

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
НАУКИ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМ. Г.И. БУДКЕРА
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Сандалов Евгений Сергеевич

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПОПЕРЕЧНОЙ
НЕУСТОЙЧИВОСТИ КИЛОАМПЕРНОГО ПУЧКА
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ЛИНЕЙНОМ
ИНДУКЦИОННОМ УСКОРИТЕЛЕ
ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ЕГО ПРИЛОЖЕНИЯМ**

1.3.18. Физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Синицкий Станислав Леонидович

Новосибирск — 2023

Оглавление

	Стр.
Введение	5
Глава 1. Исследование механизма возбуждения поперечной неустойчивости сильноточного релятивистского электронного пучка в ЛИУ. Теоретические исследования	20
1.1 Общая схема комплекса ЛИУ, система формирования сильноточных релятивистских электронных пучков	20
1.2 Теоретические оценки инкремента поперечной неустойчивости пучка в ЛИУ	25
1.3 Программный комплекс для моделирования поперечной неустойчивости сильноточного электронного пучка в ЛИУ	32
1.3.1 Расчеты характеристик дипольных мод электродинамической системы ускорительного модуля ЛИУ	33
1.3.2 Расчеты ускоряющих электрических полей в модуле ЛИУ	41
1.3.3 Расчеты фокусирующих магнитных полей в ЛИУ	44
1.3.4 Описание модели для расчета динамики развития поперечной неустойчивости пучка в ЛИУ	45
Глава 2. Экспериментальное исследование электродинамических свойств модулей ускорительной структуры ЛИУ	53
2.1 Обзор методик, применяемых для измерений спектра собственных колебаний на комплексах ЛИУ	53
2.2 Измерительный стенд	55
2.3 Методика проведения эксперимента и результаты «холодных» измерений свойств ускорительного модуля ЛИУ	57

2.4	Сравнение результатов расчетов и «холодных» измерений частотного спектра мод с данными экспериментов с электронным пучком в ЛИУ	60
Глава 3. Подавление собственных дипольных колебаний ускорительного модуля ЛИУ		
3.1	Сравнение электродинамических характеристик ускорительного модуля ЛИУ в условиях применения поглотителя энергии мод и при их отсутствии	69
3.2	Результаты «холодных» измерений электродинамических свойств ускорительного модуля с поглотителем в виде межиндукторных вставок	71
3.3	Изменение геометрии модулей ЛИУ для разведения наиболее опасных мод по различным частотным интервалам. Архитектура ускоряющей структуры комплекса ЛИУ	73
Глава 4. Моделирование развития поперечной неустойчивости сильнооточного релятивистского электронного пучка в ЛИУ и сравнение с экспериментальными данными		
4.1	Результаты моделирования ЛИУ с энергией до 5 МэВ	80
4.2	Результаты моделирования ЛИУ с энергией до 10 МэВ	90
4.3	Методика измерений инкремента поперечной неустойчивости сильнооточного электронного пучка на комплексе ЛИУ. Сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными	96
Глава 5. Применение электронного пучка, генерируемого ЛИУ, для создания генератора мощных импульсов когерентного ТГц-излучения на основе лазера на свободных электронах		
5.1	Общая схема ЛСЭ на базе сильнооточного релятивистского электронного пучка ЛИУ	105
5.2	Оценки требуемых параметров электронного пучка для использования в качестве драйвера ЛСЭ	108
Заключение		112

Список сокращений и условных обозначений	116
Список литературы	117
Список рисунков	136

Введение

Актуальность темы исследования

История развития физики ускорителей и физики плазмы привела к широкому использованию интенсивных пучков заряженных частиц в различных областях науки и техники. Исходная мотивация к созданию и модернизации линейных индукционных ускорителей (ЛИУ), начиная с начала 1960-х годов, была основана на возможности их применения для приложений, требующих генерацию импульсных электронных пучков с высокой яркостью (нормализованный эмиттанс $\sim 1000 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$), с энергией электронов 10–20 МэВ, током пучка $\sim 1 - 10 \text{ кА}$ и длительностью импульса $\sim 0.1 - 1 \text{ мкс}$ [1;2]. Этот диапазон по совокупности параметров практически недоступен как для высокочастотных (ВЧ-ускорителей) и циклических ускорителей, так и для ускорителей прямого действия.

Одним из первых ускорителей такого типа стал американский ЛИУ Astron, созданный под руководством Н.К. Христофилоса в Ливерморской национальной лаборатории (LLNL) [3;4]. Данный ускоритель являлся центральным элементом в концепции управляемого синтеза Христофилоса, основная идея которой заключалась в создании интенсивного (сильноточного) электронного кольца, собственное магнитное поле которого должно многократно превышать внешнее соленоидальное магнитное поле на оси кольца. В результате начала реализации этой концепции в 1963 г. был осуществлен физический запуск инжектора Astron, который генерировал электронный пучок длительностью 300 нс, током 350 А и энергией 3.6 – 3.8 МэВ [3]. Чуть позже (к концу 1960-х) он был модернизирован с целью продвижения в область больших энергий и токов – до 6 МэВ и 800 А при той же длительности пучка [5]. Следует также отметить, что ток пучка в Astron планировалось поднять до уровня 1 кА, но сделать этого не удалось по причине развития поперечной неустойчивости пучка, известной в англоязычной литературе как Beam-Breakup Instability [6;7]. Опыт создания такого ускорителя показал, что для развития ускорительной техники в этом направлении, необходимо исследовать поперечную неустойчивость пучка в ЛИУ и найти пути ее эффективного подавления. На основе опыта создания Astron в Ливерморской национальной

лаборатории (LLNL) и Лос-Аламосской национальной лаборатории (LANL) были продолжены работы в области разработки короткоимпульсных ЛИУ. Например, был создан инжектор ERA, формирующий электронные пучки с проектными параметрами: энергия электронов до 4 МэВ, ток до 3 кА и длительность импульса не более 30 нс [8]. Реально достигнутый ток пучка в ускорителе обычно не превышал величины 1 – 1.5 кА, при этом при выделении только высококачественной части сечения пучка с помощью коллимационных систем его ток был ограничен несколькими сотнями ампер. В конце 1970–х в начале 1980–х было построено еще несколько подобных ускорителей [9–15]. В рамках этих работ разрабатывали технологии, необходимые для работы ЛИУ с большими токами (~ 10 кА), в результате чего были построены экспериментальный ускоритель ETA на энергию 4.5 МэВ [9] и усовершенствованный испытательный ускоритель ATA (Advanced Test Accelerator), рассчитанный на генерацию электронных пучков с энергией до 50 МэВ и током до 20 кА [12]. Эти ускорители использовались для исследований в области создания лазера на свободных электронах (ЛСЭ) с высоким коэффициентом усиления в диапазонах миллиметрового и инфракрасного излучения [16; 17]. Также в Ливермор (LLNL) был разработан ускоритель FXR (Flash X-Ray), генерирующий электронный пучок с энергией электронов до 18 МэВ, током до 3 кА и длительностью импульса до 30 нс [14; 18; 19].

Еще одним направлением развития ЛИУ являются установки DARHT-I и DARTN-II, построенные в LANL соответственно в 1999 и 2003 годах с целью получения импульсных источников рентгеновского излучения [20–23]. Для достижения необходимой яркости пучка на установке DARHT-I был создан инжектор электронного пучка с малым эмиттансом, в котором с помощью взрывоэмиссионного «вельветового» катода диаметром 90 мм генерировался пучок с энергией электронов 4 МэВ, током 2 кА и диаметром 64 мм на выходе из инжектора. На выходе ЛИУ установки DARHT-I планировалось получить пучок с энергией электронов до 18 МэВ, током до 2 кА при длительности импульса 60 нс, что и было достигнуто [22]. Стоит отметить, что установка DARTN-I стала связующим элементом при переходе к длинноимпульсным машинам, для чего потребовалась существенная модификация индукторов в ускорительных модулях и их систем питания [24; 25]. В конечном итоге, на второй версии установки (DARHT-II), которая включала в себя инжектор и ускорительную

структуру, состоящие из 8 и 70 модулей соответственно, были достигнуты те же основные параметры пучка, что и на DARHT-I, но длительность импульса была существенно увеличена до 2 мкс [25–34]. Также стоит отметить, что установка DARHT-II стала своего рода образцом в области создания современных ЛИУ [25; 26]. На основе разработанных в Ливерморе технологий в 1998 году в научном центре Institute at Pontfaverger – Moronvilliers (Франция) был построен ускорительный комплекс AIRIX [35–39]. В конструкциях его инжектора и ускорительных модулей были применены элементы, подобные используемым на DARHT-I,II [40–42]. В экспериментах, проводимых на этом комплексе, используется пучок с током 3.5 кА и энергией электронов в диапазоне 16 – 20 МэВ [38; 39]. Первым этапом строительства AIRIX была установка PIVAIR [36], рассчитанная для генерации электронных пучков с энергией электронов до 8 МэВ. Также в качестве одного из первых комплексов на базе ЛИУ во Франции необходимо упомянуть установку LELIA (CESTA), в которой были достигнуты следующие параметры пучка: ток 0.8 – 1 кА, энергия до 3 МэВ и длительность до 80 нс [43–45].

С конца восьмидесятых годов прошлого столетия по настоящее время в азиатско-тихоокеанском регионе тоже был построен целый ряд ЛИУ с параметрами мирового уровня. Так в Японии были созданы ЛИУ для исследовательских проектов «FEL» и «ТВА» [46].

Дальнейшее развитие новых ускорительных комплексов в США связано с новыми высокотехнологичными установками, такими как ARIA [47–51] и Scorpius [52–54]. Эти ускорители создаются по подобию ускорителей типа DARHT-I, II. Например, первая стадия ускорителя ARIA – это инжектор Wagner, который формирует электронный пучок с током 2 кА и энергией 3 МэВ, и 36 ускорительных модулей, с помощью которых пучок ускоряется до конечной энергии 12 МэВ [47]. Для обеспечения многоимпульсного режима работы в Scorpius предполагают использовать инжектор IVA, который генерирует до четырех импульсов длительностью 90 нс с током 2 кА и напряжением около 2 МВ. Далее пучок планируют ускорять в 72 ускорительных модулях до энергии 20 МэВ. Подробный обзор ЛИУ, построенных в LANL и LLNL, представлен в [1; 26; 48; 50; 55].

На основе проведенного обзора конструктивных особенностей современных зарубежных ЛИУ с длиной импульса более 100 нс можно сделать за-

ключение о том, что в большинстве из них используется последовательность большого числа ускорительных модулей, при движении в которых электронный пучок ускоряется под действием индукционных электрических полей, создаваемых с помощью переменных магнитных потоков в тороидальных магнитных сердечниках. Эти потоки создаются токами в первичных обмотках, к которым подключены длинные линии, питаемые импульсными модуляторами. Другой особенностью современных ЛИУ мирового уровня является осуществление транспортировки пучка в ускорительной структуре в условиях квази-однородного магнитного поля, что позволяет существенно снизить инкремент развития поперечной неустойчивости пучка [47] и тем самым обеспечить высокую яркость пучка на выходе ускорителя и его временную стабильность.

Следует отметить, что такой же подход свойственен и при создании аналогичных проектов в отечественной науке, где традиционно использовались и используются индукторы с ферромагнитными сердечниками. Подробно предыдущие разработки в области создания отечественных ЛИУ представлены в работах [56; 57]. Ранее уже упоминалось, что линейные индукционные ускорители с различными параметрами пучка нашли свое применение во многих научных областях. Среди них можно выделить фундаментальные исследования в области термоядерного синтеза с магнитным удержанием, исследования транспортировки интенсивных электронных пучков в различных газах, исследования радиационной обработки материалов и пищевых продуктов, исследования генерации электромагнитного излучения лазерами на свободных электронах (ЛСЭ) [1; 4; 11; 16; 58; 59].

Последнее направление особенно актуально для нашего института. Поэтому в настоящее время одной из очень перспективных научно-исследовательских задач ИЯФ СО РАН и РФЯЦ-ВНИИТФ (г. Снежинск) является разработка и создание нового линейного индукционного ускорителя (ЛИУ) для генерации килоамперных релятивистских электронных пучков (РЭП). Следует отметить, что разрабатываемый ЛИУ обладает уникальной совокупностью параметров, сопоставимых с мировыми аналогами серии DARHT. При этом отличительная особенность нашего ЛИУ заключается в том, что он является линейным индукционным ускорителем нового поколения на базе ферромагнитных сердечников с дискретной магнитной системой. Создание такого источника пучка, в свою очередь, позволит реализовать уни-

кальный ЛСЭ-генератор мощных импульсов терагерцового излучения на базе ЛИУ, генерирующего сильнооточные релятивистские электронные пучки (РЭП) высокой яркости масштаба $5 \cdot 10^{11} \text{ A}/(\text{rad} \cdot \text{m})^2$ [60–62]. Для выполнения поставленной задачи необходимо на этом ЛИУ получить пучок с током килоамперного уровня и энергией электронов до 10 МэВ, обладающий таким малым угловым разбросом скоростей электронов, чтобы его можно было сжать до диаметра 2 мм и менее для последующей инжекции в магнитную систему ЛСЭ. Это позволит использовать такой пучок для реализации проекта ЛСЭ-генератора, предложенного совместно ИЯФ СО РАН с ИПФ РАН [63;64]. Указанные требования к характеристикам пучка приводят к необходимости изучения различного рода источников возмущения траекторий электронов пучка в ЛИУ, а также к необходимости поиска комплексных мер по подавлению этих источников. Достижение указанных параметров пучка позволит решать ряд фундаментальных и прикладных задач на мировом уровне развития комплексов на базе ЛИУ.

В процессе отладки первой очереди нашего комплекса ЛИУ с энергией до 5 МэВ были обнаружены колебания пучка как целого с дискретными частотами в диапазоне 0.3 – 1 ГГц, возникающие при движении сильнооточного РЭП с током $\sim 1 \text{ кА}$ в ускорительной структуре. Амплитуда этих колебаний имела нарастающий во времени характер и достигала наибольших значений в выходных модулях ускорителя. Основной причиной развития таких колебаний пучка является упоминавшаяся ранее поперечная неустойчивость, известная в англоязычной литературе как Beam-BreakUp instability (BBU) [6;7]. Кратко можно пояснить, что механизм возбуждения такой неустойчивости обусловлен раскачкой пучком дипольных электромагнитных колебаний отдельного ускорительного модуля и последующей модуляцией полями этих колебаний поперечного движения центроида пучка (центроидом пучка называют центр распределения плотности заряда в поперечном сечении пучка). Движение уже модулированного пучка, в свою очередь, приводит к еще более быстрому нарастанию амплитуды колебаний в последующих ускорительных модулях, что обуславливает конвективный характер такой неустойчивости. Необходимо отметить, что именно поперечная неустойчивость пучка является наиболее опасной неустойчивостью для электронных пучков, генерируемых в ЛИУ. Дело в том, что даже в случае частичного подавления этой неустойчивости какими-

либо мерами, при котором она не может разрушить пучок полностью, высокочастотные колебания пучка существенно ухудшают его угловые характеристики. Более того, поперечная неустойчивость опасна и для генерации когерентного излучения в ЛСЭ на базе пучков, генерируемых в ЛИУ, поскольку нарастающий во времени угловой разброс электронных скоростей, характерный для этой неустойчивости, существенно снижает эффективность генерации излучения.

Несмотря на то, что поперечная неустойчивость электронного пучка в ускорительной структуре ранее уже подробно исследовалась во многих теоретических и экспериментальных работах, выполненных на зарубежных установках [33; 48; 49; 57; 65–71], изучение такой неустойчивости с целью получения пучка высокой яркости по-прежнему имеет большую актуальность, особенно для отечественной науки, в рамках которой ведутся проекты по генерации сильнооточных релятивистских электронных пучков. Пример теоретического анализа поперечной неустойчивости с помощью моделирования ее возбуждения и развития на установке AIRIX посредством кода ENV опубликован в работе [72]. Результаты расчета позволили подобрать оптимальные экспериментальные условия для осуществления транспортировки и ускорения пучка с энергией электронов 4 МэВ, током 3.5 кА и длительностью импульса 60 нс. Другим примером является программа «VBU code» [65], в основу которой заложена одномодовая теория Нила, Холла и Купера [7] для грубого расчета роста неустойчивости. Эта программа была использована при вводе в эксплуатацию ускорителя ЕТА и при относительной своей простоте показала достаточную эффективность. Американские ускорители серии DARHT и современные машины, находящиеся в стадии разработки, также полностью моделируются в программном комплексе LAMBDA (Linear Accelerator Model for DARHT), основанном на методе частиц в ячейках (PIC-code) и предназначенном для исследования динамики пучка в условиях развития в том числе и поперечной неустойчивости [73; 74].

Степень проработанности темы исследований

Крайне важно отметить, что на данный момент не существует общей теории поперечной неустойчивости, и характер ее развития существенным образом определяется набором индивидуальных особенностей каждого ЛИУ. В связи с развитием в нашем институте научного направления по созданию ли-

нейных индукционных ускорителей требуется детальное исследование поперечной неустойчивости сильноточного релятивистского электронного пучка в ЛИУ с дискретной магнитной системой.

Исследование поперечной неустойчивости принципиально является одной из важнейших задач физики пучков заряженных частиц, радиофизики и физики плазмы. Поэтому **актуальность** исследований, результаты которых изложены в диссертации, можно считать обоснованной. Результаты работы, полученные в ходе проведения теоретических и экспериментальных исследований по физике процессов, определяющих неустойчивость сильноточного РЭП при его транспортировке в ускорительной структуре комплекса ЛИУ, послужат надежным фундаментом для дальнейшего исследования устойчивости килоамперного электронного пучка, что в конечном итоге должно обеспечить стабильную транспортировку и ускорение пучка. Следует отметить, что дальнейшее совершенствование технологии создания ЛИУ для решения ряда прикладных задач требует знаний об основных особенностях поперечной неустойчивости пучка в ЛИУ и методах ее подавления, что отражено в содержании диссертационных исследований.

Целью данной работы является проведение теоретических и экспериментальных исследований процессов возбуждения и развития поперечной неустойчивости сильноточного релятивистского электронного пучка (РЭП) в ускорительных модулях линейного индукционного ускорителя (ЛИУ), а также в поиске путей ее эффективного подавления в условиях конкретной конструкции ЛИУ. В конечном итоге это должно позволить достигнуть следующего результата: будут найдены условия, при которых транспортировка пучка в ускорительной структуре комплекса ЛИУ будет осуществляться с амплитудой колебаний его центра на выходе ускорителя, не превышающей $a \sim 2$ мм.

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

1. Построение теоретической (численной) модели для расчетов электродинамических свойств ускорительного модуля ЛИУ с целью определения спектра возбуждаемых мод, их коэффициентов связи и добротностей;

2. Создание экспериментального стенда для измерения электродинамических свойств ускорительного модуля ЛИУ в «холодных» экспериментах (без пучка);
3. Разработка методов калибровки и измерений на экспериментальном стенде, обработки и анализа полученных данных;
4. Разработка трехмерного численного кода, позволяющего осуществить моделирование инъекции, транспортировки и ускорения сильноточного релятивистского электронного пучка в ЛИУ в условиях возбуждения и развития поперечной неустойчивости пучка;
5. Определение основных закономерностей развития поперечной неустойчивости пучка и разработка методов ее подавления, применимых к конструкции ускоряющих модулей комплекса ЛИУ;
6. Проведение экспериментов в различных условиях по транспортировке и ускорению пучка в комплексе ЛИУ при одновременной регистрации сигналов полей собственных мод и сигналов с пикапов. Разработка метода обработки и анализа данных, с помощью которого определяется инкремент поперечной неустойчивости.

Научная новизна диссертационной работы заключается в следующем:

1. Впервые было проведено детальное теоретическое и экспериментальное исследование возбуждения поперечной неустойчивости пучка в созданном ЛИУ с дискретной фокусирующей магнитной системой.
2. В моделировании и серии холодных экспериментов на специально разработанном стенде были получены электродинамические характеристики ускорительного модуля комплекса ЛИУ, в котором в отличие от зарубежных аналогов была применена ускоряющая трубка с градиентными кольцами.
3. Разработаны оригинальные и адаптированы к конструкции модуля известные методы подавления поперечной неустойчивости сильноточного релятивистского электронного пучка в ЛИУ, в результате использования которых была экспериментально продемонстрирована устойчивая транспортировка пучка на всей протяженности во всей протяженности вакуумного канала ускорителя.
4. Разработан программный комплекс для моделирования развития поперечной неустойчивости пучка в ЛИУ, который позволяет рассчи-

- тать: спектр и структуры полей собственных дипольных мод отдельного ускорительного модуля, трехмерные распределения внешних ускоряющих электрических и фокусирующих магнитных полей, а также динамику центроида пучка во внешних полях с учетом взаимодействия пучка с собственными модами ускорительных модулей.
5. С помощью численного моделирования и сравнения с экспериментом впервые был исследован инкремент поперечной неустойчивости пучка в созданном ЛИУ с дискретной фокусирующей магнитной системой, а также получены зависимости инкремента от параметров пучка, электродинамических свойств модуля и внешних фокусирующих магнитных полей. На основе проведенного исследования была продемонстрирована эффективность применяемых методов подавления этой неустойчивости пучка в ЛИУ.

Теоретическая и практическая значимость

Механизм возбуждения поперечной неустойчивости электронного пучка килоамперного уровня в ЛИУ с дискретной магнитной системой был рассмотрен в данной работе. В расчетах и экспериментах с пучком было показано, что теория Нила-Купера-Холла [7] качественно правильно предсказывает зависимость амплитуды колебаний центроида пучка от параметров фокусирующей системы и электродинамических свойств модуля ЛИУ. Основы этой теории позволили разработать, исследовать и создать способы подавления неустойчивости сильноточного РЭП, применимые к созданному комплексу ЛИУ. Результаты холодных измерений электродинамических свойств ускорительного модуля ЛИУ в совокупности с данными экспериментов с пучком и результатами моделирования развития поперечной неустойчивости позволяют не только интерпретировать результаты проведенных на комплексе ЛИУ экспериментов по формированию, транспортировке и ускорению электронных пучков, но и указывают путь к созданию новых ЛИУ для генерации сильноточных РЭП с улучшенными параметрами пучка. Далее эти пучки могут быть применены для решения задач в области создания эффективных лазеров на свободных электронах (ЛСЭ) терагерцового диапазона, где электронные пучки ЛИУ могут быть использованы в качестве драйвера для запитки электродинамической системы ЛСЭ на основе брэгговских отражателей или структур Тальбо [75]. Таким образом, рассмотренные в данной работе механизмы воз-

буждения поперечной неустойчивости и факторы, влияющие на ее развитие, могут дать новое понимание в области физики и техники ЛИУ. К настоящему моменту результаты проведенных исследований поперечной неустойчивости и применение эффективных методов ее подавления позволили продемонстрировать возможность устойчивой транспортировки килоамперного релятивистского электронного пучка в ускорительном комплексе ЛИУ с дискретной магнитной структурой.

Методология и методы исследования

Построение численной модели для расчета электродинамических свойств ускорительного модуля ЛИУ проводилось на основе стандартного метода конечных элементов с привлечением коммерческих кодов. «Холодные» эксперименты (без пучка) по измерению электродинамических характеристик ускорительного модуля проводились с помощью специально разработанного экспериментального стенда, основным элементом которого являлся дипольный излучатель. Достоверность расчетов характеристик модуля проверялась на основе тестовых задач, имеющих аналитическое решение, а также из сопоставления с результатами «холодных» экспериментов, проведенных на стенде. Моделирование развития поперечной неустойчивости пучка проводилось с помощью разработанного собственного комплекса программ, использующего основные параметры мод и их структуры полей, рассчитанные с помощью коммерческих кодов. Определение инкремента поперечной неустойчивости и исследование влияния применяемых методов подавления неустойчивости на его величину проводились по результатам как численных расчетов, так и экспериментов с пучком, в которых регистрировались сигналы с имеющихся на ЛИУ диагностик: быстрых трансформаторов тока (ФСТ) и датчиков положения пучка (пикапов или BPM).

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Электродинамическая модель ускорительного модуля ЛИУ с секционированной ускорительной трубкой предсказывает наличие более двухсот собственных дипольных мод в интервале частот 0.3–1.1 ГГц. Расчет величины добротности и коэффициента связи с пучком этих мод обеспечивает выделение тех колебаний, которые наиболее опасны в отношении развития поперечной неустойчивости пучка.

2. Методика «холодных» (в отсутствии пучка) измерений электродинамических свойств ускорительного модуля ЛИУ на основе дипольного излучателя, реализованная на экспериментальном стенде, обеспечивает регистрацию наиболее неустойчивых дипольных мод с добротностью $Q \geq 10$. Спектры дипольных мод, зарегистрированные в экспериментах, соответствуют результатам расчетов в рамках электродинамической модели.
3. Применение поглотителей колебаний электромагнитного поля существенно снижает добротности наиболее опасных дипольных мод ускорительного модуля ЛИУ, что однозначно подтверждено численным моделированием, а также в «холодных» (без пучка) и «горячих» (с пучком) экспериментах. Разработанные поглотители понижают добротности этих мод до значений $Q = 10 - 15$.
4. Программный комплекс для моделирования динамики поперечной неустойчивости, основанный на разложении возбуждаемых пучком колебаний по собственным модам ускорительных модулей, позволяет с точностью до 20% определить инкремент развития этой неустойчивости. Полученные в экспериментах и моделировании величины инкрементов продемонстрировали пропорциональную зависимость от тока пучка и обратно пропорциональную зависимость от магнитного поля в фокусирующих линзах.

Достоверность полученных результатов обеспечивается количественным соответствием результатов численной модели дипольных мод и результатов «холодных» экспериментов по измерению электродинамических свойств ускорительного модуля на созданном стенде. Кроме того, полученные результаты хорошо согласуются с результатами экспериментов с пучком на действующем комплексе ЛИУ. Приведенные в тексте диссертации выводы сформулированы на основе большого массива данных, полученных в моделировании и экспериментальных сериях, проведенных автором работы на комплексе ЛИУ.

Личный вклад. Результаты работы, представленные в положениях, выносимых на защиту, получены автором лично. Автор диссертации разработал модели для расчета электродинамических характеристик ускорительных модулей в различных конфигурациях, а также программный комплекс для

моделирования динамики возбуждения и развития поперечной неустойчивости сильноточного электронного пучка в ЛИУ. Автор диссертации проводил «холодные» измерения характеристик электродинамической системы ускорительного модуля в его различных модификациях на специально разработанном автором экспериментальном стенде. Автор принимал активное участие в экспериментах по генерации электронного пучка в ЛИУ, в измерениях частотных спектров колебаний пучка, а также в определении инкремента поперечной неустойчивости. Подготовка к публикации полученных результатов работы проводилась при совместном обсуждении с соавторами. В постановке задач и обсуждении результатов исследований активное участие принимали Станислав Леонидович Сеницкий и Дмитрий Иванович Сквородин. Список публикаций, рекомендованных ВАК, приведенный во введении, содержит 3 работы. Личный вклад автора в материалах статьи 1 и 2 заключается в разработке численной модели для расчета динамики поперечной неустойчивости килоамперного электронного пучка ЛИУ, а также в проведении экспериментов по измерению инкремента этой неустойчивости для сопоставления с результатами моделирования. На основе экспериментальных данных и результатов моделирования, полученных автором, были выявлены основные закономерности развития поперечной неустойчивости пучка в различных режимах работы ЛИУ, а также предложены несколько способов ее подавления. Авторский вклад соискателя в статье 3 заключается в проведении численного моделирования и «холодных» экспериментов (без пучка) по измерению электродинамических свойств ускорительного модуля ЛИУ. Полученные автором результаты позволили определить спектр и структуры полей тех собственных дипольных мод ускорительного модуля, которые, обладая наибольшими коэффициентами связи с пучком, определяют развитие поперечной неустойчивости. Также в работе 3 рассмотрены способы уменьшения этих коэффициентов и добротностей указанных мод. Совокупность полученных автором результатов позволила найти условия и реализовать в эксперименте устойчивую транспортировку электронного пучка в ЛИУ с амплитудой его колебаний на выходе из ускорителя не более 2 мм. Такая величина амплитуды делает подобные пучки приемлемыми по характеристикам для применения в ЛСЭ-генераторе когерентных импульсов терагерцового излучения с субгигаваттным уровнем мощности.

Апробация работы. Результаты работы докладывались и обсуждались на семинарах ИЯФ СО РАН, РФЯЦ-ВНИИТФ и ИПФ РАН, многократно докладывались на конкурсах молодых ученых ИЯФ СО РАН, а также представлялись на международных и всероссийских конференциях, в том числе:

1. 2020 IEEE International Conference on Plasma Science (ICOPS) (г. Сингапур, Республика Сингапур, 2020);
2. The Asian Forum for Accelerators and Detectors (AFAD-2021) (г. Новосибирск, Россия, 2021);
3. «Ядерные и электрофизические установки – источники мощных ионизирующих излучений» (ЯЭФУ-2021) (г. Снежинск, Россия, 2021);
4. 2021 46th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz) (г. Чэнду, Китай, 2021);
5. 2021 IEEE International Conference on Plasma Science (ICOPS) (г. Стейтлайн, США, 2021);
6. XII Всероссийский семинар по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн (г. Нижний Новгород, Россия, 2022).

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 7 печатных и электронных изданиях, из них 3 в рецензируемых научных журналах, рекомендованных ВАК, и 4 в сборниках тезисов докладов научных конференций.

В рецензируемых научных изданиях, рекомендованных ВАК:

1. Исследование инкремента поперечной неустойчивости килоамперного электронного пучка в ЛИУ для его применения в терагерцовом ЛСЭ / Е.С. Сандалов, С.Л. Синицкий, Д.И. Сковородин [и др.]. – Текст : электронный // Сибирский физический журнал. – 2022. – Т. 17, № 2. – С. 16–29. – URL: <https://doi.org/10.25205/2541-9447-2022-17-2-16-29> (дата обращения: 16.01.2023).
2. Исследование поперечной неустойчивости сильноточного релятивистского электронного пучка в линейном индукционном ускорителе / Е. С. Сандалов, С. Л. Синицкий, Д. И. Сковородин [и др.]. – Текст : электронный // Сибирский физический журнал. – 2022. – Т. 17, № 1. – С. 5–22. – URL: <https://doi.org/10.25205/2541-9447-2022-17-1-5-22> (дата обращения: 24.05.2022).

3. Electrodynamic system of the linear induction accelerator module / E. S. Sandalov, S. L. Sinitsky, A. V. Burdakov [et al.]. – Текст : электронный // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2021. – Vol. 49, nr 2. – P. 718–728. – URL: <https://ieeexplore.ieee.org/document/9321703>. – Дата публикации: 13.01.2021.

В сборниках тезисов докладов научных конференций:

1. Теоретические и экспериментальные исследования компрессии и транспортировки интенсивного электронного пучка линейного индукционного ускорителя в канале субмиллиметрового ЛСЭ / Е. С. Сандалов, Д. А. Никифоров, С. Л. Синицкий [и др.]. – Текст : электронный // Тезисы докладов XII Всероссийского семинара по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн (Нижний Новгород, 28 февраля – 4 марта 2022 года). – Нижний Новгород, 2022. – С. 94–95. – URL: <http://irbiscorp.spsl.nsc.ru/fulltext/WORKS/2022/Тезисы-докладов-2022.pdf> (дата обращения: 24.05.2022).
2. Studies on Electron Beam Transport in a Linear Induction Accelerator for Free Electron Laser Application / E. S. Sandalov, S. L. Sinitsky, D. I. Skovorodin [et al.]. – Текст : электронный // Proceedings of the 2021 IEEE International Conference on Plasma Science (ICOPS) (Lake Tahoe, NV, 12–16 September 2021). – New York : IEEE, 2021. – URL: <https://ieeexplore.ieee.org/document/9588436>. – Дата публикации: 08.11.2021.
3. Theoretical and Experimental Studies on Compression and Transport of an Intense Electron Beam in the Channel of sub-mm FEL/ E. S. Sandalov, S. L. Sinitsky, D. A. Nikiforov [et al.]. – Текст : электронный // Proceedings of the 2021 46th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz) (Chengdu, China, 29 August – 3 September 2021). – New York : IEEE, 2021. – P. 518–519. – URL: <https://ieeexplore.ieee.org/document/9567073>. – Дата публикации: 20.10.2021.
4. High Current Electron Beam Transport and Focusing at the Linear Induction Accelerator / S. L. Sinitsky, E. S. Sandalov, D. I. Skovorodin [et al.]. – Текст : электронный // Proceedings of the 2020 IEEE International Conference on Plasma Science (ICOPS) (Singapore,

6–10 December 2020). – New York : IEEE, 2020. – P. 191. – URL: <https://ieeexplore.ieee.org/document/9717608>. – Дата публикации: 25.02.2022.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 141 страницу с 41 рисунком и 9 таблицами. Список литературы содержит 109 наименований.

В первой главе изложены теоретические основы и оценки инкремента поперечной неустойчивости пучка, а также представлено описание разработанного нами программного комплекса для исследования механизма возбуждения поперечной неустойчивости сильнооточного релятивистского электронного пучка в комплексе ЛИУ. **Во второй главе** приведено описание экспериментального стенда и методики измерений электродинамических свойств ускорительных модулей комплекса ЛИУ. **Третья глава** посвящена исследованиям предлагаемых методов подавления поперечной неустойчивости, применимым к комплексу ЛИУ. **В четвертой главе** приведены результаты теоретических и экспериментальных исследований инкрементов поперечной неустойчивости в ЛИУ. **В пятой главе** представлена предлагаемая схема ЛСЭ на основе пучка ЛИУ для генерации когерентных импульсов ТГц-излучения, а также приведены оценки на требования к характеристикам пучка. **В заключении** приводятся результаты выполненного исследования и перспективы дальнейшей разработки темы.

Глава 1. Исследование механизма возбуждения поперечной неустойчивости сильноточного релятивистского электронного пучка в ЛИУ. Теоретические исследования

В данной главе рассмотрены теоретические основы механизма возбуждения поперечной неустойчивости сильноточного релятивистского электронного пучка в линейных индукционных ускорителях, а также представлены теоретические оценки инкремента поперечной неустойчивости и основные элементы программного комплекса для моделирования динамики развития поперечной неустойчивости пучка в комплексе ЛИУ.

1.1 Общая схема комплекса ЛИУ, система формирования сильноточных релятивистских электронных пучков

Общая схема комплекса ЛИУ, представленная на рисунке 1.1, включает в себя несколько основных элементов. Первым из них является инжектор, в котором установлен оксидный катод способный генерировать электронный пучок с малым эмиттансом и током до 2 кА. Далее этот пучок ускоряется в инжекторе до энергии 2 МэВ. После выхода из инжектора электронный пучок направляется в ускоряющую структуру ЛИУ, состоящую из последовательности ускорительных модулей числом от 8 до 54, максимальное ускоряющее напряжение каждого из которых достигает значения $U = 400$ кВ. Число ускорительных модулей определяет финальную энергию электронного пучка, таким образом, при числе ускорительных модулей, равном 8, его электроны ускоряются до энергии 5.2 МэВ.

Также в составе ускоряющей структуры располагается система магнитных линз с максимальной индукцией магнитного поля на оси ~ 0.27 Тл, обеспечивающих высокую эффективность прохождения пучка по всей ее длине. Такая магнитная система ЛИУ является дискретной, поскольку содержит пространственные участки между линзами, где магнитное поле существенно уменьшается по отношению к областям, где расположены магнитные линзы. В остальных мировых аналогах, построенных по подобию американских уско-

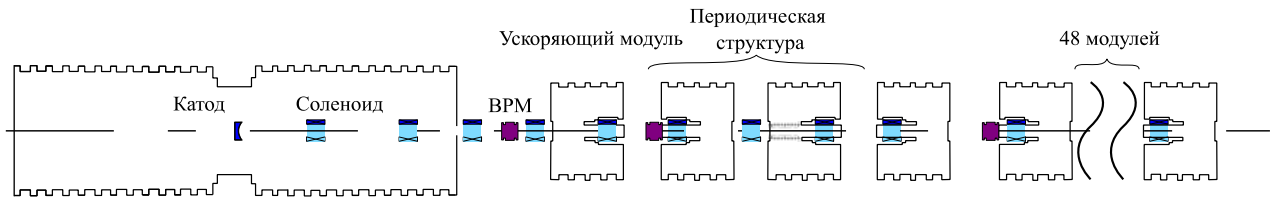


Рисунок 1.1 — Общая схема ЛИУ. Черным цветом показаны инжектор и ускорительные модули, синим — фокусирующие магнитные линзы, фиолетовым — датчики положения пучка в канале транспортировки (Beam Position Monitor – BPM)

рителей DARHT, используются длинные соленоидальные секции, создающие квазиоднородное магнитное поле вдоль всего ускорительного тракта [24; 34]. Таким образом, можно сделать утверждение о том, что дискретная структура является отличительной чертой нашего ускорительного комплекса. Из преимуществ дискретной фокусирующей структуры можно отметить, что она проще с точки зрения изготовления и настройки ускорителя, а также обеспечивает при оптимальных параметрах минимальный набор эмиттанса пучком в ускорительной структуре [76].

В рамках первой главы рассмотрим начальную конфигурацию ЛИУ с инжектором и 8 модулями в ускоряющей структуре, с помощью которой электронный пучок с током до $I_b = 2$ кА, и радиусом пучка $r_b = 2$ см, ускорялся до энергии $E_e = 5$ МэВ. В ускоряющей структуре ЛИУ на энергию 5 МэВ были использованы короткие ускорительные модули, общая схема которых представлена на рисунке 1.2. Данный модуль включает в себя корпус в виде аксиально-симметричной оболочки с проводящими стенками из нержавеющей стали с внутренним диаметром около 1 м. Ускорительные модули связаны между собой посредством соосных цилиндрических вакуумных каналов с круглым поперечным сечением, внутренний диаметр которых составляет $\varnothing = 2a = 150$ мм, а длина — около 1 м, где a — радиус канала. Вдоль оси этих каналов осуществляется транспортировка сильноточного электронного пучка с его начальным радиусом на входе в ускорительную структуру 5 см и приблизительно 2 см на ее выходе.

Внутри корпуса модуля располагаются 16 индукторов, равномерно расположенных вдоль его оси. Каждый из индукторов содержит сердечник из

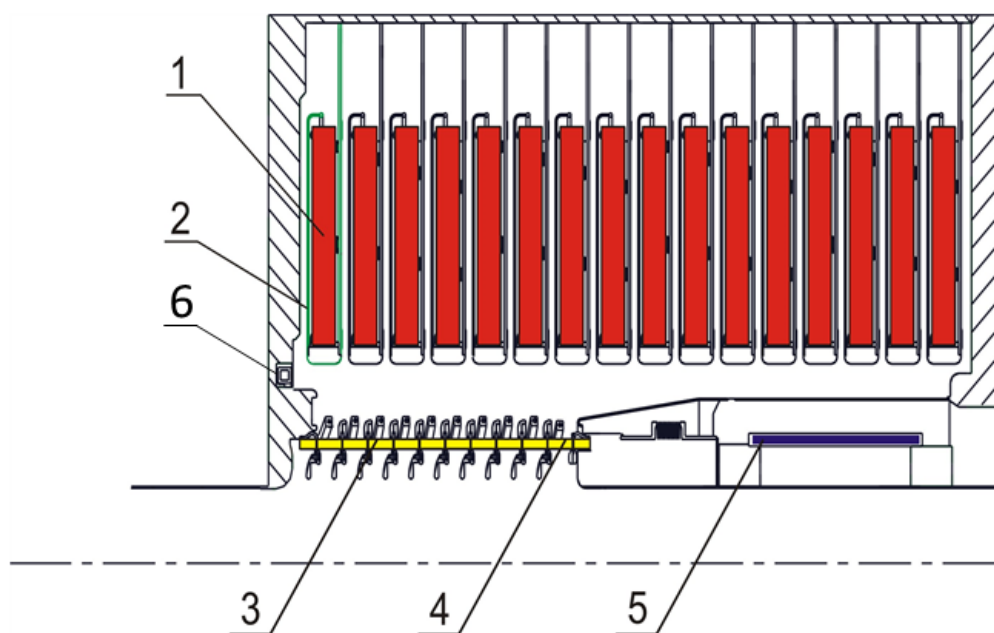


Рисунок 1.2 — Схема ускорительного модуля: 1 – сердечник индуктора, 2 – первичная обмотка, 3 – делитель напряжения, 4 – секционированная ускорительная трубка, 5 – магнитная линза, 6 – быстрый трансформатор тока

ферромагнитного материала, который представляет собой тороид прямоугольного сечения с осью, совпадающей с осью ускорительного модуля. Вокруг каждого сердечника расположена одновитковая первичная обмотка в виде полой тороидальной поверхности с разрезом, одна сторона которого соединена с внутренней поверхностью ускорительного модуля, а другая - с выходом запитывающей длинной линии. Внешний источник напряжения на входе каждой длинной линии возбуждает бегущую волну, которая при попадании в ускорительный модуль создает источник ускоряющего индукционного электрического поля в области движения электронов пучка. При этом ускоряющее напряжение можно варьировать в экспериментах до $\Delta\phi \approx 400$ кВ.

Кроме того, как видно из рисунка 1.2, область внутреннего объема модуля, в которой расположены индукторы, конструктивно отделена от области движения пучка высоковольтным секционированным изолятором или ускорительной трубкой. Этот изолятор представляет собой цилиндр, состоящий из последовательности диэлектрических керамических колец, соединенных между собой проводящими градиентными кольцами. Далее, в тексте диссертации та часть ускорительного модуля, в которой расположены индукторы, будет называться газовой, поскольку высоковольтная изоляция в ней осуществля-

ется с помощью азота, находящегося под повышенным давлением. А область, расположенная внутри ускорительной трубки и вакуумных каналов, в которой производится транспортировка пучка, будет именоваться вакуумной. Для того, чтобы обеспечить равномерное распределение индукционного электрического поля по поверхности ускорительной трубки, вдоль нее установлены высоковольтные резисторы, соединяющие соседние градиентные кольца.

Следует отметить, что практически во всех сериях экспериментов на ЛИУ, начиная с самых первых отладочных опытов, наблюдались колебания центроида пучка на выходе ускорителя с дискретными частотами в интервале $\Delta f = 0.3 - 1.1$ ГГц и добротностями $Q = 40 - 100$. Эти колебания были зарегистрированы прямым образом с помощью серии датчиков положения пучка (ВРМ), расположенных вдоль всего канала транспортировки пучка в ускорительной структуре (см. рисунок 1.1). Сигналы с такой же временной динамикой были зарегистрированы с помощью быстрых трансформаторов тока (ФСТ), предназначенных для регистрации тока пучка внутри каждого ускорительного модуля (см. (б) на рисунке 1.2). Как оказалось, эти датчики регистрировали помимо сигнала магнитного поля тока пучка, прошедшего через ускорительный модуль, также и сигнал, пропорциональный напряженности полей собственных мод в этом модуле.

На рисунке 1.3 представлены характерный сигнал с быстрого трансформатора тока и его спектр, зарегистрированные в восьмом ускорительном модуле во время первых экспериментов по транспортировке и ускорению пучка в ЛИУ. Подобные сигналы, полученные с помощью датчиков положения пучка или пикапов (ВРМ) на выходе ЛИУ, указывают на колебания центроида пучка с амплитудой в несколько миллиметров с той же частотой $f = 320$ МГц и той же добротностью 40. Сигналы с пикапов, как правило, зашумлены емкостной наводкой, но качественно повторяют динамику колебаний, регистрируемых с помощью быстрого трансформатора тока. По этой причине анализ динамики развития неустойчивости производился на основании сигналов с трансформаторов тока, которые пропорциональны полям возбуждаемых пучком мод, а амплитуда колебаний центроида пучка бралась из сигналов с пикапов.

На основе анализа данных, полученных в эксперименте, было обнаружено, что амплитуда колебаний пучка вместе с амплитудами колебаний полей мод очень быстро возрастают от модуля к модулю вдоль направления

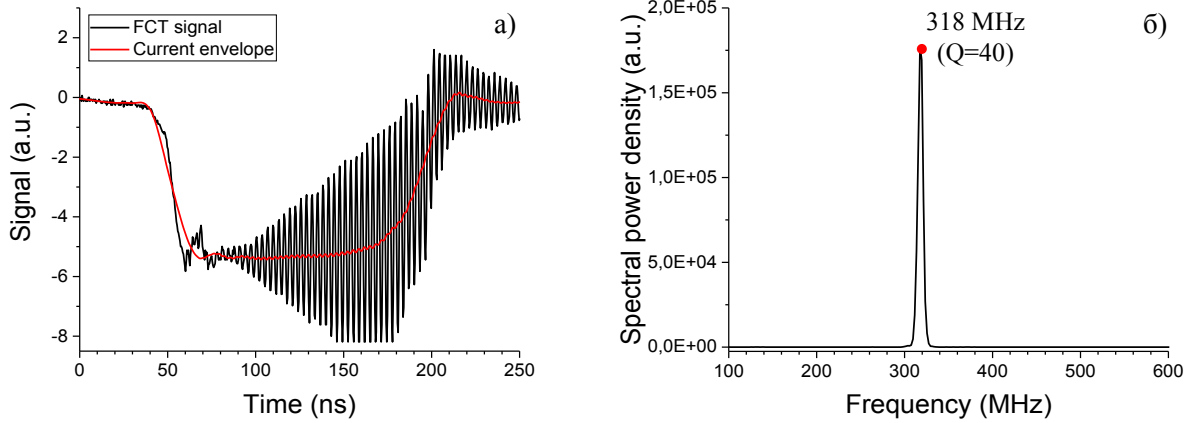


Рисунок 1.3 — (а) Осциллограмма сигнала с быстрого трансформатора тока FCT и (б) линейный график спектральной плотности энергии колебаний, где черным цветом показан зарегистрированный сигнал, а красным – его усреднение, соответствующее току пучка

распространения пучка. Примечательно, что при различных режимах работы ускорителя амплитуда колебаний пучка существенным образом определяется максимальными значениями магнитного поля на оси линз. Например, в максимальном поле линз ~ 0.08 Тл амплитуда колебаний пучка после восьми ускорительных модулей достигала значений $\sim 1 - 2$ мм, а в поле ~ 0.04 Тл пучок частично попадал на стенку вакуумного канала транспортировки с радиусом $a = 75$ мм. При этом типичная конфигурация магнитного поля ускорителя имела плавный подъем максимального поля линз от инжектора к третьему модулю с последующим почти постоянным значением вдоль оставшейся части ускорителя [62]. Эта конфигурация была выбрана для каждого режима работы ускорителя из условия минимизации колебаний огибающей пучка таким образом, чтобы амплитуда этих колебаний не превышала 10% от размера пучка, как и в общеизвестных мировых ускорителях такого типа [77]. Из анализа характера нарастания амплитуды колебаний в датчиках тока пучка от модуля к модулю вдоль направления его распространения в ЛИУ, а также из зависимости этих амплитуд от магнитного поля в фокусирующих линзах был сделан вывод о том, что подобное поведение пучка характерно для случая, когда происходит развитие поперечной неустойчивости пучка [6; 7].

В связи с этими обстоятельствами возникают два фундаментальных вопроса: каков механизм развития поперечной неустойчивости при распространении пучка в ЛИУ и каким образом можно подавить эти колебания пучка.

Как уже ранее было выяснено в [6; 7], механизм возбуждения такой неустойчивости обусловлен раскачкой пучком дипольных электромагнитных мод отдельного ускорительного модуля и последующей модуляцией полями этих колебаний поперечного движения центроида пучка. Исходя из этого, для решения задачи об устойчивой транспортировке и ускорении пучка с килоамперным током в ЛИУ необходимо проведение детального исследования свойств электродинамической системы ускорителя, а также создание расчетного комплекса для моделирования основных физических процессов, определяющих транспортировку пучка в ускорителе. При этом необходимо отметить, что характер развития поперечной неустойчивости существенным образом определяется набором индивидуальных для каждого ЛИУ особенностей. Поэтому в последующих параграфах главы внимание будет уделено детальному описанию основных теоретических представлений о характерных зависимостях инкремента нарастания колебаний центроида пучка в результате развития поперечной неустойчивости от различных физических величин, например: от магнитного поля фокусирующей системы и добротности собственных колебаний, возникающих в полостях ускорительных модулей. Также будет представлено описание основных элементов программного комплекса, необходимых для расчета динамики развития поперечной неустойчивости в ЛИУ. Проводимые в рамках диссертации исследования должны позволить решить глобальную задачу, которая была сформулирована во введении: найти условия, при которых будет осуществляться устойчивая транспортировка пучка в ускорительной структуре комплекса ЛИУ с амплитудой колебаний его центроида на выходе ускорителя $a \leq 2$ мм.

1.2 Теоретические оценки инкремента поперечной неустойчивости пучка в ЛИУ

В поисках ответа на поставленные вопросы о механизме возбуждения поперечной неустойчивости пучка в ЛИУ, был проведен анализ предыдущих исследований в этой области [6; 7; 20; 69; 71]. Согласно этим работам принято считать, что механизм возбуждения данной неустойчивости обусловлен взаи-

модействием пучка с собственными дипольными колебаниями, которые возникают в полостях ускорительных модулей (см. параграф 1.1). В результате этого пучок колеблется относительно оси как целое. Кроме того, среди основных положений теории ВВU-неустойчивости следует отметить, что эта неустойчивость имеет конвективный характер, то есть в каждом отдельном модуле она может даже спадать во времени, но в каждом последующем модуле вследствие модуляции пучка, колебания нарастают по амплитуде по отношению к предыдущему модулю.

Также в ходе анализа было обнаружено, что в связи со сложностью аналитического описания механизма возбуждения колебаний пучка на частотах дипольных мод ускорительных модулей в условиях конкретной конструкции линейного индукционного ускорителя, в настоящее время не существует общей теории поперечной неустойчивости. Тем не менее, для ускорительной структуры рассматриваемого ЛИУ, в котором фокусировка пучка осуществляется с помощью системы дискретных коротких магнитных линз, наиболее приемлемые результаты дает рассмотрение данной задачи в рамках теоретической модели Нила-Холла-Купера [7]. Использование этого модельного рассмотрения требует выполнения ряда условий, среди которых ключевыми являются возбуждение пучком единственной, одинаковой для всех ускорительных модулей, дипольной моды, а также тождественность преобразований координат и импульсов частиц пучка фокусирующими линзами на всех промежутках между соседними ускоряющими зазорами. При соблюдении отмеченных ключевых требований, данная теоретическая модель предсказывает рост амплитуды колебаний центра пучка во времени в N -м ускорительном модуле ЛИУ в соответствии со следующим выражением (в единицах СГС):

$$\xi_N(t) \approx \xi_0 \cdot \frac{\exp(\sqrt{\delta\omega t} - \alpha t)}{2\sqrt{2\pi} \sqrt[4]{\delta\omega t}}, \quad (1.1)$$

где ξ_0 —это начальная амплитуда колебаний в первом модуле ЛИУ, $\delta = \frac{2Nk\rho I_b}{I_A}$ — безразмерный параметр, $\gamma = \frac{\omega}{2Q}$ — декремент затухания и ω — реальная часть частоты дипольной моды, Q — ее добротность, N — номер ускорительного модуля, k — коэффициент связи моды с пучком, пропорциональный поперечному импедансу Z_{\perp} ускоряющего промежутка ($k = \frac{Z_{\perp}}{Qc}$), $\rho = \frac{pc}{eB}$ — ларморовский радиус электрона в среднем магнитном поле B меж-

ду ускорительными модулями, p — полный импульс электрона, I_b — ток пучка, $I_A = \gamma_e \beta \frac{mc^3}{e}$ — ток Альфвена.

Однако в реальных условиях экспериментов на ЛИУ, как правило, наблюдается одновременное возбуждение в модулях нескольких дипольных мод с различными частотами. И кроме того, требование настройки магнитной системы ЛИУ для минимизации колебаний огибающей пучка оказывается несовместимо с условием тождественности преобразований координат и импульсов частиц на всех промежутках между соседними ускоряющими зазорами. Таким образом, структура ускорителя и требования по достижению оптимальных условий генерации и ускорения пучка не позволяют удовлетворить требованиям применимости теоретической модели Нила-Холла-Купера. В связи с этими обстоятельствами, для разработки сильноточных ЛИУ создаются компьютерные коды, предназначенные для численного моделирования транспортировки пучка в ускорительной структуре, позволяющие включать в описание процесса и развитие поперечной неустойчивости. Примеры подобных зарубежных кодов приведены в работах [49; 69; 71; 78]. В то же время нельзя не отметить, что даже при некотором нарушении требований в условиях применимости модели Нила-Холла-Купера, полученное в ее рамках решение правильно описывает характерные особенности развития поперечной неустойчивости пучка во времени на качественном уровне.

Следуя этой теоретической модели, можно предположить, что при неограниченной длительности импульса пучка в каждом отдельном ускорительном модуле существует два следующих друг за другом по времени режима развития поперечной неустойчивости. На начальном отрезке времени, когда реализуется первый режим развития неустойчивости, показатель экспоненты (см. (1.1)) растет приблизительно корневым образом от времени до момента достижения его максимума. После этого момента времени наступает второй режим, в котором этот показатель уменьшается, и вдали от момента времени прохождения через максимум его снижение носит линейный характер. Такое поведение показателя в экспоненте свидетельствует об экспоненциальном затухании колебаний пучка по времени в каждом отдельном модуле. Однако при переходе от модуля к модулю в один и тот же момент времени амплитуда колебаний имеет всегда нарастающий характер. Продолжительность первого режима развития колебаний в отдельном модуле $-t_{max}$ дается выражением

$t_{max} = \frac{2Nk\rho I_b}{\omega I_A} \cdot Q^2$, где обозначение величин совпадает с обозначениями для выражения (1.1). При этом, в конце указанного отрезка времени достигается максимальное значение показателя экспоненты в (1.1), равное $\frac{Nk\rho I_b Q}{I_A}$, которое при делении на номер модуля определяет максимальный инкремент неустойчивости:

$$\Gamma_m = \frac{k\rho I_b Q}{I_A}. \quad (1.2)$$

Как видно из (1.2), максимум инкремента падает с уменьшением добротности дипольной моды Q , возбуждаемой в ускорительном модуле.

Таким образом, при длительности пучка $\tau < t_{max}$ для данного ускорительного модуля, будет происходить непрерывный рост амплитуды колебаний в течение всего импульса тока, а при $\tau > t_{max}$ — будут наблюдаться вначале рост, а затем экспоненциальный спад. Поскольку современные ЛИУ генерируют сильноточные пучки при длительностях импульса порядка десятков-сотен нс в условиях, когда добротности наиболее неустойчивых дипольных мод существенно снижены применением поглотителей, то длительность пучка существенно превышает t_{max} для большинства модулей ЛИУ. Этот факт позволяет для оценки характерной величины коэффициента усиления амплитуды поперечных колебаний пучка при переходе от одного модуля к другому использовать максимальное значение инкремента этой неустойчивости, который дается следующим выражением:

$$K = \exp \frac{k\rho I_b Q}{I_a}. \quad (1.3)$$

Рассмотрим также вопрос, какими факторами определяется величина k — коэффициента связи моды с пучком для нашего ускорителя. В работе [7] она вычислена для случая, когда ускорительный промежуток близок по геометрии к цилиндрическому волноводному резонатору, в котором возбуждается мода $TM_{1,1,0}$. Но в нашем случае растянутого по длине ускорительного промежутка, в котором большинство дипольных мод связано с керамикой ускорительной трубки, структура полей дипольных мод гораздо сложнее, чем в случае цилиндрического волноводного резонатора. Поэтому, исходя из вывода коэффициента k в указанной статье и физического смысла, очевидно, что в нашем случае он определяется произведением двух основных параметров. Первый — это вынуждающая сила в уравнении гармонического осциллятора, описывающего временную динамику m -го коэффициента разложения вектор-

ного потенциала пучка $-\chi_m(t)$ в ускорительном модуле по его ортогональным собственным функциям $\vec{A}_m(\vec{r})$:

$$\ddot{\chi}_m(t) + 2\gamma_m\dot{\chi}_m(t) + |\omega_m|^2 \chi_m(t) = \frac{4\pi c \int (\vec{j}(\vec{r}, t), \vec{A}_m(\vec{r})) dV}{\int \varepsilon(\vec{r})(\vec{A}_m(\vec{r}), \vec{A}_m(\vec{r})) dV}, \quad (1.4)$$

где $\vec{j}(\vec{r}, t)$ — плотность тока пучка, $\vec{A}_m(\vec{r})$ — векторный потенциал m -ой моды, $\varepsilon(\vec{r})$ — диэлектрическая проницаемость среды, заполняющей внутреннюю полость ускорительного модуля, γ_m — декремент затухания этой моды. Эта сила в случае дипольной моды с поперечным пространственным масштабом изменения полей, существенно превышающим радиус пучка, может быть оценена как:

$$-\frac{4\pi i\omega_m I_b(\vec{\xi}(t), \int \nabla_{\perp} E_{m_z} dz)}{\int \varepsilon(\vec{r})(\vec{E}_m(\vec{r}), \vec{E}_m(\vec{r})) dV}, \quad (1.5)$$

где $\vec{\xi}(t)$ —это поперечное смещение центра пучка в области локализации исследуемой моды. Второй параметр определяется интегралом поперечной силы, действующей на заряд q при прохождении им ускорительного модуля со стороны полей моды $\Delta\vec{p}_{\perp} = \int q(\vec{E}_{\perp}(\vec{r}, t) + \frac{[\vec{V} \times \vec{B}(\vec{r}, t)]}{c}) dt$, где $\vec{E}(\vec{r}, t)$ и $\vec{B}(\vec{r}, t)$ — электрическое и магнитное поля дипольной моды вблизи оси ускорительного модуля. Была проведена оценка вкладов первого и второго слагаемых в этот интеграл для дипольных мод, характерных для ускорительных модулей нашего ЛИУ. В результате выяснилось, что для релятивистской частицы вклад электрического поля в интеграл не превышает 10% от магнитного для всех мод указанного типа в исследуемом диапазоне частот (0.3 – 1.1 ГГц). Вследствие этого, оценка второго параметра имеет вид:

$$\Delta\vec{p}_{\perp} = \frac{q}{c}\chi_m(t) \int [\vec{e}_z \times \vec{B}_m(\vec{r})] dz, \quad (1.6)$$

где интеграл рассчитывается на оси ускорительного модуля.

Таким образом, вынуждающая сила в уравнении динамики поперечного импульса частиц пучка, прошедших ускорительный модуль в различные моменты времени t , выглядит следующим образом:

$$-\frac{4\pi i\omega_m q I_b(\vec{\xi}(t), \int \nabla_{\perp} E_{m_z} dz)}{c \int \varepsilon(\vec{r})(\vec{E}_m(\vec{r}), \vec{E}_m(\vec{r})) dV} \cdot \int [\vec{e}_z \times \vec{B}_m(\vec{r})] dz. \quad (1.7)$$

При этом для собственных дипольных мод вследствие ограниченности в пространстве ускорительного модуля можно легко доказать следующее равенство:

$$\int \nabla_{\perp} E_{m_z} dz = -\frac{i\omega_m}{c} \int [\vec{e}_z \times \vec{B}_m(\vec{r})] dz, \quad (1.8)$$

где интегралы рассчитываются на оси ускорительного модуля.

При возбуждении одной дипольной моды с частотой ω_m , как и в работе [7], будет возбуждаться только мода, у которой направление вектора $\int \nabla_{\perp} E_{m_z} dz$ совпадает с направлением вектора смещения центра пучка на входе в ускорительный модуль. Тогда изменение импульса частицы тоже будет направлено вдоль этого вектора. Мода с ортогональной поляризацией не будет возбуждаться из-за равенства нулю возбуждающей силы. В конечном итоге, подставляя уравнение (1.8) в (1.7), получаем такое же уравнение для $\Delta\vec{p}$ как и в работе [7], только в качестве коэффициента связи теперь фигурирует следующее выражение:

$$k = \text{Re} \left[\frac{4\pi \left(\int [\vec{e}_z \times \vec{B}_m(\vec{r})] dz \right)^2}{\int \varepsilon(\vec{r}) (\vec{E}_m(\vec{r}), \vec{E}_m(\vec{r})) dV} \right], \quad (1.9)$$

которое позволяет рассчитывать коэффициент связи для мод с комплексными полями, что крайне важно при описании динамики мод с большими декрементами затухания.

В таком виде коэффициент связи k не зависит от величины амплитуды электрических и магнитных полей моды, а только от пространственной структуры этих полей. Также очевидным способом уменьшения величины k должно быть сокращение длины промежутка, на котором вектор магнитного поля моды \vec{B}_{\perp} отличен от нуля, либо имеют место его частые осцилляции на длине области ускорения в модуле. Следует отметить, что выражения (1.5) и (1.6) получены в приближении, когда время пролета частицы пучка в области локализации полей мод много меньше периода их колебаний. Для случая нашего ускорительного модуля ЛИУ это условие нарушалось, поскольку это время пролета электрона было близко к половине периода колебаний наиболее неустойчивых дипольных мод с частотами в диапазоне 600 – 800 МГц (будет подробно показано в подпараграфе 1.3.1). Поскольку магнитное поле $\vec{B}_{m_{\perp}}(\vec{r})$ этих мод имеет несколько осцилляций вдоль оси модуля и за время

пролета электрона эти поля успевают поменять знак на противоположный, то в качестве критерия отбора мод с наибольшими коэффициентами связи было использовано выражение для k следующего вида:

$$k = \frac{4\pi(\int |\vec{B}_{m\perp}| dz)^2}{\int |\varepsilon(\vec{r})(\vec{E}_m(\vec{r}), \vec{E}_m(\vec{r}))| dV}. \quad (1.10)$$

Также необходимо отметить, что в результате обобщения теории поперечной неустойчивости Нила-Купера-Холла на реальные ЛИУ [26;48;49;69;70], в большинстве зарубежных работ используется следующее выражение для зависимости амплитуды колебаний центроида пучка от номера ускорительного модуля (в СИ):

$$\xi_N = \xi_0 \cdot \left[\frac{\gamma_0}{\gamma_N} \right]^{1/2} \cdot \exp \left(\frac{I[kA]N Z_{\perp} \left[\frac{\Omega}{m} \right]}{3 \cdot 10^4 \langle B[kG] \rangle} \right), \quad (1.11)$$

$$Z_{\perp} = Q \cdot k \cdot c, k = \frac{(\int B_{\perp} dz)^2}{2U},$$

где ξ_N — амплитуда колебаний центроида пучка в N -ом ускорительном модуле, I — ток пучка, $\langle B \rangle$ —среднее магнитное поле фокусирующей системы и Z_{\perp} —поперечный импеданс ускоряющего промежутка для конкретной дипольной моды, в который входит коэффициент связи моды с пучком и ее добротность. В формуле (1.11) Q —добротность колебаний, B_{\perp} — поперечная компонента магнитного поля дипольной моды, U —энергия моды, k — коэффициент связи, интеграл в выражении (1.11) вычисляется вдоль оси ускорительного модуля.

Основываясь на формулах (1.2) и (1.11), а также основных положениях теории поперечной неустойчивости, можно выдвинуть предположение о возможных методах подавления колебаний, при неизменных параметрах пучка и общего числа ускорительных модулей:

1. Уменьшение коэффициента связи колебаний с пучком за счет уменьшения длины ускоряющего промежутка, т.е. введения электродов, частично экранирующих в области движения пучка поля дипольных мод, концентрирующихся вблизи ускорительной трубки.

2. Уменьшение добротности колебаний в ускорительном модуле за счет применения специально разработанных поглотителей.
3. Увеличение среднего магнитного поля фокусирующей системы ЛИУ.
4. Осуществление «разводки» коротких ускорительных модулей по частотам наиболее «опасных» дипольных мод путем модификации геометрии модулей. Необходимо отметить, что в наших условиях, когда количество «опасных» мод с большим коэффициентом связи достигает большого числа (несколько десятков) при их низкой добротности и, следовательно, заметном перекрытии полос в спектре частот, такой метод при отсутствии возможности существенным образом изменять геометрию ускорительного модуля трудно выполним.
5. Специальный подбор системы линз для фокусировки пучка в ускорительных модулях на ось системы в области ускоряющих промежутков для уменьшения связи колебаний с пучком.

Необходимо отметить, что реализация 5-го метода противоречит условию минимальности колебаний огибающей пучка на протяжении всей его траектории в ускорительной структуре, поскольку в месте пересечения пучком оси мы получим ее 100% модуляцию и соответственно огромный рост величины нормализованного эмиттанса.

В соответствии с предложенными методами подавления поперечной неустойчивости в главе 3 диссертации будут представлены основные результаты по их реализации, которые позволили в конечном итоге достигнуть устойчивой транспортировки электронного пучка в ЛИУ при амплитуде его колебаний на выходе из ускорителя, не превышающей 2 мм.

1.3 Программный комплекс для моделирования поперечной неустойчивости сильноточного электронного пучка в ЛИУ

В отсутствие возможности теоретического описания на основе аналитики динамики поперечной неустойчивости пучка в ЛИУ с приемлемой точностью было решено сосредоточиться на разработке программного кода для решения задачи о транспортировке и ускорении сильноточного релятивистского элек-

тронного пучка в структуре ЛИУ в условиях максимального учета ее конкретных особенностей. Процесс решения задачи был разбит на несколько этапов. На первом из них проводились расчеты характеристик всех дипольных мод ускоряющего модуля ЛИУ, из которых отбирали моды с наибольшими добротностями и коэффициентами связи их с пучком (см. параграф 1.2). На втором этапе осуществлялся расчет ускоряющих электрических полей в модулях ЛИУ, после чего производился выбор магнитной конфигурации фокусирующей системы ЛИУ, обеспечивающий минимальную амплитуду осцилляций огибающей пучка на всем пути его следования внутри ускорителя. Для этого решалась самосогласованная задача о транспортировке сильноточного РЭП в стационарных ускоряющих электрических и фокусирующих магнитных полях с учетом действия собственных электрических и магнитных полей пучка. Более детально методика расчета и подбора магнитных полей, а также сравнение результатов расчетов транспортировки релятивистского электронного пучка с экспериментальными данными описаны в [62]. На третьем этапе осуществлялся расчет транспортировки и ускорения пучка в ЛИУ с учетом его взаимодействия с полями наиболее неустойчивых дипольных мод, отобранных на первом этапе.

1.3.1 Расчеты характеристик дипольных мод электродинамической системы ускорительного модуля ЛИУ

При проведении первых экспериментов по транспортировке и ускорению пучка в ЛИУ с энергией 5 МэВ, собранного из восьми ускорительных модулей с начальной геометрией (см. рисунок 1.2), было обнаружено, что при максимальном магнитном поле фокусирующих линз 0.04 Тл (в центре линз на оси) амплитуда колебаний пучка была сопоставима с размером вакуумного канала транспортировки ($\varnothing = 150$ мм), что приводило к частичной или полной потере пучка. По этой причине для достижения устойчивой транспортировки пучка согласно первому методу подавления колебаний (см. параграф 1.2) было предложено экранировать область движения пучка от области концентрации полей большинства дипольных мод вблизи ускорительной трубки. Поэтому в данном

подпараграфе и далее будет приведено описание расчетной модели уже для модифицированной геометрии ускорительного модуля, которая, как показали дальнейшие эксперименты, обеспечила устойчивую транспортировку пучка в восьми-модульной ускоряющей структуре. Суть модификации состояла в следующем: для уменьшения коэффициента k , характеризующего связь этих колебаний с пучком, была предложена конфигурация ускорительной трубки, в которой градиентные кольца трубки отделялись от области транспортировки пучка экранирующими электродами из нержавеющей стали. В целях достижения необходимой электрической прочности ускоряющей системы было решено использовать три таких электрода, образующие не один, а два ускоряющих промежутка. Геометрия рассматриваемой в данном подпараграфе модели с экранирующими электродами представлена на рисунке 1.4.

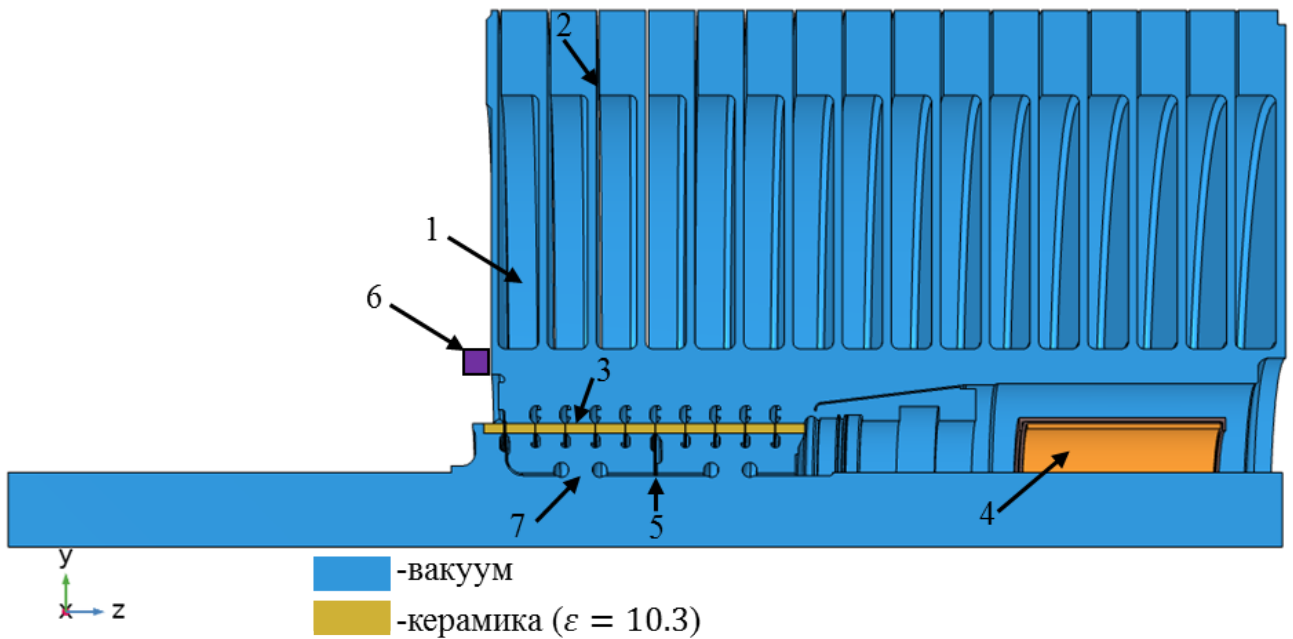


Рисунок 1.4 — Геометрия ускорительного модуля ЛИУ с экранирующими электродами: 1 – индуктор, 2 – первичная обмотка, 3 – ускорительная трубка с делителем напряжения, 4 – магнитная линза, 5 – экранирующие электроды, 6 – быстрый трансформатор тока, 7 – ускоряющий зазор

Поскольку внутренняя полость ускорительного модуля, окруженная проводящими стенками, соединяется с окружающим пространством только посредством длинных вакуумных каналов, являющихся односвязными волноводами круглого сечения с частотой отсечки $\nu = \frac{c}{3.41a} \sim 1.16$ ГГц, то эта полость для электромагнитных колебаний в диапазоне частот до

1.16 ГГц фактически является изолированной от внешнего пространства. Так как поля мод в указанном диапазоне частот быстро спадают вдоль оси вакуумных каналов по мере удаления от области внутри ускорительной трубки, то граничные условия на торцах вакуумных каналов, соединяющих этот ускорительный модуль с такими же соседними, практически не влияют на спектр мод. Таким образом, анализ спектра собственных мод ускорительного модуля проводился для замкнутой проводящей аксиально-симметричной оболочки, внутри которой расположены первичные обмотки (2) и ускорительная трубка (3).

Расчетная модель электродинамической системы ускорительного модуля (см. рисунок 1.4) представляет собой вакуумную полость с проводящими стенками с размерами, соответствующими внутренним размерам оболочки модуля. Внутри этой полости расположены идеально проводящие тела с геометрией и размерами первичных обмоток индукторов (1), а ускорительная трубка (3) представлена в виде набора идеально проводящих градиентных колец, отделенных друг от друга диэлектрическими кольцами. Каждое такое кольцо имело диэлектрическую проницаемость реальных изоляционных колец ($\varepsilon = 10.3$) и конечную проводимость, определяемую сопротивлением резисторов высоковольтного делителя напряжения, подключенного к соседним градиентным кольцам.

Также стоит отметить, что для упрощения процесса моделирования и уменьшения требований к вычислительным ресурсам при решении задачи пренебрегли: 1) эффектом затухания колебаний в местах подвода тока к первичным обмоткам, 2) несущественным отличием реальной геометрии модуля от аксиально-симметричной конфигурации, которое в основном связано с конструкцией резистивного делителя ускорительной трубки и подводами тока к первичным обмоткам индукторов. Реальный делитель представляет собой три цепочки из твердотельных сопротивлений, расположенные под углами 120° , с суммарным сопротивлением $R = 100\Omega$ на каждый зазор между двумя соседними градиентными кольцами. Аналогичным образом подводы тока к первичным обмоткам также нарушают аксиальную симметрию, они расположены четырьмя рядами под углами 90° . Применение резисторов с сопротивлением ~ 100 Ом позволяет уменьшить добротность низкочастотных колебаний

в области (0.15 – 0.3 ГГц) за счет затухания индуцированных токов на этом сопротивлении.

В пренебрежении указанными выше отличиями электродинамическая система ускорительного модуля близка по свойствам к аксиально-симметричному резонатору, в котором электрические и магнитные поля гармонически зависят от времени и описываются уравнениями Максвелла в отсутствие свободных зарядов и токов. Эти уравнения в совокупности с граничными условиями на стенках резонатора сводятся к задаче Штурма – Лиувилля на собственные значения и собственные функции колебаний (в системе СИ):

$$\nabla \times \mu_r^{-1} (\nabla \times \vec{E}) - k_0^2 \left(\varepsilon_r - \frac{i\sigma}{\omega\varepsilon_0} \right) \vec{E} = 0, \quad (1.12)$$

$$(\nabla \cdot \varepsilon_r \vec{E}) = 0, \quad (1.13)$$

$$\vec{B} = \frac{i}{\omega} (\nabla \times \vec{E}). \quad (1.14)$$

Здесь \vec{E} и \vec{B} – это электрическое и магнитное поля, $k_0 = \omega/c$ – волновое число в вакууме, σ – проводимость тел внутри модуля, ω – частота колебаний.

Задача о нахождении собственных мод такого резонатора решалась с помощью пакета программ, основанного на методе конечных элементов. В качестве граничных условий на всех проводящих поверхностях использовалось условие равенства нулю тангенциальной компоненты электрического поля $E_\tau = 0$ (либо импедансное граничное условие для материалов с высокой, но конечной проводимостью), а на границах раздела сред с различными диэлектрическими проницаемостями – непрерывность тангенциальной компоненты электрического поля $E_{\tau_1} = E_{\tau_2}$ и нормальной компоненты вектора электрической индукции $D_{n_1} = D_{n_2}$.

Для того, чтобы отобрать из всех возможных решений только дипольный тип мод с определенной заданной поляризацией было проведено моделирование для 1/4 геометрии резонатора, которая вырезалась с помощью двугранного угла с раствором 90° из целой геометрии ускорительного модуля. Помимо этого, из условий симметрии дипольных мод на одной из граней этого угла было задано граничное условие $E_\tau = 0$, а на другой – $B_\tau = 0$. Далее для определения пространственной структуры полей колебаний во всем объе-

ме резонатора, решение достраивалось в оставшихся $3/4$ геометрии задачи из известных угловых зависимостей различных компонент полей. Для получения полей дипольной моды с той же частотой, но имеющей ортогональную поляризацию по отношению к найденной в моделировании, производился поворот системы координат вокруг оси Z на 90° .

При добавлении в свойства материалов расчетной модели конечной величины проводимости как в стенках полости (импедансные граничные условия), так и в объеме резонатора (путем введения слабопроводящих аксиально-симметричных тел), используемая программа также позволяла рассчитывать собственные частоты мод и пространственные структуры их полей. Согласно результатам моделирования, необходимо отметить следующее общее свойство решений для высокодобротных мод: учет потерь энергии колебаний в моделировании при сохранении их уровня добротности, заметно превышающем 30, не приводит к существенным изменениям как действительной части частоты моды, так и ее структуры полей.

Общее число всех дипольных мод в диапазоне $0.3 - 1.16$ ГГц, полученных при моделировании для исследуемой модели, достаточно велико (≈ 200), что существенным образом усложняет отбор этих мод по эффективности их взаимодействия с электронным пучком. Такое большое количество мод обусловлено тем, что в данной расчетной модели добавление градиентных колец ускорительной трубки, представляющих собой девять проводящих тороидальных тел, связанных электрически через большие сопротивления с внутренней оболочкой ускорительного модуля (см. рисунок 1.4) приводит к расщеплению отдельных дипольных мод на десять мод с близкими частотами. При этом каждая дипольная мода вследствие поляризации двукратно вырождена по частоте, поэтому полное количество таких расщепленных мод в расчете на одну моду в геометрии без градиентных колец составляет двадцать. Отбор дипольных мод был осуществлен на основе коэффициента связи пучка с дипольной модой и ее добротности. Согласно теории возбуждения резонатора, электронный пучок наиболее эффективно взаимодействует с модами, имеющими максимальные значения этих параметров [31].

В таблице 1.1, в качестве примера, приведены основные параметры дипольных мод с наибольшими значениями коэффициентов связи в диапазоне $300 - 1100$ МГц. Следует отметить, что при выборе наиболее «опасных» мод по

отношению к развитию поперечной неустойчивости использовалось модифицированное выражение для коэффициента связи, в котором вместо значения поля B_{\perp} в (1.11) был использован его модуль (см. (1.11)). Это связано с тем, что за время прохождения частицами пучка областей локализации мод с характерными частотами 500 – 800 МГц, магнитные поля мод меняют свой знак во времени на противоположный (см. пространственный характер В-полей для мод с частотами 746 и 824 МГц на рисунке 1.5).

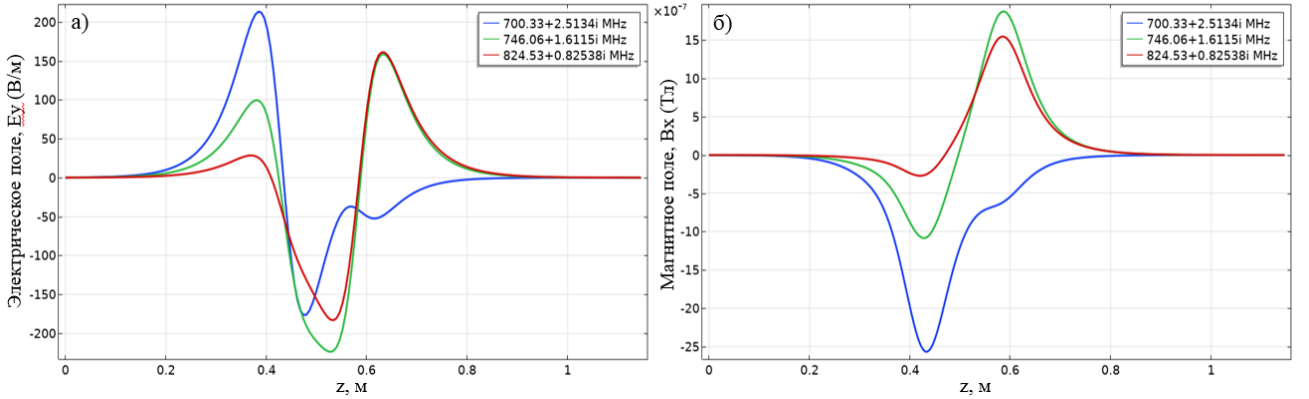


Рисунок 1.5 — (а) Распределение электрического и (б) магнитного полей дипольных мод ускорительного модуля на его оси

Также следует отметить, что в данной модели вычисленные добротности оказались выше тех, что были зафиксированы экспериментально, о чем будет рассказано в главе 2, так как в модели не учтены все поглощающие элементы реального ускорительного модуля, например: диэлектрические вставки в зазорах между ферромагнитными сердечниками и первичными обмотками, конечные волновые сопротивления питающих длинных линий.

В качестве примера на рисунке 1.5 приведены зависимости ненулевых компонент электрического (E_y) и магнитного (B_x) полей на оси ускорительного модуля для трех наиболее высокодобротных дипольных мод с $Q \approx 80 - 100$ и частотами $f = 700.33, 746.06, 824.53$ МГц, близкими к частотам колебаний пучка, зарегистрированным в экспериментах на ЛИУ. Поля мод с той же частотой, но с ортогональной поляризацией могут быть легко получены поворотом системы координат на угол 90° вокруг оси Z (оси ускорительного модуля).

В ходе проведения электродинамических расчетов описанной модели ускорительного модуля были выявлены следующие закономерности:

Таблица 1.1 — Параметры наиболее «опасных» дипольных мод ускорительного модуля с экранирующими электродами

Частота моды, f (МГц)	Добротность моды, Q	$k, \text{м}^{-1}$
317.31	81	$6.39 \cdot 10^{-8}$
331.91	13	$1.60 \cdot 10^{-8}$
336.16	15	$3.22 \cdot 10^{-8}$
376.43	19	$7.40 \cdot 10^{-7}$
461.33	63	$2.88 \cdot 10^{-7}$
546.13	76	$5.52 \cdot 10^{-7}$
564.5	40	$1.10 \cdot 10^{-6}$
583.46	193	$1.33 \cdot 10^{-7}$
596.46	290	$5.62 \cdot 10^{-8}$
642.31	244	$1.15 \cdot 10^{-7}$
668.11	251	$2.23 \cdot 10^{-7}$
682.08	208	$4.35 \cdot 10^{-7}$
700.33	139	$5.97 \cdot 10^{-7}$
746.06	231	$4.79 \cdot 10^{-7}$
824.53	500	$2.45 \cdot 10^{-7}$
907.73	708	$1.32 \cdot 10^{-7}$
950.23	120	$7.54 \cdot 10^{-7}$
981.98	73	$2.08 \cdot 10^{-6}$
1013.5	284	$6.49 \cdot 10^{-8}$

1. Добавление в конструкцию ускорительной трубки проводящих градиентных колец приводит к расщеплению отдельных дипольных мод и, следовательно, к увеличению их общего числа.
2. Добавление в модель проводящих элементов, имитирующих действие резистивного делителя, например, в виде проводящих колец, слабо влияет на структуру полей и частоты колебаний и незначительно изменяет добротность некоторых колебаний.
3. Размещение в газовой части модуля равномерно вдоль оси шестнадцати равноотстоящих проводящих тел с размерами первичных обмоток индукторов приводит к локализации электромагнитных полей значительной части дипольных мод в узких зазорах между этими обмотками.

Для удобства анализа пространственных структур полей различных дипольных мод ускорительного модуля была проведена классификация мод на

две группы: «газовые» и «вакуумные». К первым относятся дипольные моды, у которых электромагнитные поля в основном локализованы в области расположения первичных обмоток над ускорительной трубкой, т.е. в «газовой» части модуля (см. рисунок 1.6). А ко второй группе — моды с концентрацией

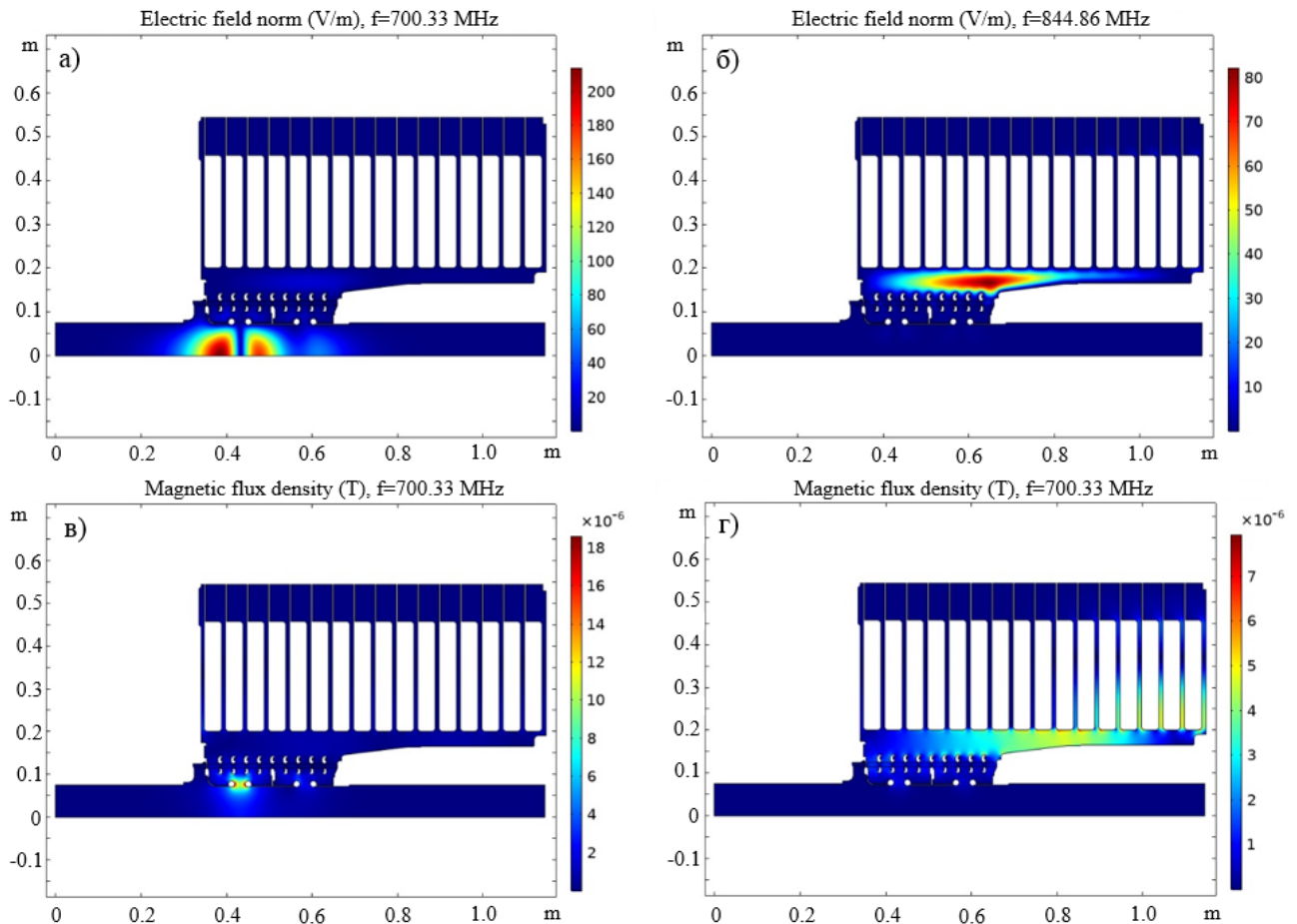


Рисунок 1.6 — Типы дипольных мод в плоскости ZX для модели ускорительного модуля: (а) распределения электрического и (в) магнитного полей «вакуумной» моды с частотой $f = 700.33$ МГц и (б) электрическое и (г) магнитное поля «газовой» моды с $f = 844.86$ МГц

полей преимущественно в «вакуумной» части модуля, т.е. внутри трубки и в областях примыкания к ней вакуумных каналов. Распределения модулей амплитуды электрического и магнитного полей для двух мод из различных групп представлены на рисунке 1.6 в поперечном сечении ускорительного модуля в плоскости ZX . Очевидно, что «вакуумные» моды, максимум электромагнитных полей которых лежит в области транспортировки пучка, являются наиболее сильно связанными с пучком в отличие от «газовых». На рисунке 1.7 приведены полученные в расчетах спектры дипольных мод ускорительного

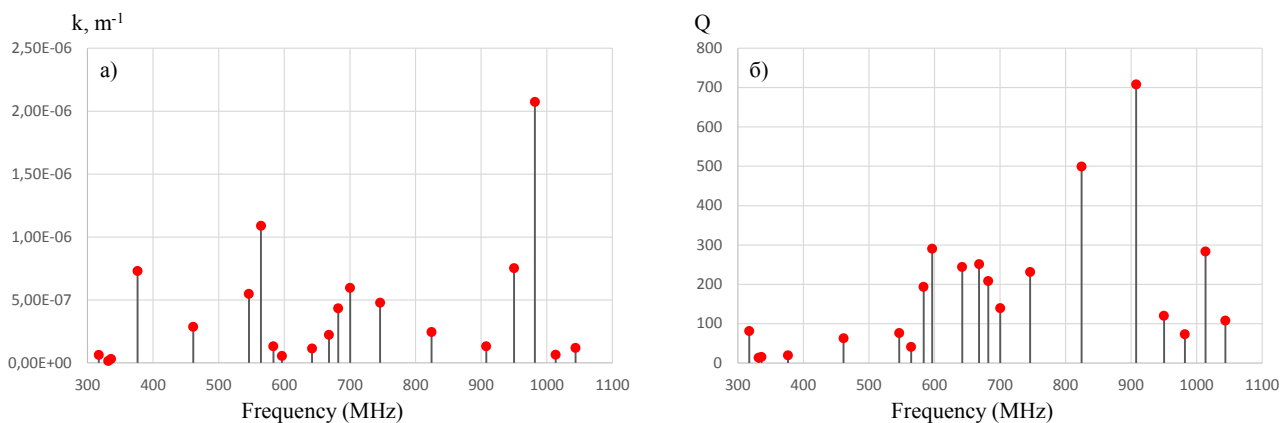


Рисунок 1.7 — (а) Коэффициенты связи дипольных мод ускорительного модуля и (б) их добротности

модуля и соответствующие этим колебаниям коэффициенты связи и добротности.

1.3.2 Расчеты ускоряющих электрических полей в модуле ЛИУ

Вторым важным этапом в моделировании развития поперечной неустойчивости пучка стал расчет распределения ускоряющего электрического поля индукторов в приосевой области ЛИУ. Исходя из анализа геометрии рассматриваемой области с позиции электродинамики, можно утверждать, что ускоряющее поле должно быть локализовано вблизи ускоряющих зазоров каждого из модулей на расстоянии не более нескольких радиусов транспортного канала вдоль оси ускорителя. Поскольку характерная длина волны этого поля $\sim c \cdot \tau_0$ (τ_0 — длительность импульсов тока в индукторах ЛИУ) во много раз превышает характерный размер ускорительного модуля, то эта задача решалась в квазистационарном приближении. Для ее решения была построена двумерная аксиально-симметричная модель, в которой электрическое и магнитное поля изменялись во времени гармоническим образом с периодом, равным $2\tau_0$. Геометрия модели приведена на рисунке 1.8(а). Она представляет собой аксиально-симметричную замкнутую проводящую оболочку, внутри которой равномерно вдоль оси расположены 16 тороидальных индукторов с периодическим по времени изменением потока внутри них. Приосевая область,

в которой распространяется пучок, отделена от места расположения индукторов секционированной ускорительной трубкой и экранирующими электродами. Каждая секция ускорительной трубки зашунтирована активным сопротивлением делителя напряжения 100 Ом. В качестве источника возбуждения полей задавадается периодическая во времени остаточная намагниченность сердечников индукторов \vec{B}_{rem} , зависящая от радиуса внутри сердечника таким образом, чтобы молекулярные токи на поверхности сердечника совпадали с токами первичных обмоток индукторов. Поскольку в программном комплексе были использованы стандартные модули на основе метода конечных элементов, использующие систему единиц СИ, то в дальнейшем все уравнения будут приведены в этих единицах. Система уравнений Максвелла для периодически изменяющихся полей имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{B} &= 0, \\ \operatorname{rot} \vec{E} &= -i \cdot \omega \cdot \vec{B}, \\ \vec{E} &= (\sigma + i\omega\varepsilon_0\varepsilon_r)^{-1} \operatorname{rot} \vec{H}, \end{aligned} \quad (1.15)$$

где \vec{E} и \vec{B} — электрическая и магнитная составляющие поля, ε_0 — диэлектрическая постоянная, ε_r — относительная диэлектрическая проницаемость, ω — частота, σ — проводимость материала. Материальное уравнение для описания магнитной индукции внутри сердечников имеет вид:

$$\vec{B} = \mu_0\mu_r \vec{H} + \vec{B}_{rem}, \quad (1.16)$$

где остаточная намагниченность \vec{B}_{rem} для корректного замещения токов первичных обмоток индукторов определяется в цилиндрической системе координат следующим выражением: $\vec{B}_{rem} = (0, B_0 \frac{r_0}{r} e^{i\omega t}, 0)$. В качестве граничных условий на поверхности замкнутой проводящей оболочки было принято выражение: $E_r = 0$. На рисунке 1.8(б, в, г), представлены результаты решения системы уравнений (16), (17) в условиях, когда интеграл продольного ускоряющего поля вдоль оси системы равен $\Delta\varphi = 285$ кВ.

Необходимо отметить, что учет точной формы импульса тока в индукторах по времени практически не должен сказываться на решении задачи до тех пор, пока выполняется квазистационарное приближение, и только для высокочастотных составляющих этого импульса погрешность может заметно

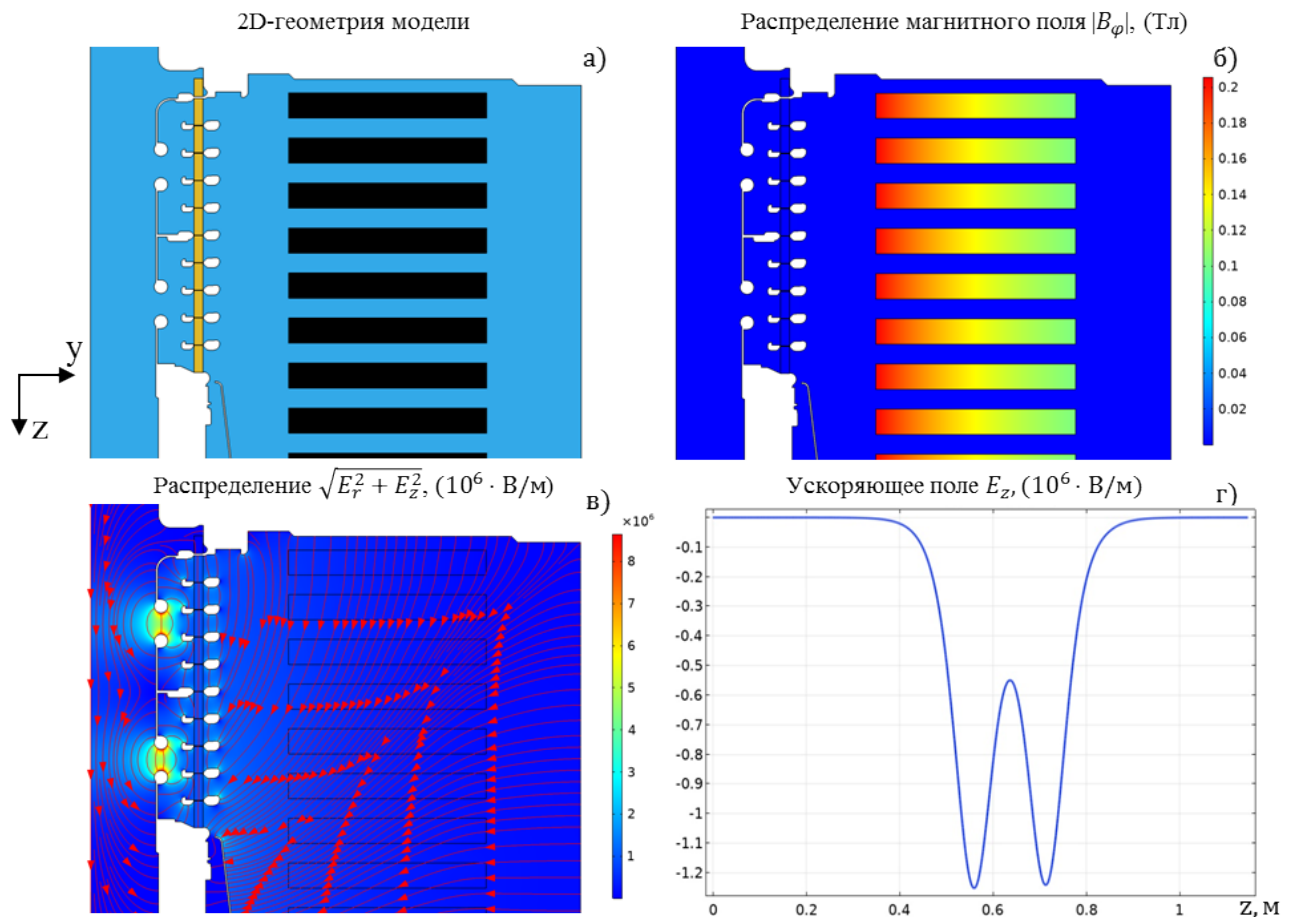


Рисунок 1.8 — (а) Геометрия аксиально-симметричной модели ускорительного модуля, (б) распределение индукции магнитного поля в продольном сечении модуля, (в) распределение электрического поля в этом же сечении, (г) распределение компоненты E_z ускоряющего поля на оси ускорительного модуля ЛИУ. Положения максимумов ускоряющего поля (по модулю) на графике (г) соответствуют z координатам ускорительных зазоров. На картинке (в) красными стрелками показаны силовые линии электрического поля

возрасти. Что касается относительной точности вычисления полей в данной модели, то она составляет $10^{-4} - 10^{-5}$, что является достаточным для дальнейшего расчета изменения во времени положения центра пучка в условиях развития поперечной неустойчивости.

1.3.3 Расчеты фокусирующих магнитных полей в ЛИУ

Фокусировка пучка при его распространении в ЛИУ с энергией 5 МэВ обеспечивается пятнадцатью одинаковыми по конструкции магнитными линзами с максимальным полем на оси до 0.27 Тл. Для моделирования распределения магнитного поля был использован стандартный метод конечных элементов. Задавая внешний ток \vec{I}_{ext} в витках катушек, производилось решение уравнений магнитостатики с учетом нелинейности магнитной проницаемости материала ярма:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{H} &= \vec{I}_{ext}, \\ \vec{B} &= \mu_0 \mu(H) \vec{H}. \end{aligned} \quad (1.17)$$

В конечном итоге, общее распределение магнитного поля в ускорительном тракте находилось в виде суперпозиции полей отдельных линз (см. рисунок 1.9). На данном рисунке указан пример настройки фокусирующих маг-

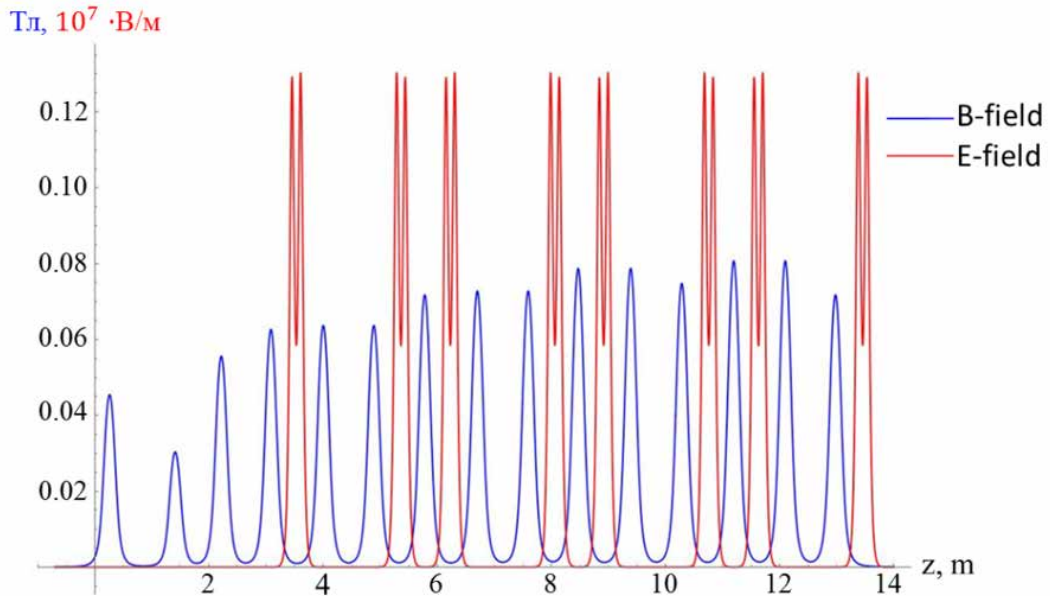


Рисунок 1.9 — Распределение фокусирующего магнитного и ускоряющего электрического полей на оси ускоряющей структуры ЛИУ, состоящей из 8 ускорительных модулей и 15 магнитных линз. Старт электронного пучка производился с координаты $Z_0 = 0$, которая соответствует пространственной области, где пучок входит в ускоряющую структуру ЛИУ. Синим цветом показано распределение магнитного поля на оси в [Тл], красным — распределение электрического поля в [В/м]

нитных и ускорительных электрических полей для одного из режимов работы ускорителя, где синим цветом показано распределение магнитного поля на оси в [Тл], красным—распределение электрического поля в [В/м]. Значения тока в катушках выбиралось в соответствии с требованием минимальной амплитуды колебаний огибающей пучка для достижения минимума нормализованного эмиттанса пучка на выходе его из ЛИУ. Характерное значение этого эмиттанса для рабочих режимов настройки ускорителя ЛИУ в соответствие с результатами измерений составило $\varepsilon_n = 1000 \pm 100 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$ [62].

1.3.4 Описание модели для расчета динамики развития поперечной неустойчивости пучка в ЛИУ

Получим основные соотношения для полей мод закрытого резонатора с неоднородным заполнением линейной средой, обладающей проводящими, диэлектрическими и магнитными свойствами. Пусть в рассматриваемой области частот, где находятся моды, отсутствует зависимость проницаемостей ε , μ и проводимости $-\sigma$ среды, заполняющей резонатор, от частоты. Будем считать, что за счет скин-эффекта на достаточной глубине в материале стенок резонатора (несколько толщин скин-слоя) электрические и магнитные поля мод настолько близки к нулю, чтобы можно было пренебречь потоком энергии этих полей в общем балансе. Если к резонатору подключены односвязные волноводы, то рассматриваемая область частот должна лежать ниже частот отсечки всех волноводов так, чтобы отсутствовал поток энергии из резонатора в них. Область экспоненциального спада полей моды внутри волноводов включается в объем резонатора.

Для электрических и магнитных полей моды с номером m , зависящих от времени $\sim e^{i\omega_m t}$, уравнения Максвелла имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \text{rot} \vec{E}_m(\vec{r}) &= -i\omega_m \mu_0 \mu(\vec{r}) \vec{H}_m(\vec{r}), \\ \text{rot} \vec{H}_m(\vec{r}) &= (\sigma(\vec{r}) + i\omega_m \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r})) \vec{E}_m(\vec{r}), \end{aligned} \quad (1.18)$$

где ω_m — комплексная частота моды с положительной мнимой частью, а все поля и характеристики среды описываются комплексными выражениями. Гра-

ничным условием для решения этих уравнений является равенство нулю тангенциальной компоненты электрического поля моды, которое выполняется на достаточной глубине в проводящей стенке резонатора, а также в тех областях волноводов, в которых поле моды практически не проникает. Интегрируя выражения $div[\vec{E}_m \times \vec{H}_n]$ и $div[\vec{E}_n \times \vec{H}_m]$ по замкнутому объему, ограниченному поверхностью, на которой $-E_\tau = 0$, и применяя теорему Гаусса, получим:

$$\begin{aligned} i\omega_m I_{n,m}^H + i\omega_n I_{n,m}^E + \alpha_{n,m} &= 0, \\ i\omega_n I_{n,m}^H + i\omega_m I_{n,m}^E + \alpha_{n,m} &= 0, \end{aligned} \quad (1.19)$$

где $I_{n,m}^H = \int \mu_0 \mu(\vec{r}) (\vec{H}_n(\vec{r}) \cdot \vec{H}_m(\vec{r})) dV$, $I_{n,m}^E = \int \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) (\vec{E}_n(\vec{r}) \cdot \vec{E}_m(\vec{r})) dV$, $\alpha_{n,m} = \int \sigma(\vec{r}) (\vec{E}_n(\vec{r}) \cdot \vec{E}_m(\vec{r})) dV$.

Из (1.19) легко получить следующие свойства коэффициентов $I_{n,m}^E$, $I_{n,m}^H$ и $\alpha_{n,m}$ при $\omega_m \neq \omega_n$:

$$\begin{aligned} I_{n,m}^H &= I_{n,m}^E, \\ \alpha_{n,m} &= -i(\omega_m + \omega_n) I_{n,m}^H. \end{aligned} \quad (1.20)$$

Помимо этого, при $n = m$ получим соотношение, которое будет использовано для вывода основных уравнений на коэффициенты разложения полей, возбужденных пучком в резонаторе, по полям резонаторных мод:

$$\alpha_{n,n} = -i\omega_n (I_{n,n}^H + I_{n,n}^E). \quad (1.21)$$

В случае отсутствия омических потерь в резонаторе ($\alpha_{n,m} = 0$), хотя потери в диэлектрике и магнетике допустимы, из (1.19) получаем условие ортогональности полей мод резонатора с различными частотами ($\omega_m \neq \omega_n$):

$$\begin{aligned} I_{n,m}^E &= 0, \\ I_{n,m}^H &= 0. \end{aligned} \quad (1.22)$$

Для вырожденных колебаний, имеющих одинаковые частоты, но различающихся пространственной структурой полей, в математике существует стандартная процедура ортогонализации полей, (1.22)¹⁾.

¹⁾Рассматриваем только те значения частот собственных колебаний, которые имеют $Re(\omega_n) > 0$ (или только $Re(\omega_n) < 0$). Дело в том, что решения уравнений (1.18) для полей мод с частотами, имеющими одинаковые мнимые части и противоположные по знаку реальные части, могут быть получены друг из друга с помощью операции сопряжения.

В реальных резонаторах, частично или полностью заполненных диэлектрическими и магнитными телами с потерями, возможна ситуация, когда можно пренебречь омическими потерями, например, вследствие малости толщины скин-слоя в проводящих стенках резонатора или малости объема слабопроводящих тел, помещенных внутрь резонатора. В этом случае малость внедиагональных элементов матриц $I_{n,m}^E$ и $I_{n,m}^H$ по сравнению с их диагональными элементами позволяет использовать условие ортогональности полей мод для решения задачи о возбуждении замкнутого резонатора электронным пучком с некоторой малой, но конечной погрешностью [79]. Если решили уравнения (1.18) и нашли систему ортогональных собственных функций $\vec{E}_m(\vec{r})$ и $\vec{H}_m(\vec{r})$, то по этим функциям можно разложить электрические и магнитные поля пучка, возбуждаемые им в резонаторе. Необходимо отметить, что в пренебрежении омическими потерями в резонаторе поля $\vec{D}_m(\vec{r})$ и $\vec{B}_m(\vec{r})$ являются вихревыми ($div\vec{D}_m(\vec{r}) = 0, div\vec{B}_m(\vec{r}) = 0$), поэтому потенциальную компоненту электрического поля $\vec{E}_p(\vec{r},t)$, создаваемую самими зарядами пучка и индуцированными ими на поверхностях проводников, нельзя представить в виде разложения по вихревым полям мод. Полученное таким образом разложение должно иметь следующий вид:

$$\begin{aligned}\vec{H}(\vec{r},t) &= \sum_m \chi_m(t) \vec{H}_m(\vec{r}), \\ \vec{E}(\vec{r},t) &= \sum_m \psi_m(t) \vec{E}_m(\vec{r}) + \vec{E}_p(\vec{r},t).\end{aligned}\tag{1.23}$$

Далее, подставляя (1.23) в одно из уравнений Максвелла, получим:

$$\sum_m \psi_m(t) rot \vec{E}_m(\vec{r}) = - \sum_m \dot{\chi}_m(t) \mu_0 \mu(\vec{r}) \vec{H}_m(\vec{r}).\tag{1.24}$$

Далее интегрируем по объему резонатора выражение (1.24), скалярно умноженное на $\vec{H}_n(\vec{r})$, и, воспользовавшись условием ортогональности (1.22), получим:

$$\dot{\chi}_n(t) = i\omega_n \psi_n(t).\tag{1.25}$$

Подставляя первое выражение из (1.23) во второе уравнение Максвелла:

$$\begin{aligned} \sum_m \chi_m(t) \operatorname{rot} \vec{H}_m(\vec{r}) = \vec{j}_b(\vec{r}, t) + \sigma(\vec{r}) \left(\sum_m \psi_m(t) \vec{E}_m(\vec{r}) + \vec{E}_p(\vec{r}, t) \right) + \\ + \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \left(\sum_m \dot{\psi}_m(t) \vec{E}_m(\vec{r}) + \dot{\vec{E}}_p(\vec{r}, t) \right), \end{aligned} \quad (1.26)$$

интегрируем (1.26) по объему резонатора, предварительно умножив его на $\vec{E}_n(\vec{r})$, и, воспользовавшись условием ортогональности (1.22), получим:

$$\chi_n(t) (\alpha_{n,n} + i\omega_n I_{n,n}^E) = \int \left(\vec{j}_b(\vec{r}, t) \cdot \vec{E}_n(\vec{r}, t) \right) dV + \alpha_{n,n} \psi_n(t) + I_{n,n}^E \dot{\psi}_n(t). \quad (1.27)$$

В процессе получения выражения (1.27) были использовано два условия:

$$\begin{aligned} \int \sigma(\vec{r}) (\vec{E}_p(\vec{r}, t) \cdot \vec{E}_n(\vec{r})) dV = 0, \\ \int \varepsilon(\vec{r}) \varepsilon_0 (\dot{\vec{E}}_p(\vec{r}, t) \cdot \vec{E}_n(\vec{r})) dV = 0. \end{aligned} \quad (1.28)$$

Первое из них удовлетворяется тем, что в единственной области, где присутствует потенциальное электрическое поле, а именно в транспортном канале, в котором его создают заряды пучка и индуцированные им заряды на стенках этого канала, отсутствуют тела с конечной проводимостью. С другой стороны, в полость ускорительного модуля снаружи от ускорительной трубки, где эти слабопроводящие тела могут присутствовать в качестве поглотителя колебаний и/или делителя ускоряющего напряжения, потенциальное электрическое поле практически не проникает из транспортного канала, поскольку транспортный канал отделен от этой полости экранирующими электродами с узкими зазорами. Интеграл во втором условии из (1.28) выражается через производную по времени первого условия (1.28) и поверхностного интеграла,

стоящего в левой части равенства, следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\left[\vec{H}_n(\vec{r}) \times \vec{E}_p(\vec{r}, t) \right] \cdot d\vec{S} \right) &= \int \left(\dot{\vec{E}}_p(\vec{r}, t) \cdot \text{rot} \vec{H}_n(\vec{r}) \right) dV - \\ - \frac{\partial}{\partial t} \int \left(\vec{H}_n(\vec{r}) \cdot \text{rot} \vec{E}_p(\vec{r}, t) \right) dV &= \int \varepsilon(\vec{r}) \varepsilon_0 \left(\dot{\vec{E}}_p(\vec{r}, t) \cdot \vec{E}_n(\vec{r}) \right) dV + \\ &+ \frac{\partial}{\partial t} \int \sigma(\vec{r}) \left(\vec{E}_p(\vec{r}, t) \cdot \vec{E}_n(\vec{r}) \right) dV. \end{aligned} \quad (1.29)$$

Так как тангенциальная компонента потенциального поля на внутренней поверхности ускорительного модуля обращается в ноль, то и поверхностный интеграл тоже равен нулю, что обеспечивает выполнение второго условия (1.28). Подставляя (1.25) в (1.27) и поделив полученное выражение на $I_{n,n}^E$ получим уравнение:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - i\omega_n \right) \left(\frac{\partial}{\partial t} - i\omega_n \frac{I_{n,n}^H}{I_{n,n}^E} \right) \chi_n(t) = - \frac{i\omega_n \int (\vec{j}_b(\vec{r}, t) \cdot \vec{E}_n(\vec{r})) dV}{I_{n,n}^E}. \quad (1.30)$$

В отсутствие тока пучка уравнение (1.30) должно описывать свободные колебания полей моды только на двух ее собственных частотах: $\omega_n = \omega'_n + i\gamma_n$ и $\omega_n = -\omega'_n + i\gamma_n$, где ω'_n — действительная часть круговой частоты, а γ_n — декремент затухания колебаний моды. По этой причине должно выполняться $i\omega_n \frac{I_{n,n}^H}{I_{n,n}^E} = -i\omega_n^*$, и тогда уравнение (1.30) можно переписать в виде уравнения гармонического осциллятора с затуханием и внешним источником возбуждения колебаний:

$$\ddot{\chi}_n(t) + 2\gamma_n \dot{\chi}_n(t) + |\omega_n|^2 \chi_n(t) = - \frac{i\omega_n \int (\vec{j}_b(\vec{r}, t) \cdot \vec{E}_n(\vec{r})) dV}{I_{n,n}^E}. \quad (1.31)$$

С помощью преобразования Лапласа это уравнение может быть решено аналитически в виде:

$$\begin{aligned} \chi_n(t) &= \frac{2i}{I_{n,n}^H - I_{n,n}^E} \int_0^t \sin(\omega'_n(t-t')) e^{-\gamma_n(t-t')} \times \\ &\times \left(\int (\vec{j}_b(\vec{r}, t') \cdot \vec{E}_n(\vec{r})) dV \right) dt'. \end{aligned} \quad (1.32)$$

Для стационарного тока пучка, используя равенство:

$$\int (\vec{j}_b(\vec{r}, t) \cdot \vec{E}_n(\vec{r})) dV = -i\omega_n \int \mu_0 \mu(\vec{r}) (\vec{H}_b(\vec{r}) \cdot \vec{H}_n(\vec{r})) dV, \quad (1.33)$$

величина χ_n может быть найдена из выражения (1.31):

$$\chi_n = \frac{\int (\vec{H}_b(\vec{r}) \cdot \vec{B}_n(\vec{r})) dV}{I_{n,n}^H}, \quad (1.34)$$

где переменной $\vec{H}_b(\vec{r})$ обозначено магнитное поле стационарного тока пучка $rot \vec{H}_b(\vec{r}) = \vec{j}_b(\vec{r})$.

Отсюда можно сделать простой вывод, если стационарный пучок электронов круглого сечения распространяется по центру аксиально-симметричной оболочки, в которой могут возбуждаться дипольные моды, то в силу определенной зависимости магнитных полей этих мод от азимутального угла коэффициент разложения поля пучка по полям этих мод равен нулю. Если же центр пучка смещен от оси, то амплитуда χ_n не равна нулю и постоянна во времени. Система уравнений гармонического осциллятора с затуханием вида (1.31), составленная для каждой из исследуемых дипольных мод во всех ускорительных модулях с учетом вырождения мод по поляризации, была дополнена уравнениями движения частиц пучка в суперпозиции ускоряющих, фокусирующих полей и полей дипольных мод:

$$\begin{aligned} \dot{\vec{r}}_i &= c\vec{\beta}_i, \\ \dot{\vec{p}}_i &= q_i(\vec{E} + c[\vec{\beta}_i \times \vec{B}]), \end{aligned} \quad (1.35)$$

$$\vec{E} = \vec{E}_{acc}(\vec{r}) + \sum Im \left(\frac{\dot{\chi}_m \vec{E}_m(\vec{r})}{\omega_m} \right) + \vec{E}_b(\vec{r}, t), \quad (1.36)$$

$$\vec{B} = \vec{B}_{lens} + \sum Re \left(\chi_m(t) \vec{B}_m(\vec{r}) \right), \quad (1.37)$$

где $\vec{E}_{acc}(\vec{r}, t)$ – электрическое ускоряющее поле в модуле, $\vec{B}_{lens}(\vec{r}, t)$ – суперпозиция магнитных полей всех фокусирующих линз, $\vec{E}_b(\vec{r}, t)$ – собственное потенциальное электрическое поле пучка, создаваемое его объемным зарядом и наведенными пучком зарядами на стенках канала транспортировки. В отличие от собственного электрического, собственное магнитное поле пучка с

учетом токов, наведенных им на стенках канала, уже присутствует в (1.37) в виде разложения по собственным функциям резонатора.

На основе приведенных выше уравнений был создан собственный компьютерный код, в который импортировались и интерполировались комплексные электромагнитные поля всех исследуемых дипольных мод $\vec{E}_l(\vec{r}, t)$ и $\vec{B}_l(\vec{r}, t)$ из модуля программы, рассчитывающего собственные колебания в резонаторах, а также ускоряющие электрические и магнитные поля линз из других модулей этой программы. Далее с помощью стандартной программы производилось решение обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ) с постоянным шагом по времени для движения 4000 макрочастиц пучка, имеющих форму цилиндров малого радиуса длиной $\Delta l = 1.2$ см. Эти макрочастицы с начальной энергией в диапазоне 1.5 – 2 МэВ в зависимости от режима работы ускорителя поступали равномерно с шагом по времени $\Delta t/v_z$ на вход ускорительной структуры ЛИУ из инжектора и далее двигались внутри нее под действием электрических и магнитных полей, создаваемых дипольными модами и внешними источниками. Шаг интегрирования по времени ОДУ выбирался из условия малости по сравнению с периодом колебаний самой высокочастотной моды в резонаторе, при этом расчет проводился одновременно для нескольких мод с различными частотами и поляризациями в каждом ускорительном модуле. Тестирование кода проводилось на двух простых задачах. В первой из них, в отсутствие пучка рассчитывалась динамика затухания свободных колебаний всех исследуемых мод и сопоставлялась с экспоненциальной зависимостью, определяемой декрементом каждой моды. Во второй задаче в отсутствие возбуждения мод сравнивались траектории центроида пучка при его транспортировке и ускорении в ЛИУ, рассчитанные в нашем программном комплексе, с траекториями, полученными с помощью известного кода ASTRA [80].

Основные заключения по главе 1

- В ходе проделанной работы создан и протестирован программный комплекс, позволяющий рассчитывать характеристики дипольных мод ускорительного модуля, конфигурацию ускоряющих электрических и фокусирующих магнитных полей ускорительного комплекса ЛИУ, а также движение макрочастиц пучка в условиях возбуждения ими дипольных мод в ускорительной структуре ЛИУ.

- С помощью имеющегося пакета программ на основе метода конечных элементов была решена задача о нахождении частот и полей собственных ЭМ-колебаний ускорительного модуля в различных конфигурациях. В ходе проведения исследований выявлены основные факторы, влияющие на количество дипольных мод, их добротность и коэффициент связи с пучком.
- Результаты, представленные в главе 1, опубликованы в работах автора [79; 81; 82].

Глава 2. Экспериментальное исследование электродинамических свойств модулей ускорительной структуры ЛИУ

Любое моделирование, проводимое для таких крупных ускорительных комплексов, как комплекс ЛИУ, содержит в себе большое количество приближений, в рамках которых осуществляется построение модели. Следовательно, для получения достоверных результатов необходимо проведение верификации модели, которую можно осуществить, например, по результатам «холодных» измерений свойств электродинамической системы ускорительного модуля. Для этого был создан специальный экспериментальный стенд, на котором с помощью разработанных методик были проведены измерения электродинамических характеристик ускорительных модулей, созданных для нашего комплекса ЛИУ. Подробно результаты этих измерений представлены в работе [79].

2.1 Обзор методик, применяемых для измерений спектра собственных колебаний на комплексах ЛИУ

При проектировании ускорительных модулей для ЛИУ зачастую большое внимание уделяют исследованиями в области минимизации поперечного импеданса (см. (1.11) в параграфе 1.2), который существенным образом влияет на рост поперечной неустойчивости пучка [40–42; 83–86]. К настоящему моменту существует два основных, часто встречающихся в применении способа измерения спектров собственных колебаний ускорительных модулей: 1) измерение с помощью метода введения в полость резонатора проводящих или диэлектрических шариков (бусинок) или спиц [84], основанного на теории возмущений Слатера; 2) измерение с помощью двухпроводной линии или модифицированного метода двойной ведущей петли (twin lead-loop), в котором для возбуждения дипольных мод также используется двухпроводная линия, а для регистрации полей мод применяются ВЧ-петли, располагаемые в местах локализации этих полей [86].

Первый метод позволяет измерять распределение поперечного магнитного поля собственных мод резонатора при помещении шарика (бусинки) из магнитного материала на оси резонатора и его перемещения вдоль этой оси, или же — электрическое поле вне оси при помещении внутрь резонатора диэлектрического шарика. На основании полученных распределений полей и измерения сдвига по частоте собственных мод, обусловленного возмущением полей мод при помещении шарика, в данном методе измерений определяют поперечный импеданс исследуемой системы. Основная особенность этого метода заключается в том, что он применяется преимущественно в аксиально-симметричных системах (для измерений в нашем ЛИУ не подходит), при этом основным недостатком является необходимость проведения локальных измерений распределений полей и калибровки системы для каждой отдельной моды. При этом стоит также отметить, что измерительные ошибки в этом методе обусловлены точностью позиционирования шарика на осевой линии, а также вкладом в измеряемые поля краевых электрических полей (возникают из-за подключения к объему резонатора вакуумного канала дрейфа пучка) и продольных магнитных полей. Во втором методе использование обычной двухпроводной линии позволяет непосредственно измерять, какие моды возбуждаются в ускорительном модуле в некотором диапазоне частот. Полоса частот, представляющая интерес для измерений импеданса и спектра, возбуждаемых мод, как и в нашей модельной задаче, описанной в подпараграфе 1.3.1, обычно простирается от основной частоты резонатора ~ 100 МГц, определяемой характерным размером полости внутри модуля, до частоты отсечки волноводных мод масштаба 1 ГГц, способных распространяться от модуля к модулю по транспортным каналам. Для возбуждения мод в таком методе применяется двухпроводная линия, в которой с помощью внешнего генератора формируется ТЕМ-волна, часть излучаемой мощности которой расходуется на возбуждение собственных мод ускорительного модуля. С помощью этого метода регистрируют действительную часть поперечного импеданса, которая известным образом связана со смещением пучка при его прохождении через ускорительный модуль. Этот метод достаточно прост с точки зрения физической реализации, однако сложность заключается в получении хорошей воспроизводимости результатов измерений, поскольку требуется достаточно точная система позиционирования двухпроводной линии внутри ускоритель-

ного модуля. Также при использовании оснастки для крепления линии внутри модулей, наблюдается возбуждение паразитных мод, связанных с конструкцией самой оснастки. Особенно критично использовать данный метод для регистрации низкодобротных мод. Примером использования данного метода могут быть, например, измерения характеристик ускорительных модулей ускорителя DARHT-I [83; 84].

Второй модифицированный метод с двухпроводной линией (метод двойной ведущей петли), который подробно описывается в работе [86], посвященной минимизации поперечного импеданса модулей DARHT-II, подразумевает использование двухпроводной линии для возбуждения дипольных мод, а для регистрации их полей — применение ВЧ-петель. Импеданс выводится из соотношений сигналов с магнитной ВЧ-петли, расположенной внутри ускорительного зазора, и петли, расположенной вблизи стенки вакуумного канала транспортировки пучка на некотором расстоянии от зазора. Основная цель экспериментальной и теоретической кампании, описанной в этой статье, заключалась в нахождении мест размещения поглотителей колебаний для наиболее эффективного поглощения энергии резонансных мод, приводящих к развитию поперечной неустойчивости пучка. Таким образом, этот метод позволяет получить частотную зависимость поперечного импеданса, определить места локализации низкодобротных дипольных мод, а при наличии дополнительных ВЧ-петель измерить вклад и монополярных мод. К недостаткам такого метода измерения относятся необходимость создания технологических отверстий для ввода петель в полость ускорительного модуля и сложная методика обработки регистрируемых сигналов. На основе опыта предыдущих разработок в данной области, было принято решение о создании своего собственного метода измерения и экспериментального стенда, на котором он будет реализован.

2.2 Измерительный стенд

В отличие от предыдущих работ [85; 86], в которых длинная двухпроводная линия использовалась для возбуждения дипольных мод, а ВЧ-петли использовались для регистрации их полей, была создана схема на основе ко-

роткого отрезка двухпроводной линии, так называемого дипольного излучателя, являющегося одновременно и драйвером и измерительным элементом. Общая схема и основные элементы стенда приведены на рисунке 2.1. Одним

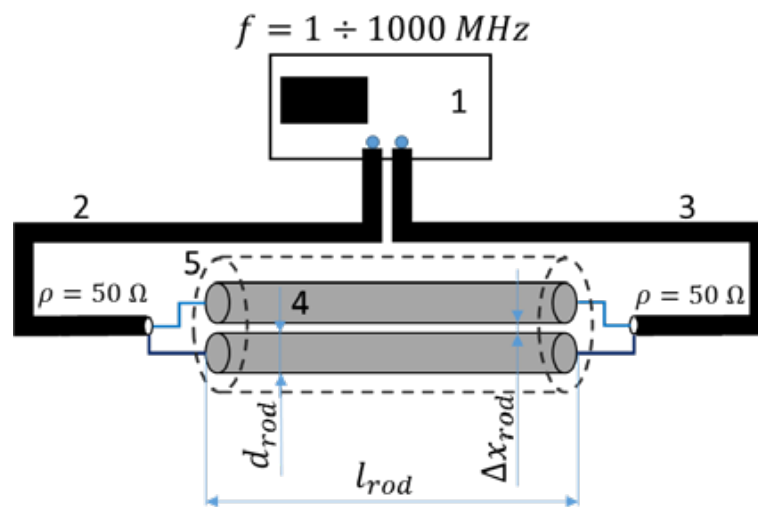


Рисунок 2.1 — Схема экспериментального стенда для проведения «холодных» измерений электродинамической системы модуля ЛИУ: 1 – векторный анализатор цепей, 2 и 3 – коаксиальные кабели, 4 – отрезок двухпроводной линии (дипольный излучатель), 5 – стенки канала для транспортировки пучка внутри ускорительного модуля

из основных компонентов стенда является дипольный излучатель, который представляет собой два параллельных металлических стержня с диаметром $d_{rod} = 26.9$ мм и длиной $l_{rod} = 700$ мм. Эти стержни располагаются на оси проводящей трубы с внутренним диаметром, совпадающим с диаметром транспортногo канала, на расстоянии $\Delta x_{rod} = 2.3$ мм друг от друга и тем самым формируют длинную линию с волновым сопротивлением $Z_{rod} \approx 50 \Omega$. Длина этих стержней и их диаметры были выбраны в специальной серии расчетов и экспериментов для того, чтобы обеспечить эффективное возбуждение дипольных мод ускорительного модуля. К каждому концу излучателя с двух сторон подключаются коаксиальные кабели с таким же волновым сопротивлением, которые передают и принимают сигнал с качающейся частотой, создаваемый векторным анализатором цепей (высокочастотной панорамой). Регистрация сигнала происходит во внутреннем осциллографе панорамы. Из результатов моделирования, подробно описанного в подпараграфе 1.3.1, известно, что наиболее опасные с точки зрения развития поперечной неустойчивости моды локализованы в области ускорительных зазоров. Исходя из этого дипольный

излучатель монтировался своим центром посередине между ускоряющими зазорами. На торцах дипольного излучателя, выполнены порты для подключения к кабелям, идущим на входной и выходной порты панорамы (анализатора цепей).

2.3 Методика проведения эксперимента и результаты «холодных» измерений свойств ускорительного модуля ЛИУ

Методика проведения экспериментов на стенде включает в себя три этапа. На первом из них с помощью векторного анализатора цепей производится стандартная калибровка измерительной схемы в отсутствие дипольного излучателя, что позволит потом восстановить S-параметры любого элемента, включенного в цепь между концами измерительных кабелей. На втором этапе, так называемом калибровке, производятся измерения S-параметров от частоты для подключенного в измерительную цепь дипольного излучателя, помещенного в однородную трубу круглого сечения с хорошо проводящими стенками, имеющую такой же внутренний диаметр, как и канал транспортировки пучка в ускорительном модуле. На третьем этапе дипольный излучатель помещается в канале ускорительного модуля, и производятся те же измерения. Эквивалентная схема измерений показана на рисунке 2.2. На этой схеме Z_l — импеданс дипольного излучателя внутри однородной трубы, а дополнительная нагрузка Z_{eff} , подключенная параллельно Z_l , возникает вследствие возбуждения дипольным излучателем мод внутри ускорительного модуля.

Для предотвращения распространения ТЕМ-волн вдоль высокочастотных коаксиальных кабелей в транспортных каналах и отражения их от концов трубы, на втором и третьем этапах измерений на эти кабели вблизи места соединения с дипольным излучателем были установлены ферритовые кольца и поглотители в виде дисков из радиопоглощающего материала на основе ваты, волокна которой были покрыты тонким проводящим слоем.

Таким образом, в результате второго и третьего этапов измерений были определены S-параметры: $S_{12}^T(\nu)$ и $S_{12}^A(\nu)$, которые равны коэффициентам пропускания волны от одного конца излучателя к другому при помещении из-

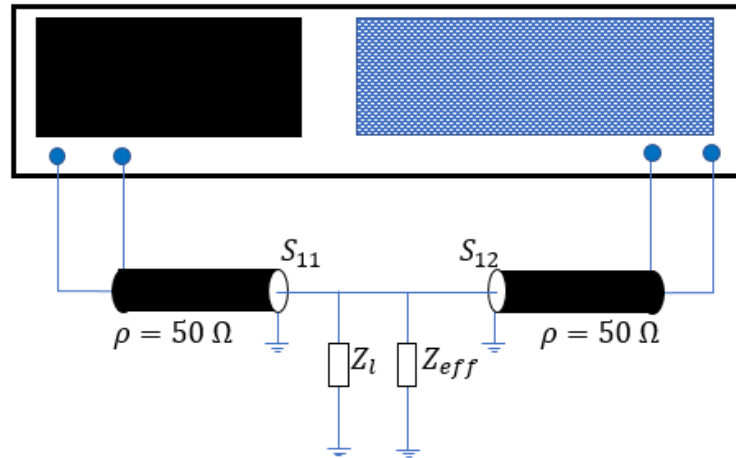


Рисунок 2.2 — Эквивалентная схема экспериментального стенда на этапе измерения частотных свойств ускорительного модуля

лучателя в трубу и ускорительный модуль, соответственно. Основываясь на довольно грубой эквивалентной схеме (см. рисунок 2.2), которая не учитывает отражение волн от концов дипольного излучателя, рассогласованного с кабелями вследствие возбуждения дипольных мод в ускорительном модуле, эффективный импеданс этих мод можно оценить из следующего выражения:

$$\frac{\rho}{2Z_{eff}} = \frac{1}{S_{12}^A(\nu)} - \frac{1}{S_{12}^T(\nu)}. \quad (2.1)$$

Соответственно, эффективность возбуждения мод волной с частотой ν пропорциональна величине $\left| \frac{\rho}{2Z_{eff}} \right|^2$, которая приведена на рисунке 2.3(а) для двух случаев: в первом из них дипольный излучатель располагался горизонтальным образом по отношению к ускорительному модулю, а во втором случае — вертикально. На рисунке 2.3(б) для тех же двух случаев представлено ослабление мощности сигнала S при прохождении им от одного конца дипольного излучателя до другого:

$$S(\omega) = 20 \ln \frac{V_{ex}}{V_{entr}}, \quad (2.2)$$

где V_{ex} — напряжение на выходном конце излучателя, а V_{entr} — на его входе. Форма и положение резких провалов на синей и красной линиях этого рисунка характеризует положение и добротность возбуждаемых дипольных мод ускорительного модуля.

Стоит отметить еще одну отличительную особенность созданного экспериментального стенда. Как было указано ранее, в отличие от зарубежных измерительных методик в качестве драйвера и измерительного элемента был

использован короткий отрезок двухпроводной линии-дипольный излучатель, геометрические параметры которого были подобраны в отдельной серии расчетов и экспериментов для обеспечения волнового сопротивления 50Ω . При этом уменьшение длины излучателя обусловлено тем, что в разработанном методе измерений для модулей ЛИУ на калибровочной кривой, показанной черным цветом (см. рисунок 2.3(б)), присутствуют подъемы сигнала. Эти подъемы соответствуют резонансам волн ТЕМ-типа, распространяющихся вдоль стержней излучателя и частично отражающихся от его концов. Характерная частота этих волн может быть оценена как $f_m = \frac{mc}{2l_{rod}}$, где $m = 1, 2, 3, 4 \dots N$ и c — скорость распространения волны. Как видно из этой формулы, уменьшение длины стержней приводит к уменьшению числа подъемов калибровочной кривой в исследуемом диапазоне частот, что существенно облегчает определение спектра собственных дипольных колебаний (провалы на синей и красной кривых) на фоне этих подъемов. Иными словами, происходит улучшение селективной способности метода измерений.

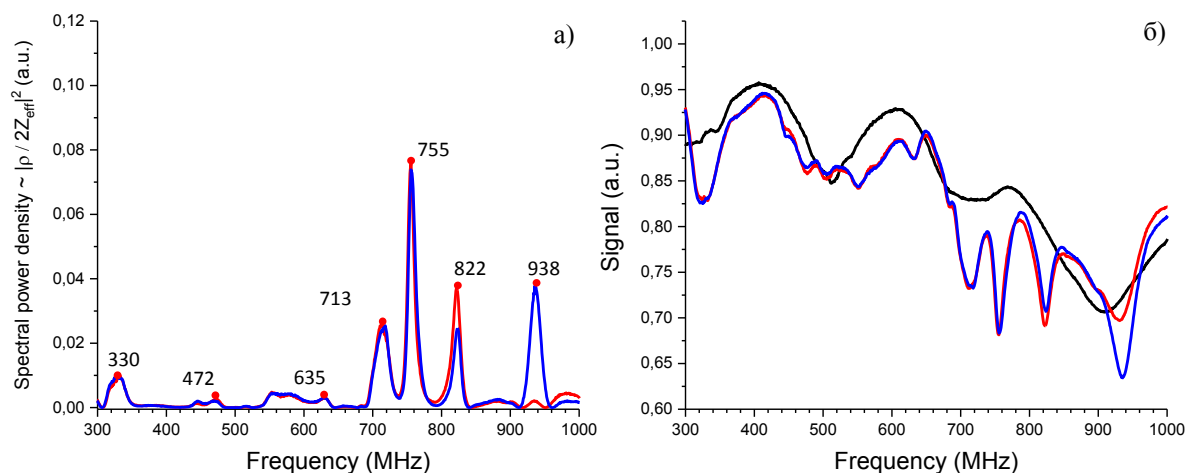


Рисунок 2.3 — Результаты «холодных» экспериментов по измерению электродинамических свойств ускорительного модуля с экранирующими электродами: (а) частотный спектр дипольных мод в модуле, (б) черная кривая — ослабление сигнала мощности при калибровке, когда излучатель располагался в трубе, красная и синяя — то же ослабление для горизонтального и вертикального положений дипольного излучателя в ускорительном модуле

2.4 Сравнение результатов расчетов и «холодных» измерений частотного спектра мод с данными экспериментов с электронным пучком в ЛИУ

В рамках данного параграфа будет представлено сравнение результатов расчета электродинамических свойств ускорительного модуля, основанных на модели, описанной в подпараграфе 1.3.1, с результатами «холодных» измерений из предыдущего параграфа, а также с экспериментальными данными, полученными при проводке пучка в ЛИУ с энергией 5 МэВ. На рисунке 2.4 приведены сигнал с быстрого трансформатора тока последнего ускорительного модуля, а также его спектр, зарегистрированные в экспериментах по транспортировке и ускорению электронного пучка в ЛИУ, состоящем из 8 модулей с экранирующими электродами. Как видно из рисунка, на спектре сигнала отчетливо видны пики, соответствующие дипольным модам этого ускорительного модуля, возбуждаемым пучком. Необходимо отметить характерную особенность представленного спектра мод: высота пиков, соответствующих различным модам существенно различается, что вызвано экспоненциальной зависимостью амплитуды моды от произведения коэффициента связи с пучком и ее добротности, предсказанной теорией Нила-Холла-Купера. Детальное сравнение частот части наиболее «опасных» дипольных мод, полученных в моделировании, «холодных» измерениях и экспериментах с пучком, представлено в таблице 2.1. Как видно из таблицы, частоты основных высокодобротных дипольных мод, зарегистрированных в экспериментах с пучком, качественно согласуются с результатами «холодных» измерений и моделирования. При этом частоты основных вакуумных мод, полученные в моделировании, с точностью до 10 – 15 МГц совпадают с результатами «холодных» экспериментов.

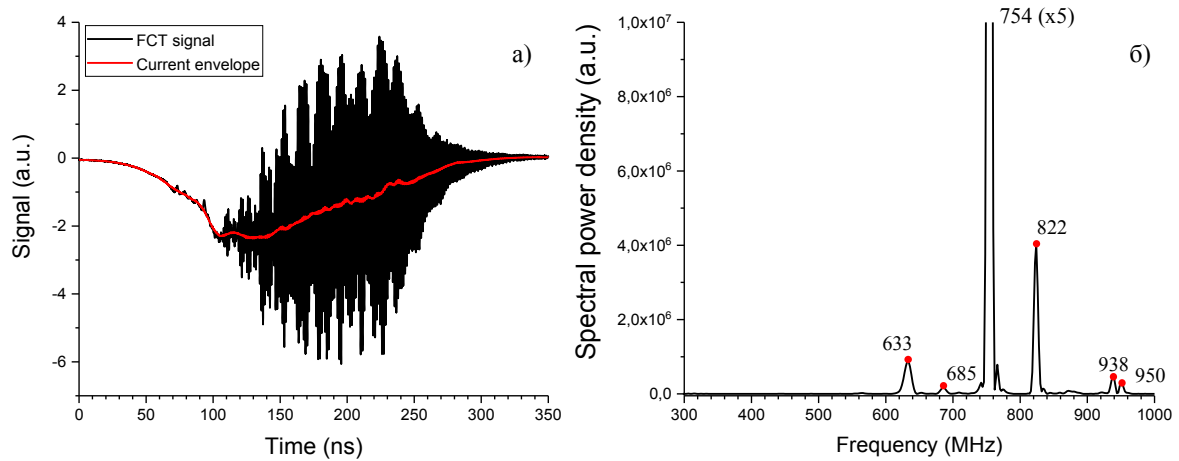


Рисунок 2.4 — (а) Сигнал с трансформатора тока (ФСТ) 8-го ускорительного модуля в экспериментах с пучком и (б) частотный спектр сигнала в линейном масштабе

Из приведенных графиков на рисунке 2.4 и данных таблицы 2.1 следует, что результаты «холодных» измерений хорошо согласуются с данными экспериментов с пучком в области частот от 700 МГц до частоты отсечки. Моды с частотами 630 МГц и 685 МГц не были зарегистрированы в «холодных» измерениях, что может быть объяснено их более сложной пространственной структурой полей, вследствие чего их возбуждение с помощью используемого дипольного излучателя неэффективно. В целом, из сравнения всего массива полученных экспериментальных данных можно сделать вывод, что данная методика измерения частотных свойств ускорительного модуля позволяет зарегистрировать большинство дипольных мод в диапазоне 200 – 900 МГц, однако стенд требует доработки, чтобы расширить диапазон корректных измерений до частоты отсечки 1.16 ГГц.

Добротности дипольных мод, полученные в «холодных» измерениях и экспериментах с пучком, представлены в таблице 2.2. Как видно из представленных данных, добротность в «холодном» эксперименте систематически ниже, чем в экспериментах с пучком. Объяснить это явление можно по аналогии с эффектом сужения спектра при генерации оптического излучения в лазере. Если коэффициент усиления колебаний моды зависит от частоты, то колебания с частотами вблизи максимума спектра этой моды усиливаются во много раз сильнее, чем вблизи крыльев спектра, что приводит к сужению спектра

Таблица 2.1 — Сравнение частот дипольных мод, полученных в моделировании, «холодных» измерениях и экспериментах с пучком

Частота в моделировании (МГц)	Частота в «холодном» эксперименте (МГц)	Частота в эксперименте с пучком (МГц)
317.31, 331.91	330	—
461.33	472	—
642.31	635	633
682.08	—	685
700.33	713	—
746.06	755	754
824.53	822	822
907.73	—	—
950.23	938	938, 950
981.98	980	—
1013.50	—	—
1043.90	1045	—

и увеличению эффективной добротности моды, зарегистрированных нами в течении импульса пучка в ЛИУ.

Подтверждением предложенному объяснению сужения спектра может служить также зарегистрированный в эксперименте факт снижения добротности этих же мод на спаде тока пучка в момент окончания его импульса. На рисунке 2.5 представлены спектры сигнала с трансформатора тока 8-го ускорительного модуля, измеренные во течение импульса тока пучка и после его окончания (хвост сигнала). Во время импульса тока пучка добротность наиболее высокодобротных собственных мод достигала значений около 100–120 (см. моды 724 и 822 МГц в таблице 2.2), тогда как после его окончания эти значения составляли около 100. Помимо действия указанного эффекта возможной причиной занижения добротности мод в «холодных» измерениях могут служить небольшие потери энергии колебаний в поглотителях, расположенных вблизи концов дипольного излучателя.

Таблица 2.2 — Сравнение частот и добротностей дипольных мод, зарегистрированных в «холодных» измерениях и экспериментах с пучком

Частота в «холодном» эксперименте (МГц)	Добротность	Частота в эксперименте с пучком (МГц)	Добротность
330	12	310	—
345	30	633	42
713	35	685	68.5
756	75	724	125
820	72	822	103
938	55	938	94
950	—	950	93

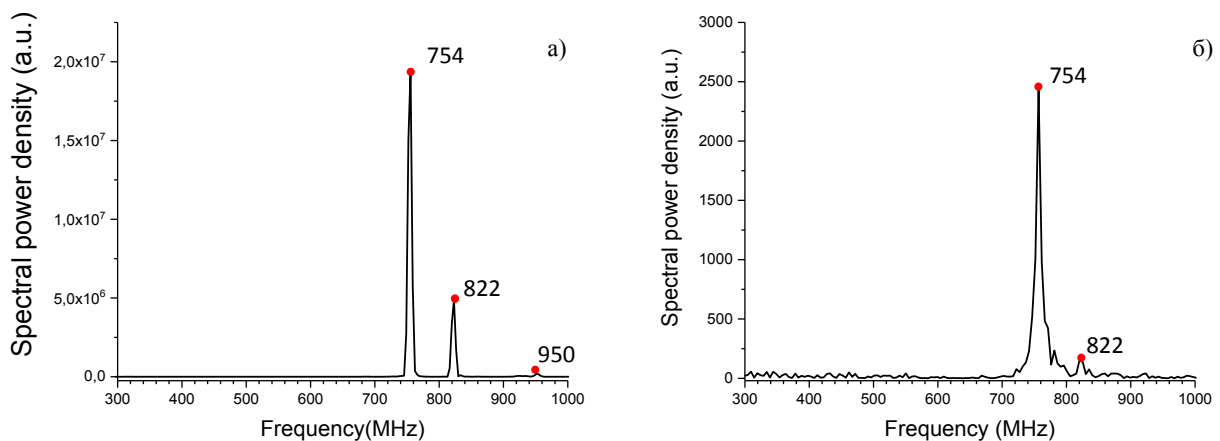


Рисунок 2.5 — (а) Частотный спектр сигнала тока пучка в 8–м ускорительном модуле ЛИУ в течение импульса тока пучка и (б) спектр после его окончания

Основные заключения по главе 2

- Создан экспериментальный стенд и разработана методика измерений частотных свойств электродинамической системы ускорительного модуля, которая позволяет определять спектр основных дипольных колебаний и их добротности. Данный способ измерений и применяемая методика продемонстрировали хорошее согласие результатов моделирования, «холодных» измерений и экспериментов с пучком. Частоты основных вакуумных мод, полученные в моделировании, с точностью

до 10 – 15 МГц совпадают с результатами «холодных» экспериментов, что означает: ошибка определения спектра собственных колебаний не превышает нескольких процентов.

- Полученные результаты являются важным фундаментом для развития методов подавления поперечной неустойчивости сильноточного релятивистского электронного пучка в ускорителях типа ЛИУ для продвижения в сторону увеличения тока и энергии электронов пучка.
- Результаты, представленные в главе 2, опубликованы в работе автора [79; 82].

Глава 3. Подавление собственных дипольных колебаний ускорительного модуля ЛИУ

В рамках данной главы будут подробно изложены материалы исследований, направленных на решение одной из принципиально важных задач в области обеспечения устойчивости сильноточного электронного пучка в процессе его транспортировки и ускорения в многомодульном ЛИУ, а именно: задачи подавления собственных ЭМ-колебаний в каждом ускорительном модуле. Как правило, подавление собственных колебаний не ограничивается применением только поглотителей энергии колебаний, а используется весь комплекс мер по улучшению электродинамических характеристик ускорительных модулей ЛИУ, направленных на уменьшение величины поперечного импеданса, который определятся добротностью мод и их коэффициентом связи с пучком (см. параграф 1.2). Условно, методы, применяемые для подавления ЭМ-колебаний в ускорительном модуле, могут быть поделены на две категории: пассивные и активные. Первые из них включает в себя геометрические изменения внутренней структуры ускорительного модуля, применение специально разработанных поглотителей ЭМ-колебаний на основе ферритосодержащих материалов и материалов с низкой проводимостью, разведение модулей по частотам наиболее неустойчивых мод и т.д. и не подразумевает внешнего вмешательства в процесс возбуждения и развития поперечной неустойчивости. Именно этой категории методов подавления исследуемой неустойчивости и посвящена третья глава диссертации.

При проведении исследований решались следующие задачи: во-первых, выбор поглотителя и определение его оптимальной геометрии размещения на основе получения пространственной картины распределения электромагнитных полей этих мод по объему модуля и определения мест их преимущественной локализации из модельных расчетов, во-вторых, верификация результатов расчетов электродинамических свойств ускорительных модулей с поглотителями в сравнении с данными «холодных» измерений.

В подпараграфе 1.3.1 в качестве примера были приведены результаты расчетов электродинамических характеристик ускоряющего модуля ЛИУ в геометрии с экранирующими электродами, демонстрирующие распределения

полей отдельных мод в одном из сечений модуля. С помощью подобных расчетов были найдены частоты и добротность всех наиболее опасных дипольных мод, коэффициенты связи их с пучком, энергии мод и распределения электромагнитных полей этих мод во внутренней полости модуля. Из этих распределений можно найти области преимущественной локализации полей этих мод и поместить в пучности магнитных полей ферритосодержащие поглотители, а в пучности электрических полей тела с низкой проводимостью. Помимо выполнения условия эффективного поглощения энергии колебаний размещение различных объектов из поглощающих материалов внутри ускорительного модуля не должно, с одной стороны, создавать дополнительного расщепления дипольных мод по частотам, а с другой—должно быть безусловно подчинено требованиям обеспечения электропрочности индукторов, ускорительной трубки и делителя напряжения, расположенных в полости ускорительного модуля.

Для уменьшения добротностей наиболее опасных дипольных мод как «вакуумного», так и «газового» типов был предложен вариант расположения поглотителей, удовлетворяющий требованиям к их размещению. Предложенная конструкция поглотителя полей мод предусматривала установку аксиально-симметричным образом листового материала с высоким тангенсом магнитных потерь $tg\delta_m \approx 0.5 - 0.8$ в зазорах между первичными обмотками всех индукторов, где происходит локализация электромагнитных полей большинства дипольных колебаний. Для реализации описанных выше вариантов размещения поглотителей на практике был осуществлен поиск подходящих по характеристикам материалов поглотителей, которые удовлетворяли бы физико-техническим требованиям: 1) обладали бы достаточным значением угла магнитных потерь, 2) обладали низкой проводимостью, 3) были технологичными и экономичными, что позволит обеспечить удобство работы с ними при оснащении большого числа ускорительных модулей. В качестве таких материалов были использованы ферритовые сегменты и пластины из радиопоглощающего материала, которые представляют собой листы силиконовой резины с ферритовым наполнением. Для определения структуры и состава материалов было проведено исследование морфологии поверхности обоих материалов с проведением спектрального анализа с помощью методов сканирующей электронной микроскопии (СЭМ). Полученные изображения показаны на рисунке 3.1, элементный состав материалов приведен в таблице 3.1.

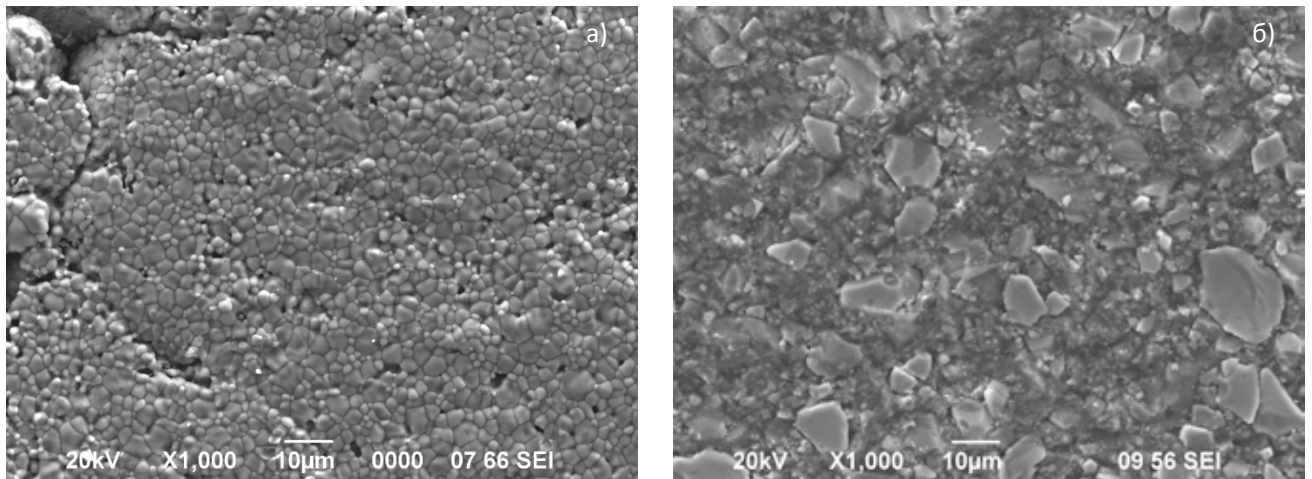


Рисунок 3.1 — Изображение поверхности радиопоглощающих материалов:
(а) ферритовые сегменты и (б) радиопоглощающие листы

Таблица 3.1 — Элементный состав радиопоглощающих материалов

Ферритовые сегменты		
Элемент	Весовой %	Атомный %
<i>C</i>	19.39	27.65
<i>O</i>	62.58	66.95
<i>Fe</i>	13.83	4.24
<i>Ni</i>	2.07	0.60
<i>Zn</i>	2.13	0.56
Листы радиопоглощающего материала		
Элемент	Весовой %	Атомный %
<i>C</i>	34.63	56.02
<i>O</i>	23.90	29.03
<i>Mg</i>	0.15	0.12
<i>Al</i>	0.10	0.07
<i>Si</i>	0.29	0.20
<i>Cl</i>	1.99	1.09
<i>Ca</i>	0.29	0.14
<i>Mn</i>	8.74	3.09
<i>Fe</i>	26.57	9.25
<i>Zn</i>	3.34	0.99

Самой важной характеристикой материала является его поглощающая способность, поэтому при выборе материала следует опираться на показатель тангенса угла магнитных потерь. По данным производителя материал поглощающей резины в окрестности частоты 700 МГц, где концентрируются наи-

более опасные дипольные моды модуля, имеет величины $\mu'_1 \approx 16$ и $\mu''_1 \approx 8$, следовательно, тангенс угла магнитных потерь равен $tg\delta_m \approx 0.5$ (см. кривые μ'_1 и μ''_1 на рисунке 3.2).

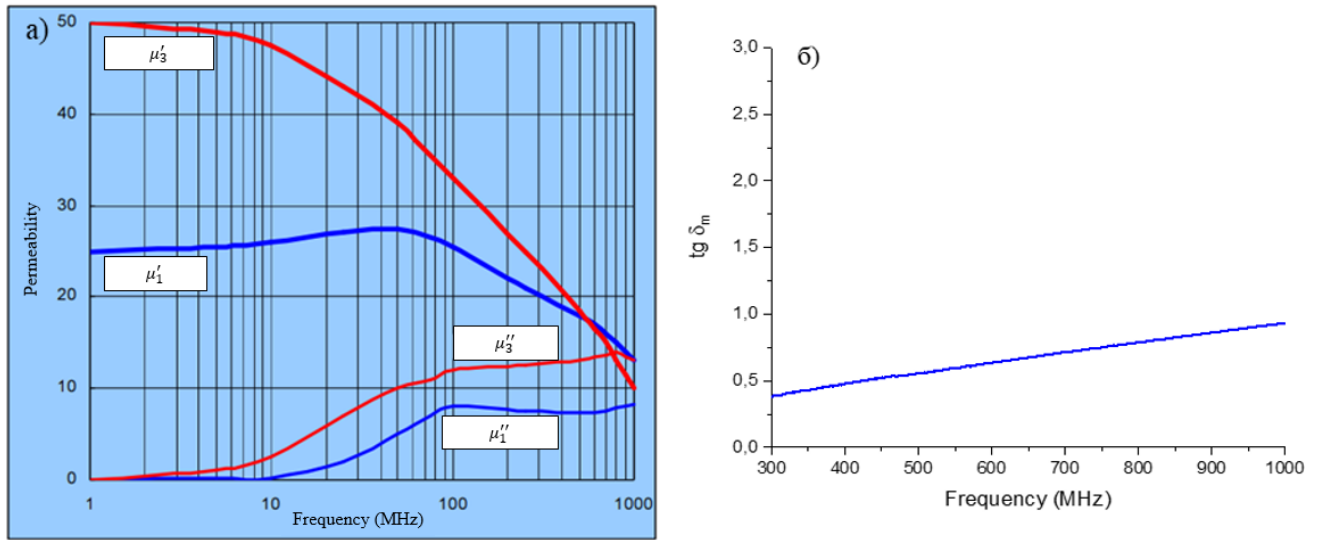


Рисунок 3.2 — Зависимость магнитной проницаемости радиопоглощающих листов от частоты: (а) распределение, измеренное производителем, (б) тангенс угла магнитных потерь, полученный в измерениях с помощью коаксиальной линии

Стоит отметить, что близкие значения магнитной проницаемости были получены в ходе измерений свойств поглощающей резины. Для определения диэлектрической и магнитной проницаемостей радиопоглощающих материалов была использована стандартная измерительная схема с применением коаксиальной линии. S -параметры этой линии, внутри которой располагался участок поглощающего материала длиной 7 мм тороидальной формы с внешним и внутренним диаметрами 16 и 7 мм соответственно, измерялись с помощью векторного анализатора цепей в полосе частот 0.1–3.5 ГГц. В результате восстановления магнитной и диэлектрической проницаемостей материала поглотителя из S -параметров в окрестности частоты 700 МГц была получена величина $tg\delta_m \approx 0.7$. Возможными причинами расхождения измеренного тангенса угла магнитных потерь с данными производителя могут являться низкая точность примененного нами метода измерений и отличия приобретенного нами материала от образца, свойства которого были измерены производителем. Помимо магнитной проницаемости в этих опытах была измерена и диэлектрическая проницаемость поглощающего материала, которая выявила очень слабую зависимость этого параметра от частоты в диапазоне 0.3 – 1 ГГц. По

этой причине в модельных расчетах диэлектрическая проницаемость этого материала была принята величиной постоянной и равной $\varepsilon_1' \approx 28$ и $\varepsilon_1'' \approx 0$.

3.1 Сравнение электродинамических характеристик ускорительного модуля ЛИУ в условиях применения поглотителя энергии мод и при их отсутствии

В рамках данного параграфа представлены результаты моделирования электродинамических характеристик ускорительного модуля с применением пассивного метода подавления колебаний: поглотителей в виде межиндукторных вставок из радиопоглощающего материала. Все расчеты были выполнены в соответствии с модельным представлением, подробно описанным в подпараграфе 1.3.1, магнитная и диэлектрическая проницаемости материала поглотителя по результатам измерений были выбраны следующими: $\mu' = 16$, $\mu'' = 8$, $\varepsilon' \approx 28$ и $\varepsilon'' \approx 0$. В результате проведенной серии модельных расчетов были выбраны наиболее оптимальные геометрические и физические параметры радиопоглощающих вставок. На основе полученных результатов было проведено сравнение спектров частот, добротностей и коэффициентов связи для исследованных конфигураций ускорительного модуля: первая — без применения радиопоглощающих вставок (см. рисунок 1.4), и вторая — с межиндукторными вставками. В обеих конфигурациях для уменьшения коэффициента связи колебаний с пучком использовались экранирующие электроды, а также были учтены потери энергии в резистивном делителе ускорительной трубки, путем введения эффективной проводимости керамических колец (см. подпараграф 1.3.1). Анализируя полученные в результате расчетов частотные спектры собственных дипольных колебаний в различных конфигурациях ускорительного модуля, представленные на рисунке 3.3, можно сделать вывод, что использование межиндукторных вставок из радиопоглощающих материалов позволило в моделировании существенно уменьшить добротности наиболее опасных дипольных мод до уровня 10 — 25. Геометрия поглотителей представлена на рисунке 3.4.

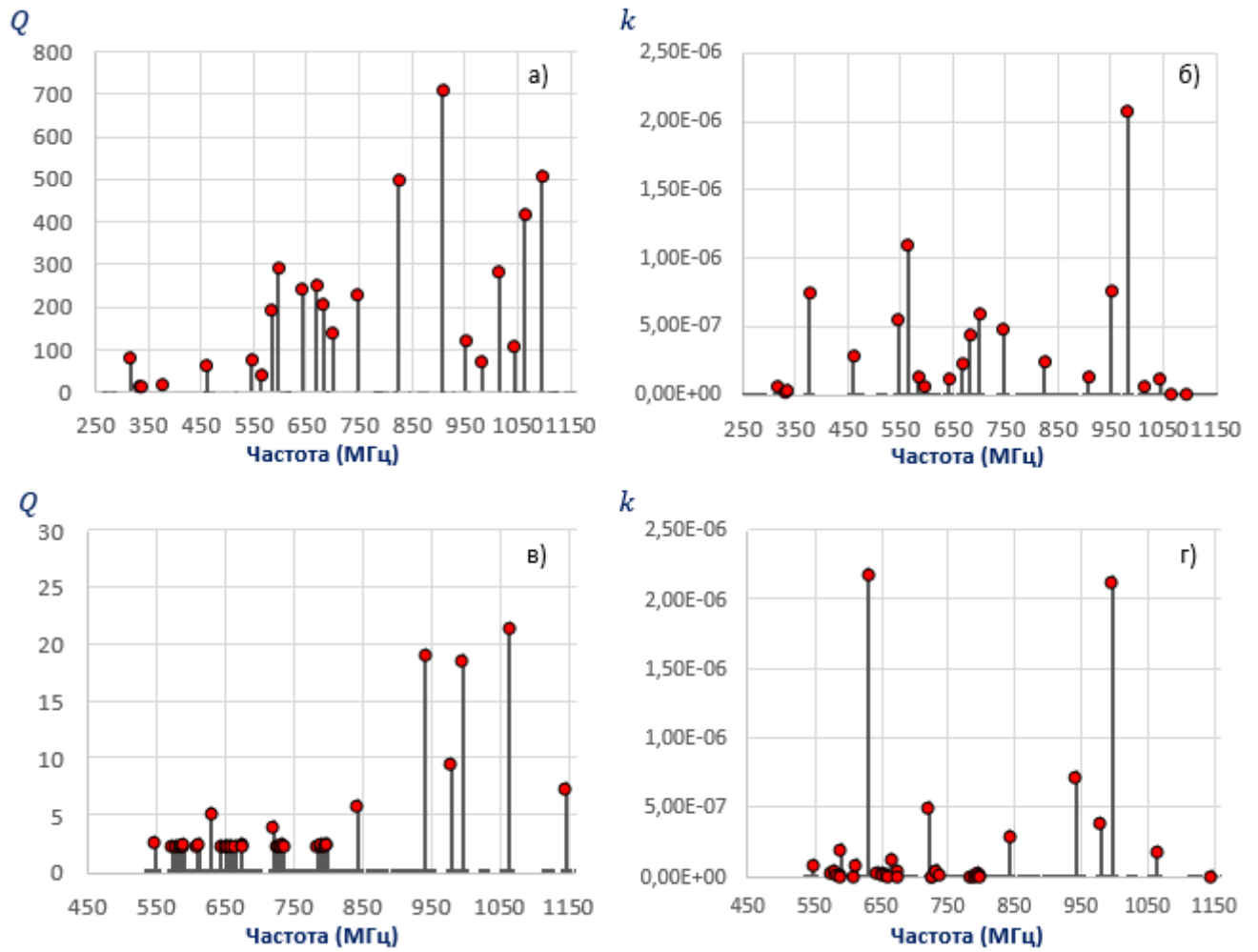


Рисунок 3.3 — Спектры собственных колебаний ускорительного модуля и их коэффициенты связи: (а, б) конфигурация модуля без применения поглотителей, (в, г) — геометрия с межиндукторными вставками из радиопоглощающего материала

Это говорит о высокой эффективности применения ферритосодержащих материалов для подавления собственных колебаний ускорительного модуля при оптимальном расположении поглотителей, а именно при помещении ферритов в область, где локализован максимум магнитного поля большинства мод. При этом следует отметить, что вариант с межиндукторными вставками обладает простой конструкцией и высокой электропрочностью, что особенно существенно при повышении ускоряющего потенциала на трубке до 400 кВ.

Аналогичные исследования были проведены группами американских ученых при разработке ускорительных модулей для комплексов DARHT-I, DARHT-II [83–86], в которых были изучены возможности и эффективность применения ферритовых поглотителей в условиях геометрии ускорительного модуля с одним ускоряющим зазором.

Необходимо отметить еще один факт, свидетельствующий о том, что размещение ферритовых поглотителей в виде межиндукторных вставок приводит к существенному изменению спектра мод ускорительного модуля: к смещению одной части дипольных колебаний в низкочастотную область, а другой — в высокочастотную, что обусловлено большими величинами как магнитной, так и диэлектрической проницаемостей, характерными для поглощающих материалов. Анализ направления смещений мод по спектру, а также их величин в нашем случае сильно затруднен большим числом дипольных мод, возбуждаемых в ускорительном модуле, общее количество которых превышает сотню. Тем не менее, главный результат проведенных исследований заключается в существенном уменьшении добротностей и коэффициентов связи с пучком всех наиболее опасных дипольных мод ускорительного модуля при размещении в нем поглотителей.

3.2 Результаты «холодных» измерений электродинамических свойств ускорительного модуля с поглотителем в виде межиндукторных вставок

Данный параграф посвящен проведению «холодных» измерений свойств электродинамической системы ускорительного модуля с экранирующими

электродами с поглотителем в виде межиндукторных вставок. Целью исследований является верификация результатов моделирования, а также проверка пригодности в качестве поглотителя дипольных мод двух материалов: сегментов ферритов и резины с ферритовым наполнением.

При проведении «холодных» измерений была исследована та же конфигурация ускорительного модуля с экранирующими электродами, в которой дополнительно были установлены межиндукторные вставки из поглощающего материала согласно схеме на рисунке 3.4. Каждый зазор между соседними первичными обмотками индукторов заполнялся вставкой из нескольких слоев поглощающего материала тороидальной формы.

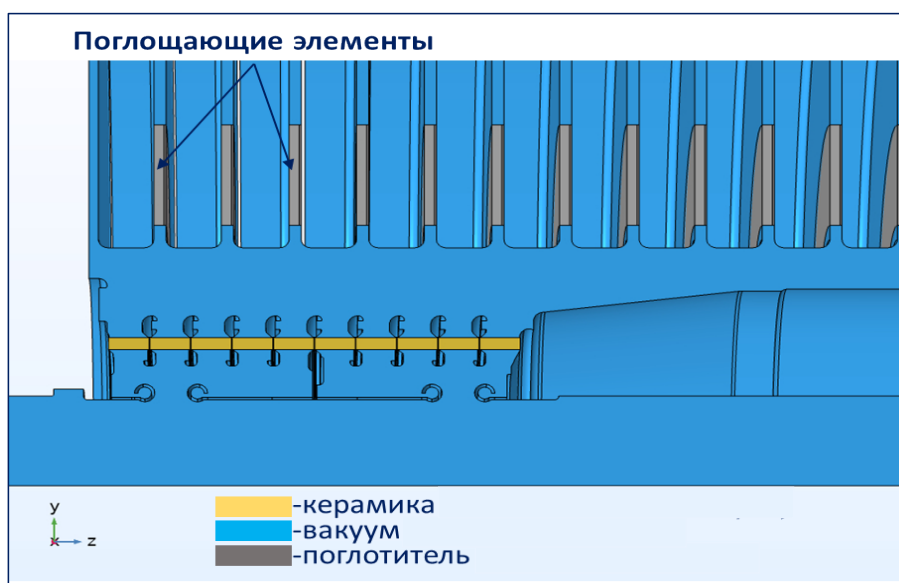


Рисунок 3.4 — Геометрия ускорительного модуля с межиндукторными вставками из поглощающего материала

В результате «холодных» измерений свойств такой конфигурации ускорительного модуля в случае, когда в качестве поглотителя использовались листы резины с ферритовым наполнением, был получен спектр дипольных мод, представленный на рисунке 3.5. Как видно из рисунка, добротность дипольных мод, возбуждаемых в такой структуре, заметно снизилась и находится в диапазоне 10 – 15. Вследствие добавления заметного объема материала с большими значениями ϵ и μ в полость ускорительного модуля наблюдаемые моды заметно сдвинулись по частоте.

Следует отметить, что замена поглотителей в виде листов резины с ферритовым наполнением на ферритовые сегменты позволила получить в «холодных» экспериментах близкие значения добротностей основных вакуумных ди-

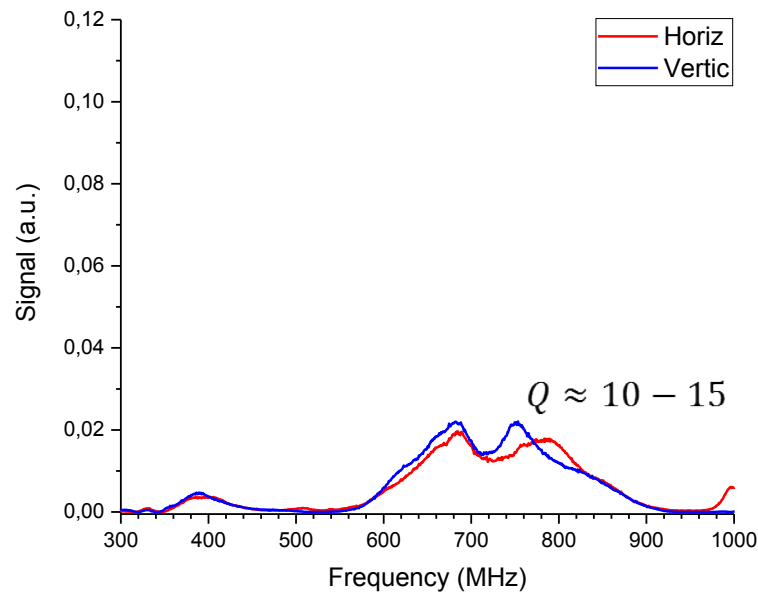


Рисунок 3.5 — Частотный спектр ускорительного модуля с экранирующими электродами и поглотителями в виде межиндукторных вставок радиопоглощающего материала

польных мод. Однако, на основании чуть большей эффективности поглощения энергии таких мод в случае применения резины с ферритовым наполнением в качестве поглотителя, а также вследствие большей простоты изготовления и монтажа в межиндукторных зазорах вкупе с высокой электропрочностью, было принято решение реализовать именно этот вариант поглотителя в ускорительных модулях ЛИУ. Далее в ходе изложения результатов исследований будем называть такую конфигурацию ускорительного модуля стандартной.

3.3 Изменение геометрии модулей ЛИУ для разведения наиболее опасных мод по различным частотным интервалам. Архитектура ускоряющей структуры комплекса ЛИУ

Исходя из поставленной цели — создать условия для обеспечения устойчивого распространения электронного пучка в ЛИУ, были сформулированы и реализованы в существующем ЛИУ несколько предложений по изменению конструкции ускорительного модуля. Одним из таких изменений стало осу-

ществование «разводки» ускорительных модулей по частотам наиболее «опасных» дипольных мод (см. параграф 1.2) за счет изменения геометрии экранирующих электродов. Для того, чтобы убедиться в эффективности такого метода, было проведено моделирование развития неустойчивости в гипотетической ускорительной структуре, состоящей из двух групп различных по частотным свойствам ускорительных модулей. Каждая группа, состоящая из одинаковых модулей, имела одну единственную дипольную моду, и полосы частоты этих мод с учетом их конечной добротности в разных группах не перекрывались. В результате проведенного расчета оказалось, что инкременты роста неустойчивости на частотах мод остались приблизительно теми же, что и при заполнении всей ускорительной структуры одинаковыми модулями, но число модулей с одинаковой частотой, стоящее в экспоненте выражения (1.11) уменьшилось ровно вдвое, поэтому амплитуда колебаний центроида пучка на выходе ЛИУ заметно упала. Это особенность развития поперечной неустойчивости всецело определяется резонансным характером накачки пучком дипольных колебаний ускорительных модулей. В реальной ситуации при той конструкции модуля с секционированной ускорительной трубкой, которая используется в ЛИУ, несколько ($\sim 3 - 5$) наиболее опасных вакуумных дипольных мод сосредоточены в относительно узком частотном интервале 700 – 900 МГц, середина которого определяется диаметром транспортного канала, а ширина интервала в некоторой степени особенностями конструкции экранирующих электродов и расстоянием между ними. При уменьшении добротности этих мод до значений 15 – 20 добиться слабого перекрытия полос мод из различных групп ускорительных модулей — довольно трудная задача.

Для ее решения были сформированы две различные конструкции экранирующих электродов: в конструкции ускорительного модуля I типа увеличили расстояние между электродами со стандартных $l_{gap} \approx 180$ мм до 240 мм, сохранив стандартную величину ускорительных зазоров (см. описание экранирующих электродов в подпараграфе 1.3.1), а в конструкции модуля II типа были использованы стандартные размеры зазоров и расстояния между ними. Геометрия ускорительных модулей обоих типов представлена на рисунке 3.6.

На первом этапе моделирования, были определены электродинамические характеристики модулей I и II типов в отсутствие каких-либо дополнительных поглотителей, в том числе и в виде межиндукторных вставок. Ко-

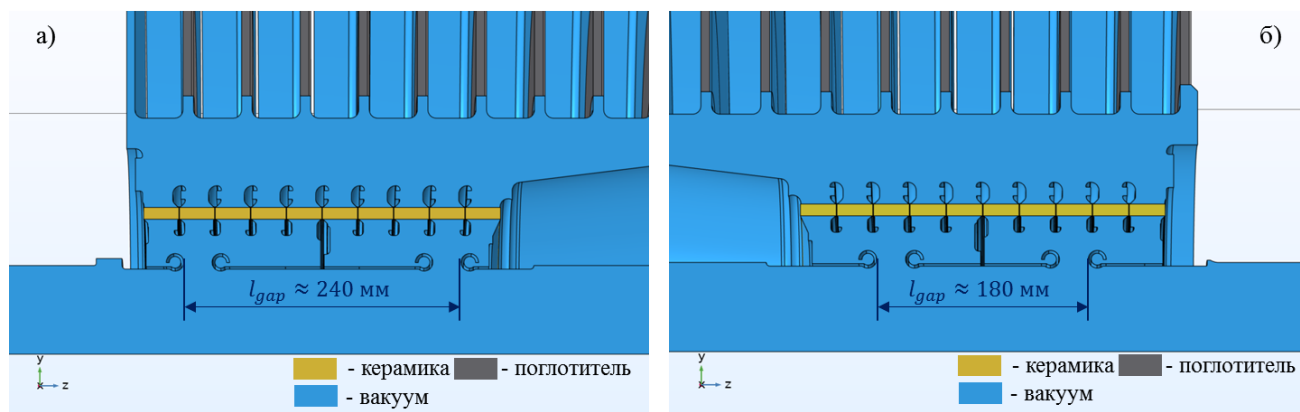


Рисунок 3.6 — Геометрия ускорительных модулей: (а) – I типа и (б) – II типа

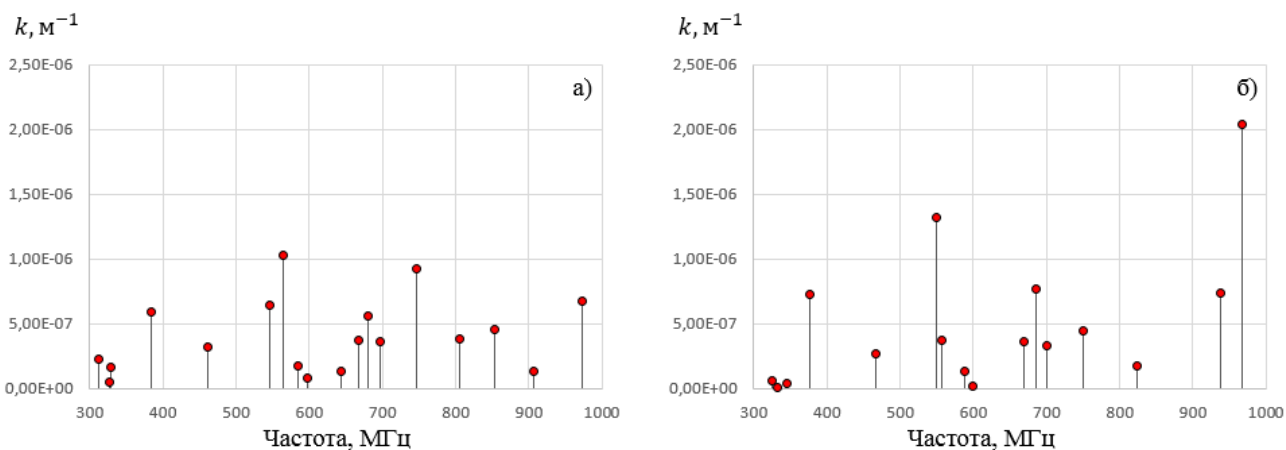


Рисунок 3.7 — Зависимость коэффициентов связи пучка с различными модами в ускорительных модулях I типа (а) и II типа (б) в отсутствие каких-либо дополнительных поглотителей

эффиценты связи дипольных мод с пучком в интервале 300 – 1000 МГц представлены на рисунке 3.7. Из рисунка можно заметить, что в диапазоне 700–850 МГц частоты наиболее опасных дипольных вакуумных мод, обладающих наибольшими значениями коэффициентов связи, сместились на величину от нескольких единиц до двух десятков МГц. Также это наглядно отражено в таблице 3.2. При этом вид распределений полей этих мод вдоль оси для ускорительных модулей I и II типов существенно различается, что демонстрирует рисунок 3.8.

На втором этапе исследований были проведены расчеты электродинамических свойств модулей ЛИУ обоих типов с применением поглотителей в виде межиндукторных вставок из радиопоглощающего материала. Коэффициенты связи и добротности наиболее опасных вакуумных дипольных мод в области частот 700 – 850 МГц для модулей обоих типов с поглотителями представле-

Таблица 3.2 — Сопоставление частот основных вакуумных дипольных мод ускорительных модулей I и II типов без дополнительных поглотителей и с ними в виде межиндукторных вставок из радиопоглощающего материала

Тип ускорительного модуля	Дипольные моды в модели ускорительного модуля без поглотителей	Дипольные моды в модели ускорительного модуля с поглотителями
Модуль I типа	680.04 МГц, 747.15 МГц, 806.39 МГц	660.33 МГц, 716.18 МГц, 796.17 МГц
Модуль II типа	700.33 МГц, 749.77 МГц, 823.53 МГц	636.54 МГц, 718.31 МГц, 822.25 МГц

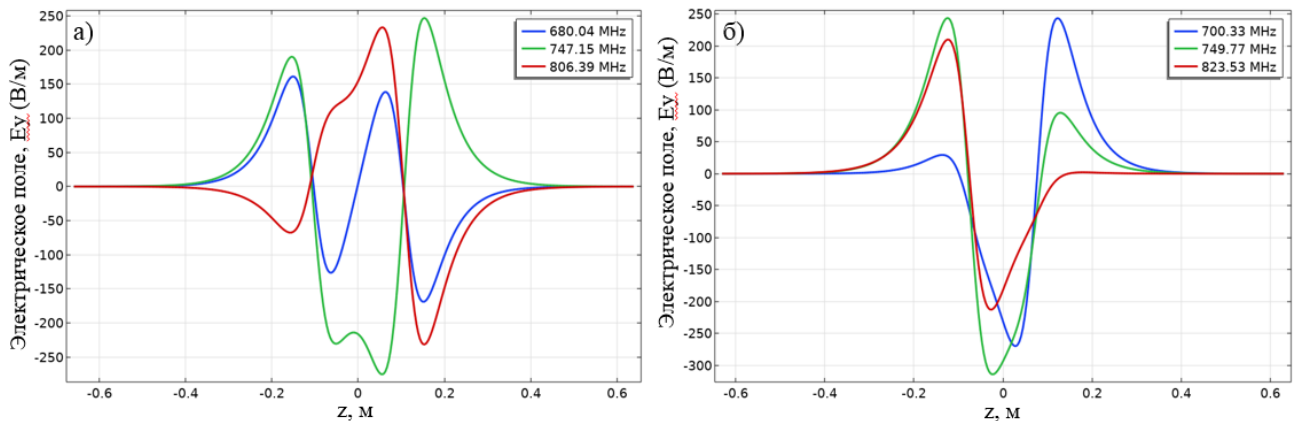


Рисунок 3.8 — Распределение вдоль оси ускорителя поперечной u -компоненты электрических полей основных вакуумных мод ускорительных модулей: (а) – I типа и (б) – II типа

ны на рисунке 3.9. Как видно из него, произошло смещение мод по частоте на такие же характерные величины от нескольких единиц до двух десятков МГц, как и в случае без дополнительных поглотителей. Но существенной особенностью случая с поглотителями является разительное отличие коэффициентов связи тех мод, которые сдвинулись по частоте на незначительные несколько МГц. Для тех мод, которые сдвинулись по частоте на 20 МГц, перекрытие полос при добротностях 15 – 20 относительно небольшое. Таким образом указанные обстоятельства вселяют надежду на возможность реализации разводки по частотам двух типов ускорительных модулей, отличающихся расстоянием между ускорительными зазорами. Следует также обратить внимание, что

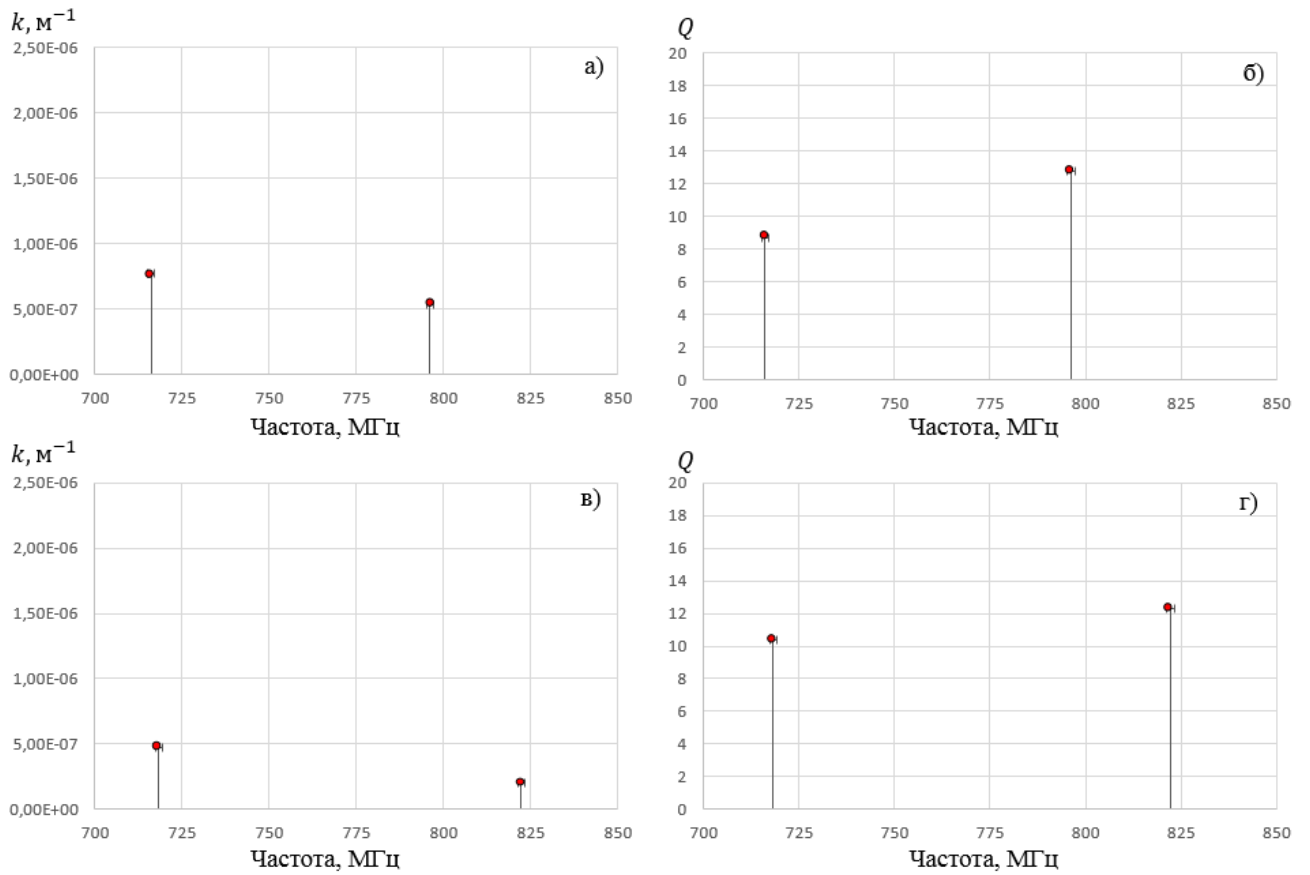


Рисунок 3.9 — Зависимости коэффициентов связи пучка с модами и добротности этих мод от частоты в моделях ускорительного модуля с дополнительными поглотителями между индукторов для I типа (а) и (б) и II типа (в) и (г)

в случае геометрии ускорительных модулей, которые используются в нашем ЛИУ, не удастся раздвинуть ускоряющие зазоры на большее расстояние, не ухудшив при этом электрическую прочность системы.

На основе предложений по модификации конструкции ускорительных модулей была сформирована архитектура действующего в настоящее время ЛИУ, в котором модули двух типов, оснащенные поглотителями в виде межиндукторных вставок из радиопоглощающего материала, расположены последовательно друг за другом, начиная с I типа (см. рисунок 3.10).

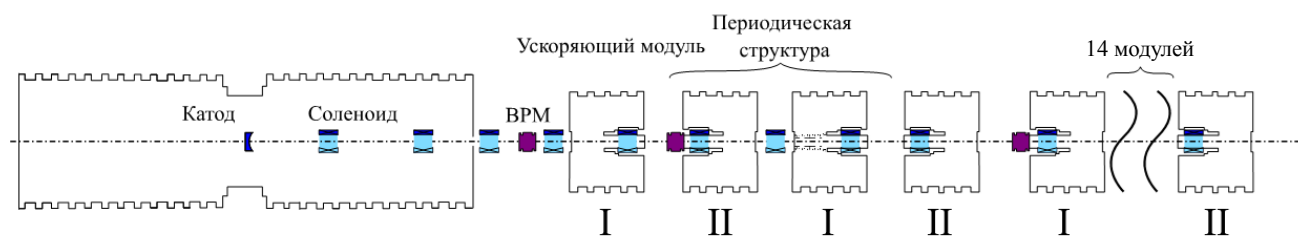


Рисунок 3.10 — Схема расположения модулей I и II типов в ускорительной структуре комплекса ЛИУ

Основные заключения по главе 3

- На основе расчетной модели электродинамических свойств ускорительного модуля были предложены пассивные методы подавления дипольных мод этого модуля, рассчитана и разработана конструкция поглотителя энергии дипольных мод.
- С помощью разработанной методики «холодных» измерений частотных свойств ускорительного модуля, описанной в главе 2, были проведены измерения характеристик его наиболее опасных дипольных мод, в результате чего было продемонстрировано эффективное уменьшение добротностей этих мод с величин ~ 100 (для модуля без дополнительных поглотителей) до уровня $Q \sim 10 - 15$ при применении поглотителей, установленных между индукторов модуля.
- Проведены расчеты, на основе которых разработаны и изготовлены две различные конструкции экранирующих электродов ускорительного модуля с целью «разводки» двух типов модулей по частотам их наиболее опасных дипольных мод. Получены спектры мод таких модулей, их коэффициенты связи и добротности. Чередующиеся типы модулей используются в архитектуре ЛИУ.

- Результаты, представленные в главе 3, опубликованы в работах автора [79; 82].

Глава 4. Моделирование развития поперечной неустойчивости сильноточного релятивистского электронного пучка в ЛИУ и сравнение с экспериментальными данными

Задачей теоретических исследований, описанных в текущей главе, являлось проведение моделирования динамики поперечной неустойчивости сильноточного релятивистского электронного пучка в комплексе ЛИУ.

4.1 Результаты моделирования ЛИУ с энергией до 5 МэВ

На первом этапе исследований моделирование проводилось для конфигурации ускорителя ЛИУ с энергией электронного пучка до 5 МэВ, в которой применялись два различных типа ускорительных модулей, различающихся местами расположения ускорительной трубки (типы I и II на рисунке 3.10) с одинаковыми экранирующими электродами, но без дополнительных поглотителей колебаний, в результате чего добротности наиболее опасных дипольных мод были на уровне 100 (см. параграф 2.4). Как показали расчеты электродинамических свойств этих двух типов модулей, они имеют близкие структуры полей соответствующих дипольных мод и незначительно отличаются по частотам колебаний, что обусловлено небольшими отличиями в геометрии модулей.

Что касается добротностей мод, обладающих самыми большими значениями коэффициентов связи, в различных типах модулей, то, судя по результатам «холодных» измерений и экспериментов с пучком, они находятся на уровне 100. К сожалению, в расчетах этот уровень не был подтвержден, так как не было возможности корректно учесть все источники незначительных потерь энергии колебаний в модулях, что привело к завышению добротностей этих мод до уровня нескольких сотен (см. подпараграф 1.3.1). Необходимо отметить, что при добавлении поглотителей колебаний в конструкцию модулей, степень достоверности расчетных значений добротности мод существенно улучшается, и при $Q \sim 10 - 20$ они достаточно хорошо совпадают с результатами измерений.

Далее, сформулируем условия, в которых решалась поставленная задача. Для моделирования динамики развития поперечной неустойчивости были выбраны модельные параметры: например, энергия инжекции пучка задавалось равной $E_{inj} = 1.5$ МэВ, а ускоряющее напряжение в модулях было на уровне $\Delta\phi = 285$ кВ. На рисунке 4.1 представлено распределение ускоряющих электрических и фокусирующих магнитных полей на оси ускорителя, полученное согласно модели, описанной в подпараграфах 1.3.2 и 1.3.3. Синим цветом показано распределение магнитного поля, создаваемого линзами, красным — распределение ускоряющих полей. В этом модельном режиме максимальное магнитное поле фокусирующих линз на оси ускорителя составляло 0.08 Тл. Необходимо отметить, что во всех выполненных расчетах, представленных в

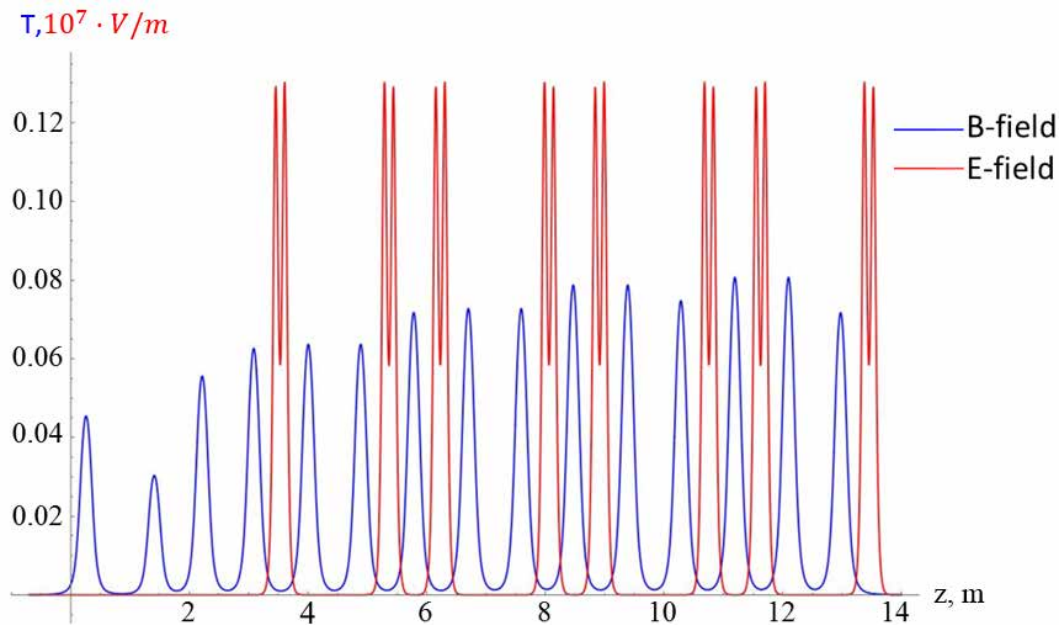


Рисунок 4.1 — Распределение фокусирующих магнитных и ускоряющих электрических полей на оси ЛИУ с энергией до 5 МэВ (в системе 15 магнитных линз и 8 ускорительных модулей). Старт электронного пучка производился с координаты $Z_0 = 0$

этом и последующих параграфах, пучок электронов представлял собой тонкую заряженную нить, состоящую из 4000 частиц. Такое количество частиц было выбрано для того, чтобы интервал времени вылета из катода между соседними макрочастицами (0.04 нс) был много меньше характерного периода дипольных колебаний с частотой ~ 1 ГГц, и соответственно расстояние, пролетаемое релятивистским электроном за это время (1.2 см), было мало по сравнению с характерной длиной волны колебаний ~ 30 см. В представлении

пучка в виде тонкой нити есть неоспоримое преимущество в экономии расчетных ресурсов, поскольку отсутствует необходимость учитывать воздействие электрических и магнитных полей собственного объемного заряда электронов пучка на их движение в ускорителе, что позволило нам существенно сократить время расчетов до уровня одного часа. В то время как моделирование конечного объема, занимаемого пучком, потребовало бы самосогласованного решения уравнений Пуассона, что в соответствии с имеющимся опытом увеличило бы время выполнения расчетов до нескольких десятков и сотен часов. При этом следует отметить, что перед выполнением расчетов для проверки расчетных алгоритмов пучок инжектировался точно по оси ЛИУ, в этом случае никакого возбуждения колебаний пучка в расчетах не наблюдалось.

Второе важное условие для модельного рассмотрения — это выбор способа возбуждения поперечной неустойчивости. Вообще говоря, в расчетной программе возбуждение колебаний пучка в ЛИУ могло осуществляться несколькими различными способами, например: постоянным во времени смещением центра пучка от оси ускорителя при его инжекции в ускорительную структуру параллельно ее оси, наклоном скорости пучка по отношению к оси ускорителя, а также модуляцией поперечных координат макрочастиц пучка по гармоническому закону с заданной частотой. В отдельных расчетах было продемонстрировано, что в модели тонкого пучка при незначительных величинах начального смещения центра пучка от оси ускорителя, существенно меньших радиуса транспортного канала, амплитуда колебаний пучка на выходе ускорителя линейным образом зависит от этого смещения. Далее для проведения анализа фундаментальных особенностей развития поперечной неустойчивости ее исследование проводилось при одном и том же способе возбуждений, задавая при этом начальное смещение центра пучка от оси ускорителя величиной 1 мм в поперечном направлении (вдоль оси X).

Кроме того, очевидным образом на амплитуду колебаний пучка на выходе ускорителя влияет также неадиабатичность процесса включения тока пучка (фронта импульса) по отношению к периоду дипольных колебаний. Также как и в случае математического маятника с малым затуханием амплитуда его колебаний под воздействием медленной гладкой во времени возмущающей силы определяется экспонентой $e^{-\omega\tau}$, где ω — частота колебаний маятника, а τ — характерное время воздействия на него ($\tau \gg 1/\omega$). В нашем случае во всех

расчетах форма импульса тока имела одинаковую форму с передним фронтом $I(t) = I_0(1 - \cos(\pi t/\tau_\phi))/2$ и длительностью $\tau_\phi = 30$ нс, далее полку величиной I_0 и длительностью 100 нс, а задний фронт задавался симметричным переднему. Так как в нашем случае несмотря на то, что фронт импульса тока имел длительность, намного превышающую характерный период дипольных колебаний, вследствие разрывов второй производной в функциональной зависимости тока от времени амплитуда Фурье разложения колебаний пучка уменьшалась степенным образом с ростом частоты дипольных колебаний, а не экспоненциальным, как в случае аналитичности $I(t)$.

Перейдем к обсуждению результатов, полученных в условиях модельных приближений, сформулированных выше. В качестве примера результатов моделирования возбуждения поперечной неустойчивости пучка с током 2 кА в ЛИУ на рисунке 4.2(а) приведены спектрограммы плотности энергии колебаний нескольких дипольных мод с частотами в диапазоне $\Delta f \approx 700 - 850$ МГц с высокими значениями добротности $Q = 100$, искусственно заданными в расчетах одинаковыми для всех мод. Такая высокая добротность мод обеспечивает их хорошую изолированность на исследуемом частотном интервале. В результате этой изолированности в расчетах наблюдается преимущественное усиление от модуля к модулю только отдельных мод, обладающих самыми высокими коэффициентами связи с пучком. Разными цветами обозначены спектрограммы энергии колебаний в различных ускорительных модулях, и как видно, максимальная энергия колебаний достигается в последних 7-м и 8-м модулях ЛИУ. При уменьшении добротностей этих же мод до уровня $Q = 20$ (см. рисунок 4.2(б)), вследствие чего их полосы существенно перекрываются, в расчетах наблюдается формирование частотной области широкополосного усиления с модуляцией спектра (появлением кратных частот). Стоит отметить, что частоты собственных колебаний в нечетных и четных ускорительных модулях несколько отличаются, что, как уже упоминалось выше, связано с особенностями их геометрий.

Также в этих расчетах были получены трехмерные графики спектральной плотности энергии колебаний в зависимости от частоты и номера ускорительного модуля за все время импульса пучка, представленные на рисунке 4.3. Из них следует, что эта характеристика колебаний существенно зависит от добротности колебаний: так, например, при $Q = 20$ максимум спектральной

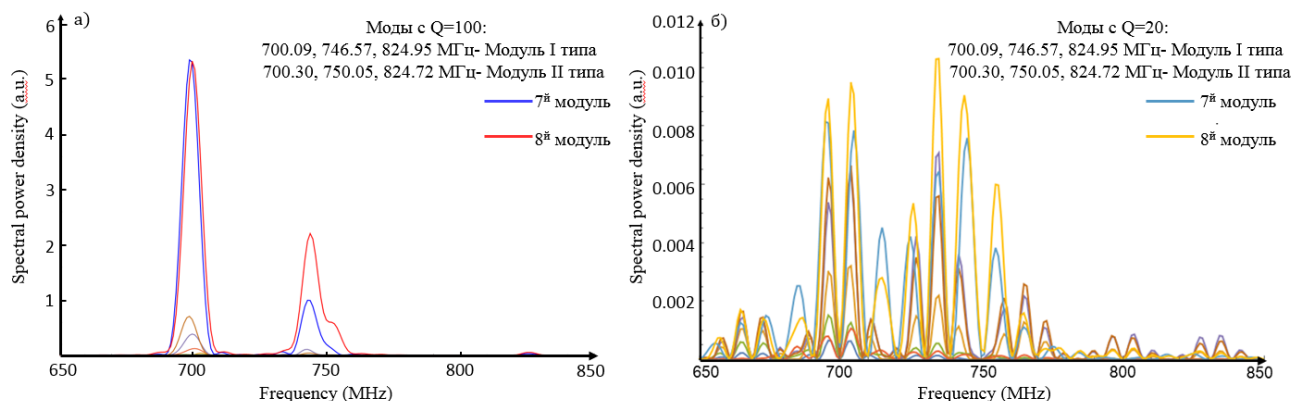


Рисунок 4.2 — Спектральная плотность энергии колебаний полей мод в 7-м и 8-м ускорительных модулях при добротностях мод:

(а) $Q = 100$ и (б) $Q = 20$

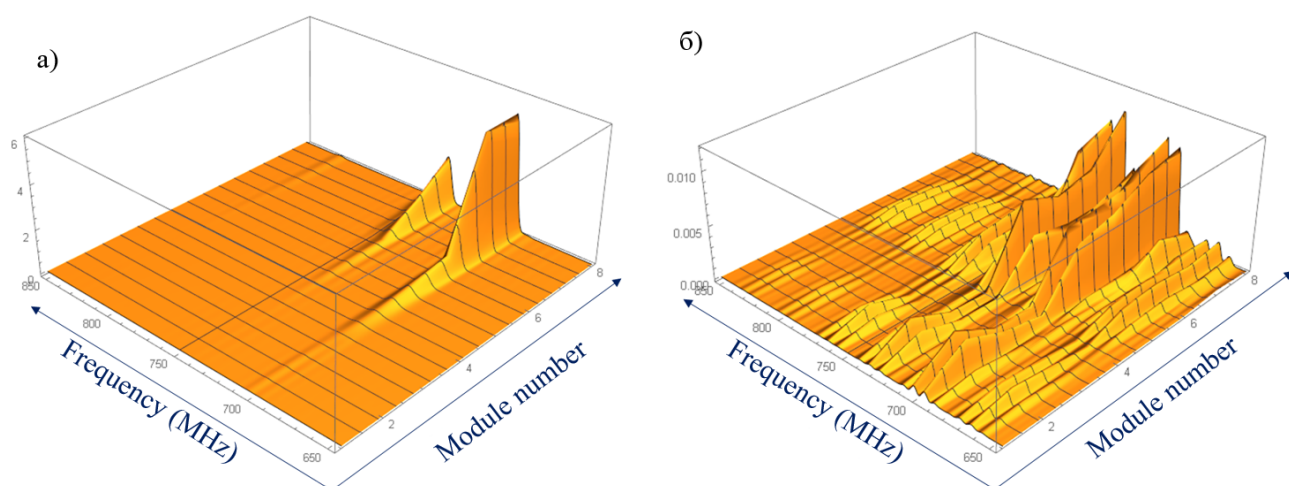


Рисунок 4.3 — Зависимости спектральной плотности энергии полей мод в отдельном ускорительном модуле от частоты и номера модуля при добротностях мод: (а) $Q = 100$ и (б) $Q = 20$

плотности энергии нарастает от начала к концу ускорителя до значений ~ 0.01 отн. ед., в то время как при добротности $Q = 100$ он достигает значений 5.5 отн. ед.

Исходя из линейного приближения (фитирования) зависимости логарифма спектральной плотности энергии от номера ускорительного модуля для частот наиболее быстро растущих колебаний, был найден коэффициент увеличения этой плотности энергии от модуля к модулю $-K_0$. Из полученных значений K_0 в пяти основных частотных промежутках, где располагаются около 20 самых неустойчивых дипольных мод с высокими коэффициентами связи с пучком (в основном это «вакуумные» моды), были получены значения

инкремента усиления от модуля к модулю амплитуды колебаний полей наиболее неустойчивых мод ($\frac{\ln K_0}{2}$) в зависимости от их частоты и добротности, приведенные в таблице 4.1. Данный инкремент определяет рост амплитуды колебаний полей наиболее неустойчивых мод в соответствии со следующим выражением:

$$\sigma = \sigma_0 \cdot \exp\left(\frac{\ln K_0}{2} \cdot N\right), \quad (4.1)$$

где σ_0 — начальная амплитуда колебаний, определяемая шумами инжектируемого пучка.

Таблица 4.1 — Инкремент амплитуды колебаний полей наиболее неустойчивых мод в ЛИУ с энергией до 5 МэВ при транспортировке электронного пучка с током 2 кА

Частотный диапазон, МГц	Инкремент при $Q = 100$	Инкремент при $Q = 20$	Инкремент при $Q = 10$
300 – 500	0.71	0.35	0.22
500 – 600	0.4	0.21	0.14
600 – 700	0.1	0.075	0.025
700 – 800	0.75	0.5	0.2
800 – 1000	1.01	0.58	0.22

В данной таблице показано, что при пятикратном уменьшении добротности со значения $Q = 100$ до $Q = 20$ происходит уменьшение инкремента приблизительно в полтора-два раза во всех диапазонах частот, при этом дальнейшее уменьшение добротности колебаний всего в два раза влияет на него таким же образом. Указанный характер зависимости инкремента амплитуды колебаний полей мод от добротности соответствует предсказаниям теории Нила-Купера-Холла, которая дает линейный спад инкремента от добротности при длительности пучка, превышающей время достижения максимума колебаний - (см. подпараграф 1.3.4). Аналогичные результаты получены при моделировании пучка с током 1 кА (см. таблицу 4.2), в которых продемонстрировано, что коэффициент усиления уменьшается почти в два раза при уменьшении тока пучка в два раза.

Однако для конечного потребителя (пользователя ускорителя) важны, прежде всего, амплитуда поперечных колебаний пучка на выходе ускорителя и ее зависимость от характеристик дипольных мод ускорительных модулей и, в частности, от их добротностей. Поэтому, на следующем шаге исследований

Таблица 4.2 — Инкремент амплитуды колебаний полей наиболее неустойчивых мод в ЛИУ с энергией до 5 МэВ при транспортировке электронного пучка с током 1 кА

Частотный диапазон, МГц	Инкремент при $Q = 100$	Инкремент при $Q = 20$	Инкремент при $Q = 10$
300 – 500	0.34	0.17	0.1
500 – 600	0.18	0.1	0.08
600 – 700	0.05	0.04	0.01
700 – 800	0.33	0.24	0.09
800 – 1000	0.48	0.3	0.1

для анализа временной динамики амплитуды поперечных колебаний пучка в каждом модуле и ее пространственного инкремента (от модуля к модулю) в программный комплекс была добавлена подпрограмма вывода амплитуды колебаний пучка во времени в поперечных сечениях ускорителя после каждого ускорительного модуля. В качестве примера на рисунке 4.4 приведены колебания центроида пучка от времени на выходе его из первого ($z = 4.5$ м) и восьмого ($z = 14$ м) ускорительных модулей в случае возбуждения поперечной неустойчивости для нескольких наиболее неустойчивых дипольных мод в диапазоне частот $\Delta f \approx 700 - 850$ МГц при их высокой добротности $Q = 100$.

Таким образом, в нескольких первых модулях ЛИУ в течение импульса тока можно идентифицировать оба режима развития неустойчивости, описанных в параграфе 1.2, при этом в каждом из модулей наблюдается вначале рост колебаний во времени, а затем их экспоненциальный спад. В последних ускорительных модулях наблюдается только первый режим развития неустойчивости, характеризующийся непрерывным ростом колебаний пучка во времени, а второй режим не успевает начаться из-за недостаточной длительности пучка. На основании полученного результата, можно сделать заключение о том, что поведение поперечной неустойчивости имеет характер, предсказанный теорией Нила-Купера-Холла, хотя она и неприменима напрямую по своим ограничениям для нашего комплекса ЛИУ, поскольку написана не для ускорителей с дискретной фокусирующей системой. Напомним, что эта теория дает оценку на время достижения колебаниями своего максимума амплитуды в момент времени $t_{max} = \frac{2Nk\rho I_b}{\omega I_A} Q^2$, которое пропорционально Q^2 и номеру модуля N в ЛИУ. Это обуславливает достижение максимума и спад ампли-

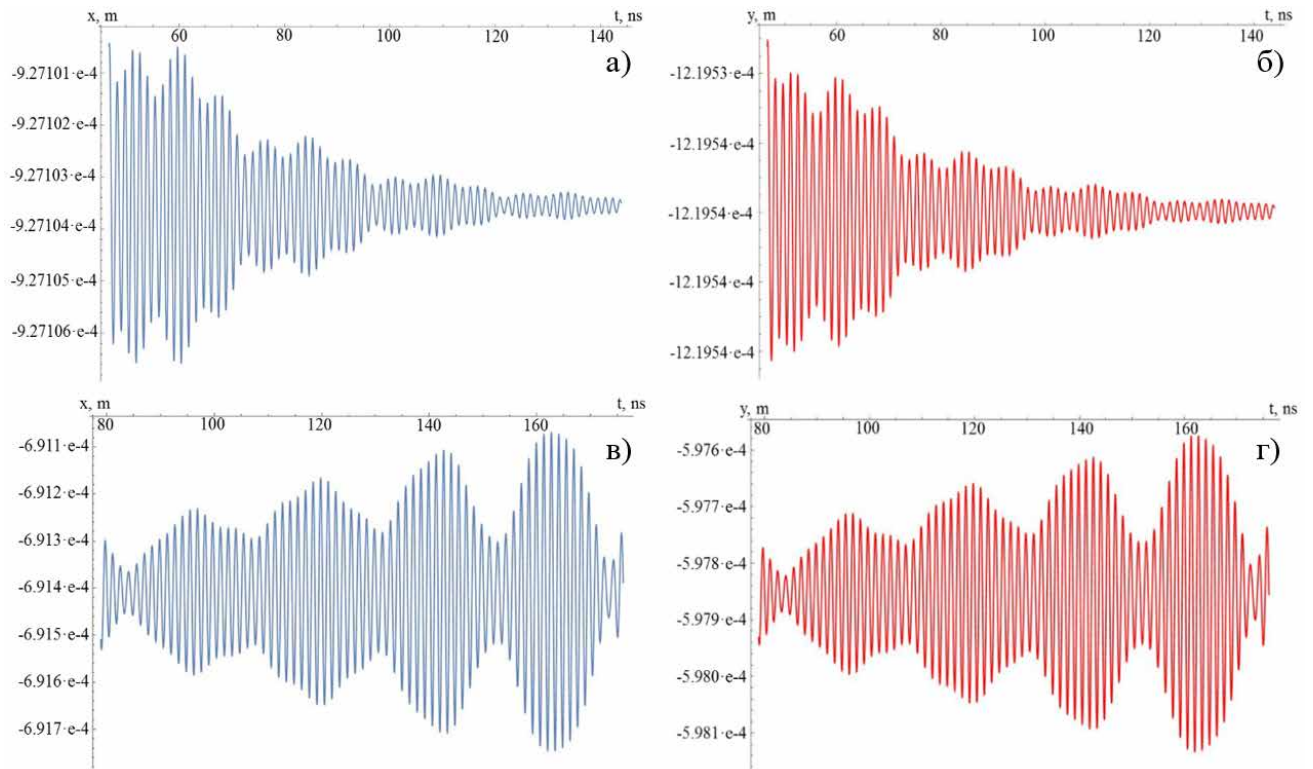


Рисунок 4.4 — Поперечные координаты центра пучка вдоль осей X и Y в течение длительности полочки импульса тока величиной 2 кА в ЛИУ с энергией до 5 МэВ: (а), (б)—на выходе пучка из первого, (в), (г) — из восьмого ускорительных модулей. Модуляция огибающей колебаний связана с биениями на близких частотах дипольных мод. Добротность всех дипольных мод в этом расчете имела значение $Q = 100$

туды колебаний в течение импульса тока в первых модулях ($t_{max} < \tau_b$, где τ_b — длительность пучка) и непрерывный рост амплитуды колебаний в течение всего импульса тока ($t_{max} > \tau_b$) в последующих модулях. Таким образом, одним из способов минимизации негативного влияния этой неустойчивости на транспортировку электронного пучка является сокращение времени t_{max} путем уменьшения добротности колебаний, уменьшения числа ускорительных модулей, увеличения среднего магнитного поля в ускорителе. Кроме этого, в процессе расчетов была замечена еще одна интересная особенность, которая состоит в том, что амплитуда колебаний пучка в начале полки тока при всех остальных одинаковых условиях возбуждения слабо зависит от добротности мод: так при уменьшении добротности в 5 раз она уменьшалась не более чем в полтора - два раза. Для наглядного представления результатов расчетов была построена зависимость логарифма максимальной амплитуды поперечных колебаний центроида пучка в течение длительности полки тока в ЛИУ — $\ln \max \xi_x$ и $\ln \max \xi_y$ от номера анализируемого поперечного сечения, расположенного после соответствующего ускорительного модуля — N_{sect} . Пример такой зависимости приведен на рисунке 4.5 для двух случаев одинаковой добротности всех мод в ЛИУ $Q = 100$ и 20 .

Для остальных диапазонов частот таким же способом были получены оценки инкрементов амплитуды поперечных колебаний пучка, которые приведены в таблице 4.3.

Таблица 4.3 — Инкремент амплитуды поперечных колебаний центроида пучка в ЛИУ с энергией до 5 МэВ и током 2 кА

Частотный диапазон, МГц	Инкремент по x/y при $Q = 100$	Инкремент по x/y при $Q = 20$	Инкремент по x/y при $Q = 10$
300 — 500	0.78/0.8	0.33/0.35	0.32/0.35
500 — 600	0.3/0.31	0.32/0.34	0.33/0.35
600 — 700	0.28/0.31	0.27/0.31	0.26/0.29
700 — 800	0.58/0.59	0.43/0.43	0.44/0.44
800 — 1000	0.74/0.76	0.42/0.43	0.43/0.43

Главный вывод, который можно сделать из представленных данных, заключается в том, что транспортировка пучка с током 2 кА и энергией 5 МэВ в 8-модульном ЛИУ при магнитном поле линз 0.08 Тл может быть успешно реализована даже в условиях, когда добротности основных дипольных мод

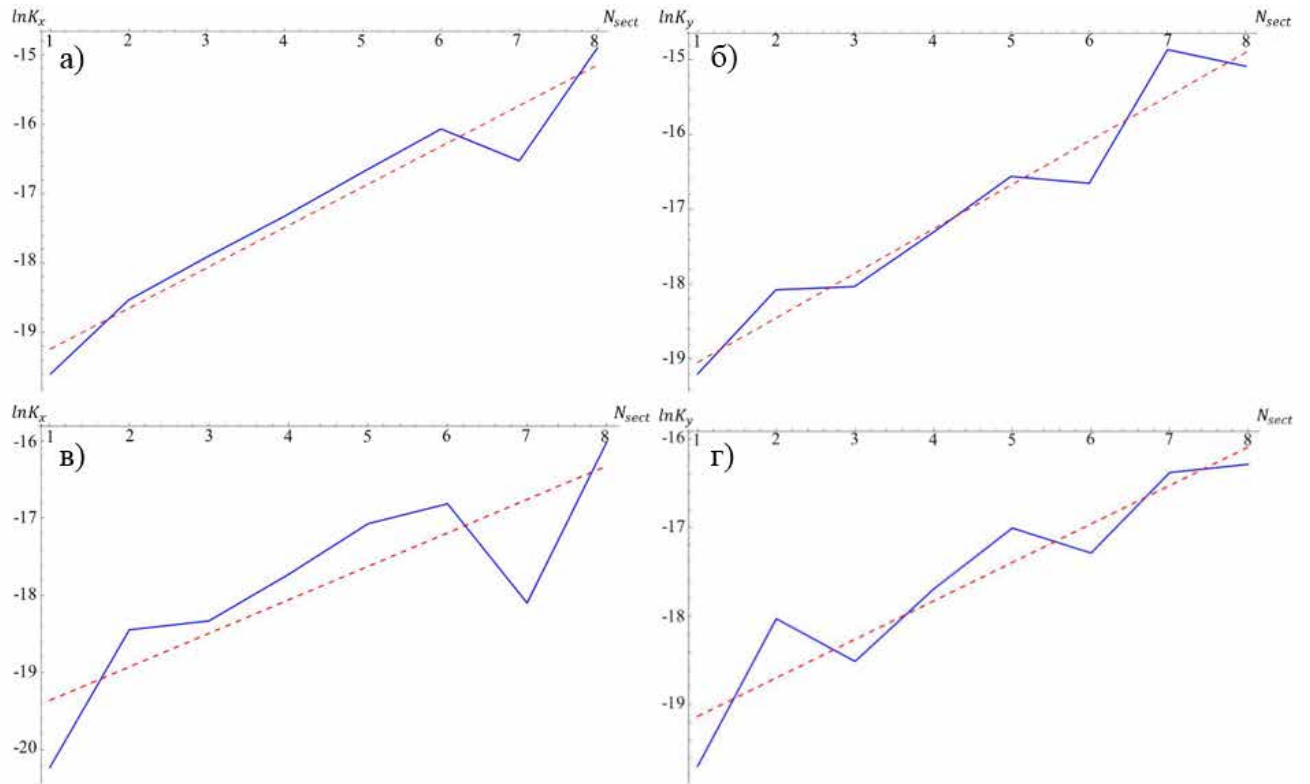


Рисунок 4.5 — Зависимость логарифмов максимальной амплитуды поперечных колебаний по X и Y центра пучка с током 2 кА в ЛИУ с энергией до 5 МэВ при $Q = 100$ (а, б) и $Q = 20$ (в, г) от номера поперечного сечения, расположенного непосредственно за ускоряющим модулем с номером $-N_{sect}$. Красным пунктиром показана линейная аппроксимация этой зависимости, тангенс угла наклона которой равен инкременту

достигают значений ~ 100 . Этот результат обусловлен существенным снижением коэффициента связи с пучком наиболее опасных дипольных мод с частотами в диапазоне 700 – 850 МГц, которое достигнуто применением в модулях экранирующих электродов. Однако, только лишь уменьшением добротностей мод не удастся достигнуть значения инкремента ~ 0.2 и менее, необходимого для реализации ЛИУ, генерирующего электронные пучки килоамперного уровня при значительно больших энергиях (в области вплоть до ~ 30 МэВ). Следует отметить, что оценка необходимых значений инкремента для ЛИУ с энергией вдвое больше исследованной в данном параграфе получена из экспериментальных данных о величине амплитуды колебаний пучка в наиболее устойчивом режиме его транспортировки в ЛИУ с энергией до 5 МэВ.

Таким образом, помимо уменьшения добротности колебаний нужны существенные изменения среднего магнитного поля в системе транспортировки комплекса ЛИУ при неизменных значениях числа ускорительных модулей и тока пучка. Что касается идеи развести по частотам собственные колебания двух типов ускорительных модулей и тем самым уменьшить в два раза эффективное число модулей, усиливающих колебания, то без существенной переделки геометрии модулей и в особенности конструкции ускорительной трубки этот метод не дает существенного понижения инкремента. При неизменной геометрии ускорительной трубки с большим количеством градиентных колец количество наиболее неустойчивых дипольных мод ускорительного модуля в диапазоне частот от 0.3 до 1.16 ГГц составляет около двадцати, и при низкой их добротности существенно развести их по частотам представляется практически невыполнимой задачей (см. рисунок 4.2(б)).

4.2 Результаты моделирования ЛИУ с энергией до 10 МэВ

Следующим шагом исследований стало моделирование динамики поперечной неустойчивости пучка в ЛИУ при повышенной энергии электронов до 10 МэВ, состоящем из 20 модулей стандартной конфигурации типов I и II. Следует напомнить, что для создания ЛСЭ на базе релятивитских электронных пучков интерес представляет как раз диапазон энергий от 4 – 5 до

8 – 10 МэВ [63]. Новая серия расчетов проводилась в тех же модельных приближениях, что описаны в предыдущем параграфе. С целью оптимизации расчетного времени из всего массива дипольных мод были выбраны только те моды (~ 20 штук), которые обладали наибольшими коэффициентами связи с пучком. Таким образом, в результате моделирования развития поперечной неустойчивости был получен полный набор данных, характеризующих эволюцию во времени полей мод в ускорительных модулях, а также динамику центроида пучка во всем ЛИУ. Для того, чтобы иметь возможность сопоставления результатов моделирования с экспериментальными данными, полученными на комплексе ЛИУ, в итоговую модель была заложена ускоряющая система ЛИУ с энергией до 10 МэВ, которая включала 20 стандартных ускорительных модулей чередующихся типов I и II с поглощающими вставками, а также 35 фокусирующих магнитных линз. В качестве примера на рисунке 4.6 представлены распределения магнитных и электрических полей на оси ускорителя, которые соответствуют модельным параметрам: энергия инжекции пучка $E_{inj} = 1.5$ МэВ, ток пучка $-I_b = 1$ кА, постоянное во времени ускоряющее напряжение всех модулей, равное $\Delta\phi = 340$ кВ, максимальное магнитное поле линз $B_m = 0.08$ Тл.

Прежде чем переходить к обсуждению результатов моделирования, важно отметить, что в первых экспериментах по проводке пучка в ЛИУ с энергией до 10 МэВ в спектрах мод, была обнаружена дипольная мода с характерной частотой $f \approx 450$ МГц и большой амплитудой, которая отсутствовала в наших расчетах электродинамических свойств модуля. При тщательном анализе конструкции ускорительного модуля была обнаружена полость, отмеченная на рисунке 4.7(а) красным овалом, которая не была включена в рассмотрение в модели.

Поэтому после обнаружения такой неточности, эта полость была включена в геометрию нашей модели, и, кроме того, было обнаружено, что в ней действительно накапливается заметная доля энергии магнитного поля (см. рисунок 4.7(б)) дипольной моды с параметрами: частота $f \approx 460.66$ МГц и добротность $Q \approx 30$, которые близки к параметрам моды, зарегистрированной в первых экспериментальных сериях на ЛИУ с энергией до 10 МэВ. Эта мода не была зарегистрирована в «холодных» экспериментах, поскольку ее возбуждение дипольным излучателем, описанном в параграфе 2.2, по-видимому, оказа-

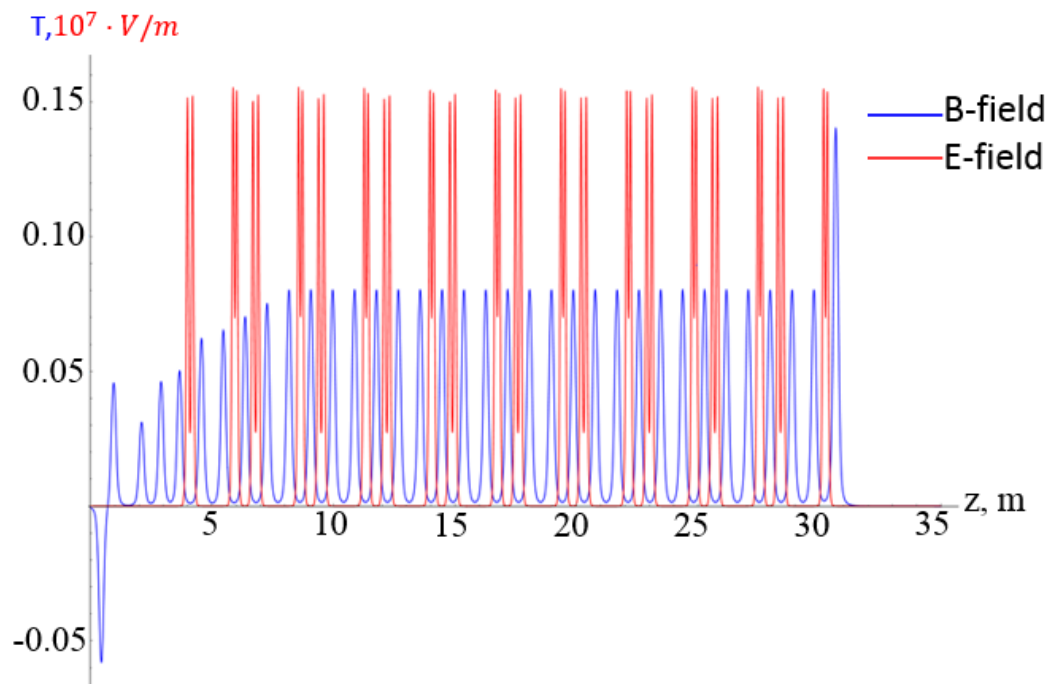


Рисунок 4.6 — Пример распределений ускоряющих электрических и фокусирующих магнитных полей на оси ЛИУ с энергией до 10 МэВ в случае, когда максимальное магнитное поле в линзах в средней части ускорителя составляло $B_m = 0.08$ Тл. Старт электронного пучка производился с координаты $Z_0 = 0.7$ м (точки, соответствующей нулевому значению магнитного поля)

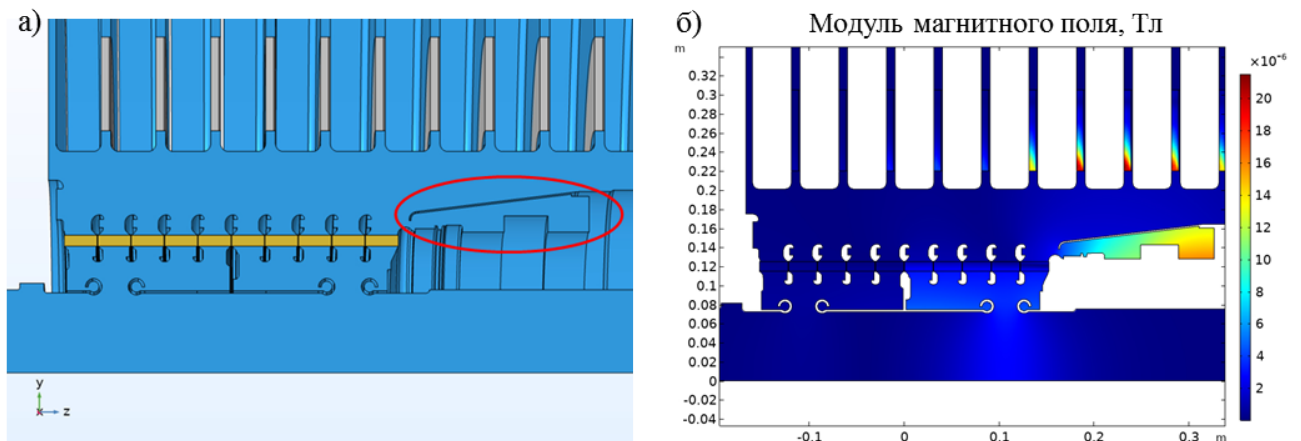


Рисунок 4.7 — (а) Геометрия ускорительного модуля с учтенной полостью, (б) распределение магнитного поля в плоскости продольного сечения ускорительного модуля для дипольной моды с частотой $f = 460.66$ МГц

лось неэффективным. Таким образом, дальнейшая серия численных расчетов, обсуждение которых представлено в данном параграфе, проводилось для мод в диапазоне 300 – 1000 МГц с учетом этой новой моды, обладающей коэффи-

циентом связи $k = 4.5 \cdot 10^{-6} \text{ м}^{-1}$. Значения добротностей остальных мод из указанного диапазона не превышали $Q = 15$ и задавались в соответствии с полученными значениями в модели с поглощающими вставками.

В качестве примера, на рисунке 4.8 приведены рассчитанные зависимости одной из поперечных координат центра пучка от времени в течение «полочки» импульса тока при последовательном увеличении номера модуля с учетом в расчете существования моды с $f \approx 460.66 \text{ МГц}$. Из него наглядно видно, что использование межиндукторных вставок для поглощения колебаний достаточно эффективно, поскольку неустойчивость имеет затухающий характер сразу за фронтом импульса пучка не только после 5-го, но и после 20-го модулей. При этом из полученных графиков можно увидеть, что в колебаниях преобладает частота около 450 – 460 МГц, а также наблюдается биение близких частот. Это биение объясняется тем, что в ЛИУ используется два типа ускорительных модулей, в которых возбуждаются моды с близкими частотами (в модуле I типа $f \approx 460.66 \text{ МГц}$, а II типа -466.93 МГц), из-за чего наблюдается перекрытие полос вследствие низкой добротности этих колебаний.

На рисунке 4.9 представлены спектральный состав и график зависимости спектральной плотности энергии колебаний полей мод в ускорительном модуле от частоты и номера модуля, на которых продемонстрировано, что на выходе из ускорителя преобладает мода с частотой $f \approx 465 \text{ МГц}$.

Также в результате расчетов были получены зависимости логарифма амплитуды поперечных колебаний центра пучка от номера ускорительного модуля, за которым располагался монитор (см. рисунок 4.10). Из тангенса угла наклона прямой линии, аппроксимирующей эту зависимость, был получен усредненный инкремент усиления амплитуды колебаний центра пучка от модуля к модулю, который характеризует усредненный темп нарастания колебаний для данного режима транспортировки и ускорения пучка в ЛИУ.

Стоит отметить, что при уменьшении максимального магнитного поля фокусирующих линз с $B_m = 0.08 \text{ Тл}$ до $B_m = 0.04 \text{ Тл}$ в средней части ускоряющей структуры ЛИУ, полученный в расчетах инкремент усиления колебаний увеличился практически в два раза, что качественно подтверждает теорию Нила-Купера-Холла об обратной зависимости инкремента от среднего магнитного поля в ЛИУ. Тем не менее, опираясь на опыт проведения расчетов

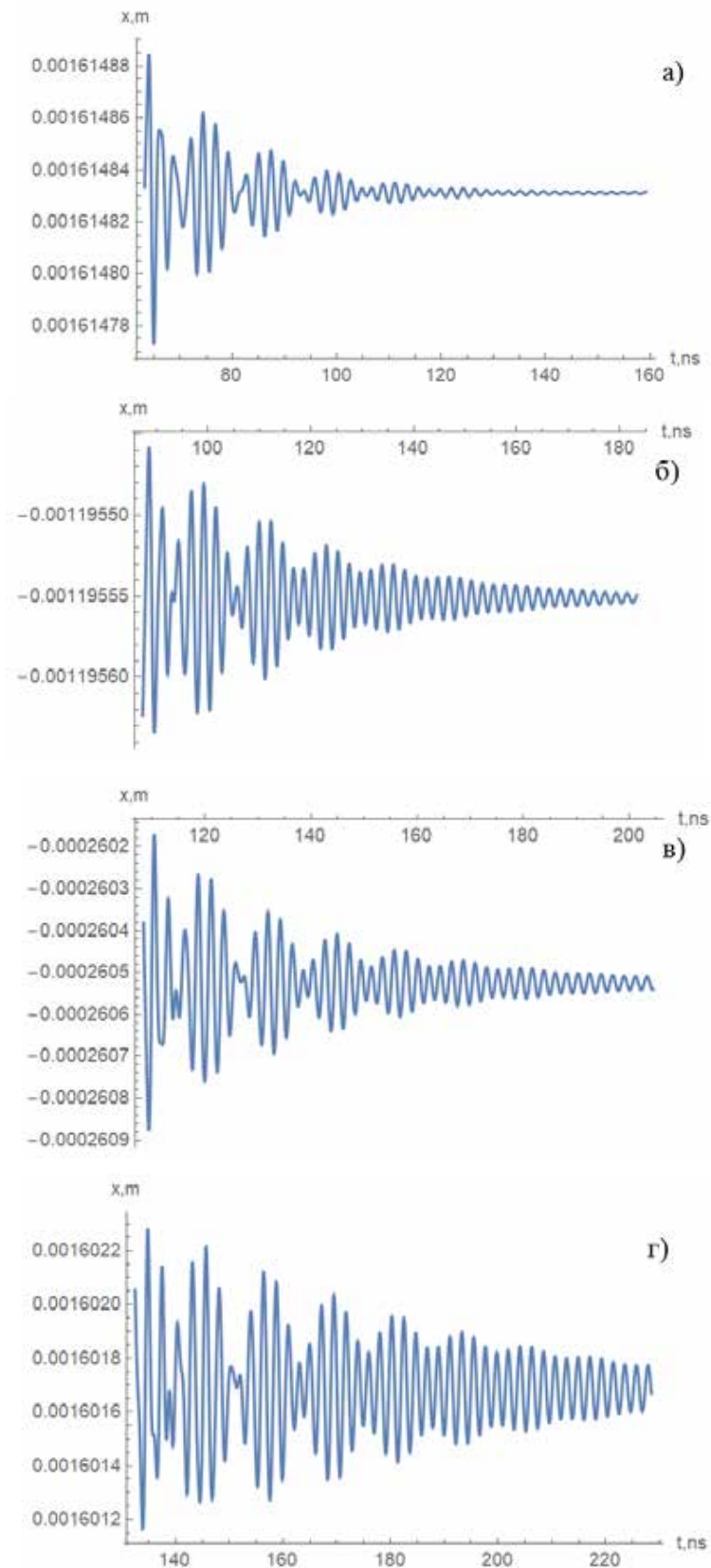


Рисунок 4.8 — Зависимости X -координаты центра пучка от времени в течение полочки импульса тока в ЛИУ с энергией до 10 МэВ в поперечных сечениях, расположенных после: (а) 5-го ускорительного модуля, (б)–10-го, (в)–15-го, (г)–20-го. Параметры модельного режима:

$$E_{inj} = 1.5 \text{ МэВ}, I_b = 1 \text{ кА}, \Delta\phi = 340 \text{ кВ}, B_m = 0.08 \text{ Тл}$$

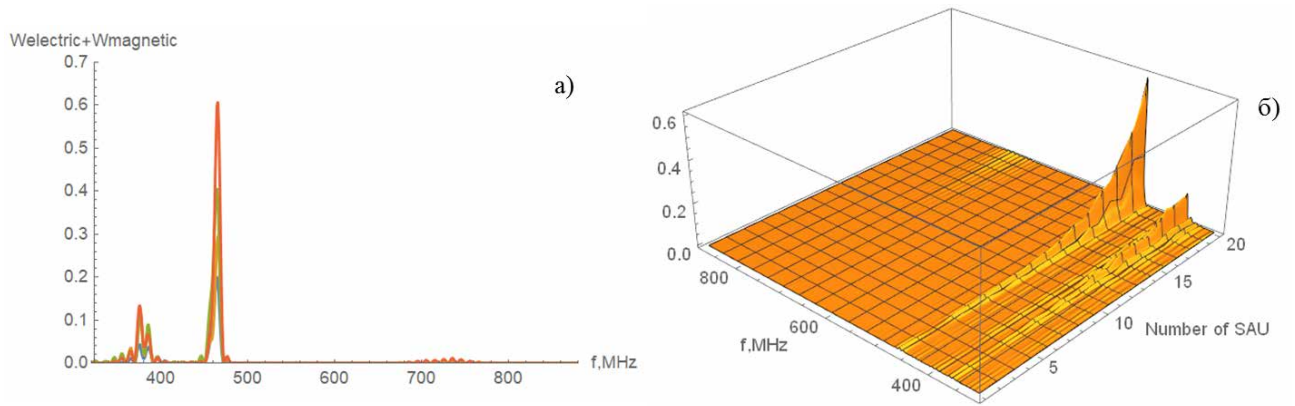


Рисунок 4.9 — (а) Спектральная плотность энергии колебаний полей мод в ускорительном модуле, зеленым и красным цветом показаны предпоследний и последний модули, (б) график зависимости спектральной плотности энергии колебаний в ускорительном модуле от частоты и номера модуля

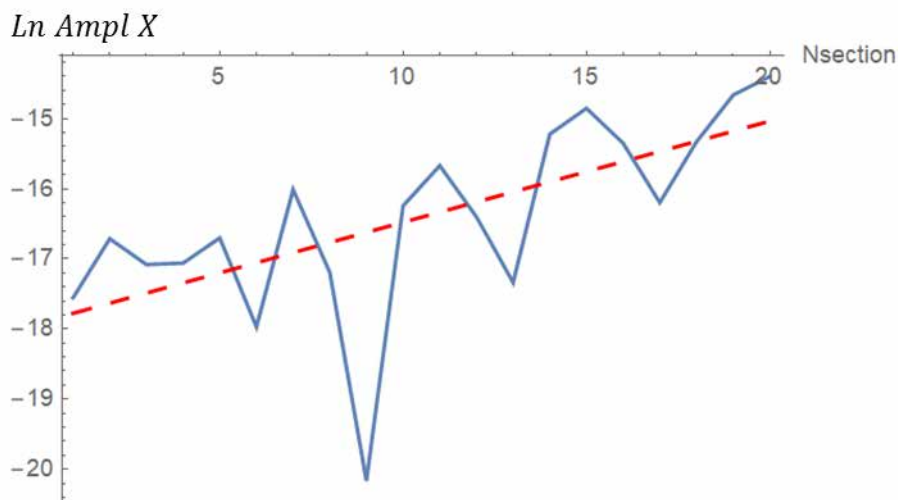


Рисунок 4.10 — Логарифм амплитуды поперечных колебаний центра пучка от номера модуля в ЛИУ с энергией до 10 МэВ. Красным пунктиром показана линия аппроксимации. Параметры модельного режима:

$$E_{inj} = 1.5 \text{ МэВ}, I_b = 1 \text{ кА}, \Delta\phi = 340 \text{ кВ}, B_m = 0.08 \text{ Тл}$$

развития поперечной неустойчивости пучка в различных конфигурациях магнитных систем фокусировки, можно утверждать, что указанный инкремент зависит не только от среднего значения магнитного поля в ускорителе, но и от конкретных особенностей настройки фокусирующей магнитной системы ЛИУ.

4.3 Методика измерений инкремента поперечной неустойчивости сильноточного электронного пучка на комплексе ЛИУ. Сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными

Следующим этапом исследований стало проведение серии экспериментов по транспортировке и ускорению электронного пучка в ЛИУ с энергией до 10 МэВ с целью регистрации колебаний центроида пучка и полей мод в отдельных ускоряющих модулях, по которым планировалось определить инкремент поперечной неустойчивости. Другой целью этих исследований было сопоставление экспериментальных данных и результатов моделирования, чтобы на этой основе верифицировать достоверность расчета как всего пакета программ для описания развития поперечной неустойчивости, так и его отдельных модулей. Эта верификация позволит надеяться на построение более точного прогноза уровня амплитуды поперечных колебаний пучка в случае проектирования ускорителя с рабочим диапазоном энергии электронного пучка в области больших энергий.

Программа серии экспериментов на ЛИУ с энергией до 10 МэВ, целью которой было определение зависимостей инкремента неустойчивости от различных параметров эксперимента, состояла из следующих частей:

1. Проведение экспериментов по транспортировке и ускорению электронных пучков с различными значениями тока пучка при одних и тех же фокусирующих и ускоряющих полях в ЛИУ.
2. Проведение аналогичных экспериментов при одинаковых значениях тока пучка и ускоряющих полей и различных конфигурациях фокусирующей магнитной системы ЛИУ.
3. В экспериментах необходимо осуществить регистрацию сигналов с быстрых трансформаторов тока ФСТ (см. параграф 1.1), после обработки которых получить распределение амплитуд колебаний полей дипольных мод в зависимости от номера ускорительного модуля.
4. Провести аналогичные измерения сигналов пучка с пикапов ВРМ, на основе чего получить распределение амплитуд колебаний центроида пучка по длине ускорителя.

5. По измерениям спектра сигналов с быстрых трансформаторов тока определить спектр частот основных дипольных мод и их добротностей.

Важно отметить, что измерение спектров сигналов с трансформаторов тока необходимо проводить отдельно для области полочки тока и на заднем фронте импульса пучка, поскольку только последние измерения, позволяют достоверно судить о добротности возбужденных пучком мод. Как уже упоминалось в параграфе 2.4, спектры колебаний полей мод на полочке тока подвержены эффекту сужения ширины линий из-за зависимости коэффициента усиления колебаний от частоты, аналогичному явлению в физике лазеров. Также следует заметить, что в экспериментах с током пучка ~ 1 кА в условиях существенного снижения инкремента поперечной неустойчивости для регистрации малых по величине сигналов с детекторов на фоне наводок от работы ускорителя требуется проводить эксперименты при существенно пониженном магнитном поле до уровня 0.08 и даже 0.04 Тл.

Для сопоставления с экспериментальными данными было проведено моделирование развития поперечной неустойчивости электронного пучка в трех случаях, исследованных в экспериментах на ЛИУ с энергией до 10 МэВ: в первом из них ток пучка составлял $I_b = 1$ кА, магнитное поле линз в средней части ускорителя $-B_m = 0.04$ Тл, во втором $-I_b = 1$ кА, $B_m = 0.08$ Тл и в третьем $-I_b = 1.4$ кА, $B_m = 0.08$ Тл. Во всех указанных случаях энергия инжекции пучка была одинаковой и равной $E_{inj} = 1.5$ МэВ, ускоряющие напряжения всех модулей были постоянными во времени и равными значению $\Delta\phi = 340$ кВ. Моделирование проводилось в условиях, подробно описанных в параграфе 4.2.

В результате экспериментов были зарегистрированы сигналы с трансформаторов тока в последних 10-ти ускорительных модулях по причине малости этих сигналов в первых десяти модулях по сравнению с уровнем наводок. Пример одного из таких сигналов, зарегистрированных в 16-м ускорительном модуле, и его спектра приведен на рисунке 4.11.

Как видно из рисунка 4.11, в спектре сигнала доминирует наиболее опасная мода с частотой 450 МГц, в то время как другие опасные моды, зарегистрированные ранее в экспериментах до 5 МэВ в диапазоне 700 – 800 МГц, оказались существенно подавлены применением межиндукторных вставок из

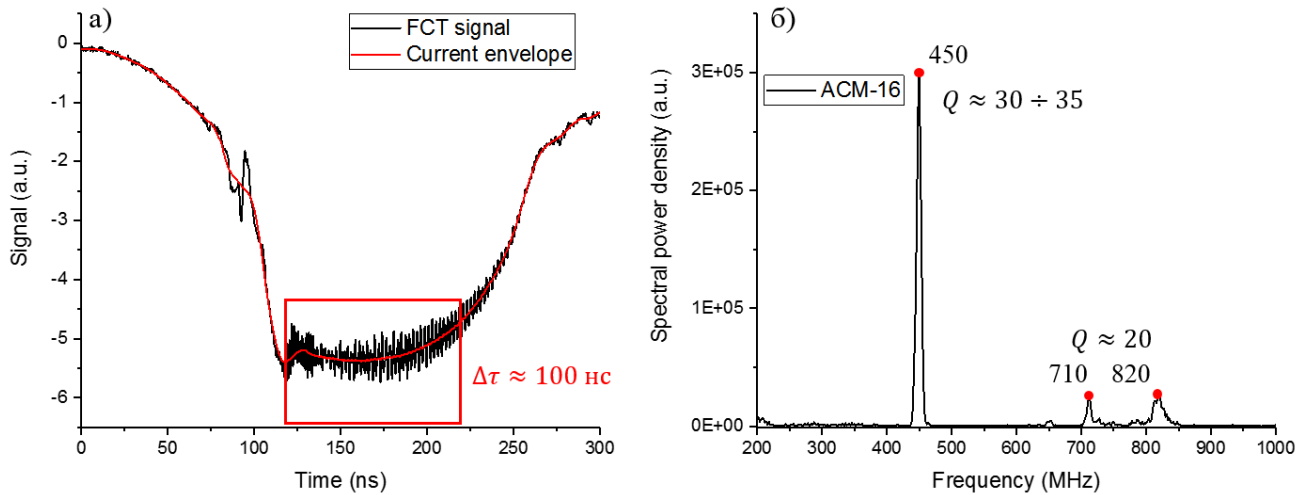


Рисунок 4.11 — (а) Сигнал с трансформатора тока 16–го модуля и (б) его частотный спектр в линейном масштабе в экспериментах с пучком в условиях: магнитное поле линз $-B_m \approx 0.04$ Тл, ток пучка $-I_b \approx 1$ кА, а энергия электронов пучка на выходе ЛИУ $-E_e \approx 8.3$ МэВ

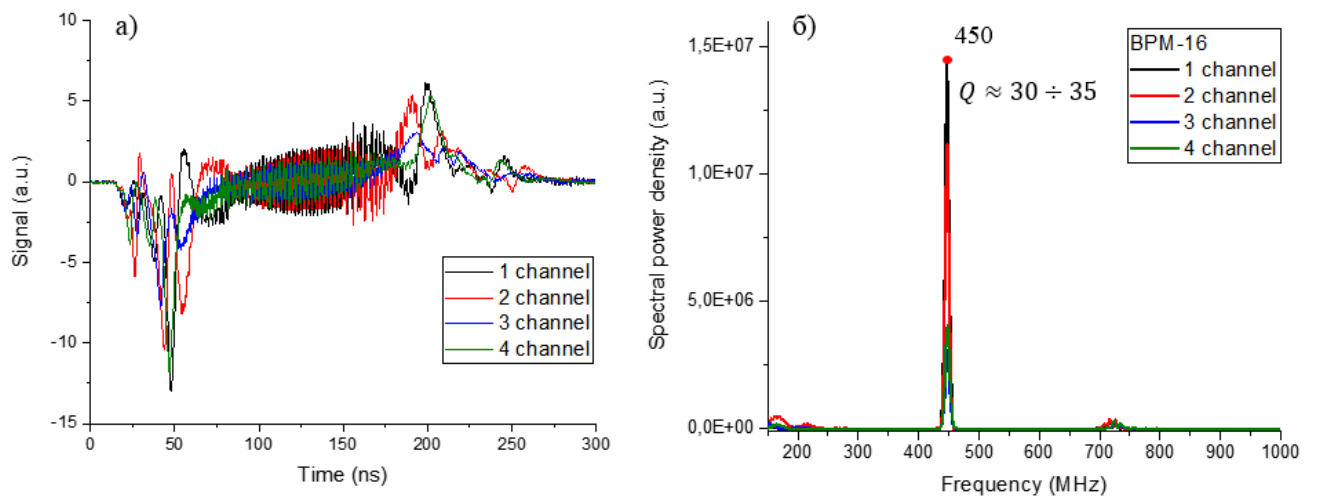


Рисунок 4.12 — (а) Сигнал с четырех электродов пикапа, расположенного после 16–го ускорительного модуля, и (б) спектр этого сигнала в линейном масштабе

радиопоглощающего материала. На рисунке 4.12 представлены аналогичные по характеру спектра сигналы с четырех электродов пикапа, установленного после 16–го модуля ЛИУ. В спектре этих сигналов также превалирует мода с частотой 450 МГц и добротностью $Q = 30 - 35$. Полученные в экспериментах спектры колебаний полей мод с точностью 10 – 15 МГц подтверждают частотные свойства ускорительных модулей, рассчитанные в моделировании.

Далее, для сопоставления значений инкрементов роста амплитуды колебаний, полученных из экспериментальных данных $-\Gamma_{exp}$ и моделирования

– Γ_{th} , был применен следующий алгоритм. Поскольку спектр сигнала с трансформаторов тока содержал практически единственную частоту 450 МГц, то для определения инкремента усиления полей моды от модуля к модулю выбиралась максимальная амплитуда колебаний сигнала в пределах полочки импульса и затем получалась зависимость ее логарифма от номера ускорительного модуля. Полученные зависимости для разных режимов работы ускорителя приведены на рисунке 4.13. Инкремент усиления колебаний определялся из тангенса угла наклона линейной аппроксимации этих зависимостей. Как вид-

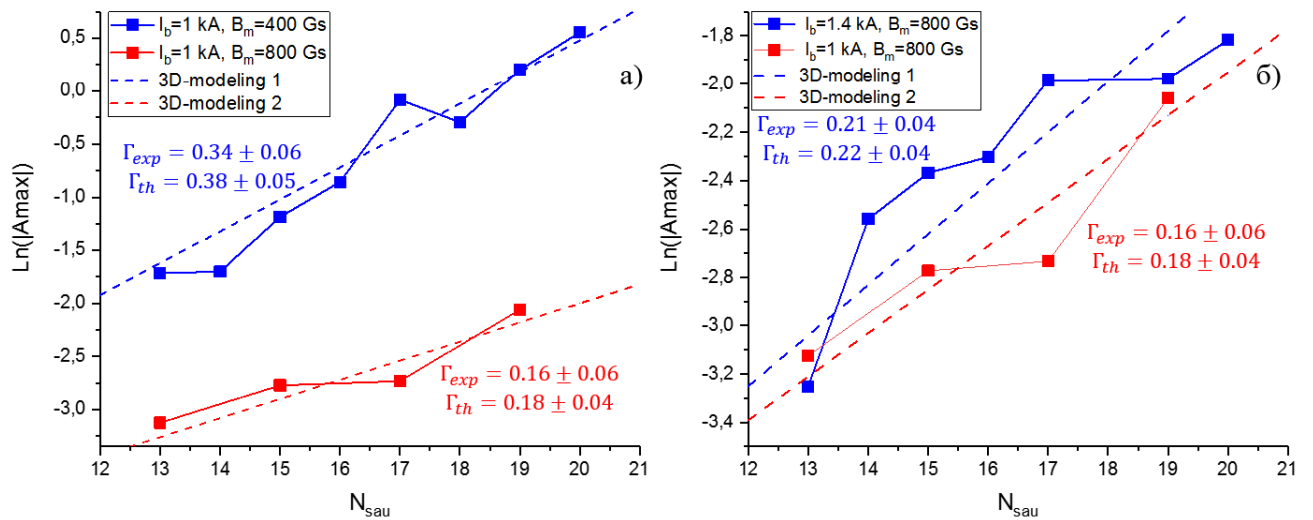


Рисунок 4.13 — Зависимости логарифма максимальной амплитуды колебаний полей моды от номера модуля ЛИУ в трех режимах. (а) — модельные режимы с одинаковым током пучка 1 кА и разными полями в фокусирующей системе ЛИУ: $B_m = 0.04$ Тл и $B_m = 0.08$ Тл, (б) — модельные режимы в одинаковом поле $B_m = 0.08$ Тл и разными токами пучка 1 кА и 1.4 кА. Пунктиром показаны линейные аппроксимации экспериментальных точек

но из сопоставления графиков, приведенных на рисунке 4.13(а), двукратное увеличение максимального магнитного поля в линзах средней части ускорителя приводит к уменьшению инкремента усиления колебаний поля от модуля к модулю приблизительно в два раза. При этом повышение тока пучка приводит приблизительно к пропорциональному росту этого инкремента (см. рисунок 4.13(б)). Из сопоставления экспериментальных данных и результатов моделирования для всех рассматриваемых случаев наблюдается совпадение экспериментального и расчетного значений инкрементов в пределах среднеквадратичного отклонения, что подтверждает достоверность модели, описывающей развитие поперечной неустойчивости пучка в комплексе ЛИУ.

Аналогично предыдущим измерениям, из экспериментальной зависимости логарифма амплитуды колебаний центроида пучка от номера ускорительного модуля, полученной из сигналов пикапов во временном окне в течение полочки тока, по тому же алгоритму обработки был определен инкремент усиления колебаний пучка. Как видно из рисунка 4.14, на котором представлены данные, полученные в эксперименте с током 1 кА в поле $B_m = 0.04$ Тл, этот инкремент имеет величину $\Gamma_{exp} = 0.34 \pm 0.08$ для X -компоненты и $\Gamma_{exp} = 0.35 \pm 0.08$ для Y -компоненты. Как видно из

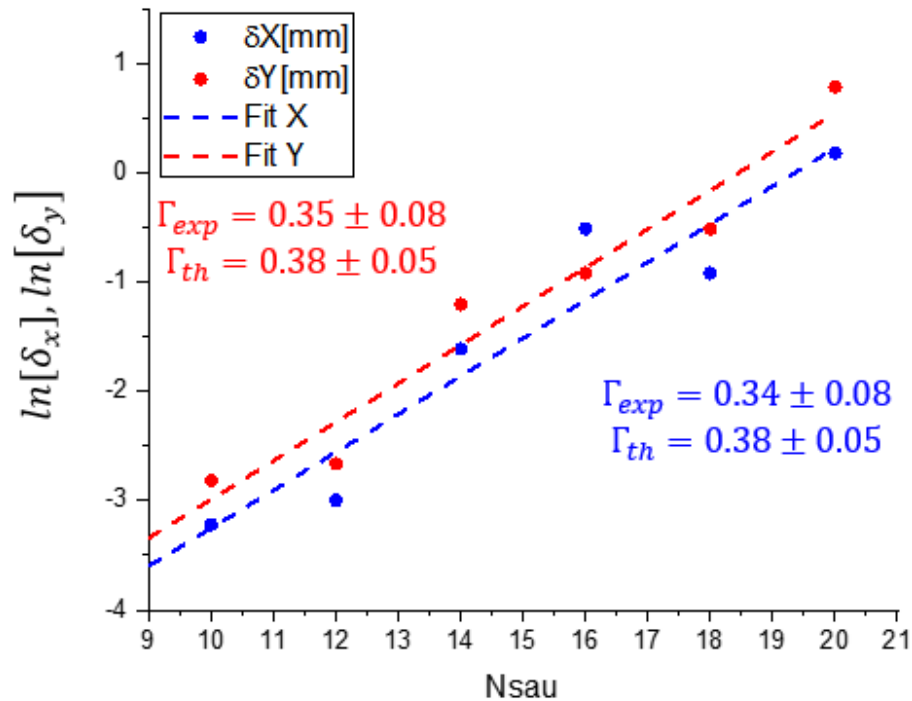


Рисунок 4.14 — Экспериментальная зависимость логарифма амплитуды колебаний центроида пучка от номера модуля по данным, полученным с помощью пикапов (ВРМ) в случае: ток пучка $I_b = 1$ кА и магнитное поле линз $B_m = 0.04$ Тл

сравнения экспериментальных значений инкремента усиления полей мод с инкрементом усиления амплитуды колебаний пучка, приведенных на рисунках 4.13 и 4.14 в режиме с током пучка $I_b = 1$ кА и магнитным полем линз $B_m = 0.04$ Тл, они совпадают в пределах погрешности измерения. По этой причине сопоставление результатов эксперимента и моделирования в различных условиях транспортировки, представленное в таблице 4.4, проведено только для инкрементов усиления полей мод. Помимо информации о значениях инкрементов, экспериментальные данные, полученные с помощью пикапов, поз-

воляют оценить величину начальной амплитуды колебаний центроида пучка перед входом в первый ускорительный модуль ЛИУ, что дает значение $\xi_0 \sim \sim 1$ мкм. Эта величина вследствие большой ошибки в измерении инкремента практически не зависит от варьирования настроек ускорителя.

Таблица 4.4 — Сравнение инкрементов поперечной неустойчивости пучка в ускорителе ЛИУ на энергию до 10 МэВ при разных параметрах транспортировки

Инкремент усиления полей мод в разных режимах	Моделирование	Эксперимент
$I_b = 1$ кА, $B_m = 0.04$ Тл	0.38 ± 0.05	0.34 ± 0.06
$I_b = 1$ кА, $B_m = 0.08$ Тл	0.18 ± 0.04	0.16 ± 0.06
$I_b = 1.4$ кА, $B_m = 0.08$ Тл	0.22 ± 0.04	0.21 ± 0.04

Таким образом, из сопоставления экспериментальных и теоретических значений инкрементов усиления колебаний полей мод для всех представленных случаев наблюдается хорошее их согласие в пределах погрешности измерений.

Помимо достижения требуемых значений инкремента, доказательством успешной проводки пучка является тот факт, что амплитуда колебаний его центроида в описанном режиме транспортировки не превышает значения 1.5 мм. Зарегистрированная в этой серии экспериментов с помощью пикапов зависимость амплитуды колебаний пучка в поперечном сечении от номера пикапа приведена на рисунке 4.15.

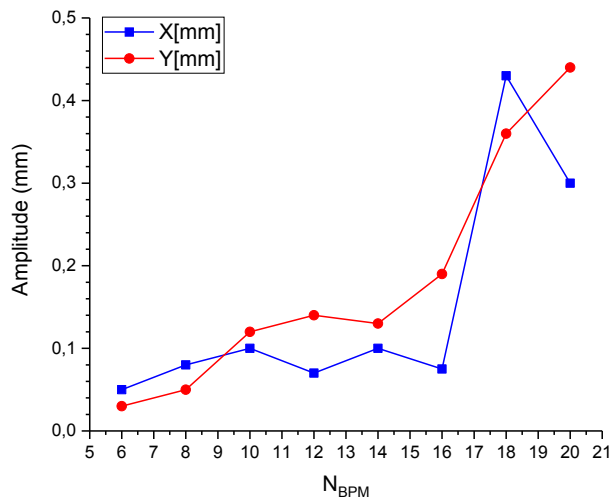


Рисунок 4.15 — Зависимость максимальной амплитуды колебаний пучка в поперечном сечении от номера пикапа (BPM)

Основные заключения по главе 4

Среди основных закономерностей развития поперечной неустойчивости пучка в ЛИУ, наблюдаемых в ходе моделирования, можно отметить следующие:

- В расчетной модели на амплитуду колебаний пучка на выходе ускорителя влияют:
 - Начальное смещение центра пучка, при его увеличении в два раза, амплитуда колебаний пучка на выходе линейно возрастает;
 - Степень неадиабатичности изменения величины тока пучка от времени на периоде колебаний моды.
- В результате моделирования ЛИУ с энергией до 5 МэВ при одинаковой высокой добротности всех исследуемых мод $Q = 100$ наибольшие значения инкремента усиления колебаний полей от модуля к модулю имеют моды с максимальными коэффициентами связи с пучком.
- При низкой добротности всех мод $Q = 20$ близлежащие моды с частичным перекрытием полос образуют широкую полосу усиления колебаний в первых восьми модулях ЛИУ, из которой по мере движения пучка вдоль ЛИУ в результате конкуренции мод выживают только моды с самыми высокими коэффициентами связи с пучком.

- При моделировании ЛИУ с энергией до 10 МэВ было продемонстрировано, что применение пассивных поглотителей приводит к снижению инкремента усиления колебаний пучка от модуля к модулю, в результате чего амплитуда колебаний в каждом ускорительном модуле нарастает только в течение части импульса пучка, а затем затухает.
- Разработанный программный комплекс позволяет моделировать динамику возбуждения и развития поперечной неустойчивости пучка в ЛИУ, а также рассчитывать значение инкремента усиления колебаний центроида пучка от модуля к модулю. Рассчитанное значение совпадает с величиной инкремента, измеренной в эксперименте, в пределах ошибки измерения этой величины $\sim 20\%$.
- В экспериментах показано и подтверждено моделированием, что увеличение магнитного поля фокусирующих линз в ЛИУ как и уменьшение тока пучка приводят к уменьшению инкремента поперечной неустойчивости, в результате чего амплитуда колебаний пучка на выходе из ускорителя существенно падает.
- Результаты, представленные в главе 4, опубликованы в работах автора [79; 82; 87].

Глава 5. Применение электронного пучка, генерируемого ЛИУ, для создания генератора мощных импульсов когерентного ТГц-излучения на основе лазера на свободных электронах

Как было показано в предыдущих главах, использование различных методов подавления дипольных колебаний позволило реализовать устойчивую проводку электронного пучка с килоамперным уровнем тока в ЛИУ. Это достижение в совокупности с малым нормализованным эмиттансом пучка $1000\pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$ [62; 88] позволяет рассматривать применение такого пучка в качестве драйвера для лазера на свободных электронах (ЛСЭ). Основываясь на этой идее и опыте создания мощных источников излучения на основе ЛСЭ в $K\alpha$ - и W -диапазонах, совместно ИПФ РАН и ИЯФ СО РАН был предложен проект ЛСЭ-генератора мощных импульсов суб-ТГц и ТГц излучения [64]. Важной особенностью предлагаемой схемы генератора является возможность генерировать излучение не только большой мощности, но и высокой степени когерентности $\Delta f/f \sim 10^{-4}$, которая будет обеспечена большой длительностью импульса тока пучка ~ 100 нс и возможностью достижения в такой схеме стационарного режима генерации излучения.

При этом ЛСЭ обладает и рядом других преимуществ: длину волны излучения можно перестраивать, изменяя энергию электронов, а также достигать суб-ГВт и даже ГВт уровней мощности в импульсе излучения [89; 90]. Эти свойства делают ЛСЭ чрезвычайно привлекательным в качестве источника мощных импульсов когерентного ТГц излучения. Привлекательные особенности ЛСЭ, как правило, сопровождаются его некоторыми недостатками такими, как сложность настройки системы, требовательность к угловому и энергетическому разбросам пучка, большой размер установок и, как следствие, их высокая стоимость. Тем не менее, современные источники мощных импульсов ТГц излучения широко востребованы для решения множества прикладных задач от физики твердого тела до биофизики и ядерной физики. Исследования в области создания ЛСЭ терагерцового диапазона проводятся во многих научных центрах и лабораториях мира: Германии, Великобритании, США, Кореи, Китая, Японии, России и др. [91–97]. Следует отметить, что в настоящее время безусловным лидером с точки зрения достижения высокой пиковой

и средней мощности в исследуемом диапазоне частот является Новосибирский ЛСЭ (Novo-FEL), разработанный и созданный в ИЯФ СО РАН [98; 99]. Схема данного ЛСЭ включает в себя использование линейных высокочастотных ускорителей и микротронов, пучки которых представляют собой последовательность коротких импульсов пикосекундной длительности. Аналогичный характер имеет и временная структура излучения, выходящего из ЛСЭ. Так в первом каскаде Новосибирского ЛСЭ генерируется излучение на частотах 1.2 – 2.5 ТГц (энергия пучка до 12 МэВ), пиковая мощность которого достигает уровня 0.5 – 1 МВт при длительности импульсов 30 – 100 пс и времени между импульсами около 180 нс.

Усилиями нашего института продвигается и другое направление развития генераторов ТГц излучения на основе ЛСЭ. В частности, в ИЯФ СО РАН совместно с ИПФ РАН (г. Нижний Новгород) в настоящее время активно ведутся работы по созданию источника мощных импульсов ТГц-излучения по схеме ЛСЭ-генератора, в котором в качестве драйвера будет использоваться релятивистский электронный пучок, генерируемый ЛИУ [62; 79; 100]. Принципиальным отличием такого ЛСЭ-генератора от реализованных ранее терагерцовых ЛСЭ является большая длительность импульса тока пучка, превышающая сотню наносекунд. Килоамперный уровень тока пучка открывает возможность его использования для реализации ЛСЭ с субгигаваттным уровнем мощности и энергозапасом в импульсе $\sim 10 - 100$ Дж и диапазоне частот от 0.3 до 1.2 ТГц [64]. Именно такая схема ЛСЭ будет рассмотрена в данном параграфе диссертации, а также требования к эмиттансу пучка для его использования в качестве драйвера ЛСЭ.

5.1 Общая схема ЛСЭ на базе сильноточного релятивистского электронного пучка ЛИУ

На первом этапе реализации проекта ЛСЭ-генератора на основе результатов теоретического анализа и моделирования его работы, полученных нашими коллегами из ИПФ РАН, в ИЯФ СО РАН была спроектирована секция ЛСЭ, общий вид и эскиз которой представлены на рисунке 5.1.

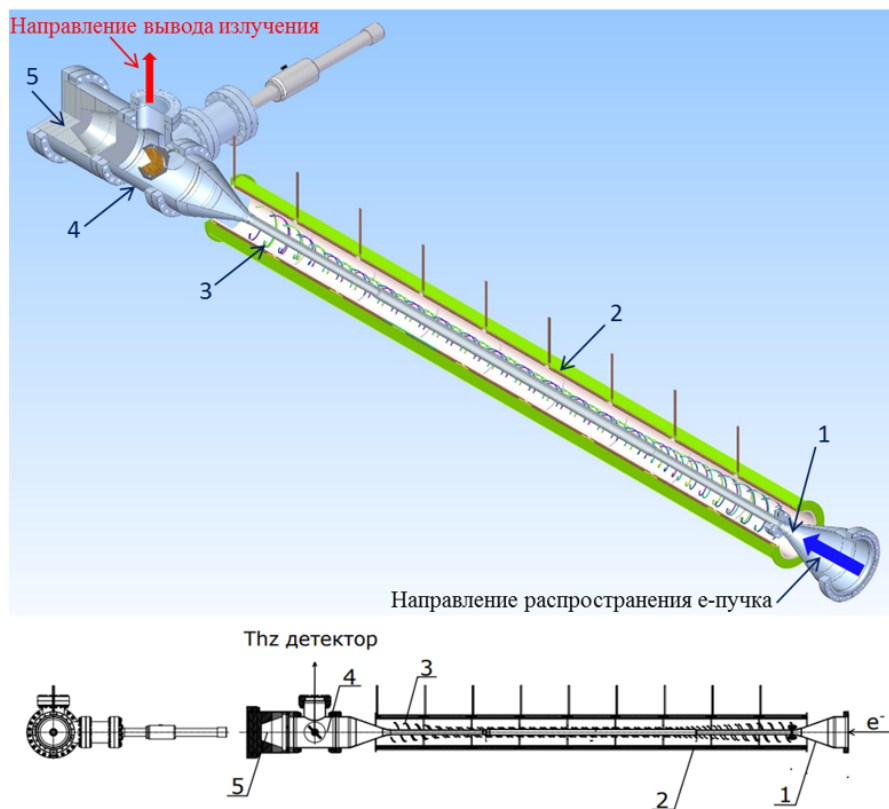


Рисунок 5.1 — Верхняя часть — трехмерный вид секции ЛСЭ-генератора, включая систему магнитной компрессии пучка, систему вывода излучения и систему сброса пучка в могильник. Нижняя часть — эскиз сечения секции ЛСЭ. Цифрами указаны: 1 — цилиндрическая вакуумная камера с коническими входом и выходом, 2 — магнитные линзы соленоида, 3 — спиральная намотка винтового (бифилярного) ондулятора, 4 — система вывода излучения под углом 90 градусов к направлению движения пучка, 5 — могильник для сброса пучка. Синей стрелкой показано направление распространения электронного пучка, красной — направление вывода излучения

Как видно из рисунка 5.1, секция ЛСЭ состоит из следующих функциональных элементов:

- а) вакуумная камера (1), во входной части которой осуществляется магнитная компрессия пучка и последующая его транспортировка внутри электродинамической системы ЛСЭ;
- б) система магнитной компрессии пучка (2), состоящая из импульсных магнитных линз со встроенными дипольными корректорами;
- в) спиральная обмотка ондулятора (3), создающая винтовое поле, необходимое для накачки поперечных колебаний электронов пучка;
- г) система вывода излучения (4), внутри которой расположено поворотное зеркало в виде тонкой фольги под углом 45° к направлению движения пучка;
- д) система сброса пучка (5), необходимая для существенного уменьшения мощности потока рентгеновского излучения, возникающего при поглощении пучка в коллекторе и затрудняющего регистрацию параметров пучка и потока ТГц излучения.

В представленной схеме электронный пучок инжектируется в вакуумную камеру секции ЛСЭ, которая расположена внутри магнитной системы, состоящей из соленоида, образованного группой последовательно расположенных импульсных линз с корректорами, и винтовым ондулятором с двумя бифилярными обмотками. Вакуумная камера представляет собой тонкостенную трубу из нержавеющей немагнитной стали длиной ~ 2 м с внутренним диаметром 26 мм, к которой присоединены конические входная и выходная части (см. рисунок 5.2). Эта камера предназначена для обеспечения высокого вакуума в секции ЛСЭ и для монтажа внутри нее сверхразмерной ($\varnothing/\lambda \sim 40$) электродинамической системы с внутренним диаметром 20 мм. Прототип вакуумной камеры с меньшей длиной 0.6 м был испытан Д.А. Никифоровым совместно с соавторами в экспериментах по компрессии пучка магнитным полем, подробно описанных в статье [76]. В качестве электродинамической системы ЛСЭ-генератора планируется использовать резонатор с одномерной распределенной обратной связью на основе обычных или модифицированных брэгговских отражателей, либо резонатор типа Тальбо, подробно представленные в работе [64]. Указанный выше резонатор на основе модифицированных брэгговских отражателей, отличительной особенностью которых является связь



Рисунок 5.2 — Фотографии прототипа вакуумной камеры секции ЛСЭ, состоящей из участка регулярной секции, входной и выходной конических частей

бегущих и квазикритических волн, способен обеспечить селективное возбуждение рабочей волны в ЛСЭ-генераторе в условиях существенной сверхразмерности [101; 102].

Таким образом, при прохождении электронного пучка внутри электродинамической системы во внешнем магнитном поле системы из 9 линз (2), создающих однородное магнитное поле величиной 0.6 Тл, и винтового ондулятора (3) происходит селекция рабочей моды, частота которой определяется геометрическими параметрами гофрировки отражателя. Сформированный таким резонатором поток суб-ТГц излучения далее распространяется попутно с электронным пучком по направлению к системе вывода излучения (4), где он с помощью зеркала, состоящего из тонкой фольги, выводится из ЛСЭ в перпендикулярном направлении, а электронный пучок, пройдя сквозь фольгу, попадает в могильник (5).

5.2 Оценки требуемых параметров электронного пучка для использования в качестве драйвера ЛСЭ

Как упоминалось во введении к этой главе, для реализации ЛСЭ была предложена схема лазера на свободных электронах с электродинамической системой на основе высокоселективного брэгговского резонатора. Этот резонатор, составленный из модифицированных брэгговских отражателей, должен

обеспечить стабильный одномодовый режим генерации излучения с шириной полосы $\frac{\Delta f}{f} \sim 10^{-4}$ при диаметре пространства взаимодействия этой моды с пучком не превышающем 40λ [103]. Одним из основных вопросов к возможности реализации подобного ЛСЭ являются требования к однородности поперечных скоростей электронов, формируемых в винтовом ондуляторе, а также к качеству сжатого по сечению электронного пучка для обеспечения эффективной генерации ТГц-излучения.

Известно, что влияние начального позиционного разброса электронов можно существенно подавить, если использовать винтовые ондуляторы с повышенной поперечной однородностью ондуляторного поля [104]. Кроме того, для уменьшения воздействия на эффективность генерации излучения со стороны разброса электронов пучка, приобретаемого им при прохождении области нарастания поперечного магнитного поля в ондуляторе, планируется реализовать режим с обратным ведущим полем [105; 106]. Этот режим характеризуется противоположным направлением вращения электронов пучка в ведущем и ондуляторном магнитных полях, что, в свою очередь, позволяет легче выполнить условие адиабатичности раскачки поперечных колебаний электронов. Помимо этого, в таком режиме электронный КПД практически нечувствителен к исходному разбросу поперечных скоростей электронов вплоть до $\frac{p_{\perp}^0}{p_{\perp}^u} < 0.5$, где p_{\perp}^u – амплитуда поперечного импульса электрона в ондуляторе.

Далее, рассмотрим детально оценку ограничений сверху на разброс исходных продольных скоростей электронов пучка с целью достижения максимальной эффективности генерации излучения. Этот материал частично опубликован в одном из разделов статьи [76]. Известно, что этот разброс должен быть меньше произведения пространственного инкремента неустойчивости, обуславливающей излучение ЭМ-волны, на длину этой волны. Для оценки величины инкремента воспользуемся выражением из статьи [107], которое получено для ЛСЭ с ведущим магнитным полем в комптоновском режиме сильного усиления (high gain Compton regime $\Gamma > \frac{\omega_b \Phi_0}{\gamma_0^{1/2} \gamma_z V_{z_0}}$) для холодного пучка:

$$\Gamma \simeq \frac{\sqrt{3} r_b^2 \beta_u^2 \omega_b^2 k_u}{2 r_t^2 2\gamma_0 c^2 \beta_{z_0}} \Phi_0, \quad (5.1)$$

$$\Phi_0 = 1 - \frac{\beta_u^2 \gamma_z^2 \Omega_0}{(1 + \beta_u^2) \Omega_0 - k_u V_{z_0}}, \quad (5.2)$$

где r_b —радиус пучка, r_t — радиус резонатора (трубы дрейфа, в которой установлены брэгговские отражатели), $\beta_u = \frac{V_{\perp u}}{V_{z_0}}$ - отношение поперечной скорости электрона в ондуляторе к начальной продольной, $\omega_b = \sqrt{\frac{4\pi n_b e^2}{m}}$ - плазменная частота электронов пучка, множитель обусловленный наличием продольного магнитного поля, $\Omega_0 = \frac{eB_0}{\gamma_0 mc}$ — циклотронная частота вращения электрона в ведущем магнитном поле B_0 , γ_0 — начальный гамма-фактор электронов пучка, $\gamma_z = \frac{1}{\sqrt{1-\beta_{z_0}^2}}$ - гамма фактор электронов пучка. При подстановке значения $\beta_u \sim \frac{1}{\gamma_0}$ в режиме с обратным ведущим полем ($\Phi_0 \geq 1$), при котором достигается максимум инкремента, получим предел по допустимому разбросу продольных скоростей электронов пучка:

$$\Delta\beta_{\parallel} < \Gamma\lambda \simeq \frac{\sqrt{3}}{2} \left[4\pi \frac{I_b}{I_A} \left(\frac{\lambda}{r_t} \right)^2 \frac{1}{\gamma_0^5} \right]^{1/3}, \quad (5.3)$$

где $I_A = \frac{mc^3}{e}$ — характеристический ток.

Учитывая, что $\beta_{\parallel}^2 = 1 - \beta_{\perp}^2 - \frac{1}{\gamma^2}$, легко получить оценки на разброс продольных скоростей за счет разброса начальных энергий:

$$\Delta\beta_{\parallel}^{(1)} \simeq \frac{\Delta\gamma}{\gamma_0^3}, \quad (5.4)$$

и за счет конечного значения нормализованного эмиттанса пучка ε_n :

$$\Delta\beta_{\parallel}^{(2)} \simeq \frac{\varepsilon_n^2}{2r_b^2 \cdot \gamma_0^2}. \quad (5.5)$$

Сравнивая значения величин $\Gamma\lambda$, $\Delta\beta_{\parallel}^{(1)}$ и $\Delta\beta_{\parallel}^{(2)}$ для пучка с током 1 кА, энергией электронов в диапазоне до 10 МэВ, отношением $\frac{\lambda}{r_t} \simeq 0.1$ и энергетическим разбросом электронов пучка $\frac{\Delta\gamma}{\gamma_0} < 1 - 2\%$, легко видеть, что $\Delta\beta_{\parallel}^{(1)} \ll \Delta\beta_{\parallel}^{(2)} < \Gamma\lambda$.

Если в качестве примера взять параметры пучка и резонатора для проекта ЛСЭ на длину волны $\lambda = 0.3$ мм [63]: $E_e = 5$ МэВ, $I_b = 1$ кА, $r_t = 3$ мм, $r_b = 1.5$ мм, $\frac{\Delta\gamma}{\gamma_0} = 10^{-2}$, $\varepsilon_n = 1200\pi \cdot$ мм· мрад, то получим $\Gamma\lambda \sim 3 \cdot 10^{-3}$, $\Delta\beta_{\parallel}^{(1)} \sim 10^{-4}$, $\Delta\beta_{\parallel}^{(2)} \sim 10^{-3}$, что подтверждает возможность достижения КПД генерации излучения 2–3%, рассчитанного для пучка с нулевы-

ми начальными разбросами по энергиям и поперечным скоростям электронов пучка.

Таким образом, можно утверждать, что пучок, полученный в настоящее время в ЛИУ, практически удовлетворяет всем основным требованиям для эффективной генерации электромагнитного излучения с частотой 1 ТГц.

Основные заключения по главе 5

- Получены ограничения на энергетический и угловой разбросы электронов пучка для применения его в качестве эффективного драйвера ЛСЭ-генератора в ТГц диапазоне. Показано, что электронный пучок с энергией до 10 МэВ, генерируемый в ЛИУ, удовлетворяет полученным ограничениям.
- Результаты, представленные в главе 5, опубликованы в работах автора [76] (раздел про оценки требований к пучку), а также [81; 87; 88; 108; 109].

Заключение

В данной работе изучена поперечная неустойчивость сильнооточного релятивистского электронного пучка в ЛИУ и методы ее подавления. Сформулируем основные результаты, опубликованные в работах [79;81;82;87;88;108;109]:

1. Решена задача о нахождении частот и полей собственных ЭМ-колебаний ускорительного модуля в различных конфигурациях с помощью имеющегося пакета программ на основе метода конечных элементов. В ходе проведения исследований выявлены основные факторы, влияющие на количество дипольных мод, их добротность и коэффициент связи с пучком.
2. Создан и протестирован программный комплекс, позволяющий рассчитывать характеристики дипольных мод ускорительного модуля, конфигурацию ускоряющих электрических и фокусирующих магнитных полей ускорительного комплекса ЛИУ, а также моделировать динамику возбуждения и развития поперечной неустойчивости пучка в ускорительной структуре ЛИУ.
3. Создан экспериментальный стенд и разработана методика измерений частотных свойств электродинамической системы ускорительного модуля, которая позволяет определять спектр основных дипольных колебаний и их добротности. Данный способ измерения и применяемая методика обработки продемонстрировали хорошее согласие полученных с их помощью данных с результатами моделирования и экспериментов с пучком. Частоты основных вакуумных мод, полученные в моделировании, с точностью до 10–15 МГц совпадают с результатами «холодных» экспериментов.
4. Предложены пассивные методы подавления дипольных мод ускорительного модуля, рассчитаны и разработаны поглотители энергии дипольных мод в виде межиндукторных вставок на основе расчетной модели электродинамических свойств ускорительного модуля.
5. С помощью разработанной методики «холодных» измерений частотных свойств ускорительного модуля, проведены измерения характеристик его наиболее опасных дипольных мод. В результате этого было

- продемонстрировано эффективное уменьшение добротностей вакуумных мод в диапазоне 700 – 850 МГц с величин ~ 100 (для модуля без дополнительных поглотителей) до уровня $Q \sim 10 - 15$ при применении поглотителей колебаний.
6. Проведены расчеты, на основе которых разработаны и изготовлены две различные конструкции экранирующих электродов ускорительного модуля с целью «разводки» двух типов модулей по частотам их наиболее опасных дипольных мод. Получены спектры мод таких модулей, их коэффициенты связи и добротности. По результатам проведенных исследований создана архитектура ускорительной структуры действующего комплекса ЛИУ на основе двух чередующихся типов ускорительных модулей, различающихся своими электродинамическими характеристиками.
 7. Выявлены следующие основные закономерности развития поперечной неустойчивости пучка в ЛИУ с дискретной системой фокусировки пучка, наблюдаемые в ходе моделирования и подтвержденные в экспериментах с пучком:
 - а) В результате моделирования ЛИУ с энергией до 5 МэВ при одинаковой высокой добротности всех исследуемых мод $Q = 100$ наибольшие значения инкремента усиления колебаний полей от модуля к модулю имеют моды с максимальными коэффициентами связи с пучком;
 - б) При низкой добротности всех мод $Q = 20$ близлежащие моды с частичным перекрытием полос образуют широкую полосу усиления колебаний в первых восьми модулях ЛИУ, из которой по мере движения пучка вдоль ЛИУ в результате конкуренции мод выживают только моды с самыми высокими коэффициентами связи с пучком;
 - в) При моделировании ЛИУ с энергией 10 МэВ было продемонстрировано, что применение пассивных поглотителей приводит к снижению инкремента усиления колебаний пучка от модуля к модулю, в результате чего амплитуда колебаний в каждом ускорительном модуле нарастает только в течение части импульса пучка, а затем затухает.

8. Разработанный программный комплекс позволяет моделировать динамику возбуждения и развития поперечной неустойчивости пучка в ЛИУ, а также рассчитывать значение инкремента усиления колебаний центра пучка от модуля к модулю. Рассчитанное значение совпадает с величиной инкремента, измеренной в экспериментах по транспортировке пучка в ЛИУ, в пределах ошибки измерения этой величины $\sim 20\%$.
9. В экспериментах показано и подтверждено моделированием, что увеличение магнитного поля фокусирующих линз в ЛИУ как и уменьшение тока пучка приводят к уменьшению инкремента поперечной неустойчивости, в результате чего амплитуда колебаний пучка на выходе из ускорителя существенно падает.
10. Получены ограничения на энергетический и угловой разбросы электронов пучка для применения его в качестве эффективного драйвера ЛСЭ-генератора в ТГц диапазоне. Показано, что электронный пучок с энергией до 10 МэВ, генерируемый в существующем ЛИУ, удовлетворяет полученным ограничениям.
11. Применение экранирующих электродов и поглотителей колебаний в конструкции модулей ЛИУ позволило осуществить транспортировку пучка с током килоамперного уровня при амплитуде поперечных колебаний пучка на выходе из ускорителя, не превышающей 2 мм.

Полученные результаты позволяют построить необходимый теоретический базис для разработки ускоряющих структур и их модулей в ускорителях килоамперных электронных пучков класса ЛИУ, если такие проекты появятся.

В заключение я хотел бы выразить благодарность всем тем, благодаря кому данная работа стала возможной. Прежде всего я в особенности благодарю Станислава Леонидовича Сеницкого за научное руководство и наставничество, за мое обучение в НГУ и ИЯФ СО РАН, а также помощь на всех этапах исследований.

Также хочу выразить особую благодарность научному коллективу ИЯФ СО РАН за помощь в проведении научных работ и оформлении диссертации, оказавших наибольшее влияние на эту работу: Д.И. Сквородину, А.В. Бур-

дакову, Е.К. Кенжебулатову, Д.А. Никифорову, П.В. Логачеву, П.А. Баку, А.В. Петренко, К.И. Живанкову, Е.А. Бехтеневу, В.Н. Волкову, А.А. Шошину.

Также благодарю коллектив сотрудников РФЯЦ-ВНИИТФ за помощь при проведении экспериментов по генерации электронного пучка на комплексе ЛИУ.

Также я искренне благодарю Николая Александровича Винокурова и Андрея Васильевича Аржанникова за их неоценимый труд по прочтению черновика диссертации, за советы и рекомендации по ее исправлению. Благодарю С.Н. Макарову, О.Н. Бобровникову и авторов шаблона *Russian-Phd-LaTeX-Dissertation-Template* за помощь в оформлении диссертации.

Список сокращений и условных обозначений

ВЧ - высокочастотный

ЛИУ - линейный индукционный ускоритель

ЛСЭ - лазер на свободных электронах

РЭП - релятивистский электронный пучок

СГС - система единиц измерения сантиметр-грамм-секунда

СИ - международная система единиц

СЭМ - сканирующая электронная микроскопия

ЭМ - электромагнитный

ВВU - beam break up или поперечная неустойчивость пучка

ВРМ - beam position monitor или датчик положения пучка

ФСТ - fast current transformer или трансформатор тока

SAU - short accelerator module или короткий ускорительный модуль

ТЕМ - transverse electric magnetic wave или поперечная ЭМ-волна

Список литературы

1. Ekdahl, C. Modern electron accelerators for radiography / C. Ekdahl. — Текст : электронный // IEEE Transactions on Plasma Science. — 2002. — Vol. 30, nr 1. — P. 254—261. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=1003868> (дата обращения: 24.05.2022).
2. Обзор сильноточных импульсных ускорителей электронов, созданных в РФЯЦ-ВНИИЭФ на базе ступенчатых линий / В. Ф. Басманов, В. С. Гордеев, А. В. Гришин [и др.]. — Текст : электронный // Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. — 2015. — Вып. 20. — С. 172—183. — URL: <http://book.sarov.ru/wp-content/uploads/2018/01/Works-RFNC-VNIIEF-v20-1-14.pdf> (дата обращения: 24.05.2022).
3. High current linear induction accelerator for electrons / N. C. Christofilos, R. E. Hester, W. A. S. Lamb [et al.]. — Текст : электронный // Review of Scientific Instruments. — 1964. — Vol. 35, nr 7. — P. 886—890. — URL: <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1746846>. — Дата публикации: 29.12.2004.
4. Christofilos, N. C. Astron Thermonuclear Reactor / N. C. Christofilos. — Текст : электронный // Proceedings of the University of California Radiation Laboratory. — 1958. — P. 279—290. — URL: http://www-naweb.iaea.org/napc/physics/2ndgenconf/data/Proceedings%201958/papers%20Vol32/Paper35_Vol32.pdf (дата обращения: 24.05.2022).
5. Beal, J. W. The astron linear accelerator / J. W. Beal, N. C. Christofilos, R. E. Hester. — Текст : электронный // IEEE Transactions on Nuclear Science. — 1969. — Vol. 16, nr 3. — P. 294—298. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=4325237> (дата обращения: 24.05.2022).
6. Panofsky, W. K. H. Asymptotic Theory of Beam Break-Up in Linear Accelerators / W. K. H. Panofsky, M. Bander. — Текст : электронный // Review of Scientific Instruments. — 1968. — Vol. 39, nr 2. — P. 206—212. — URL:

- <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1683315>. — Дата публикации: 10.11.2003.
7. Neil, V. K. Further theoretical studies of the beam breakup instability / V. K. Neil, L. S. Hall, R. K. Cooper. — Текст : электронный // Particle Accelerators. — 1979. — Vol. 9. — P. 213–222. — URL: <https://cds.cern.ch/record/1107964/files/p213.pdf> (дата обращения: 24.05.2022).
 8. The ERA 4 MeV Injector / R. Avery, G. Behrsing, W.W. Chupp [et al.]. — Текст : электронный // IEEE Transactions on Nuclear Science. — 1971. — Vol. 18, nr 3. — P. 479–483. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=4326093> (дата обращения: 24.05.2022).
 9. The experimental test accelerator (ETA) II / T. J. Fessenden, W. L. Atchison, D. L. Birx [et al.]. — Текст : электронный // IEEE Transactions on Nuclear Science. — 1981. — Vol. NS–28, nr 3. — P. 3401–3403. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=4332117> (дата обращения: 24.05.2022).
 10. ETA-II accelerator upgrades / D. G. Nilson, F. J. Deadrick, S. M. Hibbs [et al.]. — Текст : электронный // Proceedings of the 14th IEEE/NPSS Symposium Fusion Engineering (San Diego, CA, USA, 30 September — 03 October 1991). — IEEE, 1992. — P. 1179–1182. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=218661> (дата обращения: 24.05.2022).
 11. The ETA-II induction linac as a high-average-power FEL driver / W. E. Nexsen, D. P. Atkinson, D. M. Barrett [et al.]. — Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 1990. — Vol. 296, nr 1–3. — P. 54–61. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/016890029091189I?via%3Dihub>. — Дата публикации: 14.10.2002.
 12. The Advanced Test Accelerator (ATA), a 50-MeV, 10-kA Induction Linac / L. Reginato, R. Briggs, R. Hester [et al.]. — Текст : электронный // IEEE Transactions on Nuclear Science. — 1983. — Vol. NS–30, nr 4. —

- Р. 2970—2974. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=4336542> (дата обращения: 24.05.2022).
13. Briggs, R. J. Technical report / R. J. Briggs. — Livermore, CA, USA : Lawrence Livermore National Laboratory, 1984. — Текст : электронный. — URL: <https://www.osti.gov/servlets/purl/7100534> (дата обращения: 24.05.2022).
 14. Kulke, B. Recent performance improvements on FXR / B. Kulke, R. Kihara. — Текст : электронный // IEEE Transactions on Nuclear Science. — 1983. — Vol. NS—30, nr 4. — P. 3030—3032. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=4336561> (дата обращения: 24.05.2022).
 15. The LLNL flash x-ray induction linear accelerator (FXR) / L. G. Multhauf, N. L. Back, L. F. Simmons [et al.]. — Текст : электронный // Proceedings of the 25th International Congress on High-Speed Photography and Photonics (Beaune, France, 29 September — 4 October 2002). — SPIE, 2003. — Vol. 4948. — P. 622—633. — URL: <https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/4948/0000/The-LLNL-flash-x-ray-induction-linear-accelerator-FXR/10.1117/12.516922.short?SSO=1>. — Дата публикации: 01.08.2003.
 16. Burst mode FEL with the ETA-III induction linac / C. J. Lasnier, S. L. Allen, B. Felker [et al.]. — Текст : электронный // Proceedings of the International Conference on Particle Accelerators (Washington, DC, USA, 17—20 May 1993). — IEEE, 1993. — P. 1554—1556. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=308551> (дата обращения: 24.05.2022).
 17. Induction Linac-Based FELs / R. J. Briggs, D. L. Bix, D. S. Prono [et al.]. — (Preprint / Lawrence Livermore National Laboratory). — Livermore, CA, USA, 1987. — 5 с. — Текст : электронный. — URL: https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/19/032/19032881.pdf?r=1 (дата обращения: 24.05.2022).
 18. Upgrades to the LLNL flash X-ray induction linear accelerator (FXR) / R. D. Scarpetti, J. K. Boyd, G. G. Earley [et al.]. — Текст : электронный // Digest of technical papers of the 11th IEEE International Pulsed Power

- Conference (Baltimore, Maryland, USA, 29 June — 2 July 1997). — IEEE, 1997. — P. 597—602. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=679405> (дата обращения: 24.05.2022).
19. LLNL flash X-ray radiography machine (FXR) double-pulse upgrade diagnostics / M. Ong, C. Avalle, R. Richardson, J. Zentler. — Текст : электронный // Digest of technical papers of the 11th IEEE International Pulsed Power Conference (Baltimore, Maryland, USA, 29 June — 2 July 1997). — IEEE, 1997. — P. 430—435. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=679369> (дата обращения: 24.05.2022).
20. Beam-breakup calculations for the DARHT accelerator / P. Allison, M. J. Burns, G. J. Caporaso, A. G. Cole. — Текст : электронный // Proceedings of the 1991 IEEE Particle Accelerator Conference (San Francisco, CA, USA, 6—9 May 1991). — IEEE, 1991. — P. 520—522. — URL: https://accelconf.web.cern.ch/p91/PDF/PAC1991_0520.PDF (дата обращения: 24.05.2022).
21. Technology demonstration for the DARHT linear induction accelerators / M. Burns, P. Allison, J. Downing [et al.]. — Текст : электронный // Proceedings of the 1992 9th International Conference on High-Power Particle Beams (Washington, DC, USA, 25—29 May 1992). — IEEE, 1992. — P. 283—290. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=6306499> (дата обращения: 24.05.2022).
22. DARHT accelerators update and plans for initial operation / M. J. Burns, B. E. Carlsten, T. J. T. Kwan [et al.]. — Текст : электронный // Proceedings of the 1999 Particle Accelerator Conference (New York, NY, USA, 27 March — 2 April 1999). — IEEE, 1999. — Vol. 1. — P. 617—621. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=795776> (дата обращения: 24.05.2022).
23. Transverse beam motion on the second axis of the Dual Axis Radiographic Hydrodynamic Test Facility / Y.-J. Chen, G. J. Caporaso, A. C. Paul, W. M. Fawley. — Текст : электронный // Proceedings of the 1999 Particle Accelerator Conference (New York, NY, USA, 27 March — 2 April 1999). —

- IEEE, 1999. — Vol. 2. — P. 1204—1206. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=795496> (дата обращения: 24.05.2022).
24. First beam at DARHT-II / С. Ekdahl, E. O. Abeyta, L. Caudill [et al.]. — Текст : электронный // Proceedings of the 2003 Particle Accelerator Conference (Portland, OR, USA, 12—16 May 2003). — IEEE, 2003. — Vol. 1. — P. 558—562. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=1288976> (дата обращения: 24.05.2022).
25. Nath, S. Linear induction accelerators at the Los Alamos National Laboratory DARHT facility / S. Nath. — Текст : электронный // Proceedings of the 25th International Linear Accelerator Conference LINAC2010 (Tsukuba, Japan, 12—17 September 2010). — Geneva, Switzerland : JACoW, 2011. — P. 750—754. — URL: <https://epaper.kek.jp/LINAC2010/papers/th304.pdf> (дата обращения: 24.05.2022).
26. The DARHT-II downstream transport beamline / G. A. Westenskow, L. R. Bertolini, P. T. Duffy, A. C. Paul. — Текст : электронный // Proceedings of the 2001 Particle Accelerator Conference (Chicago, IL, USA, 18—22 June 2001). — IEEE, 2001. — Vol. 5. — P. 3487—3489. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=988153> (дата обращения: 24.05.2022).
27. Status of the DARHT phase 2 long-pulse accelerator / M. J. Burns, B. E. Carlsten, H. A. Davis [et al.]. — Текст : электронный // Proceedings of the 2001 Particle Accelerator Conference (Chicago, IL, USA, 18—22 June 2001). — IEEE, 2001. — Vol. 1. — P. 325—329. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=987505> (дата обращения: 24.05.2022).
28. Design of the DARHT-II downstream beamline / G. A. Westenskow, L. R. Bertolini, Y.-J. Chen [et al.]. — Текст : электронный // Proceedings of the 21st International Conference Linac 2002 (Gyeongju, South Korea, 19—23 August 2002). — JACoW, 2002. — P. 500—502. — URL: <https://accelconf.web.cern.ch/l02/papers/tu479.pdf> (дата обращения: 24.05.2022).

29. Poole, B. Technical report / B. Poole, Y. J. Chen. — Livermore, CA, USA : Lawrence Livermore National Laboratory, 2001. — Текст : электронный. — URL: <https://www.osti.gov/servlets/purl/15005338> (дата обращения: 24.05.2022).
30. Ekdahl, C. Beamline tunes for DARHT-II phase-1 commissioning / C. Ekdahl. — (Report LA-UR-02-3921 / Los Alamos National Laboratory). — 2002. — Текст : непосредственный.
31. Initial electron-beam results from the DARHT-II linear induction accelerator / C. Ekdahl, E. O. Abeyta, H. Bender [et al.]. — Текст : электронный // IEEE Transactions on Plasma Science. — 2005. — Vol. 33, nr 2. — P. 892—900. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=1420642>. — Дата публикации: 18.04.2005.
32. Commissioning the DARHT-II scaled accelerator / C. Ekdahl, E. O. Abeyta, P. Aragon [et al.]. — Текст : электронный // Proceedings of the 2007 IEEE Particle Accelerator Conference (PAC) (Albuquerque, NM, USA, 25—29 June 2007). — IEEE, 2007. — P. 2373—2375. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=4441254> (дата обращения: 24.05.2022).
33. DARHT-II long-pulse electron beam / C. Ekdahl, E. O. Abeyta, P. Aragon [et al.]. — Текст : электронный // Proceedings of the 2007 IEEE 34th International Conference on Plasma Science (ICOPS) (Albuquerque, NM, USA, 17—22 June 2007). — IEEE, 2007. — P. 441. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=4345747> (дата обращения: 24.05.2022).
34. Status of the DARHT 2nd axis accelerator at the Los Alamos National Laboratory / R. D. Scarpetti, S. Nath, J. Barraza [et al.]. — Текст : электронный // Proceedings of the 2007 IEEE Particle Accelerator Conference (PAC) (Albuquerque, NM, USA, 25—29 June 2007). — IEEE, 2007. — P. 831—835. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=4441094> (дата обращения: 24.05.2022).
35. Recent results on the DARHT and AIRIX 4 MV \pm 1%, 3.5 kA electron beam injectors / J. Launspach, C. Bonnafond, J. de Mascureau [et al.]. — Текст :

- электронный // Proceedings of the 10th International Conference on High-Power Particle Beams (San Diego, CA, USA, 20–24 June 1994). — IEEE, 1994. — Vol. 2. — P. 515–521. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=6304505> (дата обращения: 24.05.2022).
36. Airix at CESTA / P. Anthouard, J. Bardy, C. Vonnafond [et al.]. — Текст : электронный // Proceedings of the 11th International Conference on High Power Particle Beams (Prague, Czech republic, 10–14 June 1996). — IEEE, 1996. — Vol. 1. — P. 628–631. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=6308404> (дата обращения: 24.05.2022).
37. High Current and High Energy AIRIX Induction Accelerator Development / E. Merle, Ph. Anthouard, J. Bardy [et al.]. — Текст : электронный. — 1996. — URL: <https://epaper.kek.jp/e96/PAPERS/THPG/THP014G.PDF> (дата обращения: 24.05.2022).
38. AIRIX and PIVAIR accelerator status / P. Anthouard, J. Bardy, C. Vonnafond [et al.]. — Текст : электронный // Conference Record of the Twenty-Third International Power Modulator Symposium (Rancho Mirage, CA, USA, 22–25 June 1998). — IEEE, 1998. — P. 80–83. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=741196> (дата обращения: 24.05.2022).
39. Installation of the AIRIX induction accelerator / E. Merle, R. Voivinet, M. Mouillet [et al.]. — Текст : электронный // Proceedings of the 19th Linear Induction Accelerator Conference (LINAC) (Chicago, USA, 23–28 August 1998). — Argonne National Laboratory, 1998. — P. 391–393. — URL: <https://accelconf.web.cern.ch/198/papers/tu4002.pdf> (дата обращения: 24.05.2022).
40. Cell Design for the DARHT Linear Induction Accelerators / M. Burns, P. Allison, L. Earley [et al.]. — Текст : электронный // Proceedings of the Particle Accelerator Conference (PAC91) (San Francisco, USA, 6–9 May 1991) — IEEE, 1991. — P. 2958–2960. — URL: https://accelconf.web.cern.ch/p91/PDF/PAC1991_2958.PDF (дата обращения: 24.05.2022).
41. Mechanical engineering upgrades to the DARHT-II induction cells / J. Bar-raza, T. Ilg, K. Nielsen [et al.]. — Текст : электронный // Proceedings of the

- IEEE Pulsed Power Conference (PPC) (Monterey, California, 13–17 June 2005). — IEEE, 2005. — P. 402–406. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=4084237> (дата обращения: 24.05.2022).
42. Technological improvements in the DARHT II accelerator cells / В. А. Prichard Jr., J. Barraza, M. Kang [et al.]. — Текст : электронный // Proceedings of the 2005 Particle Accelerator Conference (PAC) (Knoxville, USA, 16–20 May 2005). — IEEE, 2005. — P. 169–173. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=1590389> (дата обращения: 24.05.2022).
43. Design and initial operation of LELIA induction accelerator / J. Bardy, P. Eyharts, P. Anthouard [et al.]. — Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 1991. — Vol. 304, nr 1–3. — P. 311–314. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/016890029190875Q>. — Дата публикации: 23.10.2002.
44. First operation of the LELIA induction accelerator at CESTA / Ph. Eyharts, Ph. Anthouard, J. Bardy [et al.]. — Текст : электронный // Proceedings of International Conference on Particle Accelerators (Washington, DC, USA, 17–20 May 1993). — IEEE, 1993. — P. 670–672. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=308822> (дата обращения: 24.05.2022).
45. The FEL Driven Two-Beam Accelerator Studies at CESTA / T. Lefevre, J. Gardelle, P. Gouard [et al.]. — Текст : электронный // Proceedings of the 20th International Linear Accelerator Conference (Monterey, CA, USA, 21–25 August 2000). — INSPIRE, 2000. — P. 869–871. — URL: <https://accelconf.web.cern.ch/l00/papers/THC07.pdf> (дата обращения: 24.05.2022).
46. Takayama, K. 1.5 MeV ion-channel guided X-band free-electron laser amplifier / К. Такаяма. — Текст : электронный // AIP Conference Proceedings. — 1995. — Vol. 337. — P. 244–260. — URL: <https://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.48428>. — Дата публикации: 12.05.2008.

47. Crawford, M. ARIA advanced radiography induction accelerator / M. Crawford. — (Technical Report LA-UR-14-20805 / Los Alamos National Laboratory). — 2014. — Текст : непосредственный.
48. Ekdahl, C. Beam dynamics for ARIA / C. Ekdahl. — (Report LA-UR-14-27454 / Los Alamos National Laboratory). — 2014. — Текст : электронный. — URL: <https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1503/1503.06824.pdf> (дата обращения: 24.05.2022).
49. Ekdahl, C. Electron-beam dynamics for an advanced flash-radiography accelerator / C. Ekdahl. — Текст : электронный // IEEE Transactions on Plasma Science. — 2015. — Vol. 43, nr 12. — P. 4123–4129. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=7330021> (дата обращения: 24.05.2022).
50. Ekdahl, C. Electron-Beam Corkscrew Motion in an Advanced Linear Induction Accelerator / C. Ekdahl. — Текст : электронный // IEEE Transactions on Plasma Science. — 2021. — Vol. 49, nr 11. — P. 3548–3553. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=9597472> (дата обращения: 24.05.2022).
51. Ekdahl, C. Beam envelope stability in an advanced linear induction accelerator / C. Ekdahl. — Текст : электронный // IEEE Transactions on Plasma Science. — 2021. — Vol. 49, nr 10. — P. 3092–3098. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=9546839> (дата обращения: 24.05.2022).
52. Crawford, M. Scorpius: The development of a new multi-pulse radiographic system / M. Crawford, J. Barraza. — Текст : электронный // Proceedings of the 21st International Conference on Pulsed Power (PPC) (Brighton, UK, 18–22 June 2017). — IEEE, 2017. — P. 1–6. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=8291266> (дата обращения: 24.05.2022).
53. Ekdahl, C. Beam dynamics for the scorpius conceptual design report / C. Ekdahl. — (Report LA-UR-17-29176 / Los Alamos National Laboratory).

- 2017. — Текст : электронный. — URL: <https://arxiv.org/abs/1710.11610> (дата обращения: 24.05.2022).
54. Ekdahl, C. The ion-hose instability in a high-current multipulse linear induction accelerator / C. Ekdahl. — Текст : электронный // IEEE Transactions on Plasma Science. — 2019. — Vol. 47, nr 1. — P. 300—306. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=8485308> (дата обращения: 24.05.2022).
55. Induction accelerators / edited by K. Takayama, R. J. Briggs. — Springer, 2011. — 345 p. — ISBN-978-3-642-13916-1. — Текст : электронный. — URL: <https://www.worldcat.org/title/682912001> (дата обращения: 24.05.2022).
56. Линейный индукционный ускоритель / А. И. Анацкий, О. С. Богданов, П. В. Букаев [и др.]. — Текст : электронный // Атомная энергия. — 1966. — Т. 21, № 6. — С. 439—445. — URL: <https://elib.gsu.by/handle/123456789/10677> (дата обращения: 24.05.2022).
57. Caporaso, G. J. Electron induction linacs. Chapter 7. Induction Accelerators / G. J. Caporaso, Yu-J. Chen. — Springer, 2011. — P. 117—163. — ISBN-978-3-642-13916-1. — Текст : электронный. — URL: <https://s3.cern.ch/inspire-prod-files-c/cf1d7cceb6a8a3aefb1ec396630fcc2b0> (дата обращения: 24.05.2022).
58. Science and technology of directed energy weapons / APS Study Group. — Текст : электронный // Reviews of Modern Physics. — 1987. — Vol. 59. — P. 1—202. — URL: <https://cir.nii.ac.jp/crid/1570009750254359424> (дата обращения: 24.05.2022).
59. Gsponer, A. The Physics of high-intensity high-energy Particle Beam Propagation in open Air and outer-space Plasmas / A. Gsponer. — (Report ISRI—82—04.56 / Independent Scientific Research Institute). — 2009. — Текст : электронный. — URL: <https://arxiv.org/abs/physics/0409157>. (дата обращения: 24.05.2022).
60. LIU-2 linear induction accelerator / P. V. Logachev, G. I. Kuznetsov, A. A. Корепанов [et al.]. — Текст : электронный // Instruments and Expe-

- rimental Techniques. — 2013. — Vol. 56, nr 6. — P. 672—679. — URL: <https://link.springer.com/article/10.1134/S0020441213060195>. — Дата публикации: 29.12.2013.
61. Results of operating LIA-2 in radiograph mode / D. A. Starostenko, P. V. Logachev, A. V. Akimov [et al.]. — Текст : электронный // Physics of Particles and Nuclei Letters. — 2014. — Vol. 11, nr 5. — P. 660—664. — URL: <https://link.springer.com/article/10.1134/S1547477114050264>. — Дата публикации: 16.09.2014.
62. High-current electron-beam transport in the LIA-5 Linear Induction Accelerator / D. A. Nikiforov, M. F. Blinov, V. V. Fedorov [et al.]. — Текст : электронный // Physics of Particles and Nuclei Letters. — 2020. — Vol. 17, nr 2. — P. 197—203. — URL: <https://link.springer.com/article/10.1134/S1547477120020156>. — Дата публикации: 08.04.2020.
63. Powerful long-pulse THz-band Bragg FEL based on linear induction accelerator / A. V. Arzhannikov, N. S. Ginzburg, A. M. Malkin [et al.]. — Текст : электронный // Proceedings of the 44th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz) (Paris, France, 1—6 September 2019). — IEEE, 2019. — P. 1—2. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=8874573> (дата обращения: 24.05.2022).
64. Project of powerful long-pulse Bragg FEL of sub-THz to THz band: design, simulations and components testing / N. Yu. Peskov, A. V. Arzhannikov, N. S. Ginzburg [et al.]. — Текст : электронный // Proceedings of the Fourth International Conference on Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection, and Applications (Tomsk, Russia, 24—26 August 2020). — SPIE, 2020. — Vol. 11582. — P. 31—36. — URL: <https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/11582/1158207/Project-of-powerful-long-pulse-Bragg-FEL-of-sub-THz/10.1117/12.2579554.short?SSO=1>. — Дата публикации: 17.11.2020.
65. Caporaso, G. J. Beam Breakup (BBU) instability experiments on the Experimental Test Accelerator (ETA) and predictions for the Advanced Test Accelerator (ATA) / G. J. Caporaso, A. G. Cole, K. W. Struve. — (Technical

- Report / Lawrence Livermore National Laboratory). — CA, USA, 1983. — Текст : электронный. — URL: <https://www.osti.gov/biblio/6383467> (дата обращения: 24.05.2022).
66. Tuning the Magnetic Transport of an Induction LINAC using Emittance / T. L. Houck, C. G. Brown, M. M. Ong [et al.]. — (Technical Report / Lawrence Livermore National Laboratory). — CA, USA, 2006. — Текст : электронный. — URL: <https://www.osti.gov/biblio/895998> (дата обращения: 24.05.2022).
67. Long-pulse beam stability experiments on the DARHT-II linear induction accelerator / С. Ekdahl, Е. О. Abeyta, Р. Aragon [et al.]. — Текст : электронный // IEEE Transactions on Plasma Science. — 2006. — Vol. 34, nr 2. — P. 460—466. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/document/1621331>. — Дата публикации: 18.04.2006.
68. Beam instability and correction for "DRAGON-I" / W. Zhang, Z. Dai, H. Li [et al.]. — Текст : электронный // Proceedings of the Particle Accelerator Conference (Albuquerque, New Mexico, USA, 25—29 June 2007). — IEEE, 2007. — P. 4114—4116. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=4439967> (дата обращения: 24.05.2022).
69. Ekdahl, С. Beam breakup in an advanced linear induction accelerator / С. Ekdahl, J. E. Coleman, В. Т. McCuistian. — Текст : электронный // IEEE Transactions on Plasma Science. — 2016. — Vol. 44, nr 7. — P. 1094—1102. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?arnumber=7480807> (дата обращения: 24.05.2022).
70. Ekdahl, С. Suppression of Beam Breakup in Linear Induction Accelerators by Stagger Tuning / С. Ekdahl, R. McCrady. — Текст : электронный // IEEE Transactions on Plasma Science. — 2020. — Vol. 48, nr 10. — P. 3589—3599. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/document/9189837>. — Дата публикации: 09.09.2020.
71. Wu, Y. H. ENSOLVE: A simulation code for FXR LIA downstream section / Y. H. Wu, Yu-J. Chen. — Текст : электронный // Proceedings of the 9th International Particle Accelerator Conference (Vancouver, BC, Canada, 29 April — 4 May 2018). — INSPIRE, 2018. — P. 2271—2273.

- URL: <https://accelconf.web.cern.ch/ipac2018/papers/wepal044.pdf> (дата обращения: 24.05.2022).
72. Transport of the 1.92 — 3.1 kA AIRIX electron beam / E. Merle, R. Boivinet, F. Bombardier [et al.]. — Текст : электронный // Proceedings of the 2001 Particle Accelerator Conference (Chicago, Illinois, USA, 18—22 June 2001). — IEEE, 2001. — Vol. 5. — P. 3481—3483. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=988151> (дата обращения: 24.05.2022).
73. Hughes, T. P. Beam injector and transport calculations for ITS / T. P. Hughes, D. C. Moir, P. W. Allison. — Текст : электронный // Proceedings Particle Accelerator Conference (Dallas, TX, USA, 1—5 May 1995). — IEEE, 1996. — Vol. 2. — P. 1207—1209. — URL: <https://accelconf.web.cern.ch/p95/ARTICLES/TAE/TAE08.PDF> (дата обращения: 24.05.2022).
74. LAMDA user's manual and reference / T. P. Hughes, C. B. Mostrom, T. C. Genoni, C. Thoma. — (Voss Scientific Report VSL-0707). — 2007. — Текст : непосредственный.
75. Excitation of the Talbot-type Supermode in Oversized Electromagnetic System of a Free-electron Laser / A. A. Vikharev, Yu. S. Oparina, N. Yu. Peskov [et al.]. — Текст : электронный // Proceedings of the 2021 Photonics and Electromagnetics Research Symposium (Hangzhou, China, 22 November 2021). — IEEE, 2021. — P. 1066—1072. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=9695064> (дата обращения: 24.05.2022).
76. Investigation of high current electron beam dynamics in linear induction accelerator for creation of a high-power THz radiation source / D. A. Niki-forov, A. V. Petrenko, S. L. Sinitsky [et al.]. — Текст : электронный // Journal of Instrumentation. — 2021. — Vol. 16, nr 11. — P. P11024. — URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/16/11/P11024> Дата публикации: 19.11.2021.
77. Emittance growth in the DARHT-II linear induction accelerator / C. Ekdahl, C. A. Carlson, D. K. Frayer [et al.]. — Текст : электронный // IEEE Transactions on Plasma Science. — 2017. — Vol. 45, nr 11. — P. 2962—2973. — URL:

- <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=8057598> (дата обращения: 24.05.2022).
78. Ekdahl, C. Tuning the DARHT long-pulse linear induction accelerator / C. Ekdahl. — Текст : электронный // IEEE Transactions on Plasma Science. — 2013. — Vol. 41, nr 10. — P. 2774—2780. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=6553088>. (дата обращения: 24.05.2022).
79. Electrodynamic system of the linear induction accelerator module / E. S. Sandalov, S. L. Sinitsky, A. V. Burdakov [et al.]. — Текст : электронный // IEEE Transactions on Plasma Science. — 2021. — Vol. 49, nr 2. — P. 718—728. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/document/9321703>. — Дата публикации: 13.01.2021.
80. ASTRA : сайт / DESY. — Hamburg, 1997. — URL: <https://www.desy.de/~mpyflo/> (дата обращения: 24.05.2022). — Яз. англ. — Текст : электронный.
81. High Current Electron Beam Transport and Focusing at the Linear Induction Accelerator / S. L. Sinitsky, E. S. Sandalov, D. I. Skovorodin [et al.]. — Текст : электронный // Proceedings of the 2020 IEEE International Conference on Plasma Science (ICOPS) (Singapore, 6—10 December 2020). — New York : IEEE, 2020. — P. 191. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/document/9717608>. — Дата публикации: 25.02.2022.
82. Исследование поперечной неустойчивости сильноточного релятивистского электронного пучка в линейном индукционном ускорителе / Е. С. Сандалов, С. Л. Синицкий, Д. И. Сковородин [и др.]. — Текст : электронный // Сибирский физический журнал. — 2022. — Т. 17, № 1. — С. 5—22. — URL: <https://doi.org/10.25205/2541-9447-2022-17-1-5-22> (дата обращения: 24.05.2022).
83. Transmission-line impedance measurements for an advanced hadron facility / L. S. Walling, D. E. McMurry, D. V. Neuffer, H. A. Thiessen. — Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated

- Equipment. — 1989. — Vol. 281, nr 3. — P. 433—447. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/0168900289914745>. — Дата публикации: 23.10.2002.
84. Walling, L. Transverse coupling impedance measurement studies of low-Q cavities / L. Walling, P. Allison, A. Shapiro. — Текст : электронный // Proceedings of the Linear Accelerator Conference (Albuquerque, New Mexico, USA, 10—14 September 1990). — JP Scientific, 1990. — P. 704—706. — URL: <https://epaper.kek.jp/190/papers/th442.pdf> (дата обращения: 24.05.2022).
85. Transverse impedance measurements of prototype cavities for a dual-axis radiographic hydrotest (DARHT) facility / L. Walling, P. Allison, M. Burns [et al.]. — Текст : электронный // Proceedings of the 14th Particle Accelerator Conference (San Francisco, California, USA, 6—9 May 1991). — IEEE, 1991. — P. 2961—2963. — URL: https://accelconf.web.cern.ch/p91/PDF/PAC1991_2961.PDF (дата обращения: 24.05.2022).
86. Briggs, R. J. Campaign to minimize the transverse impedance of the DARHT-2 induction linac cells / R. J. Briggs, W. M. Fawley. — (DARHT Technical Note 424 / Lawrence Berkeley National Laboratory; LBNL-56796). — 2005. — Текст : электронный. — URL: <https://escholarship.org/uc/item/4qn3j4zd>. — Дата публикации: 20.01.2005.
87. Исследование инкремента поперечной неустойчивости килоамперного электронного пучка в ЛИУ для его применения в терагерцовом ЛСЭ / Е. С. Сандалов, С. Л. Сеницкий, Д. И. Сквородин [и др.]. — Текст : электронный // Сибирский физический журнал. — 2022. — Т. 17, № 2. — С. 16—29. — URL: <https://doi.org/10.25205/2541-9447-2022-17-2-16-29> (дата обращения: 16.01.2023).
88. Теоретические и экспериментальные исследования компрессии и транспортировки интенсивного электронного пучка линейного индукционного ускорителя в канале субмиллиметрового ЛСЭ / Е. С. Сандалов, Д. А. Никифоров, С. Л. Сеницкий [и др.]. — Текст : электронный // Тезисы докладов XII Всероссийского семинара по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн (Нижний Новгород, 28 февраля — 4 марта 2022 года). — Нижний Новгород, 2022.

- С. 94—95. — URL: http://irbiscorp.spsl.nsc.ru/fulltext/WORKS/2022/PђPхPчPчCFCK_PүP«PәPњPөPүP«Pў_2022.pdf (дата обращения: 24.05.2022).
89. Terahertz radiation sources based on free electron lasers and their applications / P. Tan, J. Huang, K. Liu [et al.]. — Текст : электронный // Science China Information Sciences. — 2012. — Vol. 55, nr 1. — P. 1—15. — URL: <https://link.springer.com/content/pdf/10.1007/s11432-011-4515-1.pdf> (дата обращения: 24.05.2022).
90. Thumm, M. State-of-the-art of high-power gyro-devices and free electron masers / M. Thumm. — Текст : электронный // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. — 2020. — Vol. 41, nr 1. — P. 1—140. — URL: <https://link.springer.com/article/10.1007/s10762-019-00631-y>. — Дата публикации: 03.01.2020.
91. First lasing of the KAERI compact far-infrared free-electron laser driven by a magnetron-based microtron / Y. U. Jeong, B. C. Lee, S. K. Kim [et al.]. — Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2001. — Vol. 475, nr 1—3. — P. 47—50. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900201015339>. — Дата публикации: 17.12.2001.
92. Observation of broadband self-amplified spontaneous coherent terahertz synchrotron radiation in a storage ring / J. M. Byrd, W. P. Leemans, A. Lofts-dottir [et al.]. — Текст : электронный // Physical review letters. — 2002. — Vol. 89, nr 22. — P. 224801. — URL: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.89.224801>. — Дата публикации: 08.11.2002.
93. High-power terahertz radiation from relativistic electrons / G. L. Carr, M. C. Martin, W. R. McKinney [et al.]. — Текст : электронный // Nature. — 2002. — Vol. 420. — P. 153—156. — URL: <https://www.nature.com/articles/nature01175>. — Дата публикации: 14.11.2002.
94. Radiation measurements in the new tandem accelerator FEL / A. Gover, A. Faingersh, A. Eliran [et al.]. — Текст : электронный // Nuclear Instru-

- ments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2004. — Vol. 528, nr 1—2. — P. 23—27. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900204006643>. — Дата публикации: 18.05.2004.
95. Van der Meer, A. F. G. FELs, nice toys or efficient tools? / A. F. G. van der Meer. — Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2004. — Vol. 528, nr 1—2. — P. 8—14. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900204006618>. — Дата публикации: 10.05.2004.
96. Prazeres, R. New results of the ‘CLIO’ infrared FEL / R. Prazeres, F. Glotin, J. M. Ortega. — Текст : электронный // Proceedings of the 25th International Free Electron Laser Conference and the 10th FEL Users Workshop (Tsukuba, Ibaraki, Japan, 8—12 September 2003). — Elsevier, 2004. — P. 83—87. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780444517272500250>. — Дата публикации: 02.12.2012.
97. Gallerano, G. P. The physics of and prospects for THz-Compact FELs / G. P. Gallerano, A. Doria, E. Giovenale. — Текст : электронный // Terahertz Science and Technology. — 2014. — Vol. 7, nr 4. — P. 160—171. — URL: <http://www.tstnetwork.org/December2014/tst-v7n4-160physics.pdf> (дата обращения: 24.05.2022).
98. The Novosibirsk Free Electron Laser — unique source of terahertz and infrared coherent radiation / O. A. Shevchenko, V. S. Arbutov, N. A. Vinokurov [et al.]. — Текст : электронный // Physics Procedia. — 2016. — Vol. 84. — P. 13—18. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1875389216302991>. — Дата публикации: 12.12.2016.
99. Novosibirsk free electron laser—facility description and recent experiments / G. N. Kulipanov, E. G. Bagryanskaya, E. N. Chesnokov [et al.]. — Текст : электронный // IEEE Transactions on terahertz science and technology. — 2015. — Vol. 5, nr 5. — P. 798—809. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=7163372> (дата обращения: 24.05.2022).

100. Development of powerful long-pulse Bragg FELs operating from sub-THz to THz bands based on linear induction accelerators: recent results and projects / N. Yu. Peskov, N. S. Ginzburg, A. M. Malkin [et al.]. — Текст : электронный // EPJ Web of Conferences. — 2018. — Vol. 195. — P. 01010. — URL: https://www.epj-conferences.org/articles/epjconf/pdf/2018/30/epjconf_tera2018_01010.pdf (дата обращения: 24.05.2022).
101. О механизме самовозбуждения МСЭ-генераторов в условиях связи распространяющихся и запертых волн / Н. С. Гинзбург, А. М. Малкин, Н. Ю. Песков, А. С. Сергеев. — Текст : электронный // Письма в ЖТФ. — 2006. — Т. 32, вып. 20. — С. 60—69. — URL: http://elibrary.lt/resursai/Uzsenio%20leidiniai/ioffe/pztf/2006/20/pztf_t32v20_10.pdf (дата обращения: 24.05.2022).
102. Short-wavelength tunable Bragg reflectors based on coupling of propagating and cutoff waves: Modeling and experimental studies / A. V. Arzhannikov, N. S. Ginzburg, P. V. Kalinin [et al.]. — Текст : электронный // Applied Physics Letters. — 2012. — Vol. 101, nr 8. — P. 083507. — URL: <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.4747149>. — Дата публикации: 24.08.2012.
103. Terahertz free-electron lasers with bragg structures based on the coupling between traveling and quasicritical waves / N. S. Ginzburg, V. Yu. Zaslavskii, I. V. Zotova [et al.]. — Текст : электронный // JETP Letters. — 2010. — Vol. 91, nr 6. — P. 266—270. — URL: <https://link.springer.com/article/10.1134/S0021364010060020>. — Дата публикации: 21.05.2010.
104. Field distribution investigation in few types of helical undulators / A. K. Kaminsky, A. A. Kaminsky, S. N. Sedykh, A. P. Sergeev. — Текст : непосредственный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research-Section A. — 1997. — Vol. 393, nr 1. — P. 109.
105. Experiments on the efficiency increase of FEL amplifier on the base of LIU 3000 / A. A. Kaminsky, A. K. Kaminsky, S. B. Rubin [et al.]. — Текст : электронный // Particle Accelerators. — 1990. — Vol. 33. — P. 189—194. — URL: <https://cds.cern.ch/record/1108233/files/p189.pdf> (дата обращения: 24.05.2022).

106. Conde, M. E. Experimental study of a 33.3-GHz free-electron-laser amplifier with a reversed axial guide magnetic field / M. E. Conde, G. Bekefi. — Текст : электронный // Physical review letters. — 1991. — Vol. 67, nr 22. — P. 3082—3085. — URL: <https://journals.aps.org/prl/pdf/10.1103/PhysRevLett.67.3082> (дата обращения: 24.05.2022).
107. Песков, Н. Ю. Мощные мазеры на свободных электронах с одномерной и двумерной распределенной обратной связью : специальность 01.04.04 «Физическая электроника» : автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук / Песков Николай Юрьевич ; Институт прикладной физики Российской академии наук. — Нижний Новгород, 2011. — 36 с. — Место защиты: Институт прикладной физики Российской академии наук. — Текст : электронный. — URL: https://static.freereferats.ru/_avtoreferats/01005086934.pdf (дата обращения: 24.05.2022).
108. Theoretical and Experimental Studies on Compression and Transport of an Intense Electron Beam in the Channel of sub-mm FEL / E. S. Sandalov, S. L. Sinitsky, D. A. Nikiforov [et al.]. — Текст : электронный // Proceedings of the 2021 46th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz) (Chengdu, China, 29 August — 3 September 2021). — New York : IEEE, 2021. — P. 518—519. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/document/9567073>. — Дата публикации: 20.10.2021.
109. Studies on Electron Beam Transport in a Linear Induction Accelerator for Free Electron Laser Application / E. S. Sandalov, S. L. Sinitsky, D. I. Skovorodin [et al.]. — Текст : электронный // Proceedings of the 2021 IEEE International Conference on Plasma Science (ICOPS) (Lake Tahoe, NV, USA, 12—16 September 2021). — New York : IEEE, 2021. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/document/9588436>. — Дата публикации: 08.11.2021.

Список рисунков

- 1.1 Общая схема ЛИУ. Черным цветом показаны инжектор и ускорительные модули, синим – фокусирующие магнитные линзы, фиолетовым – датчики положения пучка в канале транспортировки (Beam Position Monitor – BPM) 21
- 1.2 Схема ускорительного модуля: 1 – сердечник индуктора, 2 – первичная обмотка, 3 – делитель напряжения, 4 – секционированная ускорительная трубка, 5 – магнитная линза, 6 – быстрый трансформатор тока 22
- 1.3 (а) Осциллограмма сигнала с быстрого трансформатора тока ФСТ и (б) линейный график спектральной плотности энергии колебаний, где черным цветом показан зарегистрированный сигнал, а красным – его усреднение, соответствующее току пучка 24
- 1.4 Геометрия ускорительного модуля ЛИУ с экранирующими электродами: 1 – индуктор, 2 – первичная обмотка, 3 – ускорительная трубка с делителем напряжения, 4 – магнитная линза, 5 – экранирующие электроды, 6 – быстрый трансформатор тока, 7 – ускоряющий зазор 34
- 1.5 (а) Распределение электрического и (б) магнитного полей дипольных мод ускорительного модуля на его оси 38
- 1.6 Типы дипольных мод в плоскости ZX для модели ускорительного модуля: (а) распределения электрического и (в) магнитного полей «вакуумной» моды с частотой $f = 700.33$ МГц и (б) электрическое и (г) магнитное поля «газовой» моды с $f = 844.86$ МГц 40
- 1.7 (а) Коэффициенты связи дипольных мод ускорительного модуля и (б) их добротности 41

- 1.8 (а) Геометрия аксиально-симметричной модели ускорительного модуля, (б) распределение индукции магнитного поля в продольном сечении модуля, (в) распределение электрического поля в этом же сечении, (г) распределение компоненты E_z ускоряющего поля на оси ускорительного модуля ЛИУ. Положения максимумов ускоряющего поля (по модулю) на графике (г) соответствуют z координатам ускорительных зазоров. На картинке (в) красными стрелками показаны силовые линии электрического поля 43
- 1.9 Распределение фокусирующего магнитного и ускоряющего электрического полей на оси ускоряющей структуры ЛИУ, состоящей из 8 ускорительных модулей и 15 магнитных линз. Старт электронного пучка производился с координаты $Z_0 = 0$, которая соответствует пространственной области, где пучок входит в ускоряющую структуру ЛИУ. Синим цветом показано распределение магнитного поля на оси в [Тл], красным—распределение электрического поля в [В/м] 44
- 2.1 Схема экспериментального стенда для проведения «холодных» измерений электродинамической системы модуля ЛИУ: 1 – векторный анализатор цепей, 2 и 3 – коаксиальные кабели, 4 – отрезок двухпроводной линии (дипольный излучатель), 5 – стенки канала для транспортировки пучка внутри ускорительного модуля 56
- 2.2 Эквивалентная схема экспериментального стенда на этапе измерения частотных свойств ускорительного модуля 58
- 2.3 Результаты «холодных» экспериментов по измерению электродинамических свойств ускорительного модуля с экранирующими электродами: (а) частотный спектр дипольных мод в модуле, (б) черная кривая – ослабление сигнала мощности при калибровке, когда излучатель располагался в трубе, красная и синяя – то же ослабление для горизонтального и вертикального положений дипольного излучателя в ускорительном модуле 59

2.4	(а) Сигнал с трансформатора тока (ФСТ) 8—го ускорительного модуля в экспериментах с пучком и (б) частотный спектр сигнала в линейном масштабе	61
2.5	(а) Частотный спектр сигнала тока пучка в 8—м ускорительном модуле ЛИУ в течение импульса тока пучка и (б) спектр после его окончания	63
3.1	Изображение поверхности радиопоглощающих материалов: (а) ферритовые сегменты и (б) радиопоглощающие листы	67
3.2	Зависимость магнитной проницаемости радиопоглощающих листов от частоты: (а) распределение, измеренное производителем, (б) тангенс угла магнитных потерь, полученный в измерениях с помощью коаксиальной линии	68
3.3	Спектры собственных колебаний ускорительного модуля и их коэффициенты связи: (а, б) конфигурация модуля без применения поглотителей, (в, г) – геометрия с межиндукторными вставками из радиопоглощающего материала	70
3.4	Геометрия ускорительного модуля с межиндукторными вставками из поглощающего материала	72
3.5	Частотный спектр ускорительного модуля с экранирующими электродами и поглотителями в виде межиндукторных вставок радиопоглощающего материала	73
3.6	Геометрия ускорительных модулей: (а) – I типа и (б) – II типа	75
3.7	Зависимость коэффициентов связи пучка с различными модами в ускорительных модулях I типа (а) и II типа (б) в отсутствие каких-либо дополнительных поглотителей	75
3.8	Распределение вдоль оси ускорителя поперечной у-компоненты электрических полей основных вакуумных мод ускорительных модулей: (а) – I типа и (б) – II типа	76
3.9	Зависимости коэффициентов связи пучка с модами и добротности этих мод от частоты в моделях ускорительного модуля с дополнительными поглотителями между индукторов для I типа (а) и (б) и II типа (в) и (г)	77
3.10	Схема расположения модулей I и II типов в ускорительной структуре комплекса ЛИУ	78

- 4.1 Распределение фокусирующих магнитных и ускоряющих электрических полей на оси ЛИУ с энергией до 5 МэВ (в системе 15 магнитных линз и 8 ускорительных модулей). Старт электронного пучка производился с координаты $Z_0 = 0$ 81
- 4.2 Спектральная плотность энергии колебаний полей мод в 7–м и 8–м ускорительных модулях при добротностях мод:
(а) $Q = 100$ и (б) $Q = 20$ 84
- 4.3 Зависимости спектральной плотности энергии полей мод в отдельном ускорительном модуле от частоты и номера модуля при добротностях мод: (а) $Q = 100$ и (б) $Q = 20$ 84
- 4.4 Поперечные координаты центра пучка вдоль осей X и Y в течение длительности полочки импульса тока величиной 2 кА в ЛИУ с энергией до 5 МэВ: (а), (б) – на выходе пучка из первого, (в), (г) – из восьмого ускорительных модулей. Модуляция огибающей колебаний связана с биениями на близких частотах дипольных мод. Добротность всех дипольных мод в этом расчете имела значение $Q = 100$ 87
- 4.5 Зависимость логарифмов максимальной амплитуды поперечных колебаний по X и Y центра пучка с током 2 кА в ЛИУ с энергией до 5 МэВ при $Q = 100$ (а, б) и $Q = 20$ (в, г) от номера поперечного сечения, расположенного непосредственно за ускоряющим модулем с номером $-N_{sect}$. Красным пунктиром показана линейная аппроксимация этой зависимости, тангенс угла наклона которой равен инкременту 89
- 4.6 Пример распределений ускоряющих электрических и фокусирующих магнитных полей на оси ЛИУ с энергией до 10 МэВ в случае, когда максимальное магнитное поле в линзах в средней части ускорителя составляло $B_m = 0.08$ Тл. Старт электронного пучка производился с координаты $Z_0 = 0.7$ м (точки, соответствующей нулевому значению магнитного поля) 92
- 4.7 (а) Геометрия ускорительного модуля с учтенной полостью, (б) распределение магнитного поля в плоскости продольного сечения ускорительного модуля для дипольной моды с частотой $f = 460.66$ МГц 92

- 4.8 Зависимости X –координаты центроида пучка от времени в течение полочки импульса тока в ЛИУ с энергией до 10 МэВ в поперечных сечениях, расположенных после: (а) 5–го ускорительного модуля, (б)–10–го, (в)–15–го, (г)–20–го. Параметры модельного режима: $E_{inj} = 1.5$ МэВ, $I_b = 1$ кА, $\Delta\phi = 340$ кВ, $B_m = 0.08$ Тл 94
- 4.9 (а) Спектральная плотность энергии колебаний полей мод в ускорительном модуле, зеленым и красным цветом показаны предпоследний и последний модули, (б) график зависимости спектральной плотности энергии колебаний в ускорительном модуле от частоты и номера модуля 95
- 4.10 Логарифм амплитуды поперечных колебаний центроида пучка от номера модуля в ЛИУ с энергией до 10 МэВ. Красным пунктиром показана линия аппроксимации. Параметры модельного режима:
 $E_{inj} = 1.5$ МэВ, $I_b = 1$ кА, $\Delta\phi = 340$ кВ, $B_m = 0.08$ Тл 95
- 4.11 (а) Сигнал с трансформатора тока 16–го модуля и (б) его частотный спектр в линейном масштабе в экспериментах с пучком в условиях: магнитное поле линз $-B_m \approx 0.04$ Тл, ток пучка $-I_b \approx 1$ кА, а энергия электронов пучка на выходе ЛИУ $-E_e \approx 8.3$ МэВ 98
- 4.12 (а) Сигнал с четырех электродов пикапа, расположенного после 16–го ускорительного модуля, и (б) спектр этого сигнала в линейном масштабе 98
- 4.13 Зависимости логарифма максимальной амплитуды колебаний полей моды от номера модуля ЛИУ в трех режимах. (а) – модельные режимы с одинаковым током пучка 1 кА и разными полями в фокусирующей системе ЛИУ: $B_m = 0.04$ Тл и $B_m = 0.08$ Тл, (б) – модельные режимы в одинаковом поле $B_m = 0.08$ Тл и разными токами пучка 1 кА и 1.4 кА. Пунктиром показаны линейные аппроксимации экспериментальных точек 99

- 4.14 Экспериментальная зависимость логарифма амплитуды колебаний центроида пучка от номера модуля по данным, полученным с помощью пикапов (ВРМ) в случае: ток пучка $I_b = 1$ кА и магнитное поле линз $B_m = 0.04$ Тл 100
- 4.15 Зависимость максимальной амплитуды колебаний пучка в поперечном сечении от номера пикапа (ВРМ) 102
- 5.1 Верхняя часть – трехмерный вид секции ЛСЭ-генератора, включая систему магнитной компрессии пучка, систему вывода излучения и систему сброса пучка в могильник. Нижняя часть – эскиз сечения секции ЛСЭ. Цифрами указаны: 1 – цилиндрическая вакуумная камера с коническими входом и выходом, 2 – магнитные линзы соленоида, 3 – спиральная намотка винтового (бифилярного) ондулятора, 4 – система вывода излучения под углом 90 градусов к направлению движения пучка, 5 – могильник для сброса пучка. Синей стрелкой показано направление распространения электронного пучка, красной – направление вывода излучения 106
- 5.2 Фотографии прототипа вакуумной камеры секции ЛСЭ, состоящей из участка регулярной секции, входной и выходной конических частей 108