

В. Чайковский

На правах рукописи

Чайковский Станислав Анатольевич

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
ФОРМИРОВАНИЯ ПЛОТНОЙ ИЗЛУЧАЮЩЕЙ ПЛАЗМЫ
В ДИОДАХ НАНОСЕКУНДНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ ТОКА
МЕГААМПЕРНОГО ДИАПАЗОНА

Специальность 01.04.13 – электрофизика, электрофизические установки

Автореферат диссертации
на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Томск – 2016

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте сильноточной электроники Сибирского отделения Российской академии наук (ИСЭ СО РАН).

Научный консультант: доктор физико-математических наук, член-корреспондент РАН Ратахин Николай Александрович

Официальные оппоненты: Бурдаков Александр Владимирович – доктор физико-математических наук, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук, зам. директора по научной работе

Паперный Виктор Львович – доктор физико-математических наук, профессор, Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Иркутский государственный университет", заведующий кафедрой общей и космической физики

Ремпе Николай Гербертович – доктор технических наук, профессор, Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники", профессор кафедры физики

Ведущая организация: Федеральное государственное унитарное предприятие "Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований"

Защита состоится 30 сентября 2016 г. в 15:00 часов на заседании диссертационного совета Д 003.031.02 при Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте сильноточной электроники Сибирского отделения Российской академии наук по адресу: 634055, г. Томск, пр. Академический, 2/3, ауд. 408.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте ИСЭ СО РАН <http://www.hcei.tsc.ru/ru/cat/dissertations/Chaikovsky/diss.html>

Автореферат разослан « ____ » _____ 2016 г.

Учёный секретарь диссертационного совета
д.т.н.



Юшков Г.Ю.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы и степень ее разработанности

Интерес к мощным сильноточным разрядам с доминирующей ролью пинч-эффекта зародился в 50-х годах двадцатого века в связи с потенциальной возможностью освоения нового метода производства энергии – управляемого термоядерного синтеза. Первые экспериментальные исследования продольных разрядов, получивших название Z -пинчи, выявили основные проблемы такого подхода, среди которых наиболее принципиальной оказалась проблема устойчивости плазмы. Дальнейшее развитие разделило исследования на два направления, отличающиеся, в первую очередь, способом удержания плазмы. В квазистационарных системах, таких как токамаки, стеллараторы, магнитные ловушки и т.п., удержание плазмы и ее стабилизация должны были обеспечиваться конфигурацией собственного и внешнего магнитных полей. Другое направление, являющееся по сути дела микровзрывом крупинки термоядерного топлива, опиралось на идею быстрого сжатия и нагрева вещества. Предполагалось, что сжатие и нагрев можно осуществить как с помощью мощных электронных, ионных или лазерных потоков, так и мощными импульсами тока (Z -пинчи). В таких схемах нагрев топлива осуществляется за счет ускорения вещества с последующей термализацией кинетической энергии либо в центре (сферическая геометрия), либо на оси системы (цилиндрическая геометрия). Температура плазмы в финальной стадии в первом приближении определяется финальной скоростью сжатия v : $T \propto v^2$. Время удержания плазмы определяется скоростью разлета сформированной плазмы и ее радиусом. Такой подход получил название инерциального термоядерного синтеза (ИТС).

Сжатие вещества мощными импульсами тока (собственным магнитным полем) сопровождается развитием магнитогидродинамических (МГД) неустойчивостей, наиболее разрушительными из которых являются неустойчивости рэлей-тейлоровского (РТ) типа. Как известно, интегральные инкременты неустойчивости Рэля-Тейлора определяются ускорением g и длительностью процесса t : $\Gamma \propto \sqrt{g \cdot t}$. Задаваясь постоянным значением температуры плазмы, и, полагая скорость сжатия $v \propto g \cdot t$, можно получить $\Gamma \propto \sqrt{t}$. То есть, сокращение времени сжатия плазмы является стабилизирующим фактором по отношению к развитию РТ неустойчивостей.

Имеющийся к настоящему времени уровень развития мощной импульсной техники демонстрирует возможность создания в ближайшие годы сверхмощных импульсных генераторов тока с амплитудой 50÷70 МА и временем нарастания 100÷200 нс. Генераторы такого уровня позволят проводить пороговые эксперименты по реализации инерциального управляемого синтеза (ИТС) на основе плазменных лайнеров (быстрых Z -пинчей). Ключевыми вопросами ИТС на быстрых Z -пинчах являются следующие – компактность сжатия и эффективность конверсии энергии генератора в мягкое рентгеновское излучение в схеме с облучением мишени импульсом, генерируемом при сжатии пинча, и устойчивость сжатия исходно металлического лайнера в схеме с квазиadiaбатическим нагревом топлива. Сопутствующими актуальными вопросами являются вакуумная изоляция магнитоизолированных передающих линий (МИПЛ) и развитие диагностических методик регистрации формирования и сжатия плазмы лайнера. МИПЛ должна

обеспечивать эффективную доставку энергии от генератора к пинчу, причем как в пространственной области высоких электрических полей, где нарушение изоляции обусловлено взрывной электронной эмиссией, так и в области высоких магнитных полей, при мегагауссных значениях индукции которых возможен «скиновой» электрический взрыв поверхности электродов. При амплитуде тока 50 МА индукция магнитного поля не только на поверхности плазменного лайнера, но и на поверхности электродов вакуумной передающей линии радиусом менее 5 см превышает 200 Тл. В таких полях за счет скинового электрического взрыва должно происходить плазмообразование на поверхности. В результате возможно перекрытие зазора расширяющейся плазмой и снижение эффективности транспортировки энергии к лайнеру.

Полученные в экспериментах с одновитковыми соленоидами и в экспериментах по магнитной кумуляции данные охватывают диапазон времен нарастания индукции от единиц до десятков микросекунд. Анализ этих экспериментальных данных, их сравнение с рядом расчетных моделей показывают, что индукция магнитного поля, при которой следует ожидать скинового взрыва проводника, составляет 300÷400 Тл, что соответствует объемной плотности магнитной энергии порядка энергии сублимации. Вместе с тем, четкий критерий поверхностного взрыва и/или поверхностного плазмообразования для различных металлов в настоящее время отсутствует. Также спорным является вопрос о влиянии скорости нарастания магнитного поля на скиновый взрыв проводника.

В настоящее время в мире насчитывается около 20 импульсных генераторов с временем нарастания импульса тока около 100 нс и амплитудой 1÷5 МА. Наличие таких генераторов позволяет проводить не только исследования, релевантные инерциальному управляемому синтезу, но и широкий круг работ фундаментальной и практической направленности. Одной из основных проблем, в той или иной степени ограничивающей возможность практического использования плазменных лайнеров, является неустойчивый характер их сжатия. Развитие неустойчивостей Рэлея-Тейлора при сжатии лайнера, согласно двумерным магнитогидродинамическим расчетам, приводит к увеличению эффективной толщины плазменной оболочки, увеличению времени термализации плазмы и является причиной снижения энерговклада в плазму, выхода и мощности излучения. Наиболее важным экспериментальным фактом, отражающим негативное влияние неустойчивостей, является ограничение на степень радиального сжатия плазмы. Экспериментальные данные показывают, что без применения методов стабилизации степень радиального сжатия лайнера не превышает 10÷20.

В многочисленных экспериментах с цилиндрическими плазменными лайнерами было показано, что при сжатии плазмы формируется пинч, в котором присутствуют области с существенно большими, чем средние по объему пинча, плотностью и температурой – перетяжки. Формирование перетяжек происходит за счет развития РТ-неустойчивостей и сопровождается вытеканием вещества из области перетяжки в аксиальном направлении. Исследования динамики перетяжки представляют интерес с точки зрения фундаментальных свойств высокотемпературной токонесущей плазмы, в первую очередь, для изучения «радиационного коллапса». Однако, воспроизводимость положения перетяжек в пространстве при сжатии цилиндрических лайнеров крайне низка. Это послужило основой для проведения

экспериментов с лайнерами такой конфигурации, где область формирования перетяжки заранее predetermined.

В 1982 году в Физическом институте им. П.Н. Лебедева, г. Москва, был предложен новый тип многопроволочного лайнера, который представляет собой набор скрещенных проволочек, и, в силу аналогии этой конфигурации с буквой «X», получивший название X-пинч. В экспериментах было показано, что при пропускании по X-пинчу импульса тока с амплитудой сотни килоампер в области перекрестия формируется яркий источник мягкого рентгеновского излучения, обладающий малыми размерами (≤ 1 мкм) и малой длительностью импульса (≤ 1 нс), получивший название «горячая» точка. Несмотря на длительную историю изучения X-пинчей, ряд основных закономерностей (например, пороговая величина производной тока, при которой формируется «горячая» точка, связь момента рентгеновской вспышки с параметрами генератора и проволочек X-пинча) являются чисто эмпирическими и не нашли пока однозначного физического толкования.

Большинство экспериментов, демонстрирующих уникальность источника излучения на основе X-пинча, к началу работ по теме диссертации было проведено на сравнительно высокоомных (порядка 1 Ом) импульсных генераторах, габариты и вес которых не позволяют использовать их в качестве диагностического средства в других лабораториях. Для дальнейшего развития и расширения области применения метода рентгеновского зондирования на основе X-пинчей представляли интерес разработка и создание малогабаритных генераторов, обеспечивающих требуемые для успешной работы X-пинча характеристики импульса тока.

В связи с вышесказанным, тематика диссертационной работы, направленной на изучение формирования плотной плазмы при скин-взрыве проводников в магнитных полях мегагауссного диапазона, изучение устойчивости плазменных лайнеров и повышения компактности их сжатия, исследование закономерностей формирования «горячей точки» X-пинча и развитие на его основе методики импульсного теневого зондирования, представляется актуальной.

Цели и задачи работы

Целью настоящей работы являлись исследования условий образования плотной плазмы на поверхности цилиндрических проводников вследствие скин-взрыва электрического взрыва при уровне тока до 2.5 МА и времени его нарастания 100 нс, а также сопутствующих взрыву процессов нелинейной магнитной диффузии и развития поверхностных неустойчивостей; изучение физических процессов при сжатии каскадированных лайнеров, обеспечивающих формирование компактных (радиус ≤ 1 мм) финальных плазменных пинчей, интенсивно излучающих в спектральном диапазоне выше 1 кэВ, в широком диапазоне амплитуд и времен нарастания импульса тока; создание малогабаритных генераторов для реализации методики рентгеновского теневого зондирования на основе X-пинчей и проведение на них исследований характеристик источника излучения на основе X-пинча, закономерностей формирования «горячей» точки.

Для достижения поставленной цели предполагалось решение следующих основных задач:

1. Постановка экспериментальных исследований проникновения азимутального магнитного поля мегагауссного диапазона в цилиндрические проводники и скин-взрыва их поверхности на импульсном генераторе МИГ

- тераваттного уровня мощности с амплитудой тока до 2.5 МА и временем его нарастания 100 нс.
2. Получение экспериментальных данных о скорости проникновения быстронарастающего магнитного поля мегагауссного диапазона в проводники с различными свойствами и индукции магнитного поля, при которой происходит скиновой взрыв поверхности проводника, их сравнение с результатами предыдущих исследований и интерпретация с помощью оценок и моделирования.
 3. Проведение экспериментальных исследований динамики плазмы, развития неустойчивостей и излучательных характеристик финального пинча при сжатии каскадированных плазменных лайнеров.
 4. Разработка компактных импульсных генераторов тока с амплитудой 200÷300 кА и временем нарастания 150÷200 нс для исследований характеристик источника мягкого рентгеновского излучения на основе X-пинча. Демонстрация на этих генераторах возможностей методов импульсного рентгеновского зондирования с микронным пространственным и наносекундным временным разрешениями.

Научная новизна работы

1. Впервые реализована методика измерений глубины проникновения азимутального магнитного поля мегагауссного диапазона в цилиндрические проводники, опирающаяся на измерения импульса напряжения на внутренней поверхности полого проводника.
2. Получены новые экспериментальные данные по зависимости времени скинового электрического взрыва проводника от тока генератора и диаметра проводника для ряда наиболее часто применяющихся в электротехнике материалов (медь, алюминий, титан, сталь 3 и нержавеющей сталь).
3. Впервые сформулирован экспериментально подтвержденный критерий скинового электрического взрыва проводников, параметрами которого являются индукция магнитного поля на поверхности проводника, энергия сублимации и проводимость металла.
4. Впервые продемонстрирована задержка плазмообразования и развития неустойчивостей на поверхности проводника при индукции магнитного поля около 300 Тл и времени его нарастания 100 нс за счет применения двухслойной структуры проводника с внешним слоем меньшей проводимости.
5. Разработана оригинальная модель динамики формирования «горячей точки» X-пинча, с помощью которой получен критерий подобия, связывающий параметры X-пинча и импульса тока с моментом формирования рентгеновской вспышки. Впервые показано, что ключевым параметром подобия является длина перетяжки, которая, как показано экспериментально, слабо зависит от погонной массы X-пинча.
6. Впервые разработан ряд малогабаритных импульсных генераторов тока с нагрузкой в виде X-пинча, используемых в настоящее время в нескольких лабораториях для проведения теневого рентгеновского зондирования в мягком рентгеновском диапазоне спектра с наносекундным временным и микронным пространственным разрешениями.

Теоретическая и практическая значимость работы

1. На основе созданных в ходе работы методик измерений, диагностических устройств, включая компактные импульсные генераторы тока для теневого рентгеновского зондирования с помощью X-пинчей, и конструкций узла нагрузки возможно проведение на тераваттном генераторе МИГ физических исследований: свойств вещества при высоких (~Мбар) импульсных давлениях; развития неустойчивостей на поверхности проводника в мегагауссном магнитном поле; сжатия металлических лайнеров с целью получения высокотемпературной плотной плазмы или синтеза новых материалов.
2. Полученные экспериментальные данные по поверхностному плазмообразованию в мегагауссных магнитных полях и критерий скин-слоевого взрыва проводников обладают как самостоятельной научной ценностью, так и позволяют прогнозировать эффективность транспортировки энергии по вакуумным передающим линиям и степень разрушения электродов импульсных генераторов тока мегаамперного и мультимегаамперного диапазонов, а также демонстрируют возможные пути увеличения стойкости электродов к воздействию сверхсильных магнитных полей.
3. Создание малогабаритных импульсных генераторов, сравнительно простых в эксплуатации, позволяет существенно продвинуться в экспериментальных исследованиях физических процессов в самих X-пинчах, а также обеспечить значительный прогресс в разработке современных радиографических комплексов мягкого рентгеновского диапазона спектра с наносекундным временным и микронным пространственным разрешениями. Высокая точность синхронизации генераторов с внешними устройствами позволяет создавать многокадровые системы рентгеновского зондирования.
4. На основе анализа экспериментальных данных и моделирования обоснована зависимость момента рентгеновской вспышки X-пинча от его параметров и параметров импульса тока, в которой ключевую роль играет длина перетяжки X-пинча.
5. Экспериментально определен диапазон параметров двухкаскадных лайнеров, обеспечивающих повышение эффективности генерации мягкого рентгеновского излучения с энергией квантов $1 \div 3$ кэВ.
6. Показана перспективность использования каскадированных лайнеров для повышения компактности формируемого пинча и повышения за счет этого эффективности генерации мягкого рентгеновского излучения на генераторах с временем нарастания тока ≈ 1 нс.

Методология и методы исследования

Методология проведенных исследований опирается на комплексное применение общенаучных и специальных методов, среди которых доминирующую роль занимают экспериментальные. В экспериментах использовались новые и традиционные методы диагностики быстропротекающих электрофизических и плазменных процессов, адаптированные и доработанные с учетом поставленных задач и возможностей аппаратуры.

Положения, выносимые на защиту

1. Создан новый класс компактных установок для импульсной радиографии в мягком рентгеновском диапазоне спектра ($h\nu > 1$ кэВ), позволяющих с помощью X-пинча проводить теневую съёмку как быстропротекающих плазменных процессов, так и биологических объектов с временным разрешением $1\div 3$ нс и пространственным разрешением не менее $4\div 5$ мкм.
2. На основе моделирования динамики формирования «горячей точки» X-пинча получен критерий подобия, связывающий параметры X-пинча и импульса тока с моментом формирования рентгеновской вспышки. Теоретически показано и экспериментально подтверждено, что параметром подобия является длина перетяжки, которая слабо зависит от массы X-пинча.
3. Предложена и реализована методика измерения скорости проникновения мегагауссного азимутального магнитного поля в полые цилиндрические проводники, основанная на измерении напряжения на их внутренней поверхности. На основе экспериментальных данных, полученных на генераторе МИГ при времени нарастания импульса тока порядка 100 нс, показано, что глубина проникновения магнитного поля с индукцией $200\div 300$ Тл в проводники из меди, алюминия, титана и стали 3 хорошо описывается известным выражением для толщины скин-слоя в случае нелинейной диффузии магнитного поля с поправочным коэффициентом ≈ 0.7 .
4. Экспериментально найдено, что значения индукции магнитного поля B_{min} , при которых происходит формирование на поверхности металлов интенсивно излучающей в вакуумном ультрафиолетовом диапазоне спектра плазмы, составляют для проводников из меди, алюминия, стали 3, титана и нержавеющей стали 375, 270, 280, 220 и 245 Тл соответственно. На основе этих данных предложен эмпирический критерий скинового взрыва проводников, который происходит при индукции магнитного поля не менее $B_{min} \approx \sqrt{2\mu_0\Lambda_0} \cdot (0.3 \frac{\sigma_0}{\sigma^*} + 0.7)$, где σ_0 и Λ_0 – проводимость и плотность энергии сублимации металла при нормальных условиях, $\sigma^* = 4 \cdot 10^7$ 1/(Ом·м).
5. Экспериментально показано, что двухслойная структура проводника с внешним слоем меньшей проводимости толщиной меньшей глубины проникновения магнитного поля позволяет в быстронарастающем мегагауссном магнитном поле значительно задержать момент плазмообразования и развитие неустойчивостей на внешней поверхности проводника.
6. В экспериментах по исследованию устойчивости сжатия газовых лайнеров в широком диапазоне времен сжатия ($100\div 1000$ нс), начальных радиусов ($1\div 8$ см) и амплитуд импульса тока ($0.4\div 3$ МА) показано, что каскадированная структура лайнера позволяет обеспечить формирование компактных плазменных пинчей (финальный радиус около 1 мм и меньше), интенсивно излучающих в спектральном диапазоне $1\div 3$ кэВ.
7. Формирование компактных пинчей с финальной скоростью сжатия не менее $2 \cdot 10^7$ см/с достигается при использовании двухкаскадных лайнеров с радиусом внешнего каскада до 4 см, соотношением радиусов и масс внутреннего и внешнего каскада $0.2\div 0.3$ и $0.3\div 1$, соответственно. При таких параметрах

возмущения, развивающиеся в ходе сжатия внешнего каскада, не передаются на внутренний каскад, а меньшее по сравнению с фронтом импульса тока время сжатия плазмы внутреннего каскада ограничивает развитие рэлей-тейлоровских неустойчивостей.

Личный вклад автора

Автор принимал непосредственное участие в создании и эксплуатации экспериментальных установок, в подготовке к экспериментам, в развитии диагностических методик, в анализе и обработке экспериментальных результатов. Текст диссертации написан автором лично.

Эксперименты на генераторе СНОП-3; создание, эксплуатация и эксперименты на микросекундной конденсаторной батарее с уровнем тока до 380 кА; разработка диагностических, рентгеноспектральных методик проводились лично автором при непосредственном участии и под руководством С.А. Сорокина. Генератор ИМРИ-5 (500 кА, 450 нс), представляющий собой ступень линейного импульсного трансформатора с вынутым сердечником, разработанного под руководством Б.М. Ковальчука, был запущен в эксплуатацию совместно с А.В. Федюниным. Автором лично при участии Р.Б. Бакшт была обоснована идея эксперимента, разработаны сверхзвуковые сопла для формирования газового лайнера, методики измерений, диагностическое оборудование. Эксперименты на генераторе ИМРИ-5 проводились совместно с А.В. Федюниным, А.Ю. Лабецким и Н.А. Лабецкой. Постановка и анализ результатов экспериментов на генераторе ГИТ-12 проводились автором, А.В. Шишловым, А.Г. Русских. Эксперименты проводились совместно с А.В. Федюниным, А.Ю. Лабецким, Н.А. Лабецкой, В.А. Кокшениным, Н.Е. Курмаевым, Ф.И. Фурсовым.

Постановка экспериментов на генераторе МИГ проводилась автором лично и опиралась на опыт предыдущих исследований, проведенных Н.А. Ратахиным, Б.А. Кабламбаевым, В.Ф. Федущаком. Эксплуатация генератора МИГ осуществлялась инженерной группой в составе Ю.А. Суковатицина и Е.Н. Волкова, руководимой автором. Реализация трансформатора тока нагрузки генератора МИГ была инициирована А.С. Чуватиным и проводилась лично автором. В экспериментах по изучению скин-эффекта и нелинейной диффузии на генераторе МИГ, обработке результатов непосредственно участвовали Н.А. Лабецкая, И.М. Дацко, Д.В. Рыбка.

Разработка малогабаритных импульсных генераторов для X-пинчей на первой стадии проводилась автором лично при непосредственной помощи В.Ф. Федущака и Н.А. Лабецкой. В дальнейшем работы проводились под руководством и при непосредственном участии автора. В этих работах принимали участие А.Г. Русских, А.В. Федюнин, А.П. Артемов, А.С. Жигалин, И.В. Лавринович, А.А. Эрфорт. В целом разработка экспериментальных методик, проектирование и разработка импульсных генераторов, их модификация, выбор определяющих технических решений, тестирование установок и проведение экспериментов осуществлены лично автором, либо под его руководством и при непосредственном участии.

Отдельно следует выделить большой вклад В.И. Орешкина в постановку задач, выбор экспериментальных условий, разработку аналитических и численных моделей, применявшихся для диагностических целей и при анализе экспериментальных результатов, обобщение полученных данных.

Проводимые работы находились под генеральным руководством заведующего Отделом высоких плотностей энергии Н.А. Ратахина, осуществлявшего огромную консультационную и организационную помощь.

Степень достоверности и апробация работы

Достоверность результатов обеспечивается использованием комплекса современных методов исследований, непротиворечивостью полученных данных и их согласием с результатами других исследователей.

Представленные в работе результаты докладывались автором на Международной конференции по физике плазмы, Нагойя, Япония, 1996; на Международной конференции по плотным Z-пинчам, Альбукерке, США, 2002; на Международных конференциях по физике плазмы ICOPS, Санкт-Петербург, Россия, 2004, и Белек, Турция, 2015; Международных симпозиумах по сильноточной электронике, Томск, Россия, 2004, 2006, 2008; Международной конференции по явлениям в ионизованных газах (ICPIG), Прага, Чехия, 2007; на семинарах ИСЭ СО РАН, а также были представлены и докладывались соавторами на Международной конференции по плотным Z-пинчам, Ванкувер, Канада, 1997; Международной конференции «Физика импульсных разрядов в конденсированных средах», Николаев, Украина, 2007, 2009; Международных симпозиумах по сильноточной электронике, Томск, Россия, 2010, 2014; Международной конференции по генерации мегагауссных магнитных полей и родственными экспериментами, Новосибирск, Россия, 2008; Международной конференции по физике экстремальных состояний, Эльбрус, Россия, 2015; Международной конференции по разрядам и электрической изоляции в вакууме (ISDEIV), Томск, Россия, 2012. Результаты исследований по теме диссертации изложены в 15-ти статьях, в том числе 14-ти входящих в перечень периодических изданий ВАК, и 20 докладах Международных и Российских симпозиумов и конференций.

Структура и объем работы

Диссертация состоит из введения, девяти глав, заключения и списка литературы, включающего 338 наименований. Общий объем диссертации составляет 277 страниц текста, включая 18 таблиц и 145 рисунков.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы, сформулированы цели исследований, научная новизна и практическая значимость работы, приведены защищаемые положения.

Первая глава посвящена обзору научной литературы по тематике диссертации. В *разделе 1* описано явление электрического взрыва проводников, заключающееся в резком изменении физического состояния металла вследствие интенсивного выделения в нем энергии при пропускании импульсного тока большой плотности ($j \geq 10^6$ А/см²), приводящее к нарушению металлической проводимости. Отмечены возможности применения электрического взрыва проводников в фундаментальных исследованиях и практических приложениях. *Раздел 2* посвящен описанию критерия электрического взрыва проводников, так называемого интеграла удельного действия

$$h_{\text{exp}} = \int_0^{t_{\text{exp}}} j^2 \cdot dt$$
 (где j – плотность тока, t_{exp} – время от начала тока до момента электрического взрыва проводника). Указывается неприменимость этого критерия в скиновом режиме электрического взрыва. В *разделе 3* обсуждаются особенности взрыва проводников в скиновом режиме, то есть когда толщина скин-слоя за время процесса меньше толщины проводника. Отмечается, что измерения момента взрыва по осциллограммам тока и напряжения на проводнике, как это делается для взрыва тонких проволочек, в случае скинового режима затруднены. Причиной является то, что более глубокие, еще не нагретые слои вещества шунтируют ток поверхностных слоев и явно выраженного максимума напряжения ожидать не следует. Следовательно, представляется целесообразным определять момент скинового электрического взрыва по собственному излучению возникающей плазмы. Такой подход использован, по крайней мере, двумя научными группами. *Раздел 4* посвящен описанию процесса нелинейной диффузии магнитного поля в металлы, которая становится существенной при значениях индукции магнитного поля выше нескольких десятков Тесла. Этот процесс неизменно сопутствует поверхностному плазмообразованию в результате скинового взрыва. На примере аналитических решений показывается, что отличительной особенностью нелинейной диффузии по сравнению с линейной (классической) является то, что магнитное поле распространяется в веществе с резким фронтом, аналогично волне. В *разделе 5* рассматриваются характеристики одного из вариантов многопроволочной нагрузки, устанавливаемой в вакуумных диодах сильноточных генераторов, так называемого X-пинча. Проведено сравнение характеристик ряда генераторов, работающих с нагрузкой в виде X-пинча, и показана перспективность использования низкоиндуктивных конденсаторных батарей для реализации компактных комплексов импульсного теневого рентгеновского зондирования на основе X-пинчей.

Раздел 6 посвящен вопросу компактности сжатия плазменных лайнеров при финальной скорости сжатия более $2 \cdot 10^7$ см/с. При такой скорости сжатия формирующийся плазменный пинч является мощным источником мягкого рентгеновского излучения в диапазоне выше 1 кэВ. Двухкаскадные лайнеры, которым посвящен *раздел 7*, представляют собой внешнюю полую цилиндрическую оболочку, соосно которой на меньшем начальном радиусе расположена внутренняя (полая или сплошная) оболочка. Поиск оптимальных с точки зрения стабилизации сжатия плазмы параметров двухкаскадных, а также трехкаскадных лайнеров, в широком диапазоне параметров импульса тока являлся одной из задач настоящей работы.

Во второй главе изложены результаты экспериментов по реализации трансформатора тока нагрузки тераваттного импульсного генератора МИГ. На генераторе МИГ в ИСЭ СО РАН при уровне тока до 2.5 МА и времени его нарастания 100 нс в течение ряда лет ведутся работы по изучению взаимодействия быстронарастающих мегагауссных магнитных полей с металлами. Характерной особенностью проводимых экспериментов является то, что индуктивность нагрузки, в качестве которой используются металлические цилиндры диаметром $1 \div 4$ мм, достаточно мала и практически неизменна в период нарастания импульса тока. Использование согласующего трансформатора, обеспечивающего снижение импеданса генератора, например, волнового трансформатора, позволило бы существенно увеличить амплитуду тока в нагрузке. Это представляет интерес с точки

зрения увеличения максимальной амплитуды магнитного поля в экспериментах по поверхностному плазмообразованию в мегагауссных магнитных полях.

Одним из таких решений является использование трансформатора тока нагрузки (ТТН, или LCM в англоязычной литературе, от *Load Current Multiplier*). Трансформатор тока нагрузки по принципу действия аналогичен волновому трансформатору на отрезках длинных линий и в режиме удвоения тока конструктивно представляет собой две коаксиальные вакуумные линии, которые соединены последовательно со стороны генератора и параллельно со стороны нагрузки. Генератор МИГ построен по схеме: линейный импульсный трансформатор – водяные формирующие линии – нагрузка. Реализация волнового трансформатора на генераторе МИГ требует переделки громоздкой передающей водяной линии диаметром около двух метров и длиной 1.5 метра. В отличие от волнового трансформатора, ТТН может быть изготовлен компактным и легко съемным.

Конструкция ТТН показана на Рис. 1.

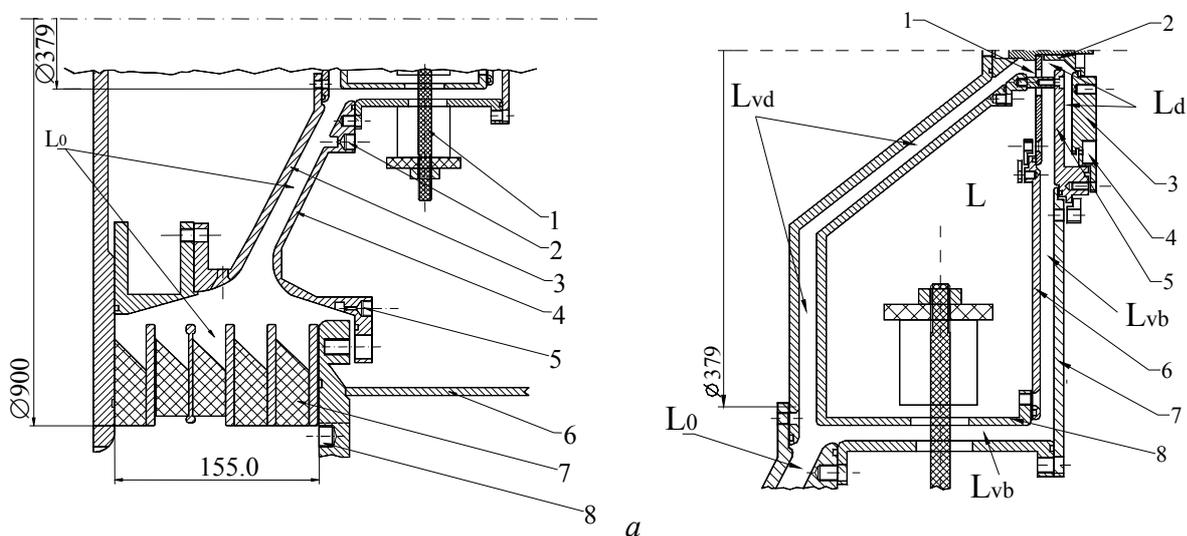


Рис. 1. *а* – схематичное изображение узла нагрузки с ТТН. Показана область от диаметра 370 до диаметра 950 мм. 1 – опорная шпилька внутреннего электрода ТТН, 2 – положение магнитных зондов для измерения тока генератора I_{g2} , 3 – катодный электрод МИЛ, 4 – анодный фланец, 5 – положение магнитных зондов для измерения тока генератора I_{g1} , 6 – стенка вакуумной камеры, 7 – проходной вода-вакуум изолятор, 8 – положение датчика напряжения U_a и датчика тока I_w . *б* – схематичное изображение узла нагрузки с ТТН. Показана область от оси до диаметра 370 мм. 1 – конволют, 2 – стержень диаметром 10 мм и длиной 12 мм, являющийся нагрузкой, 3 – измерительный фланец, в котором устанавливались магнитные зонды для измерения тока нагрузки I_d , 4 – один из магнитных зондов I_d , 5 – электрод, 6 – крышка внутреннего электрода, 7 – крышка ТТН, 8 – внутренний электрод ТТН.

Для измерения тока генератора I_g использовались по три магнитных зонда, установленных в канавках на диаметре 718 (I_{g11} , I_{g12} и I_{g13}) и 468 мм (I_{g21} , I_{g22} и I_{g23}) (Рис. 1*а*). На каждом диаметре устанавливались три зонда, расположенные через 120° . Для измерения тока нагрузки I_d применялись два магнитных зонда (I_{d1} и I_{d2}), установленных диаметрально в измерительном фланце (Рис. 1*б*). В качестве опорных датчиков использовались сигнал пояса Роговского в воде I_w и магнитные зонды I_d , чувствительность которых была определена в серии предыдущих экспериментов. Параметры падающей волны U_b в передающей линии генератора МИГ измеряются

емкостным делителем напряжения, установленным в передающей линии в 200 мм от многоканального разрядника. Напряжение на узле нагрузки U_a измерялось емкостным или активным делителями, расположенными в воде непосредственно около проходного изолятора на диаметре 850 мм.

Результат одного из выстрелов показан на Рис. 2. Амплитуда падающей волны в этом выстреле составила 850 кВ. Ток нагрузки достигает при $t = 240$ нс значения $I_d \approx 3$ МА. Амплитуда тока в нагрузке, таким образом, выше, чем в экспериментах без ТТН, и выше предельного для генератора МИГ значения $I_0^{max} = 2 U_b / \rho = 2.67$ МА (при $U_b = 1.0$ МВ). Экспериментальный коэффициент трансформации тока при $t = 240$ нс (см. Рис. 2б) равен $\kappa \approx 1.75$, что соответствует теоретическому значению 1.75 и свидетельствует о том, что ТТН с выбранными зазорами в вакуумных линиях и конволюте работал без экспериментально определяемых утечек тока.

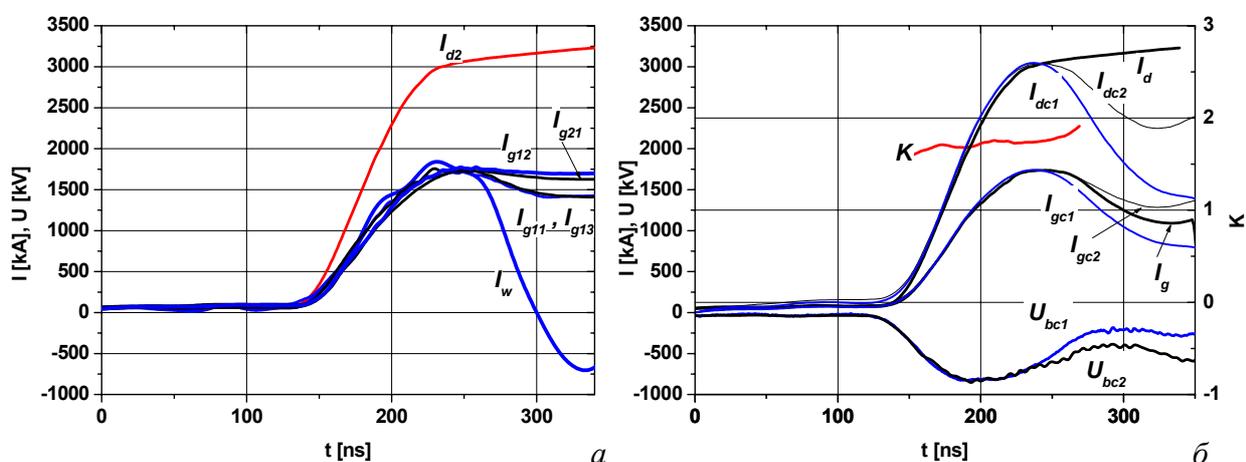


Рис. 2. *a* – экспериментальные осциллограммы датчиков тока генератора $I_w, I_{g11}, I_{g12}, I_{g13}, I_{g21}$ и датчика тока нагрузки I_{d2} . *б* – импульсы токов генератора (I_{gc1} и I_{gc2}) и в нагрузке (I_{dc1} и I_{dc2}), рассчитанные при форме импульса падающей волны U_{bc1} и U_{bc2} , соответственно. Ток генератора I_g , который является входным током трансформатора, брался как среднее значение показаний датчиков $I_w, I_{g11}, I_{g12}, I_{g13}, I_{g21}$, а ток нагрузки I_d – как значение показаний датчика I_{d2} .

Результаты электротехнических расчетов показывают, что в режиме с ТТН превышение тока нагрузки более чем на 30% достигается при индуктивности нагрузки L_d меньше 8 нГн (Рис. 3). Одним из типичных режимов работы генератора МИГ является применение нагрузки в виде сплошного цилиндра диаметром 3 мм и длиной 12 мм. Установка такой нагрузки в используемую в данных экспериментах конструкцию ТТН увеличит индуктивность L_d до значения 7.2 нГн. Согласно расчетам (Рис. 3), это обеспечит выигрыш в величине тока через нагрузку $> 30\%$. Вместе с тем, в режиме работы без ТТН влияние индуктивности нагрузки на амплитуду тока существенно меньше, чем ее влияние на выходной ток в режиме с ТТН. Значительно увеличить целесообразность использования ТТН для экспериментов с низкоиндуктивными нагрузками можно, обеспечив достоверные измерения тока нагрузки на малом диаметре. Измерительный фланец (3 и 5, Рис. 1б) имеющейся конструкции добавляет к индуктивности нагрузки ≈ 2 нГн. Устранение измерительного фланца позволит обеспечить значение $L_d \approx 5$ нГн и амплитуду тока

≈ 3.5 МА, что дает более чем полуторакратное увеличение тока нагрузки по сравнению с режимом работы генератора МИГ без ТТН.

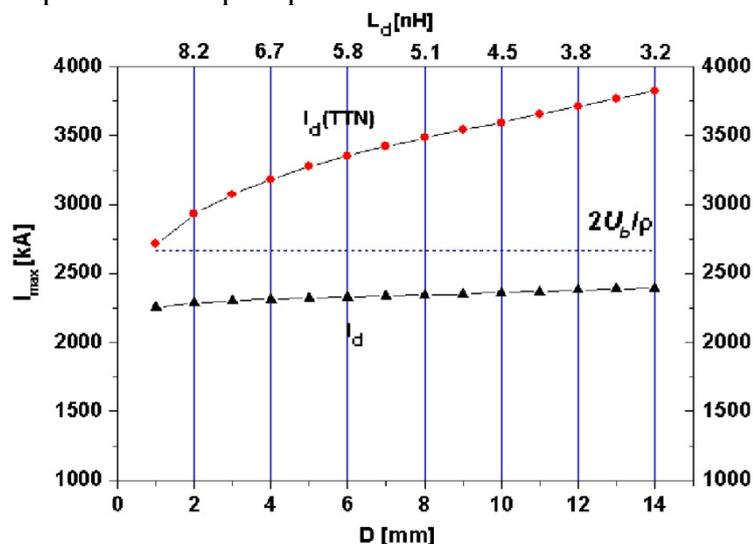


Рис. 3. Сравнение расчетных режимов работы генератора МИГ с ТТН и без него.

В **третьей главе** представлены результаты работ по созданию малогабаритных импульсных генераторов тока, предназначенных для работы с X-пинчами. К моменту начала работ по созданию импульсных генераторов тока в Отделе высоких плотностей энергии ИСЭ СО РАН была отлажена технология изготовления емкостных накопителей энергии с энергозапасом до 250 Дж и временем вывода энергии около 100 нс. Отличительной чертой этих накопителей энергии является конструктивное объединение конденсатора и коммутатора в единый блок, получивший название конденсаторно-коммутаторная сборка (ККС).

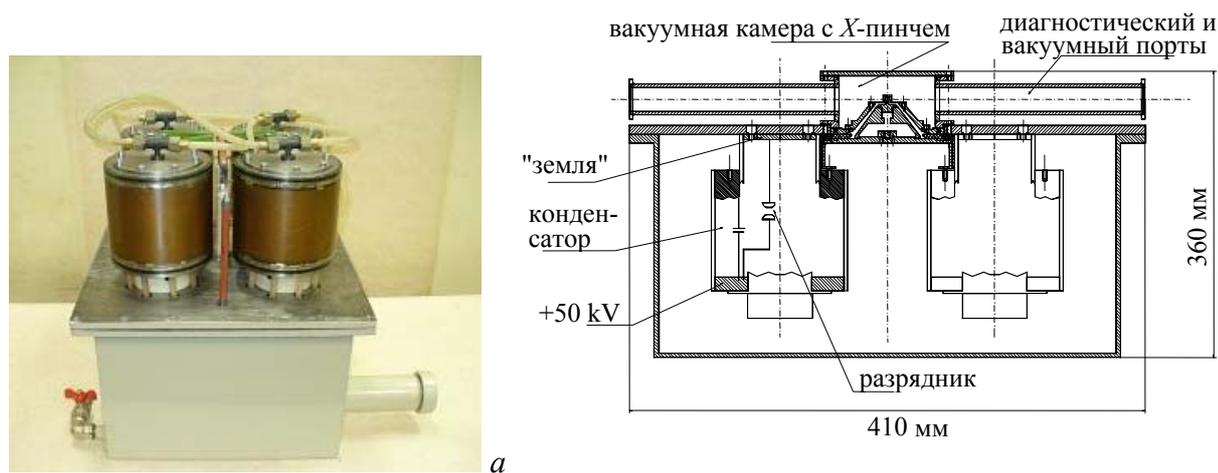


Рис. 4. Общий вид импульсного генератора: компоновка из четырех ККС, на баке, в котором они размещается (а). Эскиз конструкции импульсного генератора (б).

Импульсный генератор тока по принципу действия представляет собой низкоиндуктивную конденсаторную батарею. Генератор тока состоит из четырех конденсаторно-коммутаторных сборок 50-0.25, имеющих емкость 0.25 мкФ и работающих при зарядном напряжении до 50 кВ. Общий вид импульсного генератора первого поколения представлен на Рис. 4а. В верхней части этого рисунка показана

компоновка четырех ККС, в нижней части бак, в котором размещаются ККС. Эскиз конструкции генератора показан на Рис. 4б.

Импульсный генератор тока имеет следующие параметры: емкость конденсаторной батареи – 1 мкФ; зарядное напряжение – 50 кВ; энергозапас конденсаторной батареи – 1.25 кДж; индуктивность каждой ККС – 28 нГн; габариты – 410x450x360 мм; вес – 70 кг. Высоковольтные испытания импульсного генератора на эквивалентную индуктивную нагрузку проводились при зарядном напряжении 45 кВ. Сравнение полученных результатов с расчетами электрического контура генератора показало, что общая индуктивность при работе на эквивалентную нагрузку составила $15 \div 17$ нГн. Импеданс генератора составил около 0.13 Ом. Эффективность передачи энергии из конденсаторной батареи в магнитную энергию на максимуме первой полуволны тока составила $\sim 70\%$, что позволяет генерировать ток амплитудой более 300 кА с фронтом нарастания 200 нс, то есть со скоростью нарастания 1.5 кА/нс через нагрузку величиной ~ 10 нГн.

В экспериментах с X-пинчами для регистрации импульса излучения использовались вакуумные рентгеновские диоды (ВРД) с алюминиевым или медным катодами с различными фильтрами. На Рис. 5 показаны осциллограммы импульса тока и сигнала вакуумного рентгеновского диода с алюминиевым катодом и фильтром из майлара толщиной 3 мкм для X-пинча из 4-х никелевых проволок диаметром 30 мкм. Такой ВРД чувствителен в областях энергий квантов $200 \div 284$ эВ и $700 \div 2500$ эВ.

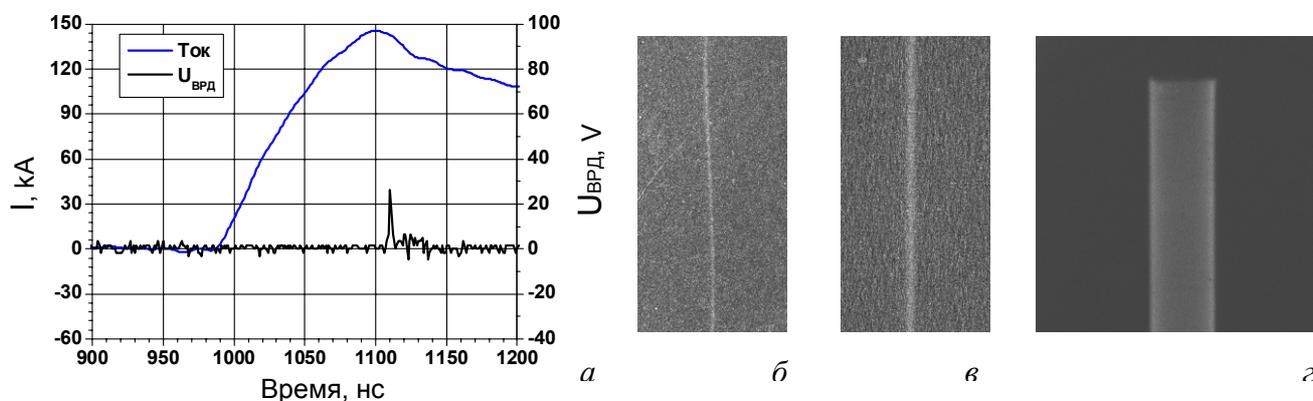
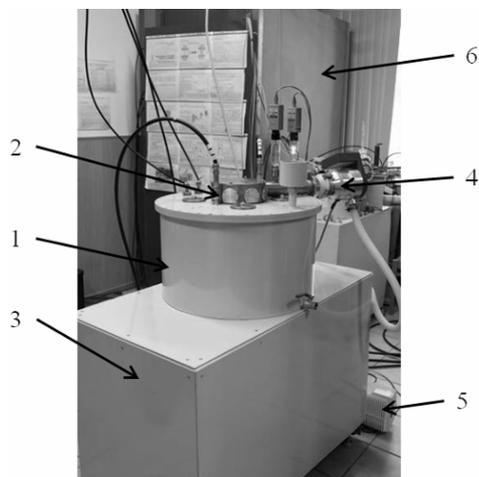


Рис. 5. X-пинч из 4-х никелевых проволок диаметром 30 мкм. Осциллограммы импульса тока и импульса излучения в спектральных областях $200 \div 284$ эВ и $700 \div 2500$ эВ (а). Теневые изображения ряда статических тест-объектов: б – W проволока диаметром 15 мкм. Коэффициент увеличения = 2.75. $h\nu = (1 \div 1.56)$ и > 2 кэВ. Пленка Микрат; в – W проволока диаметром 6 мкм. Коэффициент увеличения = 20. $h\nu > 1$ кэВ. Пленка Микрат; з – алюминиевая трубка с внешним диаметром 1.8 мм и толщиной стенки 100 мкм. Коэффициент увеличения = 1.5. $h\nu > 10$ кэВ. Пленка РФ-3.

С целью определения возможности использования X-пинча, запитываемого компактным импульсным генератором, для целей рентгенографии в мягком рентгеновском диапазоне спектра было проведено теневое рентгеновское зондирование статических объектов. Теневое изображение объекта регистрировалось на фотопленках. Использовались различные типы фотопленок: Микрат, РФ-3 и рентгеновская фотопленка УФШ-С.

Как видно из осциллограмм, приведенных на Рис. 5а, импульс излучения имеет длительность на полувысоте $2\div 3$ нс. Время от начала импульса тока до импульса излучения составляет 120 нс. Амплитуда тока достигает значения 140 кА. Таким образом, средняя производная тока превышает 1 кА/нс. Как можно видеть из рисунка удастся получить четкие теневые изображения микронных объектов. Используя полученные изображения, был оценен размер источника излучения, который составил не более 5 мкм в спектральном диапазоне выше 1 кэВ и не более 10 мкм в спектральном диапазоне выше 10 кэВ.

С целью повышения ресурса был разработан и изготовлен модернизированный вариант импульсного генератора тока – генератор КИНГ, внешний вид которого показан на Рис. 6. Основное отличие от предыдущих вариантов заключается в использовании более надежных ККС. Вторая особенность, существенно упрощающая эксплуатацию генератора, заключается в снабжении генератора автоматизированной системой управления. Система позволяет с помощью управляющего компьютера устанавливать требуемые режимы зарядки емкостного накопителя, уровень давления во всех разрядниках генератора и синхронизацию с внешними устройствами. Внешний вид генератора и его параметры показаны на Рис. 6. Были определены электротехнические характеристики генератора КИНГ и проведены экспериментальные исследования влияния исходных параметров X-пинча на длительность импульса и размер источника излучения. Демонстрационные исследования показали, что при работе с X-пинчем в спектральном диапазоне выше 1 кэВ могут быть получены импульсы излучения длительностью $1\div 3$ нс, размер источника излучения $4\div 5$ мкм в спектральном диапазоне выше 3 кэВ.



Параметр	Значение
Запас энергии в конденсаторной батарее	1250 Дж (50кВ)
Максимальное зарядное напряжение	50 кВ
Емкость конденсаторной батареи	1 мкФ
Время нарастания тока	145 нс
Максимальный ток в нагрузке X-пинч (при напряжении зарядки конденсаторов $U_3 = 38$ кВ)	160 кА
Длительность импульса излучения X-пинча (энергия квантов $h\nu$ выше 1 кэВ)	$1\div 3$ нс
Размер источника излучения X-пинча ($h\nu > 3.3$ кэВ)	$4\div 5$ мкм
Площадь, занимаемая установкой	1.1×0.7 м ²

а

б

Рис. 6. Фотография генератора КИНГ. 1 – базовый блок, 2 – вакуумная камера с блоком нагрузки; 3 – стол; 4 – турбомолекулярный насос; 5 – форвакуумный насос, 6 – экранированная кабина для размещения управляющего компьютера и осциллографов (а). Параметры генератора КИНГ (б).

Таким образом, создан ряд малогабаритных импульсных генераторов тока с нагрузкой в виде X-пинча. Получены четкие теневые изображения статических объектов микронных размеров в мягком рентгеновском диапазоне спектра при длительности импульса излучения $2\div 3$ нс. Сравнительно малые габариты и вес импульсных генераторов позволяют транспортировать их в любую лабораторию для

проведения экспериментов по теневого рентгеновскому зондированию с микронным пространственным и наносекундным временным разрешением.

В главе 4 обсуждаются результаты работ по созданию синхронизованного генератора X -пинча и эксперименты по зондированию с помощью такого генератора многопроволочных лайнеров на самом мощном сильноточном генераторе в России (до 6 ТВт) Ангара-5-1. Существенным заделом при проведении этой работы стал предыдущий опыт разработки и создания малогабаритных импульсных генераторов тока, предназначенных для работы с X -пинчем. В силу того, что вакуумная камера генератора Ангара-5-1 имеет диаметр 2.5 м, а установка импульсного генератора для питания X -пинча в вакуумную камеру слишком сложна, была разработана низкоиндуктивная передающая линия, соединяющая импульсный генератор тока с узлом нагрузки с X -пинчем. Такая конструкция позволила расположить X -пинч достаточно близко, в 10÷20 см, от многопроволочной сборки. При этом сам импульсный генератор был размещен снаружи вакуумной камеры, что удобно для его эксплуатации.

Синхронизуемый генератор X -пинча (СГХ) состоит из импульсного генератора тока (ИГТ), низкоиндуктивной передающей линии (НПЛ) с узлом нагрузки, системы коммутации, системы подачи сухого воздуха, автоматизированной системы управления, имитатора стартовых импульсов (ИСИ). Импульс тока ИГТ через вакуумное уплотнение по низкоиндуктивной передающей линии НПЛ поступает в узел нагрузки с установленным в нем X -пинчем. Узел нагрузки устанавливается в вакуумной камере генератора Ангара-5-1. Генерируемый при сжатии X -пинча импульс рентгеновского излучения, проходя через исследуемый объект, создает на фотопленке его теневое изображение. Процессы подачи высокого напряжения на маршевые, запускающие разрядники и подачи газа в разрядники контролируются автоматизированной системой управления, расположенной в экранированной кабине на расстоянии 5÷10 м от СГХ. Система управления, в свою очередь, контролируется удаленным компьютером, связанным с экранированной кабиной оптическим кабелем длиной ~100 м. ИГТ состоит из четырех конденсаторно-коммутаторных сборок емкостью 0.25 мкФ каждая, размещенных в баке диаметром 570 мм и высотой 385 мм, заполненном трансформаторным маслом. Энергозапас первичного накопителя составляет 1.25 кДж при зарядном напряжении 50 кВ.

На вакуумную камеру 1 (Рис. 7а) генератора Ангара-5-1 ИГТ 2 устанавливается в перевернутом виде на четырех опорах 3. Фотография установки импульсного генератора тока на генераторе Ангара-5-1 показана на Рис. 7б. НПЛ (Рис. 8) выполнена из 88 отрезков кабеля РК-75-3 длиной 1200 мм со снятой внешней изоляцией. Герметичность уплотнений и электрическая прочность на концах линии обеспечивается оргстеклянными фланцами 1 (см Рис. 8а) с эпоксидной заливкой 2. Оргстеклянные фланцы в свою очередь уплотняются с помощью резиновых прокладок, зажимаемых накладными сегментированными стальными фланцами 7 (Рис. 8б). Часть НПЛ, расположенная в вакуумной камере, имеет длину 1000 мм. На конце НПЛ установлен узел нагрузки, состоящий из катода и анода конусной формы, между которыми устанавливаются проволочки X -пинча.

Типичные осциллограммы импульса тока, его производной и импульса излучения X -пинча при угле закрутки 225° и зарядном напряжении СГХ 50 кВ приведены на Рис. 9а. Формы первой полуволны тока на входе и на выходе НПЛ хорошо совпадают. Это говорит об удовлетворительной транспортировке тока к

X-пинчу. Генерация импульса излучения происходит спустя примерно 150 нс от начала токового импульса при уровне тока в нагрузке $I_L \approx 185$ кА. Импульс излучения имеет длительность на полувысоте ≤ 2.5 нс, что сравнимо с временным разрешением регистрирующей системы. Пиковая мощность излучения P_x и полная за импульс энергия излучения E_x в спектральном диапазоне $1 \div 1.5$ кэВ, согласно оценке по средней в данном диапазоне энергий чувствительности ВРД (~ 4.3 А/МВт), достигали значений ~ 250 МВт и ~ 0.65 Дж, соответственно, в полный телесный угол в предположении изотропности источника излучения.

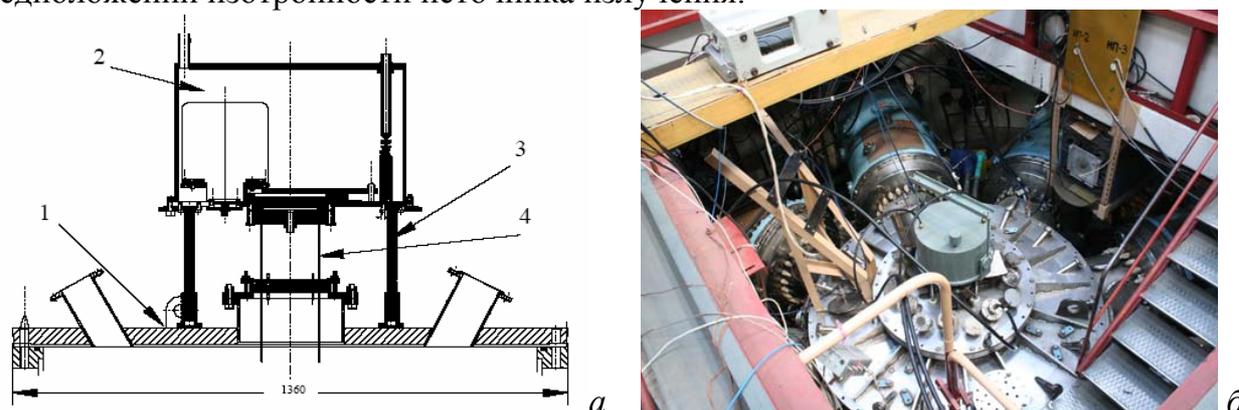


Рис. 7. *a* – сборка импульсного генератора тока с вакуумной камерой генератора Ангара-5-1. 1 – крышка вакуумной камеры генератора Ангара-5-1; 2 – ИГТ; 3 – опоры; 4 – НПЛ. *б* – фотография установки импульсного генератора тока на генераторе Ангара-5-1.

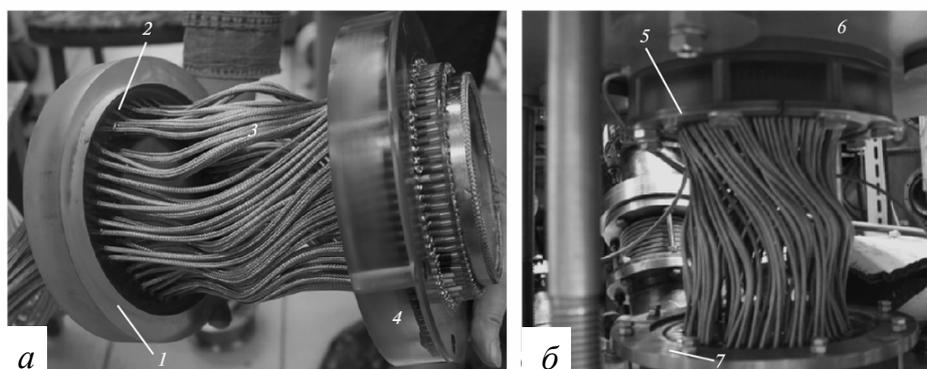


Рис. 8. Фотографии части НПЛ с фланцами (*a*) и в сборке с ИГТ (*б*). 1, 7 – соответственно оргстеклянный с внешним диаметром 198 мм и стальной сегментированный фланцы для крепления НПЛ к вакуумной камере генератора Ангара-5-1; 2 – эпоксидный компаунд; 3 – кабели передающей линии; 4, 5 – соответственно оргстеклянный и стальной сегментированный фланцы для крепления НПЛ к ИГТ; 6 – ИГТ.

В режиме проверки синхронизации генератора Ангара-5-1 первичные накопители генераторов Маркса установки не заряжались и, следовательно, мегаамперный импульс тока через многопроволочную сборку отсутствует. В таком режиме были получены теньевые изображения (Рис. 9б) отдельных проволок многопроволочной сборки, состоящей из 40 вольфрамовых проволок диаметром 6 мкм. Система коммутации обеспечила синхронизацию зондирующего

рентгеновского импульса X -пинча с импульсом тока генератора Ангара-5-1 с точностью не хуже ± 10 нс.

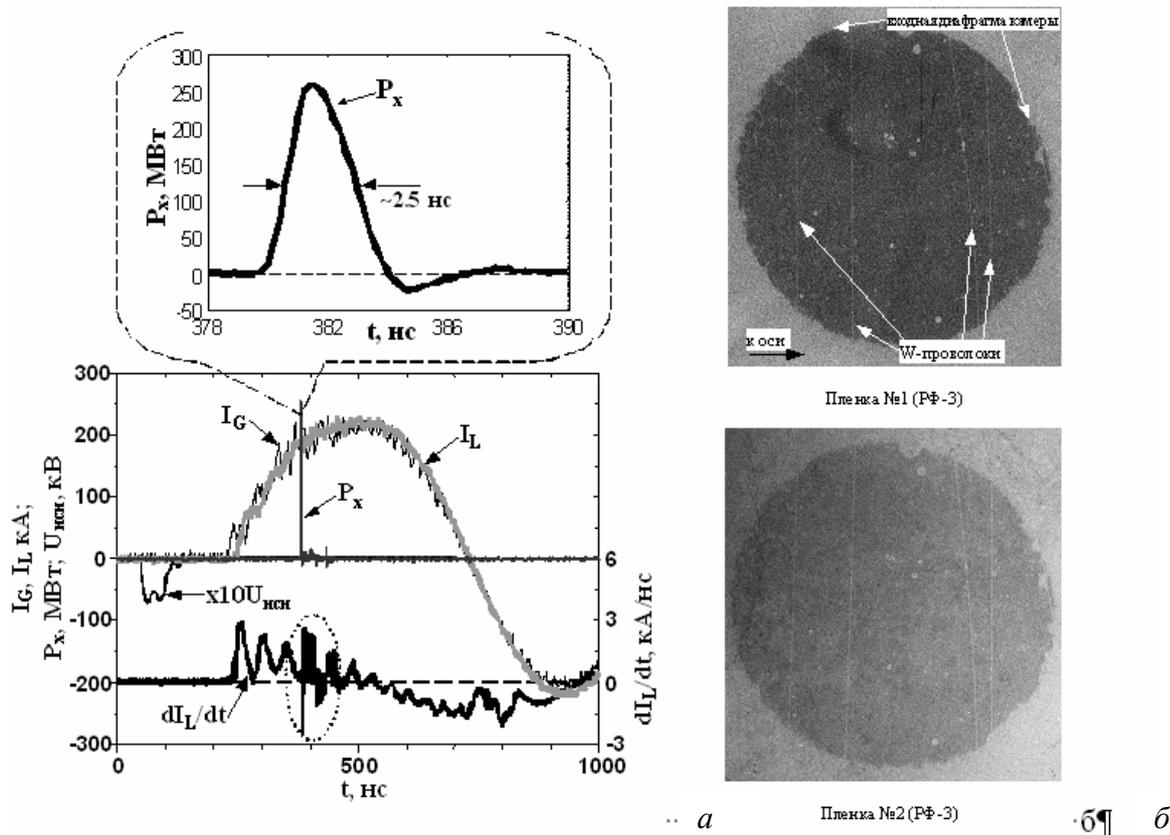


Рис. 9. *а* – типичные осциллограммы СГХ при работе с X -пинчем из молибденовых проволок толщиной 25 мкм при зарядном напряжении 50 кВ: I_G – ток, измеренный поясом Роговского на выходе с генератора; I_L – ток, измеренный поясом Роговского в узле нагрузки; dI_L/dt – производная тока, измеренная магнитным зондом в узле нагрузки; $U_{исп}$ – имитатор стартового импульса (увеличенный по амплитуде в 10 раз); P_x – мощность излучения в спектральном диапазоне $1 \div 1.55$ кэВ. На врезке к рисунку подробно показан импульс P_x излучения X -пинча. *б* – теньевые рентгеновские изображения периферийной области вольфрамовой многопроволочной сборки без подачи на нее импульса тока генератора Ангара-5-1. Ближайшая к X -пинчу фотопленка (№1) служит также в качестве фильтра для дальнейшей фотопленки (№2), и обеспечивает примерно двухкратное снижение потока рентгеновского излучения в спектральном диапазоне $4 \div 5$ кэВ.)

Длительность импульса излучения X -пинча в спектральном диапазоне $4 \div 5$ кэВ составила 2 нс (Рис. 10*а*). Полученные теньевые рентгеновские снимки показаны на Рис. 10*б*. В момент зондирования плотная часть остова никелевой проволоки успела расшириться примерно в 13 раз от ее начального диаметра и составила ~ 170 мкм в диаметре. Ток в этот момент времени составлял ~ 20 кА на проволоку.

Таким образом, разработан синхронизируемый генератор с нагрузкой в виде X -пинча. Генератор обеспечивал протекание тока через X -пинч амплитудой до 250 кА при времени его нарастания $150 \div 200$ нс. Это позволяло получить короткий импульс рентгеновского излучения ($h\nu > 1$ кэВ) длительностью на половине высоты не более 2 нс.

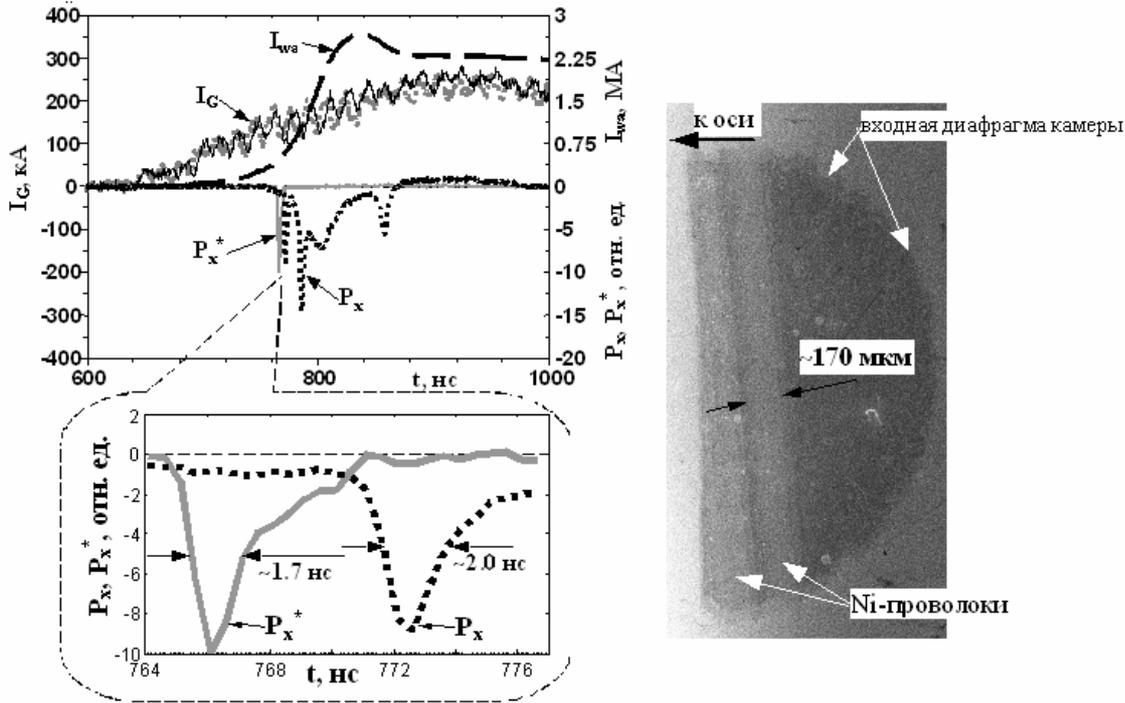


Рис. 10. *a* – осциллограммы импульсов: I_G – ток СГХ, P_x^* – излучения в режиме проверки синхронизации, P_x – в рабочем режиме генератора Ангара-5-1, I_{wa} – тока через многопроволочную сборку. На врезке к рисунку подробно показаны импульсы излучения X -пинча в спектральном диапазоне $4 \div 5$ кэВ – P_x и P_x^* . *б* – теневое рентгеновское изображение периферийной области никелевой многопроволочной сборки в рабочем режиме работы установки Ангара-5-1 в спектральном диапазоне $4 \div 5$ кэВ.

Глава 5 посвящена моделированию динамики перетяжки X -пинча и сравнению его результатов с экспериментальными данными. Несмотря на достаточно большое количество работ, посвященных X -пинчам и их применениям, все же далеко не все закономерности, свойственные X -пинчам, в настоящее время хорошо изучены. Хотя геометрия X -пинча существенно трехмерная, то есть для детального описания его динамики следует применять 3D МГД модели, экспериментальные результаты, в которых показано, что перетяжка представляет собой достаточно однородный плазменный столб, позволяют надеяться на то, что некоторые закономерности в X -пинчах все же можно описать с помощью более простых моделей.

Экспериментальные исследования процесса формирования в X -пинчах перетяжки и «горячей точки» представлены в работах (например, *Shelkovenko, T.A. Evolution of the structure of the dense plasma near the cross point in exploding wire X pinches // T.A. Shelkovenko, S.A. Pikuz, D.A. Hammer, Y.S. Dimant, A.R. Mingaleev // Phys. Plasmas. 1999. – V. 6. – № 7. – P. 2840–2846*), в которых использовались два X -пинча, соединенных параллельно. На рентгеновских снимках, полученных в этих экспериментах, наблюдались следующие структуры. Во-первых, это керны взорванных проволочек, окруженные плазменной короной. Во-вторых, в центральной области – области перекрестья проволочек – развитие перетяжки приводит к образованию достаточно ровного плазменного столба. В-третьих, от перетяжки вдоль оси в направлении к электродам распространяются плазменные струи. «Горячая точка» формируется в финальной стадии развития перетяжки, причем ее размеры, как

аксиальный, так и радиальный, значительно меньше длины перетяжки (Рис. 11). Образование «горячей точки» сопровождается вытеканием вещества из горячей области. Импульс мягкого рентгеновского излучения появляется при почти полном вытекании вещества из «горячей точки».

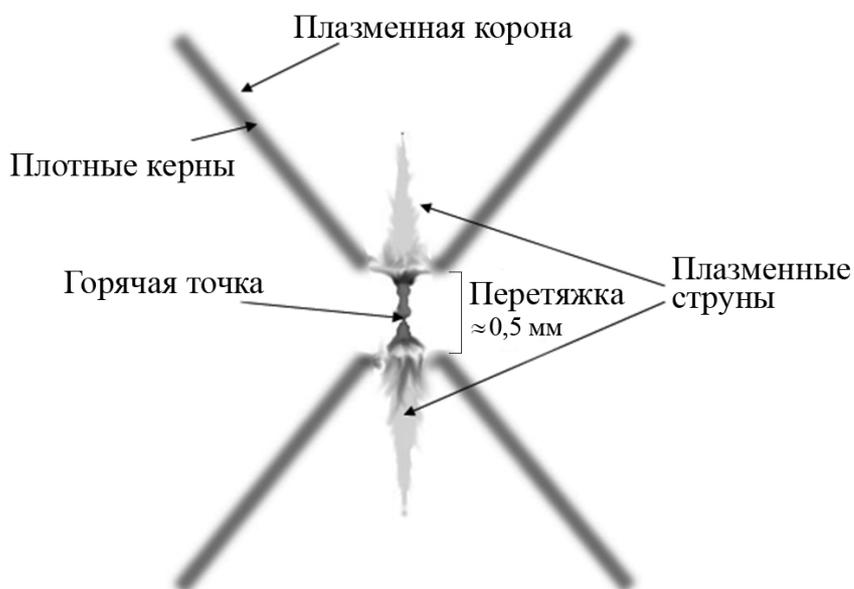


Рис. 11. Схематическое изображения X-пинча

Рассмотрим процессы, протекающие в X-пинче. Погонная масса, то есть масса, приходящаяся на единицу длины X-пинча, составляет $m_0 = \frac{Nm_w}{\cos \varphi}$, где N – число проводников, m_w – погонная масса одной проволоочки, φ – угол наклона проволоочки к оси z (вертикальная ось на Рис. 11).

Процесс формирования перетяжки X-пинча можно разбить на два этапа.

I этап – формирование перетяжки. В начале этой стадии происходит плавление и нагрев проводников вплоть до потери ими металлической проводимости, что приводит к электрическому взрыву проводников (ЭВП) и их разлету. В финале этой стадии в области перекрестья проволоочек за счет сжатия вещества проволоочек формируется микропинч – перетяжка. Длительность этого этапа обозначим t_1 . При типичных для X-пинчей параметрах оценка времени взрыва Fe – $t_{ex} \approx 5.3$ нс; Au и Al – $t_{ex} \approx 5.7$ нс; W – $t_{ex} \approx 5.8$ нс; Cu – $t_{ex} \approx 7.5$ нс. То есть в X-пинчах электрический взрыв проводников происходит в самом начале импульса тока, что подтверждается экспериментально.

Формирование перетяжки происходит в процессе имплозии вещества отдельных проволоочек. X-пинч можно рассматривать как полую конусную оболочку, а положение центра масс этой полую оболочку будет определяться коллективным полем всех проводников. Поэтому оценить время формирования перетяжки можно следующим образом.

В физике Z-пинчей для описания ускорения полую оболочку импульсом тока широко используется следующее соотношение:

$$\frac{t_f^2 I_f^2}{R_0^2 m_0 c^2} = \Pi, \quad (1)$$

где R_0 , m_0 – начальный радиус и масса оболочки; I_f – амплитуда тока в финале имплозии; t_f – время имплозии. Здесь, по соображениям лаконичности изложения, используется система единиц СГС. Безразмерный параметр Π определяется формой тока. Для линейно нарастающего тока I $\Pi \approx 8$ и соотношение (1) можно переписать в виде:

$$\frac{t_1^4}{R_0^2 m_0 c^2} \left(\frac{dI}{dt} \right)^2 \approx 8,$$

где t_1 – время формирования перетяжки. В этом случае R_0 это радиус конусной оболочки на половине длины перетяжки (так как оболочка симметрична относительно точки перекрестья проволочек), то есть $R_0 = \frac{L}{2} \operatorname{tg} \varphi$, где L – длина перетяжки. Тогда оценка времени формирования перетяжки следующая:

$$t_1 \approx \left[2m_0 c^2 L^2 (\operatorname{tg} \varphi)^2 \left(\frac{dI}{dt} \right)^{-2} \right]^{1/4}.$$

II этап – сжатие перетяжки. Сжатие сопровождается вытеканием вещества из области перетяжки. В финальной стадии развития перетяжки формируется «горячая точка», аксиальный размер которой значительно меньше длины самой перетяжки. Импульс излучения возникает в «горячей точке» при почти полной потере ее массы. Длительность этого этапа – от начала сжатия до начала импульса излучения – обозначим t_2 .

Изменение погонной массы перетяжки m описывается нелинейным дифференциальным уравнением второго порядка:

$$\frac{d^2 m}{dt^2} = \frac{2}{m} \left(\frac{dm}{dt} \right)^2 - \frac{4I^2}{c^2 L^2}. \quad (2)$$

Начальными условиями при интегрировании (2) являются: $m(t=0) = m_0$; $\frac{dm(t=0)}{dt} = 0$,

а момент окончания сжатия определяется почти полным вытеканием вещества, то есть $m(t=t_f) \approx (2-3) \cdot 10^{-3} m_0$. Здесь t_f – время появления импульса излучения.

Численные решения уравнения (2) с учетом аппроксимаций, позволяющих объединить первую и вторую стадии $t_f = t_1 + t_2$, имеют вид:

$$\frac{t_f^2 I_f^2}{L^2 m_0 c^2} \approx 2 \left(\sqrt{\operatorname{tg} \varphi} + \frac{2}{1 + 1.7 \sqrt{\operatorname{tg} \varphi}} \right)^4 - \text{для линейно нарастающего тока}, \quad (3)$$

$$\frac{t_f^2 I_f^2}{L^2 m_0 c^2} \approx 5.4 \left(\sqrt{\operatorname{tg} \varphi} + \frac{1.7}{1 + 1.7 (\operatorname{tg} \varphi)^{1/6}} \right)^2 - \text{для синусоидального тока}.$$

При использовании полученных выражений для оценки времени появления импульса излучения X -пинчей необходимо знать длину перетяжки L , которая в данной модели является неизвестным параметром. Для того что бы оценить значения L проанализируем результаты экспериментов.

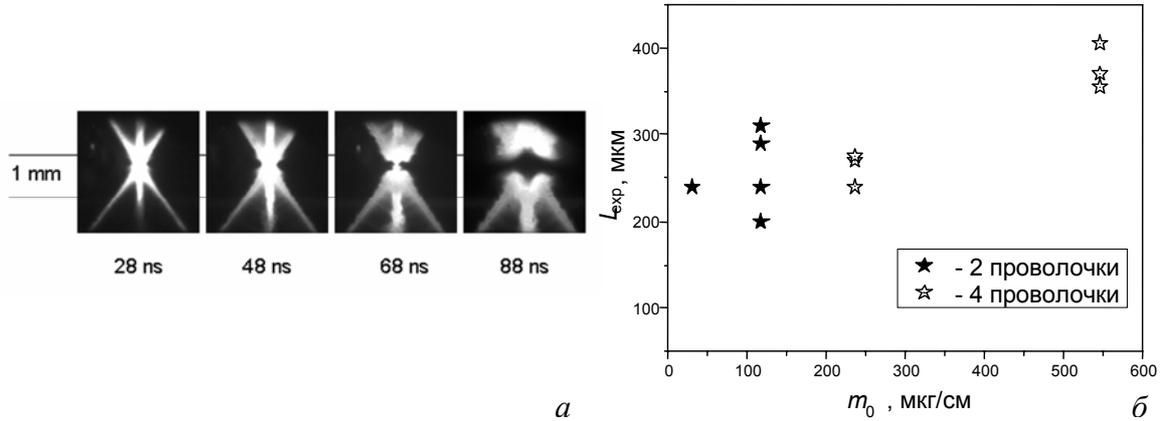


Рис. 12. *a* – оптические изображения *X*-пинча (две молибденовые проволоочки диаметром 12.7 мкм), полученные в моменты времени, отмеченные цифрами. Момент появления импульса рентгеновского излучения 67 ± 2 нс. *б* – зависимость наблюдаемой длины перетяжки L_{exp} от начальной погонной массы m_0 молибденовых *X*-пинчей.

Эксперименты, в которых исследовалась динамика формирования перетяжки *X*-пинчей, проводились на компактном сильноточном генераторе, который позволял в режиме короткого замыкания получать импульс тока с амплитудой до 230 кА при времени нарастания 180 нс. Диагностический комплекс генератора состоял: из поясов Роговского, с помощью которых измерялись осциллограммы тока; вакуумных рентгеновских диодов, позволяющих регистрировать временную зависимость импульса мягкого рентгеновского излучения в диапазоне энергии квантов $h\nu > 1$ кэВ; четырехкадровой оптической камеры HSFC-Pro, позволяющей получать в каждом выстреле четыре фотографических кадра в видимом диапазоне спектра с экспозицией 3 нс. В качестве нагрузки генератора использовались *X*-пинчи, состоящие из двух и четырех молибденовых проволоочек разных диаметров (12.7 мкм, 25 и 38 мкм). Угол наклона проволоочек относительно оси *X*-пинча был фиксирован и составлял $\varphi \approx 32^\circ$.

Результаты экспериментов показаны на Рис. 12. Из рисунка видно, что, несмотря на достаточно широкий диапазон изменения характеристик *X*-пинчей, наблюдаемая длина перетяжки изменяется достаточно слабо: от 200 мкм до 450 мкм. Пользуясь экспериментальными данными (ток в момент рентгеновской вспышки I_e , время рентгеновской вспышки от начала импульса тока t_e , погонная масса проволоочек *X*-пинча m_0), для каждого из выстрелов по формуле (3) модели была рассчитана длина перетяжки L_{calc} .

ТАБЛИЦА 1. Длина перетяжки.

Число проволоочек	Диаметр проволоочек, мкм	m_0 , мкг/см	Число выстрелов	Средняя длина перетяжки \bar{L}_{exp} , мкм	Средняя длина перетяжки \bar{L}_{calc} , мкм
2	12.7	30.5	1	240 ± 20	230
2	25	118	4	260 ± 60	447.5 ± 7.5
4	25	237	4	265 ± 35	427.5 ± 32.5
4	38	546	4	395 ± 60	490 ± 10

В Таблице 1 представлены средние значения (усредненные по выстрелам с одинаковыми начальными параметрами X -пинчей – число и диаметр проволочек) величин L_{exp} и L_{calc} . Сравнивая величины L_{exp} и L_{calc} , представленные в Таблице, можно видеть, что наблюдаемые в экспериментах значения длины перетяжек X -пинчей достаточно хорошо согласуются с длинами перетяжек, вычисленными по (3). Значение величины L_{calc} в среднем (при усреднении по всей серии экспериментов) превышает значение величин L_{exp} на 35%. Кроме того, сравнение средних значений величин L_{exp} и L_{calc} , представленных в Таблице 1, показывает, что сохраняется и тенденция, наблюдаемая в экспериментах, а именно, увеличение длины перетяжки с ростом массы m_0 (Рис. 12б). Это свидетельствует о том, что момент появления импульса рентгеновского излучения определяется длиной перетяжки, как это следует из модельных результатов.

Эксперименты показали, что, несмотря на достаточно широкий диапазон изменения характеристик X -пинчей, наблюдаемая длина перетяжки изменяется достаточно слабо (от 200 мкм до 450 мкм) и растет с ростом начальной погонной массы. Наблюдаемые в экспериментах значения длины перетяжек X -пинчей достаточно хорошо согласуются с длинами перетяжек, рассчитанными в рамках разработанной модели. Это свидетельствует о том, что в X -пинчах момент появления импульса рентгеновского излучения определяется длиной перетяжки.

В **Главе 6** приведены результаты экспериментов с каскадированными плазменными лайнерами и их анализ. Эксперименты проводились на различных импульсных генераторах с уровнем тока от 400 кА до 3 МА.

Эксперименты с двухкаскадными аргоновыми лайнерами проводились на сильноточном наносекундном генераторе СНОП-3 при уровне тока через лайнер 800÷900 кА и временем его нарастания 100 нс. Лайнеры создавались импульсным напуском газа в межэлектродный зазор генератора. Двухкаскадный лайнер формировался двумя концентрическими соплами, имеющими единый объем до критического сечения. В экспериментах использовался следующий набор диагностики. Измерения тока через лайнер проводились поясом Роговского. Мощность K -излучения аргона ($h\nu \approx 3\div 4$ кэВ) измерялась вакуумными рентгеновскими диодами (ВРД) с алюминиевыми катодами и фильтрами из тефлона толщиной 12 и 18 мкм. Изображение пинча в K -линиях аргона снималось камерой обскуры на пленку УФШ-С. Спектр K -излучения фиксировался спектрографом с выпуклым кристаллом слюды ($2d = 19.8$ А) на пленку УФШ-С. Такой набор рентгеновской диагностики позволил определить усредненные по времени и объему плазменного пинча плотность и температуру электронов. Плотность ионов и электронная температура определяются путем сравнения экспериментальных значений мощности K -излучения и отношения интенсивностей резонансных линий водородо- и гелиеподобных ионов с рассчитанными по ударно-излучательной модели для однородного столба плазмы радиусом, равным измеренному по интегральной обскурограмме радиусу плазменного пинча в K -линиях. По измеренным значениям плотности ионов и радиусу пинча находилась масса m_k плазмы, излучающей в K -линиях. Полученные значения массы m_k сравнивались с массой исходного лайнера, которая определялась с помощью нульмерных расчетов динамики сжатия одиночного лайнера. Показано, что для двухкаскадных лайнеров при начальном радиусе

внешнего каскада 1.3 см, начальных радиусах внутреннего каскада 0.3 и 0.4 см, массе внешнего каскада в 3 раза больше массы внутреннего плотность ионов n_i и температура электронов $T^{H/He}$ плазмы превышают их значения для однокаскадных лайнеров. Масса плазмы, излучающей в K -линиях, m_k близка к массе внутреннего каскада, то есть практически весь внутренний каскад сжимается в тонкий пинч радиусом 0.01 см (Рис. 13). Для начального радиуса внутреннего каскада 0.4 см степень радиального сжатия составляет 40÷45.

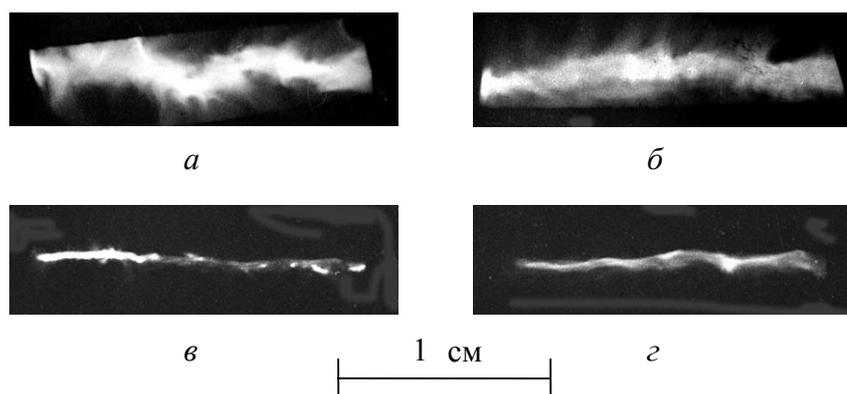


Рис.13. Интегральные обскуротграммы: а) однокаскадного лайнера с начальным радиусом 7.5 мм, б) двухкаскадного лайнера с начальным радиусом 6 мм без аксиального магнитного поля, в) двухкаскадного лайнера с начальным радиусом внутреннего каскада 4 мм без аксиального магнитного поля, з) двухкаскадного лайнера с начальным радиусом 4 мм с аксиальным магнитным полем 8 кГс.

Эксперименты с газовыми двухкаскадными лайнерами проводились на низкоиндуктивной конденсаторной батарее с временем нарастания тока 1.2 мкс при амплитуде тока через лайнер (360÷380 кА). Неоновый лайнер формировался с помощью двух кольцевых сверхзвуковых сопел с числом Маха (4÷5) и предионизовался излучением многозазорного разрядника, расположенного за анодной сеткой. Средние начальные радиусы внутреннего и внешнего сопел составляли соответственно $r_0 = 0.9$ и $r_i = 3.8$ см. Сжатие лайнера регистрировалось в видимом диапазоне фотохронографом ФЭР-7. Показано, что оптимальное с точки зрения полного за импульс выхода K -излучения неоновый лайнера соотношение масс внешнего и внутреннего каскадов составило 1.5÷2, при этом финальный радиус пинча составляет 0.5÷0.8 мм.

Эксперименты с однокаскадными неоновыми лайнерами проводились на генераторе ИМРИ-5, который при работе на короткозамкнутую нагрузку обеспечивает максимальный ток 470 кА с временем его нарастания 430 нс. В экспериментах на генераторе ИМРИ-5 была проведена оптимизация выхода K -излучения неона путем варьирования начального радиуса внешнего каскада и массы внутреннего каскада при постоянном отношении начальных радиусов внешнего и внутреннего каскада равном 5. Показано, что максимальный выход K -излучения неона наблюдается при начальном радиусе внешнего каскада 3 см и отношении масс внешней и внутренней оболочек равном 2. Определяющее влияние на компактность сжатия плазмы в двухкаскадной схеме лайнера оказывает значение массы внутреннего каскада. Снижение массы внутреннего каскада ухудшает

компактность формируемого пинча: на интегральных обскуротграммах он становится более «рыхлым», увеличивается его диаметр (Рис. 14).

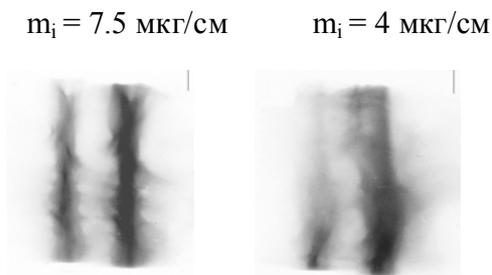


Рис. 14. Интегральные обскуротграммы сжатия двойного лайнера при значениях массы внутреннего каскада 7.5 (оптимальная масса) и 4 мкг/см. Начальный радиус внешнего каскада 3 см.

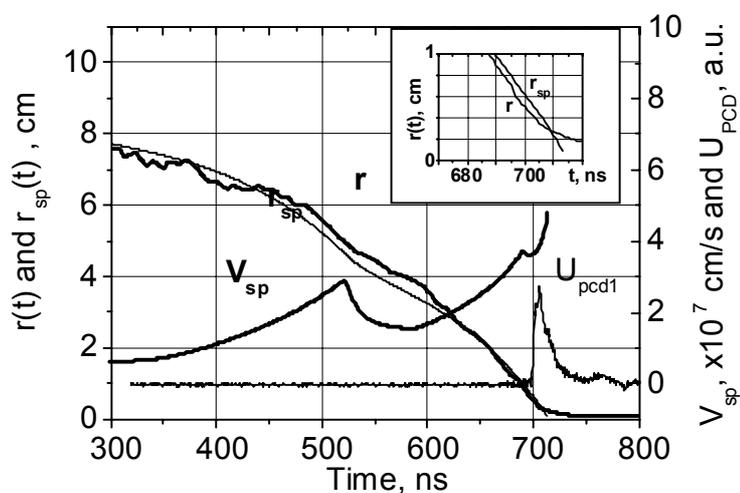


Рис. 15. Сравнение определенного в экспериментах $r(t)$ и рассчитанного по модели снежного плуга $r_{sp}(t)$ радиусов токовой оболочки. Также показана расчетная скорость сжатия V_{sp} и экспериментальный сигнал импульса излучения U_{PCD1} .

Наиболее эффективные источники K -излучения в спектральном диапазоне $h\nu \approx 1\div 4$ кэВ в настоящее время основаны на сжатии плазменных лайнеров током быстрых ($\tau \approx 100$ нс) сильноточных генераторов. Сжатие лайнеров на более медленных генераторах ($\tau \approx 1$ мкс) представляется возможным способом уменьшить стоимость, уровень технического риска и сложность источников излучения. Лайнеры с большим начальным радиусом в значительной степени подвержены влиянию неустойчивостей, которые ограничивают степень сжатия плазмы, препятствуя получению компактных финальных пинчей и получению эффективной генерации K -излучения.

На генераторе ГИТ-12 при уровне тока до 3 МА и времени сжатия лайнера 700÷1000 нс проводились эксперименты с неоновыми и аргоновыми трехкаскадными газовыми лайнерами (полая оболочка + полая оболочка + сплошной цилиндр) длиной 1.8 см. Две концентрических кольцевых газовых струи имели диаметры 16 см (внешняя оболочка) и 8 см (средняя оболочка). Внутренняя оболочка представляла собой сплошной газовый цилиндр диаметром 2.2 см. Показано, что для аргоновых лайнеров финальные пинчи диаметром 2 мм формируются при отношении масс внешней, средней и внутренней оболочек $M_o:M_m:M_i - 150:70:150$ и $50:110:50$

(значения масс даны в мкг/см). Максимальный выход K -излучения аргона 500 Дж/см (полуширина импульса излучения 15 нс) и самое лучшее качество пинча были получены для распределения масс 50:110:50 при максимальном токе 2.4 МА. Такое значение выхода примерно в два раза ниже ожидаемого при амплитуде тока 2.4 МА и радиусе пинча 0.1 см. Причиной низкого выхода излучения является замедление плазменной оболочки в финальной стадии сжатия (Рис. 15), что может быть следствием ее шунтирования плазмой, расположенной на большем диаметре.

Анализ всех проведенных экспериментов показывает, что в оптимальных режимах сжатия двухкаскадных лайнеров, обеспечивающих формирование компактных финальных пинчей радиусом 1 мм и меньше, источником импульса излучения является вещество внутреннего каскада, исходно располагаемое на радиусе 1 см и меньше; часть вещества внешнего каскада в момент формирования импульса излучения расположена на радиусе большем 1 мм и не принимает участие в формировании компактного пинча; внутренний каскад не «наследует» возмущения, развивающиеся во внешнем каскаде. Это дает основания предположить два сценария сжатия двухкаскадного лайнера, иллюстрируемых Рис. 16.

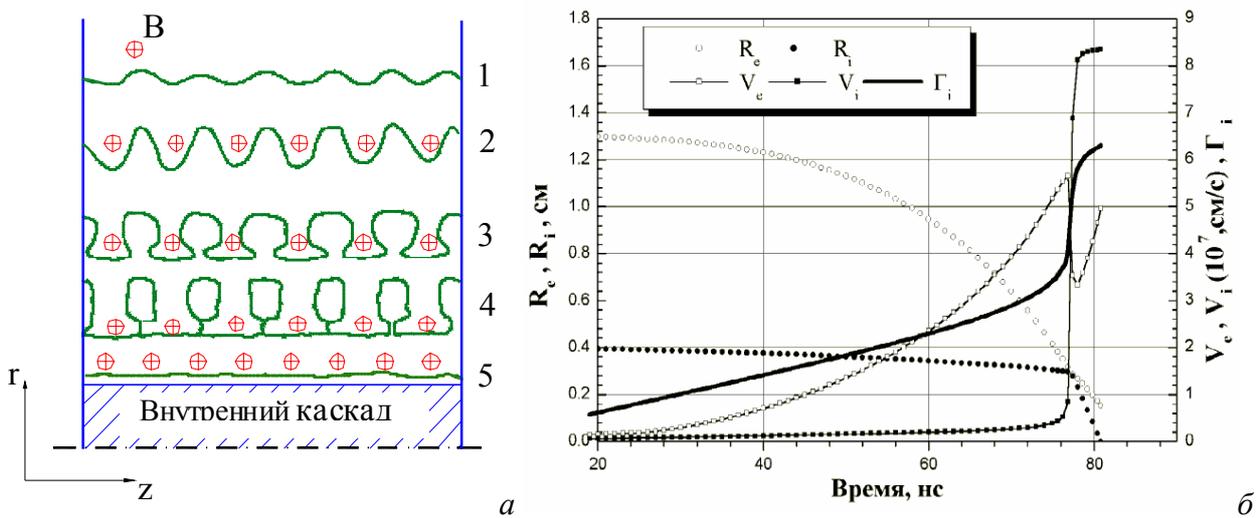


Рис. 16. Сценарии сжатия двухкаскадного лайнера.

Первый – плазодинамическое переключение тока на внутренний каскад за счет формирования легкой по сравнению с массой внешнего каскада токонесящей оболочки в области между каскадами, стабилизирующейся при ее столкновении с внутренним каскадом (Рис. 16а). Второй – разделение каскадов магнитной «прокладкой» азимутального магнитного поля, обеспечивающей ускорение внутреннего каскада вследствие упругого столкновения каскадов (Рис. 16б). Для обоих сценариев в ходе сжатия двухкаскадного лайнера подавляющая доля времени уходит на сжатие внешнего каскада, сжатие внутреннего каскада происходит за время существенно меньшее фронта импульса тока генератора. Сокращение времени сжатия τ при заданной финальной скорости сжатия V_{fin} приводит к снижению инкрементов рэлей-тейлоровских неустойчивостей в линейной стадии

$\Gamma = \int \sqrt{g \cdot \frac{2\pi}{\lambda}} dt \propto \sqrt{g\tau} \propto \sqrt{g\tau} \cdot \sqrt{\tau} \propto \sqrt{V_{fin}} \cdot \sqrt{\tau} \propto \sqrt{\tau}$, и амплитуды возмущений X в нелинейной стадии: $X \propto V_{fin} \cdot \tau$, при $V_{fin} = \text{const}$.

Глава 7 посвящена изучению процесса нелинейной диффузии магнитного поля в металлы. Процесс нелинейной диффузии магнитного поля описывается уравнениями Максвелла, записанными в квазистационарном приближении (без учета токов смещения) и дополненными законами Ома и Джоуля-Ленца. В цилиндрической системе координат эти уравнения имеют вид:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rB) = \mu_0 \cdot j; \quad \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{j}{\sigma} \right) = \frac{\partial B}{\partial t}; \quad (4)$$

$$\frac{\partial \varepsilon_w}{\partial t} = \frac{j^2}{\sigma}. \quad (5)$$

Здесь B – индукция азимутального магнитного поля, j – плотность аксиального тока, σ – проводимость металла, ε_w – плотность энергии джоулева тепловыделения; μ_0 – магнитная постоянная. Проводимость может быть выражена через плотность тепловой энергии следующим образом:

$$\sigma \approx \sigma_0 / (1 + \beta \varepsilon_w), \quad (6)$$

где β – тепловой коэффициент. Тепловой коэффициент связан с индукцией характеристического магнитного поля B_0 , при которой удельное сопротивление среды возрастает в два раза, $B_0 = \sqrt{8\pi / \beta}$. Значения перечисленных выше величин показаны в Таблице 2.

ТАБЛИЦА 2. Значения проводимости σ_0 , температурного коэффициента сопротивления α и плотности металла γ_0 при нормальных условиях, массы атома m_i , энергии сублимации Λ_0 . Значения h_{expl} интегралов действия до взрыва. Рассчитанные значения теплового коэффициента β , индукции характеристического магнитного поля B_0 , индукции порогового магнитного поля $B_s \approx \sqrt{2\mu_0\Lambda_0}$.

	σ_0	α ,	m_i ,	γ_0 ,	β ,	B_0 ,	Λ_0 ,	B_s ,	h_{expl}
	1/Ω·m	1/К	а.м.у.	г/см ³	см ³ /J	Т	кДж/см ³	Т	А·с/см ⁴
Al	3.66·10 ⁷	4.55·10 ⁻³	27	2.7·10 ³	1.83·10 ⁻³	37	29	270	1.8·10 ⁹
Cu	5.92·10 ⁷	4.39·10 ⁻³	63.5	8.96·10 ³	1.25·10 ⁻³	45	43	330	4.1·10 ⁹
Ti	2.2·10 ⁶	4.5·10 ⁻³	47.9	4.5·10 ³	1.92·10 ⁻³	36	39	310	1.1·10 ⁹
Fe	1.05·10 ⁷	5.62·10 ⁻³	55.8	7.87·10 ³	1.6·10 ⁻³	40	49	350	1.4·10 ⁹
St3	5.92·10 ⁶	5.62·10 ⁻³	55.8	7.87·10 ³	1.6·10 ⁻³	40	49	350	1.4·10 ⁹
SS	1.1·10 ⁶	5.62·10 ⁻³	55.8	7.87·10 ³	1.6·10 ⁻³	40	49	350	1.4·10 ⁹

Результаты численного решения уравнений (4–6) показаны на Рис. 17. Из Рис. 17а видно, что плотность тока в каждый момент времени имеет явно выраженный максимум, скорость распространения которого есть скорость фронта ВНД. Выход ВНД на внутреннюю поверхность сопровождается появлением внутри трубки аксиального электрического поля. Положение максимума плотности тока x_j во времени и расчетный импульс напряженности электрического поля E на внутренней поверхности трубки длиной 10 мм показаны на Рис. 17б. Как видно, импульс напряженности E появляется примерно на 106 нс и нарастает сравнительно плавно. Более чувствительной к моменту выхода максимума плотности тока на внутреннюю поверхность является временная производная напряженности электрического поля dE/dt . Действительно, на внутренней поверхности dE/dt имеет четко выраженный

максимум в момент $x_j = 0$, то есть в момент времени, близкий к моменту выхода ВНД на внутреннюю поверхность трубки. Это дает основания для экспериментальных измерений скорости проникновения магнитного поля в полые проводники по максимуму производной импульса напряжения на внутренней поверхности трубки.

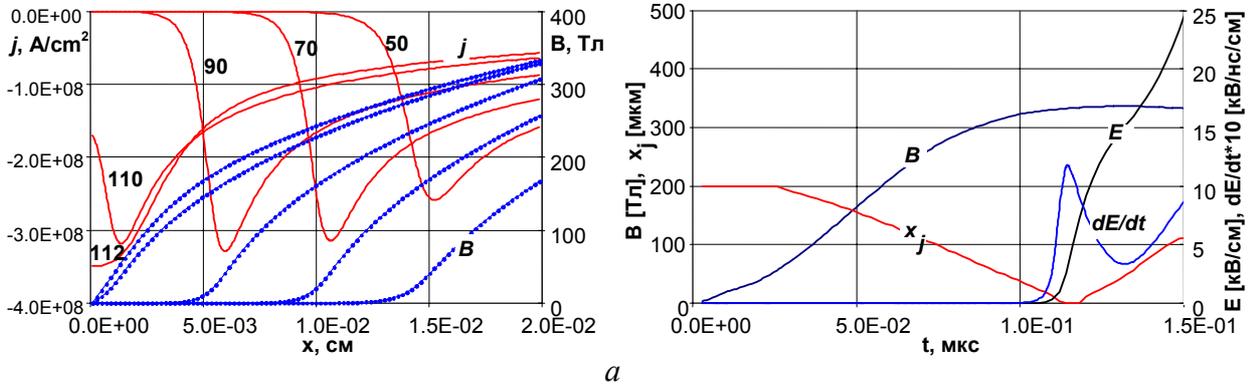


Рис. 17. Результаты численного моделирования нелинейной диффузии магнитного поля (уравнения 4 -6) для медной трубки внешним диаметром 3 мм, толщиной стенки 200 мкм и длиной 10 мм. Расчетное распределение плотности тока j и индукции магнитного поля B по толщине трубки (а). Временные зависимости индукции магнитного поля на поверхности и положения максимума плотности тока x_j во времени, расчетный импульс напряженности электрического поля E на внутренней поверхности трубки и производная dE/dt (б).

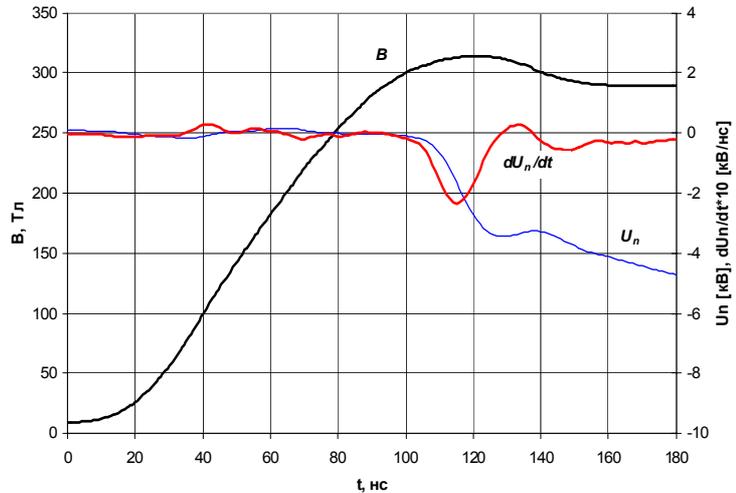
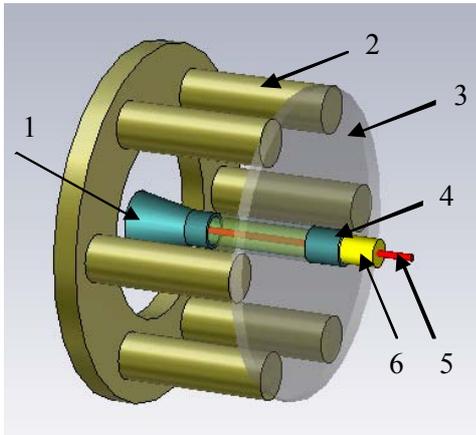


Рис. 18. а – схематичное изображение датчика в узле нагрузки генератора МИГ: 1 – катодная конусная вставка, в которой крепится исследуемая трубка, 2 – стержни обратного токопровода, 3 – анодный диск, 4 – трубка, 5 – жила кабеля, 6 – полиэтиленовая изоляция кабеля. б – экспериментальные осциллограммы импульса напряжения U на внутренней поверхности трубки, производная dU/dt , форма импульса магнитного поля B на поверхности проводника. Медный проводник внешним диаметром $d=3$ мм, толщиной стенки $D=200$ мкм.

Эксперименты, в которых исследовался процесс нелинейной диффузии магнитного поля в проводник, проводились на сильноточном генераторе МИГ при уровне тока до 2.5 МА со временем его нарастания 100 нс. В качестве нагрузки генератора использовались трубки длиной 15 мм из алюминия, меди, титана, стали 3 и нержавеющей стали внешним диаметром $d_0 = (2\div 3)$ мм и толщиной стенки от 100 до

750 мкм. Использовались проводники из алюминия, меди титана и стали 3. Толщина стенки D выбиралась исходя из условия $D \geq \sqrt{\frac{\rho_0 t_{\Phi}}{\mu_0}}$, где ρ_0 – удельное сопротивление при нормальных условиях, t_{Φ} – длительность нарастания импульса тока. Напряжение на внутренней поверхности трубки измерялось датчиком напряжения, подключенным к жиле кабеля 5 (Рис. 18а).

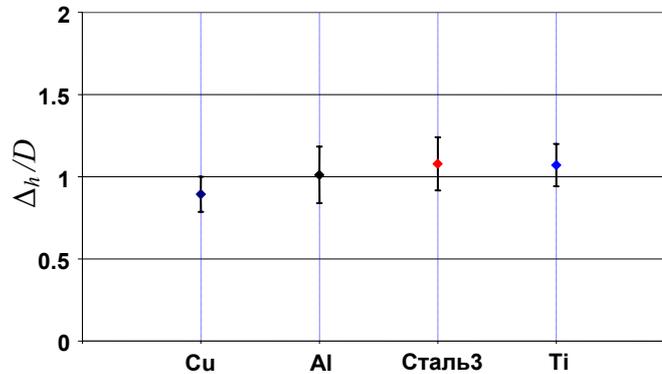


Рис. 19. Отношение толщины скин-слоя к толщине проводника Δ_h/D при значении $\xi = 0.71$ для всех экспериментальных результатов. Указанные погрешности учитывают как разброс экспериментальных данных, так и погрешности измерения тока ($\pm 7\%$) и момента максимума производной напряжения на внутренней поверхности трубки ($\pm 2\%$).

Для обобщения экспериментальных данных с разными толщинами D трубок вычислялось отношение толщины скин-слоя к толщине проводника Δ_h/D , где $\Delta_h = \xi \frac{B(t)}{B_0} \sqrt{\frac{t}{\mu_0 \sigma_0}}$ – известное с 1970-х годов выражение, полученное в результате приближенных аналитических расчетов. При значении $\xi = 0.71$ среднее значение $\Delta_h/D = 1$ со среднеквадратичным отклонением 0.15 для всех экспериментальных результатов. Наблюдаемое неплохое согласие экспериментальных и расчетных значений иллюстрируется Рис. 19, на котором приведены значения Δ_h/D для исследованных металлов.

В **Главе 8** изложены результаты экспериментов по исследованиям поверхностного взрыва проводников в быстронарастающих мегагауссных магнитных полях. В случае явно выраженного скин-эффекта объемная плотность энергии джоулева тепловыделения ε_w примерно равна плотности энергии магнитного поля ε_m

$$\varepsilon_w = \int_0^t \frac{j^2}{\sigma} dt' \approx \frac{B^2(t)}{2\mu_0} = \varepsilon_m. \quad (7)$$

Как в режиме равномерного протекания тока, так и в скиновом режиме момент электрического взрыва должен примерно соответствовать моменту достижения плотностью тепловой энергии значения плотности энергии сублимации вещества Λ_0 , то есть $\varepsilon_w \approx \Lambda_0$. Для скинового режима это приводит к понятию критической величины индукции магнитного поля, необходимой для поверхностного взрыва $B_s \approx \sqrt{2\mu_0 \Lambda_0}$. Для различных металлов значение критического поля B_s лежит в пределах от 270 Тл до 350 Тл (см. Таб. 2).

Эксперименты проводились на сильноточном генераторе МИГ, обеспечивающем импульс тока амплитудой до 2.5 МА с временем нарастания 110 нс. В экспериментах использовались сплошные цилиндры диаметром 1, 1.5, 2, 3 и 3.5 мм, что позволило варьировать максимально достижимую индукцию магнитного поля в пределах

150÷600 Тл. Цилиндры изготавливались на токарном станке из меди, алюминия, стали 3, титана и нержавеющей стали. Для определения момента появления поверхностной плазмы вакуумный рентгеновский диод (ВРД) с алюминиевым катодом устанавливался без фильтра. Чувствительность такого датчика имеет максимум в области спектра 10÷15 эВ и резко падает как в коротковолновую, так и в длинноволновую область спектра. В принципе, такой датчик должен хорошо чувствовать тепловое излучение плазмы с температурой 2÷3 эВ и выше.

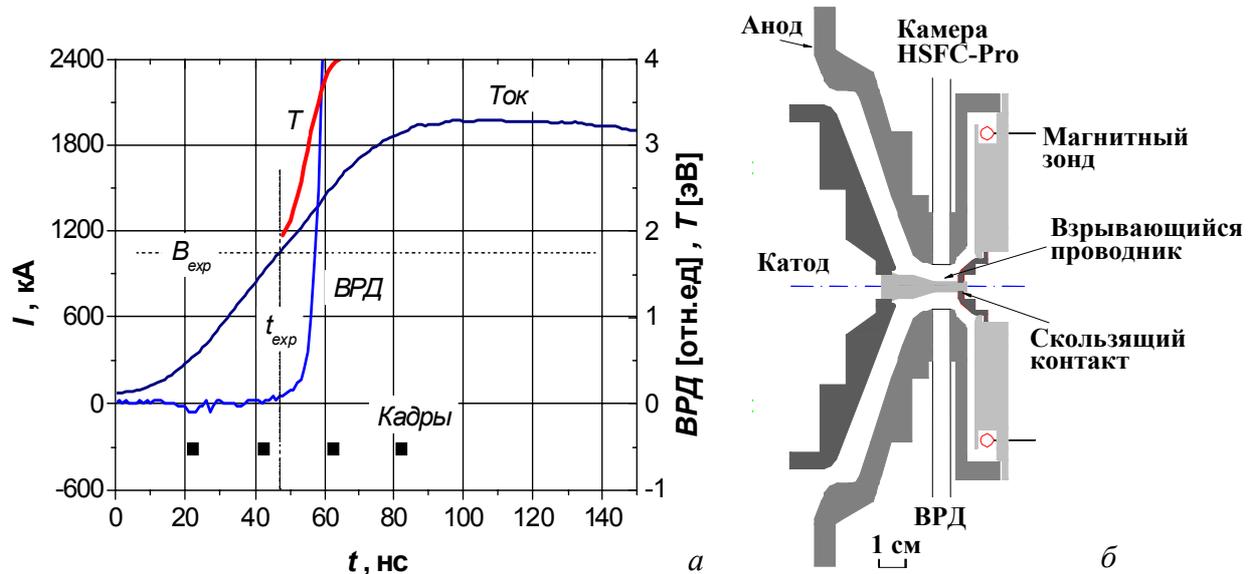


Рис. 20. Осциллограммы тока, вакуумного рентгеновского диода (ВРД) и рассчитанная зависимость яркостной температуры от времени для титанового стержня внешним диаметром 3 мм (а). Схема блока нагрузки генератора МИГ (б).

Как показали эксперименты, для использовавшихся взрываемых проводников сигнал ВРД нарастает очень резко и в течение 10÷20 нс выходит в область насыщения. Чтобы количественно оценить яркостную температуру поверхностной плазмы использовалось приближение «черного тела». Для оценки применимости этого приближения были проведены расчеты коэффициентов поглощения фотонов ряда металлов. Согласно расчетам в спектральном диапазоне максимума чувствительности открытого ВРД с алюминиевым катодом (10÷20 эВ) пробеги фотонов не превышают 1 мкм для алюминия, железа, титана и меди. На Рис. 20а показаны типичные экспериментальные осциллограммы и зависимость яркостной температуры от времени. Для определения величины индукции магнитного поля B_{exp} , и момента времени t_{exp} , при которых происходит поверхностное плазмообразование, использовалось значение яркостной температуры 2 эВ. Значение B_{exp} рассчитывалось по значению тока в момент времени t_{exp} и начальному радиусу проводника.

Введем понятие минимального поля B_{min} , при котором на поверхности проводника с максимальным значением диаметра образуется плазма с температурой 2÷2.5 эВ. С одной стороны, такая величина характеризует экспериментальные значения индукции магнитного поля, ниже которой плазма с температурой 2÷2.5 эВ не образуется. С другой стороны, с незначительной погрешностью дает значение индукции магнитного поля, при которой должен происходить взрыв поверхности в плоском случае. Измерения поля при взрыве (Рис. 21) проводились при соотношении толщины скин-слоя проводника и его радиуса не более 0.4. Следовательно, взрыв

поверхности происходит в скиновом режиме и полученные результаты могут быть обобщены на поверхностное плазмообразование в массивных проводниках.

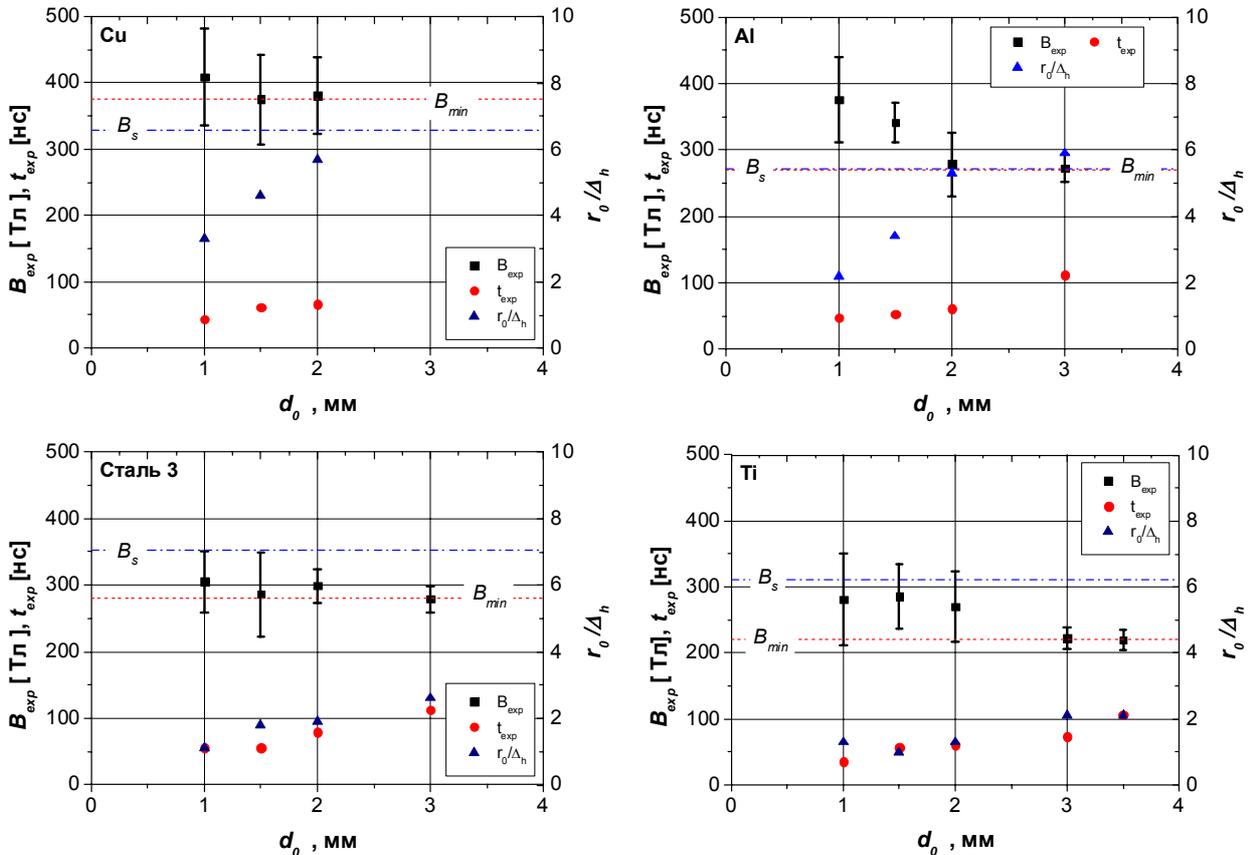


Рис. 21. Экспериментально измеренные значения t_{exp} и B_{exp} . Расчетные значения отношения радиуса проводника к толщине скин-слоя Δ_h . Также горизонтальными линиями показаны величины индукции магнитного поля B_s и B_{min} .

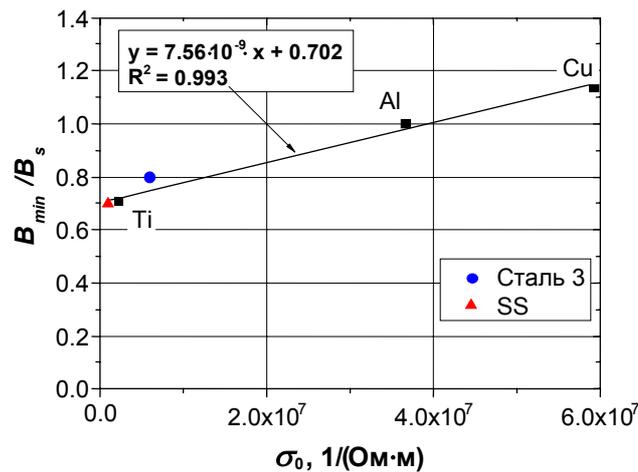


Рис. 22. Зависимость B_{min}/B_s от проводимости металла при нормальных условиях σ_0 . Также показана аппроксимация данных для Cu, Al и Ti линейной функцией, вид которой и погрешность аппроксимации указаны на графике. Данные для стали 3 и нержавеющей стали (SS) не использовались при построении аппроксимации, потому что как энергия сублимации этих сплавов, так и зарядовый состав плазмы, формирующийся на их поверхности, не определены достаточно точно.

Для металлов с более высокой проводимостью взрыв поверхности происходит при более высоких значениях индукции B_{min} . На Рис. 22 показана зависимость отношения B_{min}/B_s от проводимости металла при нормальных условиях. Как видно, эта зависимость имеет линейный вид для чистых металлов (Cu, Al, Ti).

Полученная зависимость (Рис. 22), которая является критерием поверхностного взрыва, может быть выражена в следующем аналитическом виде: $B_{min} \approx B_s \cdot (0.3 \frac{\sigma_0}{\sigma^*} + 0.7)$, где $\sigma^* = 4 \cdot 10^7$ 1/(Ом·м), σ_0 – проводимость металла при нормальных условиях.

В Главе 9 приведены результаты экспериментов по поверхностному плазмообразованию в двухслойных проводниках и их интерпретация с помощью моделирования нелинейной диффузии в такие проводники. Эксперименты по исследованию плазмообразования на поверхности проводников в быстронарастающих магнитных полях проводились на сильноточном генераторе МИГ при уровне тока до 2.5 МА с временем нарастания 100 нс. В качестве диагностики применялись пояса Роговского, магнитные зонды, делители напряжения, четырехкадровая оптическая камера HSFC-Pro с длительностью экспозиции 3 нс, вакуумные рентгеновские диоды (ВРД). Расположение диагностической аппаратуры показано на Рис. 23.

На Рис. 24а показаны снимки, полученные с помощью оптической камеры HSFC-Pro, в моменты времени 100, 140, 160 и 180 нс от начала тока. На снимках отчетливо видно, что часть титанового проводника (справа на Рис. 23а), внутри которой расположена медная вставка, практически не светится в видимом диапазоне. В то же время свечение сплошной части титанового проводника яркое и свидетельствует о наличии поверхностной плазмы. Заметное возмущение на поверхности наблюдается в области стыка торца медной вставки с титановым стержнем.

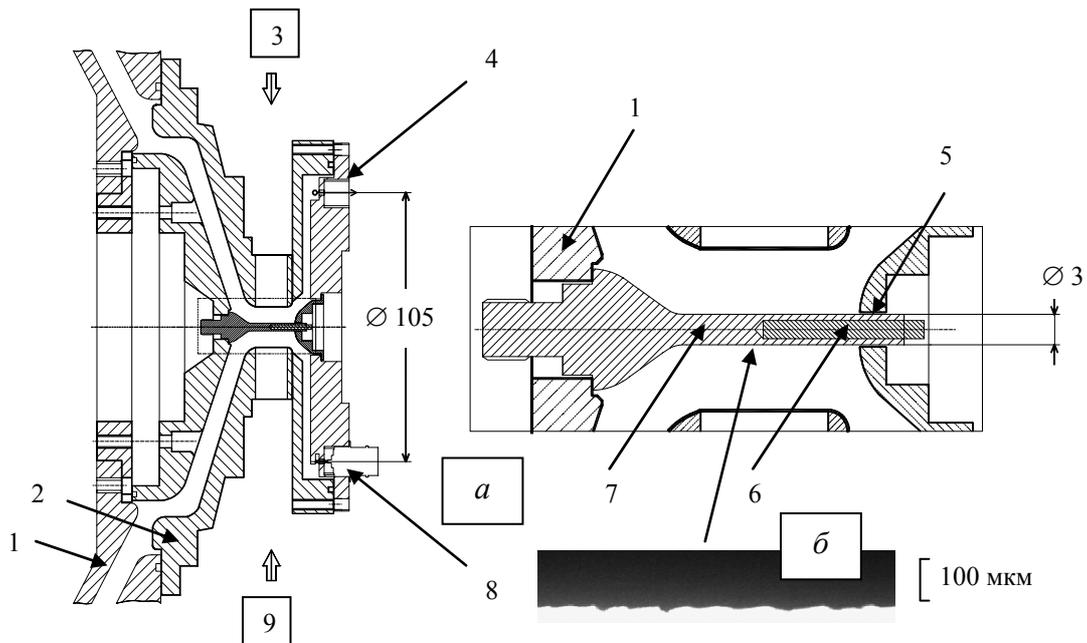


Рис. 23. а – схематичное изображение блока нагрузки. 1 – катод, 2 – анод, 3 – ВРД, 4 – измерительный фланец, 5 – скользящий контакт, б – медная вставка, 7 – проводник из титана или нержавеющей стали, 8 – стационарный магнитный зонд, 9 – оптическая камера HSFC-Pro. На выноске показано увеличенное изображение взрываемого проводника. б – фотография поверхности проводника, сделанная под микроскопом.

Для сравнения однородности свечения вдоль оси проводника на Рис. 24б приведены покадровые снимки электрического взрыва однородного по длине проводника. Проводник состоял из титановой трубки внешним диаметром 3 мм с толщиной стенки 850 мкм со вставленным на всю длину титанового проводника медным цилиндром диаметром 1.25 мм. Как видно, в этом случае свечение поверхностной плазмы однородно по всей длине проводника.

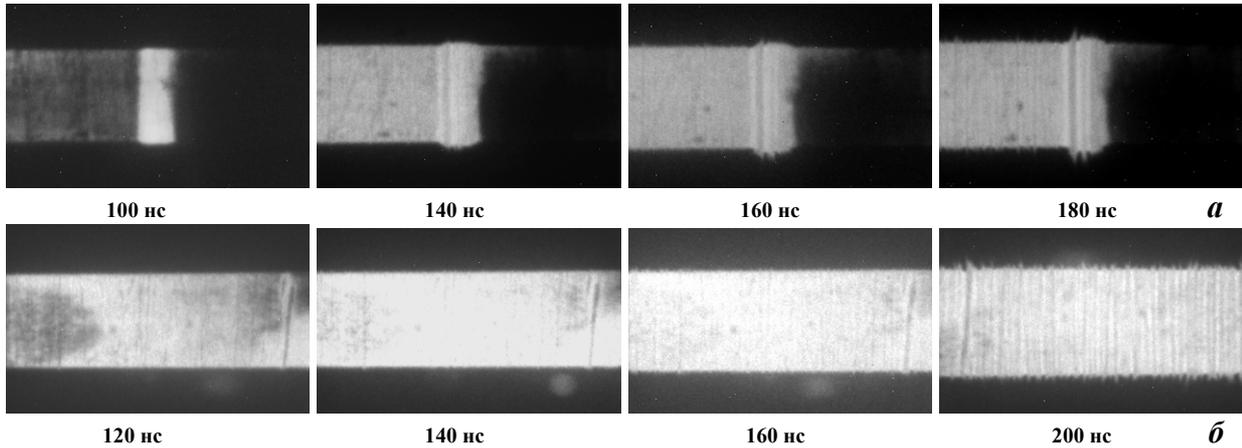


Рис. 24. Снимки, полученные с помощью оптической камеры HSFC-Pro, в различные моменты времени от начала тока. *а* – правая на снимках часть – это двухслойный проводник с внешним слоем титана 250 мкм и медной вставкой диаметром 2.5 мм, левая часть – сплошной титановый цилиндр, *б* – титановая трубка внешним диаметром 3 мм с толщиной стенки 850 мм со вставленным на всю длину медным цилиндром диаметром 1.25 мм.

В эксперименте взрыв поверхности сплошного проводника происходит на $73\div 75$ нс. В расчетах к этому моменту времени волна нелинейной диффузии (максимум плотности тока) достигает радиуса 0.8 мм. То есть взрыв происходит в скинновом режиме. Расчетное отношение $(\varepsilon_w / \varepsilon_m)_{sur}$ в этот момент времени равно 1.3, плотность энергии магнитного поля на поверхности составляет ≈ 21 кДж/см³, а плотность джоулева тепловыделения $\varepsilon_w^{Ti} \approx 27$ кДж/см³.

Иначе ситуация обстоит в двухслойном проводнике. На 70 нс плотность тока в титановом слое распределена практически равномерно. В меди волна нелинейной диффузии распространилась до радиуса 0.12 мм. Плотность тепловой энергии на поверхности титанового проводника (15 кДж/см³) меньше плотности энергии магнитного поля (24 кДж/см³). Причем рост тепловой энергии происходит гораздо медленнее, чем в сплошном титановом проводнике и достигает лишь 19 кДж/см³ к 100 нс. То есть, плотность джоулева тепловыделения не превышает половины энергии сублимации титана и ниже, чем плотность джоулева тепловыделения ε_w^{Ti} , при которой наблюдается взрыв сплошного титанового проводника. Этим можно качественно объяснить отсутствие заметного свечения плазмы на поверхности двухслойной части проводника (Рис. 24).

В заключении приведены основные результаты работы.

Основные результаты работы следующие:

1. Предложена и реализована методика измерений скорости проникновения азимутального магнитного поля мегагауссного диапазона в цилиндрические проводники, опирающаяся на измерения напряжения на внутренней поверхности проводника.
2. В экспериментах на генераторе МИГ, на примере металлов, обладающих существенно различающимися тепло- и электрофизическими свойствами, показано, что для оценки глубины проникновения Δ_h магнитного поля в проводник можно использовать ранее предложенное выражение
$$\Delta_h = \xi \frac{B(t)}{B_0} \sqrt{\frac{t}{\mu_0 \sigma_0}}$$
 с коэффициентом $\xi \approx 0.7$ при индукции магнитного поля ≈ 300 Тл и времени ее нарастания 100 нс.
3. На основании экспериментальных данных по регистрации импульса собственного излучения плазмы в вакуумно-ультрафиолетовом диапазоне предложен критерий образования плазмы на поверхности металла в быстросрастающих магнитных полях с индукцией несколько сотен Тл. Минимальное значение индукции магнитного поля, при которой в режиме скинирования тока происходит плазмообразование на поверхности металла, может быть выражено как $B_{\min} \approx \sqrt{2\mu_0 \Lambda_0} \cdot (0.3 \frac{\sigma_0}{\sigma^*} + 0.7)$, где σ_0 – проводимость, Λ_0 – плотность энергии сублимации металла при нормальных условиях, $\sigma^* = 4 \cdot 10^7$ 1/(Ом·м).
4. Показано, что за счет двухслойной структуры проводника с внешним слоем меньшей проводимости возможно достижение более высоких значений индукции магнитного поля на поверхности проводника без ее взрыва. Объяснением этому служит снижение отношения плотности джоулева тепловыделения к плотности энергии магнитного поля на поверхности двухслойного проводника за счет перераспределения плотности тока по сечению.
5. Разработаны и запущены в эксплуатацию компактные импульсные генераторы тока, действующие по принципу низкоиндуктивной конденсаторной батареи. Параметры генераторов: емкость конденсаторной батареи – 1 мкФ; зарядное напряжение – 40÷50 кВ; энергозапас конденсаторной батареи – до 1.25 кДж; импеданс генератора 0.13 Ом; пиковый ток 300 кА при времени нарастания 200 нс при работе на индуктивность 7 нГн. Габариты генератора без периферийных систем: 410x450x360 мм; вес – 70 кг.
6. Продемонстрирована работа таких генераторов с нагрузкой в виде X-пинча. Получены четкие теневые изображения статических объектов микронных размеров в мягком рентгеновском диапазоне спектра при длительности импульса излучения 2÷3 нс. Сравнительно малые габариты и вес импульсного генератора позволяют транспортировать его в любую лабораторию для проведения экспериментов по теневому рентгеновскому зондированию с микронным пространственным и наносекундным временным разрешениями.
7. Спроектирован, изготовлен и протестирован компактный импульсный наносекундный генератор (КИНГ) с компьютерным управлением, занимающий

- лабораторную площадь не более 2 кв.м. При работе с X -пинчем реализованы следующие параметры источника излучения: длительность импульса излучения $1\div 3$ нс, размер источника излучения $4\div 5$ мкм в спектральном диапазоне выше 3 кэВ, четкая засветка фотопленок марки Микрат или РФ-3 на расстоянии не менее 40 см от X -пинча. Таким образом, создана компактная установка для импульсной радиографии в мягком рентгеновском диапазоне спектра ($h\nu > 1$ кэВ), позволяющая проводить теневую съёмку, как быстропротекающих плазменных процессов, так и биологических объектов с временным разрешением $1\div 3$ нс и пространственным разрешением $4\div 5$ мкм.
8. На генераторе «Ангара-5-1» с пиковой мощностью до 6 ТВт реализована методика импульсного рентгеновского теневого зондирования сжатия многопроволочных лайнеров в спектральном диапазоне выше 1 кэВ с временным разрешением 2 нс с помощью отдельного синхронизируемого генератора с нагрузкой в виде X -пинча. Обеспечена синхронизация зондирующего рентгеновского импульса с импульсом тока генератора «Ангара-5-1» с точностью не хуже ± 10 нс. Применение гибкой низкоиндуктивной многокабельной линии для запитки X -пинча является очевидным преимуществом данной разработки с точки зрения юстировки рентгенографической схемы.
 9. Предложена модель, позволяющая описать процесс развития перетяжки в X -пинчах, которая включает в себя два этапа. Первый этап – формирование перетяжки. В начале этой стадии происходит плавление и нагрев проводников вплоть до потери ими металлической проводимости, что приводит к электрическому взрыву проводников и их разлету. В финале этой стадии в области перекрестья проволочек за счет сжатия вещества проволочек формируется микропинч – перетяжка. Второй этап – сжатие перетяжки. Сжатие сопровождается вытеканием вещества из области перетяжки. В финальной стадии развития перетяжки формируется «горячая точка», аксиальный размер которой значительно меньше длины самой перетяжки. Оценки показывают, что длительности этих двух этапов приблизительно равны между собой.
 10. Экспериментальные исследования динамики формирования перетяжки, проведенные на компактном сильноточном генераторе с амплитудой тока до 230 кА, показали, что, несмотря на достаточно широкий диапазон изменения характеристик X -пинчей, наблюдаемая длина перетяжки изменяется достаточно слабо (от 200 мкм до 450 мкм) и растет с ростом начальной погонной массы. Наблюдаемые в экспериментах значения длины перетяжек X -пинчей достаточно хорошо согласуются с длинами перетяжек, рассчитанными в рамках разработанной модели. Это свидетельствует о том, что в X -пинчах момент появления импульса рентгеновского излучения определяется длиной перетяжки.
 11. На сильноточном импульсном генераторе МИГ продемонстрирована возможность работы трансформатора тока нагрузки с коэффициентом увеличения по току 1.75 и при амплитуде импульса тока в нагрузке 3.5 МА. Трансформатор достаточно прост по конструкции и легко демонтируется, позволяя, таким образом, использовать генератор МИГ в режимах работы с другими нагрузками. При этом использование трансформатора позволяет

обеспечить полуторакратное увеличение тока в нагрузке по сравнению с обычным режимом работы генератора МИГ.

12. В режимах сжатия каскадированных лайнеров с начальным радиусом до 4 см, обеспечивающих формирование компактных финальных пинчей радиусом 1 мм и меньше, интенсивно излучающих в спектральном диапазоне выше 1 кэВ:

1. а) начальный радиус внешнего каскада в 3-5 раз больше начального радиуса внутреннего каскада, б) источником импульса излучения является вещество внутреннего каскада, исходно располагаемое на радиусе 1 см и меньше; в) масса внутреннего каскада примерно равна или меньше массы внешней оболочки; г) часть вещества внешнего каскада в момент формирования импульса излучения расположена на радиусе большем 1 мм и не принимает участие в формировании компактного пинча.

2. При таком соотношении масс каскадов, согласно оценкам и расчетам, полного подавления рэлей-тейлоровских неустойчивостей при столкновении внешнего и внутреннего каскадов происходить не должно.

3. Внутренний каскад не «наследует» возмущения, развивающиеся во внешнем каскаде, что дает основания предположить: а) плазмодинамическое переключение тока на внутренний каскад за счет формирования легкой по сравнению с массой внешнего каскада токнесущей оболочки в области между каскадами, стабилизирующейся при ее столкновении с внутренним каскадом; б) разделение каскадов магнитной «прокладкой» азимутального магнитного поля, обеспечивающей ускорение внутреннего каскада вследствие упругого столкновения каскадов.

4. Так как в ходе сжатия двухкаскадного лайнера подавляющая доля времени уходит на сжатие внешнего каскада, сжатие внутреннего каскада происходит за время, существенно меньшее длительности фронта импульса тока генератора. Сокращение времени сжатия τ при заданной финальной скорости сжатия V_{fin} приводит к снижению инкрементов рэлей-тейлоровских неустойчивостей в линейной стадии $\Gamma = \int \sqrt{g \cdot \frac{2\pi}{\lambda}} dt \propto \sqrt{g\tau} \propto \sqrt{g\tau} \cdot \sqrt{\tau} \propto \sqrt{V_{fin}} \cdot \sqrt{\tau} \propto \sqrt{\tau}$, и амплитуды возмущений X в нелинейной стадии: $X \propto V_{fin} \cdot \tau$, при $V_{fin} = \text{const}$.

5. Использование трехкаскадной структуры лайнера с внешним радиусом до 8 см позволяет обеспечить формирование компактных сильноизлучающих в спектральном диапазоне выше 1 кэВ пинчей с финальным радиусом 1÷2 мм при финальной скорости сжатия около $2 \cdot 10^7$ см/с. Достижение более высоких скоростей финального сжатия ограничивается торможением оболочки на радиусе примерно 0.5 см, причиной которого может быть шунтирование сжимающейся оболочки плазмой, остающейся на более высоких значениях радиуса вследствие развития РТ неустойчивостей.

Результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Chaikovsky, S. A. A Load Current Multiplier of the MIG Terawatt Generator / S. A. Chaikovsky, A. S. Chuvatin, V. I. Oreshkin // Instruments and experimental techniques. – 2012. – V. 55. – N. 2 – P. 209–217.

2. Месяц, Г. А. Источник субнаносекундных импульсов мягкого рентгеновского излучения на основе X-пинча и малогабаритного низкоиндуктивного генератора тока / Г. А. Месяц, Т. А. Шелковенко, Г. В. Иваненков, А. В. Агафонов, С. Ю. Савинов, С. А. Пикуз, И. Н. Тиликин, С. И. Ткаченко, С. А. Чайковский, Н. А. Ратахин, В. Ф. Федущак, В. И. Орешкин, А. В. Федюнин, А. Г. Русских, Н. А. Лабетская, А. П. Артемов, Д. Хаммер, Д. Б. Синарс // ЖЭТФ. – 2010. – Т. 138, Вып. 3. – С. 411–420.
3. Artyomov, A. P. A small-scale X-pinch-based nanosecond soft X-ray pulse radiograph / A. P. Artyomov, M. G. Vykova, S. A. Chaikovsky, A. A. Erfort, V. F. Feduschak, A. V. Fedunin, I. V. Lavrinovich, V. I. Oreshkin, N. A. Ratakhin, A. G. Rousskikh, A. S. Zhigalin, N. V. Zharova // Известия ВУЗов. Физика. – 2012. – Т. 55, № 10/3. – С. 26–29.
4. Artyomov, A. P. A synchronized X-pinch driver / A. P. Artyomov, A. S. Zhigalin, I. V. Lavrinovich, V. I. Oreshkin, N. A. Ratakhin, A. G. Rousskikh, A. V. Fedyunin, S. A. Chaikovsky, A. A. Erfort, K. N. Mitrofanov, E. V. Grabovski, V. V. Alexandrov, V. P. Smirnov // Instruments and Experimental Techniques, 2014. – V. 57, N 4. – P. 461–474.
5. Oreshkin, V. I. X-pinch dynamics: Neck formation and implosion / V. I. Oreshkin, S. A. Chaikovsky, A. P. Artyomov, N. A. Labetskaya, A. V. Fedunin, A. G. Rousskikh, A. S. Zhigalin // Phys. Plasmas. – 2014. – V. 21. – 102711.
6. Сорокин, С. А. О повышении выхода К-излучения из плазменного лайнера / С. А. Сорокин, С. А. Чайковский // Физика плазмы. – 1996. – Т. 22, Вып. 11. – С. 992–997.
7. Чайковский, С. А. Плотность и температура плазмы, образованной при имплозии одно- и двухкаскадных лайнеров / С. А. Чайковский, С. А. Сорокин // Известия ВУЗов. Физика. – 1999. – Т. 42, № 12. – С. 75–80.
8. Чайковский, С. А. Применение двухкаскадного лайнера для генерации К-излучения на микросекундном генераторе / С. А. Чайковский, С. А. Сорокин // Физика плазмы. – 2001. – Т. 27, № 11. – С. 1003–1008.
9. Chaikovsky, S. A. The K-shell radiation of a double gas puff z-pinch with an axial magnetic field / S. A. Chaikovsky, A. Yu. Labetsky, V. I. Oreshkin, A. V. Shishlov, R. B. Baksht, A. V. Fedunin, A. G. Rousskikh // Laser Particle Beams. – 2003. – V. 21. – P. 255–264.
10. Chaikovsky, S. A. Simulation of azimuthal magnetic field diffusion in double shell Z-pinch / S. A. Chaikovsky, A. V. Shishlov // Plasma Devices and Operations. – 2005. – V. 13, № 2. – P. 75–79.
11. Oreshkin, V. I. Stability of a nonlinear magnetic field diffusion wave / V. I. Oreshkin, S. A. Chaikovsky // Phys. Plasmas. – 2012. – V. 19. – 022706.
12. Chaikovsky, S. A. Electrical explosion of metals in fast-rising megagauss magnetic fields / S. A. Chaikovsky, V. I. Oreshkin, G. A. Mesyats, N. A. Ratakhin, I. M. Datsko, B. A. Kablambaev // Phys. Plasmas. – 2009. – V. 16. – 042701.
13. Labetskaya, N. A. Diffusion of fast rising strong magnetic fields into conductors / N. A. Labetskaya, V. I. Oreshkin, S. A. Chaikovsky, I. M. Datsko, N. I. Kuskova, A. D. Rud // Journal of Physics: Conference Series. – 2014. – V. 552. – 012020.
14. Chaikovsky, S. A. Experimental study of the nonlinear diffusion of a magnetic field and skin explosion of cylindrical conductors / S. A. Chaikovsky, V. I. Oreshkin,

- I. M. Datsko, N. A. Labetskaya, D. V. Rybka, N. A. Ratakhin // *Phys. Plasmas*. – 2015. – V. 22. – 112704.
15. Chaikovsky, S. A. Skin explosion of double-layer conductors in fast-rising high magnetic fields / S. A. Chaikovsky, V. I. Oreshkin, I. M. Datsko, N. A. Labetskaya, N. A. Ratakhin // *Phys. Plasmas*. – 2014. – V. 21. – 042706.
 16. Ratakhin, N. A. Table-top pulse power generator for soft x-ray radiography / N. A. Ratakhin, V. F. Feduschak, A. A. Erfort, A. A. Saushkin, N. V. Zarova, S. A. Chaikovsky, V. I. Oreshkin // *Proc. 14 Int. Symp. on High Current Electronics, Tomsk, Russia, 2006*. – P. 511–513.
 17. Ratakhin, N. A. Compact Pulse Power Generator for X-pinch researches / N. A. Ratakhin, V. F. Feduschak, N. V. Zharova, S. A. Chaikovsky, V. I. Oreshkin, N. A. Zhidkova, A. V. Fedunin // *Proc. XXVIII Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Prague, Czech Republic, 2007*. – P. 1232–1234.
 18. Шелковенко, Т. А. Точечный источник мягкого рентгеновского излучения для рентгенографии с микронным пространственным и субнаносекундным временным разрешением / Т. А. Шелковенко, С. А. Пикуз, И. Н. Тиликин, В. М. Романова, А. Р. Мингалеев, С. А. Чайковский, А. Е. Тер-Оганесян, С. И. Ткаченко, Н. А. Ратахин, В. Ф. Федущак, А. В. Федюнин // *Материалы Международной научной конференции «Физика импульсных разрядов в конденсированных средах», Николаев, Украина, 2009*. – С. 41–42.
 19. Chaikovsky, S. A. Plasma density, temperature and size of single and double shell imploding liners / S. A. Chaikovsky, S. A. Sorokin // *Proc. Int. Conf. on Plasma Physics, Nagoya, Japan, 1996*. – V. 2. – P. 1118–1121.
 20. Sorokin, S. A. K-shell radiation power and yield from double shell plasma liner implosions / S. A. Sorokin, S. A. Chaikovsky // *Proc. Int. Conf. on Plasma Physics, Nagoya, Japan, 1996*. – V. 2. – P. 1114–1116.
 21. Sorokin, S. A. K-shell radiation power and yield from double shell liner implosions / S. A. Sorokin, S. A. Chaikovsky // *Proc. 4th Int. Conf. on dense Z-pinchs, Vancouver, Canada, 1997*. – P. 593–596.
 22. Chaikovsky, S. A. Density, temperature and size of a plasma produced in single and double shell liner implosions / S. A. Chaikovsky, S. A. Sorokin // *Proc. 4th Int. Conf. on dense Z-pinchs, Vancouver, Canada, 1997*. – P. 323–327.
 23. Chaikovsky, S. A. Effect of an axial magnetic field on the K-shell radiation of a neon double gas puff / S. A. Chaikovsky, A. Yu. Labetsky, A. V. Shishlov, A. V. Fedunin, V. I. Oreshkin, R. B. Baksht, A. G. Roussikh // *Proc. 5th Int. Conf. on dense Z-pinchs, Albuquerque, NM, 2002*. – P. 123–126.
 24. Chaikovsky, S. A. Layering of an annular z-pinch sheath in the presence of an axial magnetic field / S. A. Chaikovsky, A. Yu. Labetsky // *Proc. 5th Int. Conf. on dense Z-pinchs, Albuquerque, NM, 2002*. – P. 225–228.
 25. Chaikovsky, S. A. Tight Pinches Produced by a 16 cm Outer Diameter Multiple Shell Gas Puff Implosions / S. A. Chaikovsky, R. B. Baksht, A. V. Fedunin, A. Yu. Labetsky, V. I. Oreshkin, A. G. Roussikh, A. V. Shishlov // *Proc. 13 Int. Symp. on High Current Electronics, Tomsk, Russia, 2004*. – P. 363–366.
 26. Chaikovsky, S. A. Electron temperature of argon pinch produced by microsecond implosion of a multishell gas puff / S. A. Chaikovsky, A. V. Fedunin, A. Yu. Labetsky, V. A. Kokshenev, V. I. Oreshkin, A. G. Roussikh, A. V. Shishlov,

- N. A. Zhidkova // Proc. 13 Int. Symp. on High Current Electronics, Tomsk, Russia, 2004. – P. 370–373.
27. Chaikovsky, S. A. Rayleigh-Taylor and filamentation instabilities at the initial stage of the gas puff z-pinch implosion / S. A. Chaikovsky, A. Yu. Labetsky, A. G. Rousskikh, A. V. Shishlov, N. A. Zhidkova // Proc. XXVIII Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Prague, Czech Republic, 2007. – P. 382–385.
28. Labetsky, A. Yu. Investigation of the periphery of the hollow gas shell implosion / A. Yu. Labetsky, N. A. Labetskaya, A. V. Shishlov, S. A. Chaikovsky // Proc. 16th Int. Symp. on High Current Electronics, Tomsk, Russia, 2010. – P. 189–192.
29. Дацко, И. М. Исследование электродинамического сжатия металлических оболочек наносекундными мегаамперными токами / И. М. Дацко, Б. А. Кабламбаев, Н. А. Ратахин, С. А. Чайковский, А. А. Чертов // Материалы Международной научной конференции "Физика импульсных разрядов в конденсированных средах", Николаев, Украина, 2007. – С. 138–142.
30. Орешкин, В. И. Исследования электрического взрыва проводников в мегагауссных магнитных полях / В. И. Орешкин, С. А. Чайковский, Н. А. Ратахин, И. М. Дацко // Тезисы 12-й международной конференции по генерации мегагауссных магнитных полей и родственным экспериментам, Новосибирск, Россия, 2008. – С. 100.
31. Oreshkin, V. I. Fast electrical explosion in megagauss magnetic field / V. I. Oreshkin, S. A. Chaikovsky, N. A. Ratakhin, I. M. Datsko // Proc. 15th Int. Symp. on High Current Electronics, Tomsk, Russia, 2008. – P. 189–192.
32. Labetskaya, N. A. Experimental Research of Electrical Conductor Explosion in the Current Skinning Mode / N. A. Labetskaya, V. I. Oreshkin, S. A. Chaikovsky, I. M. Datsko, Y. A. Sukovatitsyn, E. N. Volkov // Proc. XXVth Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Tomsk, Russia, 2012. – V. 2 – P. 634–637.
33. Labetskaya, N. A. Diffusion of Fast Rising Strong Magnetic Fields into Conductors / N. A. Labetskaya, V. I. Oreshkin, S. A. Chaikovsky, I. M. Datsko, N. I. Kuskova // Book of Abstracts Int. Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects, Tomsk, Russia, 2014. – P. 76.
34. Oreshkin, V. I. Nonlinear diffusion wave in the high magnetic fields / V. I. Oreshkin, S. A. Chaikovsky, N. A. Labetskaya, I. M. Datsko, D. V. Rybka, N. A. Ratakhin // Book of Abstracts 30th Int. Conf. on Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter, Elbrus, Russia, 2015. – P. 234.
35. Chaikovsky, S. A. Nonlinear magnetic diffusion and the surface explosion of metals in fast rising megagauss magnetic field / S. A. Chaikovsky, V. I. Oreshkin, N. A. Labetskaya, I. M. Datsko, N. A. Ratakhin // Abstracts 2015 IEEE Int. Conf. on Plasma Science, Antalya, Turkey, 2015. – P. 1.