

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ «МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ
ИНСТИТУТ (ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)»**

УДК 621.384.6

На правах рукописи

Гаврилов Сергей Александрович

**ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДА ДВУМЕРНОЙ НЕРАЗРУШАЮЩЕЙ
ДИАГНОСТИКИ ПОПЕРЕЧНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПУЧКОВ
УСКОРЕННЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
НА ОСНОВЕ ИОНИЗАЦИИ ОСТАТОЧНОГО ГАЗА**

01.04.01 – приборы и методы экспериментальной физики

Диссертация

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Автор: _____ (С. А. Гаврилов)

Научный руководитель, д.ф.-м.н.: _____ (А. В. Фещенко)

Долгопрудный – Москва – Троицк, 2013 г.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.	4
Глава 1. АНАЛИЗ ИЗВЕСТНЫХ ПРИНЦИПОВ ИЗМЕРЕНИЙ.	11
1.1 Принципы работы ионизационных профилометров.	11
1.2 Обзор современных ионизационных профилометров.	13
1.3 Анализ существующих конфигураций и выводы.	32
Глава 2. СХЕМА И ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ ИОНИЗАЦИОННОГО МОНИТОРА ПОПЕРЕЧНОГО СЕЧЕНИЯ ПУЧКА.	35
2.1 Упрощенный анализ движения ионов в детекторе	35
2.2 Расчетная модель динамики ионов в ИМПС	40
2.3 Пространственное разрешение, чувствительность и точность Монитора.	52
2.4 Анализ численных результатов моделирования и выводы.	67
Глава 3. ОСОБЕННОСТИ ПРАКТИЧЕСКОЙ РЕАЛИЗАЦИИ МОНИТОРА НА ЛИНЕЙНОМ УСКОРИТЕЛЕ ИЯИ РАН.	68
3.1 Регистрация и обработка телевизионного изображения.	68
3.2 Влияние радиационного фона линейного ускорителя на работу Монитора.	73
3.3 Взаимодействие нейтронов с электроникой.	77
3.4 Анализ реализованных особенностей и выводы.	83

Глава 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ.	84
4.1 Измерения поперечного сечения пучка.	84
4.2 Измерения поперечного эмиттанса пучка.	86
4.3 Диагностические возможности монитора на основе свечения остаточного газа.	95
4.4 Анализ преимуществ Ионизационного монитора и выводы	100
 ЗАКЛЮЧЕНИЕ.	 103
 Литература.	 105
 Приложение.	 109

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность работы.

Пучки ускоренных заряженных частиц в настоящее время активно используются не только в ядерной физике и физике высоких энергий, но и находят все более широкое применение в биологии, медицине и физике твердого тела.

Проблема измерения параметров пучков возникла в экспериментальной ядерной физике с момента открытия радиоактивного распада ядер. Однако наиболее интенсивное развитие методов диагностики пучков связано с созданием ускорителей заряженных частиц. Для обеспечения заданных параметров пучка частиц на выходе ускорителя, а также для исследования динамики пучка непосредственно в процессе ускорения требуется измерять самые различные параметры в зависимости от принципа ускорения и типа ускорителя (энергия, ток, распределение плотности тока по сечению, поперечные и продольные размеры, энергетический спектр, эмиттанс и др.)

Для получения информации о параметрах пучка используются детекторы, различающиеся не только физическим принципом действия, но и степенью сложности, и способом обработки данных для их дальнейшего использования в автоматизированных системах управления ускорителем. Оптимальный выбор диагностического оборудования является достаточно сложной задачей, поэтому существует тенденция проектирования конкретных систем диагностики ускорителя на основе минимального количества разнородных детекторов.

Несмотря на большое количество существующих приборов диагностики, в настоящее время остается актуальным вопрос о разработке новых многопараметрических детекторов, способных работать в широком динамическом диапазоне и обладающих высокой помехоустойчивостью. Особое место в таких разработках занимают приборы для неразрушающей диагностики, позволяющие проводить измерения без возмущений исследуемого пучка.

Цель работы.

Настоящая работа посвящена исследованию метода неразрушающей двумерной поперечной диагностики пучков на основе ионизации остаточного газа в вакуумной камере ускорителя и решает три взаимосвязанных задачи:

1. Многопараметрический анализ метода диагностики.
2. Анализ и усовершенствование систем Ионизационного монитора поперечного сечения пучка, работающего на основе исследуемого метода.
3. Экспериментальные исследования параметров пучков на ускорителе.

Научная новизна и практическая ценность работы.

В работе исследован метод неразрушающих оперативных измерений двумерных поперечных сечений пучков ионизирующих излучений: проведен многопараметрический анализ метода в широком диапазоне токов, энергий и типов частиц, определены области его преимущественного применения и усовершенствована практическая реализация, на основе чего экспериментально подтверждены ранее предсказанные возможности метода в новых диапазонах токов и энергий.

Ионизационные мониторы поперечного сечения пучка, работающие на основе исследуемого метода, установлены на канале инъекции и на выходе сильноточного ускорителя ИЯИ РАН и используются для оперативного обобщающего неразрушающего контроля в широком динамическом диапазоне по току пучка. При этом обеспечена возможность непрерывной работы Мониторов в условиях радиационного фона и помех от высокочастотных устройств сильноточного линейного ускорителя, а также экспериментально показана возможность использования систем Ионизационного монитора для неразрушающих измерений поперечного эмиттанса низкоинтенсивных протонных пучков и поперечной диагностики по свечению остаточного газа.

Личный вклад автора.

1. Выполнен многопараметрический анализ особенностей метода неразрушающей двумерной поперечной диагностики пучков на основе ионизации остаточного газа в вакуумной камере ускорителя в широком диапазоне токов, энергий и типов частиц.
2. Проведены экспериментальные исследования особенностей эксплуатации Ионизационного монитора в условиях радиационного фона сильноточного линейного ускорителя ИЯИ РАН, а также осуществлены анализ и практическое усовершенствование конструкции радиационной защиты телевизионной системы съема и обработки получаемых изображений.
3. Проведен анализ и определены методы минимизации погрешностей Ионизационного монитора поперечного сечения пучка, на основе чего предложена усовершенствованная конфигурация детектора, принятая к разработке для форинжектора комплекса NICA ОИЯИ.
4. На основе проведенных исследований, реализованных усовершенствований и опыта эксплуатации детектора разработана компьютерная программа, позволяющая осуществлять оценку возможности использования Ионизационного монитора для диагностики пучков с круглым поперечным сечением и давать рекомендации к его применению на других ускорителях.

При непосредственном участии автора:

5. Разработано специализированное программное обеспечение, позволяющее значительно расширить возможности системы съема видеоданных и других систем, входящих в состав детектора, а также усовершенствовать цифровую обработку получаемых изображений.
6. Получены изображения двумерного поперечного сечения пучка протонов с энергией в сотни МэВ от низкоинтенсивного тока протонов.
7. Экспериментально показана возможность применения метода двумерной неразрушающей диагностики для измерений эмиттанса низкоинтенсивных протонных пучков.

8. На канале инъекции линейного ускорителя ИЯИ РАН экспериментально показана возможность использования систем Ионизационного монитора поперечного сечения для другого типа поперечной диагностики пучка – измерения профилей по свечению остаточного газа.
9. Обеспечен оперативный неразрушающий контроль поперечных параметров пучка на выходе линейного ускорителя ИЯИ РАН в широком динамическом диапазоне (5 мкА, 7 мкс ÷ 10 мА, 120 мкс).

Положения, выносимые на защиту.

1. Многопараметрический анализ метода двумерной ионизационной диагностики пучков.
2. Анализ и способы минимизации погрешностей метода на примере Ионизационного монитора поперечного сечения пучка.
3. Результаты экспериментальных исследований параметров пучков на линейном ускорителе ИЯИ РАН.

Связь с научными программами.

Работа поддержана следующими грантами:

1. «Мой первый грант» РФФИ – соглашение №12-02-31006 «Исследование пределов применимости двумерной ионизационной диагностики пучков заряженных частиц на ускорителях» (руководитель работ: С. А. Гаврилов).
2. Мероприятие 1.3.2 «Проведение научных исследований целевыми аспирантами» ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» – соглашение № 14.132.21.1447 «Неразрушающая диагностика низкоинтенсивных пучков для протонной терапии» (руководитель работ: С. А. Гаврилов).

Работы по численному моделированию электростатических систем Ионизационного монитора проводились в рамках стажировки в Oak Ridge National Laboratory, USA.

Апробация работы и публикации.

Результаты исследований были представлены в виде докладов на Научных школах МИФИ и МФТИ, Всероссийских конференциях RuPAC и Международных конференциях по линейным ускорителям LINAC и ускорительной диагностике DIPAC и IBIC.

Всего по теме диссертации опубликовано 13 работ. Сущность и новизна исследований изложены в следующих основных статьях, опубликованных при определяющем вкладе С. А. Гаврилова в журнале, включенном в Перечень ВАК (Problems of Atomic Science and Technology [включен в Web of Science / Web of Knowledge, Scopus]):

1. Рейнгардт-Никулин П., Гаврилов С. и др. Развитие ионизационного монитора поперечного сечения протонного пучка линейного ускорителя ИЯИ РАН. Вопросы атомной науки и техники (Problems of atomic science and technology), 2010, т. 2(66), с. 39 – 43 .
2. Гаврилов С. и др. Перспективы использования ионизационного монитора поперечного сечения пучка на ускорителях FRIB Michigan State University и У-70 ИФВЭ. Вопросы атомной науки и техники (Problems of atomic science and technology), 2012, т. 3(80), с. 19 – 23.
3. Гаврилов С. и др. Защита электроники ионизационного монитора поперечного сечения пучка от радиационных повреждений на линейном ускорителе ИЯИ РАН. Вопросы атомной науки и техники (Problems of atomic science and technology), 2012, т. 3(80), с. 218 – 222.

Структура и объем диссертации.

Диссертация состоит из введения, 4-х глав, заключения, списка литературы и приложения. Общий объем диссертации 116 страниц, включая 68 рисунков и 5 таблиц. Список цитируемой литературы включает 50 наименований.

Содержание работы.

Во **Введении** излагаются актуальность, цель, научная новизна и практическая ценность работы; раскрывается личный вклад автора,

перечисляются положения, выносимые на защиту, и указываются данные о публикациях и апробации работы.

В **первой главе** приведен обзор современных детекторов, работающих на основе эффекта ионизации остаточного газа в вакуумной камере ускорителя. Приведены основные факторы, принимающиеся во внимание в процессе разработки подобного диагностического оборудования. Описаны основные типы ионизационных профилометров: поперечные одномерные и двумерные, а также монитор продольного распределения плотности пучка. На основе параметров существующих детекторов, сделана попытка упорядочить основные рабочие характеристики и особенности конфигурации использования ионизационных профилометров как класса инструментов неразрушающей диагностики пучков частиц на ускорителях.

Во **второй главе** приводится схема и описание принципа работы Ионизационного монитора поперечного сечения (ИМПС) пучка.

Проводится анализ движения ионов остаточного газа в детекторе и формулируется расчетная модель динамики ионов в ИМПС. Описываются используемые модели пространственного заряда для несгруппированного и сгруппированного пучка в приближении эллипсоида вращения с параболическим распределением заряда. Приводится описание компьютерной программы, созданной на основе используемых моделей. Программа позволяет осуществлять оценку возможности использования Ионизационного монитора для диагностики пучков с круглым поперечным сечением и давать рекомендации к его применению на других ускорителях.

Значительная часть главы посвящена анализу разрешающей способности и погрешностям измерений Ионизационного монитора. Показывается вклад в итоговую погрешность неоднородностей электростатических полей в детекторе, пространственного заряда исследуемого пучка и других внешних и внутренних факторов, связанных как с техническими особенностями детектора, так и самим методом двумерной ионизационной диагностики.

Третья глава посвящена особенностям практической реализации Ионизационного монитора поперечного сечения на линейном ускорителе ИЯИ РАН. Приводится описание специализированного программного обеспечения, которое не только упростило процедуру управления параметрами ИМПС, такими как высоковольтное питание и длительность экспозиции, но и улучшило итоговое отношение сигнала к шуму. Обсуждаются вопросы влияния радиационного фона ускорителя на работу Ионизационного монитора, приводятся аналитические оценки и результаты численного моделирования в пакете SHIELD.

В **четвертой главе** описаны экспериментальные результаты использования Ионизационного монитора для диагностики параметров пучков на ускорителе ИЯИ РАН. Приводятся результаты измерений поперечных параметров протонных пучков (положение центра тяжести пучка, поперечные профили, поперечный эмиттанс, положения центра пучка на фазовой плоскости) для различных значений токов и энергий.

В итоговой части главы обсуждается воздействие извлекающего электрического поля ИМПС на траекторию исследуемого пучка и связанные с этим ограничения в работе Ионизационного монитора. Показано, что в случаях, когда искажения траектории анализируемого пучка из-за постоянной работы ИМПС по каким-либо причинам не могут быть скорректированы, Монитор можно использовать только для однократных измерений в процессе настройки пучка, а для последующего оперативного контроля переходить к диагностическим возможностям ИМПС на основе свечения остаточного газа.

В конце главы перечисляются реализованные преимущества Ионизационного монитора и обсуждаются перспективы его дальнейшего использования.

В **Заключении** приводятся основные результаты работы и выражаются благодарности тем, кто оказывал помощь и содействие в реализации работы.

ГЛАВА 1

АНАЛИЗ ИЗВЕСТНЫХ ПРИНЦИПОВ ИЗМЕРЕНИЙ. ВЫБОР КОНФИГУРАЦИИ ДЕТЕКТОРА.

1.1 Принципы работы ионизационных профилометров.

Ускоренные заряженные частицы, проходя по каналу транспортировки пучка, вызывают ионизацию остаточного газа. Число образовавшихся ионов в единице объема прямо пропорционально интенсивности пучка и давлению остаточного газа. Регистрируя образовавшиеся ионы и/или электроны и анализируя их распределение, можно осуществлять неразрушающий контроль параметров пучка.

Первые детекторы, использующие явление ионизации остаточного газа, для измерения тока и положения циркулирующего протонного пучка разработали в середине 60-х годов Димов Г. И. и Дудников В. Г. [1], а также Hornstra Jr. F. и Deluca W. H. [2].

В дальнейшем был разработан целый ряд датчиков подобного типа для диагностики ускоряемых пучков [3–10], в англоязычной литературе они получили название RGM (Residual Gas Monitor) или, более устоявшееся, IPM (Ionization Profile Monitor).

На данный момент ионизационные профилометры используются на многих ускорителях и накопительных кольцах протонов и тяжелых ионов для диагностики пучков с характерными поперечными размерами от миллиметра до нескольких сантиметров. На электронных синхротронах подобные датчики используются реже, из-за их недостаточного пространственного разрешения для анализа пучков малых размеров. Однако, несмотря на широкую распространенность данного типа диагностики, из-за большого разброса параметров пучков на различных ускорителях, не существует единой «стандартной конфигурации» ионизационного профилометра. По способу извлечения ионизационного заряда для дальнейшей обработки детекторы на остаточном газе отличаются извлекающими системами, в которых

применяются либо только электрическое поле, либо сочетание электрического и магнитного полей. При этом, в процессе разработки подобных детекторов, как правило, принимаются во внимание следующие основные факторы [11]:

- Рабочее давление. Характерные давления в ионопроводах линейных ускорителей находятся на уровне $10^{-5} \div 10^{-8}$ Торр, притом, что давление в синхротронах и накопительных кольцах может снижаться до 10^{-12} Торр.
- Состав остаточного газа. Как правило в линейных ускорителях остаточный газ состоит преимущественно из паров воды, N_2 и O_2 и только $10 \div 20\%$ H_2 , при этом в синхротронах наибольший вклад дает H_2 (до 90%).
- Энергия пучка, определяющая удельные ионизационные потери.
- Интенсивность пучка непосредственно влияет на количество образующихся ионов и электронов, а пространственный заряд пучка искажает траектории их извлечения.
- Возмущение исследуемого пучка из-за влияния извлекающего поля в случае пучков низких энергий может оказаться велико, и возникает необходимость его компенсации.

Для регистрации ионизационного тока, в зависимости от его интенсивности, используются либо позиционно-чувствительные многопроволочные детекторы, либо микроканальные пластины (МКП) или их шевронные сборки, позволяющие усилить сигнал до 10^9 раз.

Одним из важных вопросов является выбор компоненты регистрируемого ионизационного тока (ионы или электроны). В случае электронов получается выигрыш в скорости отдельного измерения, однако возмущение их траекторий оказывается значительно больше, чем для ионов, что приводит к необходимости введения дополнительного магнитного поля для корректировки траектории, с целью обеспечения требуемого пространственного разрешения.

1.1 Обзор современных ионизационных профилометров.

Одномерные ионизационные профилометры

Примером детектора, использующего электронную компоненту, может служить одномерный ионизационный профилометр, разработанный в GSI для синхротрона SIS (Рис. 1) [12]. Детектор предназначен для контроля эффектов при охлаждении циркулирующих ионных пучков, что требует как высокого пространственного разрешения (до 0.1 мм), так и большой скорости измерений (до 10 профилей за микросекунду). Для реализации этих требований в одном приборе используются два различных механизма регистрации профиля пучка: видеокамера с ПЗС-матрицей для высокого разрешения и фотодиоды для большой скорости считывания.

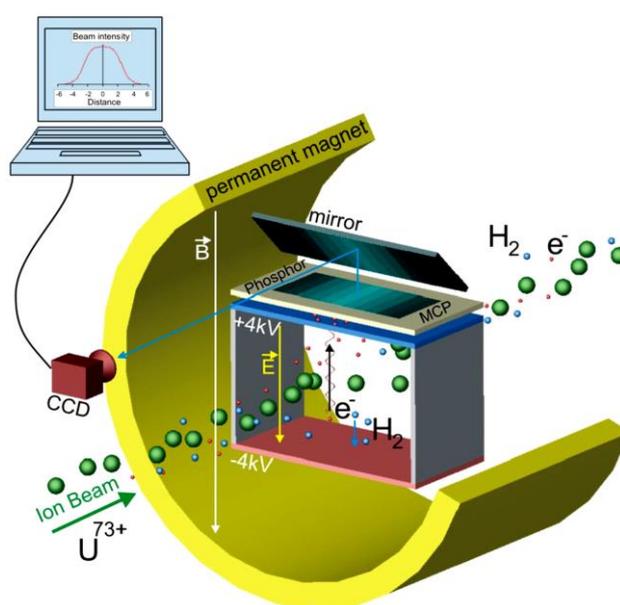


Рис. 1. Конфигурация ионизационного профилометра синхротрона SIS GSI.

Пучок ионизирует молекулы остаточного газа в ионопроводе. Образующиеся электроны или ионы ускоряются электростатическим полем по направлению к шевронной сборке микроканальных пластин, в которой сигнал усиливается на 6 порядков. Вторичные электроны с выхода МКП попадают на люминесцентный экран и производят примерно 100 фотонов на каждый электрон. Получаемый оптический сигнал может быть зарегистрирован

видеокамерой или набором фотодиодов. Режим быстрых измерений обеспечивается при использовании электронной компоненты ионизированного остаточного газа и регистрации сигнала фотодиодной системой. Однако использование электронной компоненты приводит к необходимости применения магнитного поля, параллельного извлекающему электрическому полю, для коррекции искажений траекторий электронов из-за влияния пространственного заряда исследуемого пучка. При этом ионизационные электроны движутся к МКП так, как показано на рис. 2.

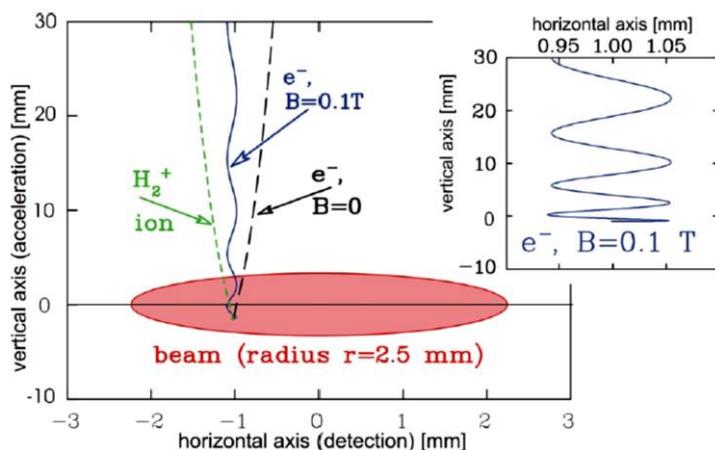


Рис. 2. Траектории продуктов ионизации остаточного газа с магнитным полем и без него (10^9 ионов U^{73+} с энергией 11.4 МэВ/нуклон в сгустке длиной 10 м)

Еще одной особенностью данного детектора является система сбора и вывода оптического изображения с люминофора (Рис. 3).

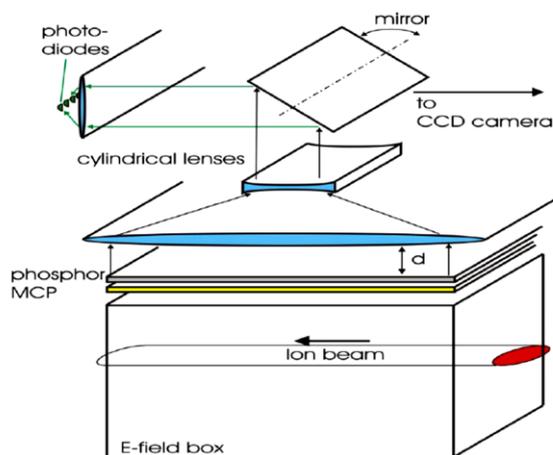


Рис. 3. Оптическая схема регистрации изображения с люминофора.

Низкая интенсивность свечения люминофора и ограниченное пространство заставляют использовать в конструкции датчика поворотное зеркало и систему цилиндрических линз специальной конфигурации, позволяющих сфокусировать и передать изображение на фотодиоды или ПЗС-матрицу с минимальными потерями интенсивности.

Электростатическая система сбора продуктов ионизации одномерного профилометра, установленного на немецком протонном синхротроне COSY (рис. 4) [13], предусматривает возможность реализации нескольких методов восстановления профиля пучка.

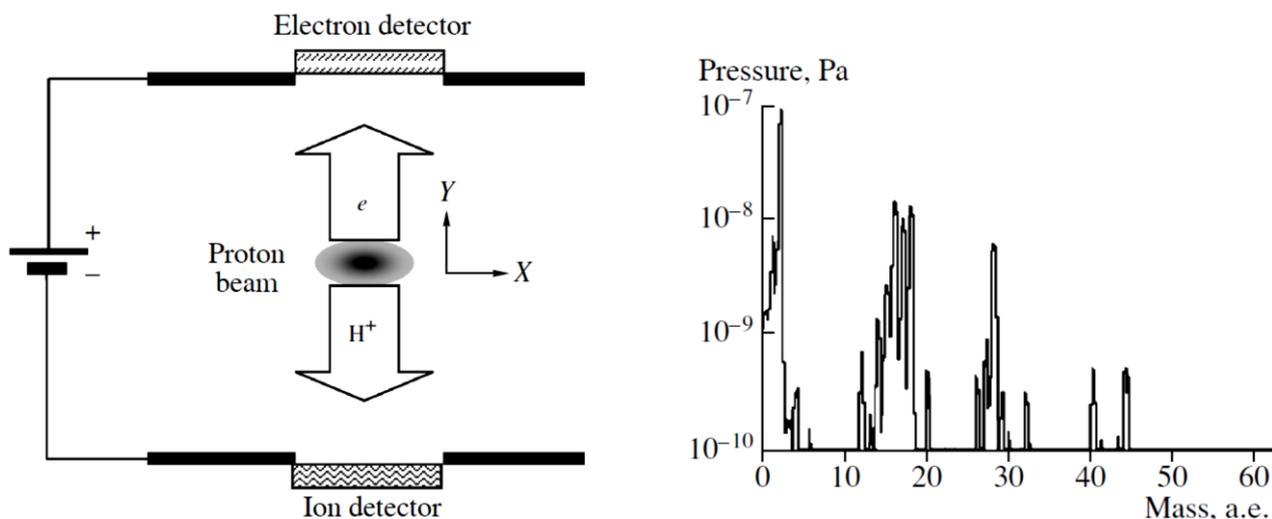


Рис. 4. Конфигурация ионизационного профилометра и состав остаточного газа синхротрона COSY.

В первом методе используется электронная компонента, однако из-за отсутствия магнитного поля и наличия большого количества фоновых электронов точность метода оказывается недостаточной. Во втором методе, который изначально был разработан на ускорителе CRYRING в Швеции [14], профиль исследуемого пучка восстанавливается по времени прихода ионов на коллектор. Для определения же положения пучка эти измерения синхронизируются с моментом времени прихода электронов на коллектор электронов. Поскольку масса электронов значительно меньше массы ионов, то приближенно считается, что электроны достигают коллектора мгновенно. В

отличие от ускорителя CRYRING на ускорителе COSY магнитное поле в профилометре не используется, поэтому данный метод оказался неработоспособным из-за невозможности устранить влияние фоновых электронов. В третьем методе, который был признан разработчиками профилометра в качестве основного, также используется ионная компонента, но в качестве детектора ионов используется не коллектор, а позиционно-чувствительный детектор на основе МКП. При этом вторичные электроны с выхода МКП попадают на, так называемый, трех-электродный анод (англ. Wedge & Strip Anode), представляющий собой систему из трех электродов специальной формы. Восстановление профиля пучка осуществляется путем математической обработки сигналов с электродов.

Датчик использовался для измерения вертикальных профилей охлажденного и неохлажденного протонных пучков с энергией 45 МэВ при $1.3 \cdot 10^9$ частиц в накопительном кольце и вакууме $\sim 10^{-9}$ Торр, время измерений $20 \div 60$ с (Рис. 5).

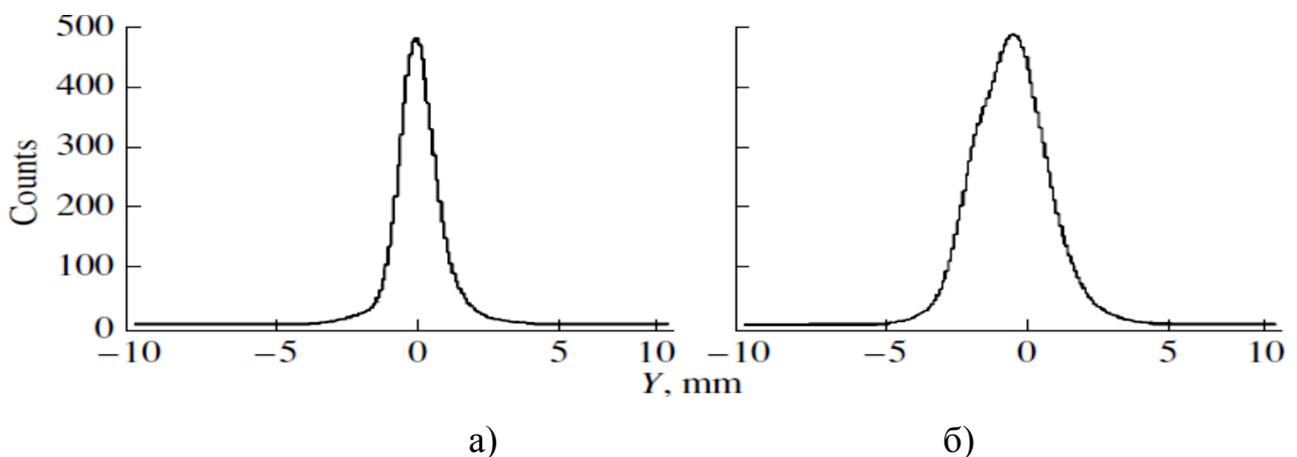


Рис. 5. Вертикальные профили (а) охлажденного и (б) неохлажденного протонного пучка с энергией 45 МэВ в накопительном кольце.

При длительной работе МКП возникает проблема неравномерного уменьшения коэффициента усиления по площади МКП, т. н. «старение». Для преодоления этой проблемы в рассматриваемом профилометре высокое напряжение на МКП (~ 2 кВ) подается только при измерениях, а сами МКП закрываются дополнительным защитным экраном с пневматическим приводом.

Характерным представителем группы одномерных ионизационных профилометров, работающих на обеих компонентах ионизированного остаточного газа, можно считать детектор, установленный на синхротроне GSI [15]. И электроны, и ионы в этом приборе регистрируются с помощью шевронных сборок МКП, но для регистрации вторичных электронов с выхода микроканальных пластин используются разные системы (Рис. 6).

Для ионов используется люминесцентный экран, изображение на котором фиксируется видеокамерой с ПЗС-матрицей. Этот метод позволяет получить пространственное разрешение ~ 50 мкм, ограниченное размерами каналов в сборке из двух МКП. Типичное разрешение по времени составляет при этом ~ 10 мс и определяется параметрами видеокамеры. Во второй системе на выходе МКП используется многопроволочный датчик. Пространственное разрешение в этом случае снижается до 0.5 мм, что соответствует расстоянию между анодными проволочками. Однако при этом появляется возможность достичь разрешения по времени ~ 10 нс, используя чувствительные усилители тока.

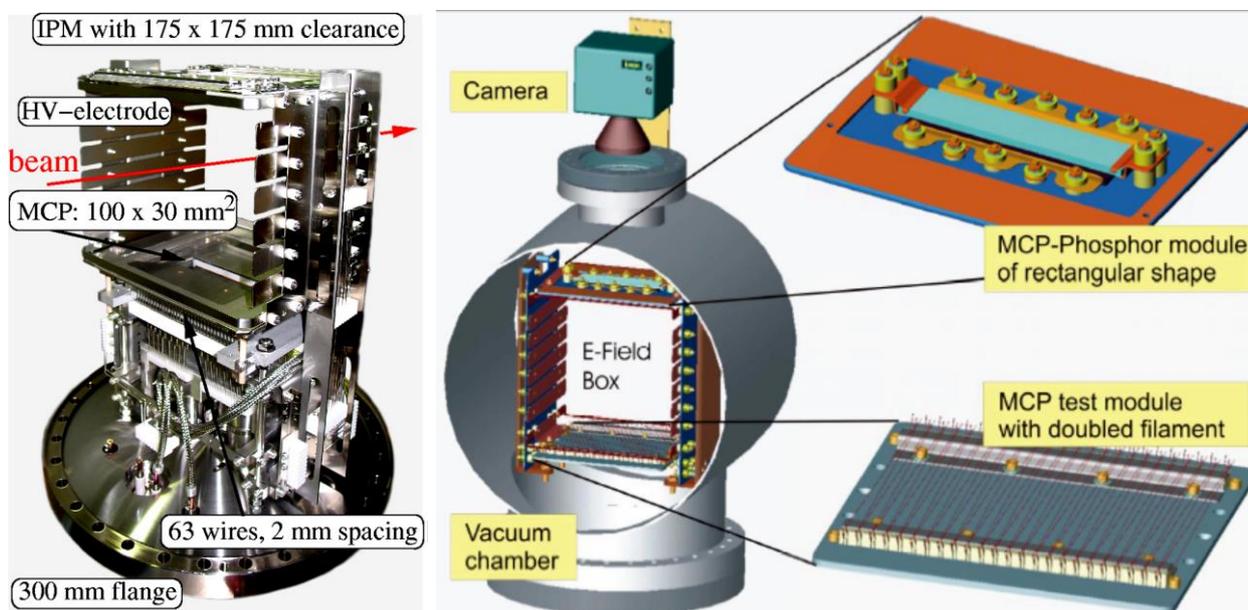


Рис. 6. Фотография и схематическое изображение ионизационного профилометра в GSI.

Для уменьшения влияния пространственного заряда пучка при детектировании ионизационных электронов используется магнитное поле 100 мТ. Величина поля выбирается такой, чтобы циклотронный радиус движения электрона был сравним по величине с разрешением МКП. Сам циклотронный радиус r_c определяется начальной скоростью электрона, перпендикулярной магнитному полю в момент ионизации. Авторы считают, что 90% всех образующихся электронов имеют кинетическую энергию менее 50 эВ, и, таким образом, оценивают $r_c < 100$ мкм.

Моделирование методом Монте-Карло, проведенное для данного детектора (Рис. 7), показывает преимущество использования методики, основанной на электронной компоненте в случае интенсивных пучков. Моделирование проводилось для пучка U^{73+} с интенсивностью 10^{10} частиц в кольце синхротрона SIS.

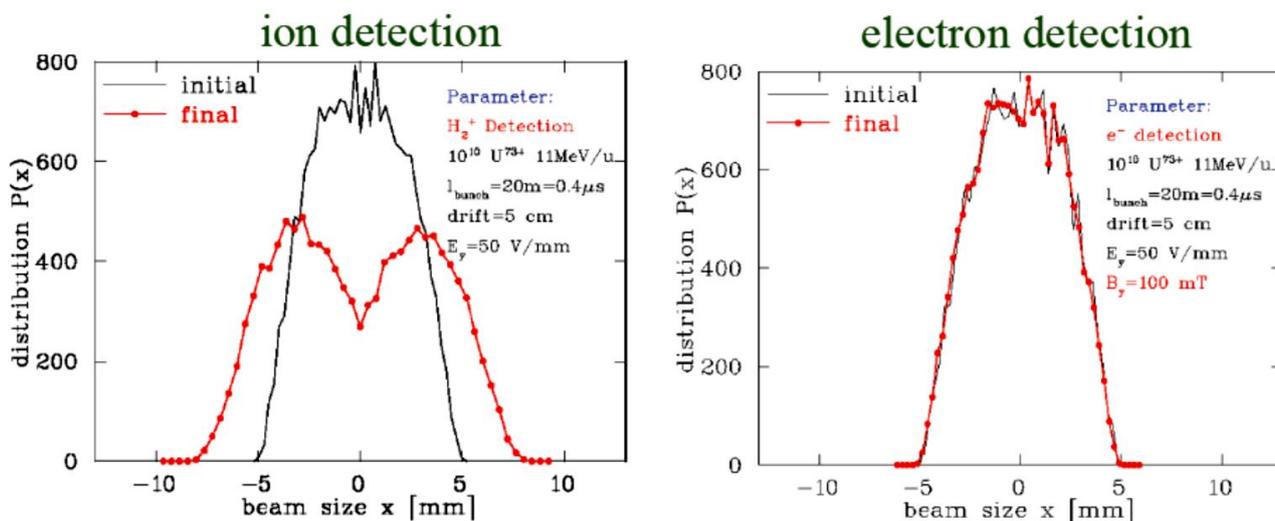


Рис. 7. Моделирование результатов измерений в профилемере.

Видно, что пространственный заряд пучка сильно искажает результаты даже в случае использования ионной компоненты ионизированного остаточного газа, поэтому при больших токах пучка оказывается предпочтительнее переходить на электронную компоненту и корректировать траектории извлекаемых электронов с помощью магнитного поля.

Данный профилометр играет важную роль на синхротроне SIS GSI в контроле процессов электронного и стохастического охлаждения пучков, а также процесса инжекции.

На основе данного детектора был разработан новый профилометр для проекта FAIR [16], в котором две системы электродов размещены в одном корпусе для одновременного измерения как горизонтальных, так и вертикальных профилей (Рис. 8).

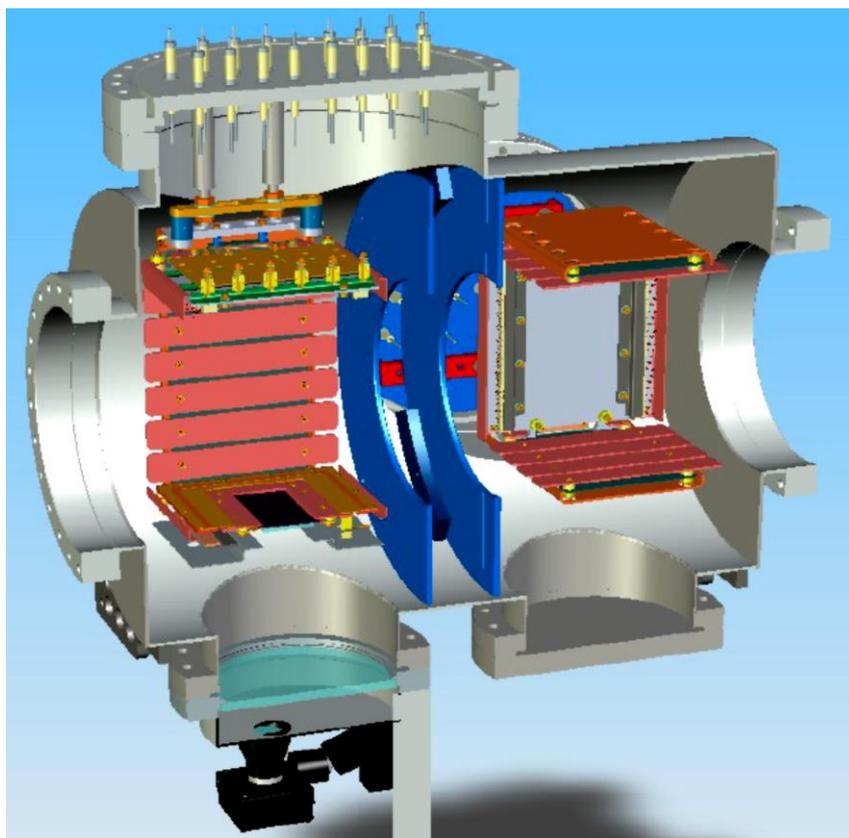


Рис. 8. Трехмерная модель прототипа ионизационного профилометра FAIR.

В качестве позиционно-чувствительного детектора продуктов ионизации остаточного газа используются МКП с люминесцентным экраном, изображение на котором регистрируется ПЗС-видеокамерой. Для контроля за состоянием МКП в профилометре установлены ультрафиолетовые лампы (длина волны 120 нм), способные равномерно облучать всю поверхность МКП. Это усовершенствование позволяет корректировать неоднородности в позиционной чувствительности детектора (Рис. 9).

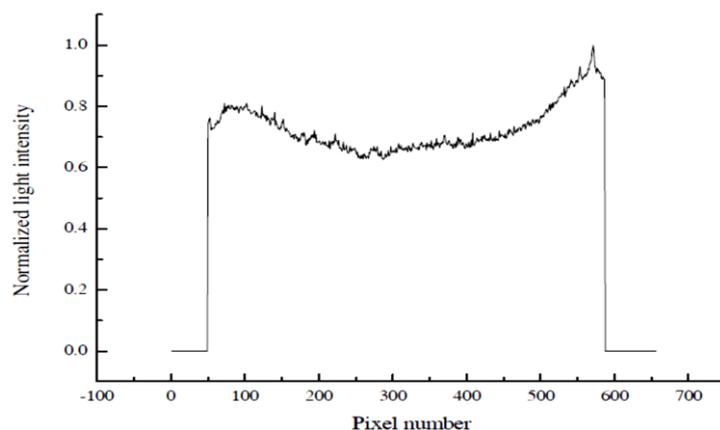


Рис. 9. Пример распределения чувствительности детектора при тестовом УФ-облучении МКП и видеорегистрации излучения люминесцентного экрана.

В детекторе, установленном на инжекторе отрицательных ионов водорода синхротрона ISIS [17] предусмотрен разворот МКП, что позволяет осуществить калибровку их чувствительности по площади. Разница в чувствительности отдельных участков микроканальной пластины может со временем достигать 20% из-за разрушения стенок каналов, и подобная калибровка позволяет устранить влияние эффекта радиационного старения МКП (Рис. 10).

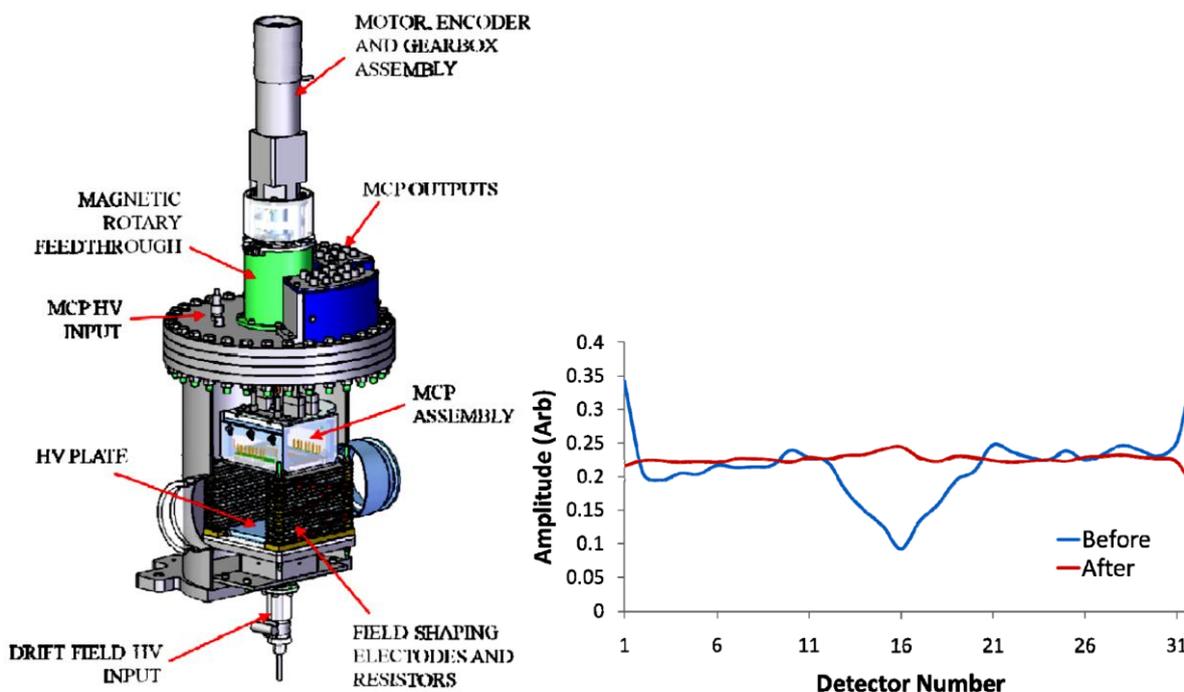


Рис. 10. Схема IPM ISIS и график сравнения чувствительности МКП (по величине сигнала на каналах резистивного анода) до и после калибровки.

Результаты измерений в сравнении с данными проволочного профилометра приведены на рис. 11. Отличие профилей обусловлено разным местоположением детекторов.

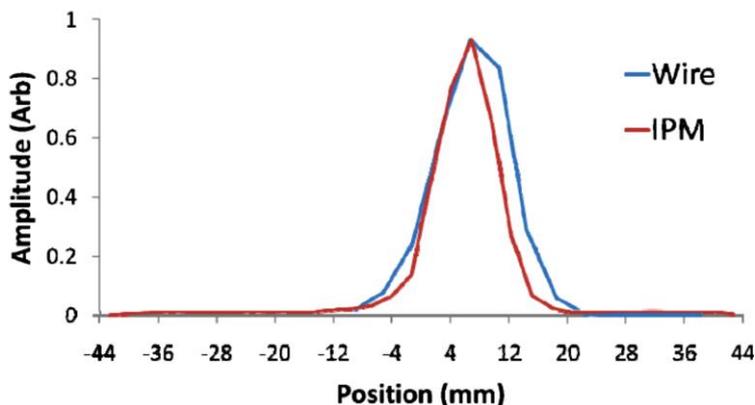


Рис. 11. Профили пучка H^- (800 МэВ), измеренные IPM и проволочным профилометром (расстояние между детекторами 1 м).

Еще одним одномерным ионизационным профилометром, работающим на электронной компоненте, является детектор на коллайдере релятивистских тяжелых ионов RHIC BNL [18].

Вакуумная камера детектора с размерами 100*150 мм помещена в поле 0.12 Т С-образного дипольного постоянного магнита. Для регистрации электронов используется шевронная сборка МКП с многоканальным коллектором на выходе (Рис. 12).

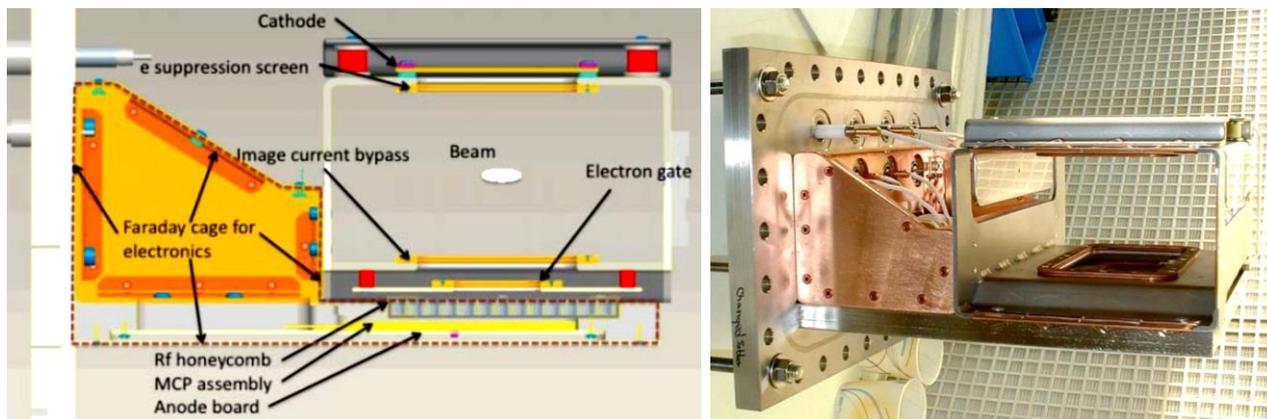


Рис. 12. Схема и фотография ионизационного профилометра RHIC.

Ионы неиспользуемой компоненты остаточного газа ударяют в верхний электрод и вызывают вторичную эмиссию электронов, создающую паразитный электронный фон, для подавления которого предназначена дополнительная сетка перед электродом.

В дополнение к основному магниту профилометра на расстояние 0.5 м установлен второй корректирующий магнит с противоположно направленным полем, компенсирующий отклонение траектории первичного пучка при прохождении детектора, что приводит к увеличению габаритов установки (Рис. 13).



Рис. 13. Фотография профилометра RHIC: основной и корректирующий магниты.

Широкое применение нашли ионизационные профилометры и в Европейском центре ядерных исследований CERN. Так, например, несколько подобных одномерных профилометров на ионной компоненте используются на кольце LEIR для контроля процессов электронного охлаждения пучка ионов свинца [19].

Особенностью разработанных профилометров является их соответствие требованиям сверхвысокого вакуума в LEIR ($2 \cdot 10^{-12}$ Торр), а именно, выбор материалов и возможность прогрева до 300 °С. В том числе, было экспериментально показано, что МКП не влияют на уровень вакуума.

До сих пор рассматривались профилометры, используемые для измерений параметров ионных пучков. Однако такого типа профилометры в принципе применимы для любого ионизирующего излучения. Так, детекторы, описанные в работе [20], работают на пучках электронов (фотоинжектор PITZ, 20 МэВ, вакуум $3 \cdot 10^{-7}$ Торр) и рентгеновского излучения (лазер на свободных электронах FLASH, длина волны $4.2 \div 60$ нм).

Оба детектора используют стандартную одномерную систему регистрации продуктов ионизации остаточного газа на основе МКП и ПЗС-видеокамеры, но различаются способами формирования однородного электростатического извлекающего поля: дополнительные боковые электроды и более простые в реализации сетки, параллельные МКП (Рис. 14).

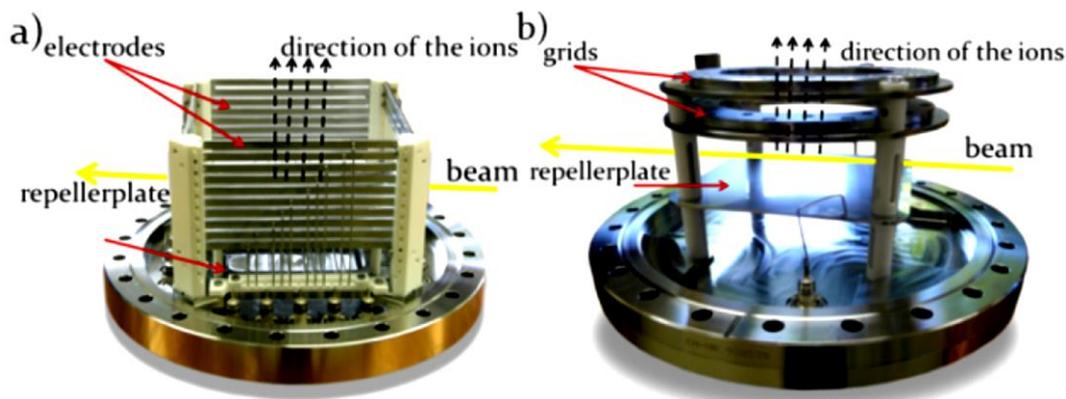


Рис. 14. Ионизационные профилометры (а) FLASH и (б) PITZ.

Авторы считают, что получаемые результаты в целом находятся на требуемом уровне точности (Рис. 15, 16).

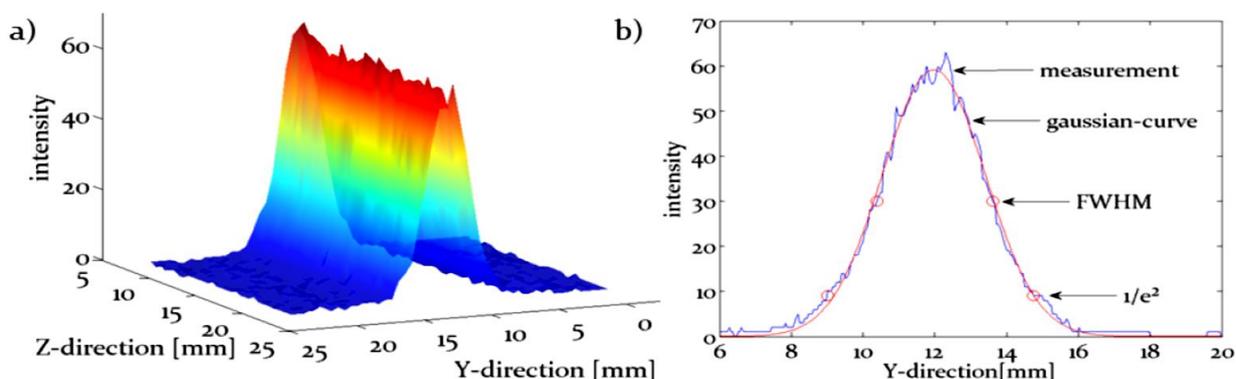


Рис. 15. 3D-профиль и Y-профиль пучка, измеренные IPM FLASH.

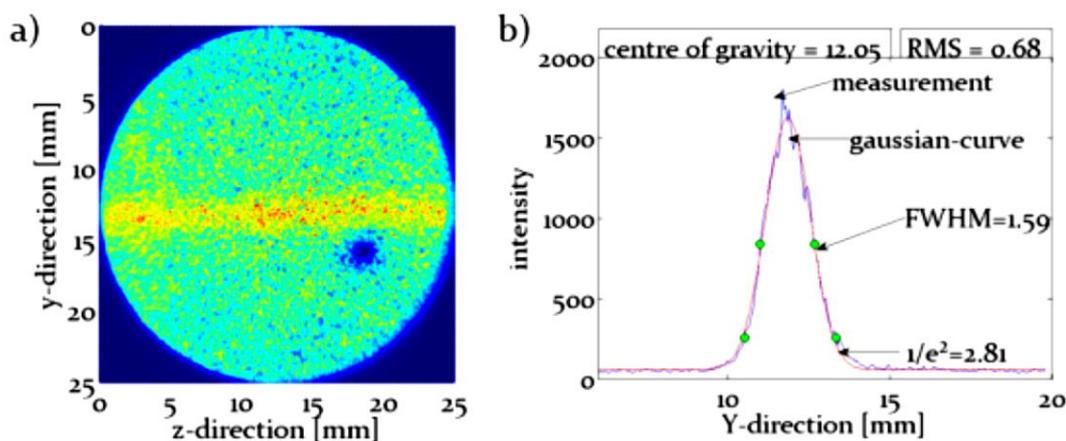


Рис. 16. Изображение, регистрируемое камерой IPM PITZ, и обработанный Y-профиль пучка.

Двумерные ионизационные профилометры и мониторы

В связи с тем, что диагностика по ионизации остаточного газа развивается давно и практически повсеместно, во многих лабораториях не просто экспериментируют с выбором ионов и электронов, типами предусилителей ионизационного тока и методами обработки регистрируемых сигналов, но и кардинально меняют сами системы регистрации. Создаваемые оригинальные конструкции зачастую отличаются сложной технической реализацией, однако позволяют значительно расширить возможности диагностики пучков и перейти к двумерным методам диагностики.

Одним из самых оригинальных ионизационных профилометров, с точки зрения конструктивного исполнения, является детектор, разработанный для накопительного кольца TSR в Гейдельберге [21]. В его конструкции предусмотрено вращение системы извлечения ионов вокруг оси пучка, что позволяет использовать только один детектор для получения профилей как по горизонтальной, так и по вертикальной оси, а также под любым углом. Система извлечения ионов закреплена в специальном кольце, которое с помощью нескольких направляющих роликов может устанавливаться под заданным углом приводом, находящемся вне объема вакуумной камеры (Рис. 17).

Рабочий вакуум равен $4 \cdot 10^{-7}$ Торр, что дает возможность использовать не радиационно-чувствительные МКП, а коллектор, состоящий из 15 проволочек длиной 100 мм и диаметром 1 мм, установленных с шагом 1 мм.

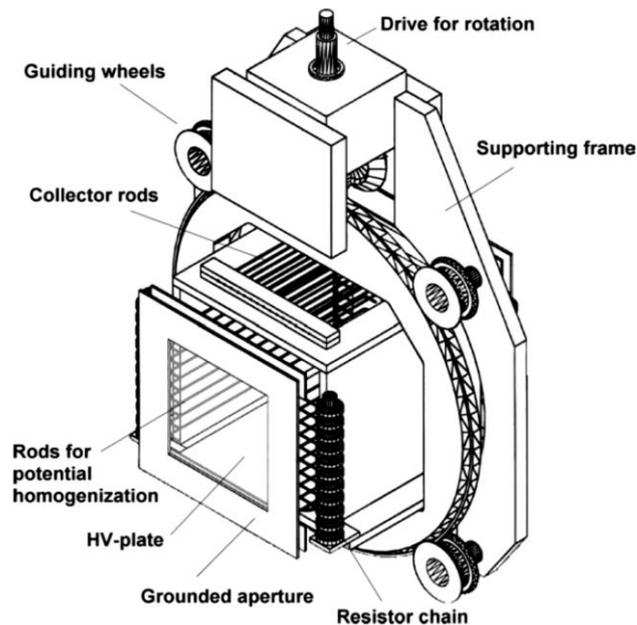


Рис. 17. Схема вращающегося ионизационного профилометра TSR.

Следующим этапом развития ионизационной диагностики стали ионизационные мониторы – приборы, позволяющие наблюдать в явном виде двумерное поперечное сечение пучка, а не отдельные профили, как в одномерных и двумерных профилометрах.

Пространственное распределение продуктов ионизации анализируется одновременно в двух плоскостях. Проанализированные таким двумерным образом ионы и/или электроны регистрируются каким-либо коллектором, а полученный сигнал (тип которого зависит от типа коллектора) усиливается и передается в обрабатывающую электронику, где в дальнейшем представляется в виде двумерного поперечного сечения пучка и анализируется на основе специально разработанного программного обеспечения. Совокупность всех этих процессов и является *методом двумерной неразрушающей диагностики поперечных характеристик пучков на основе эффекта ионизации остаточного газа*, который исследуется в данной диссертации.

Оригинальная конфигурация двумерного ионизационного монитора, используемого для измерения параметров пучка на мишени фрагмент-сепаратора КОМБАС в ОИЯИ, описана в работе [22] (Рис. 18).

Система извлечения ионизационных ионов состоит из трех конденсаторов, одного извлекающего и двух анализирующих, расположенных под углом 45° , с помощью которых из анализируемой области размером $50 \cdot 50 \text{ мм}^2$ на коллектор собираются только ионы узкого пространственного диапазона размером примерно $1 \cdot 1 \text{ мм}^2$.

Это достигается за счет того, что в обоих анализирующих конденсаторах для прохождения ионов оставлена только узкая щель шириной 1 мм.

Сканирование всей анализируемой области достигается путем изменения приложенных к конденсаторам напряжений U_1 , U_3 и U_4 .

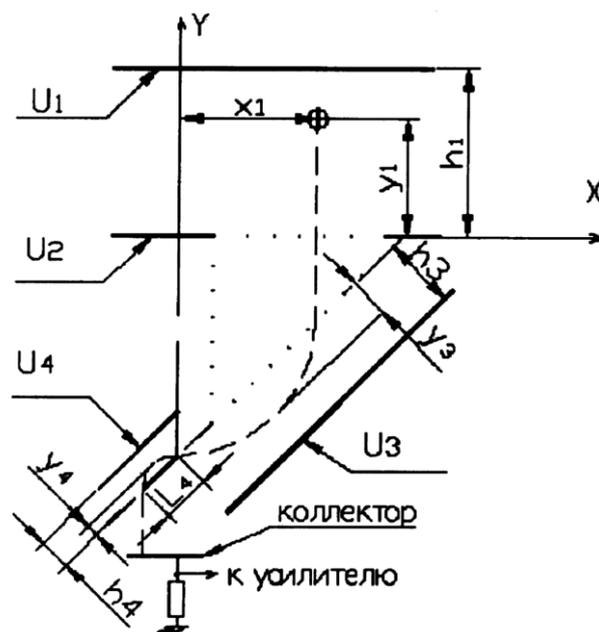


Рис. 18. Схема принципа работы ионизационного монитора КОМБАС ОИЯИ.

Ток с коллектора измеряется с использованием высокочувствительного усилителя тока. Профили пучка по горизонтальной и вертикальной осям находятся путем математической обработки функций зависимости сигнала с коллектора от величин U_1 и U_3 соответственно, найденных по результатам измерений.

На рис. 19 показано полученное распределение профиля пучка при токе 35 нА и давлении остаточного газа в мишенной камере $5 \cdot 10^{-5}$ Торр, для сравнения приведено изображение этого же пучка на люминофоре.

Минимальное значение тока пучка, при котором еще можно было достоверно измерить профиль, составило 3 нА. Ограничение на верхнее значение тока пучка достигнуто не было, и авторы предполагают, что монитор будет работоспособен при измерении любых используемых на КОМБАС интенсивных пучков заряженных частиц с энергией несколько МэВ и более, причем как в условиях среднего вакуума, так и форвакуума.

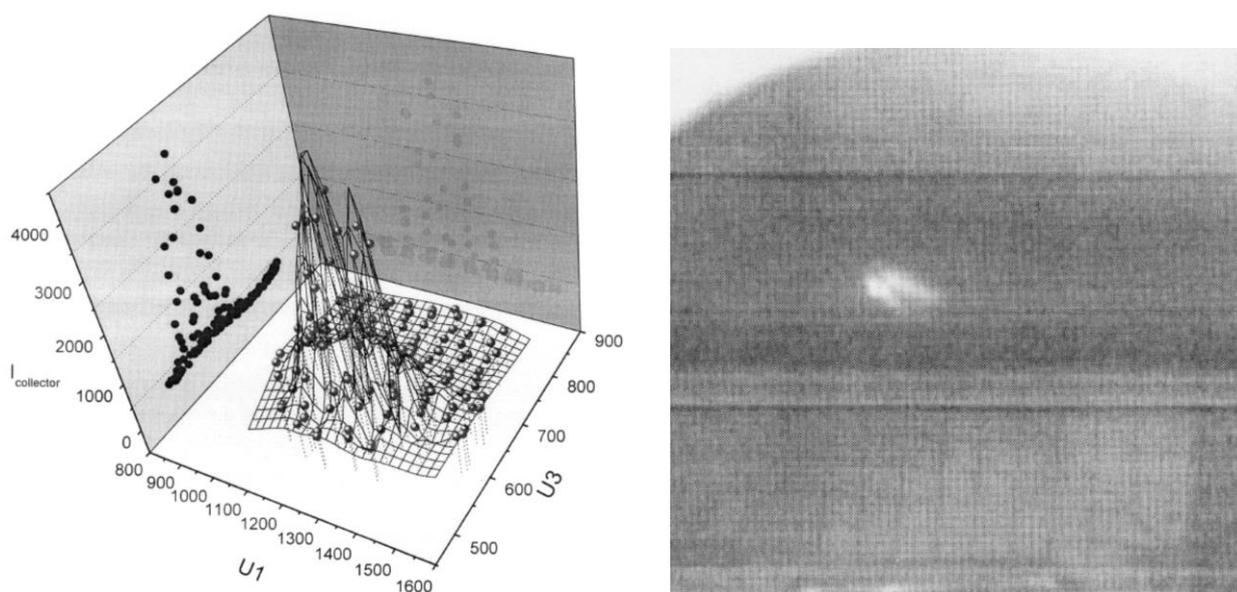


Рис. 19. Восстановленные профили и изображение на люминофоре пучка КОМБАС.

Авторы отмечают, что отсутствие в мониторе МКП и телекамеры, позволяет использовать его при высоком радиационном фоне: монитор работает на пучке тяжелых ионов аргона с энергией 30 МэВ/нуклон и установлен в непосредственной близости от мишени. Однако низкая скорость измерения профилей и недостаточная чувствительность для измерений пучков низкой и даже средней интенсивности при высоком вакууме сильно ограничивают диапазон его применения.

В качестве единственного аналога Ионизационного монитора поперечного сечения пучка, исследуемого в диссертации, можно указать прибор, разработанный совместно лабораториями iThemba LABS и INFN [23].

Образовавшиеся ионы остаточного газа ускоряются в извлекающем электростатическом поле и проходят через щель шириной 1 мм в направлении пучка (Рис. 20). Два цилиндрических электрода создают электростатическое поле, которое поворачивает траекторию ионов примерно на 90 градусов. В результате, ионы попадают на поверхность МКП и воспроизводят двумерное поперечное сечение первичного пучка. Процесс формирования двумерного поперечного сечения пучка заключается в том, что ионы, родившиеся дальше от щели, получают дополнительное ускорение и, поскольку их энергия оказывается больше, отклоняются слабее в анализирующем поле. Таким образом, вертикальное распределение частиц по сечению пучка восстанавливается за счет анализа вторичных ионов по энергиям, а горизонтальное распределение передается без изменения, аналогично одномерным ионизационным профилометрам.

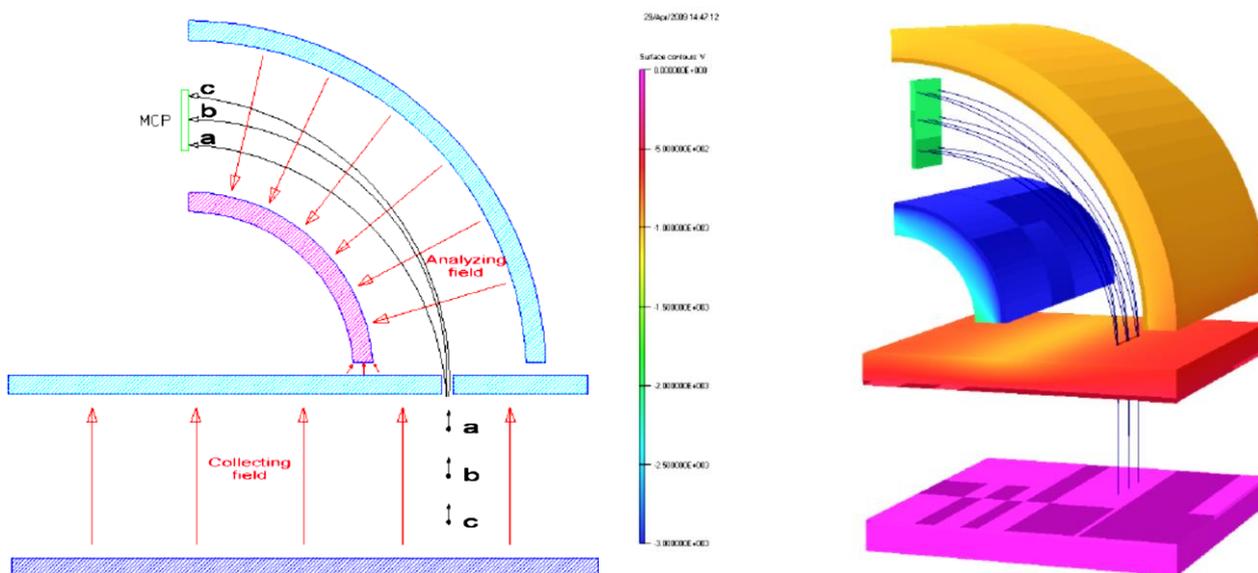


Рис. 20. Схема электростатических полей и 3D-модель IPM iThemba LABS с изображениями траекторий извлекаемых ионов остаточного газа.

В существующей геометрии монитора (радиус центральной траектории иона в анализирующем поле равен 40 мм) коэффициент линейного преобразования в вертикальной плоскости составляет 0.75. В качестве позиционно-чувствительного собирающего детектора на выходе МКП был выбран двумерный матричный коллектор 40·40 каналов с шагом 0.75 мм. На расстоянии 7 см от вакуумной камеры ионизационного монитора был установлен многопроволочный профилометр с шагом проволочек 1 мм для сравнительных измерений.

Предложенный двумерный монитор испытывался на протонном пучке с энергией 6 МэВ и током от 10 нА до 1 мкА. Результаты измерений профилей для тока в 30 нА при уровне вакуума 10^{-6} Торр приведены на рис. 21 в сравнении с результатами, полученными на многопроволочном профилометре.

Измеренные с помощью монитора профили оказались примерно в 2 раза шире профилей на многопроволочном профилометре, как для вертикальной, так и для горизонтальной осей. Результаты моделирования электростатических полей в датчике убедили авторов, что наблюдаемое уширение не связано с неоднородностью извлекающего и/или анализирующего полей, и, возможно, определяется эффектами пространственного заряда пучка или ненулевой начальной скоростью образующихся ионов остаточного газа.

Авторы отмечают, что разработанный ими тип двумерного ионизационного монитора является более компактным и дешевым по сравнению с широко используемыми одномерными ионизационными профилометрами. Однако анализ извлекаемых ионов по энергиям для формирования двумерного изображения делает датчик менее чувствительным из-за очевидно меньшего количества ионов, попадающих в один канал МКП, которого, тем не менее, оказывается достаточно для уверенной регистрации пучков с токами свыше 10 нА. Наблюдаемое двукратное уширение измеряемых профилей остается для авторов существенной проблемой, требующей дальнейшего изучения и возможного изменения геометрии и значений используемых потенциалов на коллекторе ионов и электродах системы.

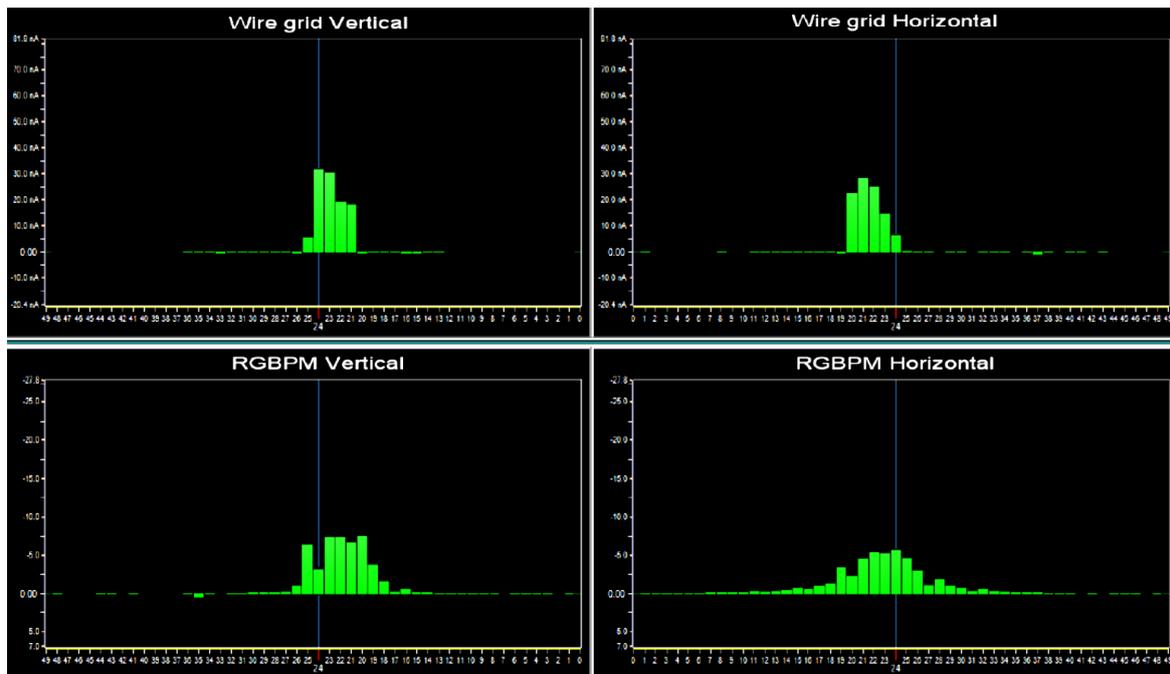


Рис. 21. Результаты измерения профилей пучка ионизационным монитором и многопроволочным профилометром.

Ионизационный детектор продольного распределения плотности

На основе ионизации остаточного газа могут быть построены детекторы не только поперечных, но и продольных характеристик пучка. В работе [24] описан детектор для измерений продольного распределения плотности сгруппированного пучка тяжелых ионов GSI-LINAC.

Используемая методика основана на когерентном преобразовании временной структуры исследуемого пучка в пространственное распределение вторичных электронов, образовавшихся в процессе ионизации молекул остаточного газа, посредством модуляции ВЧ-полем с частотой равной или кратной частоте следования сгустков.

Схема детектора представлена на рис. 22. Пучок проходит через область однородного электростатического поля, формируемого электродом $160 \cdot 60 \text{ мм}^2$ с потенциалом -30 кВ и дополнительными боковыми электродами. Образующиеся вторичные электроны движутся в этом поле перпендикулярно направлению распространения пучка к заземленной пластине с горизонтальной щелью шириной 1.5 мм в направлении пучка.

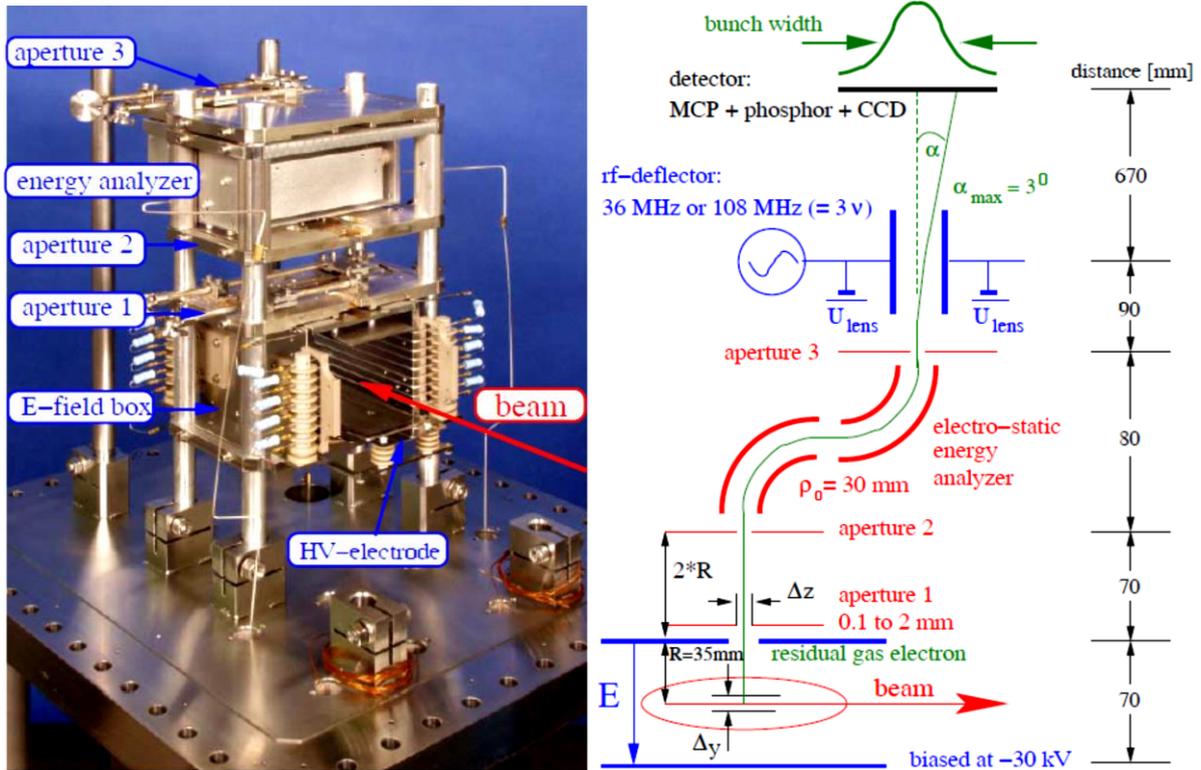


Рис. 22. Ионизационный детектор продольного распределения плотности пучка GSI-LINAC.

Для выделения электронов, образовавшихся в узком интервале вдоль пучка, и уменьшения их расходимости используются две щели с расстоянием 70 мм между ними. Их размеры Δz могут варьироваться от 0.1 до 2 мм с помощью приводов. Вторая щель расположена на входе 90° цилиндрического электростатического анализатора по энергиям с номинальными потенциалами на обкладках ± 5.5 кВ. Третья щель расположена на расстоянии 10 мм от выхода второго анализатора. Регулируя размеры первой и второй щели в пределах ± 0.25 мм и третьей щели в пределах ± 0.5 мм, можно ограничить вертикальный размер области первичного пучка Δy до ± 0.2 мм.

Временное распределение трансформируется в пространственное при помощи ВЧ-дефлектора, работающего на частоте равной или кратной частоте пучка, и последующего участка дрейфа. Электроны попадают на шевронную сборку МКП диаметром 70 мм, оборудованную на выходе люминесцентным экраном. Возникающее оптическое изображение считывается цифровой ПЗС-

видеокамерой и передается по оптоволокну для дальнейшей обработки. Типичное изображение, регистрируемое камерой, приведено на рис. 23.

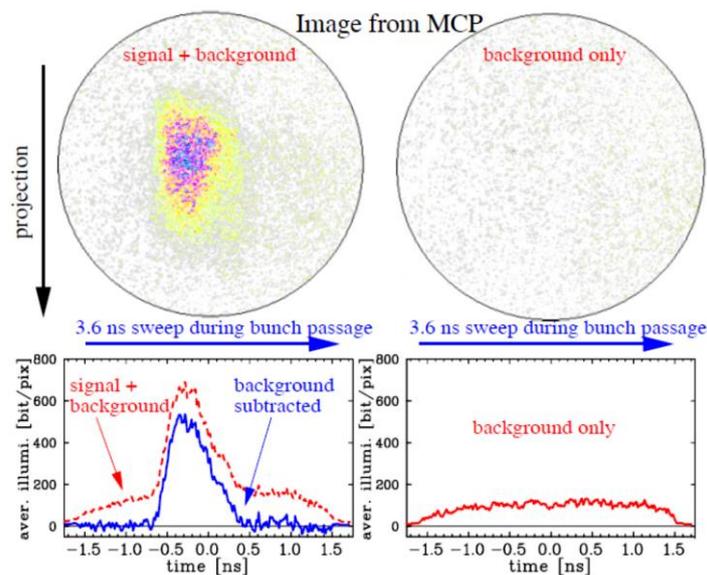


Рис. 23. Изображение сгустка для пучка Ni^{14+} усредненного по 8-ми макроимпульсам с длительностью 0.2 мс (2 мА, 11.4 МэВ/нуклон, $2 \cdot 10^{-6}$ Торр).

Проекция распределения яркости изображения дает форму сгустка. Проведенные измерения показывают возможность использования данной неразрушающей методики для измерения продольной структуры сгустков в наносекундном диапазоне. Для перехода же в пикосекундный диапазон, что необходимо для большинства линейных ускорителей ионов, требуется серьезная модернизация методики.

1.3 Анализ существующих конфигураций и выводы.

Из приведенного обзора работ видно, что способ измерений поперечных профилей пучка по регистрации продуктов ионизации остаточного газа может быть использован для самых различных пучков. Фактически, как следует из данных по действующим ионизационным профилометрам, современные позиционно-чувствительные детекторы на основе МКП позволяют использовать этот тип неразрушающей диагностики при любых уровнях вакуума и любых типах и энергиях частиц пучка.

На рис. 24 выделен характерный диапазон возможного применения ионизационных профилометров и мониторов в зависимости от уровня вакуума и энергии частиц исследуемого пучка.

Для наглядности на область наложен график зависимости удельных ионизационных потерь тяжелых заряженных частиц от энергии.

В целом, в каждом конкретном случае выбор итоговой конфигурации детектора зависит от параметров исследуемого пучка и условий проведения измерений. Для этого, в качестве заключения, в табл. 1, на основе параметров существующих детекторов, сделана попытка упорядочить основные рабочие характеристики и особенности конфигурации использования ионизационных профилометров как класса инструментов неразрушающей диагностики пучков частиц на ускорителях. Таблица показывает как широту использования эффекта ионизации остаточного газа в различных условиях, так и широту аппаратной реализации метода ионизационной диагностики.

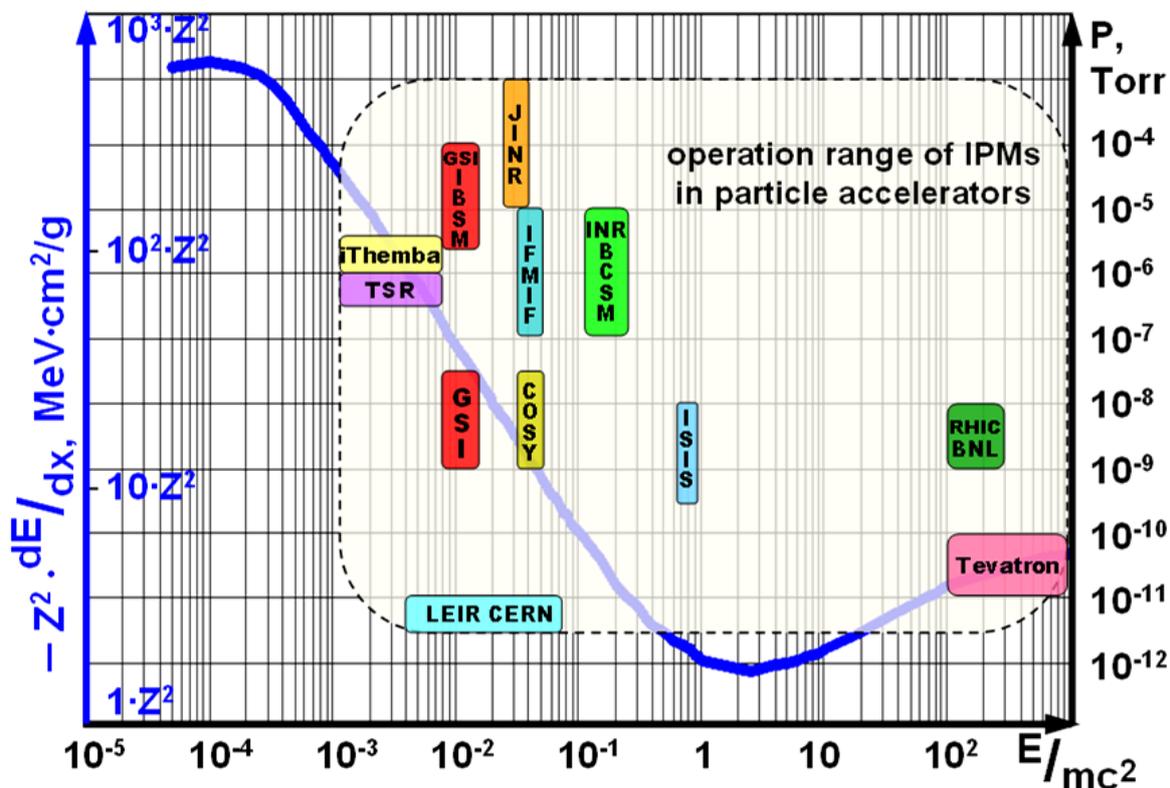


Рис. 24. Диапазон применения ионизационных профилометров по уровню вакуума и энергии пучка с учетом удельных ионизационных потерь тяжелых заряженных частиц в газах.

Табл. 1. Рабочие параметры и особенности конфигурации
ионизационных профилометров.

Параметр	Значение	Компонента ионизации	Усиление сигнала	Регистрация сигнала	Обработка сигнала	Особенности конфигурации				
Чувствительность детектора (величина ионизационного тока)	Уровень вакуума	выбор произволен	МКП	ПЧ коллектор / люминесцентный экран	АЦП / ПЗС-камера	вакуумная чистота материалов				
			$10^{-9} \div 10^{-12}$ Торр			наличие и выбор произвольны	возможно использование диафрагм для вторичного пучка			
			$10^{-6} \div 10^{-9}$ Торр							
	Энергия частиц, Е/мс ²		Тяжелые ионы			~ 1	МКП	АЦП / ПЗС-камера	АЦП / ПЗС-камера	видеокамера с услителем изображения при малом токе пучка
						$\gg 1$	наличие и выбор произвольны			коррекция траектории пучка с нерелятивистской энергией
			р ⁺ , d ⁺ , α-частицы			$\gg 1$				
						$\ll 1$	любой, если усиление сигнала > усиления шума			радиационная защита электроники при большом абсолютном значении фона
	Фон		Ток/шум ≥ 10			Ion ⁺				
			Ток/шум < 10							
	Разрешение		Время измерения			выбор произволен		ПЧ коллектор / люминофор	АЦП / ПЗС-камера	охлаждение ПЗС-матрицы
$t \geq 1$ мкс		наличие и выбор произвольны		быстрые АЦП, поле В для e ⁻						
$t < 1$ мкс			выбор произволен		коррекция позиционной чувствительности МКП и люминофора					
Пр-во		$\delta \geq 0,5$ мм		Ion ⁺		если есть, то МКП				
	$\delta < 0,5$ мм									
Погрешности	Поле пучка	e ⁻	наличие и выбор произвольны	ПЧ коллектор / люминесцентный экран	АЦП / ПЗС-камера	поле В для e ⁻				
						Ивлекающее поле $\geq \sim$	МКП при малом токе пучка			
	Ивлекающее поле \ll	электроды для продольной и поперечной однородности извлекающего поля Е								
	Апертура		\gg Размеры пучка			выбор произволен				
\sim Размеры пучка										

ГЛАВА 2

СХЕМА И ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ ИОНИЗАЦИОННОГО МОНИТОРА ПОПЕРЕЧНОГО СЕЧЕНИЯ ПУЧКА.

2.1 Упрощенный анализ движения ионов в детекторе.

Ионизационный монитор поперечного сечения (ИМПС) был предложен ранее в НИЦ «Курчатовский институт» [25] и нашел практическое применение на нескольких ускорителях: как на пучках заряженных частиц, так и на пучках синхротронного излучения [26].

В основе работы Монитора лежит эффект ионизации остаточного газа в ионопроводе ускорителя, что позволяет проводить измерения без возмущений исследуемого пучка.

С помощью ИМПС измеряется двумерное поперечное распределение плотности частиц пучка $L(x, y, t) = \iint \rho(x, y, z, t) dz dt$, где x, y – поперечные координаты, z – продольная, t – время. Путем интегрирования измеряемого двумерного распределения по одной из поперечных координат может быть найден профиль пучка по другой поперечной координате, аналогичный профилям, измеряемым, например, с помощью проволочных сканеров или одномерных ионизационных профилометров. При этом обработка результатов измерений двумерного поперечного распределения позволяет определить положение центра пучка, а в сочетании с элементами фокусирующего канала, осуществляющими линейное преобразование в поперечном фазовом пространстве, ИМПС может быть использован для восстановления поперечного эмиттанса пучка.

Ионизационный монитор поперечного сечения пучка был разработан и для линейного ускорителя ИЯИ РАН [27], предназначенного для ускорения интенсивных пучков протонов до энергии 600 МэВ. В последние годы, в силу, главным образом, экономических причин, максимальная энергия составляет 209 МэВ. После последнего работающего ускоряющего резонатора пучок без

ускорения транспортируется на расстояние примерно 280 м, где на выходе ускорителя и установлен Ионизационный монитор (Рис. 25).

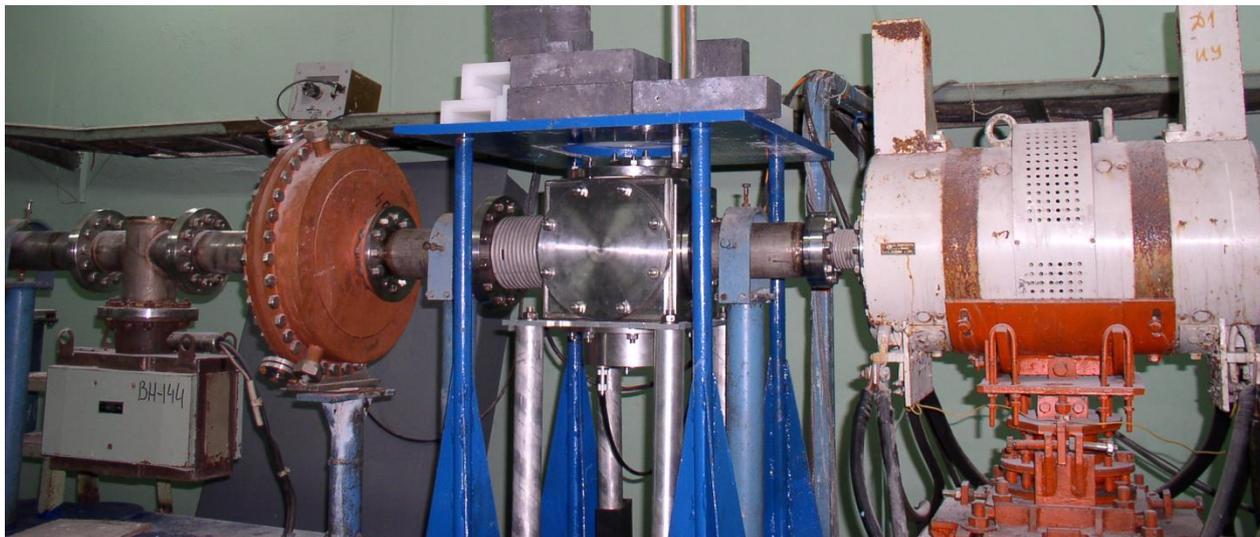


Рис. 25. Вакуумный бокс ИМПС (в синей опоре)
на выходе ускорителя ИЯИ РАН.

Вследствие разброса ускоренных протонов по импульсам, среднеквадратичная величина которого составляет $\pm 3.5 \cdot 10^{-3}$ по основанию, пучок теряет свою временную структуру на участке дрейфа, и измерения поперечных сечений проводятся для несгруппированного пучка. В зависимости от режима работы параметры пучка варьируются в следующих пределах: энергия $74 \div 209$ МэВ, импульсный ток $0.1 \div 15$ мА, частота следования импульсов тока пучка $1 \div 50$ Гц, длительность импульсов $0.3 \div 170$ мкс. Особым требованием является необходимость проведения измерений в наладочном режиме ускорителя, когда потери пучка на начальном этапе настройки могут достигать 10% и более. В этом случае распределение интенсивности в поперечном сечении может быть достаточно сложной формы (Рис. 26).

Опыт работы с Монитором показал, что для хорошо настроенного пучка форма его поперечного сечения близка к эллиптической и стабильна во времени. Неизменность формы и положения, как правило, свидетельствуют об устойчивой работе ускорителя, поэтому Монитор является хорошим инструментом для обобщенного контроля качества пучка.

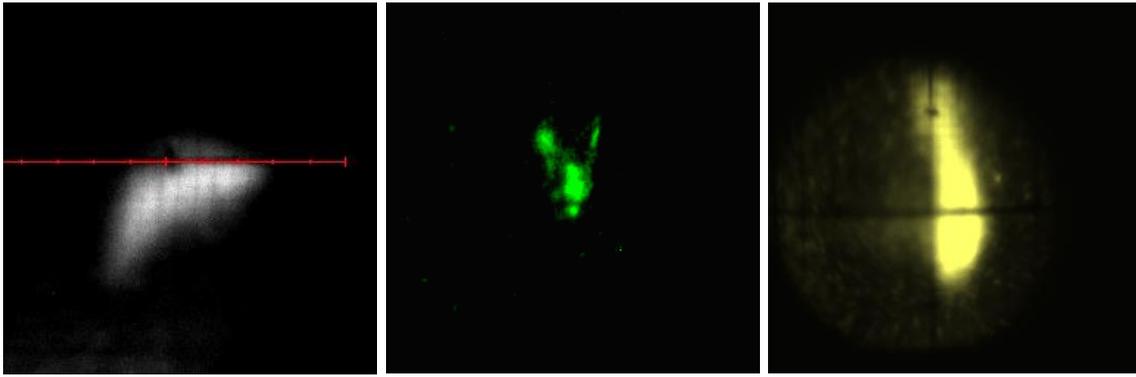


Рис. 26. Примеры сложных поперечных сечений пучка, измеренных ИМПС в процессе настройки ускорителя ИЯИ РАН.

Принцип работы Монитора изложен в [25] и поясняется на рис. 27. Исследуемый первичный пучок протонов проходит через область квазиоднородного электростатического поля E_{ex} , формируемого плоскими круговыми электродами 1 и 2 радиусом 6 см с потенциалами соответственно: 0 В и до -10 кВ, и взаимодействует с молекулами остаточного газа. Образующиеся вторичные положительные ионы движутся в этом извлекающем поле перпендикулярно направлению распространения пучка и проходят через щель шириной $L_{SLIT} = 1$ мм по оси Z , образуя ленточный пучок.

Ионы q_1 и q_2 , образовавшиеся в точках пространства с разными координатами X_0 , при прохождении щели имеют разную энергию, поэтому распределение ионов по энергиям в ленточном пучке соответствует распределению частиц в исследуемом первичном пучке по оси X . При этом распределение по координате Y совпадает с распределением плотности частиц в первичном пучке, как в одномерных ионизационных профилометрах.

Далее ленточный пучок вторичных ионов проходит через щель 4, имеющую в направлении оси Z размер, равный размеру щели 3, и попадает в квазиоднородное электростатическое поле E_a анализатора по энергиям, формируемое прямоугольными электродами 5 и 6, установленными под углом 45° . Потенциал электрода 6 равен потенциалу электрода 2, а электрод 5 заземлен, как и электрод 1.

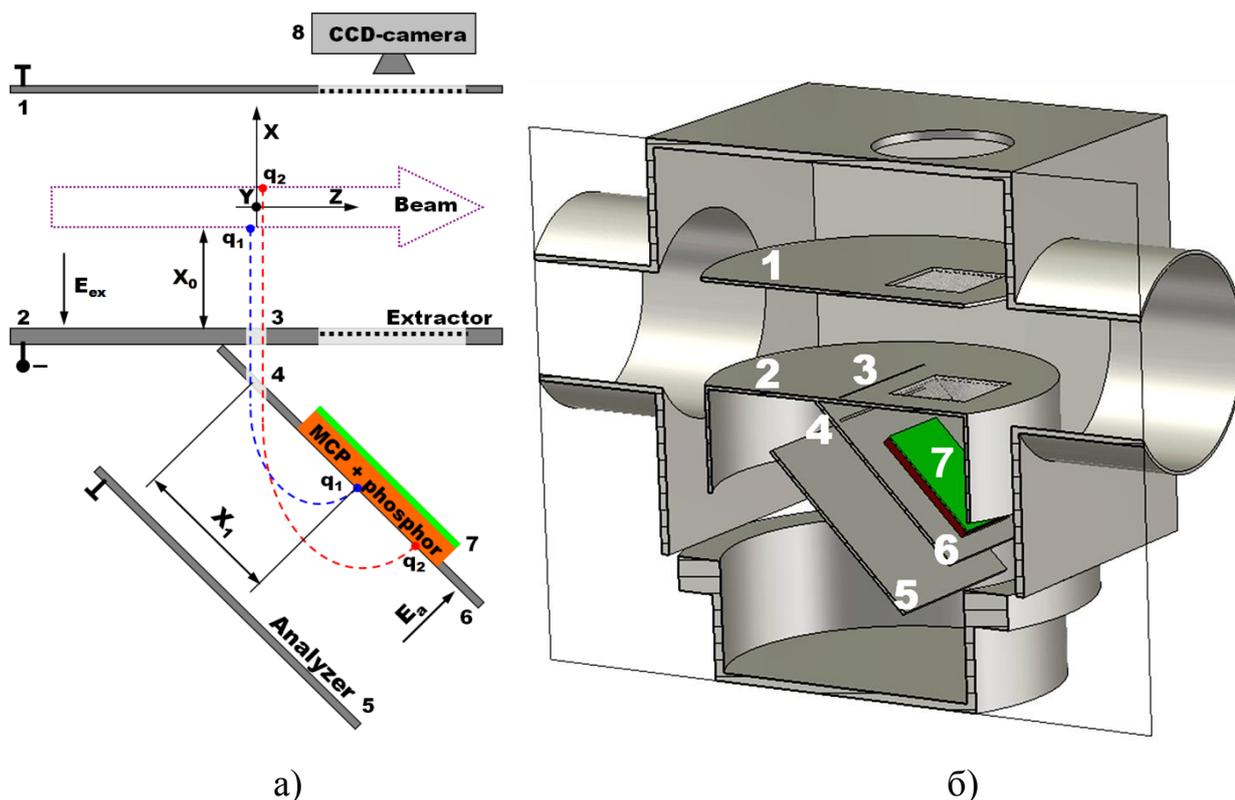


Рис. 27. Схематическое изображение (а) и трехмерная модель (б) ИМПС.

В зависимости от энергии ионы попадают на вход электронно-оптического преобразователя (ЭОП) 7 с различным смещением X_1 относительно щели 4. ЭОП состоит из шевронной сборки микроканальных пластин (МКП) с усилением до 10^6 и люминесцентного экрана, на котором и формируется двумерное оптическое изображение поперечного сечения исследуемого пучка (ПСП). Входная поверхность МКП ЭОП расположена в плоскости поверхности электрода 6 и имеет такой же потенциал. Изображение ПСП регистрируется с помощью ПЗС-видеокамеры 8 и далее обрабатывается с помощью специализированного программного обеспечения.

Полагая, что начальный импульс ионов остаточного газа равен нулю, а поле извлекающего конденсатора однородно, скорость извлекаемого иона при пролете через щель 3 можно представить в виде:

$$V = \sqrt{\frac{2 \cdot q \cdot E_{ex} \cdot X_0}{m}},$$

где E_{ex} – напряженность извлекающего поля, X_0 – расстояние от точки образования иона до нижней пластины извлекающего конденсатора.

Условие попадания иона на вход ЭОП в случае однородного поля анализирующего конденсатора выражается, как:

$$V \cos \alpha \cdot t = \frac{at^2}{2}, \quad a = \frac{q \cdot E_a}{m},$$

где E_a – напряженность анализирующего поля, α – угол между пластинами конденсаторов.

Тогда расстояние от точки входа иона в анализирующее поле через щель 4 до точки попадания на вход ЭОП равно:

$$X_1 = V \sin \alpha \cdot t = \frac{2 \cdot V \sin \alpha \cdot V \cos \alpha}{a} = \frac{2 \cdot q \cdot E_{ex}}{m} \cdot \frac{m}{q \cdot E_a} \cdot \sin 2\alpha \cdot X_0 = 2 \frac{E_{ex}}{E_a} \cdot \sin 2\alpha \cdot X_0$$

и не зависит от массы и заряда извлекаемых заряженных частиц. Следовательно, все сорта ионов (H_2^+ , O_2^+ , H_2O^+ , N_2^+) молекул остаточного газа дают вклад в формирование изображения ПСП.

Отношение напряженностей при одинаковых потенциалах пластин конденсаторов определяется отношением зазоров конденсаторов. Таким образом, простой расчет показывает, что в существующей геометрии ИМПС ($\alpha = 45^\circ$, $E_a = E_{ex} \sqrt{2}$) $X_1 = X_0 \sqrt{2}$, и при просмотре X_1 под углом 45° размер X_0 передается один к одному, т. е. регистрируемое камерой изображение на люминофоре повторяет распределение частиц в поперечном сечении исследуемого пучка. Кроме того, выбор угла 45° обеспечивает максимальный размер регистрируемого изображения ПСП, что дает дополнительные преимущества при его передаче и дальнейшей обработке.

На самом деле в процессе извлечения образовавшиеся положительные ионы находятся под влиянием нескольких полей: квазиоднородного электростатического поля извлекающего конденсатора и собственного электромагнитного поля пучка, сформированного его пространственным зарядом – поэтому необходимо более детальное рассмотрение динамики ионов в детекторе.

2.2 Расчетная модель динамики ионов в ИМПС.

Несмотря на то, что для расчета пространственного заряда сгруппированного пучка существует много компьютерных программ, основанных на сложении взаимодействий большого числа отдельных частиц, аналитическое решение подобной задачи имеет некоторые преимущества:

- влияние пространственного заряда пучка становится более понятным при рассмотрении динамики отдельного иона в поле одного движущегося сгустка;
- при известных потенциалах и полях для одного сгустка моделирование всего пучка во времени достигается простым движением цепочки из нескольких сгустков.

Модель пространственного заряда несгруппированного пучка

В случае несгруппированного пучка плотность распределения заряда в нем можно представить в виде двумерного нормального распределения с постоянной линейной плотностью частиц n :

$$\rho(x, y) = \frac{nq}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right).$$

В случае такого двумерного распределения в круглом пучке ($\sigma_x = \sigma_y = \sigma$) в работе [28] получены выражения для ненулевых компонент радиального электрического и азимутального магнитного полей пучка:

$$E_r = -\frac{nq}{4\pi\epsilon_0} \frac{d}{dr} \int_0^\infty \frac{\exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2+t}\right)}{2\sigma^2+t} dt, \quad B_\varphi = \frac{\beta}{c} E_r(r) = \frac{nq\beta c\mu_0}{4\pi} \frac{d}{dr} \int_0^\infty \frac{\exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2+t}\right)}{2\sigma^2+t} dt,$$

где βc – скорость пучка.

Сила Лоренца, действующая на движущуюся частицу с зарядом Q в электромагнитном поле, равна $\vec{F} = Q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$. Отсюда для модели азимутально симметричного пучка с двумерным нормальным поперечным распределением и постоянной линейной плотностью зарядов может быть получена формула для

единственной ненулевой радиальной компоненты силы, действующей на ион в

электромагнитном поле пучка:
$$F_r(r) = \frac{nqQ \left(1 + \frac{v_{ion}\beta}{c}\right)}{2\pi\epsilon_0 r} \left[1 - \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right)\right].$$

При этом необходимо обратить внимание на то, что под действием поля извлекающего конденсатора ионы начинают ускоренно двигаться параллельно оси X и достигают максимальных скоростей порядка $v_{ion} = 10^6$ м/с. Однако при этом, за счет удаления от пучка, уменьшается абсолютная величина магнитного поля, поэтому общей работой силы магнитного поля вдоль оси Z можно пренебречь. Увеличение скорости движения по оси Y мало, и этот дополнительный вклад в величину силы по оси Z также практически равен нулю.

Так как моделирование проводится в лабораторной системе отсчета, необходим учет релятивистских эффектов при переводе электродинамических величин из движущейся системы отсчета пучка в покоящуюся систему отсчета ИМПС. Такой учет осуществляется известными преобразованиями Лоренца для электрических полей.

Модель пространственного заряда сгруппированного пучка

Для детального анализа рассматриваемых интегральных эффектов в случае сгруппированных пучков, когда движение ионов происходит в переменном поле, разработана модель движения ионов в ИМПС и соответствующая программа для численных расчетов.

В процессе моделирования предполагается, что сгустки обладают симметрией вращения относительно направления движения, поэтому форма отдельного сгустка может быть аппроксимирована эллипсоидом вращения, который однозначно определяется соотношением двух полуосей a и b . Очевидно, что особый случай $a = b = R$ соответствует сферической форме сгустка, для которой расчет потенциалов и полей становится наиболее простым.

Кроме того, необходимо отметить, что поскольку обычно поперечные размеры пучка заметно меньше характерных внутренних размеров Монитора, граничные условия на стенках вакуумного бокса детектора не учитываются, и искомые выражения будут получены для поля в свободном пространстве.

Для определения потенциалов и полей необходимо найти аналитическое решение уравнения Пуассона для распределения плотности $\rho(x,y,z)$ частиц в сгустке:

$$\Delta\phi = -\frac{\rho(x,y,z)}{\varepsilon_0}, \quad \varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф / м.}$$

С математической точки зрения, самым простым случаем является однородное распределение $\rho = \rho_0 = \text{const}$. Наиболее точный аналитический результат достигается при использовании параболического распределения плотности [29]:

$$\rho(r,z) = \frac{5}{2}\rho_0\left(1 - \frac{r^2}{b^2} - \frac{z^2}{a^2}\right), \quad \text{где } \rho_0 = \frac{3N\zeta e}{4\pi ab^2},$$

N – число частиц в сгустке, ζ – заряд частиц в зарядах электрона, e – заряд электрона, a и b –

полуоси эллипсоида, $\frac{r^2}{b^2} + \frac{z^2}{a^2} = 1$ на поверхности эллипсоида (Рис. 28).

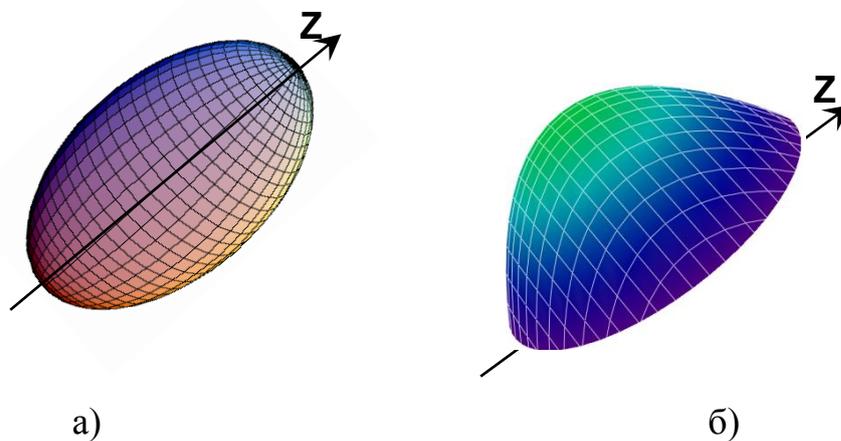


Рис. 28. Изображения сгустка частиц (а) в форме эллипсоида вращения относительно оси Z и параболического распределения плотности (б) заряженных частиц внутри эллипсоида.

Однако даже в случае однородного распределения граничные условия на поверхности эллипсоида приводят к очень сложным выражениям при решении уравнения Пуассона в декартовой системе координат, поэтому для вычислений

удобнее использовать систему конфокальных эллиптических координат, которая лучше адаптирована к подобным задачам.

В системе эллиптических координат используются две переменных

$$z(\xi, \eta) = c\xi\eta, \quad \rho(\xi, \eta) = c\sqrt{(\xi^2 - 1)(1 - \eta^2)},$$

где c определяется через две полуоси эллипсоида: $c = \sqrt{a^2 - b^2}$.

Значения эллиптических координат ограничены: $1 \leq \xi \leq \infty, -1 \leq \eta \leq 1$.

Поверхность эллипсоида определяется $\xi = \xi_0 = a/c$ с координатами x, y, z :

$$\begin{aligned} x &= c\sqrt{(1 - \eta^2)(\xi_0^2 - 1)} \sin t, & -\pi \leq t \leq \pi, \\ y &= c\sqrt{(1 - \eta^2)(\xi_0^2 - 1)} \cos t, \\ z &= c\eta\xi. \end{aligned}$$

На рис. 29 показана система координат для сгустка с $b = 5$ мм и $a = 2b = 10$ мм.

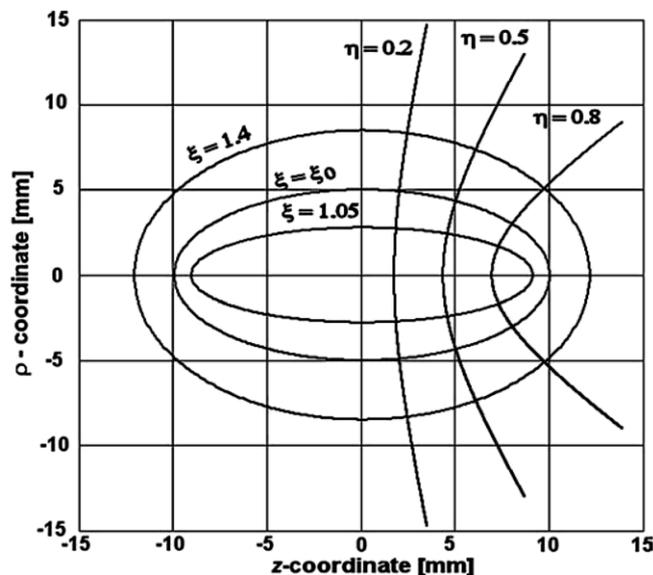


Рис. 29. Пример системы эллиптических координат для сгустка с $b = 5$ мм и $a = 2b = 10$ мм ($\xi = const: -1 \leq \eta \leq 1, \eta = const: 1 \leq \xi \leq 2$)

В определенной таким образом системе координат оператор Лапласа приобретает вид [29]:

$$\Delta\phi(\xi, \eta) = \frac{1}{c^2(\xi^2 - \eta^2)} \left[\frac{\partial}{\partial \xi} (\xi^2 - 1) \frac{\partial \phi(\xi, \eta)}{\partial \xi} + \frac{\partial}{\partial \eta} (1 - \eta^2) \frac{\partial \phi(\xi, \eta)}{\partial \eta} \right].$$

Выражение для плотности распределения приобретает вид:

$$\rho(\xi, \eta) = \frac{5}{2} \frac{a^2}{b^2} \rho_0 \left(1 - \frac{\xi^2}{\xi_0^2}\right) \left(1 - \frac{\eta^2}{\eta_0^2}\right).$$

Используя замены $s_1 = \frac{5}{2} \rho_0 \frac{a^2}{b^2}$, $s_2 = \frac{5}{2} \rho_0 \frac{c^2}{b^2}$, $s_3 = \frac{5}{2} \rho_0 \frac{c^4}{a^2 b^2}$, можно преобразовать это выражение в зависимость от ξ и η :

$$\rho(\xi, \eta) = s_1 + s_2(\xi^2 + \eta^2) + s_3 \xi^2 \eta^2.$$

Решение уравнения Пуассона может быть найдено в виде:

$$\phi(\xi, \eta) = A(\xi^2 + \eta^2) + B(\xi^4 + \eta^4) + C\xi^4 \eta^4, \text{ где } A = -\frac{c^2}{2\varepsilon_0} \left(\frac{s_1}{3} + \frac{s_2}{5}\right), B = -\frac{s_2 c^2}{20\varepsilon_0}, C = -\frac{s_3 c^2}{12\varepsilon_0}.$$

Граничными условиями при $\xi = \xi_0$ являются:

$$\phi(\xi, \eta)_{\xi \leq \xi_0} = \phi(\xi, \eta)_{\xi \geq \xi_0}, \left[\frac{\partial \phi(\xi, \eta)_{\xi \leq \xi_0}}{\partial \xi} \right] = \left[\frac{\partial \phi(\xi, \eta)_{\xi \geq \xi_0}}{\partial \xi} \right],$$

которые выполняются для всех η .

Решение снаружи эллипсоида

$$\phi_{\xi \geq \xi_0}(\xi, \eta) = A_0 Q_0(\xi) + A_2 Q_2(\xi) P_2(\eta) + A_4 Q_4(\xi) P_4(\eta)$$

описывается с использованием известных полиномов Лежандра $P_n(x)$

$$P_{n+1}(x) = \frac{2n+1}{n+1} x P_n(x) - \frac{n}{n+1} P_{n-1}(x)$$

и полиномов $Q_n(x)$, выражаемых рекурсивной формулой:

$$Q_{n+1}(x) = \left[\frac{(2n+1)xQ_n(x) - nQ_{n-1}}{n+1} \right],$$

$$Q_0(x) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{x+1}{x-1} \right),$$

$$Q_1(x) = \frac{x}{2} \ln \left(\frac{x+1}{x-1} \right) - 1.$$

Неизвестные коэффициенты A_0 , A_2 и A_4 находятся добавлением к выражению для потенциала $\phi(\xi, \eta)$ произвольного решения однородного дифференциального уравнения, которое регулярно внутри эллипсоида и, таким образом, выражается через полиномы $P_n(\xi)$ и $P_n(\eta)$, что приводит к

$$\phi_{\xi \leq \xi_0}(\xi, \eta) = \phi_{\xi \geq \xi_0}(\xi, \eta) + C_0 + C_2 P_2(\xi) P_2(\eta) + C_4 P_4(\xi) P_4(\eta).$$

Теперь коэффициенты C_0 , C_2 , C_4 могут быть определены вместе с A_0 , A_2 , A_4 из граничных условий.

Начиная с A_4 , C_4 , получаем:

$$A_4 = \frac{8}{35 P Q_4} \left[P_4'(\xi_0)(B + C \xi_0^4) - 4 C \xi_0^3 P_4(\xi_0) \right],$$

$$C_4 = \frac{1}{P_4'(\xi_0)} \left[A_4 Q_4'(\xi_0) - \frac{32}{35} C \xi_0^3 \right],$$

$$P Q_4 = Q_4(\xi_0) P_4'(\xi_0) - Q_4'(\xi_0) P_4(\xi_0).$$

Далее находятся A_2 , C_2 :

$$A_2 = \frac{2}{3 P Q_2} \left[P_2'(\xi_0) \left(A + \frac{15}{4} A_{C4} \right) - P_2(\xi_0) \frac{15}{4} A_{C4S} \right],$$

$$C_2 = \frac{1}{P_2'(\xi_0)} \left[A_2 Q_2'(\xi_0) - \frac{5}{2} A_{C4S} \right],$$

$$P Q_2 = Q_2(\xi_0) P_2'(\xi_0) - Q_2'(\xi_0) P_2(\xi_0),$$

$$A_{C4} = A_4 Q_4(\xi_0) - C_4 P_4(\xi_0),$$

$$A_{C4S} = A_4 Q_4'(\xi_0) - C_4 P_4'(\xi_0).$$

И в итоге, A_0 , C_0 :

$$A_0 = \frac{1}{Q_0'(\xi_0)} \left[2A\xi_0 + 4B\xi_0^3 + \frac{1}{2}A_{C2S} - \frac{3}{8}A_{C4S} \right],$$

$$C_0 = A_0Q_0(\xi_0) - A\xi_0^2 - B\xi_0^4 - \frac{1}{2}A_{C2} + \frac{3}{8}A_{C4},$$

$$A_{C2} = A_2Q_2(\xi_0) - C_2P_2(\xi_0),$$

$$A_{C2S} = A_2Q_2'(\xi_0) - C_2P_2'(\xi_0).$$

Коэффициенты A , B , C были определены ранее. Очевидно, что размерность всех коэффициентов [В].

В системе эллиптических координат (ξ, η) абсолютные значения электрических полей могут быть определены, как:

$$|\vec{\nabla}\phi(\xi, \eta)| = \frac{1}{c\sqrt{\xi^2 - \eta^2}} \sqrt{(\xi^2 - 1) \left[\frac{\partial\phi(\xi, \eta)}{\partial\xi} \right]^2 + (1 - \eta^2) \left[\frac{\partial\phi(\xi, \eta)}{\partial\eta} \right]^2}.$$

Для нас наибольший интерес представляют компоненты поля в поперечном и продольном направлении, используемые для оценок влияния пространственного заряда пучка на динамику ионов в ИМПС.

Для нахождения этих компонент поля можно выбрать ортонормированный базис \vec{e}_ξ и \vec{e}_η , определяемый из уравнения $\vec{s} = z\vec{e}_z + r\vec{e}_r$, где \vec{s} – вектор из начала цилиндрических координат (являющегося центром эллипсоида) в точку рассмотрения. Единичные векторы \vec{e}_ξ и \vec{e}_η определяются, как:

$$\vec{e}_\xi = \frac{\frac{\partial\vec{s}}{\partial\xi}}{\left| \frac{\partial\vec{s}}{\partial\xi} \right|} = \frac{\frac{\partial z}{\partial\xi} \vec{e}_z + \frac{\partial r}{\partial\xi} \vec{e}_r}{\sqrt{z_\xi^2 + r_\xi^2}}, \quad \vec{e}_\eta = \frac{\frac{\partial\vec{s}}{\partial\eta}}{\left| \frac{\partial\vec{s}}{\partial\eta} \right|} = \frac{\frac{\partial z}{\partial\eta} \vec{e}_z + \frac{\partial r}{\partial\eta} \vec{e}_r}{\sqrt{z_\eta^2 + r_\eta^2}},$$

где $z_\xi = \partial z / \partial \xi$, $r_\xi = \partial r / \partial \xi$.

Отсюда, используя определение эллиптических координат, получаем:

$$\vec{e}_\xi = \frac{\eta\sqrt{\xi^2-1}}{\sqrt{\xi^2-\eta^2}}\vec{e}_z + \frac{\xi\sqrt{1-\eta^2}}{\sqrt{\xi^2-\eta^2}}\vec{e}_r, \quad \vec{e}_\eta = \frac{\xi\sqrt{1-\eta^2}}{\sqrt{\xi^2-\eta^2}}\vec{e}_z + \frac{\eta\sqrt{\xi^2-1}}{\sqrt{\xi^2-\eta^2}}\vec{e}_r$$

с известными выражениями для ортогональных единичных векторов $\vec{e}_\xi\vec{e}_\eta = 0, |\vec{e}_\xi| = |\vec{e}_\eta| = 1$.

Для градиента потенциала в системе конфокальных эллиптических координат получается следующее векторное уравнение:

$$\vec{\nabla}\phi(\xi,\eta) = \frac{1}{\sqrt{z_\xi^2+r_\xi^2}}\frac{\partial\phi(\xi,\eta)}{\partial\xi}\vec{e}_\xi + \frac{1}{\sqrt{z_\eta^2+r_\eta^2}}\frac{\partial\phi(\xi,\eta)}{\partial\eta}\vec{e}_\eta.$$

Подставляя в это уравнение полученные выражения для потенциалов, получаем аналитические выражения для собственного электрического поля сгруппированного пучка, сгустки которого представляются эллипсоидами вращения с параболическим распределением заряда. Подобный анализ был проведен в работе [29] и приводится здесь в варианте, адаптированном к обсуждаемой задаче. При этом запись полных итоговых выражений представляется нецелесообразной, так как они слишком длинны и громоздки.

Компьютерная программа

Для проведения трехмерного численного моделирования динамики ионов в рассчитанных аналитических полях была создана компьютерная программа, написанная в системе MathCAD. Блок-схема программы приведена на рис. 30.

Если заданные параметры σ_x, σ_y определяют сгусток в виде трехосного эллипсоида, то при моделировании он приводится к эллипсоиду вращения с усредненной поперечной осью и с сохранением общего заряда, что применимо только к квазикруглым пучкам.

Решение уравнения Пуассона и нахождение собственного поля отдельного сгустка заряженных частиц осуществляется по методу Гаусса-Зейделя, который относится к классу прямых методов оптимизации.

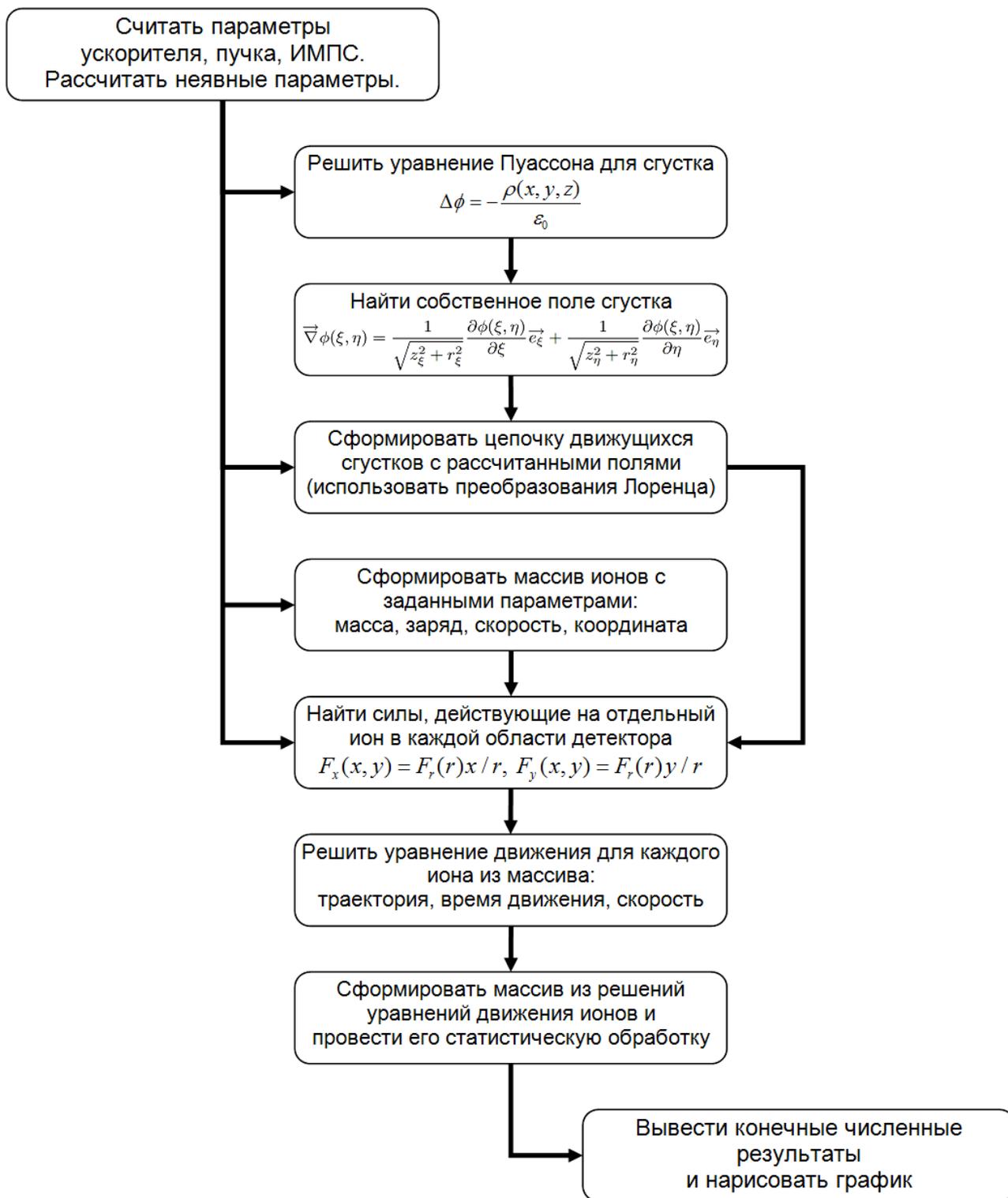


Рис. 30. Блок-схема вычислений по программе для моделирования

Метод предназначен для решения многомерной задачи локальной безусловной оптимизации. На каждой итерации алгоритма Гаусса-Зейделя последовательно решается n одномерных задач безусловной оптимизации по отысканию локальных минимумов соответствующих одномерных функций.

Далее сгусток с найденным значением электрического поля начинает сдвигаться с заданной частотой вдоль оси Z на отрезке, ограниченном размерами детектора, формируя тем самым поле анализируемого пучка в виде суммарного поля цепочки сгустков. Переход к лабораторной системе отсчета ИМПС осуществляется с использованием преобразований Лоренца.

Для моделирования ионного пятна формируется массив ионов с известными массами и зарядами. Пространственные координаты ионов ограничены заданными размерами σ_x , σ_y анализируемого пучка и имеют распределение Гаусса. Начальные скорости ионов по модулю и вектору подчиняются распределению Максвелла для $T = 293$ К:

$$f_{\mathbf{v}}(v_x, v_y, v_z) = \sqrt{\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^3} \exp\left[-\frac{m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2kT}\right], \quad f(v)dv = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) dv.$$

Для каждого сформированного иона определяется величина силы действия со стороны электрических полей пучка и самого детектора (в извлекающем и анализирующем конденсаторах). Далее осуществляется решение соответствующего уравнения движения с задаваемыми в программе начальными условиями.

Решение уравнения движения производится классическим методом Рунге-Кутты 4-го порядка точности с адаптивным шагом. Так как искомые решения для траекторий ионов являются достаточно гладкими, то адаптивный контроль величины шага дает возможность вычислять значение приближенного решения на более мелкой сетке в тех областях, где оно меняется быстро, и на более крупной — там, где оно меняется медленно. Это позволяет, и повысить точность, и сократить время, требуемое для решения уравнений.

Полученный массив данных подвергается статистической обработке с целью построения гауссовой огибающей и нахождения среднеквадратичного размера анализируемого пучка, измеренного детектором.

В результате программа выводит основные параметры поперечного сечения пучка (ПСП) и величину погрешностей проведенных измерений, принципы расчета которых описаны ниже. Кроме того, для наглядности, формируются изображения поперечного сечения анализируемого пучка и измеренного ПСП с соответствующими профилями вдоль поперечных координат.

Программа имеет интуитивно понятный пользовательский интерфейс (Рис. 31), позволяющий быстро и наглядно изменять различные характеристики пучка и подбирать оптимальные настройки (например, величину поля) и геометрию ИМПС под каждый конкретный набор параметров пучка, на основе чего можно давать рекомендации по применению Монитора на других ускорителях.

iBCSM

Constants

iBM parameters

Ion mass (in proton mass)

Ion charge (in proton charge)

Electron

U Extract, V

L Extract, mm

L Gap, mm

L Slit, μm

Beam parameters

Particle mass (in proton mass)

Particle charge (in proton charge)

I pulse*, μA

τ^* , μs

I average*, μA

E inject*, keV/nuclon $\times 10^{\wedge}$

E*, MeV/nuclon

σ_x , μm

σ_y , μm

* - optional parameter if "Manual input" is activ

Accelerator parameters*

RF inject, kHz $\times 10^{\wedge}$

RF, kHz $\times 10^{\wedge}$

ϕ bunch, degree

L without accel., m

$\frac{\Delta p}{p}$ $\times 10^{\wedge}$

Simulation data

Tracking for one ion

Beam Cross-Section (statistics)

Number of steps

MMF NICA FRIB U_70

Manual input

n, part./bunch $\times 10^{\wedge}$

$\beta, \frac{v}{c}$ $\times 10^{\wedge}$

Bunch distance, mm

Bunch length σ_z , mm

Bunch length σ_t , ps

E ion, eV $\times 10^{\wedge}$

CST σ_x error, μm

CST σ_y error, μm

Parameters

Forces acting on an ion

Model algorithm

Statistical algorithm

Data

Results

$\max \Delta X = 6.8596 \times 10^{-5}$ m	Bunch_distance = 0.648 m
$\sigma_{\text{measured}_X} = 2.0229 \times 10^{-3}$ m	Bunch_length = 8.378 m
Full_error_ σ_X = 1 %	R = 5.25×10^{-3} m
$\max \Delta Y = 4.6897 \times 10^{-4}$ m	
$\sigma_{\text{measured}_Y} = 1.6563 \times 10^{-3}$ m	
Full_error_ σ_Y = 10 %	Time_in_iBM = 710.8 ns
E_Extract = 1.167×10^5 V/m	$\frac{E_{\text{Extract}}}{\text{Max_Bunch_Field}_Y} = 391.346$
Max_Bunch_Field_Y = 298.116 V/m	
Profile_broadening_X = 1.01	
Profile_broadening_Y = 1.1	

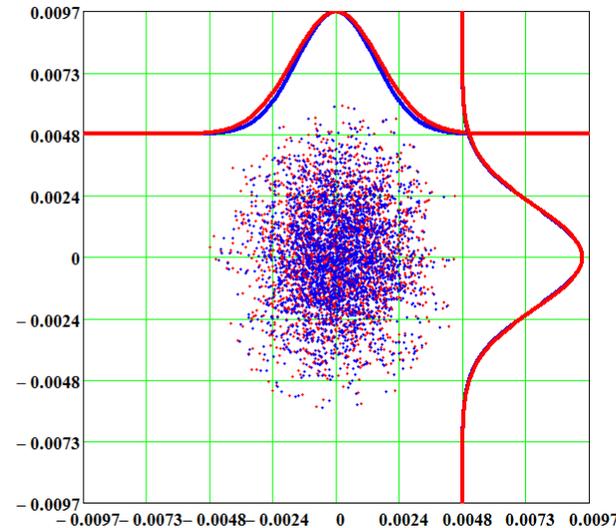


Рис. 31. Рабочая область программы для моделирования результатов измерений ИМПС.

2.3 Пространственное разрешение, чувствительность и точность Монитора.

Понятие «пространственного разрешения» R прибора имеет несколько значений и, являясь условным соглашением, определяется по-разному в разных областях физики и техники. Как правило, в случаях связанных с обработкой оптических изображений пользуются критерием Рэлея, считая, что разница в интенсивности в минимуме между изображениями двух точек должна составлять не менее, например, 20% от интенсивности в их максимумах.

В этом случае речь идет о контрастности наблюдаемого изображения, которое при сколь угодно близких, но не совпадающих источниках отличается от того, которое сформировалось бы от одного точечного источника. Таким образом, дело сводится к вопросу о пороговой чувствительности системы, анализирующей распределение интенсивности в наблюдаемом изображении, т. е. о минимальном уровне сигнала на входе системы при равных уровнях полезного сигнала и шума на выходе. При этом критерий Рэлея в большей степени относится к визуальному восприятию изображения человеческим глазом, тогда как современные ПЗС-видеокамеры с широкими возможностями цифровой обработки кадров фактически могут различить значительно меньшую разницу (до тысячных долей процента) в интенсивности таких изображений, если область обработки покрывает 2 и более пикселей ПЗС-матрицы.

Таким образом, в случае пространственного разрешения ИМПС речь идет о таком минимальном регистрируемом расстоянии между двумя анализируемыми пучками с нулевыми поперечными размерами, при котором неоднородность в интенсивности свечения люминесцентного экрана ЭОП ещё может быть зарегистрирована ПЗС-видеокамерой.

Интенсивность свечения люминесцентного экрана ЭОП определяется количеством образующихся вторичных ионов, которое при заданном давлении зависит от ионизационных потерь энергии ускоренного пучка dE/dx (МэВ·см²/г) в остаточном газе.

Для Монитора на ускорителе ИЯИ РАН экспериментально установлено, что при давлении остаточного газа на уровне 10^{-6} Торр пороговая чувствительность детектора на базе стандартной ПЗС-видеокамеры и ЭОП с шевронной сборкой МКП и люминесцентным экраном равна примерно 1 нА тока протонов с энергией 209 МэВ, что соответствует плотности потока вторичных ионов примерно 1 ион/(мм²·с), т. е. детектор может работать в режиме счета отдельных ионов, и благодаря такой высокой чувствительности пространственное разрешение Монитора можно формально определить как ширину огибающей поперечного сечения пучка на ее полувысоте, что для пучков с гауссовым распределением плотности соответствует $R = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma \approx 2.355\sigma$.

Рассмотрим подробнее процесс формирования в Ионизационном мониторе изображений поперечных сечений таких «игольчатых» пучков, которые в идеальном случае представляются в виде точек. Необходимо отметить, что формирование изображения по вертикали (ось X) и по горизонтали (ось Y) происходит под разным влиянием одних и тех же факторов, поэтому целесообразно дать отдельное описание для каждой оси. Кроме того, основными измеряемыми параметрами, получаемыми из двумерного поперечного сечения пучка, являются положение центра тяжести пучка и среднеквадратичный размер пучка $\sigma_s = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (S_i - \bar{S})^2}$, где S_i – координата i -й частицы по заданной оси, \bar{S} – среднее арифметическое координат всех частиц, n – количество частиц. Погрешности измерений именно этих параметров определяют точность Монитора в целом и, как следствие, его пространственное разрешение, т. к. из-за погрешностей идеальные точечные изображения начинают размываться, приобретают конечные размеры и дополнительно сдвигаются относительно друг друга.

Вертикальная ось X.

Влияние щелевого фильтра.

Из-за особенностей регистрации ионов в детекторе распределение ионов по оси Z на ширине щелей преобразуется в анализирующем конденсаторе в распределение по оси X . Таким образом, влияние щелей приводит к систематическому размытию точечного изображения в отрезок шириной, равной ширине щели L , и два игольчатых пучка не могут быть разрешены детектором, если они находятся на расстоянии L друг от друга на вертикальной оси. При этом для реального пучка измеряемый среднеквадратичный размер

$$\sigma_{X_measured} = \sqrt{\sigma_{X_real}^2 + \frac{L^2}{12}}, \quad \text{где } \frac{L^2}{12} - \text{ дисперсия непрерывного равномерного}$$

распределения, σ_{X_real} – реальный среднеквадратичный размер пучка по оси X . С целью сокращения такого размытия необходимо уменьшать ширину щели, что в свою очередь приведет к уменьшению чувствительности Монитора. Поэтому конкретный размер щели является своеобразным компромиссом между разрешающей способностью и чувствительностью ИМПС. Влияния на наблюдаемое положение центра тяжести пучка по оси X щелевой фильтр не оказывает.

Влияние тепловых начальных скоростей ионов.

В качестве модели остаточного газа выбран водяной пар, т. к. именно он является основным компонентом остаточного газа в ионопроводе ЛУ ИЯИ в непосредственной близости от ИМПС согласно измерениям (Рис. 32), проведенным при помощи масс-спектрометра.

Так как образующиеся ионы обладают тепловой кинетической энергией, а метод восстановления поперечного сечения основан на анализе энергии, приобретаемой изначально неподвижными ионами в извлекающем электростатическом поле, любая скорость по вертикальной оси фиксируется детектором как дополнительное смещение положения иона вверх, что приводит к общему смещению наблюдаемого положения центра тяжести пучка.

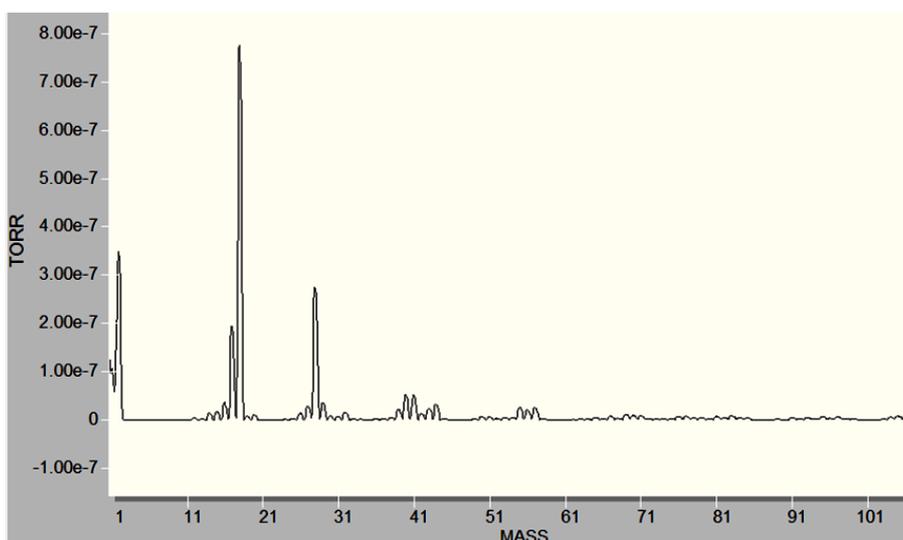


Рис. 32. Масс-спектр состава остаточного газа в непосредственной близости от точки установки вакуумного бокса ИМПС.

Однако тепловая кинетическая энергия на несколько порядков меньше потенциальной энергии, которую приобретает ион в извлекающем поле, поэтому такое смещение составляет всего лишь доли микрона и его можно в дальнейшем не учитывать, поскольку оно заведомо много меньше точности Монитора.

Составляющие тепловых скоростей ионов по оси Z приводят к тому, что концы наблюдаемого отрезка приобретают гауссовское размытие (Рис. 33), среднеквадратичное отклонение $\sigma_{Z_thermal}$ которого зависит от параметров щелевого фильтра (ширина щелей и расстояние между ними) и времени движения ионов в детекторе. Однако при оценках погрешностей величиной этого размытия можно пренебречь, так как оно много меньше других составляющих.

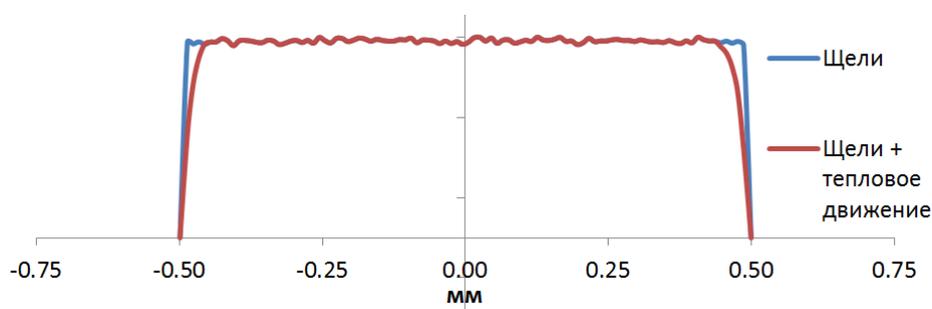


Рис. 33. Гауссовское размытие профиля «игольчатого» пучка на ширине щели, определяемое параметрами щелевого фильтра.

Влияние неоднородностей электростатических полей детектора.

До сих пор предполагалось, что электростатические поля E_{ex} и E_a однородны, однако в действительности всегда присутствуют неоднородности, обусловленные геометрией Монитора. Результаты моделирования реальных электростатических полей в детекторе приведены на рис. 34 и показывают распределение потенциала в (а) XZ- и (б) XY-плоскости.

Неоднородности полей приводят к тому, что регистрируемые координаты ионов отличаются от тех, которые получались бы в случае однородных полей.

В качестве систематической погрешности примем величину

$$\delta X_{Gravity\ center}^{Fields} = X_{real} - X_{ideal},$$

где X_{real} – наблюдаемая координата точки попадания иона на МКП в случае реальных полей, X_{ideal} – координата в случае полей однородных.

Анализ движения ионов в полях реальной конфигурации показывает, что из-за влияния неоднородностей происходит общее смещение наблюдаемого положения центра тяжести пучка по оси X (Рис. 35). Влияния на $\sigma_{X_measured}$ неоднородности полей не оказывают.

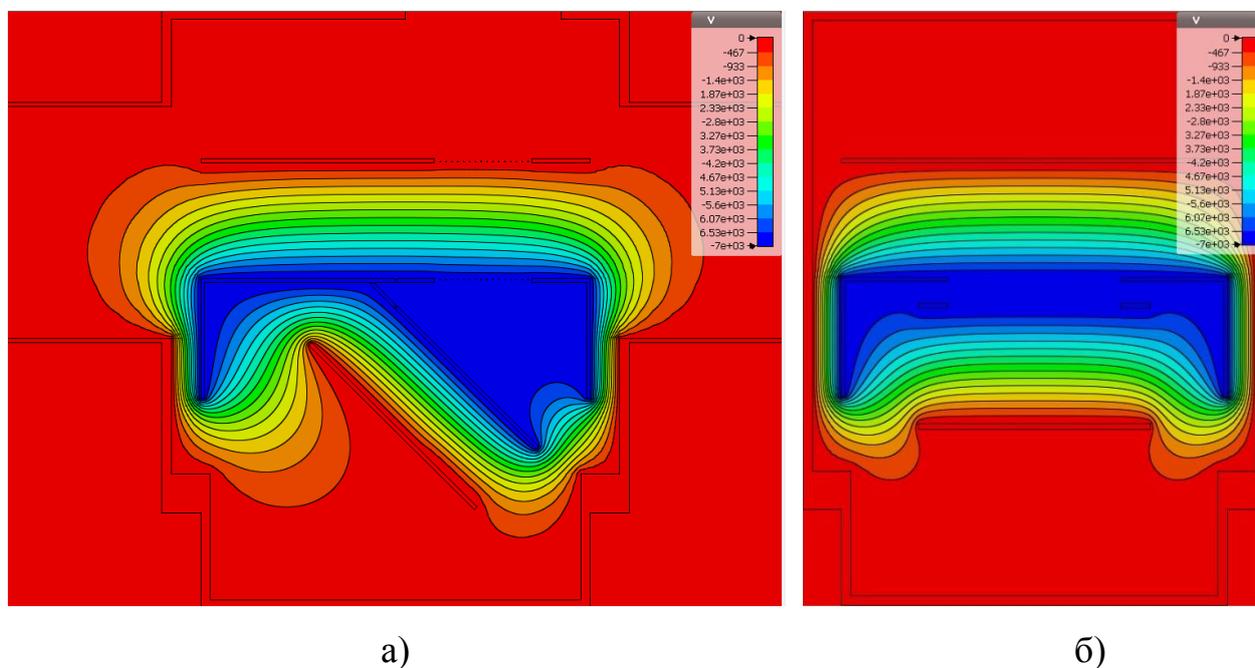


Рис. 34. Распределение электростатического потенциала в реальной геометрии ИМПС.

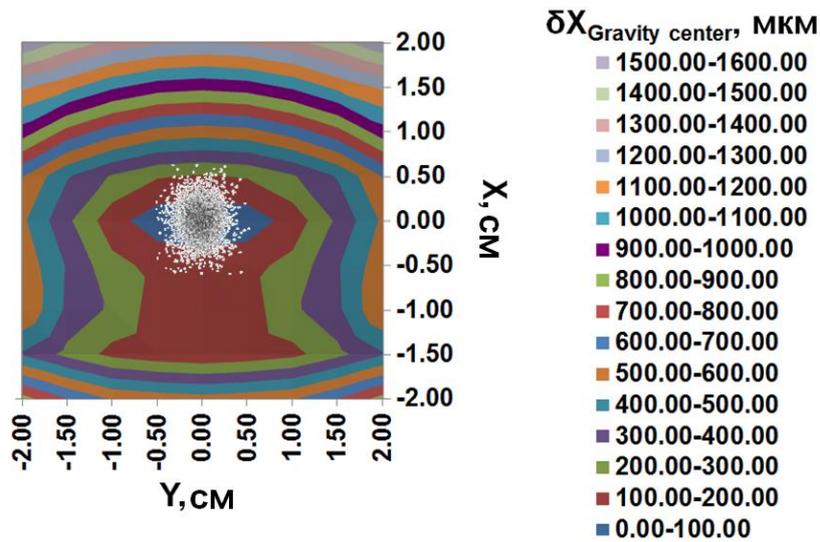


Рис. 35. Смещение наблюдаемого положения центра тяжести пучка по оси X в зависимости от расположения пучка в извлекающем конденсаторе ИМПС ИЯИ.

Влияние электронно-оптического преобразователя и ПЗС-матрицы.

Типичное пространственное разрешение сборки из двух микроканальных пластин и люминесцентного экрана ЭОП R_{MCP+Ph} составляет ~ 50 мкм и определяется размером и расположением каналов МКП, а также размером зерна люминофора [30]. Кроме того, следует учесть, что ЭОП расположен под углом 45° к оси X, и, таким образом, разрешающая способность по этой координате улучшается в $\sqrt{2}$ раз.

На пространственное разрешение Монитора также влияет разрешение видеокамеры R_{CCD} , фиксирующей изображение с люминофора. В случае современных ПЗС-видеокамер самое низкое пространственное разрешение оказывается не хуже 30 мкм, что соответствует разрешению ЭОП по оси X.

Таким образом, в процессе преобразования ионного пятна в оптическое изображение с его последующей регистрацией ПЗС-видеокамерой происходит дополнительное размытие концов отрезка на величину R_{MCP+Ph} , а затем на R_{CCD} ,

а для реального пучка
$$\sigma_{X_measured} = \sqrt{\sigma_{X_real}^2 + \frac{L^2}{12} + \left(\frac{R_{MCP+Ph}}{\sqrt{2}}\right)^2 + R_{CCD}^2}.$$

Влияния на наблюдаемое положение центра тяжести пучка по оси X эти факторы не оказывают.

Горизонтальная ось Y.

Влияние щелевого фильтра.

Так как длина щелей вдоль оси Y много больше размеров пучка, то они не оказывают никакого влияния на измерения по этой координате.

Влияние тепловых начальных скоростей ионов.

Точечное изображение игольчатого пучка трансформируется в распределение Гаусса, среднеквадратичное отклонение $\sigma_{Y_thermal}$ которого так же, как и в случае вертикальной оси определяется временем движения ионов в детекторе, однако уже не зависит от параметров щелевого фильтра, так как размер щелей по оси Y много больше размеров пучка. При этом для реального пучка $\sigma_{Y_measured} = \sqrt{\sigma_{Y_real}^2 + \sigma_{Y_thermal}^2}$. Влияния на положение центра тяжести нет.

Влияние неоднородностей электростатических полей детектора.

Для горизонтальной оси характер влияния неоднородностей полей в детекторе приобретает зависимость от поперечного размера пучка и его расположения в детекторе. В случае игольчатого пучка происходит систематическое смещение наблюдаемого положения центра тяжести от краев к $Y = 0$ $\delta Y_{Gravity\ center}^{Fields} = Y_{real} - Y_{ideal}$. В случае реального пучка с конечным поперечным сечением такое же смещение наблюдается для каждого образующегося иона, что соответствует уменьшению наблюдаемого среднеквадратичного размера пучка на $\Delta Y_{RMS_size}^{Fields} < 0$ (Рис. 36),

$$\text{т. е. } \sigma_{Y_measured} = \sqrt{\sigma_{Y_real}^2 + \sigma_{Y_thermal}^2 - (\Delta Y_{RMS_size}^{Fields})^2}.$$

Для того чтобы минимизировать подобные искажения (Рис. 37) была предложена новая конфигурация детектора (Рис. 38), разрабатываемая для проекта NICA ОИЯИ Дубна. В конфигурацию добавлены дополнительные корректирующие электроды, а также обеспечена общая симметрия извлекающего конденсатора по оси Z. В частности, сделано второе смотровое окно, которое, как будет показано ниже, помимо симметрии обеспечивает некоторые дополнительные возможности детектора.

Влияние электронно-оптического преобразователя и ПЗС-матрицы.

Влияние разрешающих способностей ЭОП и камеры по оси Y аналогично влиянию по оси X. И для реального и для игольчатого пучка, размытого тепловым движением ионов, среднеквадратичный размер получится равным

$$\sigma_{Y_measured} = \sqrt{\sigma_{Y_real}^2 + \sigma_{Y_thermal}^2 - (\Delta Y_{RMS_size}^{Fields})^2 + R_{MCP+Ph}^2 + R_{CCD}^2}.$$

Влияния на наблюдаемое положение центра тяжести пучка по оси Y нет.

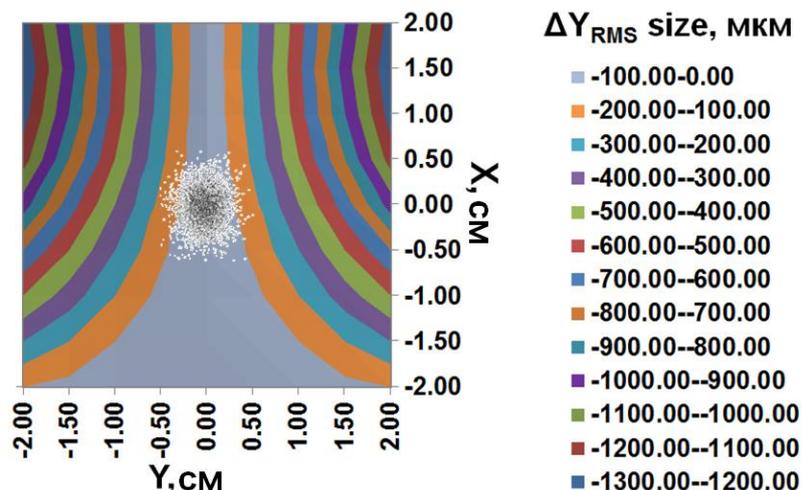


Рис. 36. Уменьшение наблюдаемого среднеквадратичного размера пучка в зависимости от расположения пучка в извлекающем конденсаторе ИМПС ИЯИ.

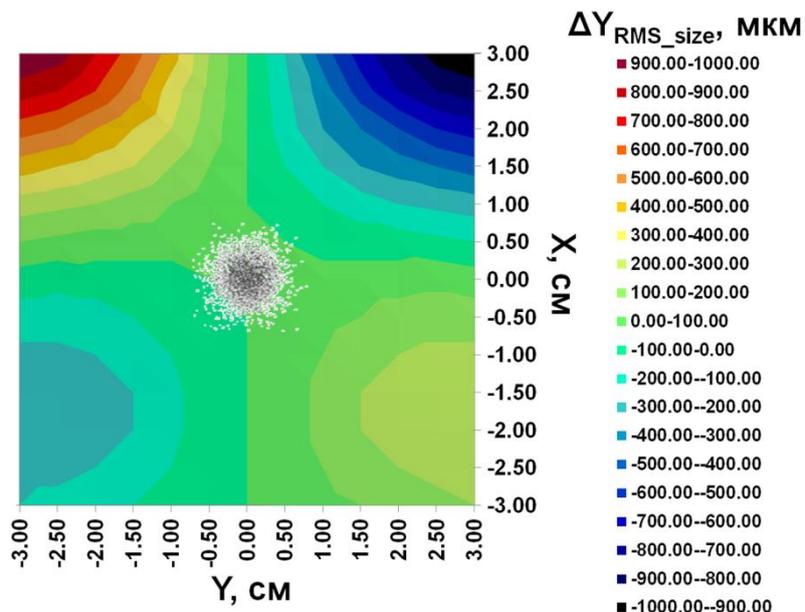
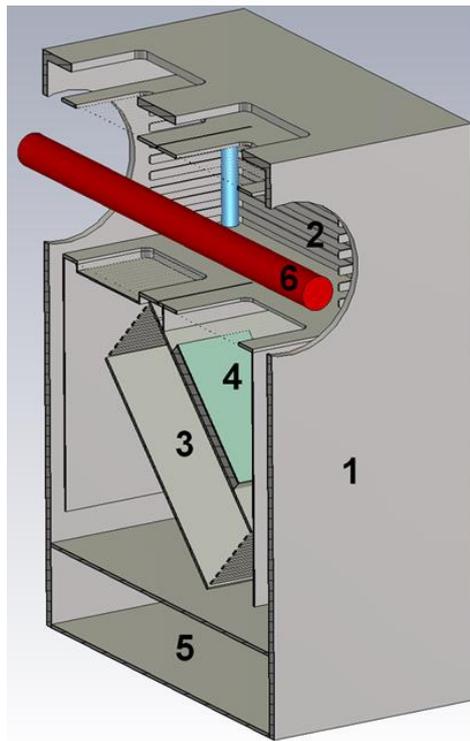
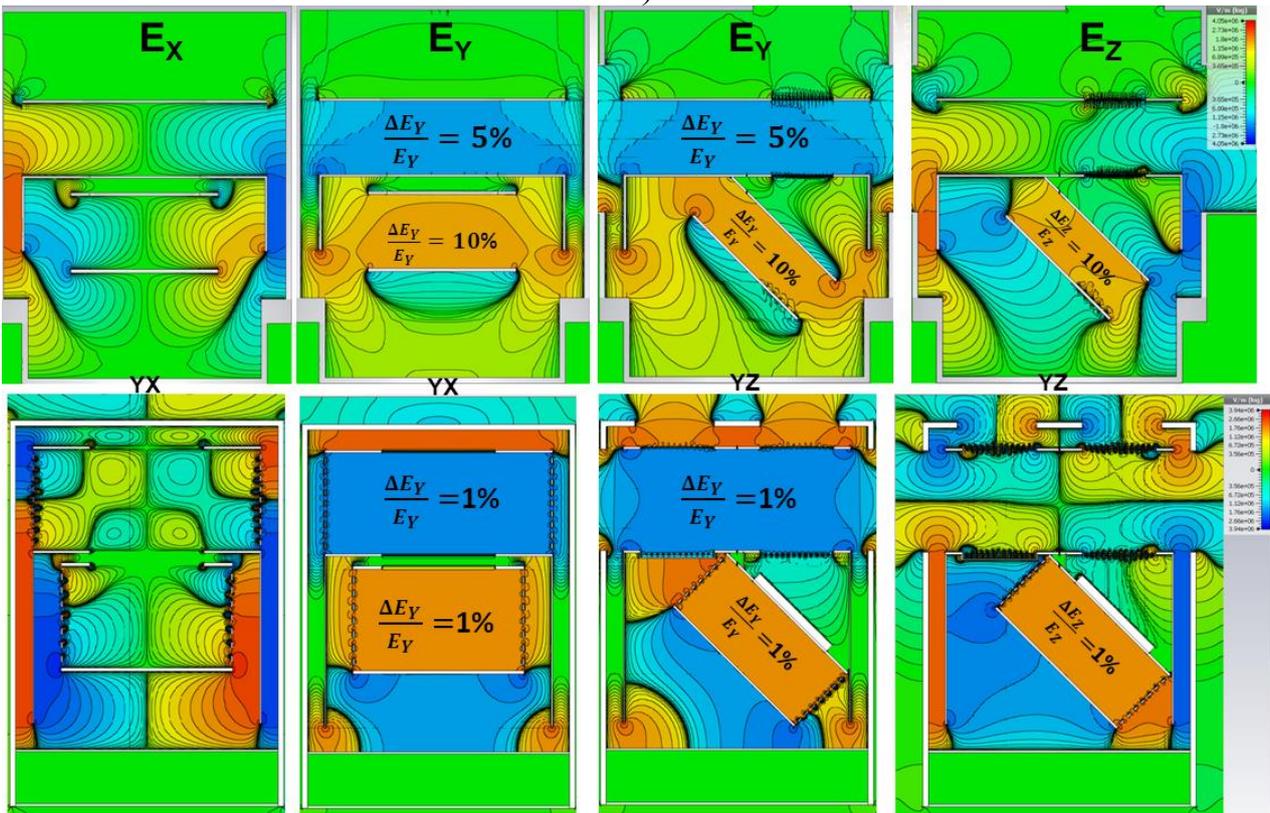


Рис. 37. Изменение наблюдаемого среднеквадратичного размера пучка в зависимости от расположения пучка в извлекающем конденсаторе ИМПС для NICA ОИЯИ.



a)



б)

Рис. 38. (а) Трёхмерная модель ИМПС, предлагаемого для ЛУ-20 НИСА ОИЯИ
 1. Вакуумный бокс. 2. Извлекающий конденсатор с корректирующими электродами. 3. Анализирующий конденсатор с корректирующими электродами. 4. ЭОП. 5. Форвакуумный отсек для электроники. 6. Пучок.
 (б) Сравнение электростатического полей детектора в существующей (верхний ряд) и предлагаемой (нижний ряд) геометрии.

Влияние пространственного заряда анализируемого пучка.

Влияние пространственного заряда в первую очередь зависит от интенсивности пучка, формы и частоты следования сгустков, а потому может быть посчитано только для пучков с конечными размерами.

При рассмотрении погрешности, возникающей из-за влияния поля пространственного заряда, необходимо учитывать тепловое движение ионов в качестве начальных условий. Учет обусловлен тем, что ионы, имеющие разные начальные скорости, движутся в различающихся полях анализируемого пучка.

Как отмечалось ранее, в месте установки монитора на ускорителе ИЯИ РАН пучок не сгруппирован. Моделирование проводилось для пучка протонов с параметрами: $W = 209$ МэВ, $I_{PULSE} = 15$ мА, $\tau_{PULSE} = 170$ мкс, $\sigma_x = 2$ мм, $\sigma_y = 1.5$ мм.

Отметим, что пространственный заряд, так же, как и другие факторы, оказывает разное влияние по вертикали и по горизонтали на измеряемое поперечное сечение пучка.

По вертикали происходит смещение наблюдаемого положения центра тяжести пучка на величину $\delta X_{Gravity\ center}^{SC} = X_{real} - X_{ideal}$ (Рис. 39а). Влияние температуры остаточного газа пренебрежимо мало, как и описывалось выше.

На рисунке 39б показаны результаты для двух температур остаточного газа (0 и 293 К). Видно, что влияние теплового разброса и влияние пространственного заряда являются зависимыми величинами, и должно производиться моделирование их совместного влияния, в противном случае необходим расчет коэффициента корреляции этих величин.

По горизонтали пространственный заряд изменяет наблюдаемый среднеквадратичный размер пучка на $\Delta Y_{RMS_size}^{SC}$, причем эта величина может характеризовать как увеличение, так и уменьшение измеряемого среднеквадратичного размера пучка в зависимости от знаков заряда пучка и извлекаемого ионизационного заряда, например, при работе с пучком

отрицательно заряженных ионов или при использовании электронной компоненты ионизированного остаточного газа.

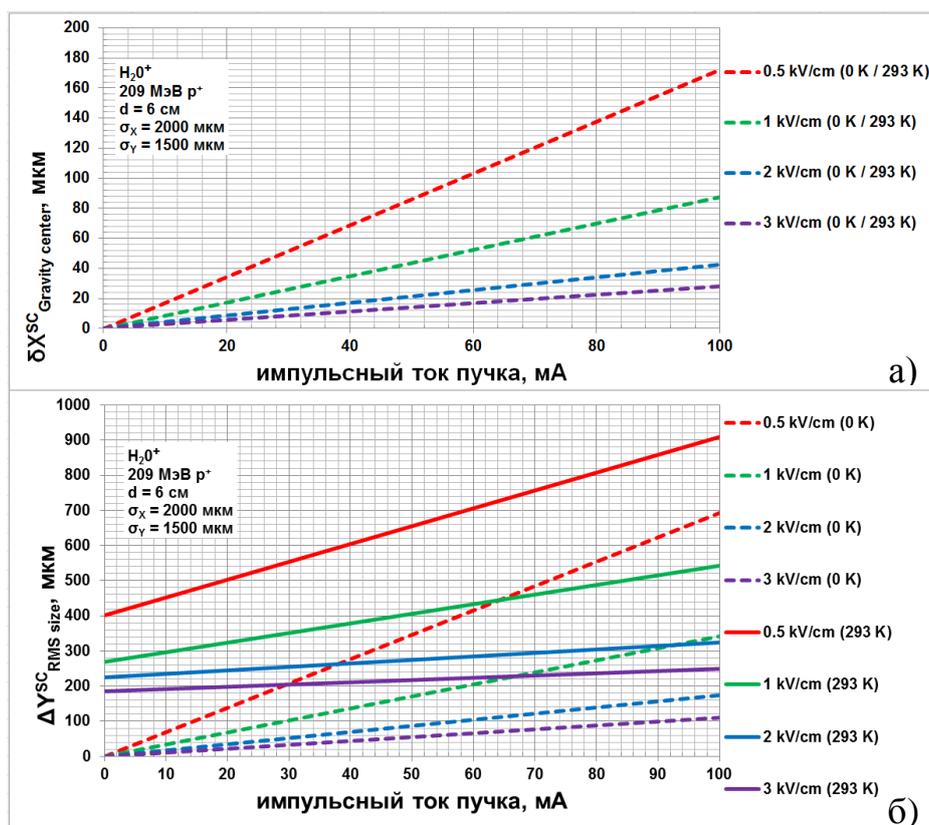


Рис. 39. Смещение наблюдаемого положения центра тяжести и изменение наблюдаемого среднеквадратичного размера в зависимости от тока пучка и температуры остаточного газа.

Следует отметить, что, помимо указанных факторов, на общую погрешность измерений также влияет рассеяние образовавшихся ионов на молекулах остаточного газа на пути к МКП. Однако вклад этого эффекта незначителен, так как длина свободного пробега ионов в остаточном газе в десятки раз больше длины их траектории в ИМПС, и вероятность такого процесса рассеяния пренебрежимо мала.

В ходе исследования влияний различных факторов на параметры реального пучка было установлено, что для вертикальной оси X измеряемый ИМПС среднеквадратичный поперечный размер пучка равен:

$$\sigma_{X_measured} = \sqrt{\sigma_{X_real}^2 + \sigma_{X_errors}^2}, \text{ где } \sigma_{X_errors}^2 = \frac{L^2}{12} + \left(\frac{R_{MCP+Ph}}{\sqrt{2}} \right)^2 + R_{CCD}^2,$$

а смещение наблюдаемого положения центра тяжести определяется величиной

$$\delta X_{Gravity\ center} = \delta X_{Gravity\ center}^{Fields} + \delta X_{Gravity\ center}^{SC}$$

$$\text{Для оси Y: } \sigma_{Y_measured} = \sqrt{\sigma_{Y_real}^2 + \sigma_{Y_errors}^2},$$

$$\sigma_{Y_errors}^2 = -(\Delta Y_{RMS_size}^{Fields})^2 \pm (\Delta Y_{RMS_size}^{SC})^2 + R_{MCP+Ph}^2 + R_{CCD}^2, \quad \text{где знак для вклада}$$

пространственного заряда выбирается в зависимости от знака заряда частиц анализируемого пучка и используемой компоненты остаточного газа, что позволяет наиболее достоверно описывать как эффект уширения (знак «+»), так и эффект сужения (знак «-») профиля ПСП по горизонтальной оси. Смещений наблюдаемого положения центра тяжести пучка по горизонтали не происходит.

При этом «разрешающую способность» Монитора для «игольчатых» пучков можно оценить, как:

$$R_x = L + \frac{R_{MCP+Ph}}{\sqrt{2}} + R_{CCD}, \quad R_y = \Delta Y_{RMS_size}^{Fields} + \Delta Y_{RMS_size}^{SC} + R_{MCP+Ph} + R_{CCD}.$$

Для реальных пучков $R_x = 2.355\sigma_{x_measured} + L$, $R_y = 2.355\sigma_{y_measured}$, что соответствует случаям, когда достигается пороговая чувствительность детектора, не позволяющая регистрировать суммарную огибающую поперечных сечений двух пучков в виде функции с двумя максимумами и минимумом интенсивности между ними.

Таким образом, погрешность измерений среднеквадратичных размеров пучка в точке установки ИМПС на ИЯИ РАН можно численно оценить как

$$\sigma_{x_errors} = 300 \text{ мкм}, \quad \sigma_{y_errors} = 270 \text{ мкм}, \quad \text{что приводит к относительной погрешности}$$

$$\Delta_{RMS} = 100\% \frac{\sigma_{measured} - \sigma_{real}}{\sigma_{real}} : \Delta_{x_RMS} = \Delta_{y_RMS} = 1\%.$$

Смещение по вертикали наблюдаемого положения центра тяжести пучка равно $\delta X_{Gravity\ center} = 200 \text{ мкм}$ (Рис. 40).

Для сгруппированного пучка на выходе последнего ускоряющего резонатора: $\sigma_{x_errors} = 300 \text{ мкм}$, $\sigma_{y_errors} = 300 \text{ мкм}$, $\delta X_{Gravity\ center} = 200 \text{ мкм}$.

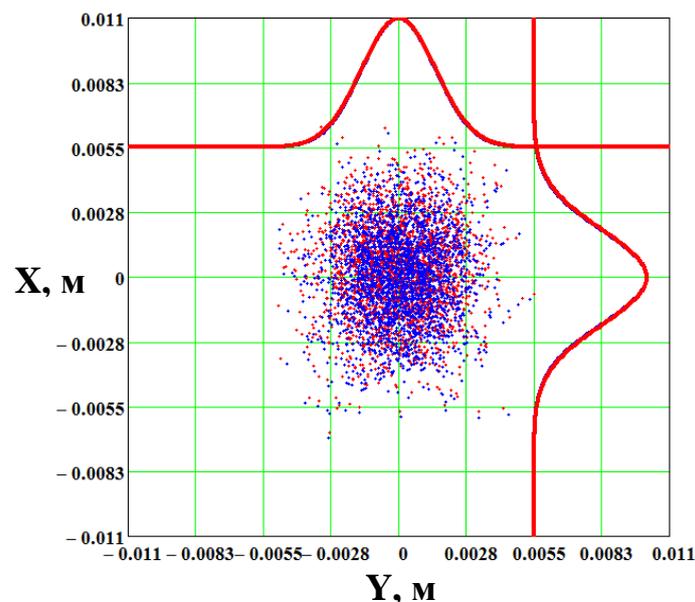


Рис. 40. Результаты моделирования поперечного сечения и профилей пучка в точке установки ИМПС. Синий цвет – исходный пучок. Красный – результаты уширения с учетом общей погрешности.

Кроме анализа работы ИМПС на ускорителе ИЯИ РАН были проведены оценки возможности его использования и на других ускорителях [31-33], в частности, на У-70 ИФВЭ Протвино и ЛУ-20 комплекса НИСА ОИЯИ Дубна.

Протонный синхротрон У-70 ИФВЭ в Протвино имеет следующие характеристики: максимальная энергия протонов 76 ГэВ, энергия инжекции 1.32 ГэВ, круглое сечение пучка $\sigma_x = \sigma_y = 1.66 \div 8.33$ мм, длительность импульса тока $\sigma_t = 16.66 \div 0.83$ нс, частота ВЧ-поля 5.5 \div 6.1 МГц, кратность ускорения 30, число частиц в импульсе: $1.7 \cdot 10^{13}$ (в перспективе до $5 \cdot 10^{13}$) [34].

Регистрация изображений такого пучка при извлекающем поле напряженностью 5 кВ/см и ширине щели 1 мм может производиться при относительной погрешности порядка 35 % по оси Y (Рис. 41). Кроме того, из-за большого значения собственного поля пучка (в 6 раз больше поля ИМПС) происходит асимметричное расслоение изображения по оси X.

Переход к интенсивности $5 \cdot 10^{13}$ приводит к полному разрушению наблюдаемого ПСП из-за действия объемного заряда (Рис. 42), и в данном случае использование ИМПС представляется невозможным.

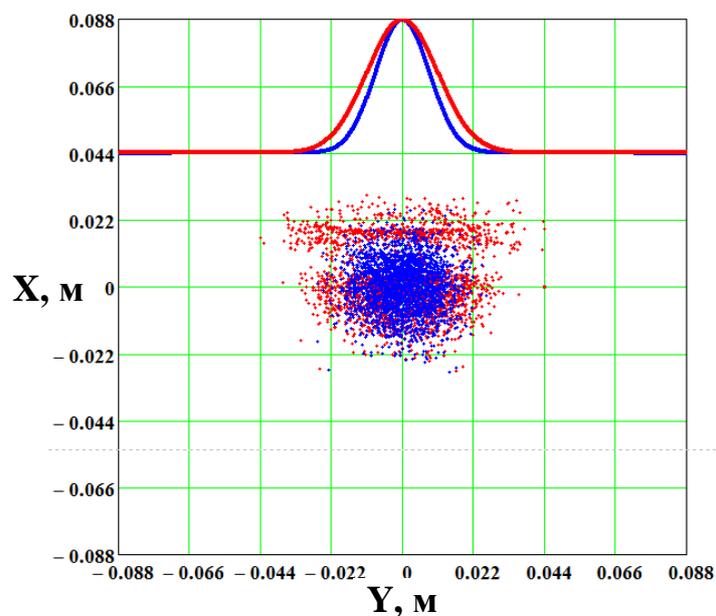


Рис. 41. Уширение горизонтального профиля ПСП У-70 ИФВЭ на 35% при $n = 1.7 \cdot 10^{13}$ частиц в импульсе.

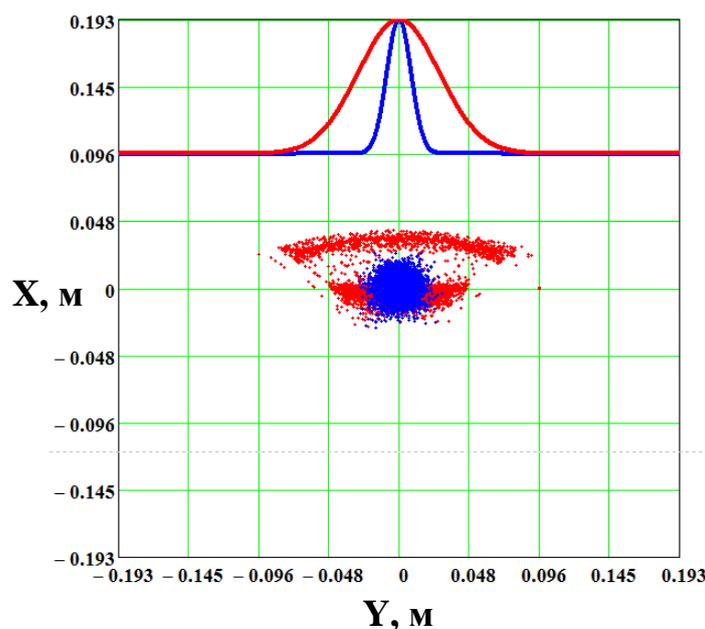


Рис. 42. Уширение горизонтального профиля ПСП У-70 ИФВЭ в 3.5 раза при $n = 5 \cdot 10^{13}$ частиц в импульсе.

NICA (Nuclotron-based Ion Collider facility) – строящийся сверхпроводящий коллайдер на основе нуклотрона Объединенного института ядерных исследований в Дубне.

Проект NICA предполагает наличие в своем составе двух инжекторов. Один из них основан на имеющемся комплексе ЛУ-20 и после модернизации предназначен для ускорения как протонов, так и ионов от разных типов источников. Ускоренные протоны и ионы инжектируются в Нуклотрон [35].

Для оценки погрешностей измерений среднеквадратичных размеров ПСП на выходе ЛУ-20 с помощью ИМПС был промоделирован пучок со следующими параметрами: сгустки ионов Au_{197}^{32+} с энергией 5 МэВ/нуклон, длительность импульса 10 мкс, импульсный ток 10 мА, среднеквадратичный поперечный размер пучка 3 мм, частота ускоряющего ВЧ-поля 145 МГц, среднеквадратичная фазовая протяженность $\sim 20^\circ$.

При таких параметрах пучка, напряженности поля в извлекающем конденсаторе 3 кВ/см, и ширине щелей 1мм регистрация поперечного сечения пучка может проводиться с погрешностью $\sigma_{X_errors} = 300$ мкм, $\sigma_{Y_errors} = 320$ мкм, что с учетом размера пучка приводит к относительной погрешности менее 1 % при смещении наблюдаемого положения центра тяжести пучка $\delta X_{Gravity\ center} = 200$ мкм (Рис. 43).

Полученные оценки погрешностей измерений ПСП подтверждают возможность эффективного использования ИМПС для оперативного контроля процесса инжекции протонов, легких и тяжелых ионов в Нуклотрон и Бустер.

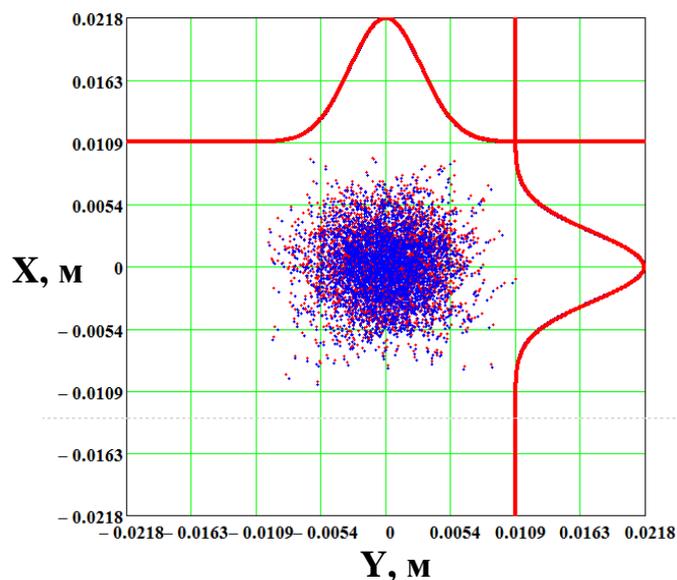


Рис. 43. Поперечное сечение и профили пучка на выходе ЛУ-20 NICA ОИЯИ.

2.4 Анализ численных результатов моделирования и выводы.

Результаты математического моделирования пространственного заряда пучка и анализ неоднородностей электростатических полей, обусловленных геометрией детектора, показывают необходимость учета корреляций между погрешностями различной физической природы, возникающих при регистрации ПСП в ИМПС.

Так, для пучков таких ускорителей, как линейный ускоритель ИЯИ и ЛУ-20 ОИЯИ, собственное поле пучка мало по сравнению с извлекающим полем детектора, а длительность импульса мала по сравнению со временем извлечения ионов. В подобных случаях главную роль играют внутренние погрешности, связанные с геометрическими особенностями ИМПС и физическими принципами регистрации ПСП.

Однако при переходе к более интенсивным пучкам, с полями, превышающими поля ИМПС, влияние пространственного заряда увеличивается даже при сокращении длительности импульса, и в случае, например, У-70 ИФВЭ во много раз превышает все другие погрешности. Уширение профиля пучка по оси Y достигает десятков и сотен процентов, а по оси X ионное изображение ПСП начинает распадаться на несколько частей.

Такое расслоение ПСП является отличительной чертой метода двумерной ионизационной диагностики и объясняется принципиально асимметричной конфигурацией полей пучка и извлекающего поля детектора. Численное значение подобных искажений определяется соотношением импульсов сил воздействия на ион поля пучка и поля ИМПС в извлекающем конденсаторе. Таким образом, даже в случае высокоинтенсивных пучков уровень точности измерений может оказаться достаточным при условии работы на коротких импульсах (много меньше времени извлечения продуктов ионизации), и, напротив, в случае длительности импульсов, сравнимой со временем извлечения, двумерная ионизационная диагностика, возможно, будет неприменима для относительно низких интенсивностей.

ГЛАВА 3

ОСОБЕННОСТИ ПРАКТИЧЕСКОЙ РЕАЛИЗАЦИИ МОНИТОРА НА ЛИНЕЙНОМ УСКОРИТЕЛЕ ИЯИ РАН

3.1 Регистрация и обработка телевизионного изображения.

Изображение поперечного сечения пучка протонов с энергией 209 МэВ ЛУ ИЯИ регистрируется с помощью цифровой телевизионной системы Видеоскан-285, основные параметры которой приведены в табл. 2. Система состоит из цифровой ТВ-камеры на ПЗС-матрице Sony ICX285AL, оптоволоконного кабеля с интерфейсными устройствами и платы захвата телевизионного кадра (см. Приложение).

Формат изображения в пикселях	1360 × 1024
Размер пикселя	6.45 × 6.45 мкм
Размер CCD матрицы	8.8 × 6.6 мм
Частота кадров	7.7 ÷ 25 Гц
Тип затвора	Электронный затвор
Время накопления (экспозиция)	39 мкс ÷ 132 с
Охлаждение матрицы	холодильник Пельтье 5 Вт. ΔT = 25°C
Разрядность оцифровки	12 бит
Режимы синхронизации	внутренняя, программная и внешняя
Интерфейс камера-контроллер	Волоконно-оптический
Скорость передачи видеоданных по интерфейсу камера-контроллер	18.5 Мбайт/с
Скорость передачи видеоданных по интерфейсу контроллер РСІ-РС	до 30 Мбайт/с
Максимальный потребляемый ток	0.125 А (+12 В), 0.5 А (+5 В)
Диапазон рабочих температур	Камера: -10 ÷ +50 °С

Табл. 2. Параметры цифровой телевизионной системы Видеоскан-285.

Для обеспечения максимальной чувствительности используется ТВ-камера, имеющая черно-белую ПЗС матрицу. Эта матрица обладает максимальной чувствительностью в зеленой области спектра (Рис. 44), в которой излучает люминофор ЭОП.

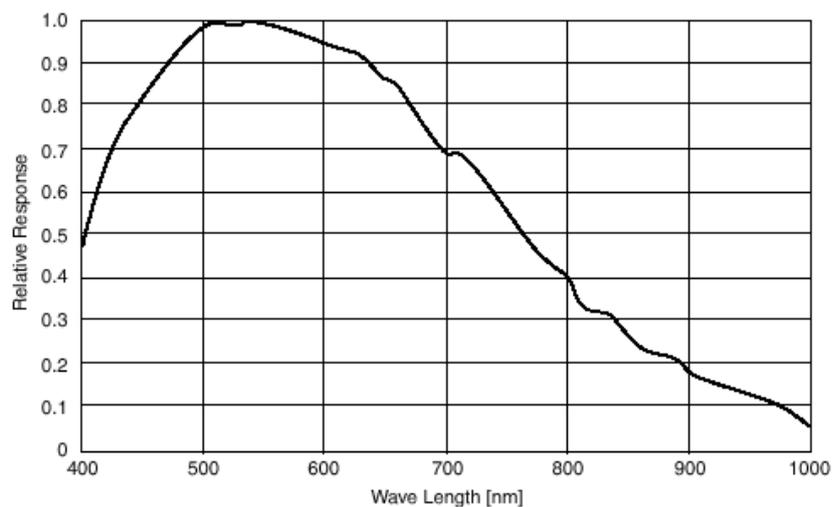


Рис. 44. Спектральная чувствительность матрицы Sony ICX285AL.

Известно, что при работе ПЗС-матрицы в режиме электронного затвора ее пиксели становятся «горячими» [36], т. е. через них течет ток тепловых электронов, создающий дополнительный фоновый сигнал (зеленые точки на рис. 45). При этом яркость пикселя прямо пропорциональна установленному времени экспозиции.

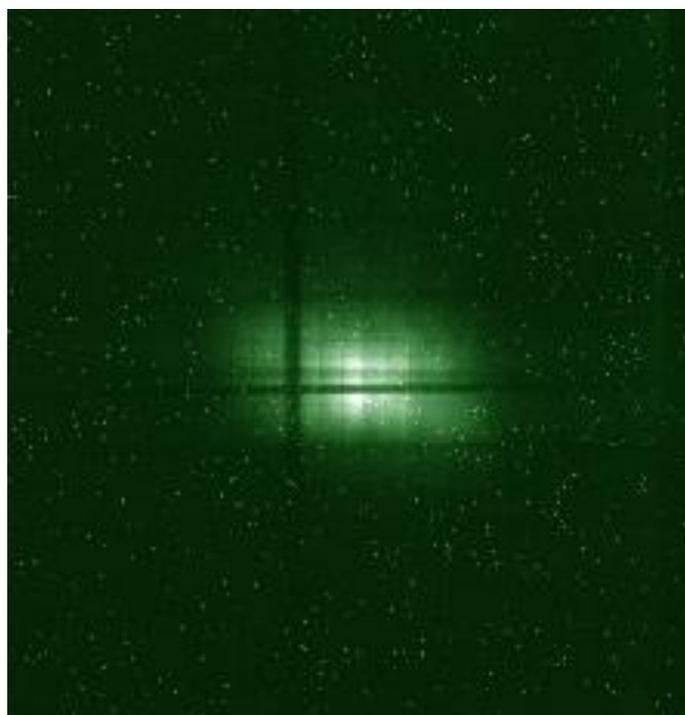


Рис. 45. Изображение ПСП с горячими пикселями (зеленые точки) ПЗСМ при экспозиции 1 с.

При нагреве ПЗС-матрицы яркость таких пикселей монотонно увеличивается (принято считать, что при увеличении температуры на $6 \div 8$ градусов амплитуда такого темнового тока увеличивается в 2 раза), поэтому для охлаждения матрицы используется термоэлектрический элемент Пельтье, а отвод образовавшегося тепла производится на корпус камеры. Для большей эффективности системы корпус камеры снабжен вентилятором.

В [37] для определения эффективности процесса охлаждения производилось сравнение изображений матрицы при закрытом объективе и регулировании длительности экспозиции в диапазоне $1 \text{ с} \div 163 \text{ мкс}$ при включенном, а затем выключенном охлаждении.

Оказалось, что максимальная длительность экспозиции, обеспечивающей отсутствие в кадре всех горячих пикселей, при включенном охлаждении равна 7.5 мс , а при выключенном 1.8 мс , т. е. охлаждение матрицы на 25 градусов снижает фон горячих пикселей примерно в 4 раза. Из этих измерений также следует, что горячие пиксели будут заведомо отсутствовать при длительностях экспозиции, сравнимых с длительностью импульса тока пучка (200 мкс).

Обработка полученной информации может производиться на основе программного обеспечения, поставляемого вместе с системой и позволяющего производить следующие действия по управлению ТВ-камерой:

- Выбор длительности экспозиции посредством электронного затвора, что увеличивает радиационную стойкость камеры.
- Осуществление работы камеры по внешнему или внутреннему синхроимпульсу, что позволяет сдвигать импульс экспозиции вдоль импульса тока протонов.
- Увеличение чувствительности ТВ-камеры за счет аппаратного сложения сигналов с группы пикселей ПЗС-матрицы (биннинг).
- Анализ кадра на наличие насыщенных пикселей с помощью опции «Гистограмма».

Однако возможности существующего программного обеспечения используемой в [37] видеосистемы оказываются недостаточными для задач восстановления профиля пучка из регистрируемых изображений поперечных сечений. В связи с этим, было разработано специализированное программное обеспечение, которое не только упростило процедуру управления параметрами ИМПС, такими как высоковольтное питание и длительность экспозиции, но и улучшило итоговое отношение сигнала к шуму за счет следующих дополнительных операций:

- Суммирование последовательности кадров.
- Запоминание усредненного темнового кадра.
- Вычитание усредненного темнового кадра из изображения ПСП.
- Обработка кадра методом медианной фильтрации с целью очистки изображения ПСП от горячих пикселей. Значения яркости пикселей внутри выбранной области кадра сортируются в порядке возрастания (убывания), и значение, находящееся в середине упорядоченного списка, поступает на выход фильтра. В случае четного числа пикселей в окне выходное значение фильтра равно среднему значению яркости двух пикселей в середине упорядоченного списка. Область перемещается вдоль фильтруемого изображения, и вычисления повторяются (Рис. 46).

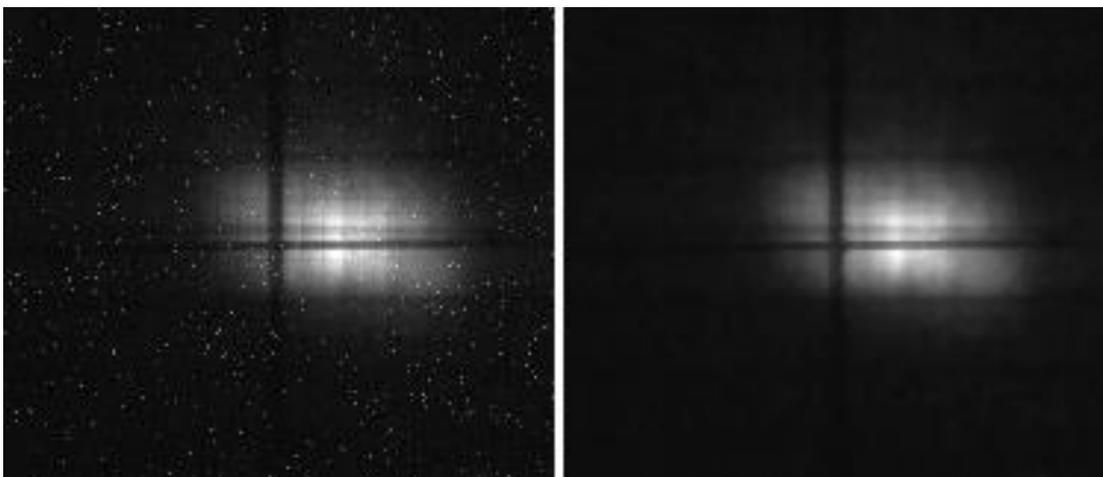


Рис. 46. Пример применения медианной фильтрации кадра.

- Одновременный вывод на экран горизонтального и вертикального профилей пучка.
- Анализ и представление количественных характеристик профилей.

Использование новых программных функций обработки кадра позволяет существенно уменьшить влияние шумов системы и компенсировать искажения ПСП и профилей, вызванные горячими пикселями, даже при увеличении длительности экспозиции до 1 с, что дает возможность использовать ИМПС для измерения параметров пучков малой интенсивности.

Рабочее окно программы представлено на рис. 47. Все функции выполняются в режиме реального времени. Достаточная скорость обработки поступающего потока данных достигается за счет использования блока векторных операций процессора и организации вычислений в несколько потоков.

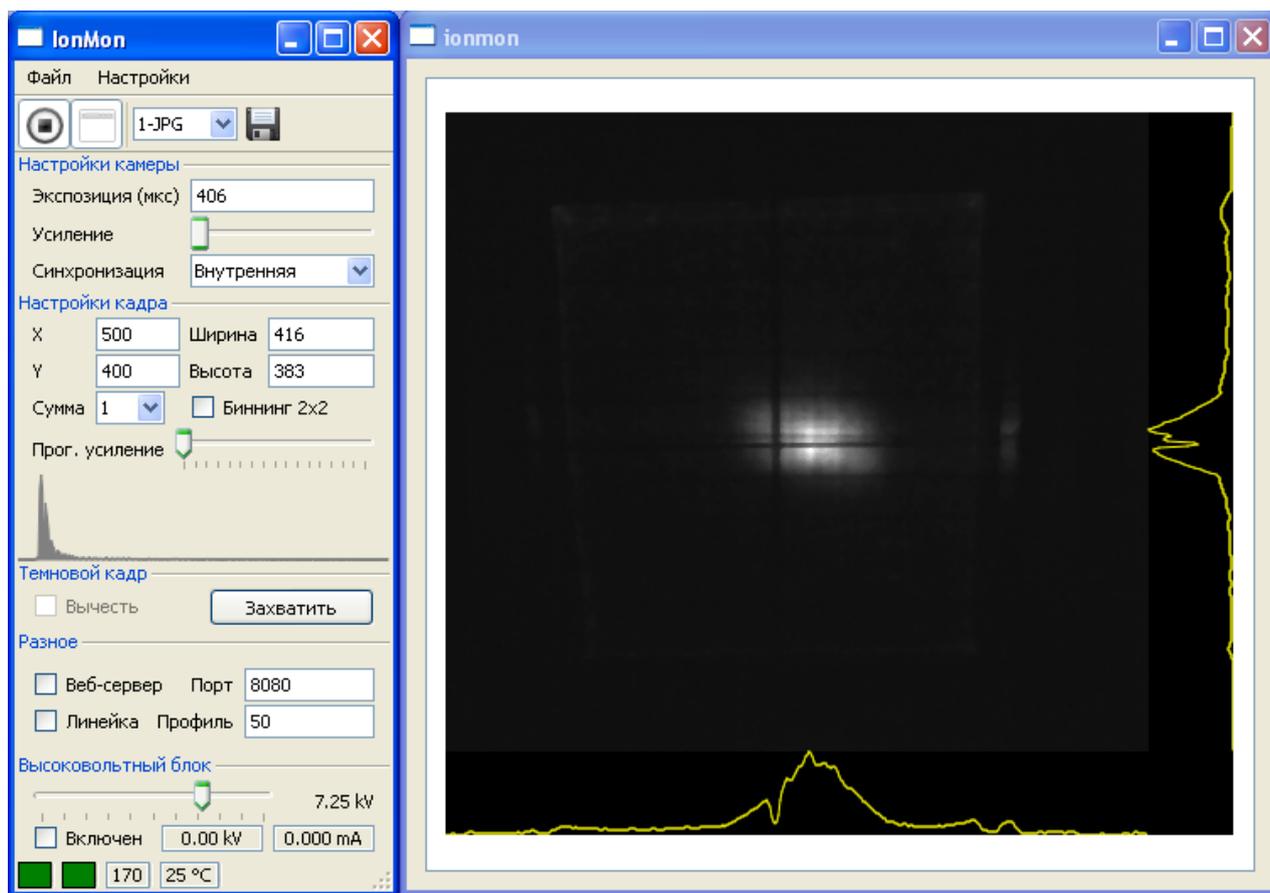


Рис. 47. Окно программы с панелью управления ИМПС.

Отметим дополнительные преимущества цифрового способа сбора информации с ЭОП по сравнению со сбором сигналов с большого числа электродов по радиочастотным кабелям. Действительно, в первом случае исключены помехи, связанные с различного рода наводками на датчик и кабели от мощных сильноточных устройств линейного ускорителя. В результате существенно увеличивается помехозащищенность и, как следствие, реальная чувствительность устройства.

Кроме того, упрощается конструкция датчика в результате исключения большого количества проходных вакуумных разъемов. Улучшается разрешающая способность устройства, поскольку изготовление токоприемников с размером, меньшим 0.1 мм, и сбор информации с них является достаточно сложной задачей. Исключается также высокочувствительная электроника для первичной обработки сигнала.

Наконец, применение оптоволоконного кабеля позволяет передавать изображения на значительное расстояние (до 15 км) без дополнительных искажений информации, которые неизбежно присутствуют при передаче по радиочастотному кабелю или скрученной паре. При этом использование стандартного промышленного телевизионного оборудования с современной компьютерной техникой существенно облегчает реальные возможности применения рассматриваемого датчика, повышая надежность всей системы в целом.

3.2 Влияние радиационного фона линейного ускорителя на работу Монитора.

Взаимодействие ускоренных частиц ореола пучка с элементами ионопровода линейного ускорителя приводят к возникновению потоков нейтронов и гамма-квантов, вызывающих повреждения и сбои в чувствительной к радиации электронике ИМПС (ПЗС-видеокамера, АЦП и пр.).

В процессе настройки пучка потери снижаются (Рис. 48). Однако, накапливаясь, эти повреждения создают дополнительные проблемы, быстро, в течение нескольких часов, снижая отношение сигнала к шуму и значительно уменьшая чувствительность Монитора.

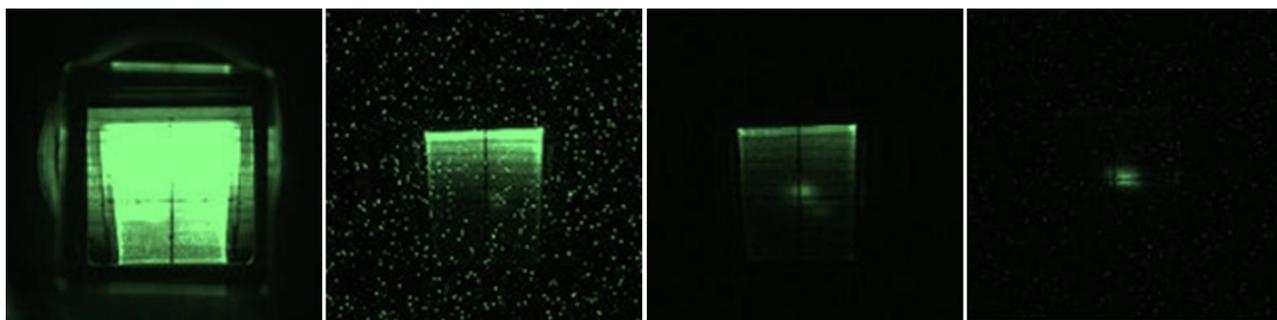


Рис. 48. Последовательные изображения ПСП
в процессе настройки ускорителя.

При этом отношение сигнала к шуму в системе определяется и многими другими факторами, такими как свечение остаточного газа, засветка рентгеновскими γ -квантами, шум чтения ПЗСМ, среднеквадратичное отклонение заряда пикселя.

Одной из причин, вызывающих ограничение коэффициента усиления, является появление ионной обратной связи при больших значениях коэффициента усиления МКП. Лавина вторичных электронов на выходе из микроканала взаимодействует с молекулами остаточного газа, адсорбированного стенками каналов, и ионизирует их. Под действием электрического поля положительные ионы попадают в канал МКП, ускоряются и, сталкиваясь со стенками канала, выбивают вторичные электроны. Эти электроны умножаются и дают шумовые сигналы – послеимпульсы. Собственные шумы МКП при вакууме 10^{-6} Торр и типовом рабочем напряжении МКП 1 кВ характеризуется несколькими сигналами на 1 см^2 поверхности МКП в секунду [37].

Такой низкий уровень собственных шумов МКП позволяет рассчитывать на достижение пороговой чувствительности датчика при работе в вакууме $10^{-7} \div 10^{-9}$ Торр за счет повышения рабочего напряжения МКП.

Дополнительным источником ложных сигналов может служить ультрафиолетовое и рентгеновское излучение, падающее на МКП [38]. Эффективность обнаружения ультрафиолетового излучения с длиной волны $30 \div 100 \text{ нм}$ составляет от 5 % до 15 %, а с длиной волны до 150 нм до 5 %.

Рентгеновские лучи с длиной волны $0.1 \div 0.5$ нм регистрируются с эффективностью от 5 % до 15 %, с длиной волны $0.01 \div 0.1$ нм – с эффективностью 1 % .

Таким образом, для обеспечения максимальной чувствительности место установки ИМПС следует выбирать по минимуму потерь частиц пучка, а ЭОП и ТВ-камеру ИМПС снабжать локальной свинцовой и полиэтиленовой защитой от потерь и наведенной активности.

В процессе перенастройки ускорителя для различных экспериментов и прикладных работ возможно изменение интенсивности пучка в 10^5 раз (1 нА \div 100 мкА среднего тока), что приводит к пропорциональному изменению, как яркости регистрируемых изображений поперечного сечения пучка, так и потерь. Следовательно, при высокой интенсивности пучка необходимо обеспечить защиту дорогостоящей специализированной электроники, а при низкой – сохранить чувствительность детектора.

Для выполнения всех этих противоречивых требований был разработан и установлен на ЛУ зеркально-линзовый тракт (Рис. 49), собирающий и выводящий оптическое изображение ПСП с люминофора детектора на ТВ-камеру за бетонную защиту (толщина 70 см) зала ЛУ без существенной потери светового потока регистрируемого излучения [39].

Тракт включает в себя 5 линз, диаметром 111 мм, выполненных из стекла марки К8 с коэффициентом пропускания ≈ 99.5 %, и 3 алюминиевых зеркала, диаметром 165 мм, с коэффициентом отражения ≈ 75 %.

Фотографии зеркально-линзового тракта приведены на рис. 50.

Расчет перископической системы осуществлялся в пакете TracePro – программе, выполняющей анализ рассеянного света, анализ освещения и оптический анализ систем с учетом поглощения, зеркального отражения и преломления, рассеивания и дифракции света.

Измерение потоков оптического излучения люминесцентного экрана продемонстрировало, что при правильно рассчитанной установке всех оптических элементов зеркально-линзового тракта по принципу «прожекторной» оптики нет необходимости изменять длительность экспозиции

ТВ-камеры по сравнению с длительностью экспозиции при установке ТВ-камеры с объективом диаметром 45 мм в 40 см от оси пучка, поскольку световой поток практически полностью сохраняется: $\left[\left(0.995^5 \cdot \frac{111}{45} \right) \cdot 0.75^3 \right] \approx 1$.

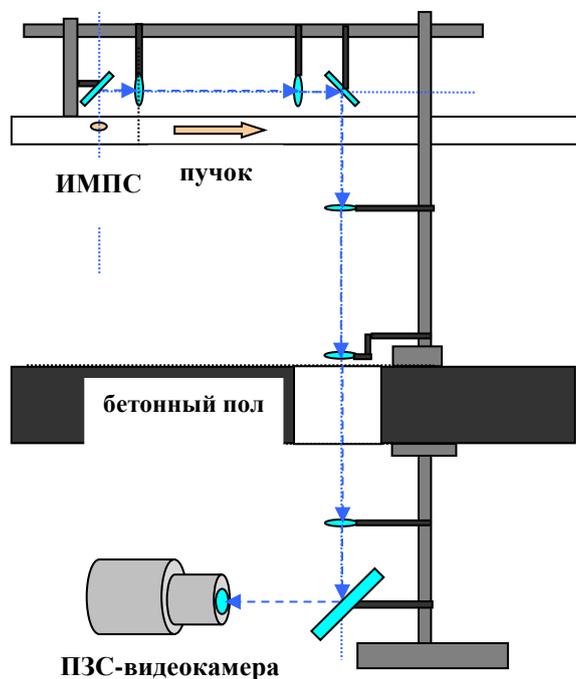


Рис. 49. Упрощенная схема зеркально-линзового тракта ИМПС.



Рис. 50. Фотографии зеркально-линзового тракта ИМПС.

3.3 Взаимодействие нейтронов с электроникой.

Увеличение расстояния между камерой и протонным пучком и наличие бетонной защиты позволяет снизить эффекты бомбардировки ПЗС-матрицы нейтронами и убрать ее засветку γ -квантами.

Тем не менее, основную опасность для ПЗСМ за бетонным полом представляет остаточный поток нейтронов, вызывающий локальные разрушения структуры пикселей полупроводниковой ПЗС-матрицы [40]. Сечения ядерных взаимодействий в микросхемах высокой плотности при увеличении энергии нейтронов выше $2 \div 5$ МэВ начинают быстро возрастать, достигая своего максимального значения $\sigma \sim 1 \div 2$ барн при 14 МэВ.

Экспериментальное изучение зависимости поперечного сечения ядерных взаимодействий от энергии нейтронов для микросхем меньшей плотности обнаруживает, что сечение ядерных взаимодействий носит пороговый характер, возникая при энергиях нейтронов около 10 МэВ [41].

Для микросхем с меньшей степенью интеграции, т. е. с большим объемом элементов, сечение постепенно растет с увеличением энергии нейтронов и достигает максимума при энергии нейтронов около 100 МэВ.

Продукты ядерных реакций, вызванных нейтронами, играют основную роль, так как их пробег в кремнии сравним с размерами полупроводниковых элементов высокой степени интеграции [41]. И именно ядерные фрагменты производят большую ионизацию в кремнии на микронных дистанциях. Увеличение плотности твердотельных приборов, т. е. уменьшения их геометрических размеров, приводит к увеличению их чувствительности к радиации.

Так как порог ядерных реакций лежит примерно в районе 10 МэВ, то опасность для ПЗС-матрицы и электроники ТВ-камеры представляют нейтроны с энергией выше 10 МэВ.

Оценки ослабления потока нейтронов за защитой

Усредненный уровень потерь в месте установки ИМПС во время настройки ЛУ даже на частоте следования импульсов тока пучка 1 Гц может быть сравним и даже больше, чем потери при настроенном пучке. Для аналитических оценок предполагалось, что нейтронный поток образуется точечным источником потерь, расположенным рядом с ИМПС.

Для численного сравнения вероятностей повреждения матрицы при наличии защиты и без нее можно ввести коэффициент ослабления дозы k , определяемый как отношение $k = \frac{E_{ef}(d, E)}{E_{ef}(0, E)}$, где $E_{ef}(0, E)$ – эффективная доза нейтронов в точке расположения камеры непосредственно над выходным окном ИМПС, а $E_{ef}(d, E)$ – эффективная доза нейтронов за защитой толщиной d на расстоянии R от источника.

Расчет эффективной дозы моноэнергетических нейтронов с энергией E за бетонной защитой осуществляется выражением [42]

$$E_{ef}(d, E) = \frac{f}{R^2} \cdot h(E) \cdot B(E) \cdot \exp\left(-\frac{d}{\lambda(E)}\right),$$

где f – угловой выход нейтронов из источника в один стерадиан; R – расстояние от источника нейтронов до точки, в которой оценивается доза; $h(E)$ – коэффициент перехода от потока нейтронов к эффективной дозе; $B(E)$ – фактор накопления нейтронов; $\lambda(E)$ – длина ослабления дозы нейтронов с энергией E в защите из обычного бетона плотностью 2.35 г/см^3 . Данное выражение содержит неявное утверждение о том, что форма нейтронного спектра не меняется в защите, начиная с некоторой толщины.

Используя данные из работы [43] об угловом распределении вторичных нейтронов и среднее значение тока пучка протонов, можно оценочно считать, что в точке установки детектора расположен виртуальный моноэнергетический источник нейтронов (ВИН) с энергией $E = 10 \text{ МэВ}$ и эквивалентным

усредненным потоком в один стерадиан $f = 2.7 \cdot 10^8 \frac{n}{\text{cp} \cdot \text{c}}$ в пределах углов, указанных на рис. 51 (120° вверх и 120° вниз).

Значения величин, входящих в формулу для эффективной дозы, приведены в [44]. Толщина бетонного пола тоннеля ЛУ ИЯИ РАН $d = 70$ см.

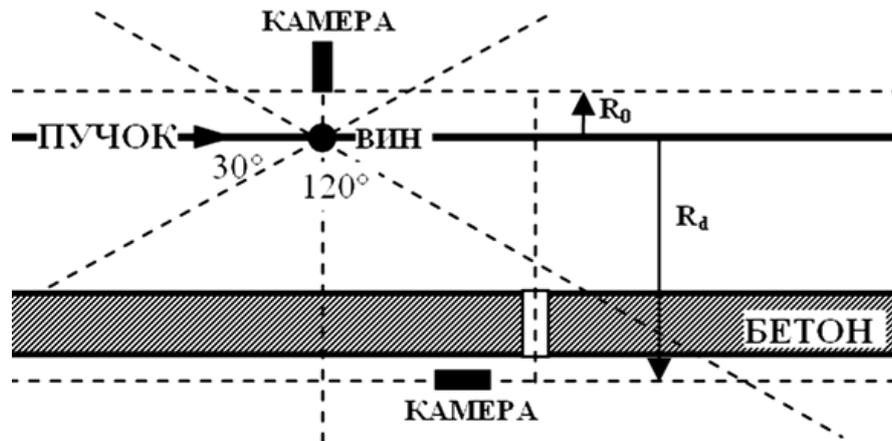


Рис. 51. Схема установки ПЗС-видеокамеры ИМПС в тоннеле ускорителя.

Зная площадь ПЗСМ и параметры одного пикселя (площадь пикселя равна 40 мкм^2 , толщина чувствительного слоя 4 мкм), а также расстояние от детектора до камеры в первом ($R_0 \approx 0.5 \text{ м}$) и во втором ($R_d \approx 2.5 \text{ м}$) случаях, можно оценить эффективную дозу и показать, что:

$$E_{ef}(0, E) \approx 10^5 \frac{n}{\text{см}^2 \cdot \text{c}} \approx 4 \cdot 10^{-2} \frac{n}{\text{pixel} \cdot \text{c}}, \quad E_{ef}(d, E) \approx 25 \frac{n}{\text{см}^2 \cdot \text{c}} \approx 10^{-5} \frac{n}{\text{pixel} \cdot \text{c}},$$

таким образом, коэффициент ослабления дозы $k = 4000$, т. е. установленная перископическая система позволяет, как минимум, в 4 тысячи раз снизить уровень нейтронного облучения чувствительной ПЗС-матрицы.

Отсюда, зная сечение поглощения нейтрона ядром кремния в пикселе $\sigma_{\text{погл.}}(\text{Si}) \approx 10^{-3} \text{ бн}$ (что приводит к ядерной реакции распада ядра), оценочное число атомов кремния в пикселе $N \approx 10^{12} \frac{1}{\text{pixel}}$ и величину нейтронного потока, можно

рассчитать [45] вероятность $P_{\text{ногл.}}$ одного такого взаимодействия в объеме пиксела и в объеме всей ПЗС-матрицы:

$$P_{\text{ногл.}}(0, E) \approx 10^{-10} \frac{1}{c \cdot \text{pixel}} \approx 10^{-4} \frac{1}{c \cdot \text{ПЗСМ}},$$

$$P_{\text{ногл.}}(d, E) \approx 2 \cdot 10^{-14} \frac{1}{c \cdot \text{pixel}} \approx 3.5 \cdot 10^{-8} \frac{1}{c \cdot \text{ПЗСМ}}.$$

Суммарное сечение упругого и неупругого рассеяния нейтронов на ядрах кремния: $\sigma_{y+n}(Si) \approx 4.5 \text{ бн}$. В этом случае вероятности таких взаимодействий равны:

$$P_{y+n}(0, E) \approx 4 \cdot 10^{-7} \frac{1}{c \cdot \text{pixel}} \approx 0.5 \frac{1}{c \cdot \text{ПЗСМ}}, \quad P_{y+n}(d, E) \approx 10^{-10} \frac{1}{c \cdot \text{pixel}} \approx 1.5 \cdot 10^{-4} \frac{1}{c \cdot \text{ПЗСМ}}.$$

Кроме того, учитывая, что в новом варианте установки камеры ПЗС-матрица расположена не перпендикулярно к потоку нейтронов, а под острым углом к нему, то такая сборка позволяет снизить уровень засветки еще в $2 \div 3$ раза за счет уменьшения эффективной облучаемой площади ПЗСМ.

Однако общий эффект взаимодействия нейтронного потока с электроникой за защитой определяется как жесткой, так и мягкой компонентами нейтронного потока. Причем влияние мягкой компоненты усиливается из-за наличия существующего отверстия в бетонной защите. В связи с этим необходима оценка ослабления нейтронного потока с учетом имеющегося энергетического спектра распределения нейтронов и существующей геометрии всего эксперимента.

Такая оценка была проведена при помощи адронного транспортного кода SHIELD [46]. Транспортный код SHIELD предназначен для Монте-Карло моделирования взаимодействия адронов и ядер со сложными макроскопическими мишенями и используется для решения того же класса задач, что и программы Geant4, Fluka, MCNPX, PHITS. SHIELD моделирует перенос нейтронов с энергией $E_n < 14.5 \text{ МэВ}$ на основе 28-групповой системы нейтронных констант БНАБ и использует следующие данные из этой системы:

- s_t – полное сечение;

- s_f – сечение деления (n,f);
- n – среднее число нейтронов деления;
- s_c – сечение захвата (n,c);
- s_{in} – сечение неупругого рассеяния (n,n'), включая реакцию (n,2n);
- s_e – сечение упругого рассеяния (n,n);
- m – средний косинус угла упругого рассеяния;
- $s_{in}(g,g+k)$ – матрица межгрупповых переходов при неупругом рассеянии.

Нейтроны из внешнего источника прослеживаются до окончания их траекторий и могут размножаться в реакциях (n, 2n) и (n, f). Каждый нейтрон имеет статистический вес, а также кумулятивный таймер, в котором накапливается время, прошедшее с начала истории нейтрона. При попадании нейтрона в тепловую группу его энергия не изменяется в дальнейших столкновениях.

При численном моделировании учитывались геометрические параметры установки, и считалось, что координаты точек входа протонов в стенку ионопровода распределены равномерно вдоль направления распространения пучка (ось Z), а также равномерно по азимутальному углу в плоскости (X, Y).

Угол между направлением движения протона и осью Z при входе протона в стенку трубы принимался равным 1 мрад. Регистрирующий объем: цилиндр высотой 20 см и радиусом 10 см. Поток нейтронов на ПЗС-матрице вычислялся методом оценки по длине пробега [47].

Результаты моделирования спектральной плотности потока нейтронов в пересчете на одну первичную частицу пучка представлены на рис. 52. Расчет производился при наборе статистики в 10^7 первичных протонов ($E = 209$ МэВ) с учетом отражения нейтронов от бетонных стен тоннеля ЛУ (плотность 1.9 г/см³).

Полный поток нейтронов в точке установки ТВ-камеры в непосредственной близости от вакуумного бокса Ионизационного монитора (Кривая 1) равен $2.8 \cdot 10^5$ n/(см²·с) при средней энергии нейтронов 47 МэВ.

В точке установки ПЗС-видеокамеры за бетонной защитой (Кривая 2) полный поток равен $67 \text{ н}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ при средней энергии нейтронов 21 МэВ.

Из полученных результатов моделирования видно, что массивная бетонная защита ослабляет нейтронный поток, попадающий на ТВ-видеокамеру, примерно в 4200 раз, что хорошо подтверждает аналитические оценки, сделанные выше.

Также, для сравнения, представлены результаты моделирования при отсутствии отверстия в бетонной защите (Кривая 3). В данном случае полный поток составил бы $61 \text{ н}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ при средней энергии нейтронов 23 МэВ.

Таким образом, можно видеть, что наличие отверстия в защите практически не влияет на конечный результат и сказывается только на небольшом усилении мягкой компоненты нейтронного потока, позволяя при этом значительно снизить радиационный фон.

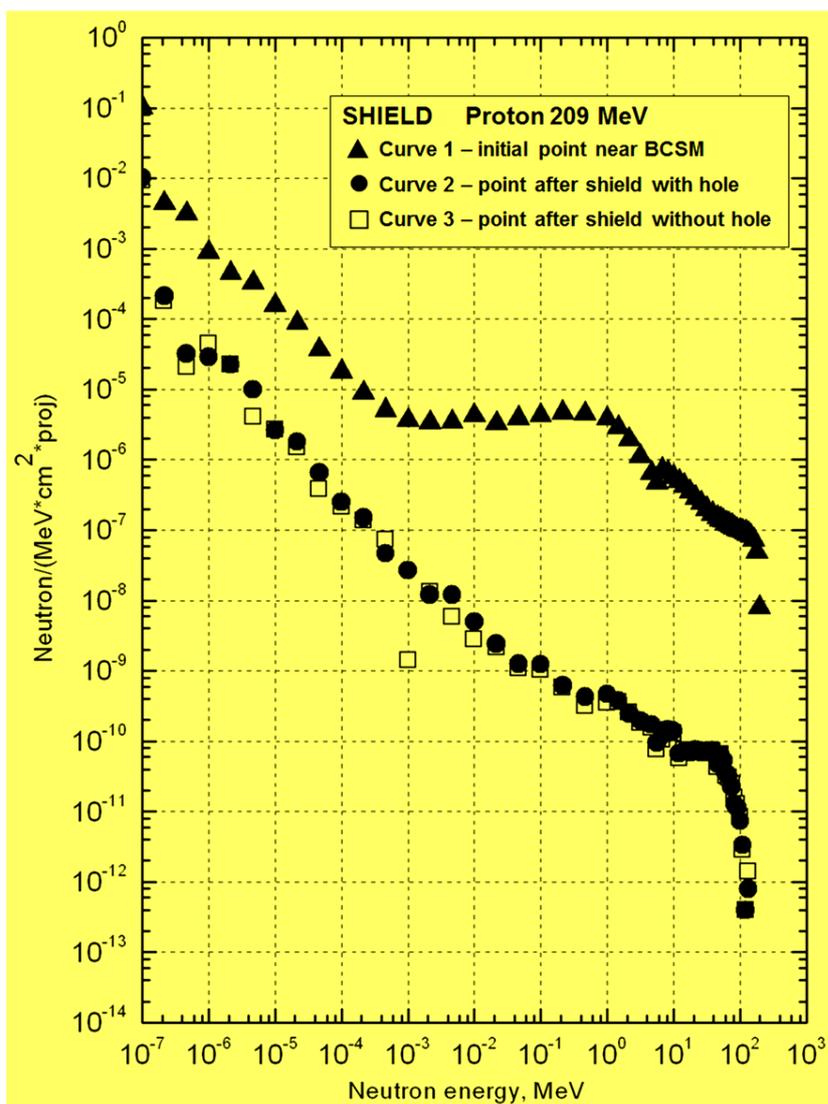


Рис. 52. Спектральная плотность потока нейтронов, рассчитанная в SHIELD.

3.4 Анализ реализованных особенностей и выводы.

Наблюдаемое повреждение пикселей говорит о том, что ПЗС-матрица является наиболее радиационно-чувствительной частью ИМПС, для которой, в случае эксплуатации в условиях радиационного фона сильноточного линейного ускорителя, необходимо разрабатывать специализированную защиту. При этом, размещение местной защиты вокруг ТВ-камеры, находящейся в 40 см от оси пучка, мало изменяет скорость набора повреждений, так как на ПЗСМ продолжают попадать вторичные нейтроны, протоны и γ -кванты, направленные перпендикулярно оси ионопровода. Следовательно, только перемещение ПЗСМ за защиту, блокирующую γ -фон и уменьшающую нейтронный фон до уровня

порядка 10^2 n/(см²·с), позволяет использовать данный тип ТВ-камер для исследуемого метода и обеспечить долгосрочную работоспособность Монитора, по крайней мере, в пределах гарантийного срока эксплуатации используемой электроники.

Наблюдения последовательности изображений ПЗС-матрицы при различных экспозициях показали, что горячие пиксели восстанавливаются при переходах от длинных экспозиций (≥ 1 с) к коротким (≤ 200 мкс). Следовательно, на коротких экспозициях матрицу можно использовать в подобных радиационных условиях без необратимого повреждения пикселей. Однако короткие экспозиции, без дополнительной защиты, не дают гарантию длительной бесперебойной работы, так как радиационная стойкость пикселей ПЗСМ не является универсальной величиной и зависит от технологических условий изготовления каждого отдельного экземпляра матрицы.

Необходимо отметить, что использование новых разработанных программных функций для анализа регистрируемых ПСП позволяет минимизировать погрешности, вызываемые радиационным фоном, и повысить в десятки раз отношение сигнал/шум даже в случае недостаточной защиты или ее отсутствия, что может быть использовано при необходимости срочных однократных измерений.

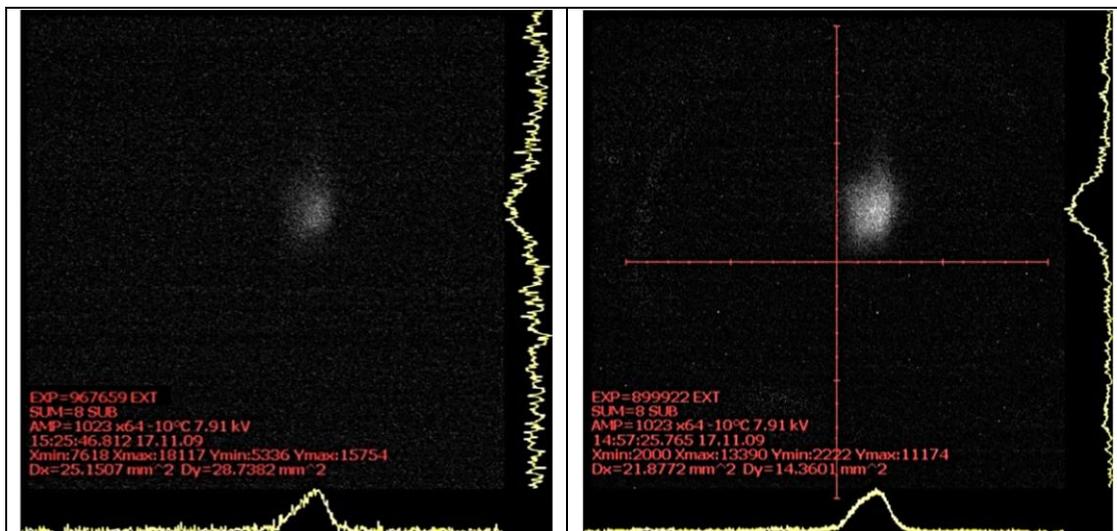
ГЛАВА 4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

4.1 Измерения поперечного сечения пучка.

В ходе экспериментов на ускоренном пучке протонов ЛУ ИЯИ РАН были получены изображения поперечного сечения пучка протонов с энергией в сотни МэВ (209 МэВ) в широком диапазоне импульсных токов протонов.

При данной энергии ионизационные потери протонов всего лишь в два-три раза больше минимального уровня ионизационных потерь в газообразном водороде, азоте и парах воды [48].



Разработка специального программного обеспечения и перенос ПЗС-видеокамеры за бетонную защиту позволили увеличить время бесперебойной работы Монитора и повысить аппаратную чувствительность метода. Это дало возможность перейти как к регистрации интенсивных пучков для нейтронных источников ИЯИ РАН, так и медицинских протонных пучков низкой интенсивности вплоть до 1 нА среднего тока, при давлении остаточного газа в ионопроводе не хуже 10^{-6} Торр.

На рис. 53 приведены результаты измерений токов протонов с различной импульсной интенсивностью.

Наименьший ток, который удалось зарегистрировать при соотношении сигнал/шум = 2.5 и общем усилении чувствительности всех систем ИМПС в 520 раз от номинального значения, составил 5 мкА при длительности импульса 7 мкс. Максимальный зарегистрированный ИМПС ток был ограничен параметрами ЛУ ИЯИ РАН и составил 10 мА при длительности импульса 120 мкс – при этом было достигнуто соотношение сигнал/шум = 165 без использования разработанных возможностей по усилению чувствительности детектора.

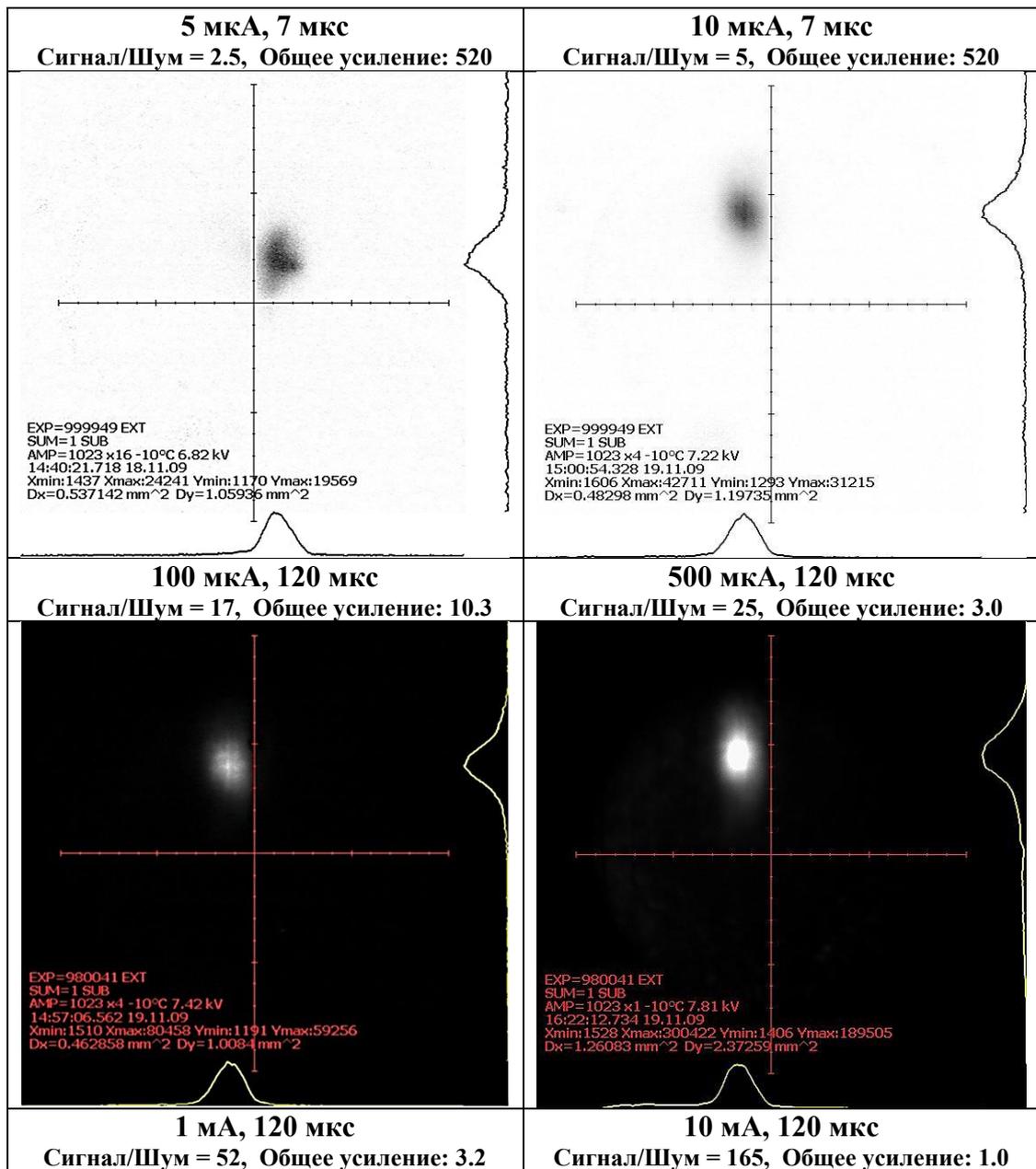


Рис. 53. Изображения поперечных сечений одиночных импульсов протонов с энергией 209 МэВ при давлении остаточного газа в ионопроводе $1 \cdot 10^{-6}$ Торр.

4.2 Измерения поперечного эмиттанса пучка.

Кроме того, ИМПС может быть использован не только для определения профилей и положения центра тяжести пучка, но и для восстановления поперечного эмиттанса, а также определения и коррекции положения центра пучка на фазовой плоскости.

Эмиттанс может быть восстановлен в виде эквивалентного фазового эллипса [49], уравнение которого записывается, например, для горизонтальной плоскости в виде:

$$\gamma x^2 + 2\alpha x x' + \beta x'^2 = \varepsilon,$$

где $\beta\gamma - \alpha^2 = 1$, $\varepsilon = \frac{F}{\pi}$, F – площадь эллипса.

Физический смысл входящих в уравнение параметров Твисса: α, β, γ – поясняется на рисунке 54.

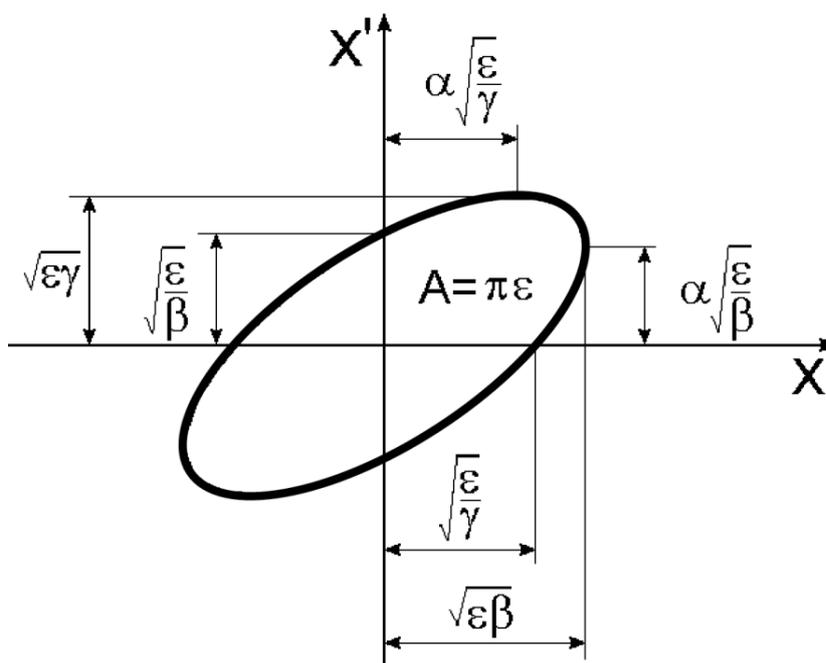


Рис. 54. Фазовый эллипс пучка для плоскости XX' .

Измерения эмиттанса пучка на выходе ЛУ ИЯИ РАН производятся методом поперечных сечений [50], который может быть основан как на измерениях поперечного профиля пучка в нескольких точках по длине ускорителя, так и на измерениях нескольких поперечных профилей пучка в одной точке при изменении набега фазы поперечных колебаний пучка в этой точке.

В результате измерения профилей пучка на плоскости формируется множество пар прямых, заданных уравнениями:

$$A_1 x + B_1 x' + C_1 = 0,$$

.....

$$A_n x + B_n x' + C_n = 0.$$

Эти прямые образуют область (рис. 55), в которую должен быть вписан фазовый эллипс.

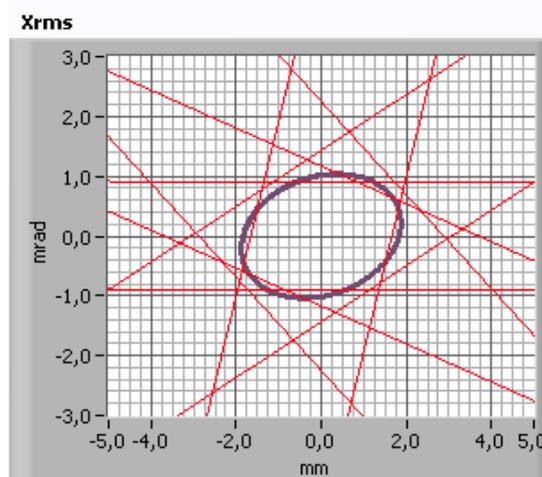


Рис. 55. Пример эллипса, вписанного в пять пар прямых.

Для случая трех пар прямых параметры эллипса могут быть найдены аналитически из решения системы:

$$\begin{pmatrix} A_1^2 & B_1^2 & -2A_1B_1 \\ A_2^2 & B_2^2 & -2A_2B_2 \\ A_3^2 & B_3^2 & -2A_3B_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} k_1 \\ k_2 \\ k_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_1^2 \\ C_2^2 \\ C_3^2 \end{pmatrix},$$

где $\beta = \frac{k_1}{\varepsilon}$, $\gamma = \frac{k_2}{\varepsilon}$, $\alpha = \frac{k_3}{\varepsilon}$, $\varepsilon^2 = k_1k_2 - k_3^2 > 0$, если $\varepsilon^2 \leq 0$, то решения не существует.

Однако для большей точности вычислений обычно используется более трех пар прямых, при этом вследствие ошибок измерений, а также потому, что искомый фазовый эллипс является лишь приближением к реальной границе проекции фазового объема пучка на плоскость, аналитическое нахождение эллипса, касающегося всех прямых невозможно. Поэтому ищется эллипс с параметрами $\alpha, \beta, \gamma, \varepsilon$, расположенный относительно прямых так, чтобы, например, сумма квадратов расстояний от каждой прямой до параллельной ей касательной к эллипсу была минимальной [50].

Пусть дана прямая в виде: $Ax + Bx' + C = 0$.

Найдем расстояние от этой прямой до эллипса. Для этого необходимо найти точки эллипса, в которых касательные к эллипсу параллельны прямой:

$$\frac{dx'}{dx} = -\frac{\gamma x + \alpha x'}{\alpha x + \beta x'} = -\frac{A}{B}, \text{ откуда } x = rx', \text{ где } r = \frac{A\beta - B\alpha}{B\gamma - A\alpha}.$$

Подставляя $x = rx'$ в уравнение эллипса, получаем: $\gamma r^2 x'^2 + 2\alpha r x'^2 + \beta x'^2 = \varepsilon$,
откуда

$$x'_{1,2} = \pm \sqrt{\frac{\varepsilon}{r^2 \gamma + 2\alpha r + \beta}}, \quad x_{1,2} = rx'_{1,2}.$$

Расстояния от найденных точек до прямой можно записать в виде:

$$d_1 = \frac{|Ax_1 + Bx'_1 + C|}{\sqrt{A^2 + B^2}}, \quad d_2 = \frac{|Ax_2 + Bx'_2 + C|}{\sqrt{A^2 + B^2}}.$$

В качестве расстояния от прямой до эллипса выбирается $l = \min(d_1, d_2)$.

При нахождении эллипса по N парам касательных необходимо минимизировать функцию от параметров эллипса $Q(\alpha, \beta, \gamma, \varepsilon) = \sum_{i=1}^{2N} l_i^2$.

Результаты измерений среднеквадратичных размеров пучка для каждой поперечной фазовой плоскости представляются прямыми линиями. С помощью матриц преобразования параметров пучка магнитной оптикой канала транспортировки положение этих прямых может быть трансформировано в любую точку канала.

Рассмотрим линейное преобразование прямых. Пусть в некоторой плоскости поперечного сечения ускорителя 1 задана прямая $Ax + Bx' + C = 0$. Пусть M – матрица преобразования из плоскости 1 в плоскость 2. Найдем уравнение, которым описывается прямая в плоскости 2, полученная преобразованием из плоскости 1.

Возьмем на прямой в плоскости 1 две произвольные точки:

$$x_1, x'_1 = \frac{Ax_1 + C}{B}, \quad x_2, x'_2 = \frac{Ax_2 + C}{B}.$$

В плоскости 2 координаты точек можно записать в виде:

$$\begin{pmatrix} x_{1,2}^* \\ x'_{1,2}^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_{1,2} \\ x'_{1,2} \end{pmatrix}.$$

Уравнение прямой, проходящей через две точки $(x_1^*, x_1'^*)$ и $(x_2^*, x_2'^*)$:

$$\frac{x - x_1^*}{x_2^* - x_1^*} = \frac{x' - x_1'^*}{x_2'^* - x_1'^*}.$$

Подставляя в это уравнения координаты точек, можно получить уравнение прямой в плоскости 2: $A^*x + B^*x' + C^* = 0$, где

$$A^* = m_{21}(x_2 - x_1) + m_{22}(x_2' - x_1'),$$

$$B^* = -m_{11}(x_2 - x_1) - m_{12}(x_2' - x_1'),$$

$$C^* = -A^*(m_{11}x_1 + m_{12}x_1') - B^*(m_{21}x_1 + m_{22}x_1').$$

Фокусирующий канал основной части ЛУ ИЯИ РАН представляет собой дублеты квадрупольных линз, разделенные участками дрейфа.

Матрица преобразования для фокусирующей квадрупольной линзы:

$$M_{foc} = \begin{pmatrix} \cos \varphi & \frac{1}{\sqrt{|k|}} \sin \varphi \\ -\sqrt{|k|} \sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix},$$

матрица преобразования для дефокусирующей квадрупольной линзы:

$$M_{defoc} = \begin{pmatrix} ch\varphi & \frac{1}{\sqrt{|k|}} sh\varphi \\ \sqrt{|k|} sh\varphi & ch\varphi \end{pmatrix},$$

где $\varphi = S_{eff} \sqrt{|k|}$, $k = \pm \frac{e}{p} G_{eff}$, p – импульс частицы; S_{eff} – эффективная длина квадрупольной линзы (в нашем случае $S_{eff} = 0.265$ м); G_{eff} – градиент в линзе, усредненный по эффективной длине.

Участок дрейфа L: $M_{dreif} = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$

В дублетах ЛУ ИЯИ РАН первая квадрупольная линза фокусирует по горизонтали и дефокусирует по вертикали, вторая линза фокусирует по вертикали и дефокусирует по горизонтали. Эффективная длина квадрупольных линз в дублете выбрана таким образом, что участок дрейфа между линзами отсутствует.

Тогда для горизонтального движения матрица дублета записывается как:

$$D_x = M_{defoc} M_{foc}, \text{ для вертикального движения: } D_y = M_{foc} M_{defoc}.$$

Если параметры фазового эллипса $\alpha_1, \beta_1, \gamma_1, \varepsilon_1$ заданы в сечении 1, то в сечении 2 они преобразуются следующим образом:

$$\begin{pmatrix} \beta_2 \\ \alpha_2 \\ \gamma_2 \\ \varepsilon_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11}^2 & -2m_{11}m_{12} & m_{12}^2 & 0 \\ -m_{11}m_{21} & m_{12}m_{21} + m_{11}m_{22} & -m_{12}m_{22} & 0 \\ m_{21}^2 & -2m_{22}m_{21} & m_{22}^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \beta_1 \\ \alpha_1 \\ \gamma_1 \\ \varepsilon_1 \end{pmatrix}.$$

Регулировка градиентов полей в линзах осуществляется за счет изменения тока в обмотках. Экспериментально установленная связь между током в обмотке и G_{eff} приведена в таблице 3.

Ток в обмотке, А	50	100	150	200	250	300	350	400
G_{eff} , Т/м	2.51	4.80	7.16	9.4	11.82	14.04	16.19	18.19

Табл. 3. Экспериментальное соответствие между значением тока в обмотке линзы и G_{eff} .

Приведенную зависимость можно аппроксимировать полиномом:

$$G_{eff} = -4.7273 \cdot 10^{-8} I^3 + 2.1766 \cdot 10^{-5} I^2 + 4.3640 \cdot 10^{-2} I + 0.27571.$$

Аппроксимация обратной функции:

$$I = 1.2798 \cdot 10^{-2} G_{eff}^3 - 2.7860 \cdot 10^{-1} G_{eff}^2 + 2.3370 \cdot 10^1 G_{eff} - 7.0451.$$

Измерения эмиттанса проводились при изменении полей 8 дублетов квадрупольных линз, запитанных последовательно от одного источника тока, относительно номинального значения на ± 20 А с шагом 5 А. При этом достигалось достаточное изменение набега фазы поперечных колебаний пучка. На рис. 56а показана магнитооптическая схема участка ЛУ ИЯИ РАН, на котором проводились измерения эмиттанса: D106 – D113 – 8 последовательно запитанных дублетов, WS – проволочные детекторы профиля пучка (ДПП), BCSM – Ионизационный монитор поперечного сечения пучка.

Среднеквадратичный ненормализованный эмиттанс, восстановленный в виде эквивалентного фазового эллипса		
ДПП D113 + ДПП D115	ИМПС	ДПП D113 + ДПП D115

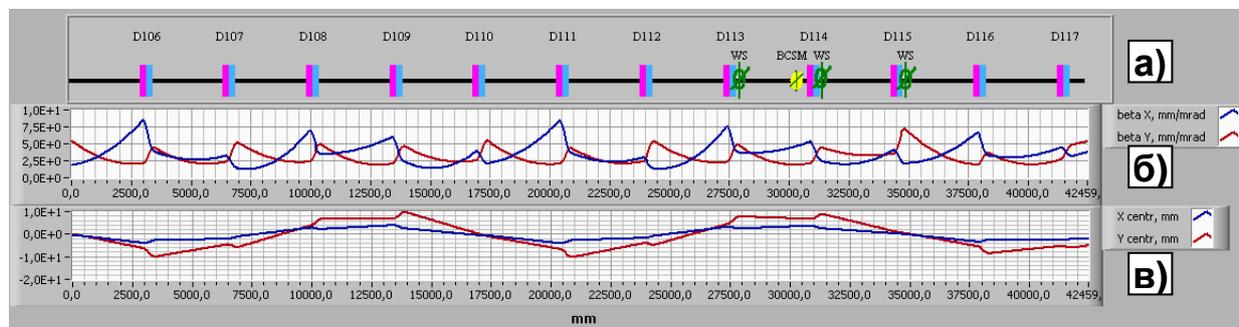


Рис. 56. (а) Магнитооптическая схема участка ЛУ ИЯИ для измерения эмиттанса. (б) Бета-функции пучка. (в) Положение центра тяжести пучка.

Для сравнения метода двумерной неразрушающей диагностики со стандартным разрушающим методом, используемым на ускорителе ИЯИ РАН, измерения эмиттанса дополнительно осуществлялись проволочными профилометрами, установленными после дублетов D113 и D115.

На рис. 57 приведены результаты измерений среднеквадратичного ненормализованного эмиттанса при энергии 127.84 МэВ (частота 1 Гц, длительность импульса тока пучка 120 мкс, импульсный ток 10 мА), полученные в результате обработки профилей пучка по описанной выше процедуре. Показаны результаты измерений с помощью проволочных ДПП и ИМПС, а также суммарные картины при взаимном наложении результатов. Кроме того, приведены значения нормализованного эмиттанса.

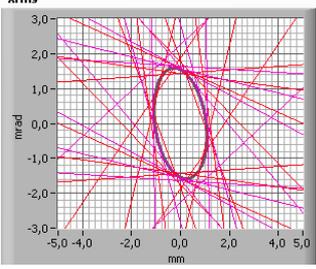
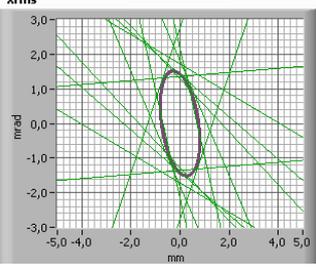
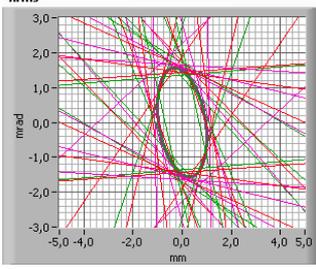
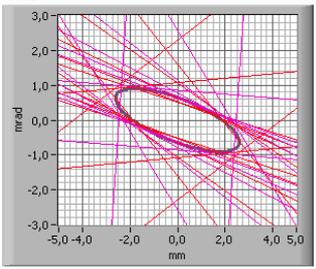
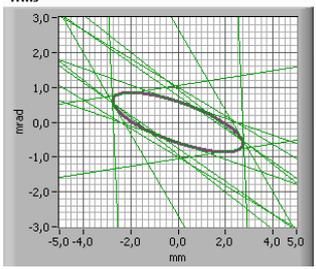
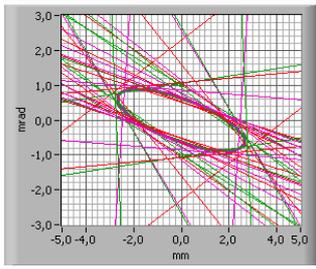
		+ ИМПС
		
$\epsilon_X = 1.66 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$ $\epsilon_X^{norm} = 0.89 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$	$\epsilon_X = 1.25 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$ $\epsilon_X^{norm} = 0.69 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$	$\epsilon_X = 1.51 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$ $\epsilon_X^{norm} = 0.81 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$
		
$\epsilon_Y = 1.69 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$ $\epsilon_Y^{norm} = 0.91 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$	$\epsilon_Y = 1.62 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$ $\epsilon_Y^{norm} = 0.88 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$	$\epsilon_Y = 1.68 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$ $\epsilon_Y^{norm} = 0.91 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$

Рис. 57. Среднеквадратичный ненормализованный эмиттанс, восстановленный в виде эквивалентного фазового эллипса для пучка протонов ЛУ ИЯИ с энергией 127.84 МэВ по данным проволочных сканеров и ИМПС.

Следует отметить, что измерения с помощью ИМПС меньше зависят от стабильности пучка, которая особенно важна для проволочных профилометров, так как в этом случае одно измерение длится около трех минут, в отличие от измерений с помощью ИМПС, занимающих не более 0.2 секунды.

В процессе настройки и коррекции пучка с целью снижения потерь важной задачей является определение центра пучка на фазовой плоскости, которая может быть решена следующим образом.

Пусть имеется множество прямых на плоскости, заданных уравнениями:

$$A_1x + B_1x' + C = 0,$$

$$\dots\dots\dots,$$

$$A_nx + B_nx' + C = 0.$$

Точка их пересечения определяет положение центра эллипса (Рис. 59), но поскольку результаты измерений имеют некую погрешность (например, из-за погрешностей геодезической калибровки элементов ускорителя), то данная система уравнений оказывается несовместной.

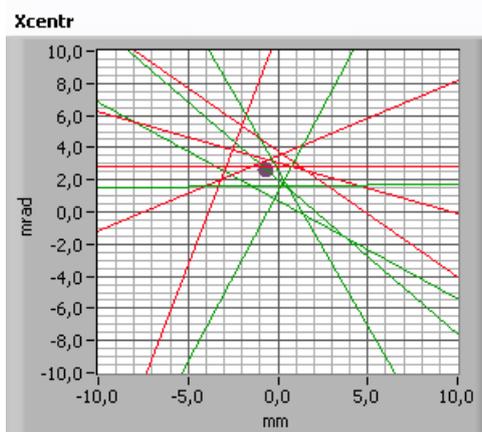


Рис. 59. Пример определения центра фазового эллипса.

Тогда нужно найти такую точку (x_0, x'_0) , в которой достигается

$$\min d^2 = \sum_{i=0}^n d_i^2 = \sum_{i=0}^n \frac{(A_i x_0 + B_i x'_0 + C)^2}{A_i^2 + B_i^2},$$

то есть сумма квадратов расстояний от точки до каждой из прямых минимальна.

Решение находится из условия равенства нулю градиента d^2 в точке минимума:

$$\left(\sum_{i=0}^n \frac{\partial d_i^2}{\partial x_0}, \sum_{i=0}^n \frac{\partial d_i^2}{\partial x'_0} \right) = 0,$$

$$\text{где } \frac{\partial d_i^2}{\partial x_0} = \frac{2A_i^2 x_0 + 2A_i B_i x'_0 + 2A_i C_i}{A_i^2 + B_i^2}, \quad \frac{\partial d_i^2}{\partial x'_0} = \frac{2B_i^2 x'_0 + 2A_i B_i x_0 + 2B_i C_i}{A_i^2 + B_i^2}.$$

Искомая точка является решением системы линейных уравнений:

$$\begin{pmatrix} \sum_{i=0}^n \frac{A_i^2}{A_i^2 + B_i^2} & \sum_{i=0}^n \frac{A_i B_i}{A_i^2 + B_i^2} \\ \sum_{i=0}^n \frac{A_i B_i}{A_i^2 + B_i^2} & \sum_{i=0}^n \frac{B_i^2}{A_i^2 + B_i^2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\sum_{i=0}^n \frac{A_i C_i}{A_i^2 + B_i^2} \\ -\sum_{i=0}^n \frac{B_i C_i}{A_i^2 + B_i^2} \end{pmatrix}.$$

На рис. 61 приведены результаты измерений центра пучка на фазовой плоскости при энергии 127.84 МэВ (частота 1 Гц, длительность импульса тока пучка 120 мкс, импульсный ток 10 мА), полученные в результате обработки профилей пучка по описанной выше процедуре. Показаны результаты измерений с помощью проволочных ДПП и ИМПС, а также суммарные картины при взаимном наложении результатов.

Центр фазового эллипса		
ДПП D113 + ДПП D115	ИМПС	ДПП D113 + ДПП D115 + ИМПС
<p>$X = 0.30 \text{ мм}$ $X' = -2.54 \text{ мрад}$</p>	<p>$X = -0.19 \text{ мм}$ $X' = -2.57 \text{ мрад}$</p>	<p>$X = 0.18 \text{ мм}$ $X' = -2.56 \text{ мрад}$</p>
<p>$Y = -3.45 \text{ мм}$ $Y' = 1.16 \text{ мрад}$</p>	<p>$Y = -3.76 \text{ мм}$ $Y' = 1.23 \text{ мрад}$</p>	<p>$Y = -3.58 \text{ мм}$ $Y' = 1.19 \text{ мрад}$</p>

Рис. 61. Положение центра пучка протонов ЛУ ИЯИ с энергией 127.84 МэВ на фазовой плоскости по данным проволочных сканеров и ИМПС.

4.3 Диагностические возможности монитора на основе свечения остаточного газа.

В приведенном выше описании работы Монитора предполагалось, что энергия пучка, проходящего через извлекающий конденсатор, достаточно велика для того, чтобы можно было пренебречь возмущением траектории пучка в детекторе и далее по ионопроводу из-за воздействия извлекающего электрического поля. Однако существует потребность в измерениях параметров низкоэнергетических пучков с характерными энергиями $10 \div 1000$ кэВ. Для таких пучков необходимо учитывать указанное выше смещение.

Рассмотрим узкий пучок ускоренных заряженных частиц, проходящий через извлекающий конденсатор длиной L_0 с перпендикулярным пучку однородным электростатическим полем E .

На выходе такого конденсатора (Рис. 62) частицы пучка с начальной скоростью

$V_0 = \beta_0 c$ смещается на расстояние $\Delta_0 = \frac{1}{2} \frac{q}{m} \left(\frac{L_0}{\beta_0 c} \right)^2 E$, где q и m – заряд и масса

частицы соответственно, и приобретут составляющую скорости $V_{\perp} = \frac{q}{m} \frac{L_0}{\beta_0 c} E$

перпендикулярную V_0 .

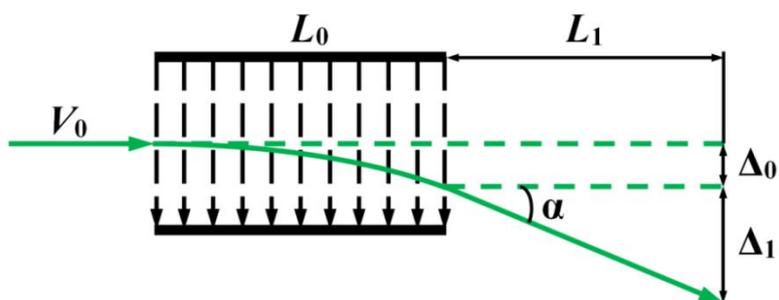


Рис. 62. Смещение пучка частиц при пролете через извлекающий конденсатор ИМПС.

Далее частицы движутся прямолинейно под углом $\operatorname{tg} \alpha = \frac{q}{m} \frac{L_0}{(\beta_0 c)^2} E$ (Рис. 63) к

первоначальному направлению движения пучка, в результате чего на расстоянии L_1 от

конденсатора пучок получает дополнительный сдвиг $\Delta_1 = \frac{q}{m} \frac{L_0 L_1}{(\beta_0 c)^2} E$.

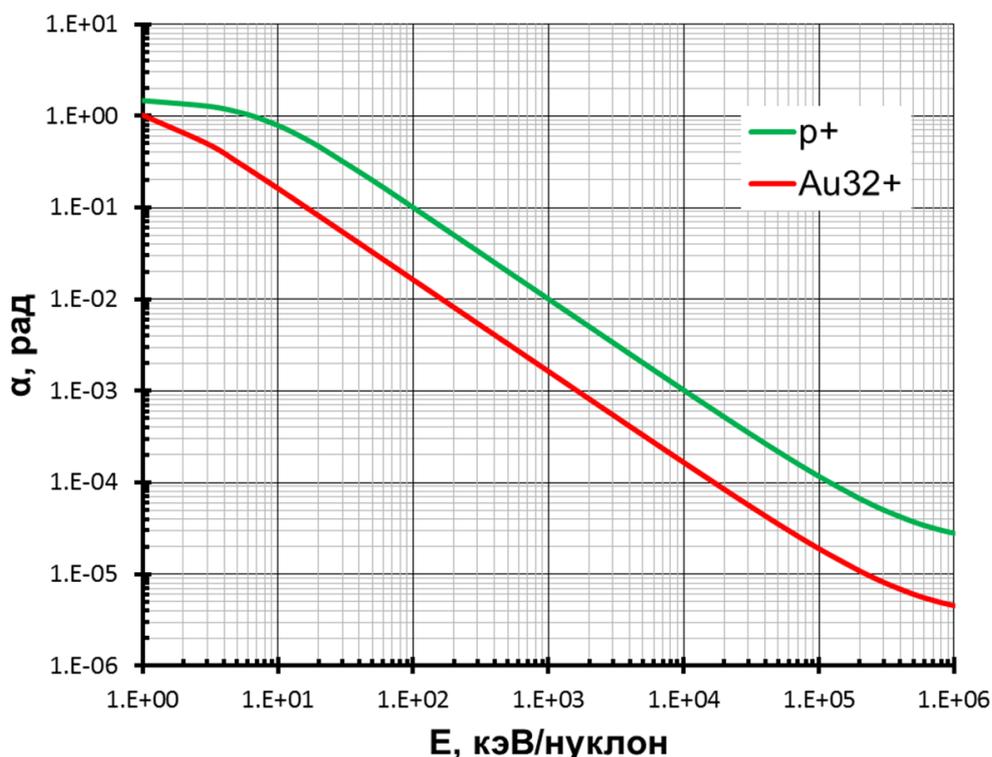


Рис. 63. Зависимость угла отклонения анализируемого пучка от энергии ускоряемых частиц при напряженности извлекающего поля 1 кВ/см и длине электродов 12 см.

Когда искажения траектории становятся значительными и мешают процессу транспортировки пучка, установка на оси канала транспортировки двух конденсаторов с противоположным направлением поля позволит скорректировать смещение и направление движения пучка – подобные предложения были сделаны в [25]. Однако при этом значительно увеличатся фактические продольные размеры детектора. Таким образом, в случае низкоэнергетических пучков для подобной коррекции желательно устанавливать Монитор в непосредственной близости от какого-либо корректора по вертикальной оси.

В случаях, когда искажения траектории анализируемого пучка из-за постоянной работы ИМПС по каким-либо причинам не могут быть скорректированы, Монитор можно использовать только для однократных измерений в процессе настройки пучка, а для последующего оперативного контроля в режиме реального времени переходить к диагностическим возможностям ИМПС на основе свечения остаточного газа.

В процессе взаимодействия анализируемого пучка с остаточным газом большая часть образующихся вторичных электронов находится в низкоэнергетической части спектра. Вторичные электроны возбуждают, в свою очередь, молекулы остаточного газа, причем сечение возбуждения увеличивается по мере снижения энергии электронов до значения потенциала возбуждения. Поэтому свечение возникает в основном за счет столкновения медленных вторичных электронов с молекулами газа [48].

Спектральный состав свечения зависит от состава остаточного газа, однако, как правило, основной излучающей компонентой являются возбужденные молекулы и молекулярные ионы азота [11], излучающие в диапазоне длин волн от мягкого ультрафиолета до синей части спектра оптического диапазона: $390 < \lambda < 470 \text{ нм}$.

Теоретический расчет интенсивности свечения газа, возбуждаемого пучком ускоренных заряженных частиц, в общем случае крайне сложен и зависит от большого числа различных факторов, однако можно оценочно считать, что примерно 1% ионизационных потерь пучка переходит в свечение [11]:

$$N_{\text{photon}} \approx 0.01 \cdot \frac{\Omega}{4\pi} \cdot \frac{dE}{dz} \frac{L}{\varepsilon} \rho_0 \frac{P}{P_0} \frac{I}{q},$$

где $\frac{dE}{dz}$ – удельные ионизационные потери частиц с зарядом q в пучке с током I на длине наблюдения L при давлении P в ионопроводе, ρ_0 – плотность остаточного газа при давлении P_0 , ε – энергия ионизации молекул газа, Ω – телесный угол регистрации свечения видеокамерой.

Так как в существующей конфигурации Монитор имеет одно смотровое окно (рис. 64а), то наблюдения могли производиться только в горизонтальной плоскости. На рис. 64б представлены впервые полученные результаты использования систем Ионизационного монитора для наблюдения пучка по свечению остаточного газа на канале инъекции ЛУ ИЯИ РАН.

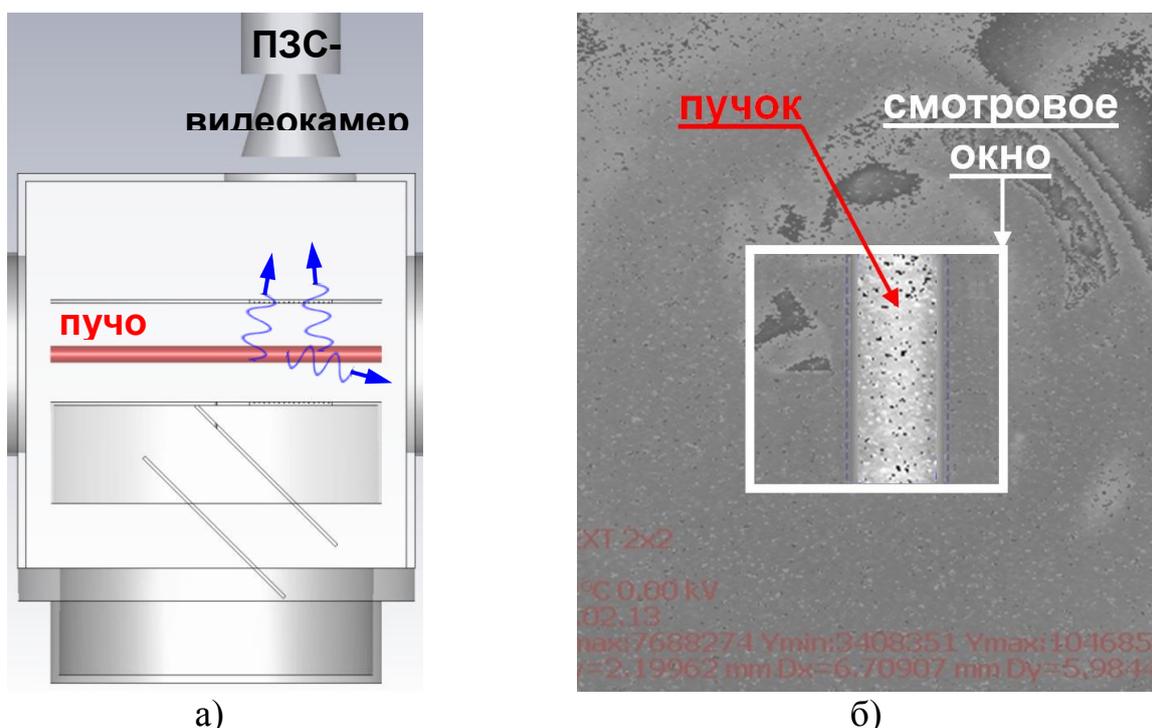


Рис. 64. а) Схема диагностики пучка по свечению остаточного газа в ИМПС, б) Свечение остаточного газа (пучок: p^+ , 400 кэВ, 45 мА, 200 мкс, 50 Гц), наблюдаемое через окно ИМПС на канале инжекции ЛУ ИЯИ РАН.

Из представленного рисунка видно, что при измерении параметров пучков частиц по свечению остаточного газа особое внимание необходимо уделять специальным мерам по устранению различного рода светового фона. В частности, следует полностью исключить внешнюю засветку от осветительных приборов в помещении ускорителя и, по возможности, уменьшать потери пучка, которые приводят к фоновому излучению при попадании частиц ореола пучка на стенки ионопровода. Кроме того, для удаления теплового излучения элементов детектора и ионопровода, которое достаточно эффективно регистрируется ПЗС-матрицами, желательно устанавливать на объектив видеокамеры режекторный ИК-фильтр. В противном случае, контрастность регистрируемого изображения будет мала даже при больших значениях тока пучка. Функция вычитания фонового кадра, а также различные аппаратные и программные возможности по усилению яркости и контрастности изображения в системе управления ИМПС позволяют использовать для подобной диагностики стандартную ПЗС-видеокамеру, входящую в состав ИМПС.

Таким образом, было экспериментально показано, что в случае больших ионизационных потерь (при низких энергиях пучка и больших токах), что характерно для начальных низкоэнергетических участков линейных ускорителей, Ионизационный монитор может эффективно использоваться для поперечной диагностики пучков по свечению остаточного газа.

Для пучков с энергиями свыше нескольких МэВ использование стандартных ПЗС-видеокамер становится невозможным из-за значительного снижения ионизационных потерь и, как следствие, снижения интенсивности свечения. В стандартном режиме работы Ионизационного монитора, по эффекту ионизации, это дает возможность не учитывать фон от свечения остаточного газа в процессе обработки изображений с люминофора, так как яркость изображений оказывается на много порядков выше.

В случае же работы на основе эффекта свечения газа необходимо использовать видеокамеры с усилителями изображения на основе МКП, обладающими чувствительностью вплоть до режима счета отдельных фотонов [50]. Однако регистрация такой камерой свечения в области над люминофором может сопровождаться дополнительным фоном из-за собственного свечения люминофора под воздействием падающих на него фотонов, поэтому в ИМПС, установленном на выходе ЛУ ИЯИ РАН, такой дополнительный тип диагностики представляется труднореализуемым. Однако в конструкции Ионизационного монитора, предлагаемого для NICA ОИЯИ, предусмотренное второе смотровое окно может быть использовано для диагностики пучка по свечению газа, при этом использования высокочувствительных видеокамер не ограничено фоновой засветкой от люминофора.

Несмотря на то, что диагностика пучков на основе эффекта свечения остаточного газа выглядит многообещающим методом для низкоэнергетических пучков, более детальное изучение вопроса о возможностях и перспективах использования этого эффекта, как в работе Ионизационного монитора, так и в отдельности в качестве самостоятельного метода диагностики лежит за рамками данной диссертации.

В настоящее время Ионизационный монитор поперечного сечения пучка не имеет аналогов по уровню диагностических возможностей, однако необходимо отметить несколько вопросов, связанных с перспективами использования ИМПС, которые до сих пор остаются открытыми в силу, главным образом, экономических причин.

Во-первых, Монитор, установленный на ЛУ ИЯИ РАН, не использовался для исследования электронных пучков, что представляет интерес с точки зрения характерных поперечных размеров подобных пучков, которые могут быть экстремально малыми, вплоть до десятков микрон.

Во-вторых, ИМПС не использовался непосредственно перед экспериментальной мишенью, так как радиационный фон от обратно рассеянных мишенью частиц может нарушать работу ЭОП на основе МКП.

Также без экспериментального подтверждения остаются предполагаемые возможности ИМПС по измерению продольной формы макро- и микроимпульсов тока пучка по величине ионизационного тока. Очевидно, что для реализации этих возможностей необходимо переходить к работе ИМПС на электронной компоненте ионизированного остаточного газа, так как ионизационные электроны имеют существенно меньшее время пролета в детекторе. Однако в этом случае необходимо принимать специальные меры по сокращению пространственного и временного разброса регистрируемых электронов, что значительно усложнит конструкцию детектора.

4.4 Анализ преимуществ Ионизационного монитора и выводы.

В целом, в данный момент ИМПС является удобным инструментом для наблюдений и измерений в режиме реального времени поперечных параметров протонных пучков на ЛУ ИЯИ РАН в экспериментально проверенном диапазоне импульсного тока 5 мкА , 7 мкс (сигнал/шум 2.5) ÷ 10 мА , 120 мкс (сигнал/шум 165) при энергии $127 \div 209 \text{ МэВ}$.

ИМПС осуществляет обобщенный неразрушающий контроль пучка на основе эффекта ионизации остаточного газа, позволяя наблюдать поперечные сечения пучка произвольной формы, измерять положение и поперечные профили пучка, а также восстанавливать на их основе поперечный эмиттанс. Погрешность измерений среднеквадратичных поперечных размеров пучка находится в диапазоне $100 \div 200$ мкм в зависимости от параметров пучка. Время одного измерения без учета экспозиции кадра составляет 140 мс, при этом характерная экспозиция соответствует времени высвечивания используемого в ЭОП люминофора и равна $10 \div 15$ мс.

Полученные экспериментальные результаты подтверждают возможность использования Ионизационного монитора поперечного сечения пучка (Рис. 65) практически на любых ускорителях с давлением остаточного газа до 10^{-9} Торр в широком диапазоне энергий, токов и типов ускоряемых частиц.



Рис. 65. Вакуумный бокс ИМПС, установленный на выходе ЛУ ИЯИ РАН.

Таким образом, суммируя как результаты предыдущих исследований [37], так и результаты, полученные в диссертации, можно утверждать, что ИМПС является многопараметрическим детектором со следующими реализованными преимуществами:

1. Высокая информативность измерений, так как из изображения поперечного сечения пучка может быть извлечено положение центра тяжести пучка и любое количество профилей пучка под любым углом. Кроме того, на основе измерений профилей может быть восстановлен поперечный эмиттанс пучка.

2. Полная прозрачность измерений, так как только собственный остаточный газ вакуумной камеры является детектирующей средой. Следовательно, ИМПС не нуждается в дополнительных локальных газовых мишенях или пробных пучках, и не создает дополнительный радиационный фон и наведенную активность, как это происходит в случае широко распространенных профилометров на люминесцентных экранах или проволочках, которые разрушают или частично рассеивают пучок.
3. Широкий диапазон измерений по току пучка за счет использования ионной компоненты ионизированного остаточного газа, которая меньше, чем электронная компонента, подвержена влиянию пространственного заряда пучка. Кроме того, ИМПС не имеет компонентов, выгорающих в процессе диагностики, в то время как перекрывающие пучок профилометры вводятся только на время измерений, так как могут быть разрушены пучком высокой интенсивности.
4. Универсальность измерений с точки зрения типа частиц и их энергии, так как ИМПС может использоваться как на пучках заряженных (электроны, протоны, многозарядные тяжелые ионы), так и нейтральных частиц в широком диапазоне энергий на различных ускорителях, накопителях и источниках ионизирующих излучений.
5. Высокое быстродействие ИМПС, не уступающее обычным люминесцентным экранам.
6. Отсутствие необходимости передачи движения в вакуум ускорителя.
7. Уменьшение количества профилометров на ионопроводе ускорителя за счет возможности одновременной регистрации профилей по вертикальной и горизонтальной оси в одном детекторе.

В настоящее время планируется более интенсивное применение ИМПС для расширения систем неразрушающей диагностики как существующих, так и строящихся ускорительных комплексов – на пучках с повышенными требованиями к уровню потерь.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертации изложены результаты работ по исследованию метода неразрушающей двумерной поперечной диагностики пучков на основе ионизации остаточного газа в вакуумной камере ускорителя на примере Ионизационного монитора поперечного сечения пучка:

1. Выполнен многопараметрический анализ особенностей метода неразрушающей двумерной поперечной диагностики пучков на основе ионизации остаточного газа в вакуумной камере ускорителя в широком диапазоне токов, энергий и типов частиц.
2. Проведены экспериментальные исследования особенностей эксплуатации Ионизационного монитора в условиях радиационного фона сильноточного линейного ускорителя ИЯИ РАН, а также осуществлены анализ и практическое усовершенствование конструкции радиационной защиты телевизионной системы съема и обработки получаемых изображений.
3. Проведен анализ и определены методы минимизации погрешностей Ионизационного монитора поперечного сечения пучка, на основе чего предложена усовершенствованная конструкция Ионизационного монитора, принятая к разработке для форинжектора комплекса NICA ОИЯИ.
4. На основе проведенных исследований, реализованных усовершенствований и опыта эксплуатации детектора разработана компьютерная программа, позволяющая осуществлять оценку возможности использования Ионизационного монитора для диагностики пучков с круглым поперечным сечением и давать рекомендации к его применению на других ускорителях.
5. Разработано специализированное программное обеспечение, позволяющее значительно расширить возможности системы съема видеоданных и других систем, входящих в состав детектора, а также усовершенствовать цифровую обработку получаемых изображений.
6. Получены изображения двумерного поперечного сечения пучка протонов с энергией в сотни МэВ от низкоинтенсивного тока протонов.

7. Экспериментально показана возможность применения метода двумерной неразрушающей диагностики для измерений эмиттанса низкоинтенсивных протонных пучков.
8. На канале инжекции линейного ускорителя ИЯИ РАН экспериментально показана возможность использования систем Ионизационного монитора поперечного сечения для другого типа поперечной диагностики пучка – измерения профилей по свечению остаточного газа.
9. Обеспечен оперативный неразрушающий контроль поперечных параметров пучка на выходе линейного ускорителя ИЯИ РАН в широком динамическом диапазоне (5 мкА, 7 мкс ÷ 10 мА, 120 мкс).

Большинство работ по теме диссертации выполнено в соавторстве с коллективом сотрудников ИЯИ РАН, которым я благодарен за их большой вклад. Я особо благодарен своим научным руководителям А. В. Фещенко и П. И. Рейнгардту-Никулину не только за многолетнюю и многогранную поддержку работы, но и за огромные усилия, направленные на распространение и внедрение результатов работы. Искренне благодарю своего коллегу И. А. Васильева, принимавшего самое активное участие на всех этапах исследований, и без которого выполнение данной работы было бы невозможным. Также благодарю проф. Н. М. Соболевского за предоставленную возможность использования пакета SHIELD для целей диссертации и В. В. Парамонова за ключевые консультации по вопросам моделирования и анализа электростатических полей. Выражаю признательность своим коллегам С. Е. Брагину, О. М. Володкевич, В. А. Гайдашу, Ю. Ж. Калинин, Ю. В. Киселеву и А. Н. Мирзояну, которые принимали активное участие в разработке и реализации систем Ионизационного монитора на ускорителе ИЯИ РАН. Благодарю проф. Л. В. Кравчука и В. Л. Серова за общую поддержку в вопросах развития новых методов диагностики на ускорителе ИЯИ РАН. Также благодарю всех сотрудников Отдела ускорительного комплекса ИЯИ РАН за помощь и полезные обсуждения вопросов, рассматриваемых в диссертации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Budker G. I., Dimov G. I., Dudnikov V. G. / Soviet atomic energy, 1967, v. 22(5), p. 441.
2. Hornstra Jr. F., DeLuca W. H. Nondestructive beam profile system for the zero gradient synchrotron. // Proceedings of ICHEA-6, 1967.
3. DeLuca W. H. / IEEE Transactions on Nuclear science, 1969, v. 16(3), p. 813-822.
4. Hornstra Jr. F., Simanton J. R. / Nuclear instruments and methods in physics research A, 1969, v. 68, p. 138.
5. ДИМОВ Г. И., ДУДНИКОВ В. Г. / Приборы и техника эксперимента, 1969, т. 3, с. 18-20.
6. Johnson C., Thorndahl L. / IEEE Transactions on Nuclear science, 1969, v. 16(3), p. 909-913.
7. Weisberg H., Gill E., Ingrassia P. / IEEE Transactions on Nuclear science, 1983, v. 30(4), p. 2179-2181.
8. Krider J. / Nuclear instruments and methods in physics research A, 1989, v. 278, p. 660.
9. Berg H. Residual Gas Beam Profile Monitor for SIS beams. // GSI sci. report, 1989.
10. Wittenburg K. Experience with the Residual Gas Ionization Beam Profile Monitors at the DESY Proton Accelerators. // Proceedings of EPAC, 1992. www.jacow.org
11. Forck P. Lecture notes on beam instrumentation and diagnostics. – Joint University Accelerator School, 2007
12. Forck P. et al. Advanced residual gas profile monitor for high current synchrotrons and cooler rings. // Proceedings of DIPAC, 2003. www.jacow.org
13. Dietrich J., Kamerzhiev V., Rukhlyada N. / Instruments and experimental techniques, 2003, v. 46(5), p. 581-586.

14. Quinteros T. et al. / Nuclear instruments and methods in physics research A, 1993, v. 333(2-3), 288-293.
15. Forck P. et al. Profile monitors based on residual gas interaction. // Proceedings of DIPAC, 2005. www.jacow.org
16. Bohme C., Kamerzhiev V., Forck P. et al. Beam test of the FAIR IPM prototype in COSY. // Proceedings of DIPAC, 2009. www.jacow.org
17. Barnes P. G. et al. A micro-channel plate based gas ionization profile monitor with shaping field electrodes for the ISIS H- injector. // Proceedings of IPAC, 2011. www.jacow.org
18. Connolly R. et al. Residual-gas-ionization beam profile monitors in RHIC. // Proceedings of BIW, 2010. www.jacow.org
19. Bal C. et al. First results from the LEIR ionization profile monitors. // Proceedings of DIPAC, 2007. www.jacow.org
20. Mießner J. et al. An ionization profile monitor for the determination of FLASH and PITZ beam parameter. // Proceedings of IPAC, 2011. www.jacow.org
21. Hochadel B. et al. / Nuclear instruments and methods in physics research A, 1994, v. 343(2-3), p. 401-414.
22. Тетерев Ю., Косъцельняк Ф. Ионизационный профилометр положения пучка на мишени фрагмент-сепаратора КОМБАС // Препринт ОИЯИ Р13-2002-193, 2002.
23. Poggi M., Mostert H. et al. Two-dimensional ionization beam profile measurement. // Proceedings of DIPAC, 2009.
24. Forck P., Dorn C. Measurements with a novel non-intercepting bunch shape monitor at the high current GSI-LINAC. // Proceedings of DIPAC, 2005. www.jacow.org
25. Mikhailov V. et al. / Instruments and experimental techniques, 1995, v. 38(6), p. 717-727.
26. Ioudin L. et al. / Nuclear instruments and methods in physics research A, 1998, v. 405(2-3), p. 265-268.

27. Reinhardt-Nickoulin P. et al. / Problems of atomic science and technology, 2008, v. 3(49), p. 55-59.
28. Keil E. Beam-beam dynamics. // CERN SL/94-78 (AP), 1994.
29. Strehl P. Beam instrumentation and diagnostics. – Berlin: Springer, 2006.
30. Wiza J. / Nuclear Instruments and Methods, 1979, v. 162, p. 587-601.
31. Gavrilov S. et al. / Problems of atomic science and technology, 2012, v. 3(79), p. 19-23.
32. FRIB Parameter List. <http://www.frib.msu.edu>
33. Reinhardt-Nickoulin P., Gavrilov S. et al. / Problems of atomic science and technology, 2010, v. 2(66), p. 39-43.
34. Техническая спецификация У-70. <http://www.oku.ihep.su>
35. NICA conceptual design report. <http://nica.jinr.ru>
36. Куликов А. Н., Дефекты матриц ПЗС – нормативы и реальность. <http://evs.ru/publ.php>
37. Рейнгардт-Никулин и др. Итоговый научно-технический отчет за 2005-2006 гг. по теме «Ионизационный монитор поперечного сечения пучка ускоренных заряженных частиц» в рамках ЦНТП «Разработка уникальных научно-исследовательских приборов и оборудования для учреждений РАН», Москва, ИЯИ РАН, 2007.
38. Достижения в технике передачи и воспроизведении изображений (под ред. Б. Кейзена). – М.: Мир, 1980.
39. Gavrilov S. et al. / Problems of atomic science and technology, 2012, v. 3(79), p. 218-222.
40. Zebrev G. et al. Multi-scale modeling of low dose-rate total dose effects in advanced microelectronics. // Proceedings of International conference on microelectronics, 2008.
41. Blomgren J. Nuclear data for single-event effects. // Proceedings of NEMEA, 2003.

42. Алейников В. Е., Бескровная Л. Г., Крылов А. Р. Расчет дозы нейтронов за бетонной защитой ускорителей заряженных частиц на энергии до 100 МэВ. // Препринт ОИЯИ Р16-2002-254, 2002.
43. Shegolev V. Ju., Florko B. V. The biological shielding for storage rings of NICA project. // Proceedings of RuPAC, 2008. www.jacow.org
44. ГОСТ 25935-83. Приборы дозиметрические. Методы измерения основных параметров.
45. Вологдин Э. Н., Лысенко А. П. Интегральные радиационные изменения параметров полупроводниковых материалов. – М.: Учебное пособие МГИЭМ, 1998.
46. The SHIELD code, www.inr.ru/shield
47. Dementyev A., Sobolevsky N. / Radiation measurements, 1999, v.30(5), p. 553-557.
48. Москалев В. А., Сергеев Г. И. Измерение параметров пучков заряженных частиц. – М.: Энергоатомиздат, 1991.
49. Bragin S. et al. Transverse beam matching and correction procedures in INR linac. // Proceedings of LINAC, 2006. www.jacow.org
50. Becker F. et al. Profile measurements by beam induced fluorescence for 60 to 750 MeV/u heavy ion beams // Proceedings of EPAC, 2006. www.jacow.org

Приложение.

Технические параметры системы «ВИДЕОСКАН-285/П/Б-ВО/ 150»

www.videoscan.ru

1. Назначение.

Цифровая система ввода изображения «ВИДЕОСКАН-285/П/Б-ВО/150» предназначена для ввода и обработки высококачественных изображений в ЭВМ.

2. Состав и работа системы

Система «ВИДЕОСКАН-285/П/Б-ВО/150» состоит из камеры, контроллера ввода изображения VS-2001 и волоконно-оптического интерфейса с кабелем длиной 150 метров. Аналого-цифровой преобразователь установлен в камере, что позволяет получать высококачественные изображения. Упрощенная схема системы представлена на рис 1.

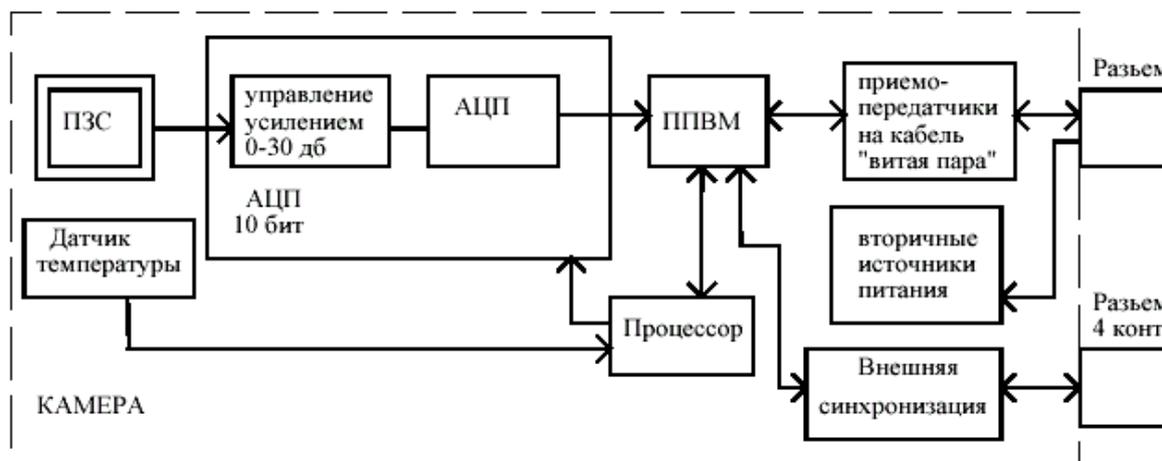


Рис. 1. Блок схема камеры ВИДЕОСКАН-285.

2.1. Порядок работы системы

По команде от компьютера камера производит накопление изображения на ПЗС-матрице. Сигнал с ПЗС-матрицы попадает на аналогово-цифровой преобразователь (АЦП), который содержит в себе программно-управляемый усилитель. После этого видеоданные оцифровываются в 12-ти битный код и через

вентильную матрицу, программируемую пользователем (ППВМ) попадают на приемо-передатчики, работающие на кабель «витая пара». Для передачи данных используется 7 витых пар проводников и волоконно-оптический кабель. По этим же каналам производится прием команд от контроллера VS-2001.

Контроллер VS-2001 работает последовательно. Сначала он закачивает изображение из камеры в свою память, после завершения передачи целого кадра, становится возможным доступ к данным изображения со стороны ЭВМ. Оба этих процесса могут происходить одновременно, но при этом программа пользователя имеет доступ к предыдущему введенному изображению.

Система может производить ввод изображений с различными экспозициями, усилением и режимами синхронизации.

2.1.1. Возможные режимы синхронизации

Внутренняя синхронизация (нормальный режим).

Камера осуществляет непрерывный ввод изображений в ПЗС-матрицу и их передачу в контроллер. При этом достигается максимально возможная кадровая частота ввода.

Программный запуск ввода изображения.

Камера осуществляет ввод изображения (одного) по команде от компьютера. После этого камера переходит в режим ожидания следующей команды.

Ввод изображения по внешнему синхроимпульсу.

Камера осуществляет ввод изображения (одного) по внешнему синхроимпульсу, который подается на 4-х контактный разъем, расположенный на корпусе камеры. После этого камера переходит в режим ожидания следующего синхроимпульса.

2.2. Аппаратура ТВ-камеры

АЦП камеры имеет разрешение 12 бит. Перед АЦП стоит программно-управляемый усилитель, который позволяет управлять значением амплитуды

сигнала, поступающего на АЦП. Каждая матрица и каждый АЦП имеют некоторый разброс технических параметров.

Каждая система ввода изображения проходит тестирование после сборки системы. В процессе тестирования для черно-белых систем определяются следующие параметры системы:

1. Характеристика усилителя, установленного в АЦП. Определение номинального усиления (усиление при котором весь диапазон сигнала ПЗС матрицы укладывается в диапазон АЦП).

2. Светосигнальная характеристика камеры. Эта характеристика показывает степень линейности ПЗС-матрицы.

3. Средний темновой ток на матрице. Подсчет количества и яркость «горячих» пикселей на матрице.

4. Зависимость шума чтения камеры от усиления.

5. Динамический диапазон камеры.

Вся эта информация указывается в документе «Параметры системы ввода изображения «ВИДЕОСКАН-285/П/Б-ВО/150», поставляемой с системой.

Для крепления объектива камера снабжена резьбой CS-mount. Диаметр резьбы - 1 дюйм, шаг- 1/32 дюйма.

Конструкция корпуса камеры позволяет регулировать задний отрезок (расстояние от переднего края регулировочного кольца до светочувствительной поверхности ПЗС-матрицы) в диапазоне от 12.3 мм до 16.5 мм.



Рис. 2. Внешний вид камеры.

2.2.1. Охлаждение матрицы

Параметры системы охлаждения:

- охлаждение на 25 градусов ниже окружающей температуры;
- одноступенчатый термоэлектрический модуль Пельтье мощностью 5 Вт;
- на матрице установлен датчик температуры с точностью 1 градус;
- питание элемента Пельтье – от отдельного источника;
- охлаждение камеры – воздушное с вентилятором;
- входной иллюминатор корпуса – стеклянный с просветлением;
- герметичное исполнение холодильного отсека с матрицей;
- наполнение холодильного отсека с матрицей – сухой воздух, осушка воздуха производится силикагелем.

2.2.2. Выбор объектива

При выборе объектива следует учитывать следующее:

- к камере подходят как объективы CS-mount, так и C-mount. Последние надо использовать с переходником CS-C, который входит в комплект поставки;
- размер матрицы составляет 2/3 дюйма, поэтому для камеры подходят объективы для 2/3 и 1-дюймовых матриц;
- для обеспечения полного разрешения объектив должен иметь разрешение не хуже чем 78 пар линий/мм, что обусловлено размером пикселя матрицы 6.45 мкм. В используемом комплекте применяются объективы фирмы «Авенир».

2.2.3. Датчик температуры

Датчик температуры устанавливается в камере на поверхность металлической пластины, которая приклеена к ПЗС-матрице. Точность датчика составляет 1 градус. Данные с датчика можно считать с камеры программным образом.

2.2.4. Внешняя синхронизация

Для работы в режиме ввода изображения от внешнего синхроимпульса на камере установлен дополнительный 4-х контактный разъем. Назначение контактов разъема и описание сигналов представлены в Табл. 1:

Таблица 1

Номер контакта на	Обознач	Тип сигн	Описание сигнала
4	GR		Земля
1	EXP	Вых	Сигнал равен 1 в течение времени. Сигнал появляется при любом режиме синхронизации.
2	TRIG	Вход	Входной сигнал запуска экспозиции. Происходит по отрицательному фронту. Длительность сигнала не менее 2 мкс. Сигнал подтянут к +5 В резистором

Все сигналы имеют уровень ТТЛ.

Сигнал EXP можно использовать для запуска внешних устройств, которые должны работать синхронно с электронным затвором камеры.

2.2.5. Объединение пикселей (биннинг)

Для камер VS-СТТ-285 предусмотрена возможность ввода изображения с объединением пикселей. В этом режиме камера при вводе изображения производит объединение нескольких пикселей, что позволяет увеличить чувствительность камеры. Увеличение чувствительности прямо пропорционально количеству объединенных пикселей.

Возможно объединение 2×2 , 4×4 и 8×8 пикселей. При этом пропорционально уменьшается разрешение камеры (см. Табл. 2).

Таблица 2

Объединение	Увеличение чувствительности	Разрешение пикселей	Размер объединенного
1×1	1	1360×1024	6.45×6.45
2×2	4	680×512	12.9×12.9
4×4	16	340×256	25.8×25.8
8×8	64	170×128	51.6×51.6

Объединение производится на "аналоговом" уровне (на самой матрице), при этом в каждой области объединения (2×2 , 4×4 и т. д.) передается только 1 значащий пиксель, что позволяет при увеличении полезного сигнала оставить шум чтения таким же, как для 1 пикселя.

В диалоговом окне «Установка параметров ЭОП» можно управлять количеством объединяемых пикселей. При изменении числа объединенных пикселей производится изменение размера изображения выводимого на экран.

2.3. Контроллер ввода изображения

Контроллер выполнен на основе программируемых матриц фирмы Altera и имеет размеры 190×100 мм. Контроллер имеет память видео изображений объемом 32 Мбайт.

Камера подключается к контроллеру с помощью специализированного кабеля через 26-ти контактный разъем, расположенный в торце контроллера.

Контроллер предназначен для приема цифровых данных от камеры и передачи команд на камеру. Контроллер устанавливается в свободный слот шины PCI и может работать как в ведомом (slave) так и в ведущем (DMA-master) режимах. При этом скорость передачи данных по шине PCI достигает 30 Мбайт/сек.

2.4. Соединительный кабель

С системой поставляется волоконно-оптический интерфейс с кабелем длиной 150 метров. Питание камеры осуществляется от отдельного источника питания.

Волоконно-оптический интерфейс (рис. 3) имеет следующие технические параметры:

- потребляемый ток блока «трансивер-камера» без учета потребления камеры + 12V – не более 0.2А.
- габаритные размеры корпусов блоков трансиверов: $140 \times 110 \times 35$ мм.

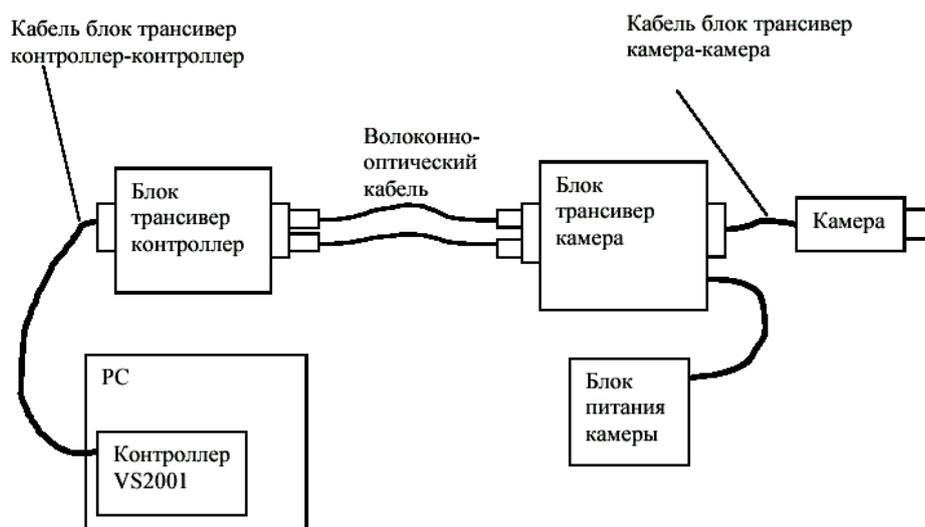


Рис. 3. Блок схема волоконно-оптического интерфейса.

Волоконно-оптический кабель изготовлен из кабеля «двухволоконный Duplex Zipcord» и предназначен для прокладки в зданиях, сооружениях в вентиляционных и кабельных шахтах, плинтусах, коробах и открытым способом.

Технические параметры кабеля:

- тип оптических разъемов: SC;
- температура эксплуатации: $-40 \div +70$ °C;
- допустимая раздавливающая нагрузка: 200 Н/см;
- допустимое растягивающее усилие: не более 0.7 кН;
- наружный диаметр: 3×6 мм;
- минимальный радиус изгиба: 4 см;
- погонная масса: 24 кг/км.

3.1. Управление усилением

АЦП, установленный на камере имеет программно-управляемый усилитель, который может усиливать сигнал перед оцифровкой.

При управлении параметр усиления может меняться от 0 до 1023.

3.2. Управление экспозицией

ПЗС-матрица камеры имеет электронный затвор, который позволяет устанавливать экспозиции в диапазоне 39 мкс ÷ 132 сек.

Управление длительностью экспозиции происходит с помощью соответствующих функций библиотек и команд программ SHELL.EXE и VS-STT.EXE.

4. Программное обеспечение

Программное обеспечение цифровой системы ввода изображения может базироваться на 2-х версиях библиотеки VS-LIB. Программное обеспечение поставляется вместе с системой.

Регулярно появляются новые версии библиотек и программ на их основе, которые можно получить в офисе фирмы «Видеоскан» или загрузить по адресу: <http://www.videoscan.ru>.