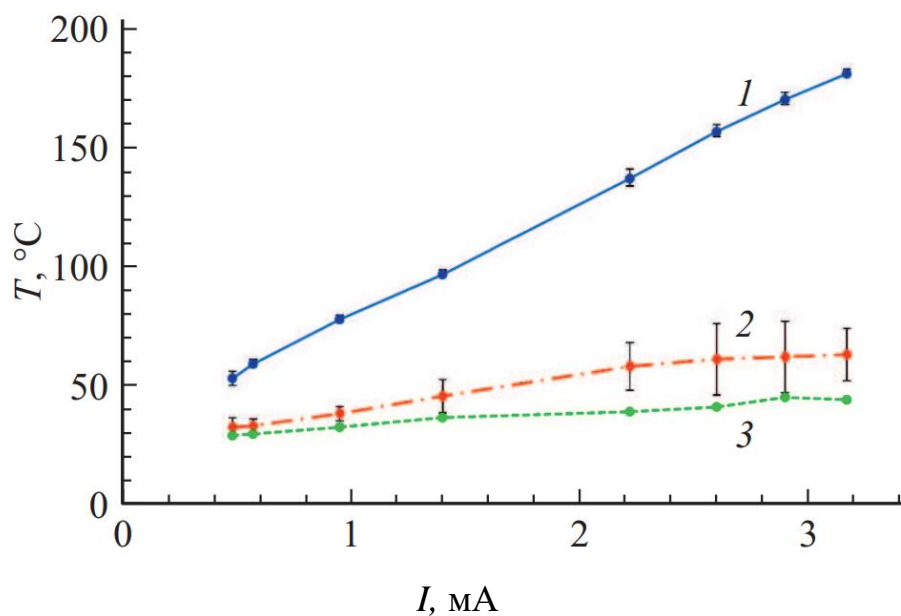


Рис. 82. Зависимость температуры мишени от тока протонного пучка: 1 – в центре, 2 – на расстоянии 18 мм от центра, 3 – на расстоянии 26 мм от центра

Длина пробега 2 МэВ протона в меди, равная 19 мкм [103], много меньше толщины медного диска, и можно полагать, что протонный пучок нагревает только поверхность. В этом случае перепад температуры от поверхности диска до охлаждающего канала оценим как  $\Delta T_{\text{Cu}} = qh_{\text{Cu}}/\lambda_{\text{Cu}}$ , где  $q$  – плотность мощности нагрева,  $h_{\text{Cu}} = 5$  мм и  $\lambda_{\text{Cu}} = 400$  Вт·м<sup>-1</sup>·К<sup>-1</sup> – толщина и коэффициент теплопроводности меди. Перенос тепла от твердой стенки к теплоносителю осуществляется конвективным теплообменом, эффективным при турбулентном течении жидкости. Из Рис. 82 видно, что температура растет линейно с ростом нагрева, что указывает на охлаждение стенки турбулентным потоком воды без

закипания. Если бы реализовался еще более эффективный режим теплосъема турбулентным потоком воды с пузырьковым кипением, то температура оставалась бы постоянной при увеличении нагрева [104]. В режиме теплосъема турбулентным потоком воды без закипания перепад температуры между охлаждаемой стенкой и теплоносителем  $\Delta T_{w-liq}$  определяется как  $\Delta T_{w-liq} = P/(\alpha S)$ , где  $P$  — передаваемая мощность тепла,  $S$  — площадь поверхности теплообмена,  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи, который определяется гидродинамическим режимом течения жидкости и ее термодинамическими свойствами [105].

Так как тепло снимается водой, на выходе из мишени она нагревается на  $\Delta T_{liq} = P/(C_p \cdot Q)$ , где  $P$  — мощность нагрева,  $C_p$  и  $Q$  — теплоемкость и расход воды. Все три составляющие перепада температуры,  $\Delta T_{Cu}$ ,  $\Delta T_{w-liq}$  и  $\Delta T_{liq}$ , имеют линейную зависимость от мощности нагрева. Следовательно, нагрев мишени пропорционален мощности пучка протонов, а потому по измеренному распределению температуры можно восстановить профиль плотности мощности пучка протонов. Представим радиальное распределение мощности и, как следствие, температуры распределением Гаусса:  $T = \Delta T_0 \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right) + T_{liq}$ , где  $\Delta T_0 = \Delta T_{Cu} + \Delta T_{w-liq} + \Delta T_{liq}$  — прирост температуры в максимуме плотности мощности нагрева, т. е. центре пучка протонов,  $r_0$  — радиус пучка протонов. Тогда, измерив температуру в центре  $T_0$  и на известном радиусе  $T_r$  ( $r_t = 18$  или  $26$  мм), определим радиус пучка протонов как  $r_0 = r_t / (\ln A)^{1/2}$ , где  $A = (T_0 - T_{liq}) / (T_r - T_{liq})$ . Результат восстановления радиуса пучка протонов в зависимости от тока представлен на Рис. 83.

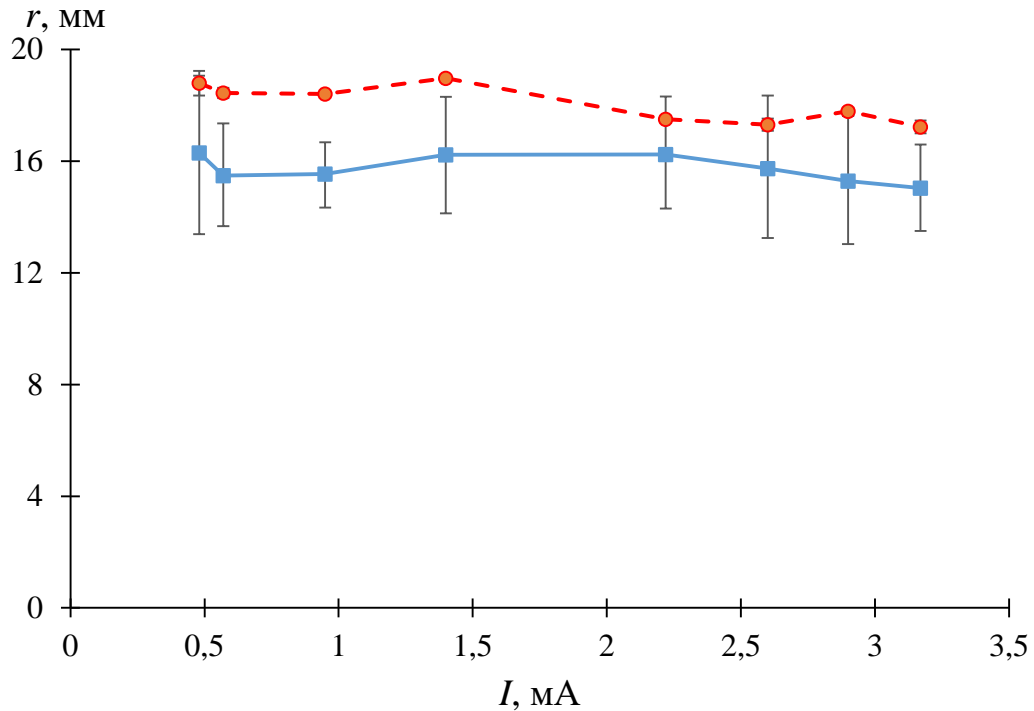


Рис. 83. Зависимость радиуса пучка протонов от тока пучка: штриховая линия – по данным термопар, расположенных на радиусе 26 мм, сплошная линия – по данным термопар, расположенных на радиусе 18 мм

Видно, что определенный таким образом радиус пучка протонов немного различен в зависимости от того, берем ли мы показания термопар, расположенных на радиусе 18 мм, или термопар на радиусе 26 мм. Это различие может быть объяснено тем, что форма пучка протонов немного отличается от гауссовой.

Основной результат исследований состоит в том, что размер пучка протонов на мишени не зависит от тока пучка протонов в диапазоне от 0,48 до 3,2 мА; диаметр пучка протонов равен  $33 \pm 5$  мм. Отсутствие зависимости размера пучка протонов на мишени от его тока указывает на отсутствие заметного влияния пространственного заряда на транспортировку пучка протонов от ускорителя до мишени. Данное обстоятельство упрощает комплектацию тракта транспортировки пучка протонов, поскольку не требует установки квадрупольных линз, и существенно упрощает получение пучка протонов в широком диапазоне изменения тока, что важно при проведении исследований на установке.

## § 5.5. Выводы

Разработаны и применены 9 методик измерения положения и профиля пучка протонов, получаемого в ускорителе-тандеме с вакуумной изоляцией. Некоторые из них — охлаждаемые диафрагмы, термодпары в мишени и люминесценцию поверхности литиевой мишени — используют в рутинном режиме при получении пучка протонов. С применением охлаждаемой диафрагмы и проволочного сканера измерен фазовый портрет пучка протонов и изучена его зависимость от тока пучка ионов и от силы линзы, фокусирующей пучок ионов на вход ускорителя.

Ниже представлена сводная Таблица 6 по реализованным методам диагностики ионного пучка, основной результат, полученный с использованием диагностики, и границы применимости диагностики.

Таблица 6. Сводная таблица реализованных диагностик

Диагностика/ характеристики	Место диагностики	Измеренная величина и ее значение*	Границы применимости
Распространение границы блистерообразования	Диагностическая камера на выходе из ускорителя	13 × 17	Ток протонов превышает порог блистерообразова ния
Активация литиевой мишени	Диагностическая камера на выходе из ускорителя	20	Энергия протонного пучка более 1,882 МэВ
Распространение расплавленного слоя литиевой мишени	Диагностическая камера на выходе из ускорителя	16 × 22	Плотность мощности протонного пучка порядка 1 кВт/см <sup>2</sup>
Использование охлаждаемой диафрагмы с целью	Диагностическая камера в горизонтальном тракте после поворотного магнита	14	Мощность пучка менее 10 кВт
Использование охлаждаемой диафрагмы с отверстием	Диагностическая камера в горизонтальном тракте после поворотного магнита	15	Мощность пучка менее 6 кВт
Двумерное сканирование пучка (томография)	Диагностическая камера в горизонтальном тракте	13	Мощность пучка менее 6 кВт

	после поворотного магнита		
Отпечаток пучка на литиевой мишени	Диагностическая камера в горизонтальном тракте после поворотного магнита	Угловая расходимость пучка протонов 2 мрад	Мощность пучка менее 6 кВт
Телескоп	Обдирочная мишень	4	Пучок протонов должен транспортироваться в вертикальный тракт
Инфракрасная камера	Диагностическая камера в вертикальном тракте после поворотного магнита	30	Энергия протонного пучка менее 1,882 МэВ
Термосопротивления, вставленные внутрь медной подложки	Диагностическая камера в вертикальном тракте после поворотного магнита	33	—
OWS-30 и охлаждаемая диафрагма с отверстием	Диагностическая камера в горизонтальном тракте после поворотного магнита	Нормализованный эмиттанс протонов равен от 0,2 до 0,3 мм·мрад при различной фокусировке и при токе пучка до 3 мА	Энергия протонного пучка менее 1 МэВ**, ток протонного пучка менее 3 мА
Охлаждаемые диафрагмы	Расположены в 4 положениях в высокоэнергетическом тракте	Термический аналог пикап-электрода	—
Эффективность газовой обдирочной мишени	Обдирочная мишень	Процент конвертированных из отрицательных ионов водорода протонов	Пучок протонов должен транспортироваться в вертикальный тракт
Калориметрия обдирочной мишени	Обдирочная мишень	Осаждаемая на газовой обдирочной мишени мощность	—

\*Указанные цифры без пояснения означают ширину или произведение ширин на уровне  $1/e$  в мм.

\*\*Ограничение, указанное в технической документации проволочного сканера OWS-30.

Обратим внимание, что, хоть и значения размеров находятся в относительном согласии друг с другом, сравнивать их не совсем корректно,



поскольку как хронологически, они получены при разных параметрах пучках, так и, например, 1 мА пучка отрицательных ионов водорода могут быть получены при разных наборах параметров источника, что приводит к разной плазменной границе разряда. Также следует учесть, что по мере развития диагностических средств на установке оптимизировалось проведение пучка. Это особо заметно для первых трех диагностик в отличие от других диагностик размера пучка.

В результате разработки и внедрения диагностических методик и проведения научных исследований с их применением установлено следующее:

1. Пучок протонов, получаемый в ускорителе-тандеме с вакуумной изоляцией, характеризуется диаметром 9–11 мм, угловой расходимостью до  $\pm 1,5$  мрад, нормализованным эмиттансом 0,2 мм мрад.

2. Транспортировка пучка протонов не сопровождается заметным влиянием пространственного заряда.

3. Пучок протонов может быть транспортирован на расстояние 10 м до литиевой мишени диаметром 10 см без применения дополнительных средств фокусировки.

4. Разработанные и внедренные диагностические средства позволяют обеспечить стабильное и долговременное получение пучка протонов или дейтронов с энергией, варьируемой от 0,6 до 2,3 МэВ, с током, варьируемым от 1 нА до 10 мА.

Результаты разработки диагностических методик и проведенных исследований по измерению и контролю положения и размера пучка протонов, измерению фазового портрета пучка протонов и изучению влияния пространственного заряда на транспортировку пучка протонов представлены и обсуждены на двух Всероссийских конференциях по ускорителям заряженных частиц, на двух Международных школах молодых исследователей в области БНЗТ, на Азиатском форуме по ускорителям и детекторам и на Международном конгрессе по нейтрон-захватной терапии. Результаты исследования опубликованы в трудах конференций [9, 13–15] и в научных журналах [27, 28, 31 и 33].

## Заключение

В Институте ядерной физики СО РАН предложен, создан и функционирует источник нейтронов на основе электростатического тандемного ускорителя заряженных частиц оригинальной конструкции, ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией, и литиевой мишени. Установку используют для развития методики бор-нейтронозахватной терапии, для изучения радиационного блистеринга металла при имплантации ионов, для измерения сечений ядерных реакций, для радиационного тестирования перспективных материалов и для ряда других приложений. Установка стала прототипом коммерческого источника тепловых нейтронов, которым оснащают онкологические клиники с целью проведения бор-нейтронозахватной терапии.

Основные результаты диссертационной работы следующие:

1. Разработаны и применены различные диагностические методики (оптические, тепловые, токовые и активационные) для измерения и контроля положения, размера и фазового портрета пучка ионов в ускорителе-тандеме с вакуумной изоляцией.
2. Установлено, что инжекция пучка отрицательных ионов водорода в ускоритель сопровождается действием пространственного заряда, и для оптимального ускорения ионов при изменении тока требуется корректировка силы фокусирующей линзы.

3. Определено, что пучок протонов, выходящий из ускорителя, характеризуется диаметром 9 – 11 мм, угловой расходимостью до  $\pm 1,5$  мрад, нормализованным эмиттансом 0,2 мм мрад.

4. Установлено, что транспортировка пучка протонов не сопровождается заметным влиянием пространственного заряда.

5. Определено, что пучок протонов может быть транспортирован на расстояние 10 м до литиевой мишени диаметром 10 см без применения дополнительных средств фокусировки.

6. Предложенное и реализованное измерение потока сопутствующих атомов водорода обеспечивает оперативный контроль эффективности газовой обдирочной мишени.

7. Измерено, что ток ионов аргона, сопутствующих протонам, пренебрежимо мал и его подавление не требуется.

8. Разработанные и внедренные диагностические средства обеспечивают стабильное и долговременное получение пучка протонов или дейтронов с энергией, варьируемой от 0,6 до 2,2 МэВ, с током от 0,5 мА до 3 мА.

Рекомендуется продолжить дальнейшую разработку диагностических средств оперативного контроля положения и размера пучка ионов и их внедрение в систему управления данных установкой и сбора. Также рекомендуется изучить транспортировку и ускорение ионов для модернизации ускорителя с целью повышения его надежности, требуемой при проведении терапии и научных исследований.

Автор работы выражает признательность:

своему научному руководителю Таскаеву Сергею Юрьевичу за постоянный интерес как к научной, так и повседневной деятельности, за готовность выслушать и помочь советом и действием, за всестороннюю поддержку, человеку, без которого описанная работа была бы невозможна, а также Таскаевой Елене Львовне за помощь при редактировании текста диссертации и постоянную поддержку своего супруга;

своим родителям за то, что решились отправить 15 летнего сына в летнюю школу при СУНЦ НГУ из Хабаровска, за постоянный интерес к исследовательской работе и жизни и за, как считает автор, достойное воспитание. Своей любимой жене и ее сестре за постоянную поддержку и ценные обсуждения;

своим первым научным руководителям Лукиной Г.С., Золкину А.С., Дейчули П.П., Шошину А.А. и Сорокину И.Н. за помощь в становлении физиком-экспериментатором;

всему коллективу лаборатории БНЗТ, в особенности Касатову Д.А., Касатовой А.И., Соколовой Е.О., Макарову А.Н., Остреинову Г.М., Щудло И.М., Савинову С.С., Быкову Т.А., Кошкареву А.М., Пономареву П.Д., Понедельченко А.В., Эделю В.И., Бикчуриной М.И;

своим друзьям, а именно Морсину А.А., Васильеву К.В., Люлину А.В., Проскуряковой А.А., Котовой И.М., Сидоренко И.А., Сидоренко Д.С., Элюану К.С., Кожевниковой В.В. и др.;

сотрудникам ИЯФ: Астрелину В.Т., Мешкову О.И., Полосаткину С.В., Лотову К.В., Сквородину Д.И., Бельченко Ю.И., Санину А.Л., Гмыре А.А., Давыденко В.И., Иванову И.А., Иванову А.А., Бурдакову А.В., Беклемишеву А.Д., Бурмасову В.С., Шиховцеву И.Н., Анненкову В.В., Аракчееву А.С., Шпагиной М.С., Резниченко А.В., Бобровникову В.С., Попову С.С., Багрянскому П.А., Аржанникову А.В., Вострикову В.А., Тимофееву И.В.

Бобровниковой Ольге Николаевне и Макаровой Софье Николаевне за помощь в подготовке диссертационных документов.

Автор выражает надежду, что полученные результаты окажутся полезными для развития методики БНЗТ и ее внедрения в клиническую практику, в частности, при создании клиники БНЗТ в Национальном медицинском исследовательском центре онкологии им. Н. Н. Блохина (Москва).

## Список литературы

1. Neutron Capture Therapy: Principles and Applications : монография / под ред. W. Sauerwein, A. Wittig, R. Moss, Y. Nakagawa. – Berlin : Springer, 2012. – 553 p. - ISBN 978-3-642-31333-2. – Текст : непосредственный.
2. Таскаев, С. Ю. Бор-нейтронозахватная терапия : монография / С. Ю. Таскаев, В. В. Каньгин. – Новосибирск : Издательство СО РАН, 2016. – 216 с. - ISBN 978-5-7692-1500-1. – Текст : непосредственный.
3. Accelerator-based BNCT for patients with recurrent glioblastoma: a multicenter phase II study / S. Kawabata, M. Suzuki, K. Hirose [et al.]. – Текст : непосредственный // Neuro-Oncology Advances. – 2021. – Vol. 3, nr 1. – P. 1-9.
4. Boron neutron capture therapy using cyclotron-based epithermal neutron source and borofalan ( $^{10}\text{B}$ ) for recurrent or locally advanced head and neck cancer (JHN002): An open-label phase II trial / K. Hirose, A. Konno, J. Hiratsuka [et al.]. – Текст : непосредственный // Radiotherapy and Oncology. – 2021. – Vol. 155. – P. 182-187.
5. Evaluation of the characteristics of the neutron beam of a linac-based neutron source for boron neutron capture therapy / H. Kumada, K. Takada, S. Tanaka [et al.]. – Текст : непосредственный // Applied Radiation and Isotopes. – 2020. – Vol. 165 – Article number 109246.
6. Accelerator based neutron source for the neutron-capture and fast neutron therapy at hospital / B. Bayanov, V. Belov, E. Bender [et al.]. – Текст : непосредственный // Nuclear Instrum. and Methods. – 1998. – Vol. A413. – P. 397-426.

- 7.** Business Wire: [сайт]. – URL:  
<https://www.businesswire.com/news/home/20210926005023/en/TAE-Life-Sciences-Announces-Installation-of-First-Accelerator-based-Neutron-Beam-System-for-Biologically-Targeted-Radiation-Therapy-at-Xiamen-Humanity-Hospital-in-China/> (дата обращения: 01.06.2022) – Яз. англ. – Текст : электронный.
- 8.** Measurement of the Ion Beam Profile with the D-Pace Wire Scanner / E. Sokolova, D. Kasatov, Ya. Kolesnikov [et al.]. – Текст : непосредственный // Proceedings of the XXV Russian Particle Accelerator Conference (St. Petersburg, Russia, 21-25 November 2016). – St. Petersburg, 2016. – P. 695-697.
- 9.** Measurement of the Proton Beam Profile via an Activation Method of Diagnostics / E. Sokolova, D. Kasatov, Ya. Kolesnikov [et al.]. – Текст : непосредственный // Proceedings of the XXV Russian Particle Accelerator Conference (St. Petersburg, 21-25 November 2016). – St. Petersburg, 2016. – P. 698-699.
- 10.** Measurement of a H<sup>-</sup> Ion Beam with D-Pace's OWS-30 Wire Scanner / Т. Выков, Ia. Kolesnikov, A. Makarov [et al.]. – Текст : непосредственный // AIP Conference Proceedings (Novosibirsk, 3-7 September 2018). – Novosibirsk, 2018. – 050013.
- 11.** Measurement of the space charge effect of a negative hydrogen ion beam / Т. Выков, D. Kasatov, Ia. Kolesnikov [et al.]. – Текст : непосредственный // AIP Conference Proceedings (Novosibirsk, 3-7 September 2018). – Novosibirsk, 2018. – 070004.
- 12.** Measurement of the Argon Ion Current Accompanying the Proton Beam at the Accelerating Source of Epithermal Neutrons / I. Kolesnikov, Yu. Ostreinov, P. Ponomarev [et al.]. – Текст : непосредственный // Proceedings of the XXVII Russian Particle Accelerator Conference (Alushta, 26 September – 2 October 2021). – Alushta, 2021. – P. 334-336.
- 13.** Measurement of the Phase Portrait of a 2 MeV Proton Beam Along Beam Transfer Line / Т. Выков, Ia. Kolesnikov, S. Savinov [et al.]. – Текст : непосредственный

- // Proceedings of the XXVII Russian Particle Accelerator Conference (Alushta, 26 September – 2 October 2021). – Alushta, 2021. – P. 399-401.
- 14.** 2D-Tomography of the Proton Beam in the Vacuum Insulated Tandem Accelerator / M. Bikchurina, I. Kolesnikov, S. Savinov [et al.]. – Текст : непосредственный // Proceedings of the XXVII Russian Particle Accelerator Conference (Alushta, 26 September – 2 October 2021). – Alushta, 2021. – P. 402-403.
- 15.** Proton Beam Size Diagnostics Used in the Vacuum Insulated Tandem Accelerator / M. Bikchurina, T. Bykov, D. Kasatov [et al.]. – Текст : непосредственный // Proceedings of the XXVII Russian Particle Accelerator Conference (Alushta, 26 September – 2 October 2021). – Alushta, 2021. – P. 404-406.
- 16.** Measurement of the space charge effect of a negative hydrogen ion beam / Ya. Kolesnikov, T. Bykov, D. Kasatov [et al.]. – Текст : непосредственный // Programme and Abstracts of the 9th Young Researchers' BNCT Meeting (Kyoto, Japan, 13-15 November 2017). – Kyoto, 2017. – P. 105.
- 17.** Measurement of the emittance of negative hydrogen ion beam injected into vacuum insulation tandem accelerator / I. Shchudlo, T. Bykov, D. Kasatov [et al.]. – Текст : непосредственный // Programme and Abstracts of the 9th Young Researchers' BNCT Meeting (Kyoto, Japan, 13-15 November 2017). – Kyoto, 2017. – P. 107.
- 18.** Accelerator neutron source for boron neutron capture therapy / S. Taskaev, D. Kasatov, A. Makarov [et al.]. – Текст : непосредственный // Proceedings of the 9th International Particle Accelerator Conference (Vancouver, Canada, 29 April – 4 May 2018). – Vancouver, 2017. – P. 550-552.
- 19.** Study of the influence of space charge on proton beam transport from an accelerator to a neutron target / Ia. Kolesnikov, T. Bykov, D. Kasatov [et al.]. – Текст : непосредственный // Book of abstracts of the 10 Young Researchers BNCT Meeting (Helsinki, Finland, 26-29 September 2019). – Helsinki, 2019.
- 20.** Observation of the luminescence on the lithium neutron generating target under proton beam irradiation / E. Sokolova, T. Bykov, D. Kasatov [et al.]. – Текст :

- непосредственный // Book of abstracts of the 10 Young Researchers BNCT Meeting (Helsinki, Finland, 26-29 September 2019). – Helsinki, 2019. – P. 18.
- 21.** Measurement of the phase space of proton beam in BINP accelerator based neutron source / I. Kolesnikov, T. Bykov, S. Savinov [et al.]. – Текст : непосредственный // Asian Forum for Accelerators and Detectors (Novosibirsk, Russia 16-18 March 2021). – Novosibirsk, 2021.
- 22.** Diagnostics of the proton beam position using the measurement of the lithium neutron producing target / E. Sokolova, T. Bykov, D. Kasatov [et al.]. – Текст : непосредственный // Asian Forum for Accelerators and Detectors (Novosibirsk, Russia, 16-18 March 2021). – Novosibirsk, 2021.
- 23.** Luminescence of the lithium neutron generating target under proton beam irradiation / T. Bykov, D. Kasatov, Ia. Kolesnikov [et al.]. – Текст : непосредственный // Book of Abstracts of the 19<sup>th</sup> International Congress on Neutron Capture Therapy (Granada, Spain, 27 September – 1 October 2021). – Granada, 2021. – P. 98.
- 24.** Diagnostics of the efficiency of a stripping target of the Vacuum Insulated Tandem Accelerator / Ia. Kolesnikov, A. Koshkarev, I. Shchudlo, S. Taskaev. – Текст : непосредственный // Book of Abstracts of the 19<sup>th</sup> International Congress on Neutron Capture Therapy (Granada, Spain, 27 September – 1 October 2021). – Granada, 2021. – P. 100.
- 25.** Various diagnostics of the proton beam size on the Vacuum Insulated Tandem Accelerator / M. Vikchurina, T. Bykov, D. Kasatov [et al.]. – Текст : непосредственный // Book of Abstracts of the 19<sup>th</sup> International Congress on Neutron Capture Therapy (Granada, Spain, 27 September – 1 October 2021). – Granada, 2021. – P. 101.
- 26.** Колесников, Я.А. Исследование и оптимизация транспортировки и ускорения пучка ионов в ускорителе-тандеме с вакуумной изоляцией: специальность 1.3.18 «Физика ускорителей и пучков заряженных частиц» : выпускная квалификационная работа аспиранта / Колесников Ярослав



Александрович ; Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера. – Новосибирск, 2022. – 146 с. – Текст : непосредственный.

27. Neutron Source Based on Vacuum Insulated Tandem Accelerator and Lithium Target / S. Taskaev, E. Berendeev, M. Bikchurina [et al.]. – Текст : непосредственный // *Biology*. – 2021. – Vol. 10, nr 5. – 350.
28. *In Situ* Observations of Blistering of a Metal Irradiated with 2-MeV Protons / A. Badrutdinov, T. Bykov, S. Gromilov [et al.]. – Текст : непосредственный // *Metals*. – 2017. – Vol. 7, nr 12. – P. 558.
29. Измерение проволочным сканером пучка отрицательных ионов водорода, инжектируемого в ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией / Т.А. Быков, Д.А. Касатов, Я.А. Колесников [и др.]. – Текст : непосредственный // *Приборы и техника эксперимента*. – 2018. – Т. 61, вып. 5. – С. 90-95.
30. Диагностика эффективности газовой обдирочной мишени ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией / Я.А. Колесников, А.М. Кошкарев, С.Ю. Таскаев, И.М. Щудло. – Текст : непосредственный // *Приборы и техника эксперимента*. – 2020. – Т. 63, вып. 3. – С. 25-29.
31. Исследование влияния пространственного заряда на транспортировку 2 МэВ пучка протонов в ускорительном источнике эпителивых нейтронов / Т.А. Быков, Д.А. Касатов, Я.А. Колесников [и др.]. – Текст : непосредственный // *Журнал технической физики*. – 2021. – Т. 91, вып. 1. – С. 105-109.
32. Измерение тока пучка ионов аргона, сопутствующего пучку протонов, в ускорителе-тандеме с вакуумной изоляцией / Я.А. Колесников, Г.М. Остреинов, П.М. Пономарев [и др.]. – Текст : непосредственный // *Приборы и техника эксперимента*. – 2021. – вып. 4. – С. 5-9.
33. Измерение фазового портрета пучка ионов в ускорителе-тандеме с вакуумной изоляцией / М.И. Бикчурина, Т.А. Быков, Я.А. Колесников [и др.]. – Текст : непосредственный // *Приборы и техника эксперимента*. – 2022. – вып. 4. – С. 18-29.

- 34.** Смалюк, В.В. Диагностика пучка в ускорителях заряженных частиц : монография / В.В. Смалюк. – Новосибирск : НГУ, 2008. – 257 с. – ISBN 978-5-98901-063-9. – Текст : непосредственный.
- 35.** Sub-micrometer transverse beam size diagnostics using optical transition radiation / K. Kruchinin, A. Aryshev, P. Karataev [et al.]. – Текст : непосредственный // Journal of Physics: Conference Series. – 2014. – nr 517. – 012011.
- 36.** 27-Pole 4.2 T wiggler for biomedical imaging and therapy beamline at the Canadian light source / S. Khrushchev, V. Lev, N. Mezentsev [et al.]. – Текст : непосредственный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – 2009. – Vol. 603, nr 1-2. – P. 7-9.
- 37.** Transverse profile imager for ultrabright electron beams / R. Ischebeck, E. Prat, V. Thominet, C. Ozkan Loch. – Текст : непосредственный // Physical Review Special Topics – Accelerator and Beams. – 2015. – Vol. 18, nr 8. – 082802.
- 38.** Thomas C. Pinhole camera resolution and emittance measurement / C. Thomas, G. Rehm. – Текст : непосредственный // 11<sup>th</sup> European Particle Accelerator Conference (Genoa, Italy, 23-27 June 2008). – Genoa, 2008. – 0806233.
- 39.** Takabayashi Y. New method for measuring beam profiles using a parametric x-ray pinhole camera / Y. Takabayashi, K. Sumitani. – Текст : непосредственный // Physics Letters, Section A: General, Atomic and Solid State Physics. – 2013. – V. 377, nr 38. – P. 2577-2580.
- 40.** Morgan A. Design of the faraday cups in DIAMOND / A. Morgan – Текст : непосредственный // Proceedings of the 7<sup>th</sup> European Workshop on Beam Diagnostics and Instrumentation for Particle Accelerators (Lyon, France, 6-8 June 2005). – Lyon, 2005. – P. 51 - 53.
- 41.** RP Photonics Encyclopedia : [сайт]. – URL: [https://www.rp-photonics.com/microchannel\\_plates.html/](https://www.rp-photonics.com/microchannel_plates.html/) (дата обращения: 06.06.2022). – Яз. англ. – Текст : электронный.
- 42.** The multiwire secondary emission monitor and the emittance measurement of the AGS beam / W. Weng, I-H. Chiang, G. Smith, A. Soukas. – Текст :

- непосредственный // IEEE Transactions on Nuclear Science. – 1983. – V. 30, nr 4. – P. 2331 – 2333.
- 43.** The PS booster fast wire scanner / S. Burger, C. Carli, M. Ludwig [et al.]. – Текст : непосредственный // Proceedings of the 6<sup>th</sup> European Workshop on Beam Diagnostics and Instrumentation for Particle Accelerators (Mainz, Germany 5-7 May 2003). – Mainz, 2003. – P. 122-124.
- 44.** Laser profile measurements of an H<sup>-</sup> beam / R. Connolly, P. Cameron, J. Cupolo [et al.]. – Текст : непосредственный // Proceedings of the 5<sup>th</sup> European Workshop on Diagnostics and Beam Instrumentation (Grenoble, France, 13-15 May 2001). – Grenoble, 2001. – P. 1300-1302.
- 45.** The SNS laser profile monitor design and implementation / S. Assadi, A. Aleksandrov, W. Blokland [et al.]. – Текст : непосредственный // Proceedings of the IEEE Particle Accelerator Conference (Oregon, USA, 12-16 May 2003). – Oregon, 2001. – P. 2706-2708.
- 46.** Génévriez, M. Animated-crossed-beam measurement of the photodetachment cross section of H<sup>-</sup> / M. Génévriez, X. Urbain. – Текст : непосредственный // Journal of Physics: Conference Series. – 2015. – V. 635, nr 9. – 092031.
- 47.** Hamamatsu microchannel plate assembly : [сайт]. – URL: [www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/MCP\\_assembly\\_TMCP0003E.pdf](http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/MCP_assembly_TMCP0003E.pdf)/ (дата обращения: 06.06.2022). – Яз. англ. – Текст : электронный.
- 48.** Advanced residual gas profile monitor for high current synchrotrons and cooler rings / P. Forck, T. Giacomini, A. Golubev [et al.]. – Текст : непосредственный // Proceedings of the 6<sup>th</sup> European Workshop on Beam Diagnostics and Instrumentation for Particle Accelerators (Mainz, Germany, 5-7 May 2003). – Mainz, 2003 – P. 134-136.
- 49.** Гаврилов, С.А. Исследование метода двумерной неразрушающей диагностики поперечных характеристик пучков ускоренных заряженных частиц на основе ионизации остаточного газа : специальность 01.04.01 «Приборы и методы экспериментальной физики» : диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук / Гаврилов Сергей

- Александрович ; Московский физико-технический институт – Долгопрудный, Москва, Троицк, 2013. – 117 с. – Текст : непосредственный.
- 50.** Кудашкин, И.В. Разработка и создание устройств систем диагностики и мониторинга внутренних и выведенных пучков ускорителя Нуклотрон : специальность 01.04.01 «Приборы и методы экспериментальной физики» : диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук / Кудашкин Иван Васильевич ; Объединенный Институт ядерных исследований – Дубна, 2015. – 88 с. – Текст : непосредственный.
- 51.** Design and development of ionization profile monitor for the cryogenic sections of the ESS Linac / F. Benedetti, P. Abbon, F. Belloni [et al.]. – Текст : непосредственный // EPJ Web of Conferences. – 2020. – V. 225 – 01009.
- 52.** Two-dimensional non-destructive diagnostics for accelerators by Beam Cross section Monitor / S. Gavrilov, A. Feschenko, P. Reinhardt-Nickoulin, I. Vasilyev. – Текст : непосредственный // Journal of Instrumentation. – 2014. – Vol. 9, nr 1. –P01011.
- 53.** Courant, E. Theory of the alternating-gradient synchrotron / E. Courant, H. Snyder. – Текст : непосредственный // Annals of Physics. – 1958. – Vol. 3: nr 1. – P. 1-48.
- 54.** Wiedemann, H. Particle Accelerator Physics : монография / H. Wiedemann. – Stanford : Springer, 2007. – 949 с. – ISBN 978-3-540-49043-2. – Текст : непосредственный.
- 55.** Bolzmann, A. A. Investigation of the Longitudinal Charge Distribution of Electron Bunches at the VUL-FEL using the Transverse Deflecting Cavity LOLA : PhD thesis ; Wurzburg University, 2005.
- 56.** Lee, S. Accelerator Physics : монография / S. Lee. – Hackensack : World Scientific Publishing, 2019. – 569 с. – ISBN 978-981-3274-69-3. – Текст : непосредственный.
- 57.** Allison, P. An emittance scanner for intense low-energy ion beams / P. Allison, J. Sherman, D. Holtkamp. – Текст : непосредственный. IEEE Transactions on Nuclear Science. – 1983. – Vol. 30, nr 4. – P. 2204-2206.

58. Characterisation of the PXIE Allison-type emittance scanner / R. D'Arcy, M. Alvarez, J. Gaynier [et al.]. – Текст : непосредственный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – 2016. – Vol. 815. – P. 7-17.
59. D-Pace : [сайт]. – URL: <https://www.d-pace.com/?e=2/> (дата обращения 06.06.2022). – Яз. англ. – Текст : электронный.
60. Transverse profile tomography of a high current proton beam with a multi-wire scanner / Q. Xing, L. Du, X. Guan [et al.]. – Текст : непосредственный // Physical Review Accelerators and Beams. – 2018. – Vol. 21, nr 7. – 072801.
61. Pepper pot emittance meter / A. Pikin, A. Kronou, J. Ritter, V. Zajic. – Текст : непосредственный // BNL C-AD Technote. – 2006.
62. Hahn, G. Development of a precision pepper-pot emittance meter / G. Hahn, J. Hwang. – Текст : непосредственный // Proceedings of the 8<sup>th</sup> International Beam Instrumentation Conference (Malmo, Sweden, 8-12 September 2019). – Malmo, 2019. – P. 369-372.
63. Four-dimensional phase space measurement using multiple two-dimensional profiles / M. Wang, Z. Wang, D. Wang [et al.]. – Текст : непосредственный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – 2019. – Vol. 943. – 162438.
64. Green, A. Implementation of quadrupole-scan emittance measurement at Fermilab's Advanced Superconducting Test Accelerator (ASTA) / A. Green, Y. Shin. – Текст : непосредственный // Proceedings of the 6<sup>th</sup> International Particle Accelerator Conference (Virginia, USA, 3-8 May 2015). – Virginia, 2015. – P. 669-671.
65. Transverse emittance measurement of KAERI Linac with thick lens quadrupole scan / S. Setiniyaz, I-H. Baek, M. Chae [et al.]. – Текст : непосредственный // Proceedings of the 37<sup>th</sup> International Free Electron Laser Conference (Daejeon, Korea 23-28 August 2015). – Daejeon, 2015. – P. 185-187.
66. An, D. Transverse beam emittance measurement using quadrupole variation at KIRAMS-430 / D. An, G. Hahn, C. Park. – Текст : непосредственный // Journal of the Korean Physical Society. – 2015. – Vol. 66, nr 3. – P. 323-329.

- 67.** Beam emittance measurement for PLS-II Linac /B.-J. Lee, I. Hwang, C. Park, C. Kim. – Текст : непосредственный // Journal of the Korean Physical Society. – 2016. – Vol. 69, nr 6. – P. 989-993.
- 68.** Direct current H<sup>-</sup> source for boron neutron capture therapy tandem accelerator / Yu. Belchenko, A. Sanin, A. Khilchenko [et al.]. – Текст : непосредственный // Review of Scientific Instruments. – 2008. – Vol. 79, nr 2. – P.02A521.
- 69.** DC high power electron accelerators of ELV-series: status, development, applications / R. Salimov, V. Cherepkov, Yu. Golubenko [et al.]. – Текст : непосредственный // Radiation Physics and Chemistry. – 2000. – Vol. 57, nr 3-6. – P. 661-665.
- 70.** Таскаев, С.Ю. Ускорительный источник эпитепловых нейтронов : специальность 01.04.01 «Приборы и методы экспериментальной физики» : диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук / Таскаев Сергей Юрьевич ; Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера. – Новосибирск, 2014. – 295 с. – Текст : непосредственный.
- 71.** Таскаев, С.Ю. Ускорительный источник эпитепловых нейтронов / С.Ю. Таскаев. – Текст : непосредственный // Физика элементарных частиц и атомного ядра. – 2015. – Vol. 46, nr 6. – P. 956-990.
- 72.** Suppression of an unwanted flow of charged particles in a tandem accelerator with vacuum insulation / A. Ivanov, D. Kasatov, A. Koshkarev [et al.]. – Текст : непосредственный // Journal of Instrumentation. – 2016. – Vol. 11, nr 4. – P04018.
- 73.** D-Pace : [сайт]. – URL: <https://www.d-pace.com/?e=304/> (дата обращения 06.06.2022). – Яз. англ. – Текст : электронный.
- 74.** Boron-neutron capture therapy in Russia: preclinical evaluation of efficacy and perspectives of its application in neurooncology / A. Zaboronok, V. Byvaltsev, V. Kanygin [et al.]. – Текст : непосредственный // New Armenian Medical Journal. – 2017. – Vol. 11, nr 1. – P. 6-15.

- 75.** Perspectives of boron-neutron capture therapy of malignant brain tumors / V. Kanygin, A. Kichigin, A. Krivoshapkin, S. Taskaev. – Текст : непосредственный // AIP Conference Proceedings. – 2017. – Vol. 1882. – 020030.
- 76.** Radiobiological response of U251MG, CHO-K1 and V79 cell lines to accelerator-based boron neutron capture therapy / E. Sato, A. Zaboronok, T. Yamamoto [et al.]. – Текст : непосредственный // Journal of Radiation Research. – 2018. – Vol. 59, nr 2. – P. 101-107.
- 77.** Opportunities for Using an Accelerator-Based Epithermal Neutron Source for Boron Neutron Capture Therapy / S. Taskaev, V. Kanygin, V. Byvaltsev [et al.]. – Текст : непосредственный // Biomedical Engineering. – 2018. – Vol. 52, nr 2. – P. 73-76.
- 78.** Accelerator-based boron neutron capture therapy for malignant glioma: a pilot neutron irradiation study using boron phenylalanine, sodium borocaptate and liposomal borocaptate with a heterotopic U87 glioblastoma model in SCID mice / E. Zavjalov, A. Zaboronok, V. Kanygin [et al.]. – Текст : непосредственный // International Journal of Radiation Biology. – 2020. – Vol. 96, nr 7. – P. 868-878.
- 79.** Оценка эффективности воздействия бор-нейтронозахватной терапии на различные опухолевые и нормальную клеточные культуры / Каныгин В.В., Касатова А.И., Разумов И.А. [и др.]. – Текст : непосредственный // Сибирский онкологический журнал. – 2021. – Vol. 20, nr 3. – P. 56-66.
- 80.** Effects of boron neutron capture therapy on the growth of subcutaneous xenografts of human colorectal adenocarcinoma SW-620 in immunodeficient mice / V. Kanygin, A. Kasatova, E. Zavjalov [at al.]. – Текст : непосредственный // Bulletin of Experimental Biology and Medicine. – 2021. – Vol. 172, nr 9. – P. 356-361.
- 81.** Dose-dependent suppression of human glioblastoma xenograft growth by accelerator-based boron neutron capture therapy with simultaneous use of two boron-containing compounds / V. Kanygin, I. Razumov, A. Zaboronok [et al.]. – Текст : непосредственный // Biology. – 2021. – Vol. 10, nr 11. – 1124.

- 82.** In vivo Accelerator-based Boron Neutron Capture Therapy for Spontaneous Tumors in Large Animals: Case Series / V. Kanygin, A. Kichigin, A. Zaboronok [et al.]. – Текст : непосредственный // *Biology*. – 2022. – Vol. 11, nr 1. – 138.
- 83.** In situ study of the blistering effect of copper with a thin lithium layer on the neutron yield in the  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  reaction / Т. Bykov, N. Goloshevskii, S. Gromilov [et al.]. – Текст : непосредственный // *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research B*. – 2020. – Vol. 481. – P. 62–81.
- 84.** Measurement of the  ${}^7\text{Li}(p,p'\gamma){}^7\text{Li}$  reaction cross-section and 478 keV photon yield from a thick lithium target at proton energies from 0.7 to 1.85 MeV / Т. Bykov, D. Kasatov, Ia. Kolesnikov [et al.]. – Текст : непосредственный // *Applied Radiation and Isotopes*. – 2021. – Vol. 175. – 109821.
- 85.** Measurement of the  ${}^7\text{Li}(p,p'\gamma){}^7\text{Li}$  reaction cross-section and 478 keV photon yield from a thick lithium target at proton energies from 0.65 MeV to 2.225 MeV / S. Taskaev, Т. Bykov, D. Kasatov [et al.]. – Текст : непосредственный // *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, B*. – 2021. – Vol. 502. – P. 85-94.
- 86.** Cross-section measurement for the  ${}^7\text{Li}(p,\alpha){}^4\text{He}$  reaction at proton energies 0.6 – 2 MeV / S. Taskaev, M. Bikchurina, Т. Bykov [et al.]. – Текст : непосредственный // *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, B*. – 2022. – в печати.
- 87.** Method for in situ measuring the thickness of a lithium layer / D. Kasatov, Ia. Kolesnikov, A. Koshkarev [et al.]. – Текст : непосредственный // *JINST*. – 2020. – Vol. 15, nr 10. – P10006.
- 88.** Qualification of Boron Carbide Ceramics for Use in ITER Ports / A. Shoshin, A. Burdakov, M. Ivantsivskiy [et al.]. – Текст : непосредственный // *IEEE Transactions on Plasma Science*. – 2020. – Vol. 48, nr 6. – P. 1474-1478.
- 89.** Test results of boron carbide ceramics for ITER port protection. / A. Shoshin, A. Burdakov, M. Ivantsivskiy [et al.]. – Текст : непосредственный // *Fusion Engineering and Design*. – 2021. – Vol. 168 – 112426.
- 90.** Integration of ITER diagnostic ports at the Budker institute / A. Shoshin, A. Burdakov, M. Ivantsivskiy [et al.]. – Текст : непосредственный // *Fusion Engineering and Design*. – 2022. – Vol. 178 – 113114.



91. Научно-производственное предприятие «Доза» : [сайт]. – URL: [http://www.doza.ru/docs/radiation\\_control/dbg\\_s11d.pdf/](http://www.doza.ru/docs/radiation_control/dbg_s11d.pdf/) (дата обращения 06.06.2022). – Яз. англ. – Текст : электронный.
92. Ионно-оптический тракт 2,5 МэВ 10 МА ускорителя-тандема / Г. Е. Деревянкин, Г. С. Крайнов, А. М. Крючков [и др.]. – Текст : непосредственный // Препринт ИЯФ. – 2002. – 2002-24.
93. D-Pace : [сайт]. – URL: <https://www.d-pace.com/?e=70/> (дата обращения 06.06.2022). – Яз. англ. – Текст : электронный.
94. Колесников, Я.А. Развитие ускорительного источника эпитепловых нейтронов : Диплом магистра / Колесников Ярослав Александрович ; Новосибирский национальный исследовательский государственный университет. – Новосибирск, 2018. – 67 с. – Текст : непосредственный.
95. Бондаренко, Б.В. Эмиссия электронов и ионов из твердого тела в вакуум : монография / Б.В. Бондаренко. – Москва : издательство МФТИ, 1982. – 83 с. – Текст : непосредственный.
96. Modification of the argon stripping target of the tandem accelerator / A. Makarov, Yu. Ostreinov, S. Taskaev, P. Vobly. – Текст : непосредственный // Applied Radiation and Isotopes. – 2015. – Vol. 106. – P. 53-56.
97. Макаров, А.Н. Люминесценция литиевой мишени при облучении протонным пучком / А.Н. Макаров, Е.О. Соколова, С.Ю. Таскаев. – Текст : непосредственный // Приборы и техника эксперимента. – 2021. – Vol. 64, nr 1. – P. 24-27.
98. Касатов, Д.А. Исследование материалов нейтроногенерирующей мишени для бор-нейтронозахватной тарпии : специальность 1.3.18 «Физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника» : диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук / Касатов Дмитрий Александрович ; Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера. – Новосибирск, 2022. – 138 с. – Текст : непосредственный.
99. Таблицы физических величин, Справочник / под ред. И.К. Кикоина – 1-е издание. – Москва : Атомиздат, 1976. – 1008 с. – Текст : непосредственный.

- 100.** Method for in situ measuring the thickness of a lithium layer / D. Kasatov, I. Kolesnikov, A. Koshkarev [et al.]. – Текст : непосредственный // Journal of Instrumentation – 2020. – Vol. 15, nr 10. – P10006.
- 101.** Bayanov, B. Neutron producing target for accelerator based neutron capture therapy / B. Bayanov, V. Belov, S. Taskaev. – Текст : непосредственный // Journal of Physics: Conference Series. – 2006. – Vol. 41, nr 1. – P. 460-465.
- 102.** Габович, М.Д. Физика и техника плазменных источников ионов : монография / М.Д. Габович. – Москва : Атомиздат, 1972. – 304 с. – Текст : непосредственный.
- 103.** Andersen, H. Hydrogen stopping powers and ranges in all elements. Volume 3 of the stopping powers and ranges of ions in matter : монография / H. Andersen, J. Ziegler. – Oxford : Pergamon Press, 1977. – 321 p. – Текст : непосредственный.
- 104.** Lithium neutron producing target for BINP accelerator-based neutron source / B. Bayanov, V. Belov, V. Kindyuk [et al.]. – Текст : непосредственный // Applied Radiation and Isotopes. – 2004. – Vol. 61, nr 5. – P. 817-821.
- 105.** Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена : монография / С.С. Кутателадзе. – Москва : Атомиздат, 1979. – 416 с. – Текст : непосредственный.