

**МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)**

С.Л.НЕДОСЕЕВ

nedos@triniti.ru

**САМОСЖАТЫЙ ИЗЛУЧАЮЩИЙ РАЗРЯД ВЫСОКОЙ МОЩНОСТИ
С ХОЛОДНЫМ СТАРТОМ**

Учебно-методическое пособие для студентов IV курса Кафедры физики и химии плазмы ФМБФ МФТИ по лекционному курсу «Экспериментальная физика плазмы»

Утверждено Кафедрой физики и химии плазмы

Москва

2004

ВВЕДЕНИЕ

Получение и исследование предельных энергетических состояний вещества - актуальная научно-техническая задача

Предлагаемое учебное пособие составлено на основании работ [1-5]. Оно представляет собой обобщение результатов экспериментальных исследований самосжатых разрядов сверхтераваттной мощности, проводимых по программе «Ангара» на установке «Ангара-5-1» в ГНЦ РФ ТРИНИТИ. Эти исследования связаны с актуальной научно-технической задачей - получением и исследованием предельных энергетических состояний вещества. Современной лабораторной энергетической базой таких исследований являются мощные импульсные лазеры и генераторы импульсов сверхвысокой электрической мощности.

Суммарная мощность наносекундного импульса излучения крупнейшего многомодульного лазера Nova (Ливермор, США), сфокусированная через отверстия в полость (хольраум) с объемом менее 1 см^3 , обеспечивает в ней квазиравновесное излучение с температурой $\sim 250 \text{ эВ}$, что соответствует потоку излучения $\sim 10^{15} \text{ Вт/см}^2$. Идет сооружение еще более мощного импульсного лазера NIF, который должен иметь световой выход $\sim 2 \text{ МДж}$. Крупнейший генератор электрических импульсов “Z” (НЛ Сандия, США), выдавая в течение $\sim 100 \text{ нс}$ электрическую мощность $\sim 40 \text{ ТВт}$, возбуждает в физической нагрузке, быстром Z-пинче, ток $\sim 20 \text{ МА}$. Мощность импульса рентгеновского излучения из вольфрамовой плазмы пинча на этой установке достигает $\sim 280 \text{ ТВт}$ при полном выходе излучения $\sim 2 \text{ МДж/импульс}$. Как видим, полученная энергия импульса мягкого рентгеновского излучения (правда, не сфокусированного) уже сейчас сравнивается с проектным значением энергии светового импульса лазерного комплекса NIF.

Предложены и находятся в различных стадиях разработки проекты импульсных генераторов сверхвысокой электрической мощности следующего поколения. В США это установка “X-1”, в России - “Байкал” (ТРИНИТИ). Основное назначение этих супермашин, также как и лазера NIF, - инициирование термоядерного микровзрыва, энергию и продукты которого можно будет удерживать в лабораторной реакторной камере. Другие важные цели - фундаментальные исследования экстремальных энергетических состояний

вещества, физика излучающей плазмы многозарядных ионов, мощные рентгеновские лазеры, рентгеновская спектроскопия, специальные приложения.

Физико - техническая реализуемость этих проектов обоснована результатами выполнения многолетней программы исследований по электрофизике сверхтераваттных мощностей и физике самосжатых разрядов - быстрых плазменных лайнеров и Z-пинчей - на уровне токов 5-20 МА при длительности их нарастания ~100 нс. Исследования в этом направлении ведутся в ряде лабораторий мира, в том числе, в Национальной лаборатории Сандия, США (установки "Z" , "Saturn"), в Империял Колледже, Лондон, Англия (установка "MAGPIE"). В России соответствующие эксперименты проводятся в ГНЦ РФ ТРИНИТИ (установка "Ангара-5-1"), в РНЦ Курчатовский Институт (установка "Стенд-300"), в Институте сильноточной электроники, Томск (ГИТ-4 и ГИТ-8). Научный комплекс "Ангара-5-1" с момента его интеллектуального зарождения был и остается одной из ключевых составляющих этого сообщества.

Развитие программы быстрых Z-пинчей.

В 1970-ых годах появились мощные импульсные источники электрической энергии для генерации мегаамперных релятивистских электронных пучков (РЭП) длительностью в десятки наносекунд. Последующее развитие и применение этих генераторов для питания быстрых самосжатых плазменных разрядов создало качественно новую ситуацию, которой не было в классических, мегаамперных Z-пинчах и плазменных фокусах (ПФ) микросекундного диапазона длительности. Смысл этих изменений можно характеризовать следующим образом.

Во-первых, в энергетических системах самосжатых разрядов, питаемых наносекундными генераторами импульсов, между первичным накопителем энергии (конденсаторной батареей) и физической нагрузкой (Z-пинчом) появились два дополнительных каскада управления мощностью. Первый из них - каскад умножения мощности, эффективно сокращающий длительность импульса батареи. Он представляет собой длинную линию, формирующую импульс питания длительностью десятки наносекунд. Применение короткого импульса перевело энергетический тракт в мегавольтный режим работы. Второй каскад - концентратор тока на транспортирующих линиях с вакуумной магнитной самоизоляцией. Его назначение - концентрация подаваемой от

формирующей линии мощности (порядка тераватт) на внешнюю поверхность физической нагрузки (порядка квадратных сантиметров). Концентратор на линиях с магнитной самоизоляцией одновременно может действовать как магнитный накопитель, обеспечивающий дальнейшее эффективное умножение мощности в разряде при быстром нарастании импеданса сжимающегося пинча.

Во-вторых, необходимость согласовать темп сжатия пинча с резко возросшим темпом нарастания разрядного тока привела к требованию:

укорочение времени нарастания тока (при прочих равных условиях) должно сопровождаться пропорциональным уменьшением стартового радиуса пинча до величины порядка сантиметра.

Соответственно, то есть, в десятки раз, пришлось увеличить начальную плотность плазмообразующего вещества, которое затем должно быть сжато. Вследствие этого, в отличие от классических ПФ, для быстрого пинча начальная форма и другие параметры сжимаемой плазмы оказались характеристикой, критически влияющей на достигаемую степень сжатия. Стали возможными опыты с быстрыми пинчами сложной начальной конфигурации, недостижимые в классических условиях. В экспериментальную практику вошли гетерогенные среды с конденсированной фазой плазмообразующего вещества пинча. Оказалось, что в условиях “холодного старта” быстрого пинча, когда плазма создается самим разрядным током, плазмообразование происходит пространственно неоднородно, что существенным образом влияет на компактность последующего сжатия пинча. Кроме того, в этих условиях и плазмообразование, и перенос плазмы с периферии на ось, и сжатое состояние плазмы на оси происходят в заметно перекрывающихся интервалах времени. Затянутость плазмообразования и аксиальная неоднородность сжатия и сжатого состояния являются важными характеристиками быстрого пинча.

В-третьих, в сверхтераваттных самосжатых разрядах через плазмообразующее вещество с большим атомным номером мягкое рентгеновское излучение стало значительным, а в ряде случаев и определяющим фактором энергопереноса в генерируемой плотной плазме многозарядных ионов. Напротив, нейтронный выход из пинча, вызывавший многолетний интерес исследователей, превратился во второстепенный экспериментальный продукт. Несмотря на то, что в исследованиях с быстрым дейтериевым пинчем на “Ангаре-5-1” удалось получить нейтронный выход,

рекордный для данного класса установок, приходится констатировать, что в настоящее время на первое место в научных и прикладных интересах в быстрых сверхтераваттных пинчах выдвинулась проблема эффективной конверсии энергии первичного накопителя в энергию мягкого рентгеновского излучения. По - видимому, достижение критерия Лоусона и термоядерного зажигания в быстрых пинчах - задача для машин следующего поколения ("Байкал", "X-1").

Параметры экспериментов [1-5]

. Для опытов [1-5], характерны разряды при токе $I \sim 2-5$ МА со скоростью нарастания тока $dI/dt > 10^{13}$ А/с. Разряды осуществлялись через осесимметричные однородные или структурированные плазмообразующие среды или их композиции с типичными внешними размерами $\sim 1-3$ см. Плазмообразующие вещества в большинстве случаев состояли из элементов с большим атомным номером, или содержали их в качестве добавок. Структура плазмообразующего вещества могла быть как гетерогенной (тонкие проволоки, твердотельная пена в вакууме), так и гомогенной (газ). Опыты проводились при «холодном старте» разряда, то есть, в условиях, когда фазовые превращения плазмообразующего вещества (плавление, испарение, диссоциация, ионизация) происходят в результате действия основного импульса разрядного тока. Масса, форма и размеры плазмообразующей среды подбирались так, чтобы электрическая мощность разрядов, равно как и мощность мягкого рентгеновского излучения из них, находились в диапазоне нескольких тераватт.

Для более ясного представления основные факторы, определяющие динамику быстрого излучающего Z-пинча, перечислены в начале работы. Здесь даны краткие формулировки основных выводов, следующих из анализа экспериментальных данных. В последующих разделах под соответствующими номерами эти выводы комментируются в той мере, в какой это сейчас возможно.

ОСНОВНЫЕ ФАКТОРЫ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ ДИНАМИКУ СВЕРХТЕРАВАТТНОГО ИЗЛУЧАЮЩЕГО Z-ПИНЧА С ХОЛОДНЫМ СТАРТОМ И ВЫСОКИМ ТЕМПОМ НАРАСТАНИЯ ТОКА

1. Холодный старт самосжатого разряда.

1.1. Стартовые характеристики плазмообразующей среды самосжатых разрядов в значительной степени определяются электрофизикой генерирования импульсов сверхтераваттной мощности

1.2. Холодный старт - неперенный атрибут всех самосжатых разрядов с высоким темпом нарастания тока, исследованных к настоящему времени. Главное следствие холодного старта – плазмообразование, затянутое практически на весь период нарастания разрядного тока.

1.3. Гетерогенность структуры плазмообразующего вещества - существенный фактор, однако эффекты холодного старта проявляются и в изначально гомогенном плазмообразующем веществе. Во всех случаях плазмообразование пространственно неоднородно.

1.4. Массивные электроды могут быть неконтролируемой дополнительной плазмообразующей средой при холодном старте.

1.5. Мощная, не токовая предыонизация плазмообразующего вещества – нереализованная альтернатива холодному старту.

2. Затянутое во времени плазмообразование - основное следствие холодного старта.

2.1. Наиболее важное проявление плазмообразования, затянутого во времени, состоит в том, что действие сил $[jH]$ становится определяющим в динамике генерируемой плазмы до завершения полного перехода плазмообразующего вещества в ускоряемую плазму. Основную роль в динамике генерируемой плазмы играет суммарное азимутальное магнитное поле, создаваемое полным разрядным током.

2.2. При электрическом взрыве многопроволочной сборки каждая взорванная проволока состоит из плотного гетерогенного ядра (капли и пар), окруженного плазмой сравнительно малой плотности. Наша модель состояния ядра учитывает испарение с поверхности капель и потерю массы за счёт истечения пара с границы ядра. В качестве источника энерговыделения в ядре принят омический нагрев током через ядро по ионизованному пару. Ток

возбуждается электрическим полем, которое приложено к торцам многопроволочной сборки.

2.3. Формула скорости плазмообразования, необходимой для поддержания стационарного радиального истечения вольфрамовой плазмы из плазмообразующей среды с неподвижной внешней границей.

$$\frac{dm}{dt} \sim 0,2 \left(\frac{I_{MA}}{R_{cm}} \right)^{1,8} \text{ мкг}/(\text{см}^2 \cdot \text{нс}).$$

2.4. На стадии плазмообразования пространство внутри лайнера заполняется плазмой с током.

2.5. Своевременное окончание плазмообразования является критическим фактором, определяющим высокую степень сжатия пинча с холодным стартом.

3. Прорыв магнитного потока сквозь разрушенную плазмообразующую зону с захватом части созданной плазмы .

3.1. Экспериментальные свидетельства прорыва азимутального магнитного потока через многопроволочную сборку.

а) Как показывает рентгенография плазмы, интенсивное сжатие пинча начинается с пространственно неоднородного прорыва азимутального магнитного потока в приосевую зону. Прорыв магнитного потока опережает последующее стягивание плазмы.

б) Пространственная структура сжимаемой плазмы столь неоднородна, что ни о какой цельной сжимающейся плазменной оболочке речи быть не может. В этих условиях рассмотрение сжатия Z-пинча на основе формализма Релей-Тейлоровской неустойчивости, равно как и на основании классической модели "снежного плуга", является некорректным.

в) В результате прорыва магнитного потока образуется «радиальный плазменный ливень» - хаотичная азимутально-аксиальная плазменная структура в виде радиально вытянутых сгустков плазмы, имеющих сравнительно малые поперечные размеры [5].

г) По мере сжатия к оси сборки, сгустки плазмы уменьшают свой радиальный размер и сливаются в отдельные плазменные токовые волокна, вытянутые, в основном, вдоль оси разряда.

д) Вследствие опережающего прорыва магнитного потока вспышка рентгеновского излучения может наступать раньше, чем произойдет окончательное сжатие всей плазмы как целого. Пространственная неоднородность плазмы сохраняется и в момент интенсивного рентгеновского излучения Z-пинча.

3.2. Критерии прорыва магнитного потока внутрь лайнера на стадии завершения плазмообразования:

а) Прорыв магнитного потока есть следствие нарушения локального баланса между подачей плазмообразующего вещества и его ионизацией с одной стороны, и сносом силами $[jH]$ из зоны плазмообразования, с другой стороны.

б) Оценка величины разрядного тока I_{cr} , при превышении которой магнитный поток прорвется внутрь лайнера через кольцевой зазор с аксиальной длиной d :

$$I_{cr[A]} \sim 3 \cdot 10^{21} \frac{\sqrt{\rho}}{\sigma} \frac{R\Delta}{d^2}.$$

Где ρ - плотность плазмы, σ - ее проводимость плазмы, Δ толщина плазменного слоя, R - радиус лайнера. В числах, при $\rho \sim 10^{-4}$ г/см³, $\sigma \sim 10^{14}$ ед. CGSE, $\Delta \sim d \sim 0,1$ см, $R \sim 1$ см, $I_{cr} \sim 3$ МА.

в) Прорвавшийся азимутальный магнитный поток увлекает за собой плазму, в которую он вморожен; масса этой плазмы может составлять лишь часть массы плазмообразующего вещества в области прорыва.

г) Прорвавшийся азимутальный магнитный поток препятствует дальнейшему протеканию тока в области прорыва.

4. МГД-турбулентный нагрев и радиационное охлаждение сжатой плазмы

4.1. МГД-турбулентный нагрев.

Сжатое состояние является естественным следствием прорыва магнитного потока. При стагнации пинча осуществляется перевод энергии магнитного поля тока в МГД-турбулентное движение ионной компоненты сжатой плазмы. Происходит ее конвективное перемешивание с магнитным полем, нагрев, передача энергии от ионов к электронам и излучение сжатой плазмы. Оценка для мощности МГД-турбулентного нагрева [7]

$$W_{th} \sim 0,5 I^3 / (r M^{1/2}) \text{ ТВт/см.}$$

Здесь ток I - в МА, M - в мкг/см, r - в мм.

4.2. Баланс мощностей в излучающем турбулентном пинче.

а) Электронная компонента плазмы нагревается от ионной компоненты; время передачи энергии электронам описывается формулами Брагинского, оно мало для плотной плазмы пинча (у которого температура электронов меньше температуры ионов) по сравнению со временем джоулева нагрева электронов.

б) В условиях нашего эксперимента излучение практически всегда играет определяющую роль в энергетическом балансе при сжатии пинча. Радиационным охлаждением сжимаемой пространственно неоднородной плазмы можно объяснить стремление турбулентной токонесущей плазмы образовывать структуры из волокон и радиальных «отростков» пинча, в которые превращается «радиальный плазменный ливень», что наблюдается в наших экспериментах [5].

5. Эффективная перекачка запасенной магнитной энергии в нагрев Z-пинча и сверхтераваттный поток рентгеновского излучения.

5.1. Как элемент электрической цепи, Z-пинч представляет собой нестационарный нелинейный импеданс, потребляющий энергию магнитного поля, которое создается генератором в накопителе - концентраторе тока с магнитной самоизоляцией. Концентратор тока связывает поверхность нагрузки, Z-пинча, с водо-вакуумным интерфейсом генератора. В ходе плазмообразования при неподвижной внешней границе тока магнитная энергия накапливается в концентраторе. После прорыва магнитного потока она тратится на сжатие и нагрев токонесущей, радиационно охлаждаемой плазмы пинча. Весь период времени, связанный с нарастанием тока, плазмообразованием и формированием пинча - предвестника, активная мощность в разрядной цепи мала. Максимум активной мощности W_{act} по времени близок с максимумом импульса мощности мягкого рентгеновского излучения.

5.2. Часть активной мощности разряда обеспечивается расходом ранее накопленной магнитной энергии (W_{ind}), а другая - определяется работой генератора (W_{supl}). В экспериментах соотношение между W_{supl} и W_{ind} зависит от выбора параметров нагрузки - начального радиуса и погонной массы лайнера.

5.3. На всех этапах сжатия и в сжатом состоянии теплосодержание излучающей плазмы пинча мало по сравнению с энергией магнитного поля разрядного тока. Мощность излучения пинча определяется мощностью активной диссипации W_{act} .

5.4. Условия оптимального согласования цепи «генератор-концентратор-пинч»:

5.4.1. Параметры цепи должны соответствовать требованию достижения максимума запасенной в концентраторе магнитной энергии к началу эффективного сжатия пинча.

5.4.2. Импеданс сжатого МГД-турбулентного пинча должен быть существенно больше импеданса генератора, накачивающего магнитную энергию в концентратор с магнитной самоизоляцией.

5.4.3. Плазма в междуэлектродном зазоре приводит к утечкам, шунтирующим ток через пинч в его сжатом состоянии. Скорость потока магнитной энергии, питающего пинч, может ограничиваться плазмой, сквозь которую поток должен проходить к пинчу. Эти факторы способны оказать определяющее влияние на максимальную мощность разряда и излучения.

АНАЛИЗ ОСНОВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧАЮЩЕГО САМОСЖАТОГО РАЗРЯДА ВЫСОКОЙ МОЩНОСТИ С ХОЛОДНЫМ СТАРТОМ

1. Холодный старт самосжатого разряда.

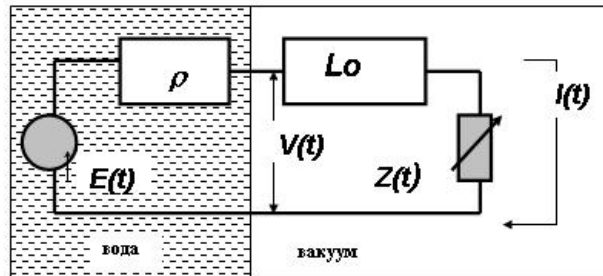
1.1. Влияние электрофизики генерирования импульсов сверхтераваттной мощности на стартовые параметры плазмообразующей среды самосжатых разрядов.

Применение для Z-пинчей техники генерирования субмикросекундных импульсов сверхвысокой электрической мощности привело к качественным изменениям в физике и экспериментальной технике самосжатых разрядов, открыло новые возможности их применения. Прежде всего, мощность источника питания быстрого самосжатого разряда увеличена более чем на два порядка величины по сравнению с возможностями конденсаторных батарей, питающих классические плазменные фокусы, работающие в микросекундном диапазоне длительности разрядного тока. При этом характерные значения

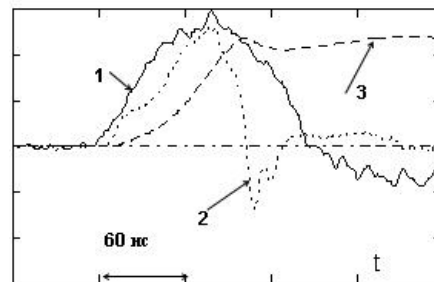
энергозапаса и максимального тока у классических систем сопоставимы с соответствующими параметрами быстрых, субмикросекундных источников тока. Например, на установке “Z” (НЛ Сандия, США) мощность генератора составляет ~ 40 ТВт. Она обеспечивает разгон 20 МА тока через стартовую индуктивность многопроволочной сборки в 12 нГн за ~ 100 нс. Это максимум достигнутого в настоящее время. Характерные параметры установки «Ангара-5-1»: 2-5 МА, 2-5 ТВт.

Увеличение мощности источника питания получено в результате повышения рабочего напряжения конденсаторной батареи и применения формирующих линий, которые сокращают длительность импульса. На Рис.1"а" показана упрощенная принципиальная схема разрядной цепи, а на Рис.1"б" даны типичные для опытов [1-5] осциллограммы напряжения на выходе формирующей линии генератора $V(t)$, производной разрядного тока dI/dt и самого тока $I(t)$. Резкая немонотонность сигнала dI/dt показывает, что Z-пинч как элемент разрядной цепи представляет собой нелинейный и нестационарный импеданс.

Сокращение длительности нарастания тока с ~ 10 мкс до ~ 100 нс необходимым образом потребовало уменьшения стартового радиуса Z-пинча с десятков сантиметров до ~ 1 см. Вследствие этого, между выходными устройствами генератора метрового размера и физической нагрузкой, имеющей сантиметровый начальный размер, появился концентратор тока - вакуумная транспортирующая линия с магнитной самоизоляцией междуэлектродного зазора. Индуктивность концентратора тока, связывающего поверхность нагрузки, Z-пинча, с водо-вакуумным интерфейсом генератора, обозначена на Рис.1"а" как L_0 . Она обеспечивает питание сверхтераваттного мегавольтного разряда при сравнительно малой балластной индуктивности $\sim 10-20$ нГн. Различие хода кривых $V(t)$ и dI/dt на стадии нарастания тока через индуктивную нагрузку (Рис.1"б") связано с электронными утечками в концентраторе, возникающими при установлении магнитной самоизоляции зазоров. Для простоты токи утечек не показаны на схеме Рис. 1"а", но в ряде случаев они могут быть значительными.



а



б

Рис.1.

Упрощенная принципиальная схема разрядной цепи и вольтамперные характеристики самосжатого разряда высокой мощности.

а - упрощенная принципиальная схема разрядной цепи, $E(t)$ - импульс э.д.с. генератора, $V(t)$ - напряжение на выходе формирующей линии генератора с водяной изоляцией, $I(t)$ - разрядный ток, L_0 - индуктивность концентратора тока, ρ - суммарное волновое сопротивление водяной формирующей линии, $Z(t)$ - нестационарный нелинейный импеданс нагрузки, состоящий из индуктивной и омической частей.

б - типичные осциллограммы: 1- $V(t)$ - напряжение на выходе формирующей линии генератора ($\sim 0,33$ МВ/дел), 2- dI/dt -производная разрядного тока ($\sim 2 \cdot 10^{13}$ А/(с.дел.)), 3- $I(t)$ -разрядный ток (~ 1 МА/дел.).

Концентратор одновременно выполняет важную роль накопителя магнитной энергии, обеспечивая высокую мощность энергетических процессов на фазе сжатия и сжатого состояния Z-пинча. На Рис.2 дана схема одного из многочисленных вариантов нагрузочного узла – центральной части концентратора, применяемого в опытах [1-5].

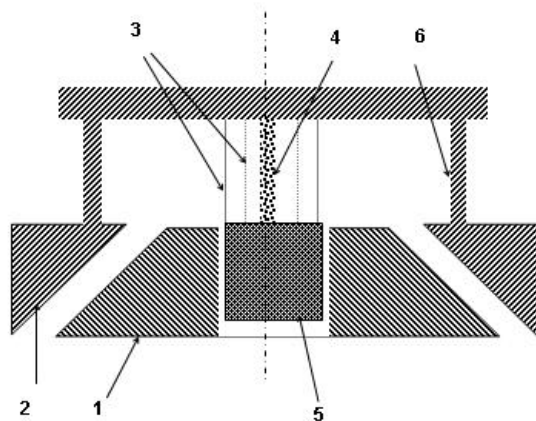


Рис.2.

Вариант схемы лайнерного узла (трехкаскадная композиция).

1-катод, 2- анод, 3-внешняя и внутренняя многопроволочные сборки, 4- центральная нагрузка из малоплотной пены, 5-груз для натяжения многопроволочных сборок, 6- анодные обратные токопроводы.

В настоящее время на первое место в научных и прикладных интересах в быстрых сверхтераваттных Z-пинчах выдвинулась проблема эффективной конверсии энергии первичного накопителя в энергию мягкого рентгеновского излучения. Это потребовало применения плазмообразующих веществ, содержащих элементы с большим атомным номером. Форсированное сокращение стартовых размеров плазмообразующего объекта, строгие требования к его геометрическим характеристикам, изменения в элементном составе плазмообразующего вещества, задаваемые требованиями к спектральным характеристикам излучения, заставили отказаться, в ряде случаев, от плазмообразующего газа и перейти к совершенно другим плазмообразующим средам. Для современного эксперимента типичны гетерогенные плазмообразующие среды малой плотности, состоящие из

твердого вещества в виде крупинок или нитей микронного размера. В последние годы часто используются многопроволочные сборки.

Полная масса вещества, которая может быть нагрета в Z-пинче, определяется оценкой, следующей из беннетовского условия равновесия, в соответствии с которым энергия, содержащаяся в 1 см длины плазмы Z-пинча $E_{[Дж/см]} \sim 750 I_{[МА]}^2$. Температура, массовая плотность, радиус и элементный состав плазмы пинча диктуются потребными характеристиками излучателя. Для излучающего Z-пинча диапазон масс сжимаемой плазмы из вещества с большим атомным номером составляет 0,2-10 мг/см в диапазоне тока от 3 МА до 20 МА. Очень важно, чтобы плазмообразующее вещество в начальный момент имело строго заданные форму и размеры, а процесс плазмообразования был бы контролируемым.

Можно считать, что в настоящее время начальные геометрические и массовые характеристики существующих нагрузок в какой-то мере соответствуют требованиям большинства реальных экспериментов. Относительно же контролируемости процесса плазмообразования из первоначально холодного вещества этого сказать нельзя.

1.2. Холодный старт как неперенный атрибут всех самосжатых разрядов с высоким темпом нарастания тока, исследованных к настоящему времени.

Как уже говорилось, во всех реальных экспериментах с Z-пинчами мощностью ~ 1 ТВт и более, осуществленных к настоящему времени, плазма готовится самим генератором электрической мощности в результате электрического пробоя изначально неионизованного плазмообразующего вещества. Такое экспериментальное решение получило название “холодный старт”. Эта вынужденная акция, имеющая целью упростить конструкцию силовой части установки, является фактором, серьезно влияющим на все процессы последующего самосжатия разряда. При холодном старте плазмообразование начинается с электрического пробоя плазмообразующего вещества, но не завершается этим. Быстрое увеличение разрядного тока ($dI/dt \sim (0,5-2) 10^{14}$ А/с), необходимое для ускорения массы 0,1 - 1 мг/см до скорости $\sim 3-5 \cdot 10^7$ см/с на базе $\sim 1 - 2$ см, приводит к значительным пространственным неоднородностям плазмообразования. В ходе нарастания разрядного тока магнитное ускорение плазмы в зоне плазмообразования начинается до

завершения полного перехода плазмообразующего вещества в ускоряемую плазму. Создаваемая редкая плазма выносится вместе с током из зоны плазмообразования, снижая интенсивность поступления туда энергии, необходимой для испарения и ионизации плазмообразующего вещества. Эти обстоятельства оказывают существенное влияние не только на начальную стадию разряда, но и на его сжатие и сжатое состояние.

1.3. Гетерогенность структуры плазмообразующего вещества - существенный фактор, однако эффекты холодного старта проявляются и в изначально гомогенном плазмообразующем веществе [2, 3].

Пространственно неоднородное плазмообразование свойственно как гетерогенным средам (твердотельная малоплотная пена, многопроволочные сборки), так и гомогенной плазмообразующей среде (газ), хотя механизмы пробоя и плазмообразования для этих сред различаются. В случае многопроволочных сборок азимутальная неоднородность задается самим построением сборок: расстояние между проволочками (200-1000 микрон) всегда оказывается значительно больше диаметра проволочек (5-15 микрон). В газовой плазмообразующей среде пространственная неоднородность проявляется вследствие неустойчивости в виде азимутальной филаментации тока с последующей аксиальной стратификацией образующейся плазмы. Перегревные неустойчивости, приводящие к контракции токовых каналов, при высоких скоростях нарастания тока характерны для токового пробоя любой среды, азимутально однородной до пробоя.

1.4. Массивные электроды Z-пинча как дополнительная плазмообразующая среда при холодном старте.

Аксиальный размер Z-пинча ограничен массивными токоподводящими электродами. Это порождает еще одну проблему холодного старта - образование приэлектродной плазмы. В концентраторе электрической мощности, на оси которого расположена физическая нагрузка, и который должен доставить на нее ток I , погонная плотность тока $j_l = I/2\pi r$ возрастает по мере уменьшения радиуса r сходящегося тока. В Z-пинче высокой мощности на физическую нагрузку с характерным размером $r \sim 1$ см концентрируется удельная

электрическая мощность, превышающая $\text{ТВт}/\text{см}^2$. Для электрического взрыва токнесущего проводника в течение 10-20 нс достаточна плотность тока $j \sim 10^8 \text{ А}/\text{см}^2$. При погонной плотности тока, превышающей $1 \text{ МА}/\text{см}$, такая плотность тока будет при толщине скин-слоя $\delta \sim 0,01 \text{ см}$. В проводнике с электропроводностью $\sigma \sim 10^{16}$ ед. CGSE эта толщина установится за время $t \sim 4\pi\delta^2\sigma/c^2 \sim 10\text{-}15 \text{ нс}$, что соответствует длительностям процессов в наших экспериментах. Электрический взрыв массивной токнесущей поверхности приводит к появлению плазмы в междуэлектродном зазоре. Масса этой плазмы неконтролируемым образом поступает в объём самосжатого разряда, ее поток азимутально неоднороден, что оказывает существенное влияние на динамику сжатия Z-пинча.

Вышеприведенное рассмотрение одинаково относится как к катодному, так и к анодному электродам. Однако на практике прикатодная плазма проявляется сильнее. На Рис.3 дана рентгенограмма Z-пинча, на которой четко видна своеобразная прикатодная «юбка».

Причины неодинакового поведения прианодной и прикатодной зон пинча пока не ясны. Возможно, что на образование прикатодной плазмы дополнительно сказывается влияние электронов магнитной самоизоляции в прикатодной зоне. Возможно, что ионные токи, идущие на катод, приводят к более интенсивному прогреву его поверхности по сравнению с анодом. Наконец, для опытов [1-5] причина может быть и более прозаичной. По технологическим условиям контакт катодного электрода многопроволочной сборки с подводящим электродом сделан скользящим. Тем самым, качество этого контакта плохое и он азимутально неоднороден. Эрозионная плазма, генерируемая в зоне контакта при погонной плотности тока, превышающей $\sim 1 \text{ МА}/\text{см}$, может выбрасываться внутрь объёма, охватываемого многопроволочной сборкой, нарушая требуемый баланс массы в пинче.

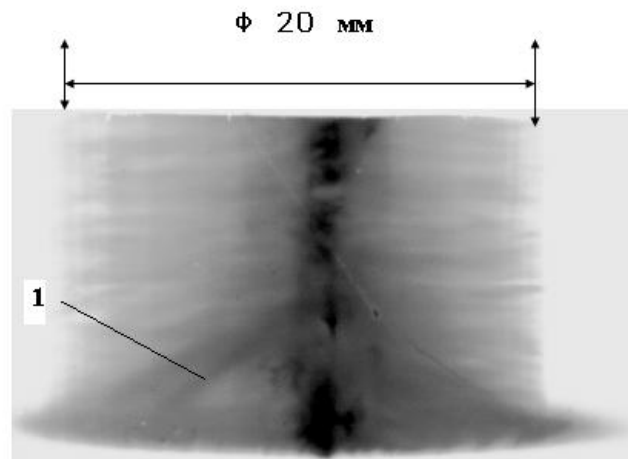


Рис.3.

Интегральная по времени рентгенограмма Z-пинча многопроволочной сборки с конической прикатодной плазмой (1). Стартовый диаметр многопроволочной сборки 20 мм.

1.5. Мощная не токовая предьонизация плазмообразующего вещества – нереализованная альтернатива холодному старту.

Холодный старт фактически исключает возможность применения лайнерной схемы сверхтераваттного самосжатого разряда. Под лайнером здесь понимается проводящая массивная тонкая цилиндрическая оболочка, разогнанная до высокой скорости, так чтобы ее кинетическая энергия обратилась в тепловую при ударе о препятствие – внутренний каскад. В сверхтераваттном режиме сжатия такая оболочка, естественно, будет плазменной. Проблема создания компактной массивной плазменной оболочки с кинетической энергией от 100 кДж и выше является ключевой проблемой лайнерной схемы. В быстрых самосжатых разрядах с холодным стартом такую оболочку пока получить не удалось.

Проблему могла бы решить эффективная предыонизация плазмообразующей среды. При этом важно, чтобы сама предыонизация не порождала пространственных неоднородностей плазмы, характерных для холодного старта разряда. Эффективным представляется применение мощной (до $\sim 0,1$ ТВт) предыонизации лайнера ионным пучком. При этом параметры приготовленной плазмы должны предотвращать дальнейшие ионизационные процессы, порождающие филаментацию тока при включении на лайнер основного токового импульса. Начальной электронной температуры ~ 10 эВ было бы, по-видимому, достаточно для радиационной стабилизации перегревных неустойчивостей, приводящих к контракции тока. К сожалению, реализовать такой метод пока не удалось из-за его технологической сложности и относительно высокой стоимости.

Представляет интерес ионизация пенного лайнера внешней вспомогательной токовой оболочкой, если она осуществляется достаточно медленно, так что возникшие филаменты успевают расширяться и слиться с соседними. Первые опыты по взаимодействию мегаамперной токовой оболочки микросекундного плазменного фокуса с пенным лайнером дали обнадеживающие результаты. Конечно, необходимо последующее подключение импульсного генератора основного разрядного тока к полученной плазменной оболочке. К сожалению, пока такого исследования нет.

Во всяком случае, работа по эффективной предыонизации лайнера необходима, поскольку только на этом пути можно надеяться на осуществление имплозии лайнера, основанной на исходных модельных представлениях начала 80-ых годов прошлого века.

2. ЗАТЯНУТОЕ ВО ВРЕМЕНИ ПЛАЗМООБРАЗОВАНИЕ - ОСНОВНОЕ СЛЕДСТВИЕ ХОЛОДНОГО СТАРТА [2-3].

Затянутое во времени плазмообразование как следствие холодного старта быстрого Z-пинча является экспериментальным фактом, не вызывающим сомнений. Многочисленные детали этого явления для различного вида плазмообразующих сред подробно описаны в работах [1-5].

2.1. Феноменологическая картина затянутого плазмообразования по результатам экспериментов [1-5] и физическая модель плазмообразования в гетерогенной среде.

Наиболее важное проявление затянутого плазмообразования при холодном старте самосжатого разряда состоит в том, что действие сил $[jH]$ становится определяющим в динамике генерируемой плазмы до завершения полного перехода плазмообразующего вещества в ускоряемую плазму. Прежде всего, до начала сжатия плазмы как целого проявляется действие суммарного магнитного поля многих токовых каналов (филамент) на отдельный токовый канал. Оно вызывает радиальный снос плазмы отдельных филамент или малоплотной плазмы проволок до начала имплозии плазмы как целого. Плазма, отошедшая внутрь сборки под действием суммарного магнитного поля тока, протекающего через нее, собирается на оси значительно раньше основной массы сборки, образуя пинч - предвестник. Кроме того, проявляется действие локального магнитного поля тока, текущего через отдельный токовый канал (филаменту, взорванную проволоку), на сам канал. Это может вызывать магнитное самосжатие канала, появление его собственной аксиальной МГД-неоднородности. В работе [2] показано, что магнитное самосжатие филамент легко осуществляется в плазмообразующих газах с большим атомным номером.

Соотношение между действием суммарного и локального магнитных полей на динамику плазмы в ходе плазмообразования зависит от многих условий и не определяется однозначно. Но одно очевидно: как показывает эксперимент, на стадии плазмообразования вся динамика пинча происходит под влиянием продолжающегося истечения новых порций ускоряемой плазмы из плазмообразующей среды внутрь пространства, которое эта среда окружает. Генерируемая плазма уносит с собой часть тока, но внешняя граница плазмы остается в течение длительного периода времени неподвижной, практически совпадая с внешней границей плазмообразующей среды. В условиях наших экспериментов внешняя граница плазмы неподвижна практически в течение всего времени нарастания тока. Экспериментально обнаруженная неподвижность внешней границы плазмы означает существование баланса между количеством генерируемой плазмы и плазмы, сносимой внутрь силами $[jH]$.

В основу нашей модели плазмообразования положено представление об определяющей (практически с самого начала разряда) роли суммарного азимутального магнитного поля B , которое создается полным разрядным током I в гетерогенной плазмообразующей среде, содержащей вещество в

конденсированном состоянии. При анализе основных физических характеристик затянутого плазмообразования будем для простоты считать, что локальные источники плазмообразующего вещества равномерно распределены по объёму плазмообразующей среды, так что расстояние между ними мало по сравнению с характерным размером среды. Подходящей модельной средой мог бы служить пылевой лайнер - кольцевое цилиндрическое облако микрочастиц в вакууме, когда расстояние между частицами много больше размера частицы, но много меньше толщины кольца, которая в свою очередь много меньше радиуса цилиндра R_L . Радиальная структура такого лайнера на стадии затянутого плазмообразования представлена на Рис.4.

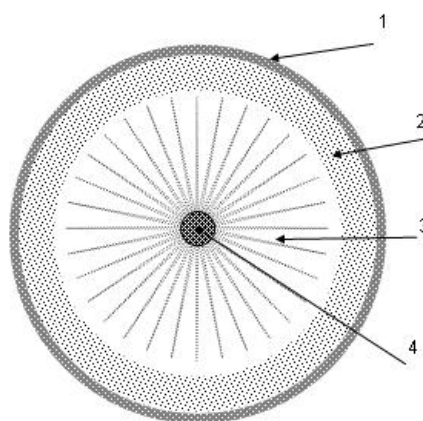


Рис.4.

Модель расположения зон плазмообразования.

- 1- область, содержащая гетерогенное плазмообразующее вещество**
- 2- область вмораживания азимутального магнитного поля в генерируемую плазму**
- 3- радиальный поток плазмы с магнитным полем**
- 4- пинч-предвестник.**

В течение первых нескольких наносекунд разрядный ток в области 1 Рис.4, содержащей конденсированные микрочастицы плазмообразующего вещества, переключается на редкую плазму, заполняющую пространство между ними. В областях 1-2 происходит нагрев плазмы, рост ее проводимости и вмораживание азимутального магнитного поля разрядного тока в эту плазму. Поток 3 плазмы с замороженным в нее магнитным полем сносится силами $[jH]$ из области 2 в приосевую зону 4, образуя пинч-предвестник. Испарение плотных микрочастиц происходит под действием потоков тепла и излучения из плазмы. Их интенсивность относительно мала, так что испарение плотной гетерогенной фазы длится десятки наносекунд, то есть в течение времени, сопоставимого с длительностью нарастания разрядного тока. При этом внешняя граница тока и плазмы определяются положением области 1, которая остается неподвижной практически до полного испарения. Таким образом, плазмообразование обеспечивается следующими процессами: испарением вещества и его ионизацией в области 1, взаимной диффузией плазмы и магнитного поля в зоне 2 и сносом образующейся плазмы оттуда силами $[jH]$. Рассмотрим эти процессы подробнее. В разделе 2.2 будут представлены результаты численного моделирования процесса испарения вольфрамовых проволок в сборке. В разд. 2.3 - 2.6 будет проанализирована динамика заполнения внутрилайнерного пространства образующейся плазмой.

2.2. Модель испарения гетерогенного плазмообразующего вещества, учитывающая его азимутальную структуру.

В этом разделе мы будем рассматривать азимутально структурированную среду, состоящую из многих взорванных вольфрамовых проволок. Данные рентгеновского зондирования взорванных вольфрамовых проволок в многопроволочной сборке, полученные с помощью техники X-пинча [4], показывают, что каждая взорванная проволока состоит из плотной части (керна), окруженного плазмой сравнительно малой плотности. Расстояние между кернами в сборке велико по сравнению с радиусом керна, так что можно рассматривать отдельный керн. Экспериментальные данные дают возможность сделать выводы о тонкой структуре керна на довольно поздний момент времени $t_x \sim 60$ нс после начала тока. В этот момент полный ток через

многопроволочную сборку достигает $\sim 1\text{MA}$. Начальный диаметр проволоки 6 мкм. Из экспериментальных данных следует, что на ~ 60 нс диаметр зерна взорванной проволоки составил $2r_K=18$ мкм. Полагая, что погонная масса проволоки к этому моменту равна $m_K \sim 2,6$ мкг/см, получаем, что средняя плотность вещества в зерне $\rho_K \sim 1$ г/см³, то есть, она меньше критической плотности вольфрама, равной $\sim 4,5$ г/см³. Соответствующая экспериментальному значению $\rho_K \sim 1$ г/см³ точка на фазовой диаграмме вольфрама имеет температуру больше $12 \cdot 10^3$ К°, так что тепловая скорость пара вольфрама должна быть больше $\sim 8 \cdot 10^4$ см/с. В эксперименте же получена средняя скорость расширения зерна $\sim 1,5 \cdot 10^4$ см/с. Таким образом, малая средняя скорость расширения не позволяет рассматривать зерно как однородное состояние пара. Естественно в этих условиях считать зерно микрогетерогенной средой - смесью ионизованного пара и капель жидкости, имеющей четкие границы. Рассматриваемая модель состояния зерна учитывает испарение с поверхности капель и потерю массы за счёт истечения пара с границы зерна. В качестве источника энерговыделения в зерне принят омический нагрев током J по ионизованному пару внутри зерна. Ток возбуждается электрическим полем E , которое приложено к торцам многопроволочной сборки в области 1 Рис.4. Кроме джоулева тепловыделения в объеме зерна, вещество зерна может получать энергию от внешней, более горячей плазмы в виде потока излучения и в результате электронной теплопроводности. Рассмотренная модель не учитывает этих энергетических потоков, хотя они могут существенно увеличить интенсивность испарения жидкой фазы зерна, особенно на его завершающей стадии.

Рассмотрим зерно как цилиндрическое облако радиуса r_K , состоящее из смеси пара и жидких капель, характеризуемых средним значением радиуса r_L и плотности ρ_L , с концентрацией капель на единицу длины зерна N_L и объемной концентрацией $n_L = N_L / \pi r_K^2$. Разумеется, погонная плотность жидкой фазы должна быть меньше погонной плотности зерна. Из экспериментального факта непрозрачности гетерогенной структуры зерна для зондирующего рентгеновского излучения X-пинча следует оценка концентрации капель. Если кванты зондирующего излучения ($h\nu \sim 3\text{кэВ}$)

полностью поглощаются в каплях, то непрозрачность зерна означает, что $N_L r_L^2 > r_K$. Учитывая, что масса пара в зерне пренебрежимо мала, получим, $r_L \rho_L < r_K \rho_K$, $r_L < 0.35$ (мкм), $N_L > 10^6$ (1/см), следовательно, концентрация жидких капель в зерне $n_L \sim 3 \cdot 10^{12}$ см⁻³; она соизмерима с концентрацией дефектов в холодном металле $\sim 10^{12}$ см⁻³.

Запишем уравнения баланса массы (m_L , m_G - масса жидкости и газа) и энергии (ε_L , ε_G - удельная энергия жидкости, газа) в зерне, в предположении равенства температуры T и давления жидкости и пара, P_L , и P_G , соответственно.

$$m_L / \rho_L + m_G / \rho_G = \pi r_K^2, \quad r_L = \sqrt[3]{3/4 m_L / (\pi N_L \rho_L)}, \quad u_T = \sqrt{k_B T / 2\pi M},$$

$$P_L(T, \rho_L) = P_G(T, \rho_G)$$

$$dm_L / dt = -4\pi r_L^2 N_L u_T (\rho_V(T) - \rho_G), \quad d(m_L + m_G) / dt = -2\pi r_K u_T \rho_G, \quad (1)$$

$$m_L (d\varepsilon_L / dt) + m_G (d\varepsilon_G / dt) - (dm_L / dt) (\varepsilon_G - \varepsilon_L) + P_G \dot{V} = J E, \quad (2)$$

$$\dot{V} = 2\pi r_K u_T, \quad J = \pi r_K^2 \sigma E$$

Здесь $\rho_V(T)$ - плотность насыщенных паров вольфрама, ρ_L , ρ_G - плотности жидкости и пара, соответственно, V - объём зерна.

Обсудим выбор величины E в уравнении (2). Будем исходить из того экспериментального факта, что в многопроволочной сборке разрядный ток очень рано переключается на редкую плазму вне зерна, так что через зерно течет только малая часть тока, то есть, $J \ll I/N$, где I - полный разрядный ток, а N - число проволок в сборке. Непосредственное экспериментальное определение величины тока J через зерно затруднительно и до настоящего времени не осуществлено, поэтому для определения J и E в уравнении (2) первичной величиной приходится выбирать E . Величина электрического поля E , приложенного к внешней границе плазмообразующей среды определяется макроскопическими характеристиками разряда как целого, а эти характеристики в эксперименте определяются достаточно надежно. Для определения E в неподвижной области 1 Рис.4, где находится гетерогенное плазмообразующее вещество, учтем движение идеально проводящей плазмы, движущейся к оси с дрейфовой скоростью V на границе областей 1 и 2 (Рис.4). Если B - напряженность азимутального магнитного поля разрядного тока I на внешней границе области 1, то напряженность магнитного поля B' на границе областей 1

и 2, будет несколько меньше, так как туда проникает вместе с плазмой только часть тока I . В следующем разделе будет показано, что $B' \sim B/\sqrt{3}$. Движение плазмы поперек этого поля со скоростью V создает электрическое поле $E' = 10^{-8}VB'$. Здесь размерность E' - В/см, остальные величины в CGSE. Напряжённость поля E в области 1, где находится плотное плазмообразующее вещество, отличается от величины E' на индуктивную составляющую. При линейном распределении магнитного поля по радиусу в области 1, имеющей малую толщину $\delta R \sim 0,1R_A$ (R_A - радиус сборки), и полном токе $I < 3$ МА имеем оценку:

$$E - E' \cong 2 \cdot 10^{-9} (\delta R / R_A) \cdot dI / dt < 5 \text{ кВ/см.}$$

Согласно нашим экспериментальным данным на границе областей 1 и 2 радиальная скорость плазмы $V = 1-2 \cdot 10^7$ см/с. Тогда для амплитудного значения тока $I = 2-3$ МА и $R_A = 1$ см соответствующий диапазон напряжённости поля $E \sim E' = 20-60$ кВ/см.

Для расчетов система (1, 2) дополнялась уравнением состояния вольфрама для жидкости и газа. Ток через kern определялся по формуле $J = \pi r_k^2 \sigma E$, проводимость керна σ рассчитывалась в рамках модели эффективного кулоновского логарифма. Влияние жидкой дисперсной фазы на протекание тока не учитывалось, что определяется, в частности, условием $m_L / \rho_L < m_G / \rho_G$. Результаты моделирования динамики гетерогенного керна с постоянным радиусом $r_k = 10$ мкм и напряжённостью поля $E = 30$ кВ/см представлены на Рис.5. Результаты моделирования с учётом зависимости от времени радиуса керна, увеличивающегося с постоянной скоростью, и нарастающей во времени напряжённости поля E , приведены на Рис.6.

Проанализируем результаты расчетов. Прежде всего отметим, что интенсивное испарение капель начинается не ранее, чем через 60-70 нс после начала тока. Это соответствует фактам: в наших опытах плотная фаза зарегистрирована на 70 нс от начала тока. Впрочем, достижение количественного совпадения результатов расчета с экспериментальными результатами не было целью нашего анализа на данном этапе работы, важнее определить принципиальные свойства процесса.

Резкое падение массы жидкой фазы, возникающее в расчетах в момент $t \sim 80$ нс, и соответствующее возрастание массы паровой фазы в объеме зерна сопровождаются скачком температуры вещества зерна, который объясняется прекращением энергозатрат на испарение вольфрама. Действительно, при значении $J \sim 10$ А, полученном в расчете, и $E \sim 3 \cdot 10^4$ В/см имеем $JE \sim 3 \cdot 10^5$ Вт/см.

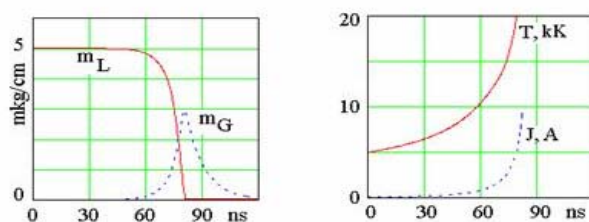


Рис.5.

Результаты моделирования динамики гетерогенного зерна с постоянным радиусом $r_k = 10$ мкм и напряжённостью поля $E = 30$ кВ/см; m_L и m_G - погонные массы жидкой и паровой фазы в зерне, соответственно. T - температура, 10^3 К, J - ток через зерно, А.

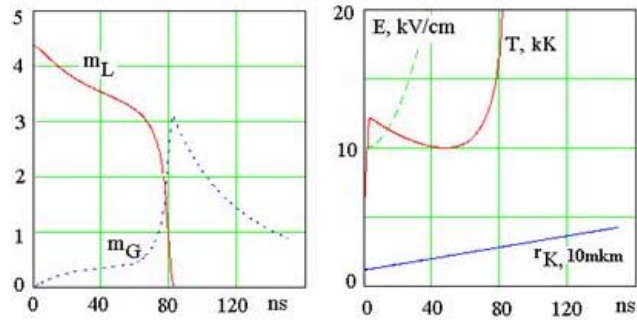


Рис.6.

Результаты моделирования динамики гетерогенного ядра с учётом зависимости от времени радиуса ядра r_K и нарастающей во времени напряжённости поля E

Считая, что вся эта мощность затрачивается, в конце концов, на испарение вольфрама в ядре, получим скорость испарения вольфрама $\sim 0,1$ мкг/нс на единицу длины ядра. Это соответствует результатам расчета на Рис.6: $d(m_L)/dt \sim 0,1$ мкг/см на момент $t \sim 70-80$ нс. После окончательного испарения жидкой фазы масса пара в ядре уменьшается. Пар покидает ядро, заполняя пространство между проволоками. Расчетная скорость ухода массы паровой фазы из ядра в интервале $t \sim 90-100$ нс не превышает $0,05$ мкг/(нс.см). Если число проволок в сборке $N = 50$, то скорость подачи массы под ионизацию и последующее ускорение силами $[jH]$ будет $d(m_G)/dt \sim 2,5$ мкг/(нс.см).

2.3. Формула скорости плазмообразования, необходимой для поддержания стационарного радиального истечения вольфрамовой плазмы из плазмообразующей среды с неподвижной внешней границей.

В этом разделе рассмотрим динамику вещества, испаренного в области 1 Рис.4. Для простоты здесь будем считать, что локальные источники плазмообразующего вещества равномерно распределены по объёму области 1. Пусть источники плазмообразующего вещества создают редкую плазму с малой плотностью ρ и проводимостью σ , которая заполняет область 1 и поступает в область 2, и пусть через эту плазму течет ток, создающий азимутальное магнитное поле B на ее внешней границе. По мере плазмообразования, в областях 1 и 2 происходит вмораживание азимутального магнитного поля тока в генерируемую плазму. При этом Амперова сила сносит плазму с током из области 2 в направлении к оси со скоростью порядка Альфвеновской $V_A \sim B/(4\pi\rho)^{1/2}$, так что создается переходный слой с толщиной $\Delta \sim c^2/(4\pi\sigma V_A)$. Предположим, что энергия, необходимая для обеспечения баланса между потоками сносимой плазмы и возобновляемой плазмы в зоне плазмообразования, поступает туда в результате потока тепла, определяемого электронной теплопроводностью сносимой плазмы. На основании этих упрощающих предположений в работе [3] получена формула для скорости сноса образующейся плазмы внутрь лайнера, в предположении, что под ионизацию подается достаточное количество плазмообразующего вещества, например, в результате испарения его конденсированной фазы (см. разд.2.2):

$$\frac{dm}{dt} \sim 0,2 \left(\frac{I_{MA}}{R_{cm}} \right)^{1,8} \text{ мкг}/(\text{см}^2 \cdot \text{нс}). \quad (3)$$

Напомним, что здесь рассмотрена картина процесса в пренебрежении аксиальными и азимутальными неоднородностями плазмообразования, ясно видимыми в реальном эксперименте. Тем не менее, из этого упрощенного рассмотрения следуют важные результаты, которые будут рассмотрены в следующих разделах.

2.4. Математическая модель заполнения пространства внутри лайнера плазмой с током на стадии плазмообразования.

В соответствии с работой [3] используем одномерную цилиндрическую МГД-модель в предположении малости градиентов теплового давления плазмы по сравнению с силами [jH].

$$\frac{\partial}{\partial t} v + v \frac{\partial}{\partial r} v = - \frac{1}{8\pi r^2 \rho} \frac{\partial (Br)^2}{\partial r}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} B + \frac{\partial}{\partial r} (vB) = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho v r) = 0, \quad (6)$$

где B - азимутальная компонента магнитного поля, v - радиальная компонента скорости плазмы, r - текущий радиус. Граничные условия учитывают процесс затянутого плазмообразования при $r = R_L$ (радиус лайнера):

$$(\rho v)|_{r=R_L} = -\rho v_0(t); \quad (7)$$

$$\left(\rho v^2 + \frac{B^2}{8\pi} \right) \Big|_{r=R_L} = \frac{[B_0(t)]^2}{8\pi}; \quad (8)$$

$$-v|_{r=R_L} \leq \frac{|B|}{\sqrt{4\pi\rho}} \Big|_{r=R_L}. \quad (9)$$

Граничное условие (8) устанавливает, что генерируемая плазма рождается с нулевой радиальной скоростью. Магнитное поле на внешней границе лайнера определяется полным током разряда $I(t)$:

$$B_0(t) = \frac{2I(t)}{cR_L}, \quad (10)$$

который считается заданной функцией времени. Из условий (7) -(9) следует, что внутри лайнера с ненулевой скоростью плазмообразования течет заметная часть полного тока. В частности, если скорость сносимой плазмы равна Альфвеновской скорости, магнитное поле на внутренней границе лайнера равно $B_0/\sqrt{3}$, то есть, примерно 40% тока протекает внутри объема, охватываемого лайнером.

2.5. Одномерная модель динамики Z-пинча, учитывающая, что плазмообразование заканчивается не мгновенно.

Затянутое плазмообразование должно когда-нибудь закончиться, если мы хотим, чтобы внешняя граница токовой плазмы начала, наконец, сжиматься, образуя Z-пинч. Естественно, что плазмообразование заканчивается не мгновенно. Пусть сначала скорость плазмообразования возрастает вместе с током как $n(t) = Ct^\mu$ в интервале времени $t \leq t_q$, а затем падает пропорционально $\exp\left(-\frac{t-t_q}{t_f}\right)$. Полная масса лайнера M_L . Для решения системы уравнений (2-7) будут использованы безразмерные переменные, базирующиеся на единице тока I_0 , единице длины $R_0 \equiv R_L$ и единице времени t_0 : скорость $v_0 = R_L/t_0$, плотность плазмы $\rho_0 = I_0^2 t_0^2 / (\pi c^2 R_L^4)$, погонная масса лайнера $M_0 = (I_0 t_0 / c R_L)^2$. Для сопоставления результатов расчетов с экспериментальными результатами принимаем: $I_0 = 1$ МА; $R_0 = R_L = 1$ см; $t_0 = 100$ нс.

Результаты расчетов приведены на Рис. 7 "а","б" - 10"а","б". На Рис 7 показаны временные зависимости тока внутри половинного радиуса лайнера. На Рис 8-10 показаны радиальные зависимости плотности, магнитного поля и скорости для разных моментов времени. Группа рисунков с литерой "а" относится к случаю сравнительно быстрого спада $n(t)$; группа рисунков с литерой "б" относится к случаю сравнительно медленного спада $n(t)$.

В соответствии с результатами расчетов, разрядный ток проникает внутрь лайнера уже на ранней стадии плазмообразования. Это является следствием диффузии магнитного поля разрядного тока в генерируемую плазму. Другим важным следствием вышеприведенных расчетов является сильная зависимость основных параметров сжатия Z-пинча от темпа спада $n(t)$. При медленном спаде $n(t)$ на момент сжатия пинча внутри половинного радиуса лайнера оказывается не более половины полного тока, в то время как при быстром спаде $n(t)$ внутри половинного радиуса проходит почти весь ток. При быстром спаде $n(t)$ плазма и ток быстрее концентрируются в приосевой области, причем скорость сжатия в несколько раз превышает скорость сжатия

пинча с медленным спадом $n(t)$. Следовательно, своевременное окончание плазмообразования является критическим фактором, определяющим высокую степень сжатия пинча с холодным стартом.

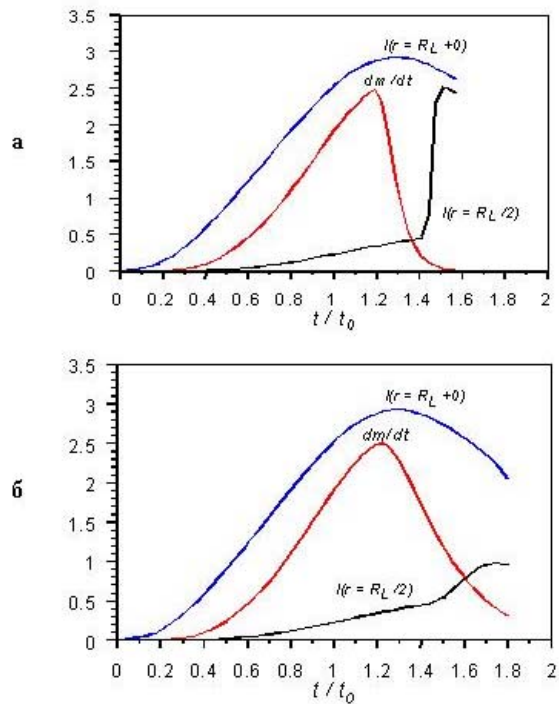


Рис. 7 "а", " б".

Временные зависимости тока внутри половинного радиуса лайнера.

"а" – быстрый спад $n(t)$; "б" - медленный спад $n(t)$.

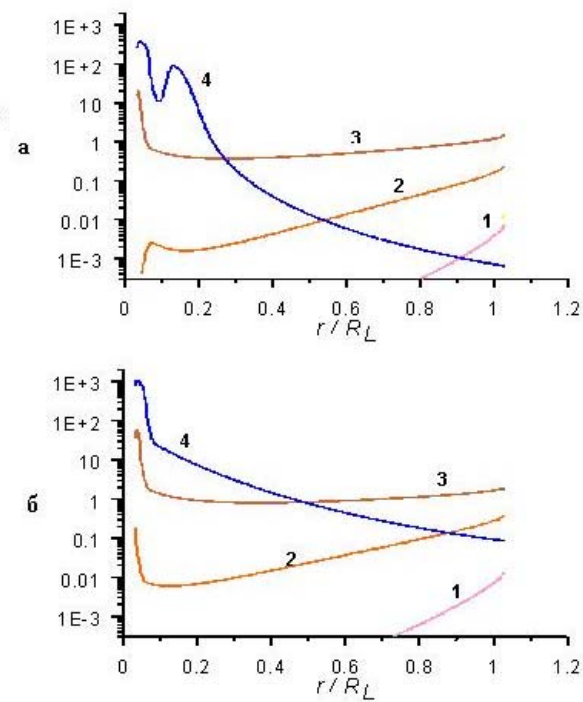


Рис. 8 «а», «б».

Расчетные радиальные зависимости плотности плазмы для разных моментов времени.

"а" - быстрый спад $n(r)$; 1- $t=0.25 t_0$, 2- $t = 0.58 t_0$, 3 - $t = 1.04 t_0$, 4- $t = 1.8 t_0$.

"б"- медленный спад $n(r)$. 1- $t=0.25 t_0$, 2- $t = 0.58 t_0$, 3 - $t = 1.04 t_0$, 4- $t = 1.8 t_0$.

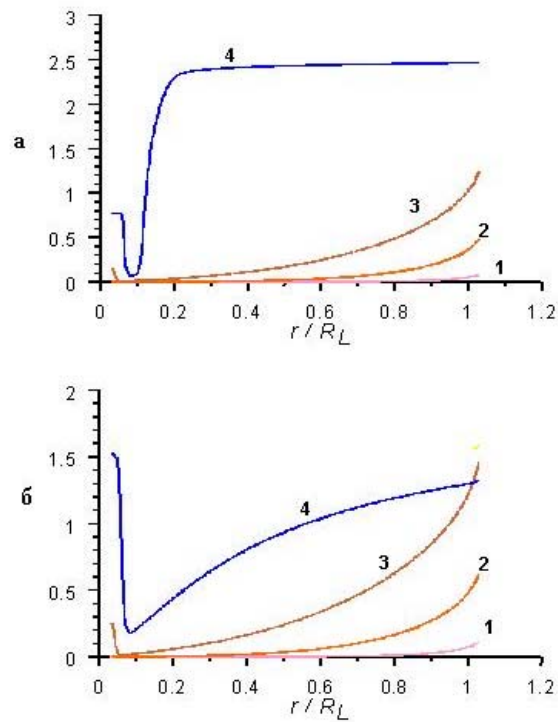


Рис.9 «а», «б».

Расчетные радиальные зависимости разрядного тока для разных моментов времени.

"а" – быстрый спад $i(t)$; 1- $t=0.25 t_0$, 2- $t = 0.58 t_0$, 3 - $t = 1.04 t_0$, 4- $t = 1.8 t_0$.

"б"- медленный спад $i(t)$; 1- $t=0.25 t_0$, 2- $t = 0.58 t_0$, 3 - $t = 1.04 t_0$, 4- $t = 1.8 t_0$.

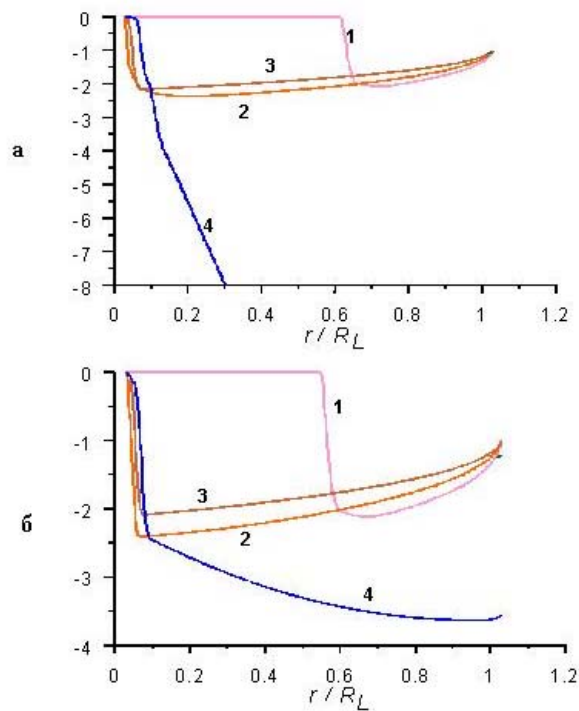


Рис. 10 «а», «б».

Расчетные радиальные зависимости скорости для разных моментов времени.

"а" - быстрый спад $v(r)$; 1- $t=0.22 t_0$, 2- $t = 0.50 t_0$, 3 - $t = 0.91 t_0$, 4- $t = 1.58 t_0$

"б" - медленный спад $v(r)$; 1- $t=0.25 t_0$, 2- $t = 0.58 t_0$, 3 - $t = 1.04 t_0$, 4- $t = 1.80 t_0$

2.6. Проникновение азимутального магнитного потока внутрь пространства, охватываемого лайнером.

. На Рис. 11 показаны результаты магнитных зондовых измерений при сжатии сборки диаметром 20 мм из 80 вольфрамовых проволок диаметром 5 микрон. Из Рис.11 следует, что ток внутри сборки на радиусе $0,5 R_L$ появляется уже на стадии плазмообразования, и его величина не мала, она достигает ~15% от полного тока. В этом конкретном случае к моменту максимума излучения из пинча внутри половинного радиуса сборки зарегистрировано меньше половины полного тока. По-видимому, выбор параметров плазмообразующей среды в этом опыте не был оптимальным для достижения максимальной мощности сжатия плазмы, спад плазмообразования был слишком медленным, как это представлено на Рис.7"б" - 10"б". Но, во всяком случае, результатам эксперимента соответствует одно из основных положений нашей модели - на

стадии затянутого плазмообразования внутрь лайнера проникает плазма с током.

Несмотря на наличие тока через пинч-предвестник, на стадии плазмообразования он выглядит макроскопически устойчивым. МГД-устойчивость токовой плазмы пинча-предвестника обеспечивается устойчивостью внешней границы плазмы. Фиксация внешней границы есть следствие достаточной подачи плазмы в те зоны, где по каким-либо причинам ее плотность понизилась. Интенсивное плазмообразование "залечивает" возникающие неоднородности плотности плазмы на внешней границе.

Неустойчивости плазмы начинаются вследствие нарушения баланса между сносом генерируемой плазмы силами $[jH]$ и подачей ее в зоны, где источники плазмообразующего вещества истощаются. В этих зонах происходит прорыв магнитного потока внутрь пространства, охватываемого исчезающим плазмообразующим веществом.

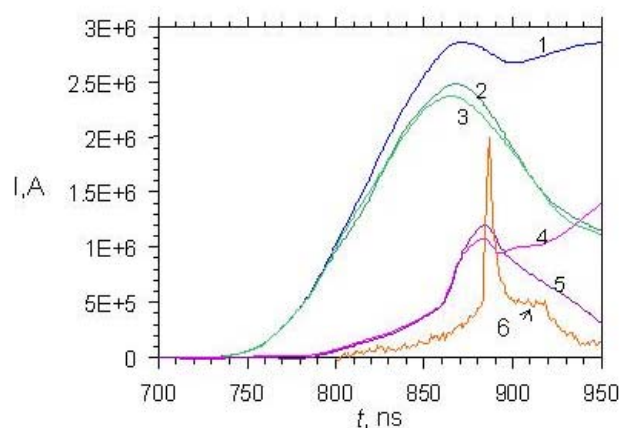


Рис.11.

Токи внутри различных радиусов лайнерного узла и интенсивность рентгеновского излучения.

Радиус многопроволочной сборки 10 мм, 1-ток внутри радиуса 55 мм (вне сборки), 2,3 - токи внутри радиуса 30 мм (вне сборки, два зонда), 4, 5 - токи внутри радиуса 5 мм (внутри сборки, два зонда), 6 - интенсивность мягкого рентгеновского излучения, отн. ед.

3. ПРОРЫВ МАГНИТНОГО ПОТОКА СКВОЗЬ РАЗРУШЕННУЮ ПЛАЗМООБРАЗУЮЩУЮ ЗОНУ С ЗАХВАТОМ ЧАСТИ СОЗДАННОЙ ПЛАЗМЫ.

3.1. Экспериментальные свидетельства прорыва азимутального магнитного потока через многопроволочную сборку.

Свидетельством пространственно неоднородного прорыва магнитного потока является "радиальный плазменный ливень", обнаруженный и исследованный нами в работе [5]. Как показано в этой работе, при токовом самосжатии многопроволочных вольфрамовыхборок возникают значительные азимутальные и аксиальные неоднородности плазмы. Генерируемая плазма стягивается силами $[jH]$ в приосевую зону в виде "плазменного ливня" - многочисленных плазменных сгустков, которые представляют собой радиально вытянутые сгущения плазмы со сравнительно малыми поперечными размерами. По мере сжатия к оси сборки они уменьшают свой радиальный размер и сливаются в отдельные плазменные токовые волокна, вытянутые, в основном, вдоль оси разряда. Пространственная неоднородность плазмы образующегося Z-пинча сохраняется и в момент интенсивного рентгеновского излучения.

На Рис.12 приведена обскурограмма, полученная при сжатии композиции из двух многопроволочныхборок, алюминиевой - наружной и вольфрамовой - внутренней. Хорошо виден "плазменный ливень" от наружной сборки, в то время как от внутренней сборки он практически не наблюдается. Качественное различие между сжатием внешней и внутреннейборок объясняется, в частности, различием условий плазмообразования для них: на плазмообразование внутренней сборки влияет поток плазмы от внешней сборки. Эти особенности плазмообразования требуют дополнительных исследований.

Основной вывод, следующий из этих экспериментальных результатов - собственно сжатие Z-пинча в наших условиях начинается с пространственно неоднородного прорыва магнитного потока, опережающего последующее стягивание плазмы в приосевую зону. Крупномасштабная аксиальная неоднородность этого потока уже на старте так велика, что нет возможности говорить о непрерывной плазменной токовой оболочке. По этой причине рассмотрение такого явления на основе формализма Релей-Тейлоровской

неустойчивости, равно как и на основании классической модели "снежного плуга", является некорректным.

Таким образом, первопричиной пространственно неоднородного сжатия внешней границы разряда является неоднородность плазмообразования на его завершающей стадии. В целом, в зоне плазмообразования может еще оставаться значительное количество плазмообразующего вещества. Но если в некоторых частях лайнера плазмообразование стало недостаточно интенсивным, энергия азимутального магнитного поля, запасенная вне тонкого цилиндрического лайнера, прорывается внутрь него, образуя пространственно неоднородный поток магнитной энергии и захваченной плазмы, "радиальный плазменный ливень", который фактически и является Z-пинчем.

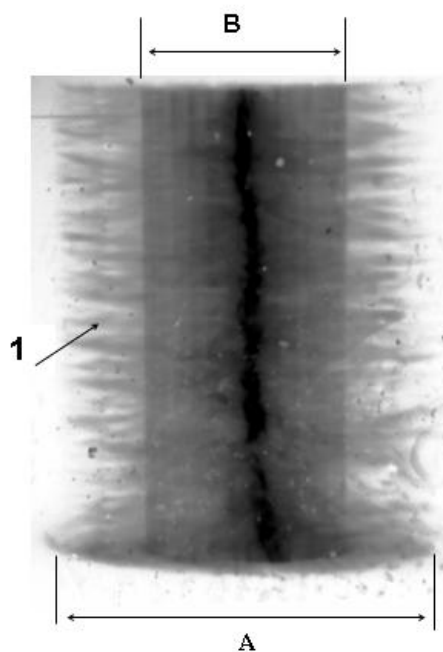


Рис.12.

Интегральная во времени рентгенограмма, полученная при сжатии композиции из двух многопроволочныхборок, алюминиевой - наружной и вольфрамовой - внутренней.

1-"плазменный ливень" от наружной бороки, А- стартовый диаметр наружной бороки $\phi 12$ мм, алюминиевая проволока $\phi 20$ мкм, число проволок в бороке - 30. В- стартовый диаметр внутренней бороки $\phi 6$ мм, вольфрамовая проволока $\phi 6$ мкм, число проволок в бороке -20.

3.2. Критерии прорыва магнитного потока внутрь лайнера на стадии завершения плазмообразования.

До того времени, пока в зоне плазмообразования баланс между генерацией плазмы и ее сносом силами $[jH]$ обеспечен, внешняя граница токонесущей плазмы определяется начальной геометрией плазмообразующей среды. При этом, конечно, токонесущая плазма может быть азимутально структурированной, в токовых каналах могут развиваться локальные аксиальные неоднородности малого масштаба, но макроскопически, в масштабе лайнера как целого, внешняя граница плазмы остается неподвижной. Плазмообразующая среда, например, плотная компонента вещества взорванных проволок, переходя в плазменное состояние под воздействием потока тепла и излучения разряда, расходуется во времени со скоростью $\dot{m}(t)$ - именно столько вещества в плазменном состоянии уносится из зоны плазмообразования силами $[jH]$ при неподвижной внешней границе токонесущей плазмы. Оценка $\dot{m}(t)$ дана в разделе 2.4, причем фактически там подразумевалось, что необходимое для этого количество плазмообразующего вещества имеется в распоряжении в каждой точке зоны плазмообразования. Но когда-то приходит время истощения запаса этого вещества. Кроме того, может снижаться интенсивность его подачи, например, из-за уменьшения поверхности частичек плазмообразующего вещества при их испарении. Локально процесс истощения запаса и снижения интенсивности подачи плазмообразующего вещества неоднороден. Следовательно, в конце концов, в плазмообразующей среде появятся зоны, где баланс подачи вещества и сноса генерируемой плазмы будет нарушен в пользу сноса. В них образуется область некомпенсированного уменьшения плотности плазмы и, как следствие, прорыв азимутального магнитного потока внутрь аксиально-неоднородного цилиндрического лайнера. Дадим простейшую оценку этого процесса, пользуясь схемой Рис.13.

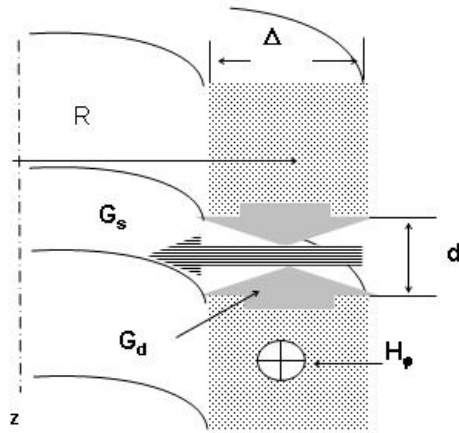


Рис.13.

Схема прорыва азимутального магнитного потока внутрь аксиально-неоднородного цилиндрического лайнера.

R и Δ - радиус и толщина кольцевой зоны плазмообразования, d - аксиальный зазор, в котором более нет источников плазмообразующего вещества, G_d - диффузионный приток плазмы, G_s - радиальный отток плазмы, H_ϕ - азимутальное магнитное поле разрядного тока.

Пусть в кольцевой зоне плазмообразования с радиусом R и толщиной Δ образовался аксиальный зазор d , в котором более нет источников плазмообразующего вещества. В образовавшуюся зону уменьшенной плотности плазма поступает в результате диффузии поперек азимутального магнитного поля B с двух сторон, так что полный приток плазмы будет

$$G_d \sim 2 \frac{c^2}{4\pi\sigma} (2\pi R \Delta) \frac{\partial \rho}{\partial z}. \quad (11)$$

В то же время снос плазмы действием сил $[jH]$, происходящий со скоростью V_A , порядка Альфвеновской, обеспечит радиальный отток плазмы

$$G_s \sim \rho V_A (2\pi R d). \quad (12)$$

Заменяя в (11) для простоты $\frac{\partial \rho}{\partial z}$ на ρ/z и считая $V_A = I/[5R(4\pi\rho)^{1/2}]$, получим оценку для разрядного тока I_{cr} , при превышении которого магнитный поток прорвется внутрь лайнера через кольцевой зазор с аксиальной длиной d .

$$I_{cr[A]} \sim 3 \cdot 10^{21} \frac{\sqrt{\rho}}{\sigma} \frac{R\Delta}{d^2}. \quad (13)$$

В числах, полагая $\rho \sim 10^{-4}$ г/см³, $\sigma \sim 10^{14}$ ед. CGSE, $\Delta \sim d \sim 0,1$ см, $R \sim 1$ см, получим $I_{cr} \sim 3$ МА.

Конечно, критерий (11) получен при столь общих предположениях, что количественные оценки можно использовать лишь для ориентировки. Тем не менее, слабая зависимость критического тока I_{cr} от плотности ρ и, наоборот, его сильная зависимость от зазора d позволяют сделать из критерия (13) некоторые принципиальные выводы.

Во-первых, азимутальные вариации плотности ρ , зависящие, в частности, от межпроводочного зазора многопроводочной сборки, по-видимому, не столь существенны. Так что не очень важно, имеем ли мы азимутально однородную плазмообразующую среду, или не очень однородную (многопроводочная сборка), - создаваемая плазма все равно разорвется на отдельные аксиальные куски раньше, чем плазмообразующая среда испарится полностью.

Во-вторых, наиболее вероятны сравнительно грубые аксиальные разрывы со значениями d , которые сопоставимы с макроскопическими размерами плазмы лайнера в завершающей фазе плазмообразования.

Кольцевой аксиальный разрыв приведет к радиальному уходу тока с остатками плазмы из зазора d , так что в зазоре может установиться магнитная самоизоляция и ток поперек зазора там больше течь не будет, если условие магнитной самоизоляции в этой области будет выполнено. Простейшим условием можно считать малость электронного ларморовского радиуса по сравнению с зазором $r_L \ll d$. Для электрона с энергией 0,5 МэВ в наших условиях $r_L \sim 5 \cdot 10^{-3}$ см, так что магнитная самоизоляция зазоров вполне возможна.

Дадим другую оценку условия, при котором ток через разрыв идти не будет. Если азимутальное магнитное поле с плазмой, прорываясь в радиальном

направлении сквозь аксиальный кольцевой разрыв, движется со скоростью, близкой к Альфвеновской, то на разрыве d наводится э.д.с., направленная против электрического поля, возбуждающего ток. Величина противо-э.д.с., выраженная в В/см, может быть оценена как

$$E_d \sim 10^{-8} V_A B \sim 4 \cdot 10^{-10} \frac{I^2}{r^2 \sqrt{4\pi\rho}} \quad (14).$$

Она достигнет $E_d \sim 3,3 \cdot 10^5$ В/см при $I = 2 \cdot 10^6$ А, $r = 0,5$ см, $\rho = 3 \cdot 10^{-5}$ г/см³, $V_A \sim 4 \cdot 10^7$ см/с. Такой величины противо-э.д.с. может быть достаточно, чтобы воспрепятствовать протеканию тока через разрыв d , если этот разрыв не мал. Необходимо отметить, что в таких условиях через зазор d внутрь лайнера проникает электромагнитная мощность $W_d = E_d I d$. Используя выражение (14), получим для W_d в ваттах:

$$W_d \sim 4 \cdot 10^{-10} I^3 \frac{d}{r^2 \sqrt{4\pi\rho}} \quad (15).$$

В дальнейшем мы применим выражение (15) для оценки мощности самосжатого разряда.

4. МГД-турбулентный нагрев и радиационное охлаждение сжатой плазмы.

4.1. МГД-турбулентный нагрев пинча.

Сжатое состояние является естественным следствием прорыва магнитного потока в приосевую зону. По завершении сжатия магнитного потока и захваченной им плазмы наступает период сжатого состояния, стагнации пинча. Пространственная неоднородность плазмы Z-пинча сохраняется и в момент стагнации. Характерный поперечный размер плазменных образований в приосевой зоне пинча, излучающих кванты с энергией $\sim 1-2$ кэВ, составляет 100 - 200 микрон при максимальной длине в несколько раз большей. Эти излучающие объекты расположены хаотично, но так, что в общем образуется подобие многозаходных винтовых структур. В работе [5] показано, что тщательным подбором начальных параметров композитных многопроволочных сборок удастся получить излучающее состояние пинча в виде прямой нити диаметром ~ 400 микрон, с незначительной пространственной неоднородностью, при полной длине 15 мм. Длительность излучения таких

объектов 6-10 нс на полувысоте, длительность фронта импульса излучения 1-2 нс. Мощность диссипации магнитной энергии в разрядной цепи в период интенсивного излучения составляет ~4 ТВт (см. ниже, разд. 5.2).

Таким образом, эксперимент демонстрирует превращение "радиального плазменного ливня" с начальным радиальным размером порядка 1 см в вытянутую вдоль оси плазменную колонну с диаметром меньше 0,5 мм, имеющую тонкую внутреннюю структуру и излучающую в сверхтераваттном диапазоне мощности. Очевидно, этот результат требует объяснения, не привлекающего понятия лайнера - массивной, компактной цилиндрической плазменной оболочки, которая ускорена в радиальном направлении давлением магнитного поля и имеет кинетическую энергию ~100 кДж. В экспериментах такие оболочки наблюдать не удалось. Поэтому мы считаем, что при стагнации пространственно неоднородного пинча осуществляется перевод энергии магнитного поля тока в МГД-турбулентное движение ионной компоненты сжатой плазмы. Происходит ее конвективное перемешивание с магнитным полем, нагрев, передача энергии от ионов к электронам и излучение сжатой плазмы. Мы предложили эту схему для излучающего Z-пинча в работе [2], опираясь на результаты работы [6]. В последующей работе [7] эта схема была обстоятельно исследована, так что на сегодня можно считать модель МГД-турбулентного нагрева пинча наиболее близкой к эксперименту.

Мощность ввода магнитной энергии в приосевую область пинча может быть описана формулой типа (15), модифицированной так, чтобы в нее входили параметры, контролируемые в эксперименте. Считая, например, что r - радиус пинча, (см), а I - ток, текущий через сжатую часть пинча, (А), $M = \pi r^2 \rho$ - погонная масса плазмы в сжатом состоянии, (г/см), из формулы (15) легко получить оценку для мощности МГД-турбулентного нагрева сжатого пинча на единицу его длины:

$$W_{th} = 10^{-10} \chi I^3 / (rM^{1/2}) \text{ [Вт/см]}. \quad (16)$$

Параметр χ в уравнении (16) - это численный безразмерный множитель, учитывающий параметры и степень неоднородности плазмы пинча. В работах [6,7] он оценивается в предположении, что некоторая часть сжимаемой плазмы пинча заполнена тороидальными магнитными пузырями, проникающими с периферии пинча на ось пинча. По этой модели в [7] получено:

$$W_{th} = 0,5I^3 / (r M^{1/2}) \quad \text{ТВт/см.} \quad (17)$$

Здесь ток I - в МА, M - в мкг/см, r - в мм.

Не следует переоценивать точность формул (16, 17) в применении к реальному эксперименту. В "плазменном ливне" неоднородностями являются не тороидальные магнитные пузыри на однородном плазменном фоне, а радиальные плазменные струи, трансформирующиеся по мере сжатия пинча. По этой причине для учета влияния структуры сравнительно крупномасштабных неоднородностей в МГД-турбулентном "плазменном ливне" вышеуказанный множитель χ должен рассчитываться из других предположений. Надежно его значение можно определить только из эксперимента. Кроме того, сильная зависимость мощности передачи энергии W_{th} от тока I и радиуса r сжатой плазмы в формулах (16, 17) требует детального знания радиального распределения тока в пинче, чего эксперимент пока не дает.

4.2. Баланс мощностей в излучающем турбулентном пинче.

Будем считать, что мощность МГД-турбулентного нагрева (17) передается ионной компоненте плазмы, а электроны нагреваются от ионов. Оценка темпа энергопередачи от ионов к электронам для наших условий показывает, что этот фактор не ограничивает передачи мощности в излучение.

Верхнюю оценку мощности излучения получим, следуя [8]. При среднем пробеге кванта l_v , в предположении свободного выхода излучения, имеем:

$$W_{rad} = 4V\sigma_{SB} T^4 / l_v. \quad (18)$$

Здесь σ_{SB} - постоянная Стефана - Больцмана. Величина l_v для плазмы многозарядных ионов, определяется согласно [21] выражением

$$l_v = 4.92 * 10^{-11} A^2 T^{4.5} / [Z_m (Z_m + 1)^2 I_m \rho^2] \text{ см.} \quad (19)$$

Здесь $\rho = M/\pi r^2$, Z_m - средний заряд иона, A - его атомный вес, I_m - средний потенциал ионизации, соответствующий плотности плазмы ρ (г/см³), и ее температуре T (эВ), M (г/см) - погонная масса пинча, r (см) - его радиус. Следует отметить, что при выводе выражений (18, 19) по методу [8] вклад жесткой компоненты с энергией квантов, превышающей I_m , существенно завышен. Если пренебречь в (18, 19) вкладом жесткой компоненты, то мощность излучения уменьшится примерно в три раза. В таком случае мы

будем иметь оценку интенсивности излучения снизу. Соответствующие значения мощности излучения будут обозначаться как W_{rad}^* .

Сопоставляя формулы мощности турбулентного нагрева пинча (17) и мощности излучения (18, 19), видим, что они имеют различную зависимость от радиуса пинча r . Следовательно, может существовать радиус, при котором эти мощности сравниваются. При меньшем радиусе расчетная мощность излучения станет выше мощности нагрева. Если удастся сжать пинч до такого радиуса, его дальнейшее сжатие будет происходить в режиме радиационного охлаждения, а реальная мощность излучения будет определяться мощностью МГД-турбулентного нагрева. Иллюстрацией этого может служить Рис.14. Из него видно, что при токе 2,5 МА и линейной массе вольфрамовой плазмы пинча 100 мкг/см условие $W_{rad}, W_{rad}^* \sim W_{th}$ наступает после дожатия пинча до радиуса $\sim 1-2$ мм.

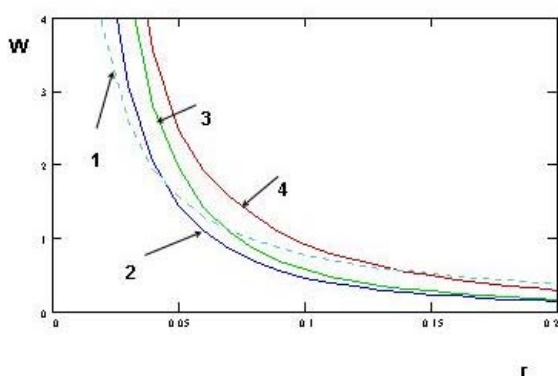


Рис. 14.

**Зависимости мощностей турбулентного нагрева и излучения вольфрамовой плазмы от радиуса пинча r при $M=100$ мкг/см, $I=2,5$ МА.
 1- W_{th} по формуле (17), 2- W_{rad}^* при $T_e=250$ эВ, 3- W_{rad}^* при $T_e=300$ эВ,
 4- W_{rad} при $T_e=200$ эВ. Радиус- в см, мощности- в ТВт/см.**

Рассматривая формулы для W_{th} , и для мощности излучения W_{rad} , W_{rad}^* как самые приближенные оценки, следует, тем не менее, отметить, что они правильно отражают взаимосвязь параметров Z-пинча, характерных для наших экспериментов. Это позволяет делать некоторые заключения, которые могут служить рабочей гипотезой для выбора направления дальнейших экспериментов. В частности, можно предположить, что условие приближенного равенства мощностей излучения и нагрева для вольфрамовой плазмы Z-пинча реализуется в достаточно широком диапазоне значений степени сжатия пинча. Другими словами, в условиях нашего эксперимента излучение практически всегда играет определяющую роль в энергетическом балансе при сжатии пинча. В таком случае, радиационным охлаждением сжимаемой пространственно неоднородной токонесущей плазмы можно объяснить ее стремление образовывать излучающие структуры из волокон и радиальных «отростков» пинча, в которые превращается «радиальный плазменный ливень», что наблюдается в наших экспериментах [5].

5. Эффективная перекачка запасенной магнитной энергии в нагрев Z-пинча и сверхтераваттный поток рентгеновского излучения.

5.1. Z-пинч как нестационарный нелинейный элемент разрядной цепи.

Энергетические процессы в Z-пинче неразрывно связаны с потоком магнитной энергии, доставляемой к пинчу от генератора через транспортирующую линию с магнитной самоизоляцией. Поэтому анализ электрических процессов в разрядной цепи "генератор - концентратор - Z-пинч" является необходимым условием понимания физики Z-пинча и оптимизации его параметров. Как элемент электрической цепи, Z-пинч представляет собой нестационарный нелинейный импеданс, потребляющий энергию магнитного поля, которое создается генератором в концентраторе тока с магнитной самоизоляцией. На разных этапах разряда импеданс пинча имеет совершенно разный характер.

В период плазмообразования, длящегося почти все время нарастания разрядного тока, внешняя граница Z-пинча остается неподвижной. Это означает, что индуктивность концентратора тока, связывающего поверхность нагрузки, Z-пинча, с водо-вакуумным интерфейсом генератора, обозначенная как L_0 на Рис.1, остается практически постоянной. Конечно, часть разрядного

тока сносится во время плазмообразования внутрь нагрузки, но магнитная энергия, проникающая туда, мала по сравнению с энергией, запасаемой во внешней индуктивности $L_0 \sim 10-20$ нГн. Омическое сопротивление плазменного столба с диаметром 1-2 см, мало по сравнению с индуктивным импедансом L_0/τ , где $\tau \sim 100$ нс - время нарастания тока. Следовательно, в период плазмообразования разряд имеет индуктивный характер, а в индуктивности L_0 , вне лайнера, запасается магнитная энергия $E_H = 0,5L_0I^2 \sim 100 - 150$ кДж.

Прорыв магнитного потока внутрь лайнера на стадии завершения плазмообразования резко изменяет характер импеданса нагрузки. Двигаясь в радиальном направлении со скоростью масштаба Альфвеновской, магнитный поток генерирует против-э.д.с., определяемую по формуле (14). Электрическая цепь воспринимает ее как действие активного импеданса $dL/dt \sim 2 \cdot 10^9 V_A/r$ [Ом/см], где r -радиус токового канала. При этом запасенная магнитная энергия E_H затрачивается на сжатие захваченной плазмы, ее нагрев и заполнение магнитным полем пространства внутри стартового радиуса сборки по мере сжатия пинча. По завершении сжатия магнитного потока, прорвавшегося вместе с захваченной плазмой в приосевую зону, наступает период сжатого состояния, стагнации пинча. В это время осуществляется перевод основной части запасенной магнитной энергии и энергии, еще доставляемой в цепь генератором, в МГД-турбулентное движение ионной компоненты сжатой плазмы. На стадии сжатого состояния, импеданс нагрузки также описывается формулой вида $Z_{act} \sim V_A/r \sim I/(rM^{1/2})$.

5.2. Экспериментальное определение электрической мощности в разрядной цепи.

Без учета электронных утечек в тракте транспортировки с магнитной самоизоляцией уравнение для токовой цепи “генератор - концентратор - нагрузка”, показанной на Рис.1"а", будет:

$$2E - \rho I - d(LI)/dt - \Omega I = 0. \quad (20)$$

Здесь $L=L(t)$ -полная индуктивность цепи, Ω - омическая составляющая импеданса нагрузки $Z(t)$.

В экспериментах измеряются напряжение на концентраторе $V(t) = 2E(t) - \rho I(t)$ и производная полного тока $dI(t)/dt$, позволяющие количественно определить активную мощность и некоторые другие параметры разрядной цепи. С этой целью уравнение цепи (20) представляется как дифференциальное уравнение для индуктивности $L(t)$, $L(0) = L_0$, с известными $V(t)$, $dI(t)/dt$, и $I(t) = \int (dI/dt) dt$:

$$(I) \frac{dL}{dt} + \left(\frac{dI}{dt}\right)L + (\Omega I - V) = 0, \quad (21)$$

Дифференциальное уравнение (21) численно решается при произвольно задаваемой функциональной зависимости $\Omega(t)$. Значение L_0 выбирается таким, чтобы $L_0 dI/dt \sim V(t)$ в период нарастания тока, пока движением лайнера можно пренебречь, то есть, пока $L(t) \sim L_0$. Таким образом, получаются величины $L(t)$, dL/dt , $W_{supl} = V(t)I(t)$ - мощность накачки, поставляемая генератором в концентратор-накопитель магнитной энергии. Кроме того, рассчитываются функция $W_{ind}(t) = L(t)I(t)dI/dt$, которую будем называть индуктивной мощностью в разрядной цепи, и разность $W_{act} = W_{supl} - W_{ind}$, которую назовем активной мощностью в разрядной цепи. На Рис.15 приведен для примера один из результатов такого расчета в предположении $\Omega(t)=0$. Видно, что активная мощность в разрядной цепи достигает $W_{act} \sim 4$ ТВт, что примерно в два раз превышает максимум мощности генератора $W_{supl} \sim 2$ ТВт для конкретного эксперимента. Максимум W_{act} по времени близок с максимумом импульса мощности мягкого рентгеновского излучения.

Важно отметить, что в выражении для $W_{ind}(t) = L(t)I(t)dI/dt$ именно величина производной тока, резко изменяющаяся в период активного сжатия и излучения пинча, фактически определяет временные зависимости индуктивной и активной мощностей в цепи. В момент резкого изменения производной тока (см. Рис.1"б"и Рис.15) в цепи возникают диссипативные процессы сверхтераваттной мощности, которые связаны с быстрым сжатием токонесущей плазмы пинча, ее нагревом и излучением. Весь период времени, связанный с нарастанием тока, плазмообразованием и формированием пинча - предвестника, активная мощность в разрядной цепи мала.

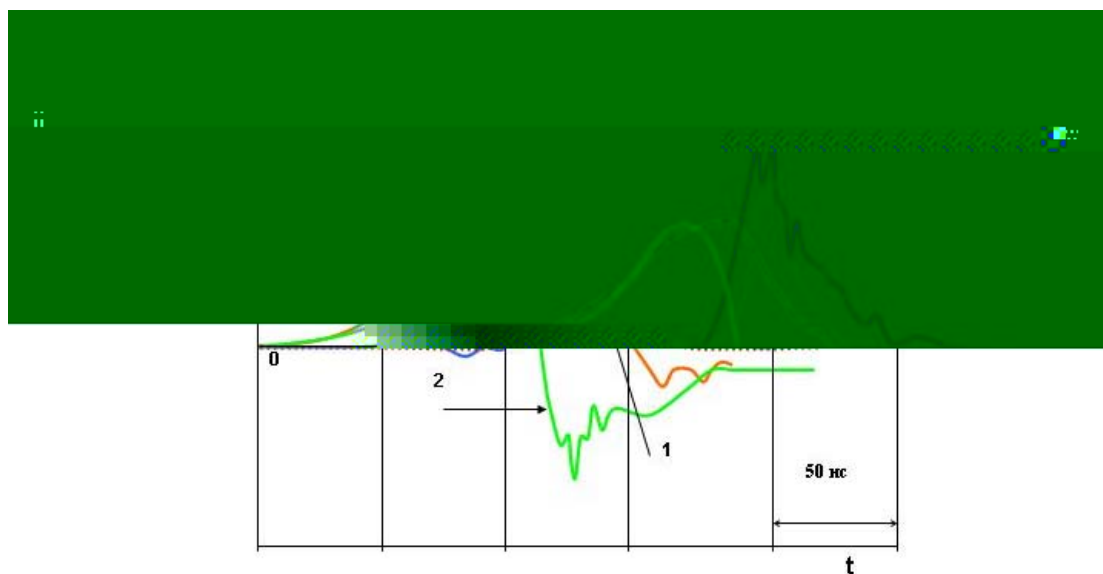


Рис. 15.

Результаты вычисления мощностей в разрядной цепи.

1- $W_{supl} = V(t)I(t)$ - мощность накачки, поставляемая генератором в концентратор-накопитель магнитной энергии, ТВт.

2- $W_{ind}(t) = L(t)I(t)dI/dt$ -индуктивная мощность в разрядной цепи, ТВт.

3- $W_{act} = W_{supl} - W_{ind}$ активная мощность в разрядной цепи, ТВт.

4- мощность мягкого рентгеновского излучения, отн.ед.

Как видно из Рис.15, в момент максимума активной мощности W_{act} примерно половина ее обеспечивается расходом ранее накопленной магнитной энергии, так как в этот момент мощность W_{ind} отрицательна, а другая часть, W_{supl} , определяется работой генератора, который в это время еще продолжает подпитывать магнитный накопитель. В экспериментах соотношение между W_{supl} и W_{ind} зависит от выбора параметров нагрузки - начального радиуса и погонной массы лайнера. При больших значениях этих параметров, когда сжатие пинча наступает позже, доля мощности генератора W_{supl} меньше. Соответственно, при малых массах и радиусах лайнера и раннем сжатии пинча активная мощность в цепи определяется, в большей степени, мощностью генератора.

Во всех экспериментах импульс мягкого рентгеновского излучения строго привязан к импульсу W_{act} . Фронт и спад импульса интенсивности излучения несколько круче соответствующих характеристик импульса W_{act} . Энергия диссипируемая в цепи, определяемая как $E_{act} = \int W_{act} dt$, достигает в опытах ~ 100 кДж, измеренная энергия импульса мягкого рентгеновского излучения 50-60 кДж.

5.3. Z-пинч как эффективный преобразователь магнитной энергии генератора в мягкое рентгеновское излучение.

Для реального получения сверхтераваттного импульса рентгеновского излучения с использованием Z-пинча, необходимо учесть ряд условий, без выполнения которых поставленная задача не будет решена.

Как показывает наш опыт, реальный Z-пинч сверхтераваттной мощности с холодным стартом представляет собой трехмерный излучающий объект с высокой степенью пространственной неоднородности. Тем не менее, мягкое рентгеновское излучение большой интенсивности удается получать в Z-пинче при достаточно широком диапазоне начальных параметров плазмообразующего вещества. Отсюда естественный вывод: мощность и выход рентгеновского излучения будут высокими, если плазма Z-пинча, даже пространственно неоднородная, способна воспринять и излучить доставляемую в нее электромагнитную энергию, а система транспортировки и концентрации энергии способна доставить ее от генератора до плазмы Z-пинча. Плазменно-физическая сторона проблемы - пространственная неоднородность излучающей плазмы - обсуждалось в предыдущих разделах. В следующих разделах остановимся на электрофизических требованиях. Предполагая, что в цепи "генератор - концентратор - излучающий Z-пинч" первый элемент, генератор, определен независимо, обсудим необходимую связь двух других элементов с генератором и друг с другом.

5.4. Условия оптимального согласования индуктивности концентратора и импеданса Z-пинча.

Если бы Z-пинч подсоединялся к генератору непосредственно, без индуктивности, которой является концентратор с магнитной самоизоляцией, то

условие согласования (на максимум передаваемой мощности) нестационарного импеданса пинча $Z(t)$ и волнового сопротивления генератора ρ было бы $Z(t) \sim \rho$. Для установки "Ангара-5-1" $\rho = 0,25$ Ом.

Наличие концентратора с индуктивностью L_0 и нестационарность импеданса пинча $Z(t)$ задают другие условия согласования на передачу максимальной мощности в нагрузку. В этом случае параметры цепи «генератор-концентратор-пинч» должны соответствовать более сложному комплексу требований. Во-первых, нужно удовлетворить требованию достижения максимума запасенной в концентраторе магнитной энергии к моменту начала эффективного сжатия токонесущей плазмы пинча. Во вторых, импеданс сжатого пинча должен после этого возрасти так, чтобы запасенная магнитная энергия диссипировалась в плазме пинча за кратчайшее время. Наконец, в третьих, концентратор должен обеспечить беспрепятственную доставку этой энергии из междуэлектродного зазора к пинчу. Разберемся с этими требованиями.

5.4.1. Оптимальное значение индуктивности L_0 . Уравнение (20)
позволяет опрег индуктивности L_0 р ие

накопленную магнитную энергию, он должен быть существенно больше импеданса генератора, накачивающего магнитную энергию в концентратор с магнитной самоизоляцией, то есть, $Z_{eff} \gg \rho$. По-видимому, значение $Z_{eff} \sim 1$ Ом могло бы обеспечить достаточно высокую для "Ангары-5-1" мощность диссипации $W_{act} \sim 10$ ТВт. Причем включаться этот импеданс должен быстро, не дольше ~ 10 нс. Наши экспериментальные результаты показывают, что в реальном эксперименте в полной мере добиться выполнения этого условия пока не удалось. Одна из причин - недостаточно высокое качество сжатия, снижающее активный импеданс пинча, обсуждалась в предыдущих разделах. Другой возможной причиной, приводящей к снижению W_{act} , может быть недостаточная эффективность магнитной самоизоляции концентратора.

5.4.3. Работоспособность магнитной самоизоляции концентратора.

Магнитная самоизоляция зазора между токоподводящими электродами должна работать не только на стадии разгона тока и накачки магнитной энергии в зазор, но и в период транспортировки магнитной энергии в сжатый, излучающий пинч, то есть, через ~ 100 нс после начала тока. Именно этот период является критическим для получения высокой мощности диссипации энергии и, следовательно, для излучения пинча. Действительно, напряжение на пинче, в котором выделяется $W_{act} \sim 10$ ТВт, должно превышать 3 МВ при токе ~ 3 МА. Следовательно, напряженность электрического поля в зазоре между электродами вблизи пинча (1,5 см), которую должна выдержать магнитная самоизоляция, должна превышать 2 МВ/см. Как показывает опыт, высокая энергонапряженность лайнерного узла и на стадии накачки магнитной энергии, и в период максимального ее потребления излучающим пинчем, приводит к образованию слоев плотной плазмы из материала поверхности электродов, движущихся внутрь зазора со скоростью, достигающей $\sim 10^7$ см/с. К моменту максимума излучения пинча, электродной плазмой перекрыто от 1/2 до 2/3 зазора "анод - катод". Плазма в зазоре приводит к утечкам, шунтирующим ток через пинч в его сжатом состоянии. Кроме того, темп подачи магнитной энергии, питающей излучающий пинч, может определяться плазмой, сквозь которую (или вместе с которой) магнитный поток должен проходить к пинчу. Таким образом, эти, внешние по отношению к пинчу, факторы могут оказать

определяющее влияние на максимальную мощность разряда и излучения. Их количественные характеристики требуют влияние на максимальную мощность разряда и излу