

Акционерное общество «Государственный Научный Центр  
Российской Федерации Троицкий Институт Инновационных и  
Термоядерных Исследований»

На правах рукописи

ВОЛКОВ ГЕОРГИЙ СТЕПАНОВИЧ

ПЕРЕХОДНЫЕ РЕЖИМЫ ИЗЛУЧЕНИЯ СИЛЬНОТОЧНЫХ РАЗРЯДОВ  
НАНОСЕКУНДНОГО ДИАПАЗОНА ДЛИТЕЛЬНОСТИ.

Специальность 1.3.9 – физика плазмы

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

Москва – 2026

## Оглавление.

|                                                                                                                                      |    |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| <b>Введение.</b>                                                                                                                     | 6  |
| <b>Глава 1. Методики измерения мягкого рентгеновского и ВУФ излучения плазмы, а также плазменных потоков.</b>                        | 33 |
| 1.1. Методики измерений мягкого рентгеновского и ВУФ излучений плазмы.                                                               | 33 |
| 1.1.1. Полихроматор мягкого рентгеновского излучения на основе многослойных зеркал.                                                  | 33 |
| 1.1.2. Рентгеновские кристаллические спектрографы.                                                                                   | 39 |
| 1.1.3. Калориметрия энергетических потерь плазмы.                                                                                    | 42 |
| 1.1.4. Быстрый радиационный калориметр.                                                                                              | 43 |
| 1.1.5. Спектрограф на основе пропускающих дифракционных решеток.                                                                     | 52 |
| 1.2. Датчик плазмы конденсаторного типа для исследования потоков плазмы.                                                             | 54 |
| 1.3. Основные выводы по главе 1.                                                                                                     | 56 |
| <b>Глава 2. Метрологическое обеспечение измерений спектрально-энергетических потоков мягкого рентгеновского излучения.</b>           | 57 |
| 2.1. Источники рентгеновского излучения для тестирования и калибровки диагностических методик.                                       | 57 |
| 2.1.1. Разработка стендовой базы на основе источников рентгеновского излучения.                                                      | 57 |
| 2.1.2. Стенд МРИ на базе электронного импульсного генератора.                                                                        | 59 |
| 2.1.3. Источники излучения на основе газового Z - пинча.                                                                             | 60 |
| 2.1.4. Стенд микросекундный газовый Z – пинч.                                                                                        | 63 |
| 2.1.4.1. Описание установки.                                                                                                         | 63 |
| 2.1.4.2. Экспериментальные результаты.                                                                                               | 66 |
| 2.1.4.3. Абсолютные калибровки датчиков мягкого рентгеновского излучения                                                             | 67 |
| 2.1.4.4. Получение потоков излучения в спектральном интервале 0.1-1 кэВ, необходимых для проведения калибровок.                      | 70 |
| 2.2. Результаты калибровок детекторов МР и ВУФ излучений, методики рентгеновского просвечивания.                                     | 73 |
| 2.2.1. Исследование параметров МКП детекторов, как детекторов МРИ.                                                                   | 74 |
| 2.2.2. Измерение спектра излучения азотного пинча монохроматором с перестраиваемой длиной волны регистрируемого излучения. Сравнение | 78 |

|                                                                                                                      |     |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| результатов расчетов спектров излучения с измеренными спектрами, параметры плазмы азота                              |     |
| 2.2.3. Исследование параметров сверхзвуковых газовых струй методом рентгеновского просвечивания.                     | 87  |
| 2.3. Основные выводы по главе 2                                                                                      | 94  |
| <b>Глава 3. Излучение и динамика сжатия композитных Z - пинчей</b>                                                   | 95  |
| 3.1. Постановка задачи                                                                                               | 96  |
| 3.2. Экспериментальные условия                                                                                       | 98  |
| 3.3. Результаты экспериментов                                                                                        | 99  |
| 3.4. Роль электронной теплопроводности в прогреве внутреннего «файбера»                                              | 103 |
| 3.5. Основные выводы по главе 3                                                                                      | 108 |
| <b>Глава 4. Динамика сжатия мегаамперного многопроволочного Z -пинча с внутренней низкоплотной пенной оболочкой.</b> | 109 |
| 4.1. Введение                                                                                                        | 110 |
| 4.2. Условия эксперимента                                                                                            | 111 |
| 4.3. Экспериментальные результаты                                                                                    | 113 |
| 4.4. Оценка количества излучения приэлектродных пинчей, поглощенного в пенной оболочке                               | 117 |
| 4.5. Основные выводы по главе 4                                                                                      | 126 |
| <b>Глава 5. Исследование ультрафиолетовой и токовой предыонизации нагрузок сильноточных генераторов</b>              | 128 |
| 5.1. Исследование пробоя по поверхности изолятора, как источника оптического и ультрафиолетового излучения           | 131 |
| 5.1.1. Измерение электрических параметров емкостного накопителя и коммутационных элементов                           | 132 |
| 5.1.2. Разряд по поверхности диэлектрика в воздухе                                                                   | 133 |
| 5.1.3. Разряд по поверхности диэлектрика в вакууме                                                                   | 138 |
| 5.1.4. Многоканальный источник ВУФ излучения                                                                         | 147 |
| 5.1.5. Применение разряда по поверхности диэлектрика, как источника излучения                                        | 151 |
| 5.2. Исследование влияния токовой предыонизации на излучение многопроволочных цилиндрических алюминиевыхборок        | 153 |
| 5.3. Основные выводы по главе 5                                                                                      | 157 |

|                                                                                                                 |     |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| <b>Глава 6. Переходные режимы генерации излучения сильнотоочных Z –пинчей со сложным атомным составом</b>       | 158 |
| 6.1. Исследование излучения многопроволочныхборок на установке «Ангара-5-1» в области энергий квантов 0.1-1 кэВ | 159 |
| 6.1.1. Постановка эксперимента                                                                                  | 160 |
| 6.1.2. Измерения спектров излучения многопроволочных W борок                                                    | 162 |
| 6.1.3. Обсуждение и выводы                                                                                      | 166 |
| 6.2. Исследование излучения многопроволочныхборок со сложным атомным составом.                                  | 176 |
| 6.2.1. Постановка эксперимента                                                                                  | 176 |
| 6.2.2. Эксперименты с алюминиевыми многопроволочными цилиндрическими бороками                                   | 179 |
| 6.2.3. Эксперименты с одиночными многопроволочными бороками со сложным атомным составом                         | 183 |
| 6.2.4. Эксперименты с двухкаскадными бороками, имеющими наружный лайнер из алюминиевых проволочек               | 186 |
| 6.2.5. Обсуждение результатов                                                                                   | 188 |
| 6.3. Основные выводы по главе 6                                                                                 | 191 |
| <b>Глава 7. Измерение энергии излучения и плазменных потоков сильнотоочных Z - пинчей</b>                       | 193 |
| 7.1. Условия эксперимента                                                                                       | 197 |
| 7.2. Сравнение результатов измерений энергетических потерь пинча полученных различными методиками               | 199 |
| 7.3. Оценка величины ионной концентрации разлетающейся плазмы пинча                                             | 203 |
| 7.4. Измерение азимутальной неоднородности излучения пинча                                                      | 205 |
| 7.5. Сравнение абсолютных значений измеренных потоков энергии с учетом калибровки двух боковых калориметров     | 208 |
| 7.6. Анизотропия излучения пинчей, образованных при сжатии многопроволочных цилиндрических вольфрамовых борок   | 209 |
| 7.7. Основные выводы по главе 7                                                                                 | 214 |
| <b>Глава 8. Режимы сжатия каскадных борок взаимодействующих через магнитное поле</b>                            | 215 |

|                                                                                           |     |
|-------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 8.1. Условия эксперимента                                                                 | 220 |
| 8.2. Эксперименты с каскадными вольфрамовыми сборками с длиной внутренней сборки 6-7 мм   | 221 |
| 8.3. Эксперименты с каскадными вольфрамовыми сборками с длиной внутренней сборки 10-11 мм | 223 |
| 8.4. Обсуждение полученных результатов                                                    | 224 |
| 8.5. Основные выводы по главе 8                                                           | 233 |
| <b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ</b>                                                                         | 235 |
| <b>СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ</b>                                                                  | 238 |

## Введение.

Изучение фундаментальных свойств материи при высокой плотности энергии обусловлено, как стремлением к достижению в лабораторных условиях управляемого инерционного термоядерного синтеза, так и возможностью моделирования в лабораторных условиях процессов, происходящих в звездах и космическом пространстве.

В настоящее время для создания в веществе высокой плотности энергии используется пространственная и временная концентрация потоков энергии, генерируемых мощными импульсными электрическими генераторами – энергетическими драйверами. В середине 90-х годов 20 века в СССР и США на основе развития технологии электрических генераторов высокой импульсной мощности была высказана идея такого драйвера: создание мощного источника рентгеновского излучения на базе Z - пинчевого разряда с применением многомодульных сильноточных высоковольтных электромагнитных генераторов. Одной из конечных целей этого направления является создание источников мягкого рентгеновского излучения с мощностью излучения свыше 1000 ТВт и длительностью импульса порядка 10 нс, которые можно было бы использовать в схемах непрямого обжатия сферических термоядерных мишеней. Требуемая плотность потока мягкого рентгеновского излучения на термоядерную мишень диаметром 2-4 мм составляет величину  $\geq 1000 \text{ ТВт/см}^2$ . Необходимые потоки мягкого рентгеновского излучения на термоядерные мишени были обеспечены только в экспериментах с подземными ядерными взрывами [1].

Для создания импульсного термоядерного реактора с использованием излучения Z-пинчей в схемах непрямого обжатия сферических термоядерных мишеней необходимо не только разработать генераторы с током длительностью порядка 100 нс, амплитудой тока свыше 50 МА и электрической мощностью порядка 150-200 ТВт, но и обеспечить эффективную передачу энергии в нагрузку. Генераторы такого диапазона находятся на грани возможностей существующих технологий, поэтому существенное значение имеет понимание зависимости энергии и мощности получаемого рентгеновского излучения, как от тока генератора, так и от выбора характеристик используемых нагрузок для схем непрямого обжатия мишеней. В настоящее время реализация разработанных проектов импульсных термоядерных реакторов на основе сильноточных генераторов («Байкал» Россия и «ZR800» США) сдерживается из-за их высокой стоимости и сложности концентрации сверхвысокой электрической мощности на низкоиндуктивную нагрузку (Z-пинч).

Наиболее существенным фактором, стимулирующим данные исследования, является возможность получения мощности мягкого рентгеновского излучения при токовом сжатии, например, многопроволочных цилиндрических сборок, в несколько раз превышающую электрическую мощность используемых электрических сильноточных генераторов тока.

Следует отметить возможность достижения высокой плотности потока электромагнитной энергии, передаваемой от генератора к нагрузке по вакуумным передающим линиям с магнитной самоизоляцией.

Мощные импульсные высоковольтные электрические генераторы, создаваемые в 70-е годы прошлого века, проектировались для работы с сильноточными релятивистскими электронными пучками (РЭП), у которых ток пучка  $I_b$  значительно превышал ток Альфвена  $I_A$  ( $I_b \gg I_A = 17\gamma\beta$  кА,  $\beta = v/c$ ,  $\gamma = 1 + Ue/mc^2$ ,  $U$  – ускоряющее напряжение на диоде,  $m$  – масса электрона,  $e$  – заряд электрона,  $v$  – скорость электрона, ускоренного напряжением  $U$ ). Эквивалентное сопротивление таких диодов  $\rho$  оказывается порядка  $\rho \sim U/I_b = U/(v \cdot I_A)$  и, соответственно,  $\rho \sim (\gamma - 1)mc^2/17v\gamma\beta e$ , где  $e$  – заряд электрона, а  $v = I_b/I_A$ . Для типичных значений  $U \sim 1$  МВ ( $\gamma = 3$ ,  $v \sim 20$ ) имеем эквивалентное сопротивление сильноточного генератора  $\rho \sim 1$  Ом. Как правило, в разрабатываемых сильноточных генераторах короткий электрический импульс напряжения получался при высоковольтной коммутации водяных формирующих линий и подводился к диоду по вакуумной линии с магнитной самоизоляцией. Полученные мощные электронные пучки предполагалось использовать для зажигания термоядерной мишени. Однако эти проекты не получили должного развития из-за сложности транспортировки и вложения энергии РЭП в мишень. Поэтому в начале 80-х годов прошлого столетия было предложено использовать разработанные сильноточные генераторы для ускорения и сжатия цилиндрических плазменных оболочек с образованием на конечной стадии  $Z$  – пинча, интенсивно излучающего в области мягкого рентгеновского излучения. Сжатие цилиндрической плазменной оболочки происходит под действием магнитного поля тока генератора с магнитным давлением  $BH/2$ . Во время этого движения (имплозии) в нагрузку вкладывается основная часть энергии генератора. При этом за время порядка 100 нс электрическая энергия генератора вкладывалась в кинетическую энергию ускоренной магнитным полем плазменной оболочки, а термализация оболочки с образованием высокотемпературного  $Z$  – пинча происходила за время порядка 10 нс. В качестве цилиндрических оболочек могут использоваться газовые струи, многопроволочные сборки из проволочек микронной толщины, сплошные оболочки из тонкой фольги.

Ключевым моментом использования сильноточных генераторов является выбор согласованной нагрузки. Вопросы оптимального согласования лайнерной нагрузки (многопроволочные сборки, газовые и плазменные оболочки) и сильноточного импульсного генератора подробно исследовались в работе [8]. В этой работе предполагается, что цилиндрическая тонкая оболочка сжимается компактно, а ток находится из уравнения цепи, в котором учитывается выходной импеданс генератора. В работе предложены критерии выбора параметров лайнера в режиме оптимизации по кинетической энергии движения оболочки, и по максимально вкладываемой мощности. В первом случае сжатия оболочки должно

осуществляться в момент времени  $1.1-1.2 t_0$ , где  $t_0$  – время нарастания тока до максимальной амплитуды.

В случае заданного тока нульмерное приближение позволяет получать простые аналитические соотношения между параметрами импульса тока и параметрами лайнера для достижения максимальной кинетической энергии вкладываемой в движущуюся оболочку. В работе [9] для линейно нарастающего тока  $I = I_0 t/t_f$  при условии, что сжатие лайнера происходит в момент  $t = t_f$ , получено оптимальное соотношение между параметрами нагрузки и генератора

$$m \cdot R^2 = 1.06 \cdot 10^{-3} (I_0)^2 (t_f)^2,$$

где  $m$  – масса лайнера на единицу длины в г/см;  $R$  – начальный радиус лайнера в см;  $I_0$  – максимальное значение тока в А;  $t_f$  – длительность фронта тока в сек. Для тока порядка  $I_0 \sim 20$  МА,  $R \sim 2$  см,  $t_f \sim 10^{-7}$  сек получаем характерные оптимальные погонные массы оболочки  $\sim 1$  мг/см.

Отметим, что при рассмотрении вопроса согласования импеданса электрического генератора с нагрузкой конкретный её тип, как правило, не рассматривается. Такое приближение оправдано, так как полная энергия излучения, получаемая при термализации ускоренных лайнеров, практически не зависит от типа нагрузки. Так, например, в работе [10], энергия излучения при одинаковых массах и радиусах лайнера из фольги и многопроволочной сборки оказалась практически одинаковой. По энергии, вложенной от генератора в нагрузку, нет большой разницы между газовыми оболочками, многопроволочными сборками и лайнерами из тонкой фольги.

Уже первые эксперименты по имплозии многопроволочных цилиндрическихборок током порядка 1 МА (количество проволочек  $N = 4-8$ ) проведенные в США [2,3] показали эффективность такого подхода для генерации мягкого рентгеновского излучения. В этих экспериментах для многопроволочныхборок использовались материалы с относительно не высокими атомными номерами (Al, Ti, стекло и нержавеющая сталь) [4]. На генераторе тока Blackjack 5 с выходным сопротивлением  $\rho = 0.6$  Ом уже в начале 80-х годов проводились эксперименты по имплозии проволочныхборок генераторами с выходной мощностью до 7 ТВт с уровнем тока в нагрузку до 4.6 МА [5]. В этих экспериментах на сборке диаметром 20 мм из 6-ти титановых проволочек диаметром 20 мкм была получена плазма с электронной температурой от 1.55 до 2.15 кэВ. В СССР первые эксперименты по ускорению многопроволочных лайнеров с уровнем тока в нагрузку 600-700 кА проводились в ИСЭ СО РАН г.Томск [6] и на установке Модуль-А-5-01 в ИАЭ им. И.В. Курчатова [7].

В последние годы получены впечатляющие результаты по использованию сильноточных высоковольтных генераторов для создания мощных потоков мягкого рентгеновского излучения

в Z - пинчах, получаемых при сжатии многопроволочных вольфрамовых сборок. С увеличением мощности электрических генераторов до 15-70 ТВт (Saturn5, Z) появилась возможность использовать согласованные лайнерные многопроволочные нагрузки с числом проволочек свыше 100 и с межпроволочным зазором до 0.2 мм. С уменьшением расстояния между проволочками в сборке резко возрастает мощность излучения, при одновременном уменьшении длительности импульса мягкого рентгеновского излучения до 4-6 нс [11,12]. На установке Z, лаборатория Sandia США, при токе через нагрузку 20 МА [12] с временем нарастания 105 нс на многопроволочном цилиндрическом лайнере длиной 2 см и диаметром 4 см, составленном из 240 вольфрамовых проволочек диаметром 7.5 мкм получен импульс излучения с энергией 2 МДж, пиковой мощностью 200 ТВт и полной длительностью на полувывсоте 5.5 нс. Излучающий пинч, полученный на стадии сжатия, имеет поперечный размер порядка 1.5-2 мм в квантах с энергией свыше 200 эВ. В момент максимального сжатия пинч является аксиально неоднородным. Спектральные измерения показывают, что пинч является оптически толстым излучателем, спектр которого ниже 1000 эВ похож на Планковский. Спектр излучения, восстановленный по измерениям вакуумными рентгеновскими диодами за различными фильтрами, дает квазипланковский спектр с температурой порядка 200 эВ. Оценка температуры пинча (на основе баланса излучения и размера источника излучения) также дает величину в диапазоне 200-250 эВ. Максимум мощности мягкого рентгеновского излучения соответствует моменту максимального сжатия пинча.

После модернизации установки Z с повышением ее мощности до 80 ТВт и тока генератора на согласованную нагрузку до 26 МА, получена мощность мягкого рентгеновского излучения свыше 330 ТВт с полным выходом излучения порядка 2 МДж [13].

Исключительное значение имеет полученное в экспериментах с нагрузками в виде многопроволочных цилиндрическихборок существенное (в 4-5 раз) превышение мощности генерируемого мягкого рентгеновского излучения по сравнению с электрической мощностью используемых генераторов тока для имплозии лайнеров. Указанное обстоятельство связано с достижением в ускоряемой плазменной оболочке высокой плотности потока кинетической энергии  $\rho V^3/2$ . Полученные результаты стимулировали интерес к исследованиям по инерциальному направлению УТС на установках типа Z - пинч в наносекундном диапазоне длительности тока (50-200 нс). Для получения мощности мягкого рентгеновского излучения до уровня 1000 ТВт необходимо поднять мощность импульсных генераторов тока до 150-200 ТВт, с реализованных 80 ТВт (установка Z после модернизации).

Уже первые исследования показали, что существует оптимальное, с точки зрения мощности получаемого мягкого рентгеновского излучения, количество проволочек для согласованной по массе и диаметру многопроволочной сборки [14]. В работе [14] исследовался оптимум по

максимуму выходной мощности рентгеновского К-излучения многозарядных ионов алюминия и минимальной длительности импульса излучения, в зависимости от числа проволок многопроволочной сборки. Эксперименты проводились на установке Saturn 5 при токе в нагрузку 8 МА и длительности импульса тока  $\sim 230$  нс. При сохранении оптимальной массы лайнера изменялось количество проволок от 32 до 280, что соответствовало изменению начального межпроволочного расстояния от 3.9 мм до 0.36 мм. В работе впервые было продемонстрировано, что существует оптимум по полной мощности излучения и по мощности К – излучения многозарядных (водородо- и гелие-подобных) ионов алюминия в зависимости от межпроволочного зазора. Существенно, что полная мощность излучения и мощность излучения в линиях начинали падать при слишком большом числе проволок. Максимальные полная мощность излучения на уровне 50 ТВт и мощность излучения в линиях на уровне 3.4 ТВт получены при межпроволочном зазоре 0.7 мм. Спектроскопические и обкурные измерения показывают, что при оптимальном межпроволочном расстоянии пинч имеет минимальный размер и максимальную плотность при температуре более низкой, чем при больших и меньших межпроволочных зазорах.

Аналогичные эксперименты по оптимизации числа проволок в многопроволочной сборке были проведены с многопроволочными вольфрамовыми сборками на установке Z с уровнем тока в нагрузку  $\sim 20$  МА [15]. Диаметр многопроволочной вольфрамовой сборки составлял 20 мм при его длине 1 см. Число проволок изменялось от 30 до 600 при сохранении полной массы сборки близкой к оптимальной для данной геометрии ( $\sim 5.8$  мг). Оптимальное число проволок составило величину порядка  $\sim 370$ , что близко к значению  $N = 300$ , которое обычно используется для программы УТС в экспериментах на установке Z. Оптимальное начальное расстояние между проволоками составило  $d_{\text{опт.}} = 0.175$  мм, что соответствовало полной мощности излучения порядка 200 ТВт. Критическое начальное расстояние между проволоками (расстояние с которого резко начинает возрастать мощность излучения) составило для вольфрама  $d_{\text{кр.}} \sim 0.7$  мм. Показано, что при небольшом числе проволок в сборке плотный керн взорванных проволок остается в своем начальном положении большую часть времени имплозии (80 % при  $N = 50$  и 90 % при  $N = 30$ ).

На этой же установке в экспериментах с алюминиевыми лайнерами получено значение  $d_{\text{опт.}} = 0.3$  мм, а  $d_{\text{кр.}} \sim 2.2$  мм. При числе проволок  $N = 600$  и 30 получены близкие значения по мощности рентгеновского излучения ( $\sim 25$ -40 ТВт). Рентгеновское просвечивание лайнера в момент времени соответствующий  $\sim 70$  нс до образования пинча показывает похожие структуры для границы лайнера для случаев  $N = 30$  и  $N = 600$  проволок в сборке. В работе отмечается, что при большом числе проволок раннее слияние соседних проволок при образовании оболочки может приводить к более раннему началу развития азимутально-

коррелированной аксиальной неустойчивости, затравкой развития которой являются перегревные и МГД неустойчивости, развивающиеся на отдельных проволочках. Результатом таких процессов является ухудшение качества образованной оболочки.

Следует отметить, что еще в ранних экспериментах на установке PITON [16], была обнаружена сильная зависимость длительности рентгеновского излучения от числа проволочек. В этих экспериментах при изменении числа алюминиевых проволочек от 4 до 24 масса сборки сохранялась приблизительно постоянной  $(4.4-5) \cdot 10^{-4}$  г, при диаметре сборки 4.5 мм и длине сборки 3 см. С увеличением числа проволочек длительность импульса излучения сокращалась, при одновременном росте значения максимума получаемой мощности излучения. Однако увеличение числа проволочек свыше 24 не привело к существенному изменению характера излучения. Полученное в этих экспериментах оптимальное начальное межпроволочное расстояние для алюминиевых сборок составило величину  $\sim 0.6$  мм, что вдвое превышает оптимальное значение межпроволочного расстояния, полученное в поздних экспериментах на установке Z. Фактически это самое раннее экспериментальное исследование оптимального числа проволочек в сборке, с точки зрения достижения максимальной мощности получаемого мягкого рентгеновского излучения.

Получение высокой мощности мягкого рентгеновского излучения с короткой длительностью импульса излучения в многопроволочных сборках связано с процессами постепенного перехода материала проволочек из твердотельного в плазменное состояние (затянутое плазмообразование). Процесс затянутого плазмообразования на начальной стадии имплозии многопроволочных сборок приводит к образованию плазменной оболочки, толщина которой зависит от скорости плазмообразования. Причем к моменту начала движения внешней границы сборки, весь ее внутренний объем уже заполнен плазмой относительно низкой плотности. Как показывают измерения магнитными зондами [17] плазма, заполняющая внутреннюю часть сборки, содержит ток и магнитное поле. Ускорение такой оболочки происходит по модели 'снежного' плуга, что эффективно подавляет развитие неустойчивости Рэлея - Тейлора. Возможно, что упругость магнитного поля в плазме также стабилизирует развитие МГД неустойчивостей.

Значительное увеличение числа проволочек, при заданной массе и диаметре сборки, уменьшает время плазмообразования и толщину оболочки. Если толщина сформированной оболочки становится меньше скин-слоя, то это приводит к увеличению инкремента неустойчивости Рэлея-Тейлора и падению мощности излучения. С другой стороны, при небольшом числе проволочек время плазмообразования существенно возрастает, и толщина оболочки становится порядка начального радиуса проволочной сборки, что приводит к

снижению плотности потока кинетической энергии плазменной оболочки и уменьшению мощности мягкого рентгеновского излучения.

Однако не всегда образование относительно ‘толстой’ плазменной оболочки с замороженным в нее магнитным полем препятствует компактному сжатию. Простое моделирование сжатия оболочки с током [18] показывает, что плазменная оболочка с замороженным магнитным полем и толщиной порядка  $\sim 1/5$  от начального радиуса может быть успешно сжата до радиуса порядка  $\sim 1/10$  от начального радиуса без разрушений. Близким к оптимальному, для момента полного испарения твердотельной фазы проволок, является время 0.8 от времени максимума тока, при времени сжатия 1.2 времени максимума тока. При этом темп плазмообразования  $dm/dt$  должен быть пропорционален току лайнера, вплоть до момента полного “испарения” керна проволок [18]. Таким образом, при определенном законе плазмообразования (определенное начальное распределение плотности тока и массы по радиусу) возможно образование оболочки с током, которая, ускоряясь, сохраняет свои относительные размеры (радиус/толщина). Тогда на конечной стадии сжатия толщина оболочки получается относительно небольшая и можно получить высокую плотность потока кинетической энергии плазмы. Существенно, что изначально оболочка может быть довольно “толстой” по сравнению с начальным радиусом сборки и обладать заметной упругостью из-за замороженности магнитного поля. Таким образом, эффективное сжатие толстых упругих оболочек (с замороженным магнитным полем) при определенных условиях представляется возможным.

На начальном этапе имплозии многопроволочныхборок пространственный масштаб неоднородностей, развивающихся на отдельных проволоках, сопоставим с размером керна проволок. Эти возмущения на отдельных проволоках сборки не являются изначально азимутально-коррелированными. После объединения плазмы короны отдельных проволок развитие глобальной МГД неустойчивости приводит к образованию азимутально-коррелированной неустойчивости с большим пространственным масштабом. Из-за усреднения некоррелированных флуктуаций плотности на отдельных проволоках при их объединении в оболочку, начальный уровень аксиальных возмущения плотности зависит от числа проволок как  $\sim N^{-1/2}$  и заметно падает при значительном увеличении их числа в сборке [19]. Уменьшение начального уровня возмущений приводит к более устойчивому ускорению оболочки многопроволочной сборки. Принципиальное ограничение на длительность импульса излучения, получаемого при термализации ускоренной плазменной оболочки, связано со временем передачи энергии от ионов к электронам при термализации плазменной оболочки с образованием пинча.

Скорость плазмообразования при взрыве проволок током определяется совокупностью различных физических процессов и плохо поддается численным расчетам. В связи с этим

получили распространение упрощенные полуфеноменологические модели имплозии многопроволочных лайнеров. Среди этих моделей отметим работу [19], в которой на основе закона сохранения импульса и предположении о постоянстве скорости истечения плазмы от проволок к центру сборки (результат, подтвержденный в эксперименте) получена квадратичная от тока скорость образования плазмы в сборке  $dm/dt \sim I^2$ . В предлагаемой модели образующаяся плазменная оболочка не содержит магнитного поля. В более сложной модели [20] для гетерогенного сплошного (например, агар-агар) или многопроволочного лайнера с учетом процесса переноса энергии от короны плазмы взорванных проволок к их керну получена зависимость скорости плазмообразования  $dm/dt = 0.2 \cdot (I_{MA}/R_{cm})^{1.8}$  мкг/нс·см<sup>2</sup>. Здесь  $I_{MA}$  – полный ток через лайнер в мегаамперах, а  $R_{cm}$  – начальный радиус лайнера в сантиметрах. Развитая теория основана на очевидном экспериментальном явлении – проникновении внутрь многопроволочной сборки плазмы короны взорванных проволок вместе с азимутальным магнитным полем. Предполагается, что процесс длительного плазмообразования оказывает более существенный эффект на динамику многопроволочной сборки, чем азимутальная структура лайнера.

В работе [21] представлены результаты сравнения расчетного времени испарения материала проволок, рассчитанного по приведенной формуле, с результатами эксперимента. Согласие с экспериментом можно считать удовлетворительным.

Детальное экспериментальное исследование и моделирование динамики многопроволочных сборок приведено в работе [22]. В развиваемой авторами модели затянутого плазмообразования предполагается, что область вокруг проволок, где сконцентрирован основной ток относительно небольшая и плазма покидает эту область без тока и магнитного поля.

Экспериментальные исследования развития неустойчивостей при имплозии многопроволочных сборок проводились на установках с уровнем тока в нагрузку от 1 до 20 МА [23, 24]. В работе [24] динамика начального взрыва многопроволочной сборки и динамика ее ускорения исследовались методом рентгеновского и лазерного просвечивания. Исследовалась динамика развития неустойчивостей при токах через многопроволочный ( $N = 300$ ) лайнер 18-20 МА. Экспериментально показано, что около 60 % от времени сжатия керн взорванных проволок остается в своем начальном положении, при этом медленно расширяясь. Все это время сохраняется сложная гетерогенная структура взорванных проволок (плотный керн, окруженный относительно малоплотной плазменной короной). Взрыв проволок происходит неоднородно по длине, с развитием неустойчивостей на проволоках с масштабом порядка размера их керна. После исчезновения у проволок керна начинается движение внешней границы образовавшейся квази-сплошной оболочки. Еще до исчезновения керна у проволок, на сборке наблюдается развитие азимутально-коррелированной аксиальной неустойчивости,

длина волны которой и амплитуда растут в процессе движения внешнего края сборки. Начальный пространственный масштаб неоднородности практически (в пределах 20 %) совпадает с наблюдаемым размером зерна у проволок (60-70 мкм). Такая картина наблюдается как на A1, так и на W многопроволочных сборках. В момент максимума рентгеновского излучения часть массы лайнера (от 3 до 6%) остается на размере сравнимом с начальным радиусом сборки.

Еще в экспериментах со сборками из небольшого числа проволок было отмечено, что развитие аксиальных неустойчивостей при взрыве отдельных проволок приводит к аксиальной неоднородности скорости абляции вещества из зерна проволоки. При этом исчезновение зерна у проволок по длине происходит неравномерно. В случае многопроволочных лайнерныхборок с большим числом проволок аксиальная неоднородность абляции становится азимутально-коррелированной. В этом случае целые сегменты многопроволочной сборки ускоряются раньше других сегментов. Это приводит, в конечном итоге, к образованию размытой по радиусу оболочки еще на самом начальном этапе ее ускорения. В работе [24] отмечается, что доля массы, которая остается вне пинча в момент максимума рентгеновского излучения для многопроволочныхборок существенно меньше, чем в случае имплозииборок с небольшим числом проволок.

Аналогичные явления наблюдаются и при имплозииборок с током порядка 1 МА [23]. В этом случае до момента времени порядка 80 % от времени имплозии плотный керн проволок находится в своем начальном положении. К моменту, когда наблюдается развитие азимутально - коррелированной аксиальной неоднородности, внешняя граница сборки практически не смещается. На начальном этапе имплозии пространственный масштаб неоднородностей, развивающихся на отдельных проволоках сопоставим с размером зерна проволок ( $\sim 0.25$  мм A1 и  $\sim 0.1$  мм W) и эти возмущения на отдельных проволоках сборки не являются азимутально-коррелированными. После объединения плазмы короны отдельных проволок развитие глобальной МГД неустойчивости приводит к развитию коррелированной неустойчивости с пространственным масштабом  $\sim 0.5$  мм для A1 и  $\sim 0.25$  мм для W, что заметно больше, чем размер зерна у проволок. То есть конкуренция некоррелированных возмущений на отдельных проволоках приводит к увеличению пространственного масштаба глобальной неустойчивости. Из-за усреднения некоррелированных флуктуаций плотности на отдельных проволоках при их объединении в оболочку, начальный уровень аксиальных возмущения плотности зависит по теории [19] от числа проволок как  $\sim N^{-1/2}$  и заметно падает при значительном увеличении числа проволок в сборке. Уменьшение начального уровня аксиальных возмущений плотности приводит к более устойчивому ускорению оболочки многопроволочныхборок. Для согласования результатов численных расчетов с

экспериментом, начальный уровень возмущения плотности необходимо закладывать между 30 % при числе проволок в сборке  $N \sim 20$  и 5 % при  $N \sim 100$  [25, 26, 27].

С другой стороны, если оболочка пропитана током и имеет толщину больше скин-слоя, то ускорение такой оболочки к оси системы обеспечивается объемной силой  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ . Такая конструкция плазменного лайнера заметно устойчивей к развитию неустойчивости R-T. Однако, упругость толстой плазменной оболочки, пропитанной током, может приводить к уменьшению степени радиального сжатия. Чем толще такая оболочка и чем она устойчивей, тем меньше ожидаемая максимальная степень сжатия. И наоборот, чем она тоньше, тем компактнее ожидаемое сжатие оболочки в пренебрежении R-T неустойчивостью, но тем быстрее она разрушается за счет развития неустойчивости. Видимо существует некий оптимум по толщине образованной оболочки. В этой связи большой интерес представляет сравнение динамики сжатия многопроволочной сборки с оптимальными параметрами со сжатием сплошной тонкой металлической оболочки.

В экспериментах на установке Z с током в нагрузку 18 МА сравнивался выход и мощность рентгеновского излучения при имплозии цилиндрической многопроволочной сборки из 300 медных проволок с имплозией сплошной цилиндрической оболочки из медной фольги такого же диаметра и погонной массы [10]. На многопроволочном сборке получен полный выход излучения 920 кДж с мощностью излучения 60 ТВт и длительностью импульса рентгеновского излучения  $\sim 10$  нс. Соответственно, в экспериментах с цилиндрической медной оболочкой получено 790 кДж, 30 ТВт и 20 нс. Хотя полные выходы излучения практически не отличаются, на многопроволочной сборке получена мощность излучения вдвое выше при, соответственно, вдвое более коротком импульсе излучения. Рентгеновское просвечивание и измерение индуктивности нагрузки показывают, что сжатие оболочки из фольги менее устойчиво.

Несмотря на то, что проведенные эксперименты носят предварительный характер, их результаты являются обнадеживающими. Если в экспериментах с многопроволочными сборками при существенном увеличении количества проволок (с 300 до 600) в сборке мощность излучения падает в 5-6 раз, то в данном случае ничего подобного не наблюдается. Формально фольгу можно рассматривать как многопроволочную сборку с бесконечно большим числом проволок. Эксперименты с фольгой показывают, что нет ясной физической картины падения мощности излучения многопроволочной сборки при существенном увеличении числа проволок (при прочих оптимальных параметрах).

Независимо от того, используется ли нагрузка в виде многопроволочной цилиндрической сборки или цилиндра из тонкой фольги, существенным является процесс перехода материала нагрузки из твердотельного состояния в парообразное или плазменное состояния. В случае многопроволочной сборки процесс перехода материала проволок из твердотельной фазы в

плазму с высокой проводимостью зависит от начальной стадии взрыва проволок. Эксперименты по имплозии многопроволочных сборок на мощных импульсных генераторах тока показывают, что в первые наносекунды от начала тока (ток на отдельную проволоку порядка нескольких кА) проводимость проволоки существенно меньше металлической проводимости, хотя энергозатрат в проволоку не достаточен даже для нагрева проволоки до температуры плавления.

В работе [28] для изучения образования плазмы на поверхности вольфрамовых проволок в начальной стадии пробоя в экспериментах на установке Ангара-5-1 проведены измерения напряжения  $U(t)$  на оси проволочной сборки и тока  $J(t)$ , протекающего через сборку. Формально отношение  $U(t)/J(t)$  можно рассматривать как сопротивление одной проволоки, если вместо полного тока в соотношении поставить ток через одну проволоку. Как показали измерения, сопротивление проволоки вначале начинает расти за счет ее нагрева, а потом через 5-6 нс резко падает. Зарегистрированная максимальная величина падения напряжения для различных цилиндрическихборок, которые отличались внешним диаметром, полным числом и диаметром вольфрамовых проволок, колебалась в течение первых 10 нс в пределах от 5 до 15 кВ. Малые значения зарегистрированного падения напряжения означают, что сопротивление нагрузки мало по сравнению с сопротивлением металлической вольфрамовой проволоки. Уменьшение сопротивления проволок при пропускании тока в металлическом состоянии невозможно и требует для объяснения привлечения представления об образовании на поверхности проволок плазмы, которая шунтирует ток.

Наличие плазмы на поверхности проволок коренным образом изменяет распределение тока между проволоками и плазмой. Основной ток протекает через плазму, нагревая ее. Нагрев проволок осуществляется за счет теплового потока из плазмы, а также за счет протекания малой доли тока непосредственно через проволоки. Данные измерений тока и напряжения на нагрузке в начальные моменты времени позволяют вычислить энергию, вложенную в проволоки за счет омического нагрева и сопоставить для каждого момента времени рассчитанное омическое сопротивление проволок и фактически измеренное. Расчеты показывают, что в момент времени, когда эти величины начинают расходиться из-за пробоя проволоки по поверхности, проволока нагревается до температуры не более 2500 °С, что существенно ниже температуры плавления вольфрама (3380 °С). Предполагается, что плазма на поверхности вольфрамовых проволок образуется при пробое адсорбированного газа и примесей, испаряющихся с проволоки при ее нагреве. Такая идея впервые была высказана еще в ранних работах по исследованию физики токового взрыва проводников [29].

Вопросы начального взрыва проволок подробно исследовались в работе [30]. Исследовался взрыв одиночной проволоки из W толщиной 16 мкм с плотностью тока

$j \sim 10^8 \text{ A/cm}^2$ . Исследовались вопросы однородности взрыва проводника по его длине и эффективность энерговклада в проволочку. Показано, что при быстром нарастании тока в проволочке ( $\sim 170 \text{ A/нс}$ ) она взрывается однородно и ее удельное сопротивление достигает  $\sim 185 \text{ мкОм}\cdot\text{см}$  до момента образования плазмы на ее поверхности. Энерговклад в проволочку существенно превышает границу плавления вольфрама и соответствует температуре порядка  $1 \text{ эВ}$ . Скорость разлета границы проволочки составляет  $\sim 10^5 \text{ см/с}$ . При темпе нарастания тока через проволочку  $\sim 22 \text{ A/нс}$  проволочка взрывается неоднородно и шунтирование тока по поверхности плазмой происходит до момента плавления вольфрама. Удельное сопротивление проволочки в этом случае достигает  $\sim 120 \text{ мкОм}\cdot\text{см}$ .

Отметим, что предварительный прогрев проволочки увеличивает плотность и однородность плазмы, образующейся при поверхностном пробое проволочки [31]. Однако, максимальное сопротивление проволочки не достигает уровня плавления вольфрама и вложенная энергия меньше, чем необходимая для испарения.

Динамика имплозии многопроволочной сборки существенно зависит от процесса перехода материала нагрузки из твердотельного состояния в плазменное. Результаты эксперимента [12,14,18.20.22] показывают, что динамика ускорения многопроволочной сборки происходит следующим образом. В течение времени порядка 80 % времени имплозии kern проволочек остается в своем начальном положении, в то время как плазма короны проволочек непрерывно сносится к оси проволочной сборки. Плазма проволочек предварительно заполняет внутренний объем лайнера. Эта фаза заканчивается образованием разрывов в керне проволочек, что связано с неоднородностью абляции плазмы проволочек вдоль их длины. На конечной стадии происходит быстрое сжатие оставшейся массы проволочек по модели близкой к модели снежного плуга по плазме, которая заполнило внутренний объем лайнера на начальной стадии имплозии сборки. Именно эта плазма является стабилизирующим фактором развития неустойчивостей при сжатии плазмы многопроволочной сборки, что обеспечивает в конечном итоге улучшенную компактность сжатия и высокую мощность излучения.

Существенно, что такая динамика сжатия существенно отличается от нульмерной модели. В течение почти всего времени сжатия лайнера внешняя оболочка не смещается относительно своего начального положения. Затем за короткое время (25-30 нс) происходит сжатие с высокой скоростью плазмы током близким по амплитуде к максимальному значению тока ускорителя. Очевидно, что только часть массы лайнера может быть ускорена до таких скоростей за времена порядка 25-30 нс. Но благодаря большой скорости плазмы кинетическая энергия разогнанной оболочки оказывается достаточно высокой. В момент максимального сжатия, часть массы многопроволочного лайнера остается вне сжатого состояния пинча и заполняет пространство вплоть до начального радиуса многопроволочной сборки [33]. В этой же работе отмечается, что

динамика ускорения многопроволочной сборки из алюминиевых проволочек становится близкой к динамике, рассчитанной по '0' – мерной модели, если отношение начального межпроволочного расстояния к величине размера керн взорванной проволочки не превышает числа 3. Хотя динамика ускорения внешней границы многопроволочной сборки существенно отличается от '0' – мерной модели, конечное время сжатия, рассчитанное по этой модели, хорошо соответствует времени минимального размера, получаемого пинча и максимуму импульса рентгеновского излучения.

Полный выход излучения, получаемый при термализации ускоренных многопроволочных сборок слабо зависит от числа проволочек (начального межпроволочного расстояния), при согласовании массы и диаметра сборки с параметрами используемого электрического генератора. Двумерные МГД расчеты, с учетом излучения, показывают, что кинетической энергии ускоренной оболочки недостаточно, для того, чтобы объяснить наблюдаемые выходы рентгеновского излучения [34]. В балансе энергий существенную роль, наряду с кинетической энергией ускоренной оболочки существенную роль играет работа сил Лоренца на стадии дожатия пинча (работа сил против давления плазмы  $P \cdot dV$ ). Эксперименты с оптимизацией удельной (на единицу длины) мощности излучения хорошо согласуются с результатами двумерных МГД расчетов [35]. В данной работе на установке Z с уменьшением длины нагрузки с 2 до 0.75 см с начальным диаметром 30 мм и числом проволочек от 180 до 200, полная излученная энергия и полная мощность излучения сохранились на уровне 1600 кДж и 170 ТВт. В этих экспериментах получена рекордная удельная мощность излучения пинча ( $\sim 240$  ТВт/см). Расчеты показывают, что с уменьшением длины лайнера, увеличивается вклад работы сил Лоренца на стадии дожатия пинча ( $P \cdot dV$ ). Так как с уменьшением длины лайнера (индуктивности нагрузки) сжатие происходит на большем токе, то увеличение вклада работы сил Лоренца компенсирует уменьшение величины кинетической энергии запасенной на стадии разгона. Доля омического нагрева в энергобалансе незначительная. На долю запасенной кинетической энергии приходится только треть полной энергии, излученной многопроволочной сборкой [35].

Наряду с одиночными многопроволочными сборками в настоящее время широкое распространение получили двойные многопроволочные сборки, в которых соосно с внешней проволочной сборкой дополнительно устанавливается внутренняя сборка из проволочек [36, 37]. Наличие двух оболочек предоставляет большую свободу в выборе параметров для оптимизации выхода излучения при сжатии такой нагрузки. При токовом сжатии двойных сборок получен более однородный по длине пинч, с мощностью излучения в среднем (по результатам работ на различных установках близких по параметрам) на 25 % выше, чем на

оптимальных одиночных сборках. Одновременно достигается минимальная длительность импульса рентгеновского излучения.

В экспериментах на установке Z по облучению сферической мишени по схеме динамического «хольраума» используется двойная сборка, в которой внутренняя сборка имеет вдвое меньший радиус и массу, чем внешняя сборка [38]. Оптимальные параметры двойного лайнера на установке Z были подобраны экспериментальным путем.

Полной картины динамики сжатия каскадной сборки в настоящее время не существует. В экспериментах на мощных генераторах (Z, Saturn5) основным параметром, по которому судят о качестве сжатия, является конечное состояние пинча, его рентгеновское излучение. Количество диагностических методик, позволяющих исследовать динамику имплозии, ограничено, что объективно связано с большими экспериментальными трудностями при проведении измерений на сверхмощных электрических генераторах.

При численном моделировании двумерным r-z кодом предполагается, что обе проволочные сборки превращаются в сплошные плазменные оболочки, что реально не соответствует действительности.

Увеличение мощности импульса рентгеновского излучения на каскадных сборках связывается с подавлением неустойчивости Рэлея-Тейлора в процессе столкновения оболочек [39]. Однако использовать модель сплошных оболочек для многопроволочныхборок следует с осторожностью. В случае каскадной многопроволочной сборки, отсутствие сплошной оболочки при дискретном взрыве проволочек вызывает вопросы о распределении тока между внешней и внутренней сборками, и передаче тока и импульса от одной оболочки к другой в процессе их взаимодействия.

Исследование динамики сжатия каскадныхборок проводилось на установках с током от 1 до 4 МА (MAGPIE, C-300, Ангара-5-1) [40,41]. Проведенные эксперименты показали, что в случае высокой индуктивности внутренней сборки, взаимодействиеборок заключается в переключении тока с внешней ускоренной сборки на внутреннюю сборку при их слиянии. В остальных случаях возможно взаимодействие оболочек через магнитное поле, захваченное между ними или объединение оболочек.

Несмотря на то, что в случае малого радиуса внутренней сборки ее индуктивность велика, часть импеданса ускоряемой внешней сборки пропорциональна  $dL/dt$  может существенно превышать индуктивную нагрузку внутренней сборки. Действительно,  $dL/dt \sim v/r$ , где  $v$  – скорость внешней оболочки, а  $r$  – ее текущий радиус, и эта величина существенно растет с уменьшением  $r$  и увеличения скорости оболочки при сжатии. Поэтому передача тока от внешней оболочки на внутреннюю оболочку, имеющую малый радиус по сравнению с

начальным радиусом внешней сборки, может быть эффективной. В других случаях возможно объединение оболочек со смешиванием веществ составляющих их проволок.

Перенос полученных результатов на полномасштабный эксперимент на установках типа  $Z$  и Saturn все равно остается открытым, так как в большинстве экспериментов количество используемых проволок внешней сборки не превышало  $N = 40-60$  и начальный межпроводочный зазор составлял величину порядка  $0.6-1.5$  мм. Кроме того, например, характерные времена имплозии сборок на установке MAGPIE ( $\sim 240$  нс) вдвое превышают времена имплозии лайнеров на установке  $Z$ .

### **Общая характеристика работы.**

Одним из перспективных направлений реализации импульсного термоядерного синтеза является использование мягкого рентгеновского излучения для обжата сферических термоядерных мишеней (далее, мишеней). В настоящее время наибольший прогресс достигнут в схеме непрямого обжата мишеней с использованием мягкого рентгеновского излучения высокой мощности. Мягкое рентгеновское излучение генерируется в “хольрауме” при взаимодействии мощного импульсного лазера с поверхностью “хольраума” [42] или  $Z$  – пинчами, создаваемыми импульсными сильноточными электрическими генераторами наносекундного диапазона длительности [43, 44].

Работа посвящена исследованиям излучения и плазменной динамики сильноточных разрядов наносекундного диапазона длительности. Рассмотрены задачи связанные с повышением эффективности схем непрямого обжата сферических мишеней мягким рентгеновским излучением сильноточных  $Z$  – пинчей. Исследованы спектрально-энергетические характеристики излучающих  $Z$  – пинчей, получаемых при имплозии различных нагрузок сильноточными генераторами и энергия, переносимая ионной компонентой разлетающейся плазмы пинча. Эксперименты проводились при разрядах с токами  $3 - 4$  МА и длительностью порядка  $100$  нс (генератор «Ангара - 5 -1”).

С целью моделирования генерации мощных потоков излучения при взаимодействии внешней ускоренной токовой оболочки с внутренней пенной оболочкой в схеме динамического «хольраума» исследовано излучение пинчей, получаемых при сжатии одно и двухкаскадных многопроводочных сборок со сложным атомным составом.

В работе исследована эффективность схемы композитного  $Z$  – пинча, с точки зрения передачи энергии от ускоренной током внешней цилиндрической оболочки в расположенный на оси оболочки сплошной цилиндр (fiber), имеющий атомный номер сравнимый или выше, чем атомный номер вещества внешней оболочки.

Как для задач инерциального термоядерного синтеза, так и для прикладных задач с использованием в качестве источника излучения  $Z$  - пинчей, получаемых при сжатии газовых струй, рассмотрены способы создания газовых оболочек в качестве нагрузок импульсных генераторов тока. Реализованы методики рентгеновского просвечивания для бесконтактного измерения параметров таких оболочек.

Экспериментально исследовано влияние предыонизации током на процессы сжатия и излучения  $Z$  – пинчей, создаваемых сжатием многопроволочных цилиндрических сборок.

Существенное внимание уделено вопросам метрологического обеспечения измерений потоков мягкого рентгеновского излучения. Наряду с разработкой методик и аппаратуры для обеспечения физического эксперимента, реализован набор источников импульсного рентгеновского излучения, перекрывающий спектральный интервал 0.05 – 100 кэВ и предназначенный для тестирования и калибровки рентгеновских приборов. Разработанные методы регистрации потоков мягкого рентгеновского излучения с временным и спектральным разрешениями успешно использованы для исследования спектральных и энергетических характеристик сильнооточных  $Z$  - пинчей.

### **Актуальность проблемы.**

Среди схем непрямого обжатия сферических мишеней наиболее перспективными являются схема динамического “хольраума” (ДХ), предложенная в работе [45] и схема статического “хольраума” с двумя отдельными пинчами, предложенная в работе [46]. В обеих схемах одним из ключевых моментов является генерация мощного импульса мягкого рентгеновского излучения, или при сжатии двух  $Z$  - пинчей (статический “хольраум”), или при соударении внешней ускоренной оболочки с внутренней полой оболочкой, внутри которой находится облучаемая мишень (динамический “хольраум”).

В качестве внешней оболочки могут использоваться многопроволочная сборка, сплошная металлическая фольга или газовая струя. Внутренняя цилиндрическая оболочка («хольраум») может быть полой [47] или заполненной малоплотным веществом (например, агар-агар или полиэтилен) [48]. Для увеличения излучательной способности материала внутренней оболочки в нее может быть добавлен мелкодисперсный порошок элементов с высоким атомным номером (W, Mo).

В схеме динамического “хольраума” (ДХ) сложнее реализовывать высокую степень однородности облучения мишени. Схема статического «хольраума» требует генерации существенно больших потоков МР излучения сильнооточных  $Z$  -пинчей. Поэтому исследование

новых вариантов нагрузок сильноточных Z-пинчей для схем непрямого обжатия сферических мишеней является актуальной задачей.

Эффективная генерация излучения в схеме ДХ требует, как быстрой передачи энергии от ионов, нагреваемых в ударной волне, к электронам, так и высокой излучательной способности материала внутреннего цилиндра. Для выполнения этих требований, а также для прозрачности к собственному излучению, внутренняя оболочка должна содержать наряду с элементами с высоким атомным номером, имеющими высокую излучательную способность, и элементы с относительно невысоким атомным номером [49]. Проверка эффективности генерации МР излучения в ударной волне плазмы, состоящей в основном из элементов с относительно невысоким атомным номером, с добавкой элементов с высоким атомным номером, является актуальной задачей.

В схеме статического «хольраума» облучения мишени от двух пинчей, существенным моментом является повышение эффективности энерговклада генератора в пинч. Для повышения эффективности энерговклада и выхода излучения пинча, исследована схема композитного Z - пинча, в которой внешняя оболочка сжимается на компактный плотный цилиндр (fiber), установленный на оси системы. В данной схеме существенным моментом является возможность быстрой передачи энергии или тока с внешней оболочки, имеющей низкую начальную индуктивную, на внутренний плотный и компактный «fiber», который и выступает в роли эффективного излучателя мягкого рентгеновского излучения. Чтобы «файбер» выступал в роли основного излучателя энергии, он должен содержать элементы с высокой излучательной способностью, а средний заряд ионов «файбера» должен превышать средний заряд ионов внешней оболочки. Исследование эффективности передачи энергии или тока с внешней оболочки на «fiber» в условиях, когда средний заряд ионов «файбера» превышает средний заряд ионов внешней оболочки, является актуальной задачей.

По сравнению со сжатием одиночных цилиндрических многопроволочных сборок, применение двойных многопроволочныхборок позволяет получать на конечной стадии сжатия, как более однородные пинчи, так и более высокую мощность излучения. Актуальным является исследование режимов излучения при переходе от каскадной нагрузки к композитному Z – пинчу, в которых роль «файбера» играет внутренняя многопроволочная сборка с диаметром порядка диаметра пинча. Отметим, что использование материалов с различными атомными номерами во внешнем и внутреннем каскадахборок позволяет существенно влиять на излучательные характеристики получаемых Z – пинчей.

Принципиально важно проводить абсолютные измерения энергии излучения и потоков плазмы, генерируемой сильноточными Z - пинчами. Поэтому актуальным является разработка абсолютно калиброванных методик измерений.

Существенный интерес представляет исследование спектров излучения используемых  $Z$  – пинчей в спектральном диапазоне энергий квантов от 0.1 до 5 кэВ. Самостоятельной задачей является получения высокого выхода линейчатого излучения многозарядных ионов элементов от азота до никеля, с соответствующей энергией квантов от 0.4 до 10 кэВ. Как показывают эксперименты, на величину выхода такого излучения существенное влияние оказывают начальные условия формирования внешней токовой оболочки. Существенное влияние на формирование оболочки оказывает процесс ее предыонизации. Поэтому для пинчей, получаемых при сжатии многопроволочных сборок, актуальным является исследование влияния предыонизации проволок, например, импульсом тока от отдельного источника, на генерируемое МР излучение.

Отметим важную роль современных методов рентгеновской диагностики обладающих высокими временными, пространственными и спектральными разрешениями для исследования излучающих пинчей. Эффективное использование методик в экспериментах на мощной импульсной установке, требует предварительных отработок и калибровок аппаратуры на более простых установках меньшей мощности, но обеспечивающих подобные размеры источника излучения, широкий спектр излучения и соответствующую длительность импульса излучения. При этом спектр излучения источников должен охватывать широкий интервал от десятков эВ до сотен кэВ, поскольку именно такой широкий спектр излучения реализуется при работе мощных импульсных генераторов тераваттного диапазона мощности.

### **Цель работы и задачи исследований**

В качестве задач исследования рассматриваются задачи, связанные с применением сильноточных излучающих  $Z$  - пинчей для задач инерциального термоядерного синтеза.

Целью работы является исследование физических вопросов существенных для эффективной генерации мощных потоков мягкого рентгеновского излучения, применяемых в схемах непрямого обжатия сферических мишеней.

В качестве задач исследования рассматриваются следующие: исследование новых типов нагрузок сильноточных генераторов для схем непрямого обжатия сферических мишеней мягким рентгеновским излучением; повышения эффективности передачи энергии сильноточного генератора в нагрузку в схеме композитного  $Z$  - пинча; исследование излучения пинчей, полученных при сжатии многопроволочных сборок со сложным атомным составом; исследование влияние предыонизации нагрузки сильноточных импульсных генераторов на излучательные характеристики пинча; измерение абсолютных выходов мягкого рентгеновского излучения плазмы сильноточного  $Z$ -пинча и энергии переносимой плазменными потоками

распадающегося пинча; исследование источников ВУФ излучения на основе поверхностного пробоя по поверхности изолятора в вакууме; разработка методов создания газовых нагрузок для сильноточных импульсных разрядов и исследования параметров таких нагрузок, разработка стендовой базы для проведения тестирования и калибровок рентгеновских приборов в спектральном интервале энергий квантов от 0.05 до 100 кэВ;

**Научная новизна работы заключается в том, что**

1. Предложен и экспериментально исследован новый вариант цилиндрической лайнерной нагрузки с высокой начальной аксиальной неоднородностью распределения погонной массы для схем непрямого облучения термоядерных мишеней излучением сильноточных  $Z$  –пинчей. Доказано, что в зависимости от степени неоднородности начального распределения погонной массы нагрузки (10-30%) моделируются режимы, применимые для схем динамического и статического «хольраумов» и переходные режимы с возможностью повышения однородности облучения мишени.
2. Доказано, что при сжатии каскадных цилиндрических многопроволочных вольфрамовыхборок, имеющих уменьшенную индуктивность на конечной стадии сжатия, полученные полная и удельная мощности излучения пинча длиной 1 см (~10-11 ТВт и 10-11 ТВт/см) превышают полную и удельную мощности излучения пинча, полученного при сжатии «стандартной сборки» длиной 1.6 см (~ 7-8 ТВт и 5 ТВт/см) с теми же параметрами. Эффект достигается за счет увеличения роли во взаимодействии каскадов магнитного поля тока, протекающего по внутреннему каскаду.
3. Впервые предложен и экспериментально обоснован вариант каскадной нагрузки сильноточных  $Z$  – пинчей с использованием эффекта усиления взаимодействия каскадов сборки через магнитное поле тока внутреннего каскада применительно к схеме статического «хольраума». В схеме возможен захват части тока внутренней сборкой, удерживающей статический «хольраум». При взаимодействии каскадов практически вся кинетическая энергия внешней ускоренной оболочки может быть преобразована в мягкое рентгеновское излучение двух приэлектродных пинчей, используемых для облучения мишени в «хольрауме».
4. Впервые показана возможность эффективной (свыше 30%) передачи энергии с внешней оболочки композитного  $Z$  – пинча во внутренний плотный излучающий «fiber», состоящий из вещества с атомным номером, сравнимым с атомным номером вещества оболочки или превышающим его. Эффективная передача энергии от внешней оболочки на «файбер» объясняется высокой электронной теплопроводностью в отсутствие замагниченности электронов.

5. Впервые количественно измерены параметры плазмы пинчей, образующихся при сжатии многопроволочных сборок со сложным атомным составом (Al – W), в зависимости от массовой доли вольфрама в сборке. Экспериментально показано, что при увеличении доли W в сборке электронная плотность растет, а интенсивность линейчатого излучения [H]- и [He]- ионов Al существенно падает. Когда массовая доля вольфрама в сборке превышает 14%, линейчатое излучение Al регистрируется лишь из небольших, плотных и сильно нагретых областей с электронной температурой порядка 700 эВ.
6. Впервые экспериментально был обнаружен эффект влияния уменьшения времени передачи энергии от ионов, нагреваемых в ударной волне, к электронам на излучательную способность плазмы пинчей, образующихся при сжатии многопроволочных сборок со сложным атомным составом (Al – W). При содержании по массе вольфрама в сборке на уровне 25-30% достигается практически такая же мощность излучения и его длительность, как и при сжатии чисто вольфрамовых сборок с теми же параметрами. Эффект объясняется уменьшением времени передачи энергии от ионов к электронам для сборки сложного атомного состава (Al-W) за счет наличия в плазме высокой концентрации более легких ионов алюминия. Использование сборок со сложным атомным составом обеспечивает большую прозрачность плазмы для собственного излучения, что существенно для облучения мишени в схеме динамического «хольраума».
7. Впервые экспериментально измерена анизотропия плотности потоков энергии разлетающейся плазмы мегаамперных Z – пинчей. Показано, что в направлении перпендикулярном оси пинча, энергия, переносимая плазменными потоками, составляет менее 5% от энергии излучения, а в направлении вдоль оси они сравнимы.
8. Впервые обнаружен эффект увеличения вдвое выхода линейчатого излучения многозарядных ионов алюминия в спектральном интервале 1.5 - 2.3 кэВ при токовой предыонизации многопроволочных алюминиевых сборок за 110-130 нс до основного импульса тока. Эффект связывается с тем, что за счет токовой предыонизации проволочек лайнера к началу основного импульса тока реализуется более однородное распределение плотности плазмы по длине проволочек, что уменьшает влияние начальной аксиальной неоднородности распределения плотности плазмы на развитие неустойчивости Рэля–Тейлора.

**Научная и практическая значимость работы** состоит в том, что

полученные в проведенных исследованиях результаты привели к появлению новых перспективных вариантов нагрузок сильноточных генераторов для схем непрямого обжата сферических мишеней; новых данных об излучательных способностях высокотемпературной плотной плазмы сложного атомного состава; представлениям о степени анизотропии энергии плазменных потоков сильноточных  $Z$  - пинчей.

Разработанные научные приборы и экспериментальные методики использованы в исследованиях плотной высокотемпературной плазмы на лазерно-плазменном источнике тяжелых ионов (ЦЕРН, Швейцария и ТИР-1 АО ГНЦ РФ ТРИНИТИ, в исследованиях по физике взрывающихся проводников на мощных импульсных наносекундных сильноточных генераторах (Ecole Polytechnique, Франция).

Полученные экспериментальные данные стимулировали развитие детальных РМГД методов расчета спектральных характеристик излучения плотной высокотемпературной плазмы  $Z$  – пинчей.

**Личный вклад автора**

Постановка и проведение всех представленных в диссертации экспериментов, их обработка и интерпретация сделаны автором лично или при его определяющем участии. Автором предложены новые варианты нагрузок сильноточных  $Z$ -пинчей, перспективных для схем непрямого облучения термоядерных мишеней: вариант нагрузки с высокой аксиальной неоднородностью распределения погонной массы и вариант нагрузки с использованием эффекта взаимодействия каскадов многопроволочной сборки через магнитное поле внутреннего каскада. Автором экспериментально обнаружен эффект влияния уменьшения времени передачи энергии от ионов, нагреваемых в ударной волне, к электронам на излучательную способность плазмы пинчей, образующихся при сжатии многопроволочныхборок со сложным атомным составом (Al-W). Автором обнаружена существенная анизотропия энергии ионных потоков в сильноточных импульсных разрядах. Автором предложен вариант импульсного радиационного калориметра со встроенной системой абсолютной калибровки и дифференциальной системой регистрации сигнала.

### **Достоверность и обоснованность результатов,**

полученных в диссертационной работе, основаны на комплексном подходе к исследованиям, использованию большого количества различных перекрестных и взаимно дополняющих методов диагностики и статистике измерений. Результаты получены в экспериментах на различных экспериментальных установках. Полученные автором экспериментальные данные в пределах погрешностей измерений совпадают с результатами полученными другими методиками.

Часть полученных результатов согласуется с данными работ других экспериментальных групп и исследователей. Результаты проведенных исследований опубликованы в российских и зарубежных реферируемых журналах с высокими рейтингами и полностью отражают содержание работы.

### **Апробация работы и публикации**

Результаты работы докладывались и обсуждались на:

1. Международных конференциях по физике высокотемпературной плазмы и управляемому термоядерному синтезу (Звенигород 2003-2019)
2. 4-ой научно-технической конференции с международным участием «Приборы с зарядовой связью и системы на их основе», Геленджик, Россия, 1992 г.
3. Международной конференции по экстремальному состоянию вещества (Эльбрус, Россия, 2007)
4. Рабочем совещании по физике многопроволочных Z – пинчей (Питлохри, Великобритания, 2000г.)
5. Международных конференциях по мощным импульсным пучкам заряженных частиц (BEAMs, Новосибирск, 1990; Хайфа, Израиль 1998г., Санкт-Петербург, 2004)
6. Всероссийских семинарах по Z – пинчам (Москва, ИАЭ им. И.В. Курчатова 2004, 2006).
7. Всероссийских конференциях по диагностике высокотемпературной плазмы (Звенигород, 2003, 2005, 2007, 2009, 2011, 2013, 2015-2019).

Результаты исследований изложены в 30 статьях, в том числе в 29 статьях в периодических изданиях, рекомендованных ВАК для публикации результатов докторских диссертаций и 30 докладах на Международных и Российских симпозиумах и конференциях

### **Структура и объем работы.**

**Диссертация состоит из Введения, восьми глав, Заключения и Приложений. Объем диссертации составляет 250 стр., включая 134 рисунка, 34 таблицы и список литературы из 154 наименований.**

Во введении приведен обзор экспериментальных исследований по генерации мощных потоков мягкого рентгеновского излучения сильноточными Z-пинчами. Рассмотрены актуальные вопросы исследования динамики сжатия и излучения высокотемпературной плотной плазмы Z – пинчевых разрядов, а также перспективы использования генерируемых потоков мягкого рентгеновского в схемах непрямого обжата сферических мишеней. Приведена постановка задач.

В первой главе рассмотрены использованные в экспериментах методики измерений мягкого рентгеновского и ВУФ излучений плазмы, а также приборы для их измерений. В экспериментах использовались методики, обладающие высоким временным и спектральным разрешениями: полихроматор мягкого рентгеновского излучения на основе многослойных рентгеновских зеркал, кристаллические рентгеновские спектрографы и спектрографы на основе пропускающей решетки, вакуумные рентгеновские фотодиоды с соответствующими фильтрами, радиационный фольговый калориметр с временным разрешением  $\sim 1$  мкс для измерения полных радиационных потерь плазмы. Наряду с методиками измерения рентгеновского излучения разработаны диагностики для измерения потоков плазмы разлетающегося пинча и приэлектродной плазмы.

Во второй главе рассмотрено метрологическое обеспечение измерений спектрально-энергетических потоков мягкого рентгеновского излучения. Описаны источники рентгеновского излучения, разработанные для проверки и калибровки рентгеновской аппаратуры. Источники позволяют проводить измерения в спектральном диапазоне энергий квантов от 0.05 до 100 кэВ. Приведен анализ возможных выходов линейчатого и тормозного излучения возбуждаемого, как в вакуумных диодах со взрывоэмиссионным катодом, так и в источнике мягкого рентгеновского излучения на основе газового Z -пинча. Описаны методики проверки работоспособности и калибровки чувствительности детекторов мягкого рентгеновского излучения, приведены результаты калибровок различных типов детекторов (МКП, кремниевых p-i-n диоды). Методом рентгеновского просвечивания проведены исследования параметров газовых струй, создаваемых электромагнитным клапаном со сверхзвуковым соплом.

В третьей главе рассмотрены результаты исследования динамики сжатия и излучения композитных Z - пинчей на установке «Ангара-5-1». Продемонстрировано, что электронная плотность в пинче определяется массой внутреннего «файбера». Показано, что большая часть материала вещества «файбера» прогревается до высокой температуры ( $\sim 1$  кэВ). Такая температура достигается как в оболочке, так и в «файбере», что, возможно, свидетельствует о достаточно хорошей электронной теплопроводности.

В четвертой главе приведены результаты экспериментального исследования нового варианта нагрузки сильноточных Z пинчей для схем непрямого обжатия сферических мишеней. Отличительной особенностью нагрузки является высокая начальная аксиальная неоднородностью распределения массы сжимаемого вещества. В качестве одного из вариантов такой нагрузки для сильноточного генератора «Ангара-5-1» использовалась каскадная сборка, состоящая из внешней многопроволочной сборки из вольфрамовых проволок и внутренней, соосной с ней, укороченной пенной цилиндрической оболочки, расположенной симметрично относительно высоковольтных электродов. Длина пенной цилиндрической оболочки составляла половину от величины межэлектродного зазора катод-анод, и она удерживалась внутренней многопроволочной сборкой такого же диаметра. Внешняя многопроволочная сборка имеет неоднородное распределение погонной массы по длине. Неоднородность погонной массы достигается за счет дополнительного напыления металла (Bi) на W проволоки на длине, соответствующей длине внутреннего пенного цилиндра. Для такой нагрузки характерно сначала сжатие части оболочки у электродов, с образованием двух приэлектродных пинчей и, потом, сжатие центральной части нагрузки с пеной.

В зависимости от степени неоднородности распределения погонной массы нагрузки смоделированы режимы применимые, как для схем динамического и статического «хольраумов», так переходные режимы, с возможностью более эффективной генерацией излучения в «хольрауме». Существенно, что в рассматриваемой схеме изменяя величину задержки сжатия части внешней оболочки с добавленной массой можно, во-первых, реализовать режим предыонизации пенного цилиндра («хольраума») до его взаимодействия с внешней ускоренной оболочкой и, тем самым, увеличить эффективность генерации излучения ударной волной в пене. Во-вторых, если подобрать время взаимодействия внешней оболочки с пеной, совпадающее с моментом сжатия и излучения приэлектродных пинчей, то можно повысить степень однородности облучения мишени.

В пятой главе приведены результаты исследования пробоя по поверхности изолятора в вакууме, как источника УФ – излучения для предыонизации нагрузок сильноточных импульсных генераторов. Рассмотрено влияние токовой предыонизации на сжатие

многопроволочных лайнеров на установке «Ангара-5-1» и на выход К – излучения [H] и [He] ионов Al при сжатии многопроволочных цилиндрических сборок из алюминиевых проволочек.

В шестой главе рассмотрены результаты исследования параметров пинчей, получаемых при сжатии одиночных и двойных многопроволочных сборок. Исследовано излучение пинчей со сложным атомным составом, а именно влияние небольшой (от 7 до 27% по массе от массы многопроволочной сборки) добавки вольфрама, на излучение плазмы получаемой при сжатии смешанные Al - W многопроволочных сборок. Исследованы режимы излучения при переходе от каскадной нагрузки к композитному Z –пинчу в условиях, когда атомный номер материала внутренней сборки (W) существенно превышал атомный номер материала внешней сборки (Al). При этом диаметр внутренней многопроволочной сборки W (4 мм) был порядка диаметра пинча (2.5-3 мм), получаемого при сжатии одиночной внешней многопроволочной сборки Al диаметром 12 мм, а погонные массы сборок были сравнимы (330-350мкг/см). С применением методов рентгеновской спектроскопии исследовано излучение и взаимодействие каскадов двухкаскадной многопроволочной сборки при имплозии таких сборок.

В седьмой главе приведены результаты наблюдения анизотропии мягкого рентгеновского излучения и потоков плазмы мегаамперных Z - пинчей. Анизотропия энергии излучения и энергии ионных потоков сильноточных Z –пинчей исследована с использованием термпарных калориметров и фольговых быстрых радиационных калориметров. Проведено сравнение полученных выходов мягкого рентгеновского излучения с данными радиационных потерь, полученных методом фильтров с использованием в качестве детекторов вакуумных фотодиодов.

В восьмой главе приведены результаты экспериментов по сжатию каскадных многопроволочных вольфрамовых сборок, имеющих уменьшенную индуктивность на конечной стадии сжатия. Получена мощность мягкого рентгеновского излучения ~10-11 ТВт с выходом рентгеновского излучения порядка 130-140 кДж с пинча длиной 1 см. Удельная и полная мощности излучения пинча, полученные при сжатии каскадной нагрузки с уменьшенной индуктивностью (10-11 ТВт и 10-11 ТВт/см) превышают полную и удельную мощности излучения пинча, полученного при сжатии «стандартной сборки» длиной 16 мм (7-8 ТВт и 5 ТВт/см) с теми же параметрами. Динамика сжатия такой нагрузки свидетельствует об увеличении роли во взаимодействии каскадов магнитного поля тока, протекающего по внутреннему каскаду.

В заключении сформулированы основные результаты и выводы.

**На защиту выносятся следующие научные положения:**

1. Предложенный новый тип двухкаскадной нагрузки с высокой начальной аксиальной неоднородностью распределения массы сжимаемого вещества внешнего каскада для схем непрямого обжатия термоядерных мишеней с использованием сильноточных  $Z$  – пинчей, обеспечивает моделирование в эксперименте, в зависимости от степени неоднородности распределения погонной массы внешнего каскада (10-30%), как режимов динамического и статического «хольраумов», так и переходных режимов, позволяющих повысить однородность облучения мишени.
2. Предложенная двухкаскадная нагрузка с уменьшенной индуктивностью внутреннего каскада позволяет получить полную и удельную мощности излучения сильноточного  $Z$ -пинча (9.5-11ТВт и 9.5-11ТВт/см) превышающие полную и удельную мощности излучения пинча, полученные при сжатии «стандартной» сборки длиной 1.6 см с теми же параметрами (7-8 ТВт и 5 ТВт/см).
3. Предложенная схема статического «хольраума» с двухкаскадной сборкой и использованием эффекта увеличения роли магнитного поля тока внутреннего каскада на динамику взаимодействия внешней ускоренной оболочки с внутренним каскадом, удерживающим статический «хольраум», позволяет преобразовать практически всю кинетическая энергия внешней ускоренной оболочки в облучение мишени мягким рентгеновским излучением от двух образующихся приэлектродных пинчей.
4. Использование переходного режима от сжатия сильноточными  $Z$ –пинчами алюминиевых однокаскадных многопроволочныхборок к сжатию вольфрамовых однокаскадных многопроволочныхборок, при содержании по массе вольфрама в сборке не более 25-30%, позволяет получить практически такую же мощность 4-5 ТВт и длительность 9-11 нс импульса излучения, как и при сжатии чисто вольфрамовыхборок с теми же параметрами (6-6.5 ТВт, 8 нс).
5. Использование в геометрии композитного  $Z$ -пинча для «файбера» вещества имеющего атомный номер сравнимый или больше, чем атомным номером внешней плазменной оболочки обеспечивает эффективное вложение энергии во внутренний пенный «файбер» низкой плотности с прогревом не менее 50% вещества «файбера» до температуры внешней оболочки  $\sim 1$ кэВ.
6. Разработанный импульсный радиационный фольговый калориметр со встроенной системой абсолютной калибровки и дифференциальной системой регистрации сигнала позволяет измерять в условиях высокого уровня электромагнитных помех абсолютные

выходы излучения сильноточечных Z- пинчей и плотность потока энергии, переносимой плазмой распадающегося пинча, с отношением сигнал/шум на уровне 20/1.

7. Измерения энергии, переносимой плазменными потоками распадающегося Z –пинча в единицу телесного угла в направлении перпендикулярно его оси показали, что она не превышает 5% от энергии мягкого рентгеновского излучения, что обосновывает корректное измерение выходов излучения в этом направлении термодинамическими калориметрами, но в направлении оси пинча такие измерения термодинамическими калориметрами некорректны, так как в этом случае энергия переносимая плазменными потоками в единицу телесного угла на два порядка выше и сравнима с энергией излучения.
8. Выявленные особенности разрядов микросекундной длительности по поверхности изолятора в вакууме, а именно независимость эффективной температуры ВУФ излучения 6 – 8 эВ от геометрии электродов (коаксиальный разряд, шестнадцатиканальный коаксиальный разряд, разряд типа «флэшбод») и слабая зависимость сопротивления разряда от величины тока, с получением КПД преобразования запасенной в конденсаторе энергии в энергию ВУФ излучения для «флэшбоды» ~3%, коаксиального разряда ~1% и шестнадцатиканального коаксиального разряда ~0.1%, позволяют оценивать параметры таких источников ВУФ излучения с различными геометриями электродов и уровнем энергии электрического разряда.

## **Глава 1. Методики измерения мягкого рентгеновского, ВУФ излучения плазмы и характеристик плазменных потоков.**

В данной главе описаны диагностические методики, используемые для измерения параметров мягкого рентгеновского излучения и характеристик плазменных потоков сильноточных Z –пинчей.

### **1.1. Методики измерения мягкого рентгеновского и ВУФ излучения плазмы.**

#### **1.1.1. Полихроматор мягкого рентгеновского излучения**

В области мягкого рентгеновского и вакуумного ультрафиолетового излучения, определяемой диапазоном энергий квантов  $20 \div 10^4$  эВ традиционно используются несколько способов анализа спектра излучения. Анализаторы спектра, основанные на кристаллических дисперсионных элементах (см., например, обзор [50]), применяются для энергий квантов свыше 700 эВ. Более длинноволновое излучение анализируется с помощью решеток скользящего падения [51] и пропускающих решеток [52]. Для выделения заданного спектрального интервала часто используется так называемый метод фильтров Росса [53]. В этом методе спектральное окно образуется путем сопоставления (вычитания) сигналов двух детекторов, расположенных за фильтрами с близкими К - или L - краями поглощения. Подбирая и балансируя фильтры можно получить достаточно удовлетворительное спектральное разрешение в области энергии квантов  $0,1 \div 10$  кэВ [54].

Новые возможности в анализе спектров мягкого и ультрамягкого рентгеновского излучений появились с развитием технологии изготовления многослойных зеркал [55]. Многослойные рентгеновские зеркала состоят из большого числа ( $\sim 100$ ) попеременно чередующих тонких отражающих слоёв из различных элементов. Современные технологии позволяют изготавливать многослойные рентгеновские зеркала, имеющие энергетическое разрешение  $E/\Delta E = 20 \div 70$  с коэффициентом отражения более 50 %. Характеристики некоторых типов многослойных рентгеновских зеркал, изготавливаемых в Институте Прикладной Физики (Н.Новгород), являющемся пионером этой технологии, приведены в таблице 1.1. Возможности, предоставляемые технологией многослойных зеркал, были использованы при разработке рентгеновского полихроматора [56] в рамках подготовки диагностического комплекса установки «Ангара-5-1».

Разработанные различные модификации прибора имеют от 2 до 10 измерительных каналов, каждый из которых настроен на определенную энергию квантов рентгеновского

излучения. Схема канала полихроматора приведена на рис.1.1. Излучение плазмы проходит через тонкий фильтр (1), который отсекает видимую часть спектра излучения плазмы, и падает на многослойное зеркало (2). Отраженная в определенном узком интервале энергий квантов часть спектра излучения регистрируется детектором рентгеновского излучения, сигнал с которого поступает на осциллограф. В качестве детекторов излучения могут использоваться полупроводниковые р-і-п-детекторы, детекторы на основе микроканальных пластин (МКП), алмазные детекторы и т.д. Выбор характеристик канала (фильтр-зеркало-детектор) определяется условиями эксперимента: интенсивностью излучения, спектром излучения, требуемыми временными и спектральными разрешениями. Каждый канал расположен в отдельном модуле. Конструктивно все модули (до 10-ти) объединены в единый прибор.

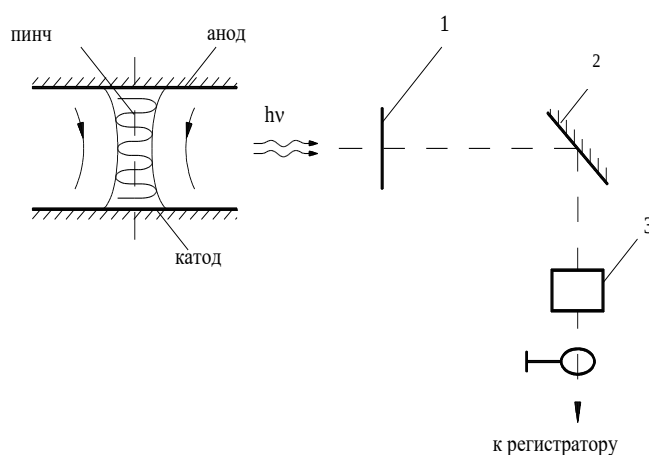


Рис.1.1. Схема измерения импульсного рентгеновского излучения плазмы с помощью многослойного рентгеновского зеркала:

1- рентгеновский фильтр, 2 - многослойное рентгеновское зеркало, 3 - рентгеновский детектор.

Алгоритм настройки прибора включает три этапа. На первом этапе с помощью лазера, расположенном в специальном патрубке полихроматора, задаётся единая оптическая ось прибора. Затем производится настройка каналов на определенную энергию путем установки углового положения зеркала и детектора относительно оптической оси (в пределах  $10^0 \div 80^0$ ) в соответствии со схемой  $\theta$ - $2\theta$  ( $\theta$ - угол скольжения). Точность настройки каналов составляла не хуже  $4'$ . Эти этапы настройки проводятся на оптическом столе с помощью лазера и теодолита. Юстировка прибора непосредственно на установке сводится к совмещению оптической оси полихроматора, задаваемой лазером, с направлением на источник рентгеновского излучения.

Отражающая способность многослойных зеркал и пропускная способность рентгеновских фильтров проверялись с помощью рентгеновского монохроматора РСМ-500 с решеткой скользящего падения [57]. Исследовались характеристики различных зеркал с большим числом ( $N \geq 50$ ) взаимно чередующихся слоёв, например, Ni - Ti ( $d=52 \text{ \AA}$ ), Cr - C ( $d=25,9 \text{ \AA}$ ) и т. д. и фильтров, используемых в экспериментах, например,  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (0.35 мкм), Al (0.12 мкм) и т. д. Чувствительность детекторов “привязывалась” к опорному детектору, чувствительность которого была определена на лазерном плазменном источнике рентгеновского излучения [58]. Характеристики измерительных каналов для одного из вариантов полихроматора приведены в таблице 1.1., где в качестве детекторов использовались кремниевые p-i-n диоды.

С целью уменьшения уровня электромагнитных наводок съём сигнала и подача питающего напряжения на детекторы осуществлялась по кабелям с двойной экранировкой. Спектральная чувствительность полупроводниковых детекторов позволяет дискриминировать фон жесткого рентгеновского излучения при измерениях потоков МР излучения за счёт относительно небольшой толщины чувствительной области кремниевого детектора ( $\sim 80 \text{ мкм}$ ).

Спектральная плотность излучения в месте расположения прибора в интервалах энергий квантов каждого из каналов полихроматора определяется по формуле:

$$dI/dE = I_d / (S_d \cdot \eta \cdot R), \text{ где}$$

$dI/dE$  - спектральная плотность излучения [ $\text{Вт}/\text{см}^2 \cdot \text{эВ}$ ],

$I_d$  - ток детектора [А],

$S_d$  - спектральная чувствительность детектора [ $\text{А} \cdot \text{см}^2/\text{Вт}$ ] для кванта с энергией  $E$ ,

$\eta$  - пропускание фильтра для квантов с энергией  $E$ ,

$R$  - интегральный коэффициент отражения зеркала [эВ].

Обычно,  $I_d \cong (0,1 \div 0,3) \text{ А}$ ,  $S_d \cong (0,1 \div 1) \cdot 10^{-2} \text{ А} \cdot \text{см}^2/\text{Вт}$ ,  $\eta \cong 0,1 \div 0,3$ ,  $R \cong (0,5 \div 1) \text{ эВ}$ . Спектральное разрешение прибора определяется шириной кривой отражения зеркала и изменяется в пределах  $\Delta E/E \cong (1,5 \div 6)\%$ .

Чувствительность p-i-n-диодов к видимой части спектра определяется толщиной токопроводящего покрытия детектора и, как показали специальные измерения, не превышает  $10^{-6} \text{ А} \cdot \text{см}^2/\text{Вт}$ .

Разработанный полихроматор применялся в экспериментах на установках Ангара-5-1 и Сатурн 5 (США, Национальная Лаборатория Сандиа).

Таблица 1.1. Характеристики каналов полихроматора.

| №  | E(эВ)<br>$\lambda(\text{Å})$ | Фильтр,<br>толщина (мкм)   | T(%) | Структура,<br>период | $\theta$ ,<br>град | R(%)<br>$\Delta E/E$ | $S_d \cdot 10^2$ ,<br>$A \cdot \text{см}^2/\text{Вт}$ | $S_{ch} \cdot 10^3$ ,<br>$A \cdot \text{см}^2 \cdot$<br>эВ/Вт |
|----|------------------------------|----------------------------|------|----------------------|--------------------|----------------------|-------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------|
| 1  | 930<br>13,34                 | лавсан(2.0)<br>+Al(0,4)    | 34,0 | Ni-C<br>38,2         | 10,8               | 3,4<br>0,034         | 2,25                                                  | 9,64                                                          |
| 2  | 852<br>14,6                  | лавсан(2.0)<br>+Al(0,3)    | 23,0 | Ni-C<br>34,0         | 10,8               | 4,3<br>0,026         | 2,00                                                  | 5,00                                                          |
| 3  | 776<br>16,0                  | лавсан(2.0)<br>+Al(0,3)    | 12,5 | Ni-C<br>38,2         | 12,0<br>7          | 3,2<br>0,015         | 1,80                                                  | 1,00                                                          |
| 4  | 705<br>17,6                  | целулоид(0,2)+<br>Al(0,4)  | 30,0 | Ni-C<br>36,8         | 13,3<br>0          | 4,4<br>0,026         | 1,53                                                  | 4,00                                                          |
| 5  | 573<br>21,64                 | целулоид(0,2)+<br>Al(0,4)  | 20,0 | Cr-C<br>36,8         | 17,1<br>0          | 10,7<br>0,034        | 1,33                                                  | 6,80                                                          |
| 6  | 525<br>23,6                  | целулоид(0,2)+<br>Al(0,4)  | 22,0 | Ni-C<br>34,0         | 17,6<br>0          | 2,6<br>0,034         | 1,56                                                  | 1,80                                                          |
| 7  | 452<br>27,4                  | целулоид(0,2)+<br>Al(0,4)  | 19,0 | Ni-Ti<br>39,8        | 20,1<br>2          | 7,6<br>0,027         | 1,13                                                  | 2,60                                                          |
| 8  | 395<br>31,4                  | целулоид(0,2)+<br>Al(0,4)  | 16,0 | Ni-Ti<br>39,8        | 23,2<br>0          | 3,2<br>0,048         | 0,94                                                  | 0,98                                                          |
| 9  | 341<br>36,36                 | целулоид(0,2)<br>+ Al(0,4) | 12,0 | Ni-Ti<br>39,8        | 27,1<br>3          | 2,8<br>0,065         | 0,63                                                  | 0,57                                                          |
| 10 | 277<br>44,8                  | лавсан(2,0)+<br>Al(0,3)    | 12,0 | Cr-C<br>36,8         | 37,4<br>0          | 4,8<br>0,040         | 0,43                                                  | 0,33                                                          |

В качестве иллюстрации применения прибора приведем некоторые результаты, полученные на установке Ангара-5-1 [59]. Импульс тока длительностью 80÷100 нс и амплитудой до 3,5 МА подавался на нагрузку, в качестве которой применялась полая газовая струя ксенона. В определенный момент нарастания тока нагрузка превращалась в плотный z-пинч, являющийся источником интенсивного рентгеновского излучения. Использовалась комплектация полихроматора, приведенная в таблице 1.1. Сигналы полихроматора

регистрировались в цифровом виде на КИИУ с помощью преобразователей УПН-92 (длительность выборки 2 нс) и аналоговом виде на осциллографах С9-4А (полоса регистрации 250 МГц).

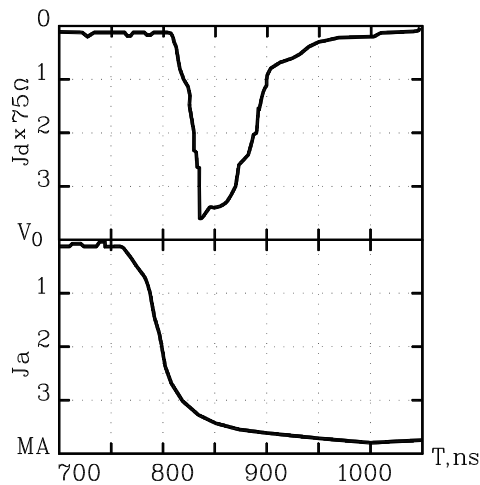


Рис.1.2. Сигнал с канала полихроматора. Верхний луч, канал регистрирующий кванты рентгеновского излучения с энергией  $E = 425$  эВ. Нижний луч - ток через нагрузку (МА).

Типичный сигнал детектора одного из каналов полихроматора приведён на рис.1.2. Специальные эксперименты были поставлены с целью определения вклада видимой части спектра в сигналы полихроматора. Доля, вносимая видимой частью спектра в сигнал, определялась после фильтрации излучения нагрузки стеклянными пластинами, не пропускающими рентгеновскую часть спектра. Было определено, что доля, вносимая видимой частью спектра в сигналы полихроматора, не превышает 5%. Интенсивность рентгеновского потока также контролировалась вторично-эмиссионным детектором, который не чувствителен к видимой части спектра. Одновременно с помощью камеры-обскуры фиксировалась форма источника рентгеновского излучения.

На рис.1.3 приведен спектр излучения, когда в качестве нагрузки сильноточного генератора Ангара-5-1 используется струя ксенона. Можно видеть, что в интервале энергий квантов 270÷600 эВ интенсивность излучения падает. Некоторый подъём спектра наблюдается в районе энергий 800 эВ. Спектральная плотность излучения  $I_{h\nu}$  в интервале энергий 270÷500

эВ в пределах погрешности измерений, как показано на рисунке, достаточно хорошо аппроксимируется распределением Планка (модель “чёрного тела”) с температурой  $T_e \cong 50$  эВ.

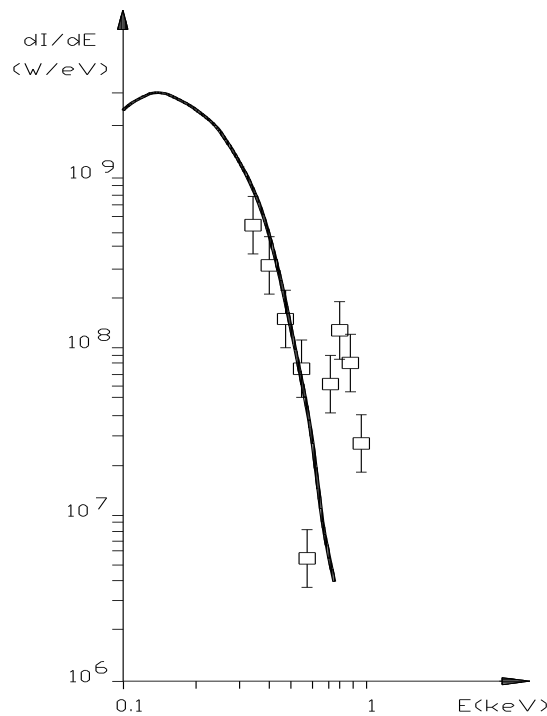


Рис.1.3. Спектральная плотность рентгеновского излучения (в момент максимума излучения), в экспериментах на установке Ангара-5-1 (нагрузка - струя ксенона). Сплошная кривая - аппроксимация экспериментальных точек спектром излучения “чёрного тела” с температурой 50 эВ.

Абсолютная интенсивность излучения соответствует источнику излучения, имеющего форму цилиндра диаметром 3 мм и высотой 10 мм, что совпадает с размерами излучающей области, полученными с помощью камеры-обскуры измерений. В предположении, что для квантов  $E_{h\nu} \leq 270$  эВ справедлива модель “чёрного тела”, для которого мощность излучения с единицы площади поверхности описывается соотношением  $P = \sigma T^4$ , где  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$  Вт/(м<sup>2</sup>·град<sup>4</sup>) - постоянная Стефана - Больцмана, получаем для интенсивности рентгеновского излучения пинча  $P \cong 0,33$  ТВт. Полученное значение мощности излучения соответствует при полуширине длительности импульса  $\tau_{1/2} = 50$  нс полной излученной энергии в рентгеновском диапазоне  $W \cong 16,5$  кДж. Калориметрические измерения выхода рентгеновского излучения

подтверждают полученные данные. Относительно небольшой подъем спектральной плотности излучения в диапазоне энергий квантов 600-1000 эВ объясняется наличием линейчатого излучения ионов ксенона из локальных областей плазмы с более высокой температурой.

Разработанным полихроматором автором была измерена динамика спектра излучения в экспериментах по динамическому «хольрауму» на установке Сатурн 5 (Лаборатория Сандия, США).

### 1.1.2. Рентгеновский кристаллический спектрограф.

Диагностики плазмы, основанные на интерпретации линейчатого излучения, требуют подробных измерений спектра в определенном интервале длин волн излучения с достаточно высоким спектральным разрешением. Обычно для получения обзорных спектров в качестве диспергирующих элементов применяются кристаллы и дифракционные решетки. В качестве дисперсионного элемента рентгеновского спектрографа, входящего в состав диагностического комплекса установки Ангара-5-1, используется выпуклый кристалл слюды. В первом варианте прибора [60] в качестве детектора рентгеновского излучения используются специальные рентгеновские фотопленки (КОДАК, УФ-ШС). В дальнейшем в конструкцию прибора были внесены изменения, позволяющие использовать в качестве детектора рентгеновского излучения связанный с ЭВМ прибор с зарядовой связью (ПЗС) [61]. Как фотопленка, так и ПЗС при достаточно быстрых процессах регистрируют интегральный во времени спектр излучения. Кроме возможности автоматизации процесса измерений, важным преимуществом регистрации спектра излучения на ПЗС является линейность регистрируемого сигнала от энергии излучения падающего в ячейки и фиксированное положение от эксперимента к эксперименту.

Схема спектрографа с регистратором ПЗС представлена на рис.1.4. Внутри корпуса расположены: щелевая диафрагма, анализатор, детектирующая система. В качестве анализатора используется выпуклый кристалл слюды (межплоскостное расстояние  $2d = 19.9 \text{ \AA}$ ).

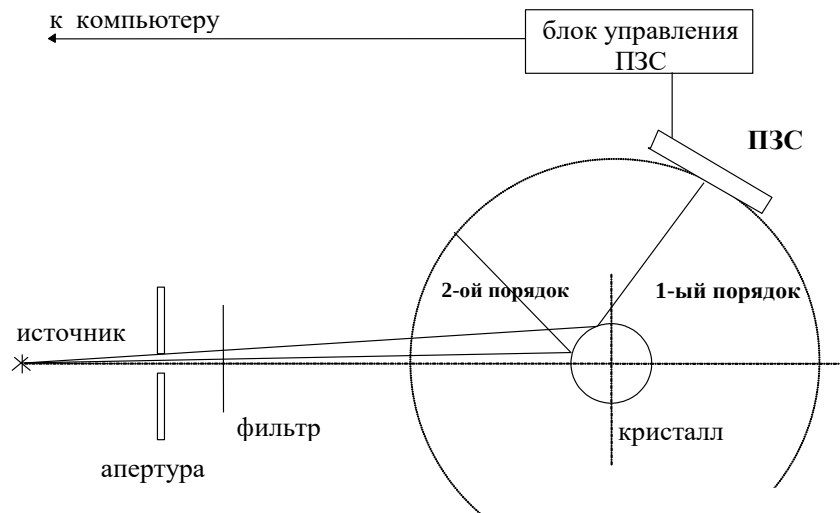


Рис.1.4. Схема рентгеновского кристаллического спектрографа.

Высокая отражающая способность слюды в первом, втором и третьем порядках [62] расширяет эффективный наблюдаемый спектральный диапазон. Для защиты кристалла от разлетающихся продуктов плазменного разряда и оптического излучения, на входе в спектрограф установлен фильтр, содержащий слой бериллиевой фольги толщиной 18 мкм и слой лавсановой пленки толщиной 3 мкм.

Для получения обзорных спектров, охватывающих весь рабочий диапазон спектрографа (от 4 до 18 Å), устанавливается кассета с рентгеновской пленкой, располагаемой коаксиально с осью кристалла. Для текущих измерений в большинстве случаев в качестве регистратора используется линейный прибор с зарядовой связью (ЛПЗС). ЛПЗС закреплен на консоли, которую можно перемещать вокруг кристалла, соосно с ним и располагается в первом порядке отражения кристалла. Длина рабочей области ЛПЗС составляет 3 см, что позволяет наблюдать спектральную полосу шириной около 4 Å, положение которой можно менять в пределах рабочего диапазона. Сигнал с ЛПЗС после амплитудно-цифрового преобразования вводится в ЭВМ, что даёт возможность обрабатывать и представлять информацию о спектральном составе излучения непосредственно сразу после эксперимента. ЛПЗС с устройством управления, амплитудно-цифровым преобразователем, оперативным запоминающим устройством составляют регистрирующую систему спектрографа. Внешними устройствами, обеспечивающими работу прибора, являются источники питания ЛПЗС, персональный компьютер типа IBM PC AT.

Для уменьшения влияния электромагнитных наводок использовалась гальваническая развязка ЛПЗС с устройством управления, амплитудно-цифровым преобразователем и оперативным запоминающим устройством от «земли» установки. Вся регистрирующая система

спектрографа помещалась в экранированную медную коробку с подачей управляющих сигналов и съема сигнала по кабелям с двойной экранировкой.

На рис.1.5. представлен один из вариантов размещения спектрографа на экспериментальной установке «Ангара-5-1».

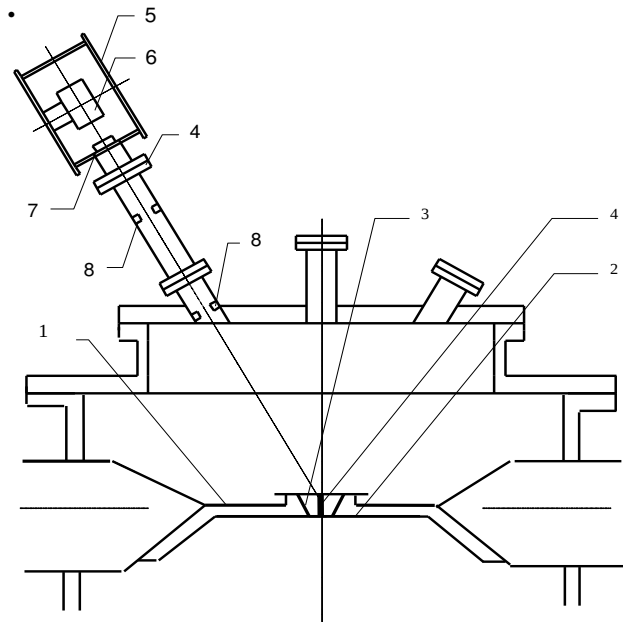


Рис.1.5. Геометрия установки нагрузки и положение спектрографа: 1- анод дискового концентратора, 2- катод дискового концентратора, 3 - газовая струя, 4- «файбер», 5 - корпус спектрографа, 6 - кристалл, 7 - фильтр, 8 - щелевые диафрагмы.

В данном случае расстояние от источника излучения до кристалла составляло  $L = 1895$  см, угол между осью Z-пинча и направлением наблюдения  $30^0$ . В этой геометрии возможно наблюдение излучения со всей высоты Z-пинча. Поле зрения ограничивается набором из трех диафрагм, размещенных на расстояниях 15, 45 и 105 см от кристалла. Диафрагмы частично отсекают паразитное излучение с поверхности электродов, однако полностью исключить его влияние в данной позиции невозможно, поскольку z-пинч виден на фоне катода, линии материала которого видны на приводимом далее спектре (рис.5.7). В другом варианте размещения спектрографа угол между осью Z -пинча и направлением наблюдения составлял  $90^0$ . При этом в поле зрения попадает только источник излучения, и линии материала электродов, как правило, отсутствуют.

Закон дисперсии для данного типа спектрографа при регистрации на коаксиально расположенную пленку имеет следующий вид:

$$\varphi = \pi - 2\theta - \arcsin(r/L \cdot \cos\theta) - \arcsin(r/R \cdot \cos\theta), \quad (1.1)$$

где  $\varphi$  - угол наблюдения, отсчитанный от направления на источник,  $\theta$  - Брегговский угол,  $r$  - радиус кривизны кристалла,  $R$  - расстояние от плёнки до оси кристалла,  $L$  - расстояние от источника излучения до оси кристалла. При регистрации на ЛПЗС закон дисперсии имеет тот же вид, но  $R$  в этом случае соответствует расстоянию до центра линейки, а угол  $\varphi$  выражается следующим образом:

$$\varphi = \varphi_0 + \arctg(x/R), \quad (1.2)$$

где  $\varphi_0$  - угол до центра, отсчитанный от направления на источник,  $x$  - координата вдоль регистратора, которая изменяется от  $-1/2$  до  $+1/2$  ( $l$  - длина ЛПЗС).

Детектором излучения служила линейная п.з.с. ЦЛ-4 с размером ячеек  $15 \times 15$  мкм. Характеристики линейки ЦЛ-4 в диапазоне энергий квантов 0.2-25 кэВ исследовались в работе [63]. Для диапазона энергий квантов 0.8 - 4 кэВ собственное уширение сигнала, из-за процессов диффузии в п.з.с. в процессе сбора заряда в ячейку не превышает ее размера, что позволяет реализовывать спектральное разрешение спектрографа на уровне  $E/\Delta E \sim 10^3$ .

### 1.1.3. Калориметрия радиационных потерь плазмы без временного разрешения.

Для измерения полного выхода энергии из плазмы использовались термопарные калориметры типа ВЧД-3 с чувствительностью  $\sim 35$  мкВ/мДж и площадью чувствительной области  $S = 0.63$  см<sup>2</sup> [64]. Сигнал с калориметра поступал на операционный усилитель, имеющий высокое входное сопротивление. Для уменьшения влияния электромагнитных наводок усилитель имел небольшое выходное сопротивление. Дополнительно, для уменьшения уровня наводок усилитель имел на входе RC фильтр с постоянной времени 20 мс (собственное время реакции калориметра  $\sim 100$  мс). Дополнительно, для уменьшения уровня электромагнитных наводок, усилитель помещался в экранированную коробку, а питание усилителя и съем сигнала осуществлялись по кабелям с двойной экранировкой.

Коэффициент усиления усилителя определялся цепью обратной связи и составлял  $\sim 10$ . Схема усилителя приведена на рис.1.6. Термопарный калориметр вместе с усилителем калибровался оптическим излучением лампы вспышки. В качестве эталонного калориметра использовался калориметр ИКТ-1Н. В экспериментах измерения полных энергетических потерь плазмы термопарными калориметрами, как правило, сравнивались с измерениями полных излучательных потерь плазмы проведенных другими методиками. Такое сопоставление повышало надежность измерений и позволяло провести оценку энергии переносимой ионными потоками разлетающейся плазмы высокотемпературного пинча.

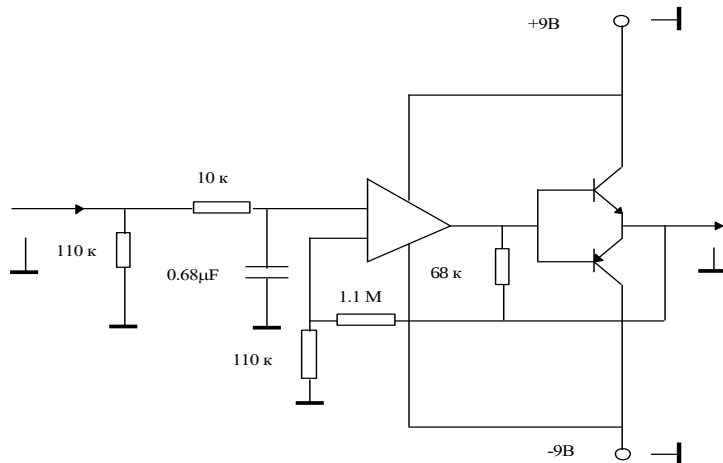


Рис.1.6. Схема усилителя термопарного калориметра.

#### 1.1.4. Быстрый радиационный калориметр.

Быстрый радиационный калориметр предназначен для измерения потоков энергии излучения и плазмы на мощных импульсных плазменных источниках рентгеновского излучения. В описываемом приборе энергия излучения или ионных потоков поглощается тонкой металлической фольгой (материал ниобий, платина, сплав ниобия с никелем) толщиной 10-13 мкм, предварительно нагретой квази-постоянным током длительностью 1.5-2.5 с до температуры порядка 1800 К. По пластиковому световоду длиной 8 м излучение фольги подавалось на полупроводниковый фотоприемник. Чувствительность прибора по результатам калибровок составила  $S = 0.56 \text{ мДж/мВ} \cdot \text{см}^2$ . Временное разрешение методики  $\sim 2 \text{ мкс}$  определяется временем теплового прогрева фольги. Реализованное временное разрешение позволяет в экспериментах с мегаамперными Z-пинчами зарегистрировать энергию излучения отдельно от энергии плазменных потоков разлетающейся плазмы. Отметим, что на работу радиационного болометра не оказывает влияния фотоэффект от рентгеновского излучения и проводимость разлетающейся плазмы.

В наиболее простом варианте полные энергетические потери плазмы при импульсных процессах измеряются термопарными калориметрами. При этом временное разрешение отсутствует, и вклад в показания калориметра вносят, как потоки излучения, так и энергия, переносимая разлетающейся плазмой. Для измерения мощности излучения, как правило, применяются фольговые резистивные болометры, для которых реализовано временное разрешение порядка 1 нс [65]. Существенное паразитное влияние на работу таких болометров оказывает фотоэффект от падающего рентгеновского излучения. Измерение энергии

плазменных потоков с помощью резистивных болометров вообще невозможно, из-за проводимости прилетающей плазмы. Фольговые радиационные калориметры по своим характеристикам занимают промежуточное положение между термопарными калориметрами и резистивными болометрами. В зависимости от толщины и материала, а также режимов работы используемой фольги временное разрешение радиационных калориметров составляет от 0.1 до 2 мкс. С одной стороны такое временное разрешение, как правило, недостаточно, чтобы измерять мощность излучения в импульсных плазменных процессах. С другой стороны, даже временное разрешение порядка 1 мкс позволяет зарегистрировать энергию излучения отдельно от энергии плазменных потоков разлетающейся плазмы, если прибор расположен достаточно далеко от источника излучения.

На современных мощных импульсных генераторах в экспериментах с  $Z$  – пинчами, длительности импульсов мягкого рентгеновского излучения составляют 4-10 нс с мощностью излучения до 330 ТВт [12]. Временное разрешение радиационных калориметров не достаточно высокое, чтобы обеспечить измерение мощности излучения при таких процессах. Однако, это временное разрешение позволяет измерить, как полную излученную энергию, так и энергию приносимую на болометр разлетающейся плазмой. В связи с этим, основное внимание было уделено чувствительности методики, а не временному разрешению, хотя они взаимосвязаны.

При разработке радиационного калориметра существенное значение имеют выбор материала фольги и режима работы. Обычно в качестве поглотителя радиационных калориметров используется предварительно нагретая фольга из тугоплавкого материала. Увеличение температуры фольги регистрируется инфракрасным датчиком с тыльной стороны фольги. Бейкер и Хаммель [66] применяли зачерненную молибденовую фольгу толщиной 7.6 мкм. В работе [67] излучаемая энергия поглощалась платиновой фольгой толщиной 6 мкм, предварительно нагретой постоянным током до температуры 1500 К. Излучение фольги регистрировалось ФЭУ, фотокатод которого имел максимум спектральной чувствительности в области 900 нм. Временное разрешение методики по данным авторов составляет 0.2 мкс и определяется температуропроводностью платиновой фольги. В работе [68] предложена схема тонкопленочного калориметра с глубокой тепловой обратной связью, позволяющей повысить стабильность работы детектора. За счет введения в конструкцию быстродействующего источника контролируемого нагрева, температура  $Mo$  фольги толщиной 2 мкм поддерживается фиксированной около 800 °С, независимо от мощности падающего потока излучения. Расчетное временное разрешение прибора составляет несколько микросекунд.

Чувствительность методики при заданной температуре фольги определяется величиной ее теплоемкости на единицу площади  $\rho c_p \delta$ , где  $\rho$  - плотность материала фольги,  $c_p$  - удельная теплоемкость при постоянном давлении и  $\delta$  - толщина фольги. Чем меньше величина

теплоемкости на единицу площади, тем больше изменение температуры фольги при заданном энерговкладе в нее от потоков излучения или плазмы, и тем выше чувствительность методики. Для сравнения свойств фольг из различных тугоплавких материалов в таблице 1.2. приведены значения  $c_p$  в зависимости от температуры (Дж/кг·К). В последней графе приведены значения  $\rho_{cp}/\rho_0$  для значения температуры 1500 К, где  $\rho_0$  – нормировочная плотность, введенная для удобства сравнения и равная 10 г/см<sup>3</sup>.

Таблица 1.2. Значения  $c_p$  в зависимости от температуры (Дж/кг·К).

| Элемент\Т, К | 400   | 600 | 1000 | 1500 | $\rho_{cp}/\rho_0$ (Дж/кг·К) |
|--------------|-------|-----|------|------|------------------------------|
| Ванадий      | 515   | 540 | 597  | 714  | 430                          |
| Вольфрам     | 136   | 140 | 148  | 158  | 305                          |
| Иридий       | 129.5 | 135 | 150  | --   | 300                          |
| Кобальт      | 450   | 503 | 627  | 674  | 600                          |
| Молибден     | 264   | 276 | 294  | --   | 300                          |
| Палладий     | 251   | 261 | 281  | 307  | 370                          |
| Платина      | 136   | 141 | 152  | 165  | 350                          |
| Рений        | 139   | 145 | 158  | --   | 340                          |
| Тантал       | 141   | 145 | 152  | 163  | 270                          |
| Титан        | 548   | 597 | 684  | 687  | 310                          |
| Осмий        | 132   | 136 | 144  | 154  | 350                          |
| Ниобий       | 270   | 281 | 304  | 333  | 286                          |
| Никель       | 482   | 592 | 561  | 616  | 549                          |

При одинаковой толщине фольги, изменение температуры фольги, при заданном в нее энерговкладе, практически не зависит от выбора материала, за исключением ванадия, никеля и кобальта.

Время прогрева фольги, после попадания на нее излучения, определяется величиной ее температуропроводности  $\chi = \kappa/\rho c_p$ , где  $\kappa$  – теплопроводность материала. В таблице 1.3 приведены типичные значения коэффициентов теплопроводности и температуропроводности для ряда материалов при температуре 1000 К.

Таблица 1.3. Типичные значения коэффициентов теплопроводности и температуропроводности для ряда материалов при температуре 1000 К.

| Материал фольги | $\kappa$ (Вт/м К) | $\chi$ (м <sup>2</sup> /с) |
|-----------------|-------------------|----------------------------|
| Платина         | 79                | $2.5 \times 10^{-5}$       |
| Титан           | 21                | $6.4 \times 10^{-6}$       |
| Никель          | 72                | $1.3 \times 10^{-5}$       |
| Ниобий          | 64                | $2.3 \times 10^{-5}$       |

Так как характерное время прогрева фольги обратно пропорционально коэффициенту температуропроводности, то такие материалы как платина и ниобий обеспечивают не только

высокую чувствительность, но и наилучшее временное разрешение. По литературным данным и толщине фольги 6мкм эти материалы обеспечивают время прогрева порядка 1мкс.

В описываемых далее экспериментах была использована фольга из ниобия толщиной 13 мкм. Рабочая температура фольги выбиралась довольно высокая  $\sim 1700 - 1900$  К, что определялось следующими основными соображениями. При таких температурах максимум спектральной плотности излучения приходится на длины волн порядка 2.5 мкм и фольга уже хорошо излучает в красной и ближайшей инфракрасной областях спектра (длина волны 0.7-1.3 мкм). Для этих длин волн еще несложно подобрать достаточно чувствительный регистратор, типа ФЭУ или ФЭКа. Возможно также использование неохлаждаемых полупроводниковых детекторов. С другой стороны, абсолютное приращение сигнала при измерениях вложенной энергии пропорционально  $T^3$ , что также повышает чувствительность методики при повышении рабочей температуры фольги. Базовый уровень сигнала, соответствующий выходу фольги на стационарную температуру, имеет хорошую повторяемость. Однако в процессе проведения измерений на поверхность фольги, обращенную к источнику излучения, может напыляться материал эродирующий с высоковольтных электродов. Это может приводить к изменению коэффициента «серости» поверхности излучателя и, соответственно, к изменению чувствительности прибора. Однако, при нескольких прогревах фольги до стационарного базового уровня, напыленный материал с фольги испаряется и характеристики фольги восстанавливаются до первоначальных значений. В любом случае, чувствительность регистрации определялась непосредственно перед каждым экспериментом.

Для прогрева фольги использовался импульсный источник питания, который поддерживал постоянное напряжение на фольге в течение заданного временного интервала. Для изменения рабочей температуры фольги регулировалась как величина подаваемого напряжения, так и длительность импульса. Ток через фольгу определялся ее сопротивлением. Длительность импульса прогрева могла регулироваться в пределах 0.5-2.5 с и подбиралась вместе с величиной подаваемого напряжения так, чтобы к окончанию импульса прогрева температура и излучение фольги выходили на стационарные значения. Источник запускался от внешнего импульса, а также выдавал импульс синхронизации в конце импульса прогрева фольги. Величина тока через фольгу обеспечивала получение достаточно высоких стационарных температур фольги (равенство мощности излучения фольги и мощности омического нагрева). В данных экспериментах размер прогреваемой фольги составил  $10 \times 11 \text{ мм}^2$ . Источник прогрева фольги обеспечивал дополнительный калибровочный электрический импульс длительностью 170 мкс в самом конце импульса прогрева фольги. Линейность датчика проверяется по линейности нарастания выходного сигнала во время калибровочного

импульса длительностью 170 мкс и проверена до уровня полезного сигнала 150 мВ. Калибровочный импульс обеспечивал постоянную вкладываемую электрическую мощность в фольгу.

Схематическое устройство прибора показано на рис.1.7. Для регистрации сигнала излучения фольги использовались как ФЭУ, так и полупроводниковые фотодетекторы. Световое излучение с тыльной стороны фольги по пластиковому световоду длиной 8 м с входным конденсором передавалось на детектор. Пластиковый световод был составлен из 5-ти волокон диаметром 1 мм и имел оптический диаметр 3 мм.

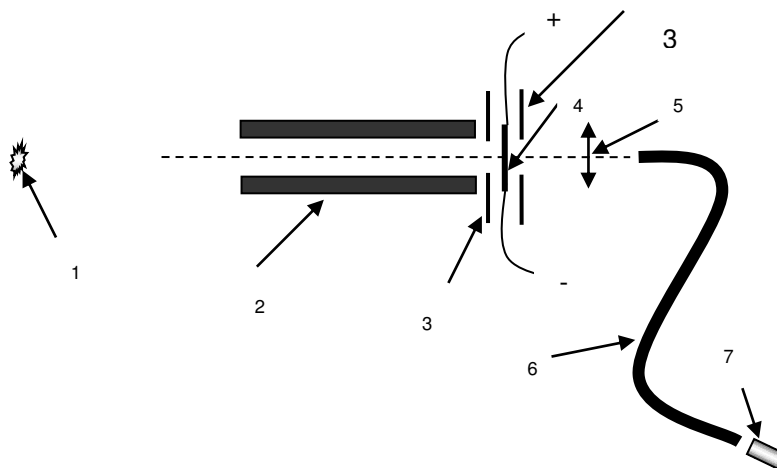


Рис.1.7. Схема устройства радиационного калориметра. 1- источник излучения; 2 - входной коллиматор; 3 – промежуточные ограничительные диафрагмы; 4 – прогреваемая фольга; 5 – оптический конденсор; 6 – пластиковый или стеклянный световод; 7 – фотоприемник ФД-256 или ФЭУ-28; (+,-) - подводы тока к фольге.

В качестве ФЭУ использовался ФЭУ-28, имеющий максимум спектральной чувствительности в районе  $9000 \text{ \AA}$ , а диапазон спектральной чувствительности от  $4000$  до  $11000 \text{ \AA}$ . Для увеличения чувствительности регистрации выход ФЭУ был нагружен на катодный повторитель с входным сопротивлением  $3.8 \text{ кОм}$ . Выход катодного повторителя был нагружен на кабель с волновым сопротивлением  $50 \text{ Ом}$ . При токе делителя ФЭУ порядка  $0.5 \text{ мА}$ , максимальный линейный ток в импульсе не превышал  $0.1 \text{ мА}$ , что обеспечивало линейный сигнал с ФЭУ на уровне  $300 \text{ мВ}$ . Для измерения мощных потоков излучения вместо ФЭУ использовался полупроводниковый фотодетектор ФД-256.

Для уменьшения влияния электромагнитных наводок применялась схема с двумя одинаковыми фотодетекторами. Разностный сигнал с детекторов подавался на вход дифференциального усилителя с отрицательной обратной связью, причем, только один детектор регистрировал излучение фольги. Дифференциальный усилитель имел входное сопротивление порядка  $100 \text{ кОм}$  при полосе регистрации  $1 \text{ МГц}$ . Уровень линейного сигнала с

фотодетектора составлял 3-4 В, что существенно упрощало регистрацию сигнала. Усилитель и фотодетекторы размещались внутри коробки с двойным проводящим экраном. На питание усилителя ( $\pm 12$  В) устанавливались комбинированные R,L,C фильтры. Выходной сигнал с усилителя имел индуктивную развязку с проводящими экранами.

Для уменьшения попадания на ФЭУ или полупроводниковый фотодетектор паразитного оптического излучения пинча, использовалась система ограничительных диафрагм и коллиматоров (рис.1.7.). При размере фольги  $10 \times 11 \text{ мм}^2$  входные и выходные ограничительные диафрагмы имели размер  $10 \times 7 \text{ мм}^2$ . Дополнительно, для защиты от оптического излучения пинча, между фольгой и световодом в ряде экспериментов помещался красный светофильтр КС-19 толщиной 3 мм. Фильтр эффективно обрезает коротковолновое излучение с длиной волны менее  $7000 \text{ \AA}$ . Пропускание светофильтра на длине волны  $7000 \text{ \AA}$  составляет 0.4, а для  $6900 \text{ \AA}$  уже 0.1. Как показали измерения, светофильтр незначительно ослаблял сигнал излучения с фольги, что подтверждает согласованность полосы пропускания светофильтра со спектральным составом излучения фольги и диапазоном спектральной чувствительности ФЭУ или фотодетектора.

Для уменьшения уровня электромагнитных наводок при регистрации излучения фольги полупроводниковым детектором или ФЭУ в экспериментах на мощных импульсных установках детектор располагался на расстоянии более 5 м от установки, и излучение на него передавалось пластиковым световодом длиной 8 м.

На рис.1.8. приведены типичные осциллограммы напряжения на фольге и сигнала излучения с полупроводникового фотодетектора во время ее прогрева. Температура и излучение фольги выходят практически на стационарное значение через время меньше 1с. Напряжение на фольге поддерживается на уровне  $U = 1.5 \text{ В}$ , что обеспечивает ток через фольгу около  $I = 25 \text{ А}$ . Электрическая мощность, поддерживающая стационарное состояние фольги составляет величину порядка 40 Вт.

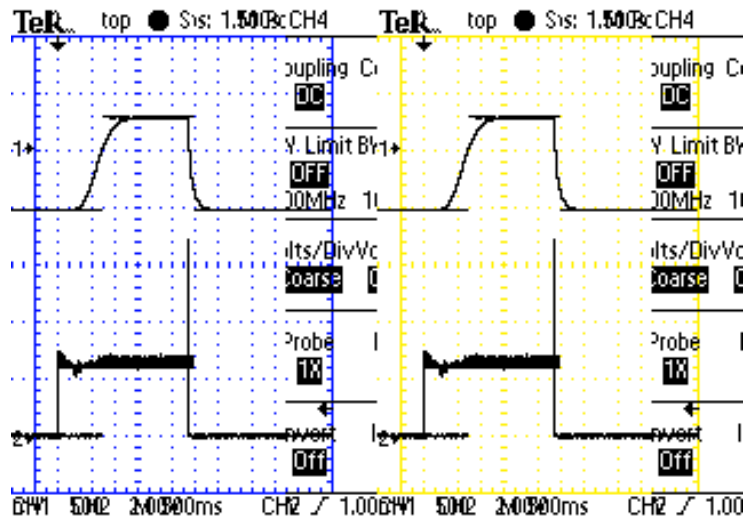


Рис.1.8. Режим основного прогрева фольги калориметра. 1 - сигнал излучения фольги с фотодетектора. 2 - импульс напряжения на фольге (в конце основного импульса прогрева виден неразрешенный пик импульса дополнительного калибровочного подогрева). Длительность импульса прогрева 1.9 с.

При этом расчетное значение температуры фольги составляет значение  $T = 1900$  К и в нее вкладывается энергия около 3 Дж. Температура фольги рассчитывалась из равенства потерь на излучение и омического нагрева. Коэффициент “серости” ниобия принимался 0.2. Ток измерялся проволочным шунтом с сопротивлением 0.012 Ом, при сопротивлении фольги в нагретом состоянии 0.06 Ом. На рис.1.9. приведены осциллограммы импульса дополнительного подогрева фольги ( $\Delta U = 2.8$  В,  $\Delta I = 50$  А). Длительность импульса дополнительного подогрева составляла  $t = 170$  мкс. По окончании импульса дополнительного подогрева прекращался импульс основного прогрева фольги.

Сигнал с фотодетектора во время импульса дополнительного подогрева линейно нарастает на величину 80 мВ. Энергия, вложенная в фольгу за время дополнительного подогрева, рассчитывалась по формуле  $\Delta W = [(U + \Delta U)(I + \Delta I) - U \times I] \times t$ . Учитывая величину энергии вложенной в фольгу за время дополнительного подогрева ( $\Delta W \sim 49$  мДж, или  $44.4$  мДж/см<sup>2</sup> с учетом площади фольги  $1,1$  см<sup>2</sup>) и полученное приращение сигнала с фотодетектора, имеем величину чувствительности радиационного калориметра  $S = 0.56$  мДж./мВ·см<sup>2</sup>. Итоговая погрешность измерений составляет порядка 25%.

На рис.1.10 в качестве иллюстрации приведены типичные осциллограммы напряжения на фольге, тока фольги и сигнала излучения с ФЭУ-28 во время ее прогрева. Время остывания фольги, после окончания импульса тока составляет величину порядка 1 мс. Таким образом,

характерное время радиационного остывания фольги заметно больше длительности калибровочного импульса.

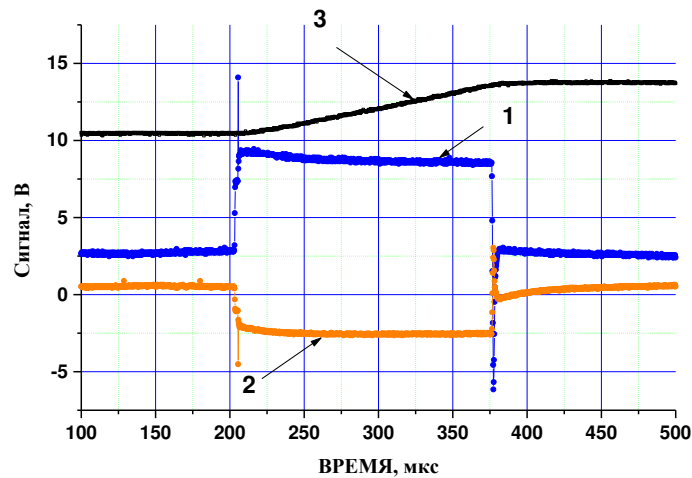


Рис.1.9. Калибровка чувствительности радиационного калориметра: 1 – сигнал напряжения на фольге при дополнительном подогреве, 2 – сигнал тока дополнительного подогрева (увеличен в 5 раз), 3 – калибровочный сигнал с фотодетектора (увеличен в 50 раз). Длительность калибровочного импульса дополнительного подогрева 170 мкс.

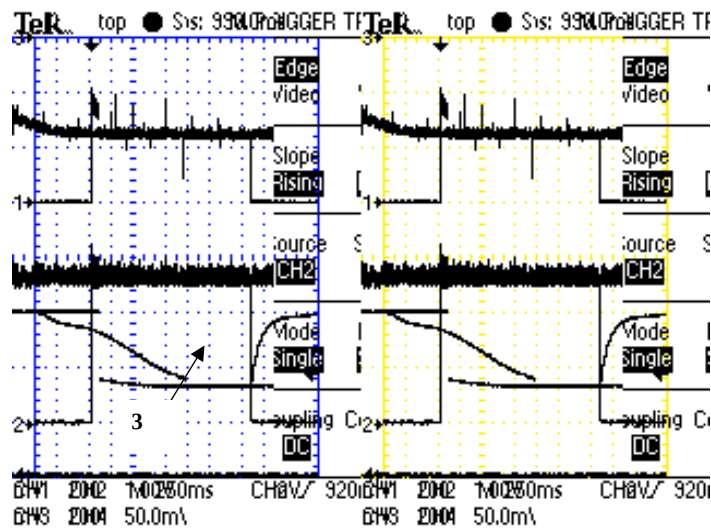


Рис.1.10. Типичный режим основного прогрева фольги с регистрацией излучения на ФЭУ-28. 1 - импульс тока через фольгу, 2 - импульс напряжения на фольге, 3 - сигнал излучения фольги с ФЭУ-28. Длительность импульса прогрева 1.9 с.

Режим работы болометра был следующим. По внешнему сигналу включался блок прогрева фольги, и фольга предварительно нагревалась электрическим импульсом длительностью 1.9 с до рабочей температуры. Через время 1.6 с после начала прогрева фольги подавался импульс на запуск установки.

Проверка работы быстрого радиационного калориметра проводилась на установке «Ангара-5-1» [69]. В качестве нагрузки генератора использовались различные многопроволочные сборки. Измерения излучения пинча, образующегося при сжатии многопроволочной сборки, проводились в направлении перпендикулярном оси пинча. Полный выход излучения измерялся термопарным калориметром без фильтра, который располагался на расстоянии 3 м от пинча. Фольговый радиационный калориметр располагался на расстоянии  $L = 1.8$  м от пинча.

На рис.1.11. для одного из экспериментов (№ 4810) приведены осциллограммы тока через пинч и сигнала мягкого рентгеновского излучения, полученные вакуумным рентгеновским фотодиодом чувствительным к энергии квантов в интервале 90-400 эВ [70]. Измерялось излучение, возникающее при сжатии цилиндрической многопроволочной сборки диаметром 40 мм, длиной 15 мм и погонной массой 220 мкг/см, состоящей из 32 вольфрамовых проволочек диаметром 6 мкм и 8 капроновых нитей диаметром 25 мкм. Ток через пинч в эксперименте превышал 3 МА.

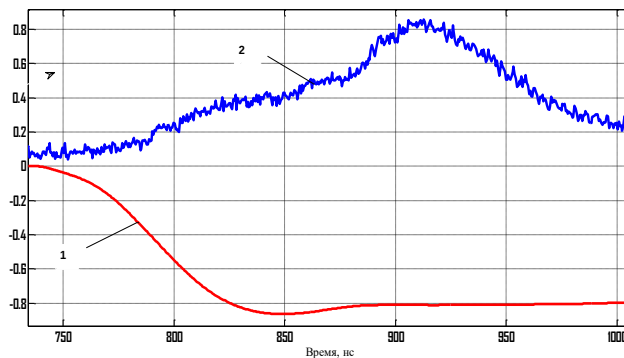


Рис.1.11. Типичные осциллограммы тока через пинч (1) и сигнала мягкого рентгеновского излучения фотоэмиссионного детектора sZe (2), соответствующего энергии квантов от 30 до 400 эВ (эксп. 4810). Максимальное значение тока через пинч  $\sim 3.2$  МА, амплитуда сигнала sZe  $\sim 4$  В.

Уровень электромагнитных наводок при закрытом входе прибора и выключенном прогреве фольги не превышал 10 мВ. Для проверки влияния паразитного оптического излучения плазмы пинча на сигнал с полупроводникового детектора, регистрирующего излучение фольги, была проведена серия контрольных опытов, в которых импульс нагрева фольги был отключен. На рис.1.12. приведены соответствующие осциллограммы сигнала

фотодетектора. Видно, что и в процессе сжатия пинча, и в момент максимума излучения сигнал с фотодетектора практически отсутствует. В течение следующих 200 мкс сигнал с болометра плавно нарастает до 25 мВ. На рис.1.12. также приведены аналогичные осциллограммы для эксперимента при включенном прогреве фольги (№ 4810). Сигнал, болометра соответствующий рентгеновскому излучению пинча составляет 230 мВ с временем нарастания 2.5 мкс. В последующие 200 мкс, сигнал плавно нарастает еще на 35 мВ. Измеренный выход излучения по сигналу болометра в данном эксперименте составил 54 кДж, а по термопарному калориметру 52 кДж в телесный угол  $4\pi$  радиан. Учитывая величину погрешности измерений обоими методиками  $\sim 25\%$  данные хорошо совпадают.

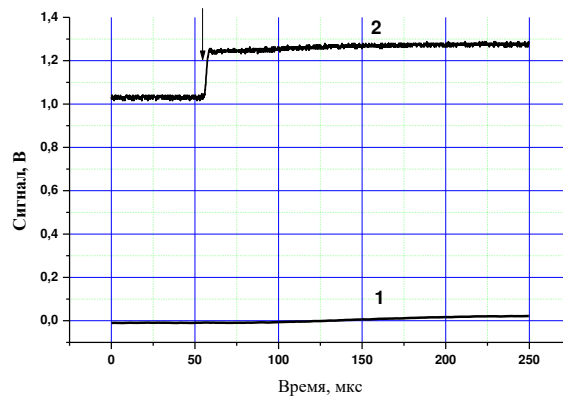


Рис.1.12. Измерение выхода излучения радиационным калориметром в экспериментах с сильноточным Z - пинчем. 1 - сигнала фотодетектора для контрольных опытов без предварительного прогрева фольги (эксп. 4808); 2 - сигнал фотодетектора с прогревом фольги (эксп. 4810); стрелкой отмечен импульс мягкого рентгеновского излучения.

Достаточно большие расстояния, на которых располагался радиационный калориметр на установке «Ангара-5-1», позволяют даже при временном разрешении порядка 2 мкс отделить вклад излучения и энергии переносимой ионной компонентой разлетающейся плазмой на болометр. Как показали измерения, проведенные ранее, типичная радиальная скорость разлета быстрой ионной компоненты плазмы распадающегося пинча, образованного при сжатии многопроволочных вольфрамовых сборок, составляет  $(2-3) \cdot 10^7$  см/с [71,72]. Поэтому, при расстоянии от пинча до фольги болометра 1.8 м, ожидаемое время прилета плазмы составляет от 6 до 10 мкс. Как видно из осциллограммы сигнала болометра (рис.1.12.), соответствующего

скачка сигнала в эти и более поздние времена не наблюдается. При уровне шумов сигнала около 15 мВ, можно констатировать, что энергия переносимая ионной компонентой плазмы, в данной серии экспериментов, не превышает 3-4 кДж в телесный угол  $4\pi$  радиан.

### 1.1.5. Спектрограф на основе пропускающих дифракционных решеток.

Для регистрации спектров излучения в интервале энергий квантов 50 – 900 эВ использовался спектрограф с пропускающей дифракционной решеткой и регистрацией излучения на рентгеновскую фотопленку УФ-4 или кадровый рентгеновский ЭОП на базе микроканальной пластины. Использовалась дифракционная решетка с периодом  $d = 1,4$  мкм, сформированная внутри щели шириной  $D = 70$  мкм свободно висящими золотыми полосками (количеством 50), длиной 1,7 мм, шириной  $b = 0.7$  мкм и толщиной 0,6 мкм с зазором между ними 0.7 мкм. Данная структура дифракционной решетки обеспечивала минимальное влияние второго порядка дифракции на спектры первого порядка. В зависимости от условий эксперимента расстояние от источника до решетки  $a$  составляло от 1 до 2 м, а от решетки до пленки  $b \sim 1$  м. Угол между осью пинча и направлением регистрации составлял  $90^\circ$ . Для получения приемлемого спектрального разрешения использовалась дополнительная щель шириной  $r = 200 \div 400$  мкм, расположенная на расстоянии 10 см от источника излучения и ограничивающая его угловой размер. Дополнительная щель ориентировалась вдоль или поперек пинча, но всегда была параллельна штрихам решетки, т.е. перпендикулярна направлению спектральной дисперсии решетки (рис.1.13.). При ширине щели 200 мкм спектральное разрешение, определяемое угловыми размерами источника со стороны решетки и решетки со стороны спектральной щели, составляет  $\Delta\lambda_r = d \cdot (D/b + (r+D)/a) = 3\text{Å}$ . Юстировка спектрографа проводилась с помощью полупроводникового лазера. Измерения спектра излучения с пространственным разрешением проводились с ограничением размера длины решетки до 0,6 мм, от ее полной длины 1,7 мм. С учетом геометрии эксперимента пространственное разрешение по объекту в этом случае составляло величину  $\sim 2$  мм. Защита пропускающей решетки от быстрых микрочастиц, возникающих при эрозии высоковольтных электродов [73], осуществлялась электромагнитным шторным затвором [74]. Для отработки режимов защиты пропускающей решетки от потока быстрых микрочастиц, возникающих при эрозии высоковольтных электродов, была подобрана задержка 600 мкс запуска установки, относительно времени запуска электромагнитного шторного затвора. По результатам измерений [73] эффективное время перекрытия апертуры затвора диаметром 20 мм составило 500 мкс.



плазмы пинча позволяет получать дополнительную информацию о физике сжатого состояния пинча и энергобалансе всего процесса.

Схема измерения потоков плазмы показана на рис. 1.14. В качестве датчика плазмы использовался датчик типа плоского конденсатора с длиной пластин 9 см и шириной 4 см. Расстояние между пластинами составляло 8 мм. На пластины подавались напряжения  $+400$  В и  $-400$  В, а сигналы соответствующие току ионов и электронов снимались с нагрузки  $75$  Ом через разделительные конденсаторы емкостью  $C = 1$  мкф.

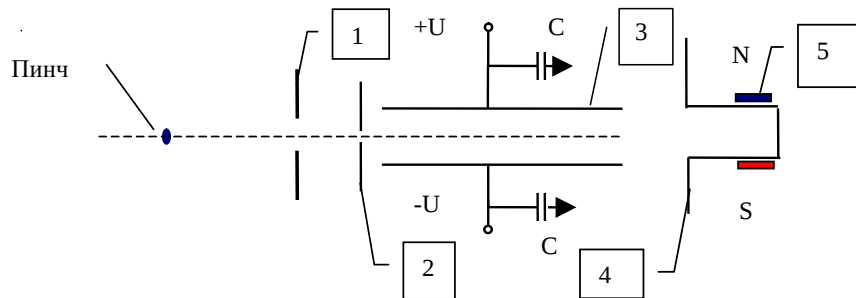


Рис.1.14. Схема измерения потока плазмы:

1-диафрагма, 2-входная щель, 3-токоприемные пластины,

На входе в конденсатор устанавливалась щель шириной  $1,4$  мм и длиной  $14$  мм. Между щелью и источником излучения помещалась защитная диафрагма с квадратным отверстием от  $15 \times 15$  мм<sup>2</sup> до  $40 \times 40$  мм<sup>2</sup>. Магниты (S, N) на стакане 4 служат для уменьшения влияния вторичных фотоэлектронов вылетающих с торца датчика на ток пластин. Датчик располагался на расстоянии  $2,5$  м от  $z$  - пинча.

На рис.1.15. приведена типичная осциллограмма с датчика ионов (пластина находящаяся под отрицательным потенциалом). Первый короткий пик на осциллограмме совпадает по времени с моментом рентгеновского излучения  $z$  - пинча и обусловлен приходом ионов, образовавшихся вблизи датчика в результате ионизации остаточного газа рентгеновским излучением  $z$  - пинча. Более поздний импульс тока датчика, через интервал времени порядка  $8$  мкс, связан с приходом ионов плазмы распадающегося  $z$  - пинча. Оценка по переднему фронту дает величину скорости ионов  $\sim 2 \cdot 10^7$  см/с. Необходимо заметить, что в зависимости от условий эксперимента и направления измерения (вдоль или поперек  $z$  - пинча) результаты измерения скорости плазменных потоков отличаются.

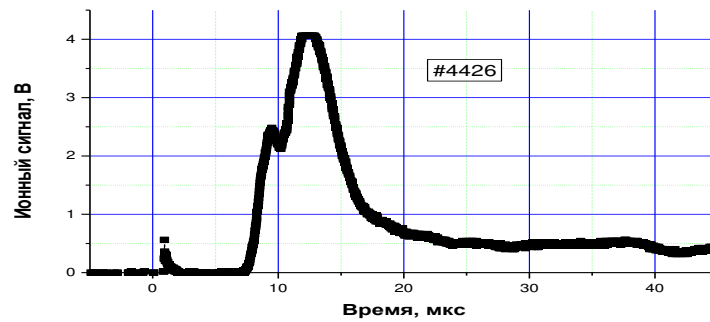


Рис.1.15. Осциллограмма сигнала тока ионов на датчик, расположенный на периферии вакуумной камеры. Нагрузка – многопроволочный W лайнер с начальным диаметром 12 мм и погонной массой 315 мкг/см. Измерения по направлению разлета, близкому к оси z - пинча.

### Основные выводы по главе 1.

Автором разработаны современные методики измерений мягкого рентгеновского излучения плотной высокотемпературной плазмы и параметров плазменных потоков сильноточных Z - пинчей. К разработанным методикам успешно использованными автором в экспериментах относятся: полихроматоры мягкого рентгеновского излучения на многослойных рентгеновских зеркалах, спектрограф на основе пропускающей дифракционной решетки, кристаллические рентгеновские спектрографы с регистрацией излучения на ПЗС-линейки. Автором разработаны медленные (~50 мс) и быстрые (~ 1 мкс) калориметры энергетических потерь высокотемпературной плазмы, а также датчик ионных потоков. На быстрый фольговый калориметр оформлено ноу-хау. Используемые методики измерений адаптированы к условиям экспериментов на сильноточных импульсных генераторах тераватного диапазона мощности.

## **Глава 2. Метрологическое обеспечение измерений спектрально-энергетических потоков мягкого рентгеновского излучения.**

В главе рассмотрено метрологическое обеспечение измерений спектрально-энергетических потоков мягкого рентгеновского излучения. Описаны источники рентгеновского излучения, разработанные автором для проверки и калибровки диагностических методик, позволяющие проводить измерения в спектральном диапазоне энергий квантов от 0.05 до 100 кэВ. Приведен анализ возможных выходов линейчатого и тормозного излучения возбуждаемого, как в вакуумных диодах со взрывоэмиссионным катодом, так и в источниках мягкого рентгеновского излучения на основе газового пинча. Описаны методики проверки работоспособности и калибровки чувствительности детекторов мягкого рентгеновского излучения, приведены результаты калибровок различных типов детекторов (МКП, кремниевых p-i-n диодов). Приведены результаты исследований методом рентгеновского просвечивания параметров газовых струй, создаваемых электромагнитным клапаном со сверхзвуковым соплом и используемых в качестве физической нагрузки.

### **2.1. Источники рентгеновского излучения для проверки и калибровки диагностических методик.**

#### **2.1.1. Разработка стендовой базы на основе источников рентгеновского излучения.**

Объектом исследований значительной части проводящихся и планируемых экспериментов на мощных импульсных установках является плазма с электронной температурой  $T_e \geq 100$  эВ. Так как значительная часть диагностик плазмы основана на измерениях характеристик ее собственного излучения, то необходимость метрологии мягкого рентгеновского излучения (МРИ) в диапазоне энергии квантов  $30 \div 2000$  эВ, где содержится основная часть излученной энергии, представляется важной частью физических исследований.

Наличие стендовой базы, наряду с калибровкой чувствительности используемых детекторов, позволяет отслеживать изменения характеристик детекторов со временем, отбраковывать детекторы, у которых существенно ухудшилось временное разрешение, величина линейного сигнала или чувствительность. Калибровочные стенды особенно актуальны при определении характеристик таких детекторов, как сцинтилляционные и детекторов на основе МКП-пластин. В этом случае возможны оперативные измерения

характеристик детекторов после замены, например, сцинтилляторов, ФЭУ, микроканальных пластин.

В качестве актуальных задач можно привести следующие задачи:

- абсолютная калибровка чувствительности детекторов мягкого рентгеновского излучения (кремниевые р-і-п диоды, алмазные диоды с р-і-п и без р-і-п структур, сцинтилляционные детекторы, детекторы на основе МКП);
- исследование линейности детекторов;
- относительная калибровка элементов рентгеновской оптики;
- отработка рентгеновских методик (МКП-ЭОПы, калориметры, ВУФ спектроскопия на пропускающих и отражающих решетках, спектрометры на многослойных рентгеновских зеркалах).

Излучение калибровочных источников можно использовать для рентгеновского просвечивания газовых струй и твердотельных нагрузок низкой плотности;

Наиболее простыми источниками импульсного рентгеновского излучения с энергией квантов свыше 1 кэВ являются импульсные вакуумные высоковольтные трубки. Оценим необходимые характеристики электронного пучка, исходя из условия достаточной величины сигнала в измерительной схеме с монохроматором на основе многослойного рентгеновского зеркала и полупроводникового кремниевого детектором типа СППД-11-04 с чувствительностью  $S_d \sim 10^{-2} \text{ А} \cdot \text{см}^2/\text{Вт}$  при калибровке на К-линии материала анода. При расстоянии от источника излучения до многослойного зеркала порядка 1 м и при поперечном размере источника порядка 1 мм угловой размер источника (3-4') будет меньше, чем ширины кривой отражения многослойного зеркала (5-30'). Тогда

$$P = (4\pi I_d L^2)/RT_f S_d \quad (2.1)$$

где  $P$  - мощность излучения в К-линии материала анода в  $4\pi$  радиан [Вт],

$L$  - расстояние источник излучения - зеркало - детектор [см],

$I_d$  - ток детектора [А],  $S_d$  - чувствительность детектора [ $\text{А} \cdot \text{см}^2/\text{Вт}$ ],

$T_f$  - пропускание фильтра,  $R$  - коэффициент отражения многослойного зеркала для квантов К-линии.

В данном случае ширина кривой отражения зеркала как бы выпадает из рассмотрения. Например, для линии  $K_\alpha$  алюминия выход квантов с мишени в единицу телесного угла на один электрон составляет  $Y_k = 1.4 \cdot 10^{-3}$  квантов/(ср.электрон) при энергии электронов 120 кэВ (при этой энергии максимальный выход К-излучения) [74]. Тогда можно оценить полную мощность источника излучения  $P$  (Вт) в линии  $K_\alpha$  и необходимую величину тока пучка для получения уровня сигнала с калибруемого кремниевого полупроводникового детектора на уровне десятков милливольт. Используя выражение (2.1) имеем,

$$Y_k 4\pi E_{hv} I_b / e = (4\pi I_d L^2) / R T_f S_d ,$$

где  $I_b$  - ток пучка [А],  $E_{hv}$  - энергия кванта [Дж],  $e$  - заряд электрона [Кл].

При  $L = 50$  см,  $E_{hv} = 1.56$  кэВ,  $R = 0.25$ ,  $T_f = 0.5$ ,  $S_d \sim 10^{-2}$  А·см<sup>2</sup>/Вт (ток с детектора  $I_d \sim 0.4 \cdot 10^{-3}$  А или сигнал  $U_d \sim 20$  мВ на нагрузку  $\rho = 50$  Ом) получаем требуемую величину тока пучка  $I_b \sim 1$  кА.

Для получения электронного пучка можно использовать, как электронные пушки с термокатодом, так и взрывоэмиссионные диоды. Электронные пушки с термокатодом способны генерировать плотности токов  $j \sim 100$  А/см<sup>2</sup> при  $E = 100$  кВ/см. Развивая площадь катода до  $10$  см<sup>2</sup>, можно получать токи до  $1$  кА, но при этом возникают проблемы с фокусировкой электронных пучков. Поэтому варианты диодов с холодным катодом более предпочтительны.

В качестве эффективного источника мягкого рентгеновского излучения на спектральный диапазон 0.1-1 кэВ удобно использовать газовый Z – пинч. В качестве примера можно привести результаты исследований проведенных в Институте Физики плазмы (Прага, Чехия) по изучению излучательной способности плазмы газового Z - пинча относительно невысокой мощности, запитываемого от конденсаторной батареи ( $C = 5.4$  мкф,  $W = 4.3$  кДж,  $\tau = 1.2$  мкс,  $I_0 = 200$  кА) [75]. Авторами получены полные выходы излучения 250 Дж за время 250 нс для струи Ar и 100 Дж за время 100 нс для струи Ne. В экспериментах со струей азота с помощью полихроматора на основе многослойных рентгеновских зеркал проведены измерения спектральной плотности излучения в интервале энергий 392 – 930 эВ. Для азотного пинча полная излученная энергия в интервале 50 – 100 эВ составила 50 Дж за 100 нс, а в интервале 400 – 600 эВ порядка 12 Дж с длительностью импульса излучения порядка 50 нс.

### 2.1.2. Стенд МРИ на базе электронного импульсного генератора.

Для тестирования методик рентгеновского излучения для квантов с энергией свыше 1 кэВ был использован ранее разработанный калибровочный стенд на основе взрывоэмиссионного диода, запитываемого от многоступенчатого низкоиндуктивного ГИНа с газовой изоляцией. Расчетное рабочее напряжение ГИНа 60 - 240 кВ. При рабочем напряжении 30 – 180 кВ ток диода составляет 0.5 - 2 кА при длительности  $\sim 80$  нс. В данной конструкции анод находится под высоким напряжением. Спектр излучения - характеристическое и тормозное излучение материала анода.

Для выделения характеристического излучения материала анода на фоне непрерывного тормозного излучения использовалась методика фильтров Росса [53]. При рабочем напряжении ГИНа  $\sim 120$  кВ на линии  $K_{\alpha}$  Al 1.5 кэВ и на расстоянии  $L = 35$  см сигнал с полупроводникового детектора типа СППД-11-04 составляет порядка 3 В. Вклад тормозного непрерывного тормозного излучения составлял 75% от амплитуды сигнала (полезный сигнал  $\sim 800$  мВ). В тех же условиях для алмазных детекторов получен сигнал амплитудой  $\sim 0.3$  В с вкладом тормозного непрерывного излучения в сигнал  $\sim 60\%$  (полезный сигнал  $\sim 120$  мВ). При калибровках на  $K_{\alpha}$  линиях элементов, энергия которых превышает, 4.5 кэВ вклад характеристического излучения в сигнал детектора становится определяющим.

Стенд используется для калибровок в спектральном диапазоне 1 – 50 кэВ Si и алмазных детекторов, сцинтилляционных детекторов, термо-люминисцентных дозиметров (ТЛД), определения контраста рентгеновских пленок, просвечивания газовых струй, калибровки ПЗС - матриц и ПЗС-линеек.

### 2.1.3. Источник излучения на основе газового Z –пинча.

В качестве источника мягкого рентгеновского излучения для энергий квантов менее 1 кэВ реализован микросекундный Z – пинч с импульсным напуском газа электромагнитным клапаном. Основное достоинство такого источника - высокая эффективность преобразования запасенной электрической энергии в излучение ( $\sim 3\text{-}10\%$ ).

Для достижения сжатия струи с погонной массой  $m_p$  [г/см] за время нарастания тока  $t_0$  [с], необходимо выполнить условие  $(I_0)^2 (t_0)^2 / ((R_0)^2 m_p) = 10^3$ , где  $I_0$  - пиковое значение тока [А],  $R_0$  - начальный радиус нагрузки [см]. В этом случае сжатие происходит на максимуме тока.

Батарея установки состоит из четырех конденсатора типа КМК-2-60 (2 мкф, 60 кВ, 20 нГ) соединенных параллельно. При зарядке на воздухе до  $U_0 = 25$  кВ энергозапас батареи составляет 2.5 кДж. При полной индуктивности цепи  $L \sim 50$  нГ и емкости батареи  $C = 8$  мкф волновое сопротивление контура составило  $\rho = (L/C)^{1/2} = 0.08$  Ом. Максимальная амплитуда тока  $I_0 = U_0/\rho = 310$  кА при работе всех конденсаторов параллельно на общую нагрузку

превосходит ток Брагинского-Пиза для вещества с  $Z \geq 10$ . Период разряда контура  $T = 2\pi (LC)^{1/2}$  составил  $T = 4 \text{ мкс}$  (время нарастания тока на нагрузку  $\tau_0 = 1 \text{ мкс}$ ). Характерные параметры газовой нагрузки: радиус струи  $R_0 = 1 \text{ см}$ , погонная масса  $m_{\text{п}} = 10^{-4} \text{ г/см}$ , скорость плазменной оболочки в момент схлопывания  $V \sim (2 - 3) \cdot 10^6 \text{ см/сек}$ . В установке использован импульсный газовый клапан [76], разработанный в отделении ОФТП (ГНЦ РФ ТРИНИТИ). Струя инжектируется со стороны земляного электрода, что не создает проблем с габаритами клапана.

При коэффициенте конверсии энергии запасенной в конденсаторах в излучение  $\sim 10\%$  полная излученная энергия должна составить  $W \sim 250 \text{ Дж}$  в диапазоне энергий квантов  $30\text{-}600 \text{ эВ}$ . При длительности импульса излучения порядка  $100 \text{ нс}$  мощность излучения составит  $P = 3 \cdot 10^9 \text{ Вт}$ . При полуширине спектральной функции распределения  $\Delta E = 300 \text{ эВ}$  ожидаемая средняя спектральная плотность излучения составит величину  $dI/dE = P/\Delta E \sim 10^7 \text{ Вт/эВ}$ .

Используя в качестве нагрузки различные газы, можно добиться локального максимума спектральной плотности излучения в нужном спектральном интервале. Например, для пропана можно использовать H - и He - подобные линии углерода с энергиями  $367.5 \text{ эВ}$ ,  $304.3 \text{ эВ}$ ,  $307.8 \text{ эВ}$ . При использовании в качестве газа азота получим энергии квантов линейчатого излучения H - и He – подобных ионов  $500.3 \text{ эВ}$ ,  $500.4 \text{ эВ}$ ,  $426.3 \text{ эВ}$ ,  $430.7 \text{ эВ}$  соответственно.

Приведенные оценки для спектральной плотности излучения достаточно условны и соответствуют только порядку величины. Измерение спектрального состава различных нагрузок представляет самостоятельную задачу.

В качестве метрологического оснащения стенда использованы для селекции излучения в мягком рентгеновском диапазоне:

- многослойные зеркала (коэффициент отражения  $10 - 50\%$ ,  $\Delta E/E \sim 2\%$ );
- рентгеновские фильтры (пропускание  $5 - 80\%$ );
- пропускающие решетки.

Для регистрации излучения использовались идентичные каналы полихроматора, а калибровка детектора проводилась по датчику с известной спектральной чувствительностью (относительная калибровка). В качестве датчика с известной чувствительностью использовались детекторы без "мертвого" слоя (типа AXUV-5).

Оценим регистрационные возможности прибора на основе многослойных рентгеновских зеркал для калибровки рентгеновских детекторов для диапазона энергий квантов  $100\text{-}600 \text{ эВ}$ .

При использовании для калибровок детекторов на определенной энергии квантов систему типа полихроматор (фильтр, МРЗ, детектор) на расстояниях от источника излучения до детектора,  $L$  ток детектора  $I_d [A]$  можно найти из соотношения:

$$I_d = dI/dE \cdot S_{\text{tot}} / (4 \pi L^2),$$

где  $dI/dE$  - спектральная плотность излучения источника на энергии квантов выбранной для калибровки [Вт/эВ],

$L$  - расстояние от источника до детектора [см],

$S_{\text{tot}}$  - суммарная чувствительность канала регистрации [ $\text{А} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{эВ/Вт}$ ] на выбранной энергии квантов;

$S_{\text{tot}}(E) = S_d \cdot T_f \cdot R \cdot \Delta E$ , где  $S_d(E)$  - чувствительность детектора [ $\text{А} \cdot \text{см}^2/\text{Вт}$ ],  $T_f$  - пропускание фильтра,  $R$  - коэффициент отражения многослойного зеркала,  $\Delta E$  - ширина кривой отражения зеркала [эВ] (все величины для выбранной энергии квантов).

Чувствительность каналов  $S_{\text{tot}}$  [ $\text{А} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{эВ/Вт}$ ] с кремниевыми детекторами типа СППД-11-04 и многослойными рентгеновскими зеркалами для различных энергетических интервалах значения приведена в таблице 2.1.:

Таблица 2.1. Чувствительности каналов полихроматора.

| Интервал регистрации, эВ | Чувствительность $S_{\text{tot}}$ [ $\text{А} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{эВ/Вт}$ ] |
|--------------------------|---------------------------------------------------------------------------------------|
| 60 - 70 эВ               | $(2 - 4) \cdot 10^{-3}$                                                               |
| 130 - 200 эВ             | $(1 - 5) \cdot 10^{-5}$                                                               |
| 200 - 300 эВ             | $3 \cdot 10^{-5} - 5 \cdot 10^{-4}$                                                   |
| 400 - 600 эВ             | $(2 - 3) \cdot 10^{-3}$                                                               |

Считая  $dI/dE = 10^7$  [Вт/эВ],  $L = 40$  см,  $\rho = 50$  Ом - волновое сопротивление кабеля, имеем для сигнала с детектора [В]  $U_d = (dI/dE) \cdot S_{\text{tot}} \cdot \rho / (4 \pi L^2)$  характерные значения:

20 - 50 В для энергий квантов 60 - 70 эВ

0.2 - 0.8 В для энергий квантов 130 - 200 эВ

2 - 8 В для энергий квантов 200 - 300 эВ

20 - 60 В для энергий квантов 400 - 600 эВ

Как видно из приведенных оценок спектральная плотность мягкого рентгеновского излучения микросекундных Z - пинчей с запасаемой энергией конденсаторной батареи на уровне нескольких килоджоулей позволяет проводить калибровки детекторов даже с относительно невысокой чувствительностью, например, алмазных детекторов.

#### 2.1.4. Стенд микросекундный газовый пинч.

##### 2.1.4.1. Описание установки.

Схема установки приведена на рис.2.1. Основой установки служила конденсаторная батарея емкостью  $C = 8$  мкФ, состоящая из 4-х низкоиндуктивных импульсных конденсаторов типа КМК-2-60 емкостью 2 мкФ, соединенных параллельно. Разряд батареи осуществлялся управляемым вакуумным разрядником с пробоем по поверхности изолятора из оргстекла. Конденсаторы соединялись с разрядником 32 - мя отрезками 50 Ом кабелей длиной порядка 1 м (по 8 кабелей на конденсатор). От разрядника ток двумя коаксиалами (внутренний катод, внешний анод) подводился к плоскому зазору, в который предварительно инжектировалась газовая струя. Струя создавалась быстрым электромагнитным клапаном со сверхзвуковым соплом.

Параметры установки: зарядное напряжение на конденсаторной батарее до 25 кВ (энергозапас 2.5 кДж), период разряда 4 мкс, длительность нарастания тока на нагрузке порядка 1 мкс, полная индуктивность цепи порядка 50 нГ, волновое сопротивление контура  $\rho = 0.08$  Ом. Амплитуда тока в контуре при зарядном напряжении 25 кВ достигает 310 кА при работе на металлический стержень диаметром 8 мм и длиной 1.5 см.

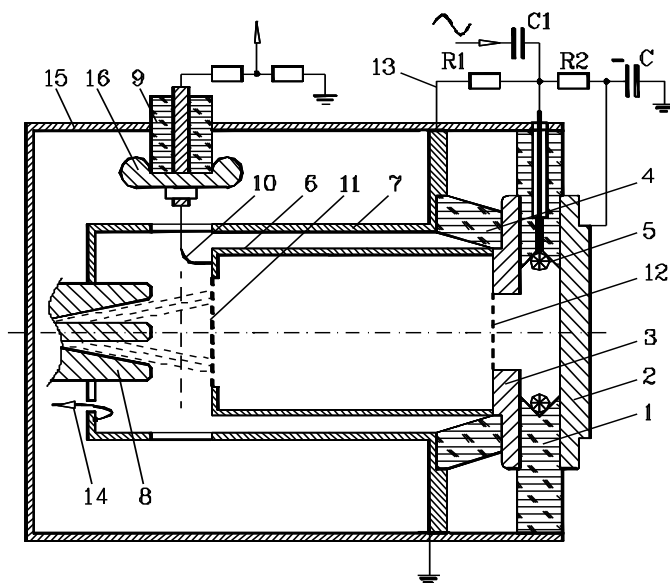


Рис.2.1 Схема установки.

1- корпус вакуумного разрядника батареи; 2,3 - электроды разрядника; 4 - входной вакуумный изолятор (трубка); 5- поджигающий электрод разрядника (кольцо); 6 - катодный коаксиал; 7 - анодный коаксиал; 8 - сопло с электромагнитным клапаном; 9 - высоковольтный омический делитель напряжения с выходным изолятором; 10- вывод напряжения с катодного коаксиала; 11,12 - металлические сетки; 13- высоковольтный делитель, задающий потенциал поджигающего электрода; 14 - магнитная петля; 15 - вакуумная камера; 16 - экранирующий электрод высоковольтного делителя напряжения.

Запуск разрядника осуществлялся импульсом с тиратронного блока (16кВ), напряжение которого повышалось импульсным трансформатором на ферритовых кольцах с коэффициентом трансформации 2.7 (количество витков трансформатора 15 и 40). Так как при зарядке конденсаторной батареи поджигающий электрод разрядника находился под высоким напряжением, задаваемым высоковольтным омическим делителем (сопротивления R1 и R2), то импульс запуска с вторичной обмотки трансформатора подавался на поджигающий электрод через высоковольтный разделительный низкоиндуктивный конденсатор C1 типа К-15-10 с емкостью 4700 пФ, рассчитанный на напряжение 50 кВ. Импульс поджига контролировался высоковольтным омическим делителем с коэффициентом деления 660. Разрядник имел общий вакуумный объем с камерой установки и работал при давлении не хуже  $10^{-4}$  мм.рт.ст. Выход разрядника закрывался металлической сеткой для уменьшения выброса плазмы внутрь катодного коаксиала при срабатывании разрядника.

Напряжение на пинче измерялось высоковольтным омическим делителем, подсоединенным стальной проволокой к катодному коаксиалу, в непосредственной близости от места расположения пинча (рис.2.1). Делитель располагался в воздухе и имел коэффициент деления 660. Измеряемое напряжение выводилось через оргстеклянный изолятор, выдерживающий полное рабочее напряжение зарядки конденсаторов. Металлический электрод специальной формы закрывал поверхность изолятора от ультрафиолетовой и рентгеновской подсветки излучения Z - пинча. Одновременно делитель поддерживал потенциал «земли» на катоде и, соответственно, на одном из электродов разрядника в процессе зарядки конденсаторной батареи. Сопротивление разрядника на «землю» составляло 330 Ом, что существенно больше, чем волновое сопротивление контура. Ток разряда через пинч измерялся небольшой магнитной петлей, расположенной на расстоянии 4.5 см от оси пинча.

Для создания газовой струи использовался быстрый электромагнитный клапан, подробно описанный в работе [76]. На рис.2.2. приведена конструкция клапана и сопла. Питание восьмивитковой электромагнитной катушки клапана осуществлялось разрядом емкости 100 мкФ, заряженной до напряжения 3.25 кВ. Катушка клапана соединялась с конденсатором отрезком кабеля с  $\rho = 50$  Ом длиной порядка 1 м. Период разряда емкости составлял 100 мкс. Основной вклад в индуктивность цепи вносила катушка (2.5 мкГн). Емкость коммутировалась разрядником РУ-62, запускаемого от генератора ГИ-1 через высоковольтный импульсный трансформатор. Создаваемое катушкой магнитное поле действовало на дюралюминиевую мембрану массой 10 г, перекрывающую доступ газа в форкамеру сопла. Под действием электромагнитной силы мембрана отбрасывается, и газ начинает поступать в форкамеру сопла. Возвратное движение мембраны обеспечивается пружиной. Количество газа, впрыскиваемое в зазор между катодом и анодом установки (погонная масса), регулировалось задержкой запуска

разрядника батареи относительно запуска разрядника электромагнитного клапана, а также изменением давления газа в клапане.

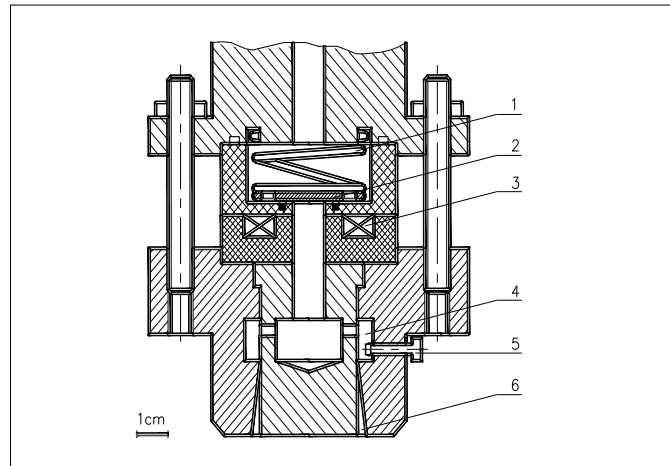


Рис.2.2. Конструкция клапана и сопла. 1-пружина; 2 - разделительная мембрана; 3 - катушка; 4 - форкамера сопла; 5 - пьезодатчик давления; 6 -сопло.

Клапан устанавливался со стороны анодного электрода, и струя газа впрыскивалась в полый коаксиальный катод, закрытый с торца металлической сеткой. Газ (воздух, азот) в зазор катод-анод начинал поступать через 250-270 мкс с момента срабатывания разрядника клапана. В отсутствие внешнего запуска, приблизительно через 700 мкс от момента срабатывания клапана, газ, пройдя расстояние 18 см внутри полого катода, достигал объема вакуумного разрядника и разрядник пробивался. В экспериментах задержка срабатывания вакуумного разрядника относительно срабатывания клапана подбиралась эмпирически и, как правило, составляла 350 мкс. Рабочее давление в клапане регулировалось от 2 до 5 атм. Ресурс срабатывания клапана составил величину свыше 500.

Внешний анодный коаксиальный цилиндр имел 4 отверстия, через которые можно было наблюдать пинч с направлений перпендикулярных его оси.

#### 2.1.4.2. Экспериментальные результаты.

Основные эксперименты по генерации мягкого рентгеновского излучения проводились на азотной струе ( $\gamma=1.4$ ). Струя газа создавалась сверхзвуковым профилированным соплом. Длина струи (как кольцевой, так и сплошной) составляла 13 мм при ее начальном диаметре у катода от 20 до 25 мм. В эксперименте использовались готовые сопла, рассчитанные на одноатомные газы, такие как ксенон, аргон, неон ( $\gamma=1.67$ ). Выбором задержки срабатывания батарей

относительно срабатывания клапана и давлением газа в клапане добивались сжатия газовой струи в момент близкий к максимуму тока.

На рис.2.3 приведены типичные осциллограммы тока через пинч, напряжения на пинче и сигнала мягкого рентгеновского излучения, соответствующего энергии квантов вблизи 65 эВ. Длительность импульса излучения с энергией квантов  $h\nu \sim 65$  эВ (излучение L-оболочки азота) составляет 40-50 нс. Пробой газа ограничивал начальное напряжение на пинче до величины 1-2.5 кВ. Сжатие газа приходится чуть раньше максимума тока. В момент, соответствующий максимуму рентгеновского излучения, напряжение на пинче резко возрастает, а производная тока изменяет свой знак. При изменении напряжения зарядки батареи от 15 до 22.5 кВ в момент максимального сжатия амплитуда напряжения на пинче изменяется от 11 до 19 кВ.

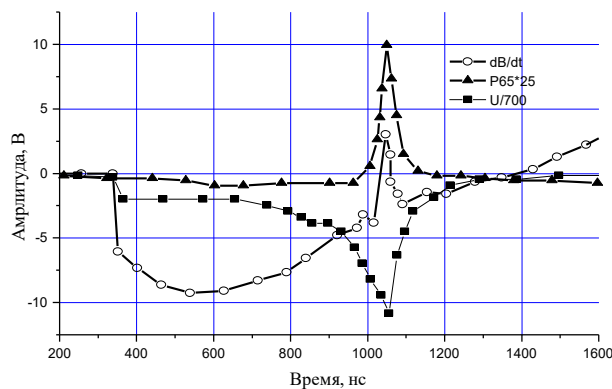


Рис.2.3. Типичные осциллограммы производной тока через пинч  $dB/dt$ , напряжения на пинче  $U$ , и сигнала мягкого рентгеновского излучения  $P65$ , соответствующего энергии квантов вблизи 65 эВ.

#### 2.1.4.3. Абсолютная калибровка датчиков мягкого рентгеновского излучения.

Методика калибровки основана на монохроматизации излучения источника и сравнении сигнала калибруемого детектора с сигналом опорного датчика типа AXUV с известной чувствительностью.

Для калибровки детекторов мягкого рентгеновского излучения использовался 2-х канальный полихроматор на основе многослойных рентгеновских зеркал (МРЗ) (рис.2.4). Каждый из каналов полихроматора содержал плоское многослойное рентгеновское зеркало, установленное под углом Брэгга для данной длины волны и детектор излучения. Для измерений

использовалась стандартная  $\Theta - 2\Theta$  схема. На входе каждый из каналов полихроматора имел рентгеновский фильтр для дополнительной селекции излучения и для отсекаания ультрафиолетового и видимого излучения. Многослойные зеркала каналов полихроматора ориентировались так, чтобы направление их дисперсии было перпендикулярно оси пинча. В данных экспериментах использовались каналы полихроматора настроенные на энергии 65 и 576 эВ.

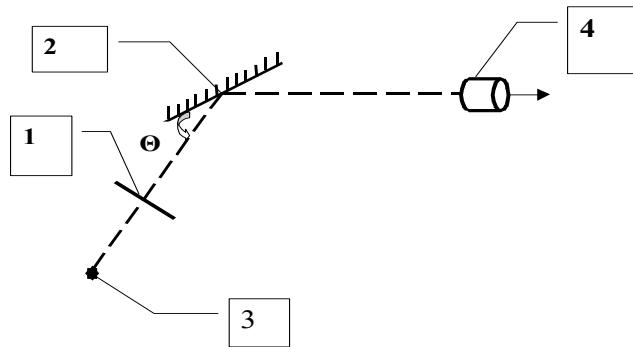


Рис.2.4. Схема полихроматора. 1 - рентгеновский фильтр; 2 - плоское многослойное рентгеновское зеркало; 3 - источник излучения; 4 - детектор.

Для канала полихроматора 65 эВ использовался фильтр Al толщиной 0.3 мкм (граница L-края поглощения 72 эВ), а для канала 576 эВ фильтр Cu 0.3 мкм (граница L-края поглощения 930 эВ). Входной диаметр используемых фильтров (5 мм) позволял устанавливать в полихроматор детекторы с площадью чувствительного элемента до 10 мм<sup>2</sup> (диаметр до 3.5 мм).

Для проведения калибровок собирались идентичные каналы полихроматора. В каналы устанавливались идентичные МРЗ, приемные детекторы одного типа и, на входе в полихроматор, одинаковые рентгеновские фильтры. Каналы настраивались на один и тот же спектральный интервал. Прибор юстировался на Z-пинч по лазерному прицелу, встроенному в полихроматор.

На следующем этапе проверялась, что форма сигналов регистрируемых с двух одинаковых детекторов двух идентичных каналов одинаковая, и отношение амплитуд сигналов близко к единице. Для этого, как правило, в качестве детекторов использовались p-i-n детекторы СППД-11-04, имеющие высокое временное разрешение (~1 нс). Этот датчик имеет тонкий поверхностный «мертвый» слой Si ~ 0.15 мкм и на его чувствительной области нанесено тонкое контактное покрытие из Al толщиной ~0.1 мкм.

Затем один из детекторов заменялся на калибруемый детектор, а второй на детектор AXUV-5. Отметим, что абсолютная чувствительность детектора AXUV-5 для энергий квантов от 30 эВ до 3000 эВ изменяется плавно и известна с точностью до 10% [77]. Датчик AXUV-5 не

имеет поверхностного «мертвого» слоя и на его чувствительной области нанесено тонкое защитное покрытие из окиси кремния толщиной всего 3-7 нм. Абсолютная чувствительность датчиков типа AXUV изменяется от 0.2 А/Вт до 0.27 А/Вт при изменении энергии квантов от 50 эВ до 10 кэВ. Канал с детектором AXUV-5 давал абсолютную плотность потока излучения в месте, где потом располагался калибруемый детектор. На рис.2.5 и 2.6 приведены для сравнения спектральные чувствительности детекторов AXUV и СППД-11-04.

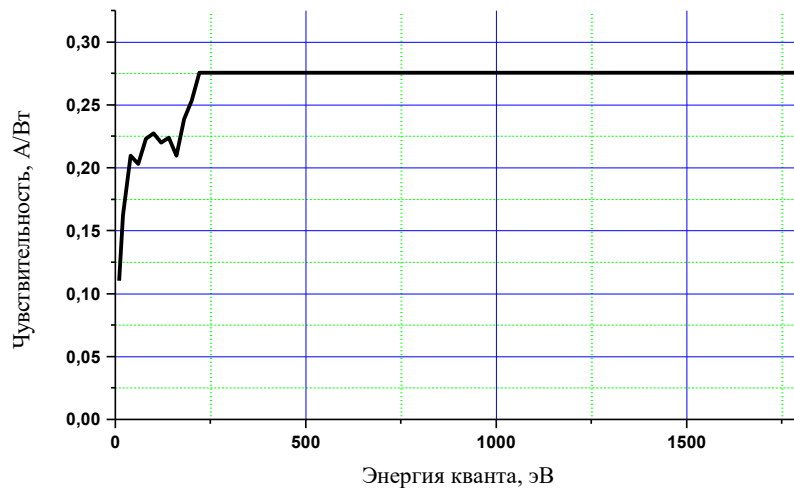


Рис.2.5 Спектральная чувствительность детектора AXUV-5 от энергии кванта.

Площадь чувствительной области детектора 5 мм<sup>2</sup>.

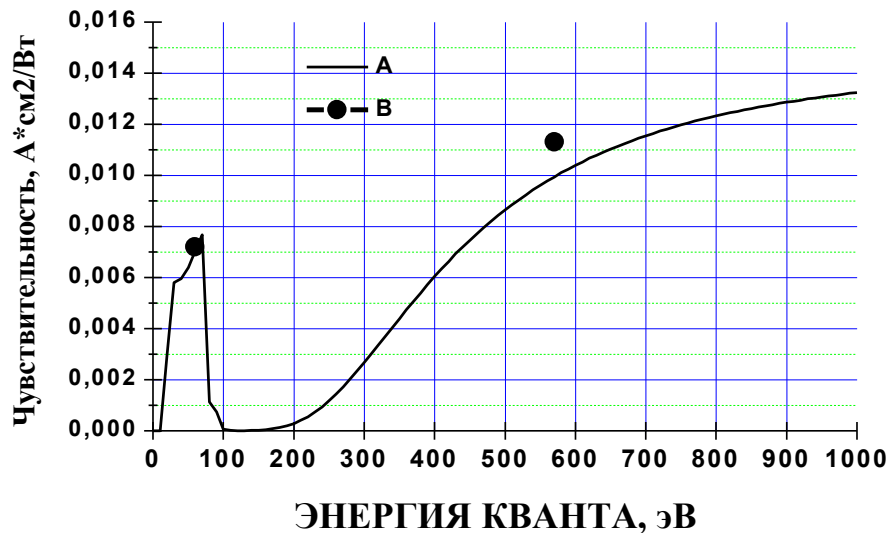


Рис.2.6. Спектральная чувствительность p-i-n детектора СППД-11-04 от энергии кванта. А - расчетная спектральная чувствительность (толщина чувствительной области детектора  $\delta = 80$  мкм, толщина контактного покрытия  $\delta_{Al} = 0.1$  мкм, толщина «мертвого слоя»  $\delta_{Si} = 0.15$  мкм). В — результаты калибровок на энергиях квантов 65 и 576 эВ.

Отметим, что р-і-п диод СППД-11-04 имеет провалы по чувствительности в интервале энергий квантов 72-300 эВ (поглощение «мертвого» слоя и алюминиевого покрытия).

Детекторы СППД-11-04 и AXUV-5 имели одинаковую рабочую площадь чувствительного элемента ( $\sim 5 \text{ мм}^2$ ) и близкое временное разрешение ( $< 2 \text{ нс}$  у AXUV-5 при напряжении смещения порядка 40 -50 В). При такой методике калибровок, когда используются идентичные каналы полихроматора не нужно точно знать абсолютное пропускание рентгеновских фильтров и коэффициенты отражения многослойных зеркал. В таблице 2.2 приведены основные параметры использованных каналов полихроматора.

Таблица 2.2. Основные параметры использованных каналов полихроматора.

| Е, эВ | Зеркало | R, % | Θ, градусы | Фильтр            | Тф.  | ΔЕ, эВ |
|-------|---------|------|------------|-------------------|------|--------|
| 65    | Mo/Si   | 22   | 56         | Al, 0.4 мкм+сетка | 0.43 | 7.65   |
| 576   | W/Si    | 12.4 | 20.1       | Cu, 0.3 мкм+сетка | 0.2  | 11     |

Расстояние источник - детектор L в полихроматоре составляло 1м.

На рис.2.7 приведена полученная зависимость чувствительности МКП детектора для энергии квантов 576 эВ от приложенного напряжения, при заданной плотности потока излучения. Напряжение, приложенное к МКП детектору, контролировалось статическим вольтметром. Чувствительность данного МКП детектора ранее определялась на источнике излучения с электронным пучком на энергии квантов 1486 эВ (Al  $K_{\alpha}$ ). При одном и том же напряжении, приложенном к МКП (-720В), чувствительность возросла с  $0.003 \text{ А} \cdot \text{см}^2/\text{Вт}$  на энергии 1486 эВ до  $0.015 \cdot \text{А} \cdot \text{см}^2/\text{Вт}$  на энергии квантов 576 эВ. Чувствительность выросла за счет увеличения квантового выхода МКП и увеличения плотности потока квантов при заданной плотности потока излучения. На рис. 2.6 приведены результаты калибровки детектора СППД-11-04 на энергиях квантов 65 и 576 эВ. В пределах погрешности измерений ( $\sim 25\%$ ) результаты калибровок соответствуют расчетным значениям.

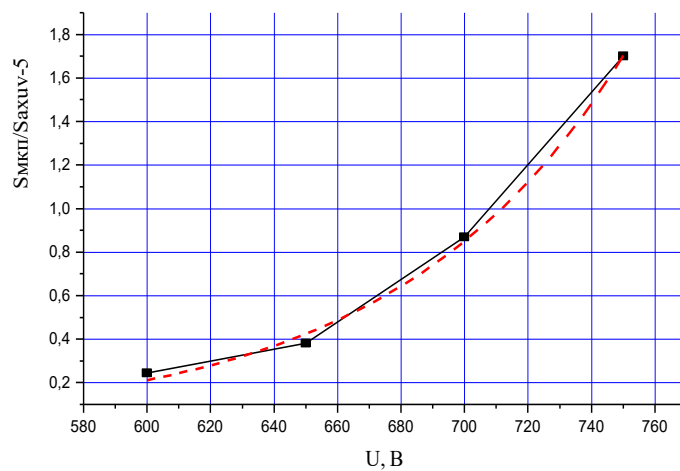


Рис.2.7. Зависимость чувствительности МКП детектора с одиночной пластиной от приложенного напряжения при заданной плотности потока излучения для энергии квантов 576 эВ. Площадь чувствительной области МКП детектора  $\sim 5 \text{ мм}^2$ . За единицу чувствительности выбрана чувствительность детектора AXUV-5, равная  $0.0135 \text{ А} \cdot \text{см}^2/\text{Вт}$ . Пунктирная линия – аппроксимация экспериментальных данных экспоненциальной зависимостью.

#### 2.1.4.4. Получение потоков излучения в спектральном интервале 0.1-1кэВ, необходимых для проведения калибровок.

Как правило, при регистрации сигналов с амплитудой не менее 100 мВ на импульсных установках не возникает существенных проблем с уровнем электромагнитных наводок. Поэтому при калибровках необходимый уровень сигнала в схеме монохроматора с плоским многослойным зеркалом и опорным детектором типа AXUV-5 должен составлять сотни мВ. Тогда возможно проводить калибровку детекторов, чувствительность которых на порядок меньше, чем чувствительность опорного датчика типа AXUV-5. При этом расстояние от источника излучения до входа в полихроматор желательно иметь не менее метра, с тем, чтобы плазма не оказывала воздействия на рентгеновские фильтры с одной стороны, и можно было не учитывать влияние углового размера источника на спектральное разрешение с другой стороны.

Как показали эксперименты, довольно легко реализовать необходимый уровень излучения для энергии квантов ниже 100 эВ, используя, в качестве нагрузки, азотную струю, даже при энергозапасе батареи  $\sim 1 \text{ кДж}$  (зарядное напряжение 15 кВ). Для азота это соответствует рекомбинационному излучению L – оболочке и не требует получения высоких

электронных температур в плазме. Однако, для получения нужных потоков излучения в интервале 400 - 800 эВ (К - оболочка азота) пришлось одновременно увеличивать как погонную массу струи, так и поднимать зарядное напряжение до 22.5 кВ (энергозапас батареи 2 кДж). В этом случае на кольцевом сопле уровень сигнала полупроводникового детектора СППД-11-04 с канала полихроматора 576 эВ и расстоянии 1 м от источника составлял 200 мВ при давлении газа в клапане 5 атм.

Многочисленные работы, проведенные на установках типа микросекундный Z-пинч, показали, что сжатие сплошных газовых струй происходит значительно устойчивее, чем кольцевых, и можно существенно повысить мощность и выход излучения в К - оболочках различных газов не увеличивая мощность установки [78]. Поэтому в наших экспериментах кольцевое сопло было переделано, с тем, чтобы создать более однородное по радиусу распределение плотности газа (рис.2.8).

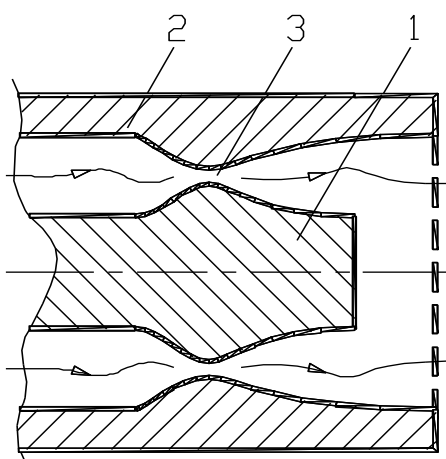


Рис.2.8. Конструкция сопла для создания практически сплошной газовой струи.

1 - внутренняя часть сопла, 2 - внешняя часть сопла, 3 - критическое сечение.

У кольцевого сопла с внешним диаметром 25 мм и внутренним 18.5 мм была срезана на выходе внутренняя часть на глубину 10 мм. На выходе сопла была установлена металлическая сетка высокой прозрачности. По сравнению с экспериментами с кольцевой струей, в экспериментах со сплошной газовой струей, спектральная плотность К -излучения азота (канал полихроматора с  $h\nu \sim 576$  эВ) возрасла в 2-3 раза, с одновременным повышением стабильности выхода излучения от выстрела к выстрелу. Соответственно, для проведения большинства калибровок оказалось достаточно энергозапаса установки 1.6 кДж (20 кВ зарядного напряжения). Данное обстоятельство особенно важно для получения К - излучения многозарядных ионов таких газов, как неон и аргон. Эти газы представляют существенный интерес для экспериментов по исследованию поляризации рентгеновского излучения, так как линии Н – Не -подобных ионов этих элементов приходятся на спектральный интервал доступный для измерений кристаллическим спектрографам.

Спектральная плотность излучения в телесный угол  $4\pi$  на данной энергии канала полихроматора определялась по формуле

$$dI/dE(\text{Вт/эВ}) = 4\pi \cdot U_c \cdot L^2 / (R_n \cdot S_d \cdot T_\phi \cdot R \cdot \Delta E_3), \text{ где}$$

$U_c$  - выходной сигнал с детектора [В],

$R_n$  - волновое сопротивление кабеля [Ом],

$S_d$  - чувствительность детектора [ $\text{А} \cdot \text{см}^2/\text{Вт}$ ],

$T_\phi$  - пропускание фильтра,

$R$  - коэффициент отражения зеркала,

$\Delta E_3$  - ширина кривой отражения зеркала [эВ],

$L$  - расстояние от источника излучения до детектора [см].

На энергии квантов 576 эВ измеренное значение  $dI/dE$  составила величину  $\sim (3-5) \cdot 10^5 \text{ Вт/эВ}$  и  $\sim (2-4) \cdot 10^5 \text{ Вт/эВ}$  на энергии квантов 65 эВ. Спектральная плотность излучения на энергии 576 эВ монотонно возрастала с увеличением тока в пинче, при заданной погонной массе струи. Спектральная плотность излучения на энергии 65 эВ возрастала при увеличении напряжения зарядки батареи до 17 кВ, а потом даже уменьшалась. Указанное обстоятельство связано с повышением температуры плазмы до «выгорания» ионов азота отвечающих за рекомбинационное излучение L-оболочки.

Используя другие газы можно получить излучение в нужном спектральном интервале. Например, для получения высокой спектральной плотности излучения в интервале 200 – 400 эВ подходит аргон, излучение L - оболочки которого приходится на длины волн от 3.5 до 4.4 нм.

Для измерения полных энергетических потерь пинча использовался термопарный калориметр с чувствительностью  $\sim 35 \text{ мкВ/мДж}$  и площадью чувствительной области  $S = 0.63 \text{ см}^2$  (см. раздел 1.1.3.). В экспериментах расстояние от пинча до калориметра составило  $l = 25 \text{ см}$ . На усилитель калориметра воздействовала кратковременная наводка от разряда схем конденсаторной батареи. Так как время реакции калориметра  $\sim 100 \text{ мс}$ , то усилитель успевает возвратиться в рабочее состояние.

При увеличении зарядного напряжения от 17.5 кВ до 22.5 кВ сигнал с термопарного калориметра вырос с 40 до 60 мВ, что соответствует росту полных энергетических потерь с 30 Дж до 45 Дж. Амплитуда сигнала с термопарного калориметра соответствует полному выходу излучения  $\sim 45 \text{ Дж}$  при энергозапасе батареи 2 кДж. Так как спектральная плотность излучения на энергии 576 эВ (излучение соответствующее K-оболочке азота) существенно возросло, (сигнал с детектора AXUV-5 вырос с 200 до 700 мВ) при увеличении зарядного напряжения от 17.5 до 22.5 кВ, то это означает, что большая часть радиационных потерь пинча приходится на излучение L - оболочки. Отметим, что полученные результаты по абсолютному

выходу мягкого рентгеновского излучения с азотного Z –пинча близки к данным работ [79-81], где детально исследовались спектральные характеристики микросекундного азотного пинча при энергетике установки 4.3 кДж.

## 2.2. Результаты калибровки детекторов МР и ВУФ излучения, методики рентгеновского просвечивания.

### 2.2.1. Исследование параметром МКП детекторов, как детекторов МРИ.

Для проведения измерений потоков мягкого рентгеновского излучения с использованием спектрографов и монохроматоров рентгеновского излучения, как правило, требуется высокая чувствительность приемных детекторов. Для решения этой задачи были разработаны и протестированы детекторы мягкого рентгеновского излучения (МРИ) на основе микроканальных пластин. Использовались детекторы как на основе одиночной МКП пластины, так шевронные сборки. В конструкции детекторов использовались пластины с параметрами:

- толщина пластин 0.5 мм
- диаметр каналов 22 мкм
- размер чувствительной области  $1.5 \times 10 \text{ мм}^2$ ,  $2 \times 10 \text{ мм}^2$  или диаметром 4 мм
- максимальный размер чувствительной области пластин  $10 \times 12 \text{ мм}^2$

На рис. 2.9(а,б) приведена конструкция шевронных МКП детекторов и схема подача питающего напряжения на пластины. В первом варианте деление высокого напряжения между пластинами осуществляется за счет их собственных сопротивлений.

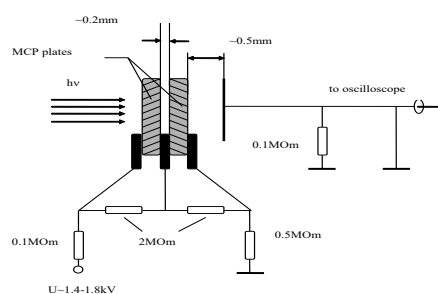
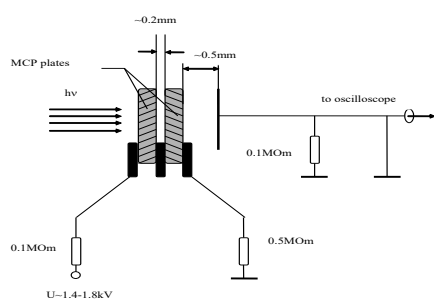


Рис.2.9(а) Конструкция шевронной МКП сборки с делителем напряжения между пластинами на их собственных сопротивлениях.

Рис.2.9(б) Конструкция шевронной сборки с внешними делителями напряжения между пластинами.

Во втором варианте напряжение на пластинах задается внешним резистивным делителем. В обоих случаях напряжение питания составляло от -1.2 до -1.8 кВ. На приемный анод подавалось положительное смещение 150 В относительно выходной пластины сборки, находящейся под небольшим отрицательным потенциалом за счет тока делителя напряжения. Независимо от используемой схемы питания существенного различия в чувствительности детекторов, при одинаковом напряжении питания, не наблюдалось.

В области энергий квантов свыше 1 кэВ калибровка детекторов проводилась на характеристическом излучении материала анода, возбуждаемом импульсным пучком электронов с энергией порядка 100 кэВ с током 1 кА и длительностью импульса 80 нс. Абсолютная калибровка МКП детектора проводилась по кремниевому р-і-п детектору типа СППД-11-04 с известной спектральной чувствительностью. При рабочем напряжении ГИНа  $\sim 120$  кВ на линии  $K_{\alpha}$  Al  $h\nu = 1.5$  кэВ и на расстоянии  $L = 35$  см амплитуда сигнала с детектора типа СППД-11-04 составляла величину 3 В.

Для выделения вклада линейчатого излучения в сигналы детекторов на фоне непрерывного тормозного излучения использовалась методика фильтров Росса [53]. Определение максимального выходного линейного сигнала МКП проводилась при неизменной заданной плотности потока рентгеновского излучения с изменением приложенного напряжения. Схема калибровки показана на рис.2.10.

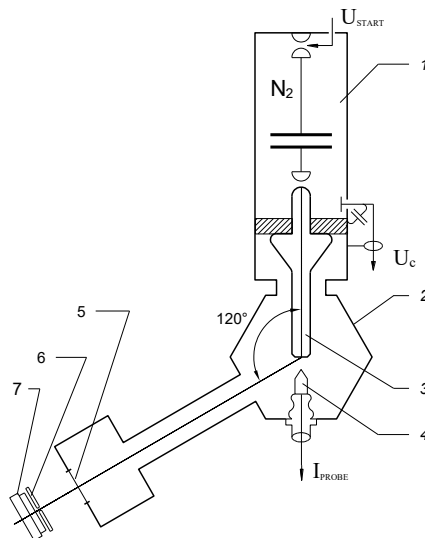


Рис.2.10. Схема калибровки детекторов на излучении  $K_{\alpha}$  Al. 1 - генератор Маркса с газовой изоляцией, 2 - вакуумная камера, 3 - анод (Al), 4 - катод, 5 - выходная апертура, 6- фильтры, 7- детекторы.

Использовалось одно из возможных направлений наблюдения, составляющее угол  $30^\circ$  по отношению к поверхности алюминиевого анода ( $120^\circ$  по отношению к направлению падающего электронного пучка). В канале, на одном расстоянии от источника излучения за общим рентгеновским фильтром, устанавливался опорный детектор СППД-11-04 и калибруемый МКП детектор. Замена фильтров осуществлялась без нарушения вакуума с помощью специального устройства. Использовалась подобранная пара фильтров Росса Al-Mg с толщинами фильтров 6.5 мкм и 12 мкм соответственно.

Определение чувствительности к квантам с энергией 1.5 кэВ проводилась с учетом вклада тормозного непрерывного излучения в сигналы детекторов. Вклады тормозного излучения в сигналы МКП и полупроводникового детектора составляли  $\sim 75\%$  от амплитуды сигнала. На рис. 2.11 (а,б) приведены зависимости чувствительности и выходного сигнала детектора с одиночной пластиной от величины приложенного напряжения. Измерения проводились при величине потока излучения  $0.09 \text{ Вт/см}^2$ . Площадь чувствительной области детектора составляла  $12.5 \text{ мм}^2$ . В зависимости от образца детектора величина линейного сигнала на нагрузку 75 Ом составляла от 0.35 до 0.55 В, при длительности импульса излучения 60 нс (рис.2.12(а,б)). Как известно, величина линейного сигнала МКП детекторов зависит от длительности импульса рентгеновского излучения. Полученные линейные уровни сигналов соответствуют предельно допустимой величине заряда снимаемого за импульс с МКП пластины, как с заряженной емкости, на уровне 0.1 от ее первоначального заряда.

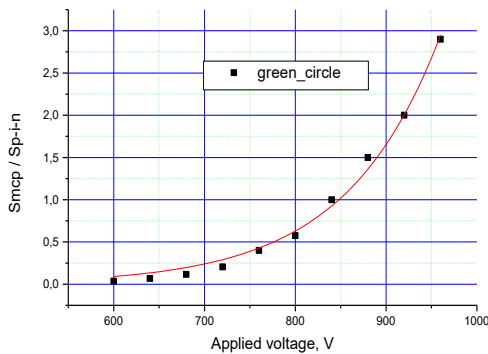


Рис.2.11(а) Зависимость абсолютной чувствительности МКП детектора с одиночной пластиной от величины приложенного напряжения. Диаметр чувствительной области 4мм. Красная кривая — подгонка экспоненциальной зависимостью.

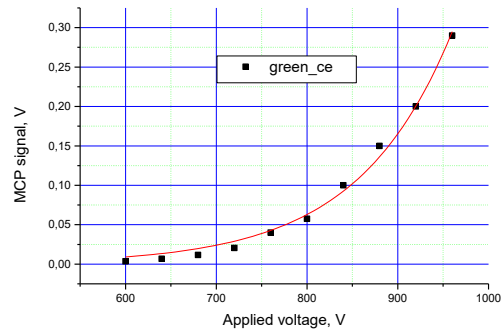


Рис.2.11(б) Зависимость сигнала МКП детектора с одиночной пластиной от величины приложенного напряжения. Диаметр чувствительной области 4мм. Красная кривая — подгонка экспоненциальной зависимостью. Одна единица чувствительности -  $1.45 \times 10^{-2} \text{ Асм}^2/\text{Вт}$

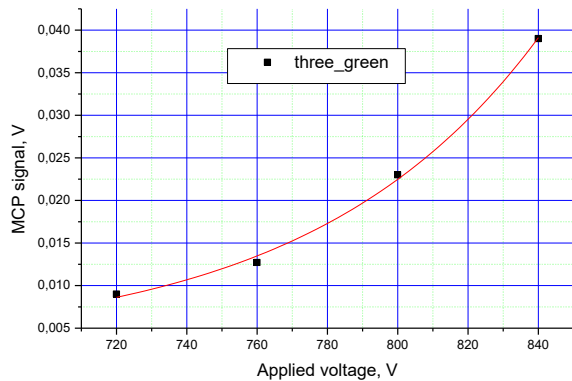


Рис.2.12(а). Зависимость сигнала МКП детектора с одиночной пластиной от величины приложенного напряжения. Диаметр чувствительной области 4мм. Красная кривая – подгонка экспоненциальной зависимостью.

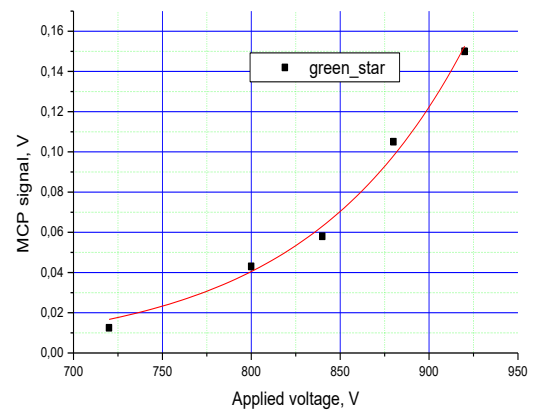


Рис.2.12(б). Зависимость чувствительности МКП детектора с одиночной пластиной от величины приложенного напряжения. Диаметр чувствительной области 4мм. Красная кривая – подгонка экспоненциальной зависимостью.

Абсолютная чувствительность МКП детектора рассчитывалась по формуле  $S_{\text{МКП}} = U_{\text{МКП}} \cdot S_{\text{p-i-n}} / U_{\text{p-i-n}}$ , где  $U_{\text{МКП}}$  и  $U_{\text{p-i-n}}$  – сигналы МКП и p-i-n детекторов, а  $S_{\text{p-i-n}}$  – чувствительность p-i-n детектора на энергии квантов излучения 1.5 кэВ. Чувствительность p-i-n детектора СППД-11-04 с рабочей площадью 5.3 мм<sup>2</sup> для квантов с энергией 1.5 кэВ составляла  $S_{\text{p-i-n}} = 1.45 \cdot 10^{-2}$  А·см<sup>2</sup>/Вт. Приведенные на рис. 2.11(б), 2.12 (а,б) зависимости сигнала МКП детектора от величины приложенного напряжения нормированы на величину сигнала полупроводникового детектора (0.1 В), для того, чтобы исключить влияния разброса выхода рентгеновского излучения источника на результаты измерений. Чувствительность МКП детектора достигает чувствительности p-i-n при относительно высоком напряжении на пластине МКП (820 В), даже при площади чувствительной области МКП детектора в 2.5 раза больше, чем у полупроводникового детектора. Однако такие преимущества МКП детектора, как высокое временное разрешение и нечувствительность к оптическому излучению составляют важное преимущество детекторов даже на основе одиночной пластины. Чувствительности исследованных МКП детекторов отличаются друг от друга, что связано с не идентичностью использованных пластин для изготовления детекторов.

В схеме с шевронной МКП (две последовательно расположенные МКП в одной сборке) достигается гораздо более высокая чувствительность по сравнению со схемой с одиночной пластиной. Шевронные МКП детекторы калибровались аналогично детекторам на одиночной

пластине. Как и в случае детектора с одиночной пластиной площадь чувствительной области составила 12.5 мм<sup>2</sup>.

Видно (рис.2.13(а,б)), что даже при относительно умеренном напряжении на каждой из пластин (по 650 В) чувствительность шевронного МКП в 5 раз превышает чувствительность р-і-п детектора. Проведение калибровок шевронных МКП детекторов при больших напряжениях питания было ограничено линейным режимом их работы при заданной плотности потока мягкого рентгеновского излучения.

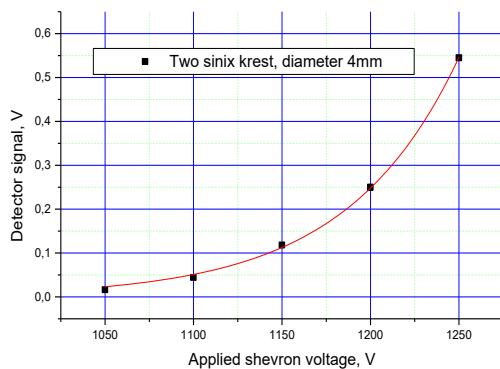


Рис.2.13(а) Зависимость сигнала МКП детектора шевронного типа от величины приложенного напряжения. Диаметр чувствительной области 4 мм. Красная кривая – подгонка экспоненциальной зависимостью.

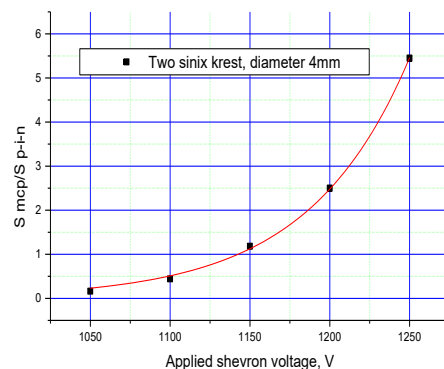


Рис.2.13(б) Зависимость чувствительности МКП детектора шевронного типа от величины приложенного напряжения. Диаметр чувствительной области 4 мм. Красная кривая – подгонка экспоненциальной зависимостью.

### 2.2.2. Измерение спектра излучения азотного пинча спектрометром – монохроматором.

Абсолютные измерения энергетического спектра импульсного мягкого рентгеновского излучения (МРИ) горячей плазмы с разрешением во времени является одной из основных диагностических задач. Чаще всего для этих целей используют многоканальные спектрометры с набором краевых фильтров или фильтров Росса в сочетании с вакуумными рентгеновскими или р-і-п диодами [82]. В последнее время в качестве селективного элемента (монохроматора) для рентгеновского излучения в диапазоне энергий квантов от 0,05 до 1,5 кэВ широко применяют многослойные интерференционные зеркала (МИЗ), обладающие высоким коэффициентом отражения (от 10 до 50 %) и энергетическим разрешением (от 10 до 20 эВ) [55, 83]. Их

использование в спектрометрах не требует сложной математической обработки результатов с использованием априорных сведений о спектре, как в первом методе, или удвоенного количества каналов регистрации, как во втором.

На основе таких зеркал и быстродействующих рентгеновских детекторов в сочетании с краевыми фильтрами в НИИА им. Н.Л. Духова разработан четырехканальный спектрометр-монохроматор СМНР4, позволяющий с высоким временным и энергетическим разрешением проводить за серию импульсов абсолютные измерения спектра и полной энергии МРИ. В настоящем разделе представлены описание и технические характеристики спектрометра, а также результаты спектрально-временных измерений рентгеновского излучения микросекундного азотного газового Z - пинча с током 250 кА и временем нарастания 1 мкс. [84]. Приведено сравнение результатов динамических измерений с интегральными методиками (спектрограф с пропускающей решеткой и термопарный калориметр) и с результатами двухмерного моделирования динамики излучающей плазмы с помощью радиационно-магнитогидродинамического кода ZETA [85].

#### Спектрометр СМНР-4.

Конструктивно спектрометр представляет собой откачную вакуумную камеру размером  $\varnothing 20 \times 12$  см и массой не более 3 кг. Внешний вид спектрометра приведен на рис.2.14.



Рис.2.14. Внешний вид спектрометра СМНР-4.

Центральный канал прибора является монохроматором, построенным по стандартной  $\theta$ - $2\theta$  схеме измерений с возможностью оперативной перестройки длины волны регистрируемого излучения без нарушения вакуума. Синхронный поворот рентгеновского зеркала и детектора в

пределах углов  $\theta$  от 0 до  $70^\circ$  осуществляется через сальниковое уплотнение с помощью червячной пары с нониусом  $0,1^\circ$ . Регулировка поворотного механизма по установке углов  $\theta$  и  $2\theta$  проводится на отдельном градуировочном стенде с точностью не хуже  $\pm 0,05^\circ$ . Юстировка канала относительно источника излучения осуществляется с помощью малогабаритного полупроводникового лазера, устанавливаемого на место детектора. На рис.2.15 приведено расположение спектрометра на стенде микросекундный Z – пинч.

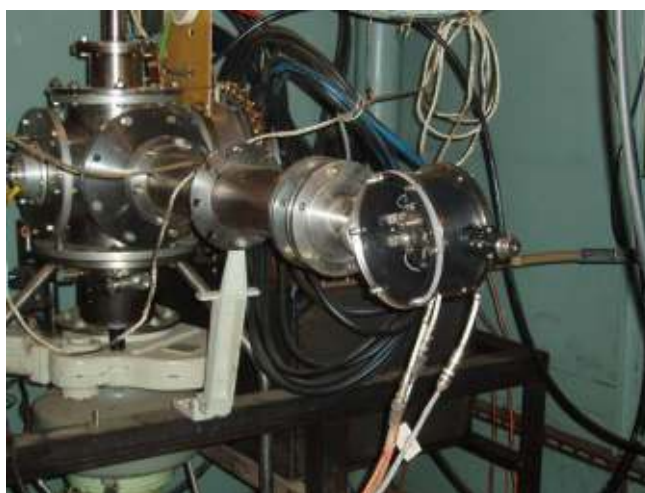


Рис.2.15 Стенд микросекундный Z - пинч с установленным спектрометром.

В рентгенооптическом канале используется набор из пяти сменных зеркал размером  $7 \times 25$  мм, которые представляют собой многослойную ( $N = 20-80$ ) периодическую ( $d = 2-20$  нм) структуру. Селекция излучения в различных спектральных диапазонах обеспечивается подбором типа зеркала, угла падения излучения и материалом входного фильтра. Параметры зеркал и фильтров подбирались так, чтобы их сочетание при минимальном количестве позволяло полностью перекрыть диапазон энергий квантов от 0,05 до 1,5 кэВ. Основные характеристики рентгенооптического канала спектрометра приведены в Таблице 2.3.

Таблица 2.3. Основные характеристики рентгенооптического канала спектрометра

| Тип зеркала                      | Mo / Si  | Mo / B <sub>4</sub> C | Cr / C    | Cr / Sc   | W / Si            |
|----------------------------------|----------|-----------------------|-----------|-----------|-------------------|
| Фильтр / толщина, мкм            | Al / 0,4 | Zr / 0,2              | Ag / 0,25 | Ti / 0,25 | Fe (Cu, Al) / 0,3 |
| Диапазон энергий, эВ             | 50 - 75  | 75 - 180              | 180 - 280 | 280 - 400 | 400 - 1500        |
| Прозрачность фильтра, %          | 15 - 20  | 10 - 30               | 15 - 20   | 25 - 40   | 20 - 60           |
| Угол скольжения $\theta$ , град. | 50 - 30  | 50 - 20               | 30 - 20   | 30 - 20   | 30 - 10           |
| Коэффициент отражения, %         | 15 - 50  | 10 - 30               | 15 - 40   | 15 - 40   | 10 - 20           |
| Спектральное разрешение, %       | 15 - 20  | 8 - 10                | 4 - 5     | 3 - 4     | 1,5 - 2           |

Спектральная чувствительность рентгенооптического канала (как и временное разрешение) зависит от типа используемого детектора и определяется из соотношения:  $S_k(E) = \Phi(E)R(E)E \Delta E s(E)$ , где  $\Phi(E)$  – пропускание фильтра, отн.ед.,  $R(E)$  и  $\Delta E$  – коэффициент отражения и энергетическое разрешение [эВ] зеркала для заданного угла скольжения,  $s(E)$  – чувствительность детектора [А см<sup>2</sup>/Вт]. При измерении спектра импульсного рентгеновского излучения значение спектральной плотности потока энергии  $J(E)$  [Вт/см<sup>2</sup>эВ] в момент времени  $t$  рассчитывается по формуле:  $J(E) = i(t) / S_k(E)$ , где  $i(t)$  – амплитуда тока детектора [А]. Погрешность измерения спектральной плотности излучения определяется погрешностями калибровки чувствительности детектора, коэффициента отражения зеркала и пропускания фильтра (10 – 20 %) и точностью измерения амплитуды сигнала с детектора (~5%) и не превышает 25 %.

Кроме рентгенооптического канала прибор имеет три широкополосных канала прямой регистрации для контроля стабильности и измерения уровня интенсивности излучения в разных участках спектра. Для диапазона энергий квантов <1 кэВ в каналах используются малогабаритные вакуумные рентгеновские детекторы СВРДЗ с алюминиевым или золотым катодом диаметром 6 мм. Конструктивно детекторы выполнены в малогабаритном корпусе на отрезке тонкого коаксиального кабеля с высокочастотным разъемом. Временное разрешение детекторов ( $\tau_{0,5}$ ) на нагрузку 50 Ом составляет значение не хуже 200 пс, а максимальный линейный ток при напряжении питания минус 700 В и величине зазора между сеткой (прозрачностью 85%) и катодом 1 мм составляет значение 1,5 – 2 А.

Для диапазона энергий квантов ~ 1 кэВ и выше, где чувствительность детекторов типа СВРДЗ очень мала, в составе прибора могут использоваться более чувствительные полупроводниковые детекторы типа СППД-11-04. Детекторы выполнены на основе кремниевых чувствительных элементов, размещенных в аналогичном корпусе на отрезке

коаксиального кабеля. Конструкция чувствительных элементов позволяет создавать большую напряженность поля ( $\sim 5 \cdot 10^4$  В/см) в полностью обедненном чувствительном слое толщиной  $\sim 100$  мкм. Это обеспечивает быстрый сбор заряда и линейность выходных токов свыше 1,5 А на нагрузку 50 Ом при напряжении питания 400 В. Временное разрешение детекторов не превышает 1,5 нс, а максимальная энергетическая чувствительность в области 1,5 кэВ составляет в среднем значение  $2,5 \cdot 10^{-2}$  А·см<sup>2</sup>/Вт при погрешности градуировки не более 10 %. На рис.2.16 приведена спектральная чувствительность детектора СППД-11-04, полученная с учетом результатов абсолютных калибровок в нескольких спектральных точках.

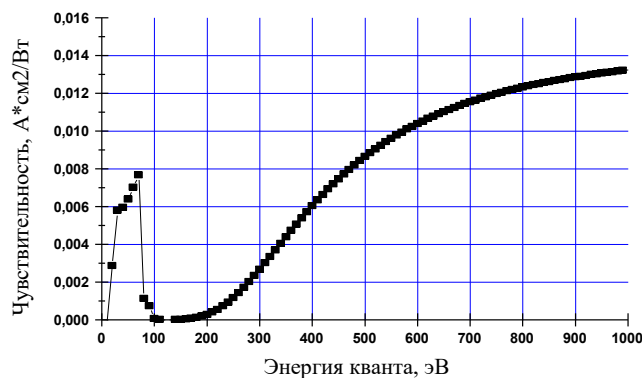


Рис.2.16. Расчетная спектральная чувствительность кремниевого детектора СППД–11-04 от энергии кванта (чувствительная область детектора  $\delta = 80$  мкм, алюминиевое контактное покрытие 0.1 мкм, “мертвый слой” кремния 0.15 мкм).

Избирательность регистрации квантов в различных спектральных диапазонах достигается путем оптимального сочетания типа рентгеновского детектора и фильтра, выполненного из различных материалов. Для диапазона энергий квантов  $<1$  кэВ в сочетании с вакуумными рентгеновскими детекторами используются краевые фильтры с субмикронной толщиной, которая выбирается из условия, чтобы пропускание излучения в области энергий К (или L, М) - скачков составляло 30 - 60 %. Пленки из тугоплавких металлов изготавливались методом магнетронного напыления на растворимую основу с последующим осаждением на подложку из никелевой сетки толщиной 40 мкм и размером ячеек 250x250 мкм (прозрачность 75%). Основные характеристики используемых при измерениях фильтров и детекторов приведены в таблице 2.4. Расчетные спектральные характеристики детекторов с алюминиевым ( $Al_2O_3$ ) и золотым катодом в сочетании с различными краевыми фильтрами приведены на рисунке 2.17.

Таблица 2.4. Характеристики широкополосных каналов спектрометра на основе краевых фильтров и детекторов типа СВРДЗ.

|                                                                                  |             |             |           |           |                         |           |
|----------------------------------------------------------------------------------|-------------|-------------|-----------|-----------|-------------------------|-----------|
| Катод / диаметр,<br>мм                                                           | Al /<br>Ø6  | Al /<br>Ø6  | Au / Ø6   | Au / Ø6   | Au / Ø6                 | Au / Ø6   |
| Фильтр / толщина,<br>мкм                                                         | Al /<br>0.4 | Zr /<br>0.2 | Ag / 0.25 | Ti / 0.25 | Al / 0.2 +<br>Fe / 0.12 | Cu / 0.15 |
| Область<br>выделяемых<br>энергий, эВ                                             | 20 -<br>75  | 90 -<br>180 | 100 - 360 | 150 - 450 | 300 - 720               | 400 - 930 |
| Спектральная<br>чувствительность,<br>(Асм <sup>2</sup> эВ/Вт)·10 <sup>-2</sup> . | 1.3         | 0.22        | 0.23      | 0.67      | 0.71                    | 1.1       |

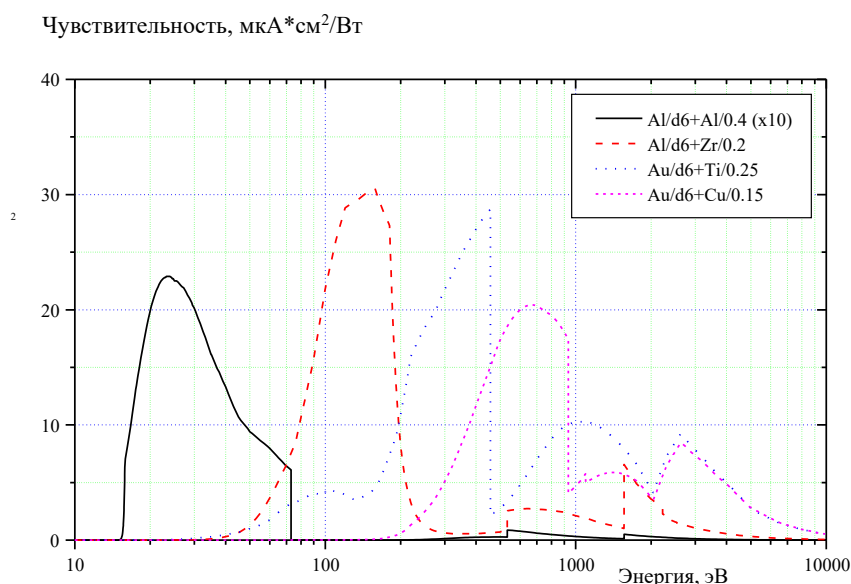


Рис.2.17 Спектральные характеристики детекторов СВРДЗ с алюминиевым и золотым катодами диаметром 6 мм в сочетании с различными краевыми фильтрами.

Спектральная чувствительность канала для выделяемого диапазона энергий квантов определяется из соотношения:  $S_i(E) = \int_{E_1}^{E_2} s_i(E) \Phi_i(E) dE$ , где  $E_1$  и  $E_2$  – минимальное и максимальное значение энергии выделяемого диапазона, которое определяется скачком поглощения фильтра. Значение усредненной спектральной плотности потока энергии в момент времени  $t$  для каждого канала рассчитывается по формуле:  $J(\bar{E}) = i(t) / S_k(\bar{E})$ , где  $\bar{E}$  – средняя эффективная энергия данного диапазона. В общем случае значение  $\bar{E}$  зависит от вида измеряемого спектра и уточняется в зависимости от получаемых результатов [86].

В диапазоне энергий свыше  $\sim 1$  кэВ в сочетании с детекторами типа СРПД1 могут использоваться широкополосные фильтры Росса, материалы и толщины которых были подобраны так, чтобы 7 сбалансированных по пропусканию фильтров позволяли выделять 6 спектральных диапазонов. В качестве фильтров использовались металлические фольги производства фирмы Goodfellow и алюминизированные пленки из майлара. Расчетные спектральные характеристики детекторов в сочетании с данными фильтрами приведены на рисунке 2.18.

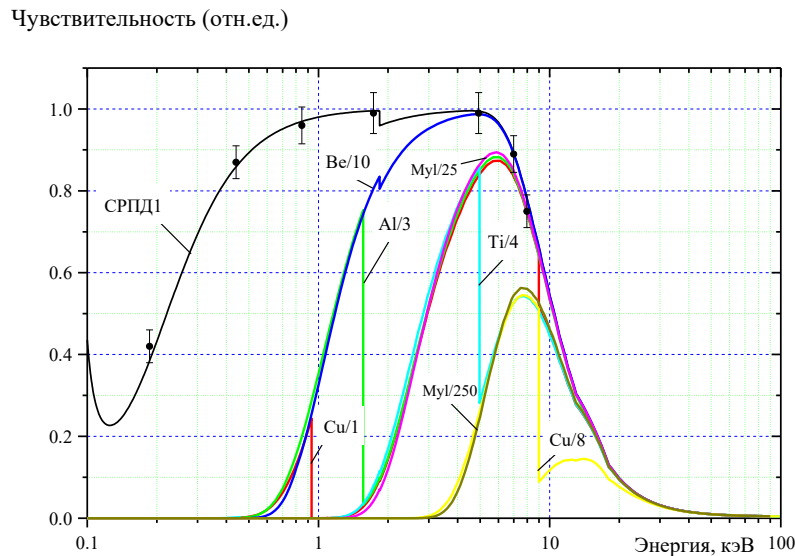


Рис.2.18. Спектральные характеристики кремниевых p-i-n диодов типа СРПД1 в сочетании с широкополосными фильтрами Росса

### Результаты измерений на установке с газовым Z - пинчем.

Подробное описание установки и ее диагностического оборудования приведено ранее в данной главе. Образование Z-пинча происходит в разрядном промежутке, в который предварительно с помощью клапана инжектируется газовая струя (азот). Интегральные измерения, проведенные с помощью спектрографа с пропускающей решеткой, показали наличие в спектре излучения характеристических линий He -, Li – и Be - подобных ионов азота, которые сосредоточены в спектральных интервалах 15 – 25 нм (40 – 60 эВ) и 2-2.5 нм (400 – 600 эВ).

Динамические измерения спектра были проведены с помощью спектрометра СМНР4 в диапазоне энергий квантов от 20 до 700 эВ. При измерениях в составе рентгенооптического

канала спектрометра были использованы зеркала Cr/Sc и W/Si (см. таблицу 2.3) в сочетании с детектором СРПД1-01 и широкополосные каналы на основе детекторов СВРДЗ в сочетании с краевыми фильтрами (см. таблицу 2.4). Прибор располагался в вакуумном канале вывода излучения на расстоянии 110 см от источника, а его ось была отъюстирована с помощью лазера на центр разрядного промежутка. Сигналы с детекторов регистрировались с помощью осциллографа TDS-224 с полосой регистрации 100 МГц. Измерения спектра проводились за серию из ~ 50 разрядов установки для момента максимального сжатия азотного пинча.

Типичные осциллограммы производной тока через пинч, напряжения на пинче и сигнала с одного из детекторов мягкого рентгеновского излучения приведены на рис.2.19. Момент времени сжатия пинча приходится на время несколько меньшее достижения током максимума. Длительность импульсов излучения резко уменьшается с увеличением средней энергии выделяемого диапазона и колеблется в пределах от 50 нс для энергии 50 эВ до 20 нс для ~ 300 эВ и далее практически не изменяется. Зарегистрированные амплитуды сигналов с детекторов составляли величины от 0,3 до 5 В. Максимальная интенсивность излучения приходится на область энергий квантов 20 - 80 эВ.

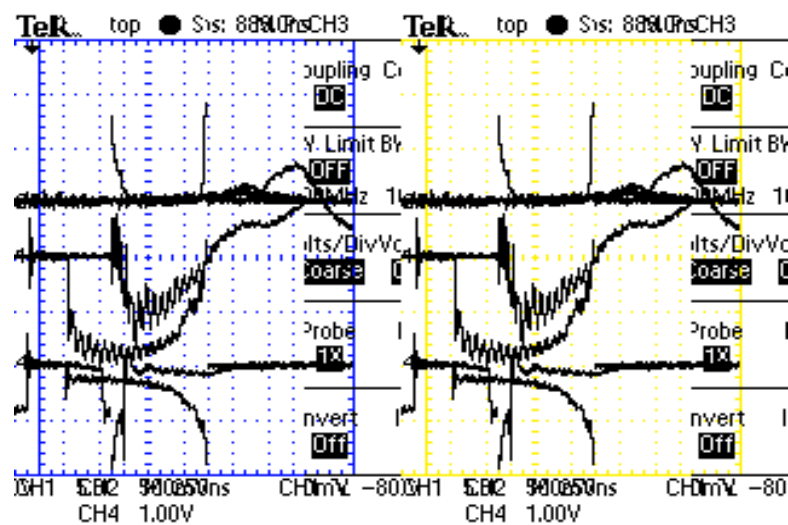


Рис.2.19. Типичные осциллограммы производной тока через пинч (1), напряжения на пинче (4) и сигнала с одного из рентгеновских детекторов типа СВРД (2).

На рис.2.20 приведены сигналы с каналов спектрометра.

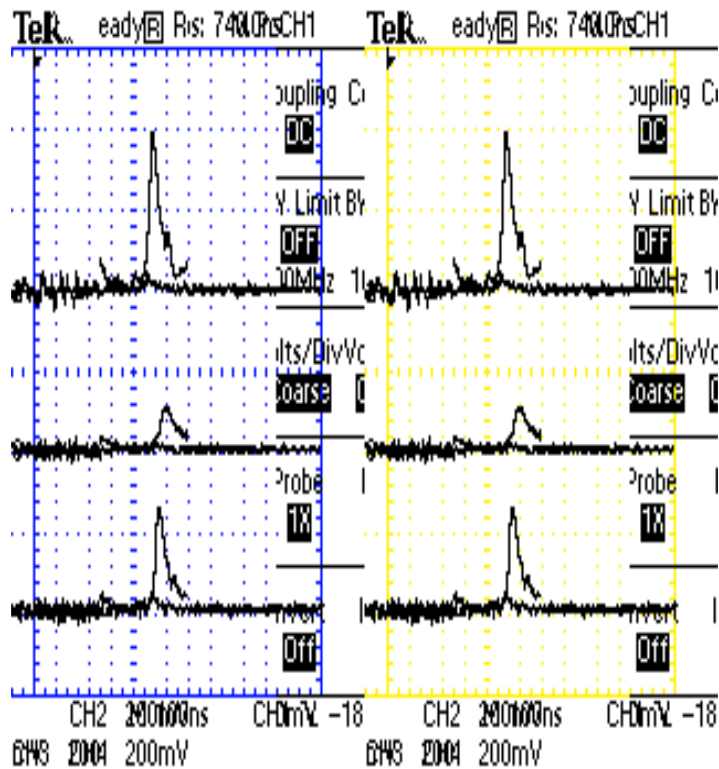


Рис.2.20 Осциллограммы сигналов с различных спектральных каналов монохроматора:

- 2 - прямой канал, ВРД (Au фотокатод), Al/0.2мкм + Fe/ 0.12мкм (350-700 эВ);
- 3 - МРЗ (Cr - C) + p-i-n ( $E=292$  эВ,  $\Delta E=8.3$ эВ), Ti/0.25мкм;
- 4 - прямой канал, ВРД (Au фотокатод), Ag / 0.25мкм (100 – 400 эВ).

На рис.2.21 представлен экспериментальный спектр рентгеновского излучения плазмы, измеренный для момента времени, соответствующего максимальным значениям амплитуд тока с детекторов. При измерениях амплитуда токов с детекторов усреднялась за серию импульсов для типового режима работы установки. В качестве монитора потока излучения служил один из детекторов СВРДЗ. Как видно из рисунка, в области энергий квантов 400 – 500 эВ с помощью зеркала W/Si зарегистрированы спектральные линии, соответствующие переходу [1s-2p] H- и He - подобных ионов с максимумами интенсивности в области длин волн 2,48 и 2,9 нм соответственно. Энергетическое разрешение, с которым измерены данные линии, составляет  $(10 \pm 2)$  эВ, что соответствует аппаратному значению. По расчетам полная энергия излучения в линиях составляет величину не менее 1 Дж.

В области энергий квантов до 300 эВ, где сосредоточена основная доля энергии рентгеновского излучения, вид спектра близок к спектру излучения «черного тела» с температурой  $\sim 30$  эВ и размерами излучателя  $\varnothing 1 \times 6$  мм, которые соответствуют изображению

плазмы, полученному с помощью камеры-обскуры. Полная энергия рентгеновского излучения азотного пинча в диапазоне энергий квантов до 0,8 кэВ, определенная путём интегрирования экспериментального спектра по энергии и по времени, составила в среднем значение 50 Дж, что хорошо согласуется с калориметрическими измерениями.

Для сравнения на этом же рисунке приведен расчетный спектр излучения, полученный по результатам двумерного  $(r,z)$  моделирования радиационно-магнитогидродинамическим кодом ZETA динамики сжатия пинча и его излучательных характеристик [85]. Погонная масса струи в расчетах подбиралась исходя из экспериментального времени сжатия и составила 15 мкг/см при внешнем диаметре струи 25 мм и распределения плотности близкой к однородному. Сравнение экспериментально полученного спектрального состава излучения пинча с результатами двумерного моделирования динамики излучающей плазмы также показывает качественное согласие.

С использованием спектрометра СМНР4 исследован спектральный состав и полный выход импульсного рентгеновского излучения в области энергий квантов от 0,02 до 0.8 кэВ с высоким временным и энергетическим разрешением.

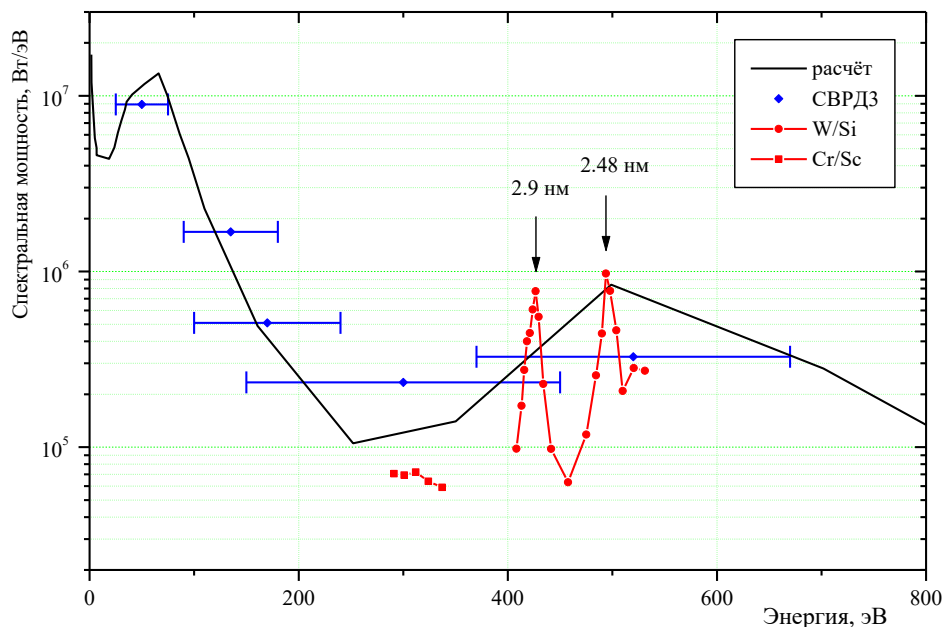


Рис. 2.21. Расчетный и экспериментальный спектры рентгеновского излучения азотного Z – пинча в момент максимального сжатия.

### 2.2.3. Исследование параметров сверхзвуковых газовых струй методом рентгеновского просвечивания.

В качестве лайнерной нагрузки сильноточных импульсных генераторов с большим успехом используются полые или сплошные газовые струи различных газов [87,88]. Как правило, струя формируется сверхзвуковым соплом с числом Маха от 3 до 8. Импульсная подача газа осуществляется пороховой пушкой или электромагнитным клапаном.

Для успешного использования газовой струи в качестве лайнерной нагрузки нужно знать ее основные параметры: число Маха, зависимость погонной массы от времени, профиль плотности газа. В ряде работ для определения параметров струи использовался датчик типа быстрой ионизационной лампы [89,90]. Эффективным способом является измерение параметров струи методом оптической интерферометрии. Правда в этом случае затруднительно измерить погонную концентрацию  $n_l < 10^{18} \text{ см}^{-2}$ . В работе [88] погонная масса струи определялась из сравнения расчетного движения плазменной оболочки с экспериментальным, однако, такой подход не дает надежных результатов.

В разделе описано исследование работы электромагнитного клапана и параметров ксеноновой струи на выходе сверхзвукового сопла с использованием разработанных рентгеновских стендов и методик измерений. Клапан предназначен для проведения лайнерных экспериментов по каскадной схеме на установке "Ангара-5-1", так и для использования в экспериментах на установках с меньшей энергетикой. Требуемые параметры полой струи: газ ксенон, погонная масса 100 - 150 мкг/см, начальный диаметр 30 мм.

Конструкция клапана и геометрия сопла приведена на рис. 2.2. Питание электромагнитной катушки осуществлялось разрядом емкости  $C = 100 \text{ мкФ}$  заряженной до напряжения 3 кВ. Входное давление в клапане регулировалось от 1 до 8 атм. Создаваемое катушкой магнитное поле действует на дюралюминиевую мембрану массой 10 г, перекрывающую доступ газа в форкамеру сопла. Под действием электромагнитной силы мембрана отбрасывается, и газ начинает поступать в форкамеру сопла. Возвратное движение мембраны при работе клапана обеспечивается пружиной, создающей усилие порядка 30 Н. В первых экспериментах для формирования газовой струи в межэлектродном зазоре использовалось не профилированное кольцевое сопло (рис.2.2). Критическое сечение сопла представляло из себя кольцевую щель шириной 100 мкм на диаметре 2.4 см. Сечение сопла на его срезе представляет собой кольцо с внутренним диаметром 2.4 см, внешним 3 см.

Погонная масса струи в зависимости от времени определялась по поглощению мягкого рентгеновского излучения. В качестве источника излучения использовалось характеристическое излучение  $K_{\alpha} \text{ Al}$  с энергией 1.5 кэВ возникающее при бомбардировке

электронами алюминиевого анода в диоде со взрыво-эмиссионным катодом. Напряжение на диод подавалось от быстрого газового ГИНа, собранного по схеме Аркадьева-Маркса аналогично [91]. Параметры электронного пучка: ток 1.5 кА, длительность 80 нс, энергия электронов 80 кэВ. Величина поглощения излучения при требуемых параметрах струи ( $m_p = 100 - 200$  мкг/см) составляет величину 10 - 25% при просвечивании струи по диаметру.

Регистрация мягкого рентгеновского излучения проводилась сцинтилляционным детектором с ФЭУ. В качестве конвертора излучения использовался тонкий пластиковый сцинтиллятор толщиной 25 мкм, установленный под углом  $45^\circ$  к падающему излучению. Для измерений использовались два одинаковых сцинтилляционных детектора. Один детектор регистрировал излучение, прошедшее через газовую струю по ее диаметру вблизи среза сопла. Другой служил репером и регистрировал поток мягкого рентгеновского излучения до струи (рис.2.22). Оба детектора регистрировали излучение в близком телесном угле. Сравнение сигналов детекторов экранированных парой фильтров Росса Al 6.5мкм и Mg 13мкм показало, что вклад линейчатого излучения в сигнал составляет около 93 % при выходном напряжении ГИНа 80 кВ. Для уменьшения фона тормозного непрерывного излучения, как и в работе [74], излучение регистрировалось под углом  $120^\circ$  к направлению бомбардировки электронами анода. Поглощение определялось по отношению сигналов ФЭУ с учетом вклада тормозного излучения в сигналы.

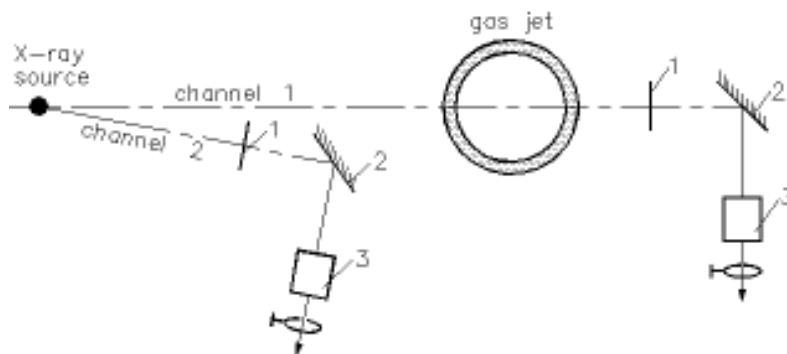


Рис.2.22. Схема просвечивания струи мягким рентгеновским излучением: 1 - рентгеновские фильтры, 2 - тонкие сцинтилляторы, 3 - фотомножители.

Так как длительность зондирующего импульса рентгеновского излучения ( $\sim 50$  нс) намного меньше времени установления стационарного истечения газовой струи (1 мс), проводилась серия измерений, с изменением задержки срабатывания ГИНа относительно срабатывания клапана. Перед каждой серией экспериментов делалось несколько выстрелов только ГИном без клапана. Было определено, что отношение сигналов ФЭУ имеет разброс в

пределах  $\pm 8\%$ . Поэтому в дальнейшем при каждой задержке срабатывания ГИНа брался результат, усредненный по трем выстрелам, что уменьшало влияние разброса до 4% и обеспечивало точность измерения погонной массы  $\sim 30\%$ .

Для сокращения времени измерения параметров струи в форкамеру сопла был установлен виброкомпенсированный пьезодатчик давления на основе ЦТС керамики с абсолютной чувствительностью  $1.2 \cdot 10^{-10}$  Кл/атм. (рис.2.2). При этом считалось, что между давлением в форкамере и плотностью струи на выходе существует пропорциональная зависимость. Таким образом, сняв за одно срабатывание клапана относительный ход давления в форкамере сопла и, измерив по поглощению абсолютное значение погонной массы струи в один из моментов времени, получали кривую зависимости погонной массы струи от времени. При этом учитывалось, что возмущения плотности газа передаются от пьезодатчика до среза сопла за 150 – 200 мкс. На рис.2.23 приведена зависимость сигнала с пьезодатчика от времени. Видны колебания плотности газа с периодом 800 мкс, что соответствует двойному времени пробега звуковой волны в ксеноне  $t = 2L/V_s$ , где  $L$  - длина подвода газа к форкамере сопла ( $L = 6$  см),  $V_s$  – скорость звука в ксеноне ( $\sim 150$  м/с).

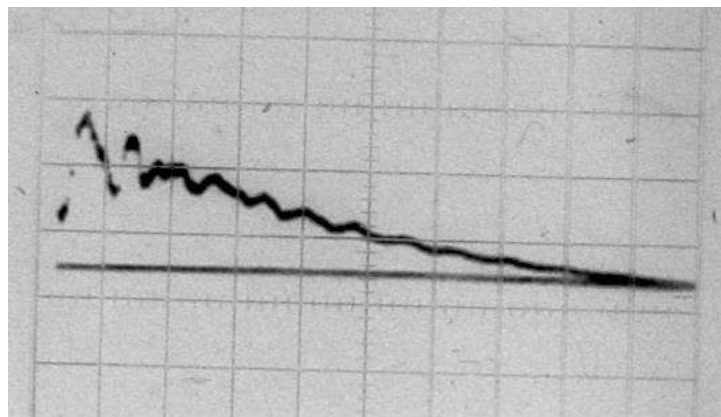


Рис.2.23. Зависимость давления от времени в форкамере сопла измеренная пьезодатчиком. По горизонтали – 1 мс/дел., по вертикали – 2 мВ/дел. Давление в камере сопла 5 атм., погонная масса 340 мг/см, короткое профилированное сопло длиной 7 мм.

На рис.2.24 приведена зависимость погонной массы струи от времени при начальном давлении в клапане 4 атм. Газ появляется через 600 мкс после срабатывания разрядника клапана. Максимум погонной массы струи при 4 атм достигается на 1100 мкс после срабатывания разрядника и составляет  $m_n = 140$  мкг/см.

На рис. 2.25 приведена зависимость погонной массы струи от давления в клапане.

Для того, чтобы определить общий вид струи и ее расходимость было проведено просвечивание струи мягким рентгеновским излучением того же источника с регистрацией прошедшего излучения на рентгеновской пленке УФШ-С. Окно кассеты с пленкой закрывалось алюминиевым фильтром толщиной 6.5 мкм. При этом просвечивалась струя из профилированного сопла длиной 7 мм с уменьшенным объемом форкамеры и шириной кольцевой струи на выходе 2 мм. Входное давление в клапане составляло 5 атм. Изображение формировалось через 1 мс после срабатывания клапана. Пространственное разрешение при просвечивании струи на пленку определялось размером источника (~2 мм) и геометрией эксперимента и составило ~ 0.2 мм по радиусу струи и 0.4 мм по ее высоте.

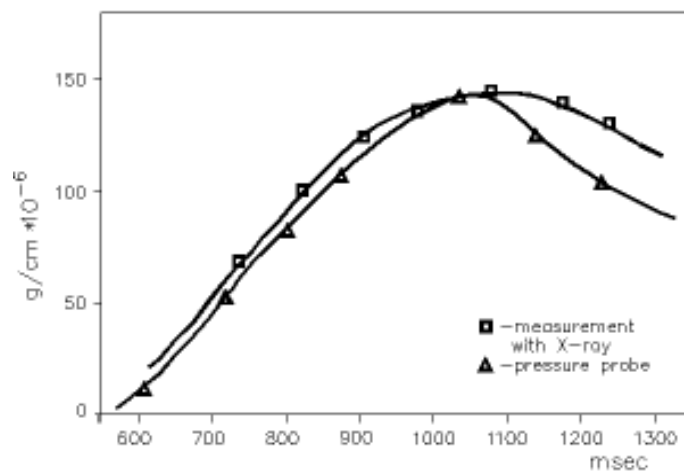


Рис.2.24. Зависимость погонной массы струи от времени при давлении в клапане 4 атм. Не профилированное сопло с числом Маха  $M = 2$ .

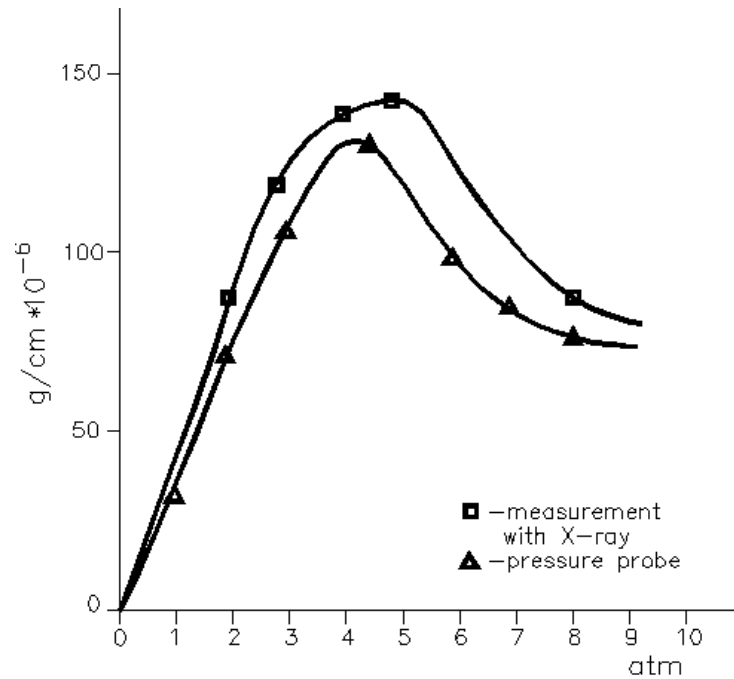


Рис.2.25. Зависимость погонной массы струи от давления в клапане. Не профилированное сопло с числом Маха  $M = 2$ .

С помощью фильтров Росса Al и Mg было определено, что за магниевым фильтром почернением пленки можно пренебречь по сравнению с ее почернением за алюминиевым фильтром, то есть в засветку пленки за алюминиевым фильтром почти весь вклад вносит  $K_\alpha$ -линия алюминия. Одновременно на этом же рентгеновском источнике снималась с использованием ступенчатого ослабителя набранного из лавсановой пленки толщиной 3 мкм кривая почернения пленки. По кривой почернения пленки восстанавливалось поглощение струей излучения линии  $K_\alpha$  Al. По полученному поглощению восстанавливалось распределение концентрации струи по радиусу решением обратной задачи Абеля по методу, описанному в работе [92]. Оказалось, что струя имеет хорошую кольцевую форму. Максимальная концентрация газа в струе на расстоянии 2 мм от среза сопла составила  $n \sim 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . На расстоянии 8 мм от среза сопла струя уширяется вдвое, при этом максимальная концентрация газа в струе падает до величины  $\sim 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , что соответствует числу Маха струи  $M \sim 5$  (рис.2.26).

Оценка точности восстановления плотности струи проводилась решением обратной задачи Абеля с возмущенными входными данными. Возмущение вводилось в размере  $\pm 10\%$ , что соответствовало шумам пленки и погрешности в определении ее коэффициента контрастности. В максимуме плотности для сечения 2 мм от среза сопла отклонение составило  $\pm 2\%$ . При падении плотности в 3 раза на внутренней границе струи ошибка

восстановления составила  $\pm 6\%$ , на внешней границе  $\pm 17\%$ . При падении плотности в 8 раз на внешней границе струи ошибка восстановления составляет  $\pm 50\%$ .

На рис.2.27 приведена оптическая развертка движения ксеноновой струи создаваемой не профилированным соплом с числом Маха  $M \sim 2$  (рис.2.22) на различных расстояниях от среза сопла в экспериментах на установке «Ангара-5-1». Длительность импульса мягкого рентгеновского излучения составила величину  $\tau \sim 24$  нс при высоте лайнера  $H = 1$  см. При переходе к профилированным соплам с числом Маха  $M = 5$  достигнуто сокращение длительности импульса мягкого рентгеновского излучения при схлопывании струи до  $\tau = 12$  нс.

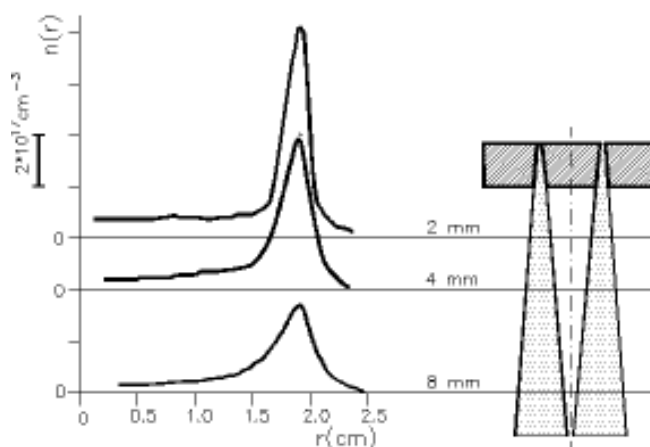


Рис.2.26. Профиль концентрации струи на различных расстояниях от среза сопла с числом Маха  $M \sim 5$  через 1 мс после срабатывания разрядника электромагнитного клапана.

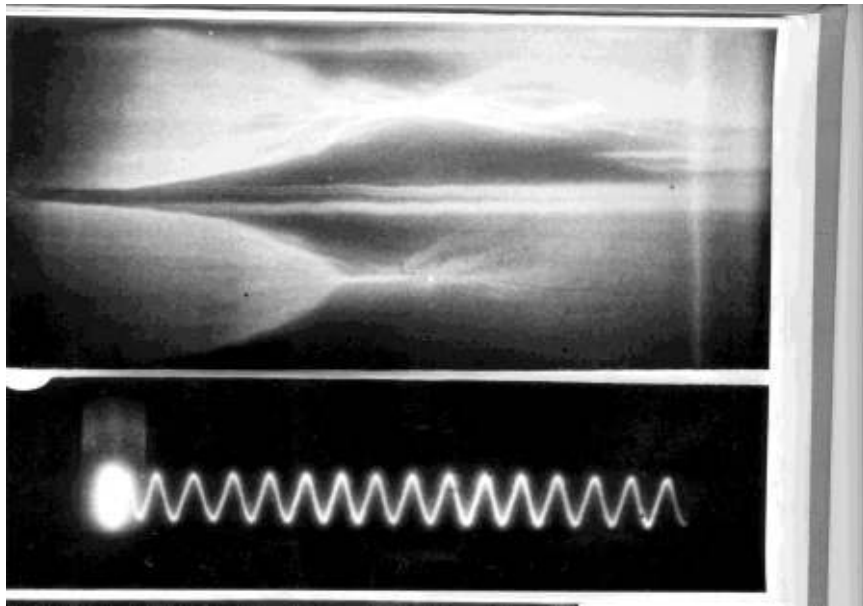


Рис.2.27. Оптическая развертка движения ксеноновой струи создаваемой не профилированным соплом с числом Маха  $M \sim 2$  на различных расстояниях от выхода сопла. Эксперимент по имплозии газовой струи на установке «Ангара-5-1». Погонная масса струи 130 мкг/см. Анод - сетка. Верхняя развертка – на расстоянии 7 мм от среза сопла (катода). Нижняя развертка – на расстоянии 4 мм от среза сопла. Период калибровочной синусоиды – 10 нс.

### 2.3. Основные выводы по главе 2.

На основе источников излучения двух типов реализована стендовая база для тестирования и калибровки рентгеновской аппаратуры, в спектральном диапазоне энергий квантов от 0.05 до 100 кэВ. Источник импульсного тормозного и характеристического излучений на основе вакуумного взрыво-эмиссионного высоковольтного диода позволяет проводить тестирование и калибровку рентгеновской аппаратуры в интервале энергий квантов 1-100 кэВ. Источник на основе сильноточного газового микросекундного Z - пинча позволяет проводить тестирование и калибровку рентгеновской аппаратуры в интервале энергий квантов 0.05 -1 кэВ.

Спектральная плотность излучения, в интервале 50 -1000 эВ, получаемая на микросекундных газовых Z – пинчах с полной энергетикой конденсаторной батареи  $\sim 2$  кДж, достаточна для проведения калибровок детекторов с абсолютной чувствительностью на уровне

$S \sim 10^{-3} \text{ А} \cdot \text{см}^2/\text{Вт}$ , что на порядок меньше, чем у полупроводниковых кремниевых детекторов типа AXUV-5.

Экспериментально показано, что мощность излучения, соответствующая К - оболочке азота ( $h\nu = 400\text{-}800 \text{ эВ}$ ), в случае сплошной газовой струи в 2-3 раза выше, чем для кольцевой струи, что существенно для получения излучения К -оболочки таких газов, как неон и аргон. В области энергий квантов до 300 эВ, где сосредоточена основная доля энергии рентгеновского излучения, вид спектра близок к спектру излучения «черного тела» с температурой  $\sim 30 \text{ эВ}$  и размерами излучателя  $\varnothing 1 \times 6 \text{ мм}$ , которые соответствуют изображению плазмы, полученному с помощью камеры-обскуры. Полная энергия рентгеновского излучения азотного пинча в диапазоне энергий квантов до 0,8 кэВ, определенная путём интегрирования экспериментального спектра по энергии и по времени, составила в среднем значение 50 Дж, что хорошо согласуется с калориметрическими измерениями.

Разработана и реализована методика измерения параметров сверхзвуковых газовых струй с пространственным разрешением 200 мкм и временным разрешением 50 нс. Используемая методика включает рентгеновское просвечивание струи монохроматическим рентгеновским излучением и измерение пьезоэлектрическим датчиком зависимости от времени давления в форкамере сверхзвукового сопла, формирующего газовую струю. Для полых ксеноновых струй определено распределение плотности газа по сечению струи и зависимость погонной массы от времени. Точность измерений составила 30 % для струй с погонными массами 100 - 200 мкг/см. Использование пьезодатчика давления позволило повысить чувствительность методики, что особенно важно при исследовании переднего фронта нарастания давления газа в струе. Определено, что для кольцевых газовых струй газовый поток имеет правильную кольцевую форму. Получены распределения плотности газового потока по радиусу струи на различных расстояниях от среза сопла. На расстоянии 2 мм от среза сопла максимальная концентрация газа составила  $n = 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . На расстоянии 8 мм от сопла струя уширяется вдвое, при этом концентрация газа падает до  $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ .

### Глава 3. Исследование излучения и динамика сжатия композитных Z-пинчей

В схеме статического «хольраума» актуальной является задача повышение эффективности генерации мягкого рентгеновского излучения двумя Z – пинчами, расположенными симметрично, относительно торцов цилиндрической оболочки «хольраума». Повысить однородность пинча и мощность его излучения можно в схеме так называемого композитного пинча, в котором роль внешних оболочек заключается в передаче энергии (тока) от электрического генератора к высокоимпедансной нагрузке «файберу», установленного на оси пинча. Чтобы плотный компактный «файбер» выступал в роли основного излучателя энергии он должны содержать элементы с высокой излучательной способностью и средний заряд ионов «файбера» должен быть сравним или превышать средний заряд ионов внешней оболочки. В главе представлены результаты исследований проведённых на установке «Ангара -5-1» по эффективности передачи энергии от внешней токово-плазменной оболочки на внутренний пинный цилиндр «файбер». Эффективная передача энергии от внешней оболочки на внутренний «файбер» реализована и для наиболее важного случая, когда атомный номер вещества «файбера» близок, либо превышает атомный номер вещества оболочки.

#### 3.1. Постановка задачи

Впервые композитный Z - пинч был предложен как альтернатива традиционному Z - пинчу в работах [93,94] для получения более стабильного и однородного плазменного образования и увеличения выхода мягкого рентгеновского излучения. В этих экспериментах Z - пинч создавался комбинацией тонкой проволоочки («файбера») из таких материалов, как Al, Cu, W, SiO<sub>2</sub> и коаксиальной плазменной струи. Эксперименты проводились на уровне тока в нагрузку до 250 кА с временем нарастания тока 50 нс. В экспериментах удалось получить как более стабильный и однородный Z - пинч, так и увеличить выход мягкого рентгеновского излучения.

В экспериментах по композитным Z - пинчам на генераторе ГИТ- 4 при токе в нагрузку до 1.5 МА с временем нарастания  $\approx 150$  нс продемонстрирована высокая эффективность передачи энергии от внешней оболочки на «файбер» [95,96]. В работе [95] получено интенсивное К-излучение никелевой проволоочки, расположенной на оси двойной аргоновой оболочки. Низкий уровень излучения К - оболочки аргона указывает на высокую эффективность передачи энергии от внешней оболочки на «файбер». В аналогичных

экспериментах [96] показано, что неустойчивость внешней оболочки может приводить к эффективной передаче тока на корону «файбера».

Одна из первых серий экспериментов по композитным Z - пинчам с токами  $\sim 2\div 3$  МА была проведена на установке «Ангара-5-1» в 1992÷1993гг. в рамках международного проекта JEX'92 [97,98]. В этих экспериментах композитный Z-пинч создавался комбинацией тонкой (диаметром  $10\div 60$  мкм) проволоочки (Al, Cu, W, CD<sub>2</sub>) и коаксиальной газовой оболочки (Ar, Xe, D<sub>2</sub>). Роль газовой оболочки сводилась к повышению эффективности передачи энергии от электрического генератора к высокоимпедансной внутренней нагрузке («файберу»). В дальнейшем эти эксперименты были продолжены, но в качестве «файбера» использовался сплошной цилиндр диаметром 1 мм, изготовленный из пенистого материала (агар-агар) с добавлением солей KCl и NaCl с начальной плотностью  $\sim 10^{-2}$  г/см<sup>3</sup> [99].

Одномерные расчеты показывают, что при схлопывании плазменной оболочки, состоящей из вещества с большим атомным номером элемента, на «файбер», состоящий из элементов с малым атомным номером (например, Xe на CD<sub>2</sub>), возможна передача почти всего тока с оболочки на корону «файбера» за время  $\tau = \Delta / v$ , где  $\Delta$  - толщина оболочки, а  $v$  - ее скорость в момент соударения с «файбером». Быстрая передача тока связана с тем, что проводимость внутреннего «файбера» из вещества с малым атомным номером оказывается существенно выше (из-за ее более высокой температуры) проводимости внешней оболочки из вещества большим атомным номером. При типичных значениях  $v = 5 \cdot 10^7$  см/сек и  $\Delta = 0.1$  см получим  $\tau = 2$  нс, так что скорость переключения тока может достигать величины порядка  $10^{15}$  А/с.

В главе приведены результаты исследований параметров композитного Z - пинча, состоящего из внешней газовой оболочки (аргон, пропан) и внутреннего цилиндра («файбера»), изготовленного из пенистого материала (агар-агар с добавлением солей KCl и NaCl) с начальной плотностью  $\sim 10^{-2}$  г/см<sup>3</sup>. В экспериментах средний заряд ионов «файбера» был либо близким, либо превышал средний заряд ионов внешней оболочки. Поэтому переключение тока на «файбер» затруднено, однако спектроскопические измерения показывают, что значительная доля вещества «файбера» имеет температуру, сравнимую с температурой оболочки. Обсуждаются возможные механизмы передачи энергии от токовой оболочки «файберу».

### 3.2. Экспериментальные условия

Эксперименты проводились на многомодульной установке “Ангара-5-1” [100]. Токи от отдельных модулей по линиям с магнитной самоизоляцией подводились к общему дисковому концентратору, в центре которого помещалась нагрузка высотой 1 см. Суммарный ток модулей на согласованной нагрузке ( $0,2 \div 0,3$  Ом) может достигать 4 МА. Длительность импульса мощности на нагрузке составляет примерно 100 нс. В описываемых экспериментах ток составлял величину  $2 \div 3,5$  МА.

Внешней оболочкой нагрузки служила полая газовая струя. Под давлением магнитного поля тока, протекающего через ионизованный газ, оболочка ускорялась и сжималась на «файбер», который располагался на оси газовой струи. Погонная масса газовой струи из аргона или пропана изменялась от 3 до 60 мкг/см. Близкие значения молекулярного веса аргона и пропана позволяли реализовать примерно одинаковые массы газовых струй, используя одну и ту же геометрию сверхзвукового сопла [99]. Погонная масса «файбера» варьировалась от 55 до 80 мкг/см, весовое содержание добавок KCl или NaCl составляло от 30 до 57 %.

Кольцевая газовая струя создавалась электромагнитным клапаном со сверхзвуковым соплом с числом Маха  $M \approx 5$  [76]. Сопло располагалось на катодной части дискового концентратора тока. Наружный и внутренний диаметры сопла были равны соответственно 34 и 30 мм. В качестве анода использовалась сетка из тонких проволок. На рис. 3.1(а,б) показана геометрия дискового концентратора с нагрузкой и расположение экспериментального оборудования.

Характеристики плазмы композитных Z - пинчей исследовались с помощью набора диагностик, обладающих временным, спектральным и пространственным разрешением.

Спектроскопические исследования проводились двумя обзорными рентгеновскими спектрографами с выпуклыми кристаллами слюды ( $2d = 19,9$  Å). Один из них располагался на довольно значительном расстоянии от источника излучения ( $L = 1895$  см), что обеспечивало высокое спектральное разрешение. Угол между осью Z - пинча и направлением наблюдения составлял  $30^\circ$  (рис.3.1а). Такое расположение позволяло наблюдать излучение из всего объёма пинча. Поле зрения прибора ограничивалось набором щелевых диафрагм, которые частично отсекали паразитное излучение с поверхности электродов, однако полностью избежать его влияния в данной позиции невозможно, поскольку Z - пинч виден на фоне катода. В другом варианте размещения спектрографа угол между осью Z - пинча и направлением наблюдения составлял  $90^\circ$ . В этом случае в поле зрения попадает только источник излучения. В обеих геометриях направление дисперсии кристалла было перпендикулярно оси пинча. В качестве регистратора в спектрографе использовался линейный прибор с зарядовой связью (ЛПЗС).

Длина рабочей области ЛПЗС (3 см) позволяет наблюдать спектральную полосу около  $4\text{\AA}$ , которая выбирается в пределах рабочего диапазона ( $3\div 16\text{\AA}$ ). Разрешающая способность в этом диапазоне энергий квантов излучения близка к размеру ячейки структуры ЛПЗС (15 мкм.). Сигнал с ЛПЗС после амплитудно-цифрового преобразования вводится в ЭВМ [61]. Размер спектральной линии на регистраторе определялся поперечным размером источника излучения и геометрией измерений.

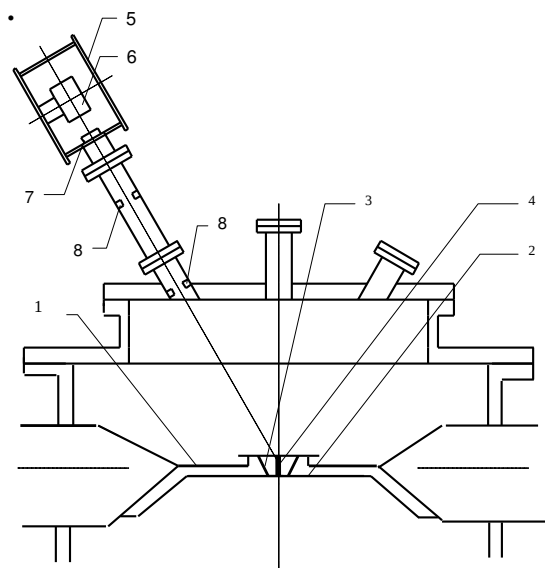


Рис.3.1а. Геометрия дискового концентратора с нагрузкой и положение спектрографа с регистрацией на ЛПЗС:

1 - анод дискового концентратора, 2 - катод дискового концентратора, 3 - газовая струя, 4 – «файбер», 5 - корпус спектрографа, 6 - кристалл, 7 - фильтр, 8 - щелевые диафрагмы.

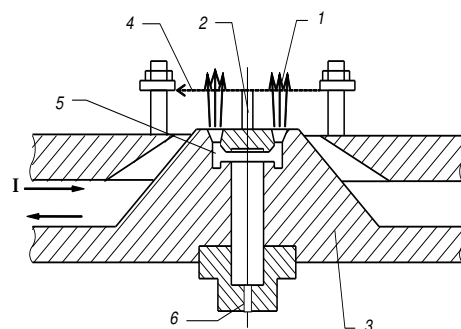


Рис.3.1б. Геометрия нагрузки:

1 - Внешняя кольцевая газовая струя; 2 - Сплошной внутренний цилиндр («файбер») изготовленный из материала с низкой плотностью (агар-агар) с добавлением солей KCl и NaCl; 3 - Катод; 4 - Анодная проволоочная сетка; 5 – газовое сопло; 6 – подача газа от электромагнитного клапана.

Второй спектрограф с выпуклым кристаллом слюды располагался в непосредственной близости к источнику излучения ( $L = 32.5\text{ см}$ ). Ось пинча и ось кривизны кристалла располагались в вертикальной плоскости и составляли между собой угол  $27^\circ$ . Перед спектрографом располагалась горизонтальная щель, формирующая изображение плазмы вдоль оси пинча. Малое расстояние прибора от пинча определяло преимущественный вклад в ширину линий поперечных размеров источника излучения и, следовательно, формирование изображения излучающей плазмы с пространственным разрешением поперек пинча. Каждой спектральной линии соответствовало на фотопленке изображение источника излучения по

осевому направлению в натуральную величину, а по радиальному - уменьшенную в пять раз. Спектр регистрировался на рентгеновскую фотопленку Kodak DEF.

Необходимо отметить, что с помощью спектрографов измерялись интегральные по времени характеристики линейчатого излучения плазмы. Однако при интерпретации результатов учитывалась зависимость интенсивности излучения от времени. Эта зависимость измерялась с помощью полихроматора - многоканального прибора, использующего в качестве диспергирующих элементов многослойные рентгеновские зеркала [59]. Каждый канал полихроматора представлял собой комбинацию рентгеновского фильтра на входе, плоского многослойного зеркала и кремниевого полупроводникового детектора в качестве регистратора рентгеновского излучения. Энергетическое разрешение каналов составляло от 2 до 5%. Временное разрешение методики определялось временным разрешением полупроводникового детектора и составляло  $\tau = 1.2 \div 1.5$  нс.

### 3.3. Результаты экспериментов

В экспериментах внешняя газовая оболочка, сжимаясь на фибер, образовывала плотный Z - пинч, интенсивно излучающий в линиях H - и He -подобных ионов аргона, калия и хлора. На рис. 3.2÷3.4 приведены спектры линейчатого излучения, полученные на спектрографе с ЛПЗС регистрацией во втором порядке отражения от кристалла.

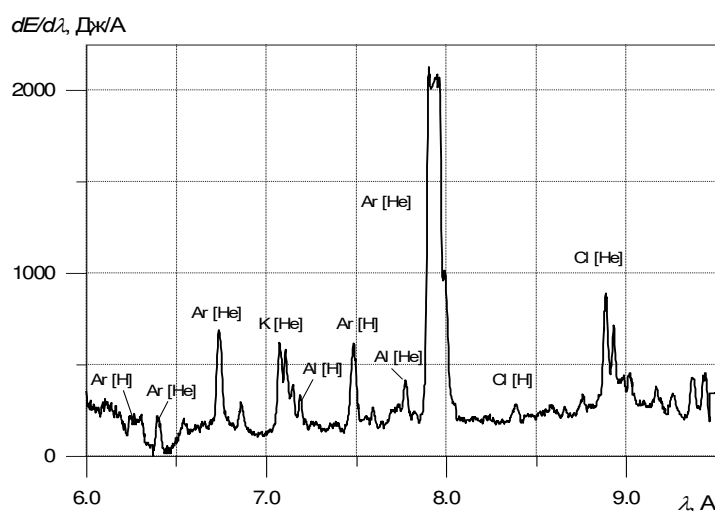


Рис.3.2. Спектры линейчатого излучения Ar, K и Cl, полученные во втором порядке отражения от кристалла. Оболочка: полая газовая струя Ar (60 мкг/см), «фибнер»: цилиндр из агар-агара (55 мкг/см) с добавкой KCl (30% по весу). Наблюдается излучения материала катода ([H] - и [He] -подобный Al).

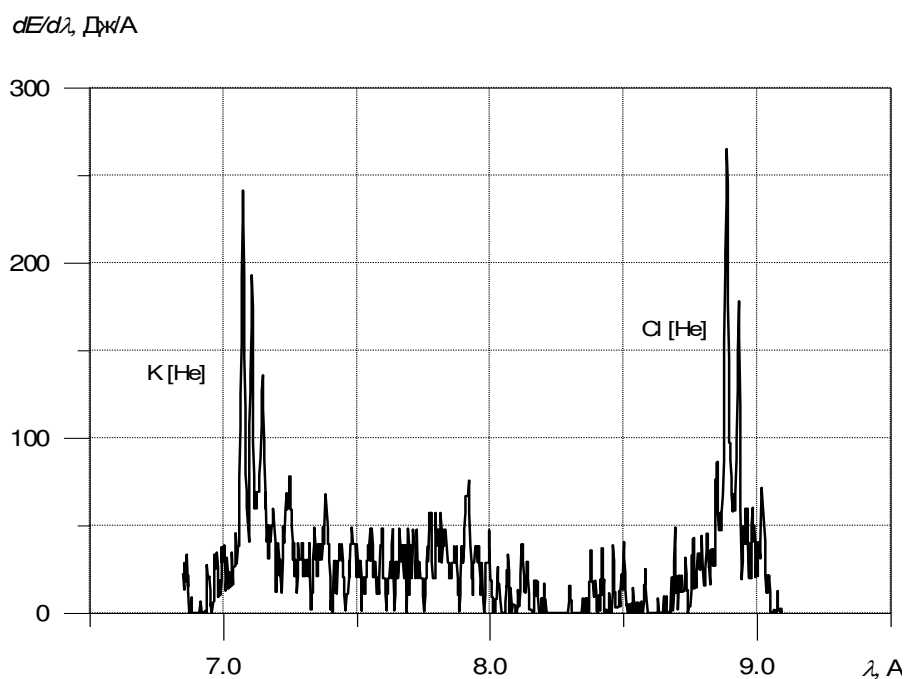


Рис.3.3. Спектры линейчатого излучения К и Cl, второй порядок отражения от кристалла. Оболочка: полая газовая струя  $C_3H_8$  (60 мкг/см), «файбер»: цилиндр из агар-агара (60 мкг/см) с добавкой KCl (30% по весу).

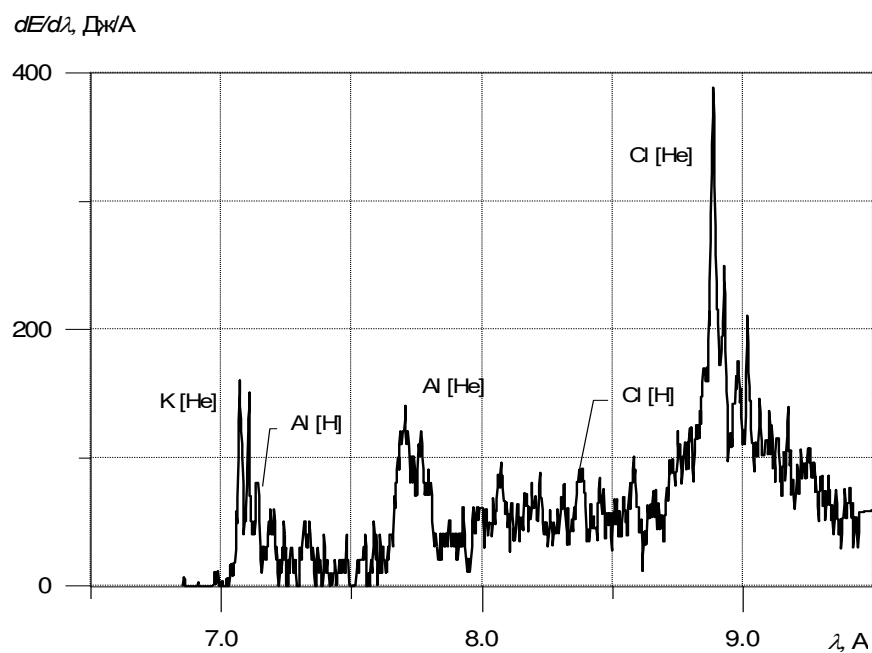


Рис.3.4. Спектры линейчатого излучения К и Cl, второй порядок отражения от кристалла. Оболочка: полая газовая струя  $C_3H_8$  (3 мкг/см), «файбер»: цилиндр из агар-агара (80 мкг/см) с добавкой KCl (57% по весу). Наблюдается излучение материала катода ([H] - и [He] - подобный Al, первый порядок).

Спектр, полученный спектрографом со щелью, показан на рис.3.5. На спектрограммах линий можно видеть распределение интенсивности свечения вдоль пинча.

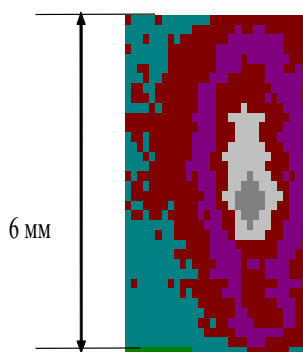


Рис.3.5. Пространственное распределение свечения [He] - подобной линии хлора  $\lambda = 4.44 \text{ \AA}$  композитного Z - пинча, снятое спектрографом со щелью. Погонная масса «файбера»  $M_f = 70 \text{ мкг/см}$ . Эффективно излучает центральная часть пинча длиной 3-4 мм.

Типичные осциллограммы сигналов мягкого рентгеновского излучения с канала полихроматора с энергией 525 эВ, синхронизованные с сигналом производной тока через нагрузку, показаны на рис.3.6 и 3.7. Следует обратить внимание на то, что параметры оболочки (погонная масса и начальный радиус) выбраны так, что при существующих параметрах электрического генератора ее столкновение с «файбером» происходит в период нарастания тока (рис.3.6). Столкновение при большем значении тока, что должно привести к большей интенсивности излучения, получается при увеличении погонной массы (рис.3.7) или начального радиуса оболочки.

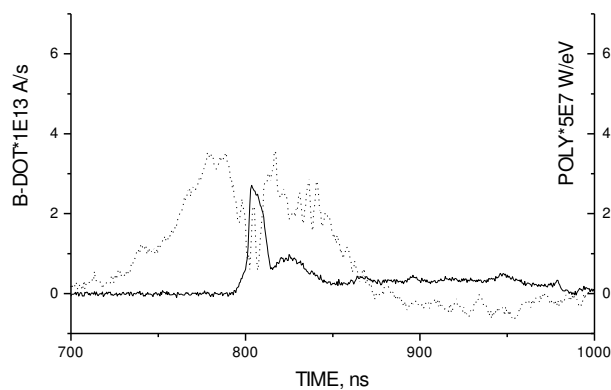


Рис.3.6. Осциллограмма сигнала мягкого рентгеновского излучения с канала полихроматора с энергией 525 эВ (сплошная линия), синхронизованная с осциллограммой производной тока. Оболочка: полая газовая струя  $C_3H_8$  (3 мкг/см), «файбер»: цилиндр из агар-агара (80 мкг/см) с добавкой KCl (57% по весу).

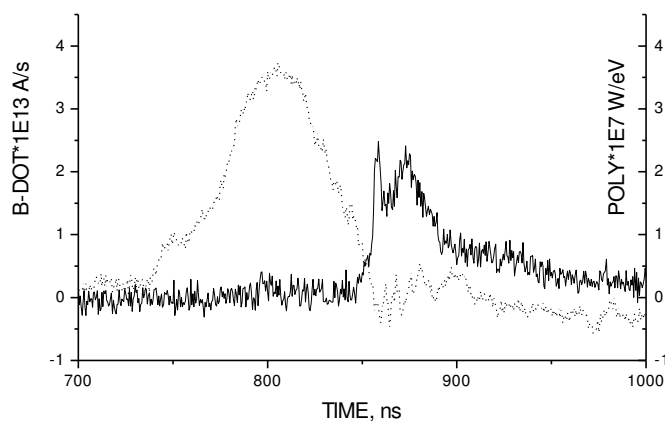


Рис.3.7. Осциллограмма сигнала мягкого рентгеновского излучения с канала полихроматора с энергией 525 эВ (сплошная линия), синхронизованная с осциллограммой производной тока. Оболочка: полая газовая струя  $C_3H_8$  (60 мкг/см), «файбер»: цилиндр из агар-агара (60 мкг/см) с добавкой KCl (30% по весу).

Измерения проводились на фоне некоторой нестабильности выходных параметров установки, обусловленной статистическим разбросом времени срабатывания отдельных модулей. Об интенсивности линейчатого излучения можно судить по таблице 3.1, где приведены диапазоны значений интегральных выходов излучений в линиях Н - и He - подобных ионов для различных элементов (K, Cl, Ar).

Таблица 3.1. Значения интегральных выходов излучений в линиях Н - и He - подобных ионов для различных элементов (K, Cl, Ar).

|                                                       | K       | Cl      | Ar      |
|-------------------------------------------------------|---------|---------|---------|
| $Q_{\text{R}}^{\text{He}} ; \text{Дж}$                | 3-15    | 6-20    | 54-65   |
| $Q_{\text{I}}^{\text{He}} ; \text{Дж}$                | 2,5-11  | 3-12    | 46-48   |
| $Q_{\text{R}}^{\text{H}} ; \text{Дж}$                 | 0.7-1.5 | 1-2.5   | 6-15    |
| $Q_{\text{R}}^{\text{He}} / Q_{\text{I}}^{\text{He}}$ | 1.2-2.7 | 1,4-2,7 | 1,3-1,6 |

Здесь:  $Q_{\text{R}}^{\text{He}}$  — выход излучения в резонансной линии гелиеподобного иона,  $1s2p(^1P_1) - 1s^2(^1S_0)$ ;

$Q_{\text{I}}^{\text{He}}$  — выход излучения в интеркомбинационной линии гелиеподобного иона,  $1s2p(^3P_1) - 1s^2(^1S_0)$ ;

$Q_{\text{R}}^{\text{H}}$  — выход излучения в резонансной линии водородоподобного иона;

$Q_{\text{R}}^{\text{He}} / Q_{\text{I}}^{\text{He}}$  — отношение интенсивности резонансной линии к интенсивности интеркомбинационной линии гелиеподобного иона.

Интегральные по времени результаты измерений линейчатого излучения позволяют оценить температуру  $T_e$  и плотность  $n_e$  электронов, как в оболочке, так и в «файбере». Следует, однако, помнить, что температура и плотность довольно быстро и в широком диапазоне изменяются во времени. Кроме того, вследствие трёхмерного характера пространственной зависимости параметров плазмы, связанного с различного вида неустойчивостями, температура и плотность могут в отдельных, относительно небольших, областях существенно отличаться от средних значений. При этом естественно, что интегральное по времени значение интенсивности каждой линий набирается в основном за тот период времени, когда параметры плазмы соответствуют большой величине интенсивности этой линии.

Для такой грубой оценки  $T_e$  и  $n_e$  достаточно иметь расчётную зависимость интенсивностей линий от температуры и плотности вычисленную для однородной плазмы на

основе столкновительно - радиационной модели с учётом вероятности вылета квантов за пределы плазмы. Вероятность вылета  $P$  кванта с энергией  $\varepsilon$  рассчитывалась из соотношения  $w_{\text{out}} = (1 + k(\varepsilon)L)^{-1}$ , где  $k(\varepsilon)$  – коэффициент поглощения, пропорциональный плотности ионов в нижнем состоянии, а  $L$  – характерная толщина плазменного слоя. В качестве  $L$  бралась величина средней хорды области излучения ( $L = 4V/S$ ,  $V$  – объём,  $S$  – поверхность), равная для бесконечно длинного цилиндра его диаметру. Полная мощность, излучаемая в линии из объёма  $V$ , равна  $W = \varepsilon n_{\text{ex}}VP/\tau_i$ , где  $n_{\text{ex}}$  – плотность ионов в возбуждённом состоянии,  $\tau_i$  – среднее время жизни возбуждённого состояния относительно спонтанного испускания, а  $P = \int w_{\text{out}}(\varepsilon)\psi(\varepsilon) d\varepsilon$  усреднённая по энергии вероятность вылета кванта линейчатого излучения из излучающей области. При расчёте  $\psi(\varepsilon)$  (нормированного на единицу профиля спектральной линии) учитывалось уширение линии за счёт эффекта Доплера. Приведенная выше вероятность вылета кванта из плазменного объема аналогична использованию «фактора ускользания излучения» по Холстейну и Земански [101] для описания процессов переноса излучения в плотной плазме. Обоснование применимости такого подхода для расчета параметров высокотемпературной плазмы по линейчатому излучению многозарядных ионов будет приведено в главе 6 (раздел 6.6.2), где сравниваются результаты расчетов по описанному методу с расчетами с использованием «фактора ускользания излучения» по Холстейну и Земански.

При расчёте гелиеподобных ионов в модели учитывались энергетические уровни с  $n \leq 4$  ( $n$  – главное квантовое число), а энергетические уровни состояний  $2p^3P_J$  гелиеподобных ионов объединялись в один уровень. Поскольку одновременно определяются  $T_e$  и  $n_e$ , необходимо использовать отношение интенсивностей двух пар линий. При этом следует учитывать, что одни отношения интенсивностей линий чувствительны к  $T_e$ , а другие к  $n_e$ . При характерных для пены значениях электронной плотности отношение интенсивностей резонансных и интеркомбинационных линий He-подобных ионов Cl, Ar и K заметно возрастает с увеличением  $n_e$ , так как при этих плотностях существенно увеличивается число столкновительных переходов из триплетных в короткоживущее синглетное состояние  $1s2p\ ^1P_1$ . Вместе с тем отношение интенсивностей этих линий очень слабо зависит от  $T_e$ . Для определения электронной температуры удобно использовать отношение интенсивностей H- и He-подобных ионов, (в случае «файбера» предпочтительнее оказалось использовать Cl, так как его линии более интенсивны). Кроме того, наличие в «файбере» одновременно K и Cl (с равными атомными концентрациями), позволяет использовать другой способ оценки  $T_e$ , по отношению интенсивностей резонансных линий гелиоподобных ионов калия и хлора.

Совместное использование двух отношений линий позволило оценить значения электронной плотности и температуры, которые для «файбера» оказались равными  $(1 \div 2) \cdot 10^{21}$

$\text{см}^{-3}$  и  $0.8 \div 1.4$  кэВ. Электронная плотность в аргонной оболочке оказалась в тех же пределах, что и в «файбере», а электронная температура в пределах  $1.1 \div 1.2$  кэВ.

Анализ полученных результатов для различных выстрелов показывает, что большие значения температуры «файбера» соответствуют большим значениям погонной массы оболочки  $M_s$  ( $M_s$  варьировалась от 3 до 60 мкг/см), независимо от того, использовался ли аргон или пропан. Полученный результат объясняется тем, что большая масса внешней оболочки приводит к большей величине тока в пинче в момент максимального сжатия. Вместе с тем следует отметить, что величина  $M_s$  не влияла сколько-нибудь заметно на значения электронной плотности ни в оболочке, ни в «файбере».

Погонная масса «файбера»  $M_f$  и весовое содержание KCl были практически неизменными для всех выстрелов, однако максимальное значение  $n_e$  в пене ( $3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ) получено в эксперименте при  $M_f = 80$  мкг/см (вместо обычных 60 мкг/см) и с наибольшим весовым содержанием соли (57% вместо обычных 30%).

Для оценки  $T_e$  и  $n_e$  необходимы только отношения интенсивностей линий. Вместе с тем, экспериментально полученные данные по интегральным выходам энергии в каждой линии, в сочетании с информацией о длительности свечения, могут дать возможность грубой оценки количества светящегося вещества. В данной серии экспериментов, длительность свечения была измерена по сигналам полихроматора для квантов с энергией не более 525 эВ (напомним, что даже линии гелиеподобного хлора расположены вблизи 2.8 кэВ). В зависимости от условий эксперимента длительность излучения таких квантов изменялась от 10 до 50 нс.

Спектрограммы, снятые спектрографом со щелью, показывают существенную неоднородность свечения вдоль пинча. Вблизи электродов излучение в линиях гелио - и водородоподобных ионов аргона, калия и хлора отсутствует. В линиях аргона излучает часть пинча длиной около 5 мм. Излучение в линиях калия и хлора занимает несколько меньший размер вдоль оси пинча (от 3 до 4 мм).

В заключение этого раздела отметим, что в тех случаях, когда газовое сопло было изготовлено из дюралюминия, непосредственно вблизи катода наблюдалось свечение Н - и He - подобных ионов Al. Размер светящейся области по высоте пинча варьировался от 1 до 3 мм. Оценка температуры и плотности электронов по линиям ионов алюминия приводит к существенно более низким значениям, чем оценка по ионам Cl и K:  $T_e \approx 0.5$  кэВ,  $n_e \approx (1 \div 2) \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ .

### 3.4. Роль электронной теплопроводности в прогреве внутреннего «файбера»

Экспериментальные результаты по интегральным выходам энергии в каждой линии гелио- и водородоподобных ионов K, Cl и Ar в сочетании с информацией о длительности свечения  $\tau_r$  позволяют (используя расчётные данные по мощности излучения) оценить абсолютное количество вещества, в котором электронная температура  $T_e$  в течение периода  $\tau_r$  близка к 1 кэВ. Величина  $\tau_r$  оценивалась по длительности более мягкого излучения (525 эВ), что должно приводить к занижению оценочной величины мощности и, следовательно, к занижению оценочной доли вещества с  $T_e \cong 1$  кэВ.

Выше была отмечена неоднородность свечения по высоте пинча. При оценке доли пены с высокой температурой разумно относить её не ко всему пинчу, а только к удалённой от электродов средней её части длиной 3÷4 мм вдоль оси. Доля горячей пены оценивалась по интегральной интенсивности резонансной линии гелиеподобного хлора (как наиболее интенсивной, см. Табл.3.1), входящего в состав внутреннего «файбера». Как видно из таблицы, разброс (по выстрелам) в интенсивности превышает тройку. Такого же характера разброс в оценке величины  $\tau_r$ . Оценочные значения доли «горячей» пены также оказались в довольно широком интервале — 30÷75%.

Из таблицы 3.1 видно, что интенсивность резонансной линии аргона в несколько раз превышает интенсивность этой линии для хлора. Поскольку  $T_e$  в аргоновой оболочке и в пене близки, а  $n_e$  в оболочке по крайней мере не превышает значения в пене, количество высокотемпературного аргона в несколько раз больше количества высокотемпературного хлора (напомним, что и область излучения гелиеподобного аргона по длине пинча несколько больше). Учитывая, далее, что массы аргоновой оболочки и «файбера» близки, а доля хлора составляет 15÷25% от веса «файбера», можно заключить, что значения долей высокотемпературного аргона и высокотемпературной пены близки, хотя это обстоятельство не очень существенно и, скорее, случайно.

Нагревание пены возможно как вследствие прохождения ударной волны при взаимодействии с внешней оболочкой, электронной теплопроводности и за счёт джоулева тепловыделения при проникновении магнитного поля внутрь пены. Следует оговориться, что при классической электропроводности  $\sigma$  глубина проникновения поля  $\delta_m = (D_m \tau_r)^{1/2}$ , где  $D_m = c^2 / 4\pi\sigma$ , за  $\tau_r$  слишком мало по сравнению с поперечным размером пинча ( $\sim 3$  мм). Действительно, при  $\zeta = \langle z_i^2 \rangle / \langle z_i \rangle \approx 10$ , где  $z_i$  -заряд ионов в агар-агаре с примесями, при  $T_e = 1$  кэВ получим, что за  $\tau_r \approx 30$  нс  $\delta_m$  не превышает 0.1 мм. При нагреве «файбера» вследствие прохождения ударной волны размеры источника в линейчатом излучении гелие- и

водородоподобных ионов K, Cl и Ag вдоль оси композитного пинча не отличались бы. При возникновении неустойчивости в плазме оболочки возможно уменьшение  $\sigma$ , что экспериментально подтверждается резким увеличением сопротивления в экспериментах по сжатию многопроволочных сборок [7]. При этом возрастание скорости диффузии магнитного поля должно приводить к частичному проникновению тока в пену и её нагреванию. Однако и в этом случае размеры источника в линейчатом излучении гелие- и водородоподобных ионов K, Cl и Ag вдоль оси композитного пинча не отличались бы.

Из других возможных механизмов нагрева «файбера» отметим электронную теплопроводность. Этот механизм в некотором смысле альтернативен механизму рассмотренному выше, так как возможен только в отсутствие замагниченности электронов. Тогда при  $T_e = 1$  кэВ,  $n_e = 1.5 \cdot 10^{21}$  см<sup>-3</sup> и  $\zeta \cong 10$  получим, что коэффициент температуропроводности  $\chi_e \cong 1.4 \cdot 10^5$  см<sup>2</sup>/с и глубина проникновения  $\delta_e = (\chi_e \tau_r)^{1/2} = 0.7$  мм, что сравнимо с радиусом пинча ( $\sim 1.5$  мм). В пользу этого механизма нагрева «файбера» свидетельствует тот факт, что размер источника вдоль оси пинча в линейчатом излучения гелие- и водородоподобных ионов K и Cl составляет 3-4 мм, а в линиях Ag около 5 мм

### 3.5. Основные выводы по главе 3

В экспериментах по композитному Z –пинчу, проведённых на установке “Ангара -5-1”, показана высокая эффективность передачи энергии от внешней токово-плазменной оболочки на внутренний пенный цилиндр «файбер» в условиях, когда атомный номер вещества «файбера» близок, либо превышает атомный номер вещества оболочки. Полученная электронная плотность в «файбере» не зависела от погонной массы внешней оболочки, а электронная температура от вещества оболочки.

Пространственно - разрешающая спектроскопия показала, что размер источника линейчатого излучения гелие- и водородоподобных ионов K, Cl и Ag имеет вдоль оси композитного пинча близкие значения: 5 мм для аргоновой оболочки и 3÷4 мм для «файбера», содержащего KCl, что заметно меньше межэлектродного расстояния, равного 1 см. Вблизи электродов такое излучение отсутствует, однако в области с указанными размерами не менее половины вещества нагревается до температуры  $\approx 1$  кэВ. Такая температура достигается как в оболочке, так и в «файбере». Нагрев материала пены возможен за счет прохождения ударной волны, вследствие электронной теплопроводности и за счёт джоулева тепловыделения при проникновении магнитного поля внутрь пены. Однако непосредственный джоулев нагрев «файбера» возможен только при значительном снижении электропроводности, так как коэффициент диффузии магнитного поля при классической электропроводности слишком мал.

В пользу механизма нагрева «файбера» вследствие электронной теплопроводности свидетельствует тот факт, что размер источника вдоль оси пинча в линейчатом излучении гелие- и водородоподобных ионов К и Сl составляет 3-4 мм, а в линиях Аг около 5 мм. В случае прогрева «файбера» ударной волной или за счет джоулева нагрева размеры источника в линейчатом излучении гелие- и водородоподобных ионов К, Сl и Аг вдоль оси композитного пинча не отличались бы.

## **Глава 4. Динамика сжатия мегаамперного многопроволочного Z - пинча с внутренней низкоплотной пенной оболочкой.**

В главе приведены результаты экспериментального исследования нового варианта нагрузки сильноточных Z – пинчей для схем непрямого обжатия сферических мишеней. Отличительной особенностью нагрузки является высокая начальная аксиальная неоднородность распределения массы сжимаемого вещества. В зависимости от степени неоднородности распределения погонной массы нагрузки смоделированы режимы применимые, как для схем динамического и статического «хольраумов», так и переходные режимы, с возможностью более эффективной генерации излучения в «хольрауме».

### **4.1. Введение.**

Одним из перспективных направлений реализации импульсного термоядерного синтеза является использование мягкого рентгеновского излучения для обжатия сферических термоядерных мишеней (далее, мишеней). В настоящее время наибольший прогресс достигнут в схеме непрямого обжатия мишеней с использованием мягкого рентгеновского излучения высокой мощности. Излучение генерируется при взаимодействии мощного импульсного лазера с поверхностью “хольраума” или Z – пинчами, создаваемыми импульсными сильноточными электрическими генераторами наносекундного диапазона длительности.

Среди схем непрямого обжатия сферических мишеней с использованием излучения Z - пинчей наиболее перспективными являются схема динамического “хольраума” предложенная в работе [48] и схема статического “хольраума” с двумя отдельными источниками предложенная в работе [49]. Каждая из описанных схем имеет свои преимущества и недостатки. В схеме динамического “хольраума” получена высокая интенсивность облучения мишени, но не удастся реализовать высокую однородность ее облучения. Схема статического “хольраума” позволяет получить высокую степень однородности облучения мишени, но с существенно более низкой интенсивностью облучения мишени. В обеих схемах одним из ключевых моментов является генерация мощного импульса мягкого рентгеновского излучения при соударении внешней ускоренной оболочки с внутренней низкоплотной пенной цилиндрической оболочкой, содержащей в качестве добавки мелкозернистый порошок металла с высоким атомным номером (Mo, W). Как показывает рентгеновское просвечивание, к моменту соударения оболочек мелкодисперсный порошок, добавленный в пену, в основном находится в твердотельном состоянии [102]. Одна из основных задач связана с увеличением эффективности

взаимодействия внешней ускоренной плазменной оболочки с пенной нагрузкой, за счет ее предварительного перевода из гетерогенного состояния в однородное плазменное образование.

В главе приведены результаты экспериментальных исследований схемы пинча с высокой начальной аксиальной неоднородностью распределения массы сжимаемого вещества. В качестве нагрузки сильноточного генератора “Ангара-5-1” использовалась каскадная сборка, состоящая из двойной многопроволочной сборки из вольфрамовых проволок и внутренней, соосной с ней, пенной цилиндрической оболочкой, расположенной симметрично относительно высоковольтных электродов. Длина пенной цилиндрической оболочки составляла половину от величины межэлектродного зазора катод-анод, а ее диаметр был равен диаметру внутренней многопроволочной сборки. Экспериментально показано, что для динамики сжатия такой нагрузки характерны две стадии: сжатие многопроволочной нагрузки у катода и анода, с образованием двух отдельных пинчей и сжатие с задержкой во времени центральной части нагрузки, включающей пенную цилиндрическую оболочку. Определены условия, при которых сжатию центральной части пинча с пенным цилиндром предшествует интенсивное облучение пены мягким рентгеновским излучением приэлектродных пинчей, переводящим ее из твердотельного состояния в плазменное или парообразное состояние. Используя данную схему, можно повысить эффективность взаимодействия внешней ускоренной плазменной оболочки с внутренней пенной оболочкой, за счет ее предварительного перевода из гетерогенного состояния в однородное плазменное. Отметим, что мягкое рентгеновское излучение из приэлектродных пинчей можно использовать для улучшения однородности облучения мишени в схеме динамического “хольраума” для ИТС.

## 4.2. Условия эксперимента

Эксперименты проводились на мощном многомодульном импульсном генераторе “Ангара-5-1” (ток до 4 МА, напряжение ~1 МВ, длительность импульса напряжения 140 нс) [69]. Сильноточные электрические импульсы от отдельных модулей по транспортирующим вакуумным линиям с магнитной самоизоляции подводились к общему вакуумному концентратору (откачиваемому до  $10^{-4}$  Торр), содержащему межэлектродный промежуток, в который устанавливается нагрузка. На рис.4.1(а,б) показаны фотографии типичных нагрузок использованных в экспериментах, а также приведены их параметры. Внутренний пенный цилиндр диаметром 5 мм был изготовлен из природного полимера агар-агара ( $C_{14}H_{18}O_9$ ) с плотностью 3 мг/см<sup>3</sup> и имел толщину стенки порядка 200 мкм. Погонная масса пенного цилиндра варьировалась от 170 до 250 мкг/см. В ряде экспериментов в пенный цилиндр добавлялся мелкодисперсный порошок W в количестве от 10 до 20% по весу, что приводило к

увеличению погонной массы до 300-350 мкг/см. Технология изготовления пены низкой плотности из агар-агара и методы внесения в нее мелкодисперсных порошков тяжелых металлов подробно описана в работе [103].

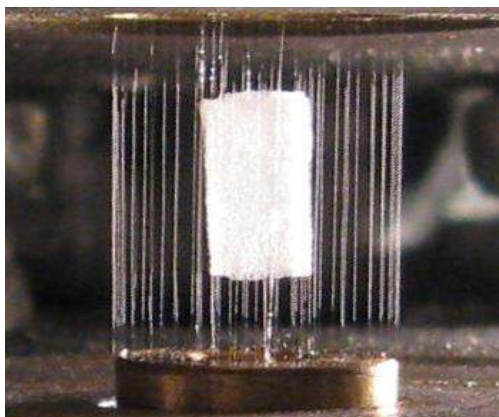


Рис.4.1(а). Геометрия нагрузки генератора. № 4977 Внешняя сборка 40 W на диаметре 12 мм с погонной массой 220 мкг/см, внутренняя сборка 20 W на диаметре 5 мм с погонной массой 110 мкг/см, цилиндр из пены агар-агар диаметром 5мм и погонной массой 200 мкг/см.

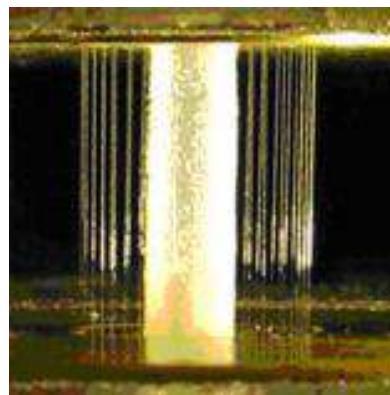


Рис.4.1(б). Фото сборки, соответствующей схеме динамического «хольраума». Эксперимент № 5121. Внешняя сборка: 80 W-проволок диаметром 6мкм на диаметре 12 мм, длиной 15 мм; внутренняя пенная оболочка (агар-агар 75% + W порошок 25%) диаметром 5 мм, длиной 15 мм. Погонная масса пенной оболочки с вольфрамовым порошком 350 мкг/см.

Напряжение на нагрузке и ток через нее измерялись индуктивным делителем [104] и токовыми петлями, соответственно [105]. Сигналы мягкого рентгеновского излучения с наносекундным временным разрешением регистрировались вакуумными рентгеновскими фотодиодами (ВРД) с чувствительностью к энергии квантов в интервале 20 - 4000 эВ [106]. Измерения ВРД детекторами проводились одновременно в направлении перпендикулярно оси пинча и в осевом направлении со стороны анода. Изображение пинча в диапазоне энергий квантов от 0.01 до 2 кэВ регистрировалось камерами-обскурами за различными фильтрами на фотопластинку, с пространственным разрешением по объекту порядка 200 мкм на голографические пластинки ВРП. Рентгеновское изображение в квантах с энергией свыше 20 кэВ регистрировалось камерой-обскурой на пленку РФ-3 с пространственным разрешением порядка 1.5 мм. Измерение полного выхода излучения проводилось термпарным калориметром без фильтров. Спектры излучения в интервале энергий квантов 50 – 900 эВ снимались спектрографом с пропускающей дифракционной решеткой и регистрацией

излучения на рентгеновскую фотопленку УФ - 4. Использовалась дифракционная решетка с периодом  $d = 1.4$  мкм, сформированная внутри щели шириной  $D = 70$  мкм пятьюдесятью свободновисящими золотыми полосками, длиной 1.7 мм, шириной  $b = 0.7$  мкм и толщиной 0.6 мкм с зазором между ними 0.7 мкм. Расстояние от источника до решетки составляло  $a = 1.9$  м и от решетки до пленки  $l = 79.4$  см. Угол между осью пинча и направлением регистрации составлял  $90^\circ$ . Для получения приемлемого спектрального разрешения использовалась дополнительная щель шириной  $r = 200 - 400$  мкм, расположенная на расстоянии 10 см от источника излучения и ограничивающая его угловой размер. В эксперименте с использованием дополнительных щелей геометрический предел разрешения  $\Delta\lambda_r$  составлял 0.3-0.5 нм. Дополнительная щель ориентировалась вдоль или поперек пинча, но всегда была параллельна штрихам решетки. Динамика сжатия нагрузки измерялась двумя оптическими регистраторами типа СФЭР-2, обеспечивающими временную развертку одномерных изображений плазмы с разрешением 0.3 нс. При этом один регистратор измерял динамику сжатия нагрузки по радиусу с пространственным разрешением 120 мкм (щель прибора ориентирована поперек пинча), а второй измерял динамику свечения приосевой области пинча с пространственным разрешением 180 мкм вдоль оси пинча (щель ориентирована вдоль оси пинча).

#### 4.3. Экспериментальные результаты

Эксперименты проводились с тремя вариантами многопроволочных каскадныхборок с внутренней укороченной пенной цилиндрической оболочкой (рис. 4.2 а,б,в). В варианте (а) взаимодействие внешней ускоренной оболочки с пенным цилиндром происходит до образования приэлектродных пинчей. В варианте (б), за счет нанесения дополнительного напыления металла (Bi) на вольфрамовые проволочки внешней сборки на длине  $\sim 3.5$  мм у катода и анода, реализуется задержка времени образования приэлектродных пинчей относительно времени сжатия части нагрузки с пеной. В варианте (в), за счет нанесения дополнительного покрытия металла (Bi) на вольфрамовые проволочки внешней сборки на длине 7-8 мм симметрично между электродами, реализуется задержка времени удара этой части внешней оболочки по цилиндру из пены.

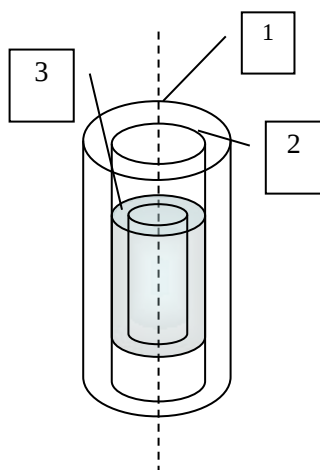


Рис.4.2(а). 1 - Сборка внешняя – 40 W-проволок  $\varnothing 6$  мкм, 220мкг/см, диаметр 12мм; 2 - Сборка внутренняя – 20 W - проволока  $\varnothing 6$  мкм,, 110мкг/см, диаметр 5мм; 3 – Пенный цилиндр (агар-агар), 170мкг/см, диаметр 5мм×0.2мм.

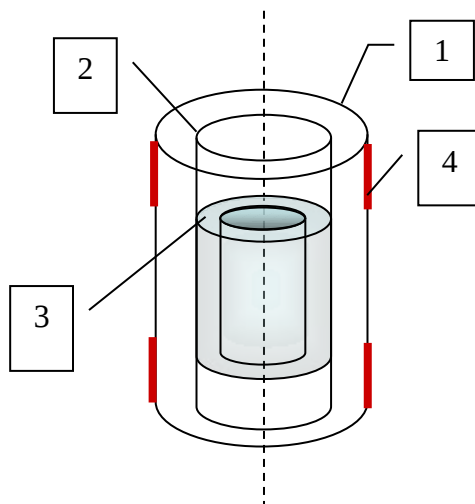


Рис.4.2(б). 1 - Сборка внешняя – 40 W-проволок  $\varnothing 6$  мкм, 220мкг/см, диаметр 12мм; 2 - Сборка внутренняя – 20 W - проволока  $\varnothing 6$  мкм, 110мкг/см, диаметр 5мм; 3 – Пенный цилиндр (агар-агар), 170мкг/см, диаметр 5мм×0.2мм; 4 - Напыление Bi  $\delta=0.53$  мкм на длине 3.5мм ( $\sim 40$ мкг/см).

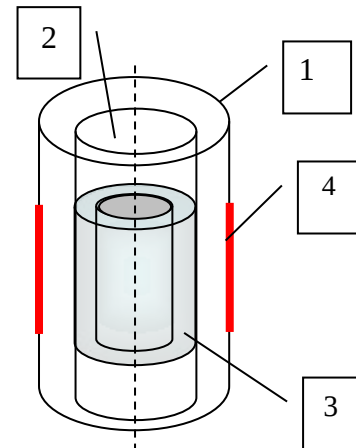


Рис.4.2(в). 1 - Сборка внешняя – 40 W-проволок  $\varnothing 6$  мкм, 220мкг/см, диаметр 12мм; 2 - Сборка внутренняя – 20 W - проволока  $\varnothing 6$  мкм,, 110мкг/см, диаметр 5мм; 3 – Пенный цилиндр (агар-агар), 170мкг/см, диаметр 5мм×0.2мм; 4 - Напыление Bi  $\delta=0.4$  мкм на длине 7 мм ( $\sim 30$ мкг/см).

На рис. 4.3 (а-г) для варианта нагрузки (а) приведены интегральные обскуротграммы пинча снятые в квантах различной «жесткости» (от десятков эВ до энергии свыше 20 кэВ).

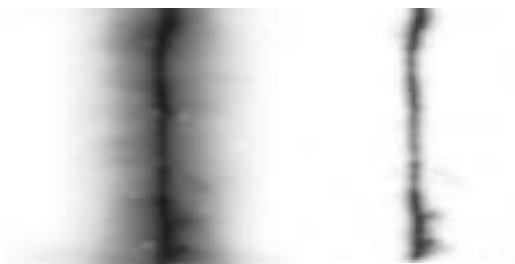
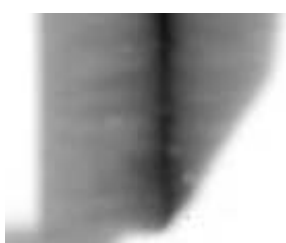


Рис.4.3(а).

Эксперимент № 4859.  
Интегральное  
изображение без  
фильтра.

Рис. 4.3(б).

Эксперимент № 4859  
Интегральное  
изображение за  
лавсановым фильтром  
316 мкг/см<sup>2</sup>  
(излучение с энергией  
>130 эВ).

Рис.4.3(в).

Эксперимент № 4859  
Интегральное  
изображение за Al  
фильтром толщиной 3  
мкм (излучение с  
энергией > 600 эВ).

Рис.4.3(г).

Эксперимент  
№ 4859  
Интегральное  
изображение в  
жестких  
рентгеновских  
лучах (>20 кэВ).

На рис.4.4. приведены синхронизованные по времени сигналы тока через пинч, напряжения на пинче, а также осциллограммы сигналов мягкого рентгеновского излучения, снятые в радиальном направлении с помощью ВРД детекторов.

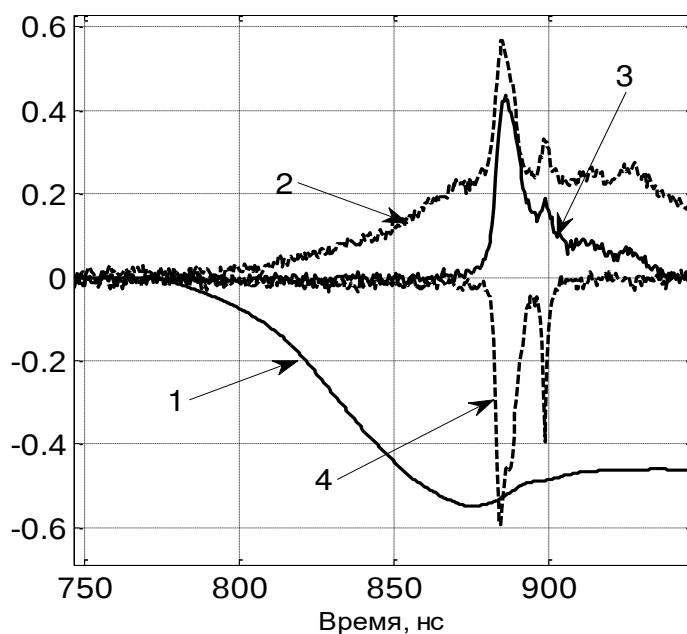


Рис.4.4. Эксперимент № 4859 1– ток пинча,  $I_{\max} = 2.8$  МА, 2 - сигнал ВРД-датчика s3e ( $h\nu > 20$  эВ), 3 -сигнал ВРД-датчика s2e ( $h\nu > 130$  эВ), 4 - сигнал ВРД-датчика s4e ( $h\nu > 700$  эВ).

На рис. 4.5 приведена оптическая щелевая развертка сжатия нагрузки по радиусу в области соответствующей положению пенного цилиндра (середина зазора катод-анод).

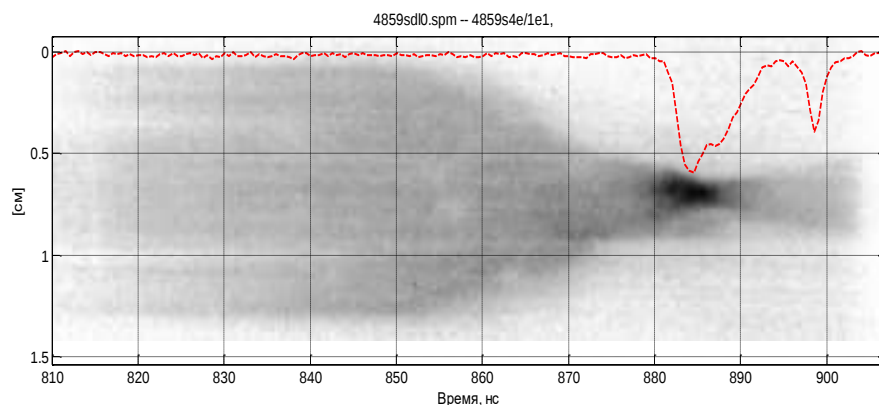


Рис.4.5. Выстрел № 4859. Оптическая развертка, щель регистратора перпендикулярна оси лайнера и соответствует области середины межэлектродного зазора катод-анод, диаметр пинча 2.5 мм. Приход плазмы на внутренний лайнер 863 нс, максимальное сжатие на 887.5 нс. На развертку наложен сигнал с ВРД-датчика s4e ( $h\nu > 700$  эВ).

На рис. 4.6 показана оптическая развертка со щелью развертки ориентированной вдоль оси лайнера.

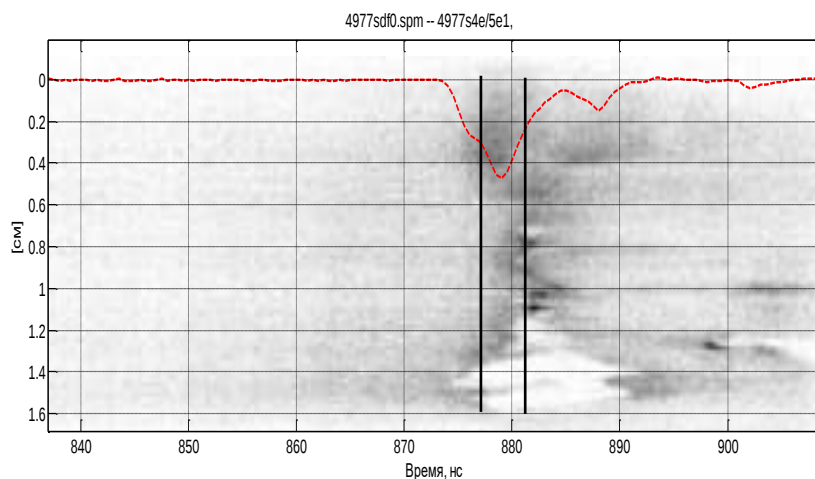


Рис.4.6. Выстрел № 4977. Оптическая развертка, щель развертки вдоль оси лайнера. Разница по времени между сжатием у катода и анода  $\sim 4$  нс, между сжатием у анода и в центре 7 нс, между сжатием у катода и в центре 11 нс. На развертку наложен сигнал ВРД-датчика s4e ( $h\nu > 700$  эВ). По вертикальной шкале указана длина промежутка анод-катод (0-16мм), анод вверху. Сплошные вертикальные линии показывают моменты сжатия приэлектродных пинчей и момент сжатия части пинча, содержащего пенную нагрузку.

Интегральный по времени спектр мягкого рентгеновского излучения пинча приведен на рис.4.7.

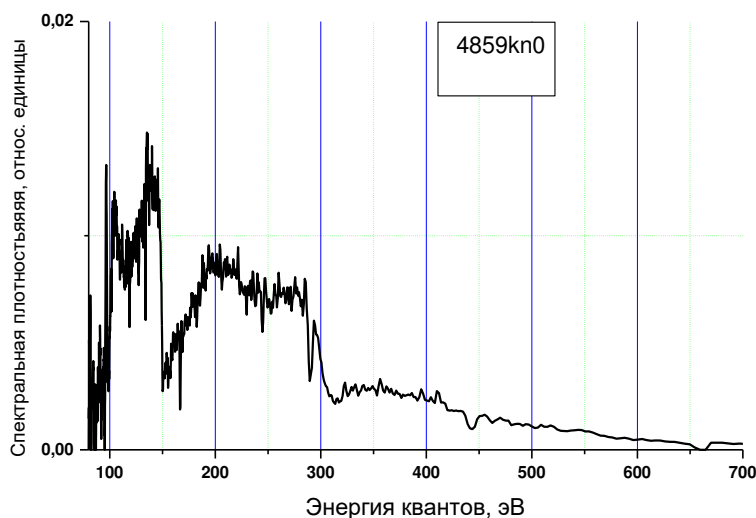


Рис. 4.7. Спектральная плотность излучения нагрузки. Спектрограф с пропускающей решеткой. Спектральная щель вертикальная (вдоль оси пинча), ширина 200 мкм. Длина рабочей части решетки 1.7 мм. Геометрия нагрузки соответствует рис. 2а. 1 - Сборка внешняя – 40 W-проволок  $\varnothing 6$  мкм, 220мкг/см, диаметр 12мм; 2 - Сборка внутренняя – 20 W -проволок  $\varnothing 6$  мкм, 110мкг/см, диаметр 5мм; 3 – Пенный цилиндр (агар-агар без добавки мелкодисперсного металлического порошка вольфрама), 250 мкг/см, диаметр 5мм×0.2мм; длина 8.5мм.

Как видно из сигналов мягкого рентгеновского излучения (рис.4.4) и изображения оптической щелевой развертки (щелью развертки ориентированной вдоль оси сборки, рис. 4.6), сжатие пинчей у электродов происходит за 10 нс до сжатия центральной пенной нагрузки. Сжатие пинча у катода происходит раньше, чем у анода на  $\sim 4$  нс. Соответственно, разница во времени между сжатием у анода и в центре составляет 7 нс, а между сжатием у катода и в центре нагрузки 11 нс. Разница во времени сжатия пинчей у катода и анода связана с наличием небольшого “зиппер” эффекта [107]. Полученный из оптических разверток момент удара внешнего лайнера о внутренний пенный цилиндр и максимумы рентгеновского излучения совпадают с данными временных профилей сигналов ВРД. Поперечный размер пинча, определенный по изображению оптической развертки (Рис. 4.5), регистрирующей радиальное сжатие нагрузки в области с пенным цилиндром, оказывается в пределах от 1 до 2 мм.

В квантах с энергией 130-250 эВ длительность импульса излучения в момент сжатия приэлектродных пинчей и пенной нагрузки составляет 10 нс. Максимальная мощность

рентгеновского излучения пинча, при пересчете в полный телесный угол, оценивается величиной  $\sim 3$  ТВт. Импульс излучения, соответствующий сжатию центральной части нагрузки с пенной цилиндрической оболочкой, хотя и происходит с небольшой задержкой относительно сжатия приэлектродных пинчей, но на сигналах ВРД не разрешается. На интегральных обскуротграммах, соответствующих регистрации изображений в квантах с энергией свыше 130 эВ пинч (Рис. 4.3б), в средней части по длине пинч имеет более компактный размер, но его интегральная светимость меньше, чем вблизи электродов. Характерно, что жесткое рентгеновское излучение, регистрируемое камерами-обскурами за соответствующими фильтрами (кванты с энергией свыше 20 кэВ), локализовано в области приэлектродных пинчей. С задержкой порядка 10 нс наблюдается повторное сжатие пинча, с излучением относительно невысокой мощности (Рис. 4.4). В квантах излучения свыше 700 эВ импульс излучения, соответствующий повторному сжатию, имеет длительность менее 2 нс (рис.4.4, рис.4.5). Анализ сигналов ВРД, полученных в различных спектральных интервалах в этот момент времени, показывает, что это излучение связано с более высокотемпературным плазменным образованием, чем во время первого сжатия пинча.

Спектральная плотность излучения восстанавливалась методом последовательных приближений с учетом эффективности дифракции решетки для 1-го и 3-его порядков. Спектр излучения, полученный спектрографом с пропускающей решеткой (Рис. 4.7), показывает, что основные потери на излучение плазмы сосредоточены в интервале от 100 эВ до 600 эВ. Спектральная плотность излучения в области 300-600 эВ в 3-4 раза меньше, чем в области 100-300 эВ. Так как спектр излучения интегральный по времени, то его более жесткая часть связана с излучением центральной высокотемпературной области пинча, в то время как более мягкая часть спектра связана с излучением более низкотемпературной плазмы периферийной области пинча.

Сжатие центральной части пинча, содержащей пенную цилиндрическую оболочку, внешними многопроволочными сборками происходит, вероятно, без существенного перемешивания вещества пены и плазмы вольфрамовых проволок. Действительно, как показывают результаты численных расчетов, при кумуляции ускоренной магнитным полем цилиндрической токово-плазменной оболочки на оси формируется пинч, в котором основное излучение связано с центральной высокотемпературной плотной областью с поперечным размером порядка 1 мм [108]. Окружающая центральную плотную высокотемпературную часть пинча, менее плотная периферийная плазма частично является конвертором излучения высокотемпературной плотной части пинча. Менее интенсивное излучение области пинча, содержащей пенный цилиндр указывает на то, что его центральная часть содержит в основном материал пенной нагрузки (углерод и кислород) без значительной добавки материала проволок

(W). На это указывает также и то, что жесткое рентгеновское излучение, регистрируемое камерами-обскурами за соответствующими фильтрами (кванты с энергией свыше 20 кэВ), локализовано в области приэлектродных пинчей, где сжимается плазма вольфрамовых проволок. Это излучение связано с тормозным излучением потока быстрых электронов на ионах вольфрама [109]. Излучение быстрых электронов на атомах с низким атомным номером, из которого состоит материал пенной нагрузки существенно менее интенсивно, что и наблюдается на обскурограммах в квантах с жесткостью свыше 20 кэВ.

На рис. 4.8 для варианта нагрузки (рис. 4.2 б) приведены параметры нагрузки, а также синхронизированные по времени сигналы тока через пинч и сигналы мягкого рентгеновского излучения, снятые в радиальном направлении ВРД детекторами за различными фильтрами.

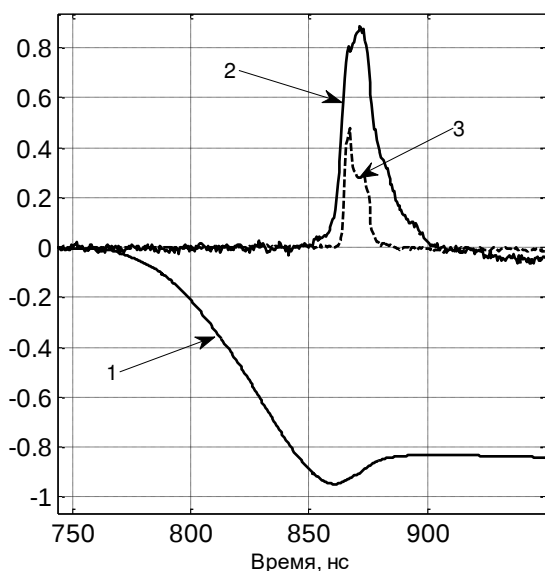


Рис.4.8. Эксперимент № 5066. Сборка внешняя – 40 W-проволок  $\varnothing 6$  мкм, 220мкг/см, диаметр 12мм; Сборка внутренняя – 20 W -проволок  $\varnothing 6$  мкм, 110мкг/см, диаметр 5мм; Пенный цилиндр (агар-агар), 170мкг/см, диаметр 5мм×0.2мм; Напыление  $Bi$   $\delta=0.53$  мкм на проволоочки внешней сборки у электродов на длине 3.5мм ( $\sim 40$ мкг/см);

1 – ток пинча, 2 - сигнал ВРД-датчика s2e ( $h\nu > 130$  эВ), 3 - сигнал ВРД-датчика s4e ( $h\nu > 700$  эВ).

На рис.4.9 показано, изображение оптической развертки пинча со щелью развертки, ориентированной вдоль оси лайнера. Как видно из сигналов мягкого рентгеновского излучения и оптической развертки, сжатие нагрузки по всей длине пинча происходит практически одновременно. Увеличение времени сжатия середины нагрузки из-за пенного цилиндра

компенсируется задержкой сжатия при электродных пинчах за счет дополнительного висмутового покрытия проволок внешней сборки в приэлектродных областях. Применение подобной схемы нагрузки позволяет сравнивать излучательные способности пинчей из различных материалов на идентичном токе в одном эксперименте.

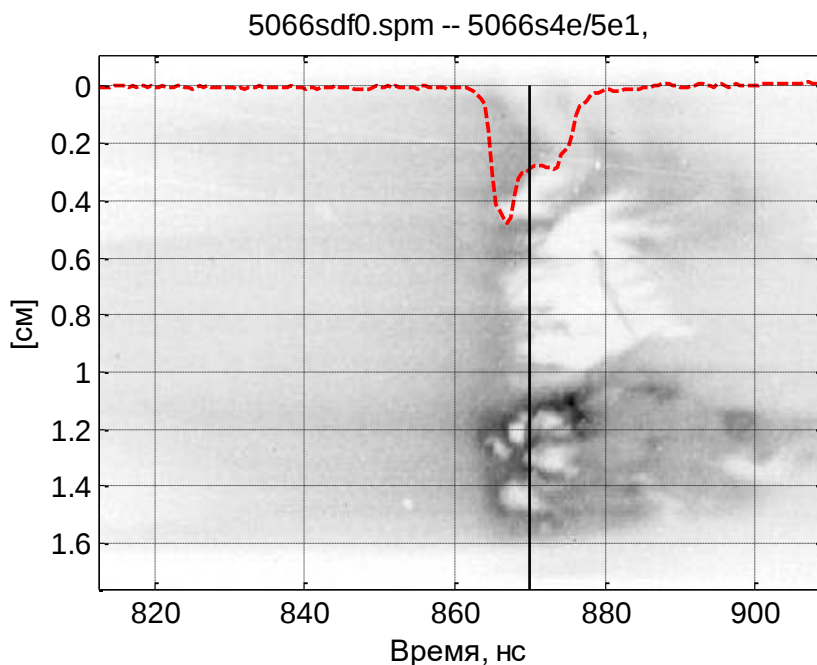


Рис.4.9. Выстрел № 5066. Оптическая развертка, щель развертки вдоль оси сборки. Временная шкала соответствует рис.4.8. На развертку наложен сигнал ВРД - датчика s4e ( $h\nu > 700$  эВ). Вертикальная линия соответствует моменту одновременного сжатия пинча по длине.

На рис. 4.10 для варианта нагрузки, показанного на рис. 4.2 в, приведены параметры нагрузки, а также синхронизованные по времени сигналы тока через пинч и сигналы мягкого рентгеновского излучения снятые в радиальном направлении ВРД детекторами за различными фильтрами.

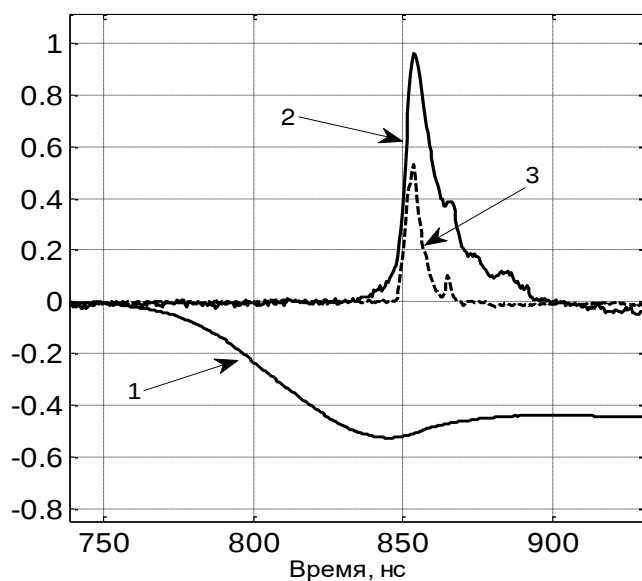


Рис.4.10. Сборка: 40W-проволок Ø 6мкм на диаметре 12мм, 2 - 20W-проволок Ø 6мкм на диаметре 4 мм, 4- слой висмута толщиной 0.4 мкм на длине 7 мм (середина сборки),  $\Delta m_{\text{погон}} = 30$  мкг/см; 1 – ток пинча, 2 - сигнал ВРД-датчика s2e ( $h\nu > 130$  эВ), 3 - сигнал ВРД- датчика s4e ( $h\nu > 700$  эВ).

На рис.4.11 показано изображение оптической развертки свечения пинча, которое получено со щелью фоторегистратора, ориентированной вдоль оси лайнера для нагрузки рис.4.10. Из оптической развертки видно, что сжатие средней по высоте части многопроволочной сборки задержано на время порядка 5-6 нс. Эта временная задержка объясняется увеличением погонной массы внешней проволочной сборки из вольфрама за счет нанесения на ее проволоки дополнительной погонной массы в виде слоя висмута шириной 7 мм, который расположен симметрично относительно электродов.

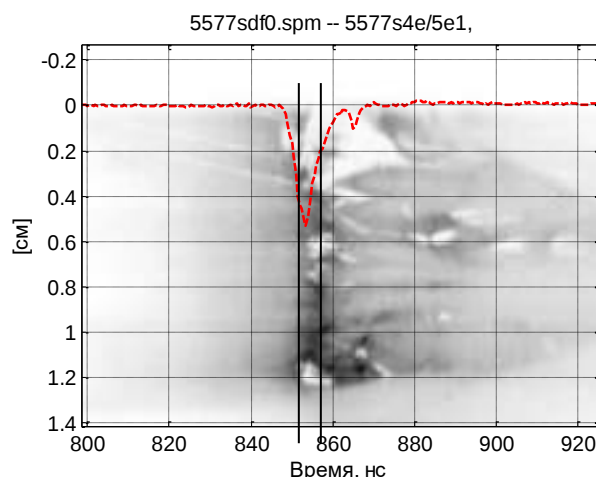


Рис.4.11. Выстрел № 5577. Изображение оптической развертки свечения пинча, щель развертки вдоль оси сборки. Временная шкала соответствует рис.4.10. На развертку наложен сигнал ВРД s4e с чувствительностью к излучению свыше 700 эВ. Сплошные вертикальные линии показывают момент сжатия приэлектродных пинчей и момент сжатия части пинча, с дополнительным напылением висмута на часть внешней сборки.

Оценим изменение времени сжатия из-за увеличения массы сборки. Как известно [9], оптимальное значение кинетической энергии ускоренной оболочки достигается, когда безразмерный параметр  $\alpha = 10^3$ , где:

$$\alpha = \frac{I_0^2 \tau_0^2}{m_{\text{погон}} r_0^2}; \quad \tau_0 - \text{время сжатия, [с]}; \quad I_0 - \text{амплитуда тока, [А]}; \quad m_{\text{погон}} - \text{погонная масса}$$

оболочки, [г/см];  $r_0$  - начальный радиус оболочки, [см].

При неизменной амплитуде тока  $I_0$  получается соотношение,  $m_{\text{погон}} \cdot r_0^2 \sim \tau_0^2$  из которого следует, что  $\Delta m_{\text{погон}} / m_{\text{погон}} \sim 2 \Delta \tau / \tau_0$ , где  $\Delta m_{\text{погон}}$  - изменение погонной массы оболочки, а  $\Delta \tau$  - изменение времени сжатия из-за увеличения массы при неизменном начальном радиусе и амплитуде сжимающего тока.

В наших условиях  $\tau_0 \sim 100$  нс,  $m_{\text{погон}} \sim 220$  мкг/см,  $\Delta m_{\text{погон}} \sim 30 - 40$  мкг/см и  $\Delta \tau \sim 5 - 7$  нс. Измеренные в наших экспериментах изменения времени сжатия составили 5 - 9 нс, что по приведенным оценкам обуславливается, в пределах экспериментальной точности, именно увеличением массы.

В геометрии нагрузки приведенной на рис.4.2а, взаимодействие внешней ускоренной оболочки с пеной происходит приблизительно за 15 нс до сжатия приэлектродных пинчей.

Для превращения полый оболочки из малоплотной пены с добавками мелкодисперсного порошка тяжелых металлов (рис. 4.2в) в плазму под действием потока рентгеновского излучения пинчей из приэлектродных областей необходимо заметно увеличить погонную массу (и, соответственно, время сжатия) средней по длине части многопроволочной сборки, как показано на рис. 4.2 в.)

Например, при нанесении на W-проволоку диаметром 6 мкм покрытия из висмута толщиной 0.8 мкм достигается увеличение на 30% погонной массы проволоки со слоем Вi. Использование проволок с увеличенной подобным образом погонной массой на длине участка проволок внешней сборки, равной высоте полый оболочки, в соответствии с рис.4.2в, должно в условиях опытов на установке Ангара-5-1 привести к задержке момента удара части внешней проволочной сборки с увеличенной погонной массой по полый пенной оболочке на 15 нс относительно момента сжатия пинчей в приэлектродных областях нагрузки.

Таким образом, изменяя на выбранном участке высоты внешней сборки величину погонной массы проволок со слоем дополнительной массы, можно подобрать момент времени соударения части внешней оболочки с пенной оболочкой так, чтобы он совпадал с моментом сжатия пинчей в приэлектродных областях нагрузки. В этом случае мягкое рентгеновское излучение, генерируемое приэлектродными пинчами, может быть использовано для предварительного воздействия на мишени, используемые в схеме динамического “хольраума”, с целью повышения однородности их облучения.

Необходимую величину соответствующей задержки во времени легко оценить из соотношения  $\Delta\tau = \frac{r_{\text{foam}}}{v_{\text{array}}}$ , где  $r_{\text{foam}}$  – радиус оболочки из пены, а  $v_{\text{array}}$  – скорость имплозии внешней проволочной оболочки, при достижении ею положения, соответствующего внешнему радиусу пенной оболочки. Для значения  $r_{\text{foam}} = 0.25$  см и  $v_{\text{array}} = (2 - 3) \times 10^7$  см/с получаем  $\Delta\tau = 10$  нс.

В варианте динамического “хольраума” (рис. 4.2в) высота центральной цилиндрической оболочки из пены, содержащей поглощающие добавки в виде мелкодисперсных частиц тяжелых металлов, равна длине участка внешней многопроволочной сборки. Воздействие на пенную оболочку внешней проволочной оболочки, ускоренной при имплозии многопроволочной вольфрамовой сборки, приводит к генерации в пене сильноизлучающей ударной волны, излучение которой заполняет внутреннюю полость пенной оболочки.

На рис.4.12 приведены осциллограммы сигналов мягкого рентгеновского излучения, синхронизированные с током установки нагрузки, изображенной на фотографии 4.1б. Как видно

из временных профилей сигналов мощности рентгеновского излучения, взаимодействие внешней оболочки с пеной начинается за 10 - 12 нс до образования пинча, при формировании которого мощность рентгеновского излучения достигает пиковой величины.

Момент удара (начало взаимодействия оболочек, 880-ая нс), который на рис. 4.12 показан вертикальной стрелкой, соответствует моменту, когда внешняя ускоренная оболочка, образованная плазмой W-проволок, достигает пенной оболочки.

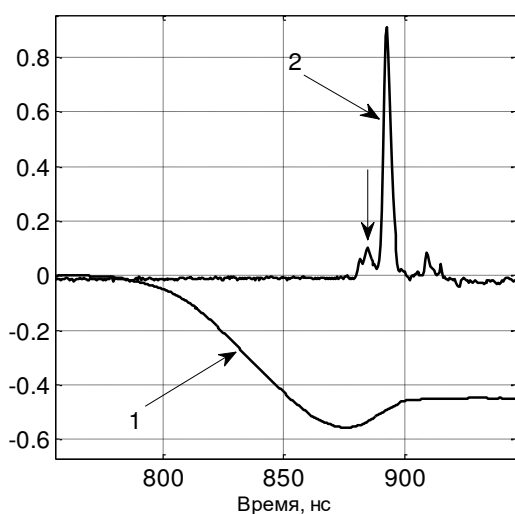


Рис.4.12. Эксперимент 5121. Нагрузка: 80 W проволока диаметром 6мкм на диаметре 12 мм, длиной 15 мм; пенная оболочка (агар-агар 75% + W порошок 25%) диаметром 5 мм, длиной 15 мм. Погонная масса пенной оболочки с вольфрамовым порошком 350 мкг/см. 1 – ток пинча (отн. ед.), 2 - сигнал ВРД-датчика s4e ( $h\nu > 700$  эВ). Вертикальная стрелка – момент удара внешней сборки по пенному цилиндру.

#### 4.4. Оценка количества излучения приэлектродных пинчей, поглощенного пенной оболочкой

На основе проведенных измерений мощности мягкого рентгеновского излучения приэлектродных пинчей можно оценить возможности по предыонизации пенного цилиндра этим излучением до момента удара по нему внешней вольфрамовой плазменной оболочки. Сравнение данных по мощности излучения, измеренной набором ВРД с соответствующими фильтрами в осевом и радиальном направлениях по отношению к пинчу, показывает

отсутствие существенной анизотропии по мощности и полному выходу излучения в единицу телесного угла [110]. Для оценки мощности излучения в единицу телесного угла приэлектродных пинчей использованы данные ВРД детекторов регистрирующих излучение с радиального направления. В таблице 1 приведены параметры излучения для двух опытов, в которых нагрузки отличались только параметрами оболочки из пены. В эксперименте № 4977 пенный цилиндр из агар-агара не содержал никаких поглощающих добавок, а в эксперименте № 5520 в пену был добавлен мелкодисперсный порошок из вольфрама с весовым содержанием 13 % относительно веса пены.

Таблица 4.1. Параметры излучения пинчей из приэлектродных областей нагрузок с укороченной пенной оболочкой, расположенной внутри внешней проволоочной оболочки

| № опыта | Погонная масса оболочки из пены агар-агара, мкг/см | Весовое содержание порошка вольфрама в пене, %. | Суммарная мощность излучения ТВт | Полная энергия излучения в квантах свыше 130 эВ, кДж |
|---------|----------------------------------------------------|-------------------------------------------------|----------------------------------|------------------------------------------------------|
| 4977    | 250                                                | 0                                               | 2.5                              | 37                                                   |
| 5520    | 290                                                | 13                                              | 4.5                              | 84                                                   |

В данных экспериментах излучение приэлектродных пинчей и излучение центральной пенной нагрузки не разрешаются по времени, так как задержки между ними составляют 6-8 нс. Поэтому были использованы измерения мощности излучения одиночной многопроволочной вольфрамовой сборки, с параметрами внешней сборки используемой нагрузки (диаметр 12 мм, длина 1.5 см, число проволок  $N=40$ , погонная масса 220 мкг/см). Типичные значения мощности излучения такой нагрузки составляют величину порядка 4-5 ТВт с длительностью импульса излучения 8-12 нс [111]. Для оценки мощности излучения одиночного приэлектродного пинча длиной 4 мм можно взять мощность на уровне  $P \sim 1$  ТВт с длительностью импульса  $\tau \sim 10$  нс и выходом излучения в полный телесный угол  $W \sim 10$  кДж. Доля излучения, попадающая в пенный цилиндр, составляет величину порядка 0.1. Данная оценка получается в двух крайних случаях: приэлектродный пинч оптически толстый излучатель и в модели “чернотельного” излучателя с геометрическими параметрами пинча, полученными в эксперименте (рис.4.13). В случае оптически тонкого источника для оценок можно считать, что положению излучателя соответствует середина приэлектродного пинча и на пену попадает излучение соответствующее, из геометрии нагрузки, телесному углу порядка 1 ср. В модели приэлектродного пинча, как “чернотельного” излучателя с диаметром 3 мм и длиной 4 мм, доля излучения попадающего внутрь пенного цилиндра диаметром 5 мм составляет величину порядка 0.15 (считаем, что попадает излучение только с торца пинча).

Поэтому данную оценку можно использовать для реального источника, который соответствует оптически толстому излучателю, но со спектром, отличным от “чернотельного”. Полное число атомов пены при ее погонной массе 200 мкг/см (углерод, кислород и водород) составляет величину  $2 \times 10^{19}$ , что требует для их однократной ионизации всего 20 - 30 Дж. Для пенного цилиндра из агар-агара с полной массой порядка 200 мкг энергия сублимации ( $\Delta H_{\text{субл.}} = 20\text{-}30$  кДж/моль [112]) составит величину порядка 0.02 Дж, что существенно меньше, чем затраты на однократную ионизацию. Максимальное количество мелкодисперсной добавки металлического порошка в пену не может превышать массу самого пенного цилиндра. Соответственно, для погонной массы пенного цилиндра 200 мкг/см добавка порошка вольфрама не превышает 200 мкг/см. Учитывая величину первого потенциала ионизации вольфрама (7.86 В), также его энергию сублимации ( $\Delta H_{\text{субл.}} = 770$  кДж/моль [112]) получаем, что для однократной ионизации 200 мкг вольфрама нужно около 0.8 Дж, а для сублимации порядка 1 Дж.

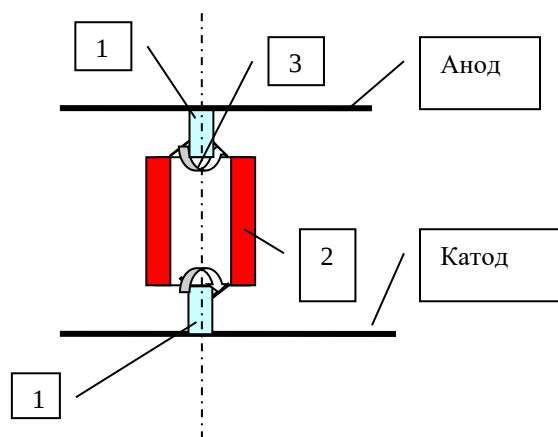


Рис.4.13. Геометрия облучения приэлектродными пинчами пенного цилиндра. 1-приэлектродные пинчи длиной 4 мм и диаметром 3 мм; 2 - пенная цилиндрическая оболочка диаметром 5 мм; 3- телесный угол, под которым внутренняя часть пенного цилиндра видна из приэлектродных пинчей

Для эффективного преобразования кинетической энергии ускоренной внешней оболочки в излучение при ударе о пенную оболочку, необходимо заранее перевести мелкодисперсную металлическую добавку в пар или плазменное состояние. В этом случае ударная волна будет проходить по гомогенной среде с максимальной концентрацией в ней элемента с высокой излучающей способностью. Оценим эффективность поглощения излучения, попадающего на

пенный цилиндр с мелкодисперсной добавкой металлического порошка в пене. Если  $\Delta$  - толщина пенной оболочки,  $D$  – ее начальный диаметр,  $M$  - погонная масса мелкодисперсной добавки (г/см),  $r$  - радиус металлических крупинок,  $\rho$  – плотность порошка металла,  $n$  - концентрация металлических крупинок и  $\alpha$  – эффективность поглощения излучения металлическим порошком, то  $\alpha = 1 - \exp(-\sigma n \Delta)$ , ( $\sigma = \pi r^2$ , а также считаем, что излучение падает на цилиндрическую оболочку с радиального направления). При  $M = 200$  мкг/см,  $D = 0.5$  см,  $\rho \sim 18$  г/см<sup>3</sup>,  $r \sim 1$  мкм получаем  $\alpha \sim 0.1$ . Или, соответственно, при  $\alpha \ll 1$   $\alpha \sim \sigma n \Delta = 3M/(4\pi D \rho r)$ . При проведении оценки предполагалось, что металлическая крупинка поглощает излучение приэлектродных пинчей полностью. Для характерного размера крупинок порядка 1 мкм и спектра излучения пинчей приведенного на рис. 4.8 даже для наиболее энергичных квантов в спектре ( $h\nu = 500$  эВ) данное условие выполняется с большим запасом (коэффициент поглощения  $\mu \sim 10^4$  см<sup>2</sup>/г для  $h\nu = 500$  эВ). Учитывая наклонное падение излучения приэлектродных пинчей на пенный цилиндр, эффективность поглощения излучения металлическим порошком будет выше приблизительно вдвое ( $\alpha \sim 0.2$ ). Таким образом, из 1 кДж энергии излучения приэлектродного пинча попадающего на пенный цилиндр поглощается порошком вольфрама около 200 Дж, что более чем достаточно для перевода мелкодисперсной добавки металлического порошка в пене в плазменное состояние.

#### 4.5. Основные выводы по главе 4

Экспериментально исследован новый вариант нагрузки сильноточных Z пинчей для схем непрямого обжатия сферических мишеней. Отличительной особенностью нагрузки является высокая начальная аксиальная неоднородность распределения массы сжимаемого вещества.

В качестве одного из вариантов такой нагрузки для сильноточного генератора “Ангара-5-1” предложена каскадная сборка, состоящая из двойной многопроволочной сборки из вольфрамовых проволочек и внутренней, соосной с ней, укороченной пенной цилиндрической оболочки расположенной симметрично относительно высоковольтных электродов. Внешняя многопроволочная сборка имеет неоднородную погонную массу по длине. Неоднородность погонной массы достигается за счет дополнительного напыления металла (Bi) на W проволочки на длине, соответствующей длине внутреннего пенного цилиндра. Длина пенной цилиндрической оболочки составляла половину от величины межэлектродного зазора катод-анод, а ее диаметр равен диаметру внутренней многопроволочной сборки. Для такой нагрузки характерны две стадии: сжатие многопроволочной нагрузки у катода и анода, с образованием двух отдельных пинчей и сжатие, с задержкой, центральной части нагрузки, включающей пенную цилиндрическую оболочку.

В зависимости от степени неоднородности распределения погонной массы нагрузки смоделированы режимы, применимые как для схем динамического и статического «хольраумов», так и переходные режимы, с возможностью более эффективной генерации излучения в «хольрауме». Существенно, что в переходных режимах, изменяя величину задержки сжатия части внешней оболочки с добавленной массой можно, во-первых, реализовать режим перехода пенного цилиндра «хольраума» из гетерогенного состояния в плазму до его взаимодействия с внешней ускоренной оболочкой и, тем самым, увеличить эффективность генерации излучения в ударной волне в пене. Во-вторых, если подобрать время взаимодействия внешней оболочки с пеной, совпадающее с моментом сжатия и излучения приэлектродных пинчей, то можно повысить степень однородности облучения мишени.

## **Глава 5. Исследование высоковольтного пробоя по поверхности диэлектрика в вакууме, как источника вакуумного ультрафиолетового излучения.**

В данной главе описано исследование высоковольтного пробоя по поверхности диэлектрика в вакууме, как источника вакуумного ультрафиолетового излучения. Обсуждаются возможности использования такого излучения для предыонизации газовых и твердотельных пенных нагрузок сильноточных Z пинчей. Рассмотрено влияние токовой предыонизации на излучение пинчей, получаемых при имплозии многопроволочных алюминиевых сборок.

### **Введение.**

Высоковольтный пробой по поверхности диэлектрика в воздухе и в вакууме является эффективным источником оптического и ВУФ излучений. Основная задача исследований вакуумного пробоя по поверхности диэлектрика в вакууме - выбор параметров источника ВУФ излучения для системы предыонизации газовых и пенных лайнеров. Разряды в воздухе при атмосферном давлении исследовались только для сравнения с характеристиками разряда в вакууме, при неизменной геометрии разряда.

Явление пробоя диэлектрических поверхностей - традиционный источник неприятностей высоковольтного эксперимента, сопровождается излучением в области вакуумного ультрафиолетового (ВУФ) диапазона. При увеличении амплитуды прикладываемых напряжений и укорочении фронта тока спектр излучения смещается в ультрафиолетовую область (УФ) и область мягкого рентгеновского излучения (МР). Известны варианты такого источника для предыонизации анодных поверхностей ускорителя легких ионов "PBFA-1" [113], с целью получения мощных ускоренных ионных пучков для задач инерциального термоядерного синтеза.

Изучение процессов формирования сильноточных плазмодинамических разрядов магнитоплазменного компрессора (МПК) эрозионного типа в газах привело к созданию высокоярких источников теплового ВУФ - излучения, имеющих ряд преимуществ перед другими источниками [114,115]. Такие источники имеют существенно выше КПД преобразования энергии разряда в излучение по сравнению с разрядом в вакууме [113] за счет торможения эрозионного плазменного потока на газовой преграде.

В условиях эксперимента по излучающим Z - пинчам на мощных импульсных генераторах типа "АНГАРА-5-1" они перспективны для создания начальной проводимости у газовых оболочек и твердотельных полимерных пенных лайнеров. Вакуумный вариант такого

разряда реализован в источниках плазмы для эрозионных плазменных размыкателей (ПР), применение которых на установке "АНГАРА-5-1" позволило достичь дальнейшей концентрации энергии [116].

Еще одно применение МПК - разрядов связано с инъекцией эрозионных плазменных образований с погонными массами  $\geq 10$  мкг/см в качестве лайнеров, являющееся альтернативой импульсным газовым клапанам. В отличие от газовых струй, источники МПК-разрядов обладают фокусирующими свойствами, и такой плазменный лайнер имеет начальную проводимость.

Энергия квантов излучения разряда по поверхности диэлектрика в вакууме лежит от оптического диапазона (2 эВ) до 60 эВ. Таким излучением можно ионизовать практически любое вещество, как в газовой, так и в конденсированной фазе. В [113] описан источник ВУФ излучения на основе такого разряда, используемый для предыонизации анодных поверхностей установки "РВФА-1". При энергозапасе электрической конденсаторной батареи 2900 Дж энергия излучения составила 60 Дж, а К.П.Д. преобразования электрической энергии в излучение составил 2.1 %. В работе [88] такой разряд использовался для предыонизации газовых струй. В настоящее время нашли применение еще ряд методов предыонизации вещества. В [117] использованы электронные пучки для предыонизации гелиевого газового лайнера с  $n < 10^{17}$  см<sup>-3</sup> и получена степень ионизации  $10^{-5}$ . В работе [87], применяя излучение СВЧ, в аргоне получена концентрация ионов  $10^{11}$  -  $10^{12}$  см<sup>-3</sup>. В [118] применена предыонизация аргонной и гелиевой струй излучением подсвечивающего разрядника в промежуточной камере между клапаном и соплом. Применение предыонизации позволяет ослабить некоторые неустойчивости, в частности Релея-Тейлора [117], и увеличить степень сжатия [118].

Более высокий К.П.Д. преобразования запасенной энергии в энергию излучения при пробое по поверхности диэлектрика в газах, по сравнению с вакуумным пробоем, связан с механизмом преобразования, описанным в [115]. Генерируемая в сильноточном разряде плазма ускоряется электромагнитными силами до значительных скоростей, а затем нагревается в результате термализации направленной кинетической энергии плазменного потока при его торможении в газе с образованием ударной волны. Эффективность преобразования кинетической энергии плазмы в энергию излучения зависит от безразмерного параметра  $\chi$  [115] и может достигать 70 %. Величина  $\chi$  определена следующим способом:

$$\chi = x_m/D, \quad (5.1)$$

где  $x_m = v_m \times T/4$  - путь, пройденный плазменным фронтом к моменту максимума мощности энерговыклада в разряд,  $v_m$  - скорость этого фронта,  $T$  - длительность импульса,  $D$  - характерный размер разряда. Зависимость скорости плазменного фронта от начальной

плотности газа  $\rho_{г.о}$  и удельного энерговклада  $P_1$  на единицу площади в МПК имеет степенной характер

$$v_m = 8 \cdot 10^{-2} P_1^{0.42} \rho_{г.о}^{-0.38} \quad (5.2)$$

(все величины в системе СИ).

При  $\chi \ll 1$  плазменный фронт в течение времени основного энерговклада примыкает к поверхности диэлектрика МПК, и не формируется характерная для плазмодинамических МПК-разрядов структура потока. Разряд развивается в режиме распределенного по диэлектрику поверхностного разряда или контрагирует в один или несколько узких неперекрывающихся каналов. Нагрев плазмы в этом случае обусловлен преимущественно джоулевым механизмом энерговыведения.

При  $\chi \gg 1$  скорость плазменного фронта соизмерима со скоростью формируемого МПК эрозионного плазменного потока, эффективность трансформации кинетической энергии направленного движения во внутреннюю энергию ударно-сжатой плазмы невысока (не более 25%), и реализуется так называемый режим разгона ударной волны.

Область оптимальных радиационных режимов МПК-разрядов в газах приходится на значение параметра  $\chi \sim 1$ , при которых осуществляется эффективное торможение высокоскоростных плазменных потоков на газовой преграде. Положение максимума практически не зависит от рода газа. Область оптимальных с точки зрения светового К.П.Д. ( $\eta_{изл.} > 40\%$ ) режимов плазмодинамических МПК-разрядов соответствует конкретному диапазону изменения параметра режима  $\chi$ .

$$0.5 < \chi_{опт.} < 2.$$

Источники излучения, основанные на таком механизме преобразования кинетической энергии в энергию излучения, характеризуются высокими значениями мощности, излучаемой единицей поверхности разряда и яркостной температуры (2000 - 4000 К).

В настоящее время существует еще ряд способов получения высокояркостных источников. Наибольшее распространение получили способы омического нагрева вещества при протекании импульсных токов и ударно - волновой нагрев газа во фронте ударной волны, возбуждаемой взрывчатыми веществами. Такие источники характеризуются высокой яркостной температурой ( $T \sim 30 - 40$  кК) в УФ и ВУФ области, но им присущи ряд недостатков. Принципиальным ограничением омического метода нагрева для достижения высоких значений эффективности процесса и температуры вещества является уменьшение сопротивления плазмы с ростом ее температуры.

## 5. 1. Исследование разряда по поверхности диэлектрика как источника оптического и ультрафиолетового излучения.

В разделе описаны измерения параметров разрядов по поверхности диэлектрика с различной геометрией электродов в вакууме и воздухе при атмосферном давлении. Разряды в воздухе при атмосферном давлении исследовались для сравнения с характеристиками разряда в вакууме, при неизменной геометрии разряда.

В первой геометрии разряд осуществлялся по поверхности органического стекла между цилиндрическим катодом с внутренним диаметром 39 мм и звездообразным анодом с внешним диаметром 29 мм (см. рис. 5.1). Такой разряд имитировал разряд по торцевой поверхности изолятора высоковольтного кабеля, и будет называться торцевым разрядом.

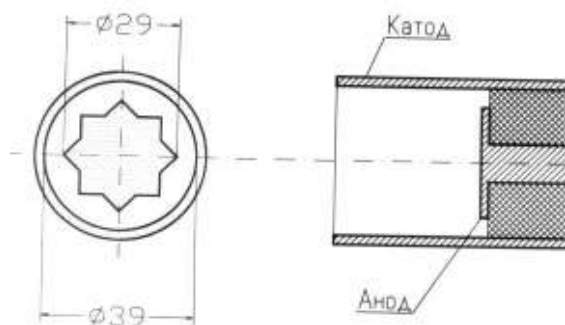


Рис.5.1. Геометрия электродов при торцевом разряде.

Во второй геометрии разряд организовывался по поверхности пластины из фольгированного гетинакса, где электродами были металлические полоски на поверхности диэлектрика, изготовленные химическим травлением пластины («флешбод» [113]) (рис. 5.2). Во всех экспериментах для устойчивого пробоя поверхность изолятора покрывалась графитом.

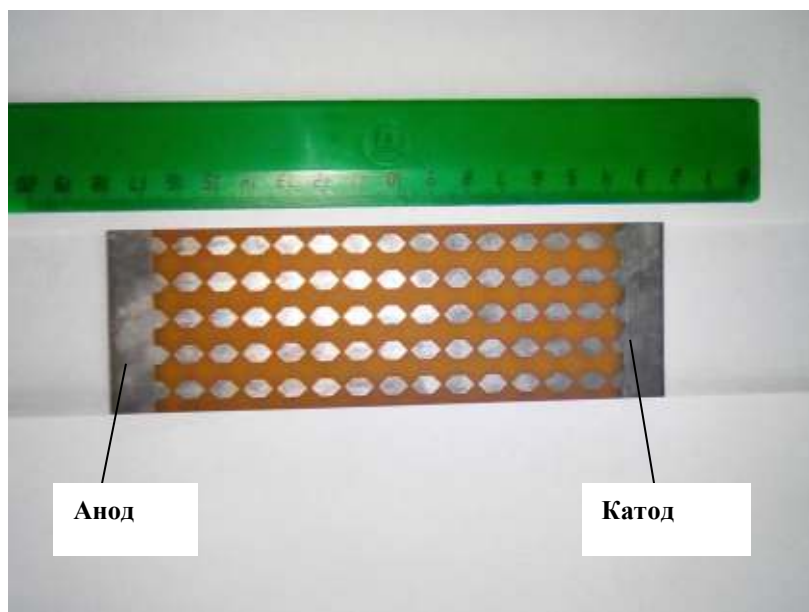


Рис.5.2. Фотография «флешбода», темный цвет - полосы металла.

#### 5.1.1. Измерение электрических параметров емкостного накопителя и коммутационных элементов

Емкостным накопителем энергии служил конденсатор типа КМК-2-60 емкостью 2.2 мкф. Для коммутации использовался газовый трехэлектродный разрядник с искажением поля. Подвод энергии к разряду осуществлялся малоиндуктивной полосковой линией. Электрическая схема изображена на рис.5.3. Параметры  $R_{\Sigma}$ ,  $L_{\Sigma}$  измерены в режиме короткого замыкания. Для измерения тока использован многovitковый датчик магнитного поля, помещенный между электродами подводящей полосковой линии. На рис. 5.4 приведена осциллограмма тока с датчика.

Если считать, что  $R_{\Sigma} = R_{\Sigma} + R_n$  и  $L_{\Sigma} = L_{\Sigma} + L_n$  не изменяются во времени, тогда

$$I = q e^{-\gamma t} \omega_0 \sin(\omega t), \quad (5.3)$$

$$dI/dt = q e^{-\gamma t} (\omega_0)^2 \cos(\omega t - \varphi), \quad (5.4)$$

где  $\gamma = R_{\Sigma}/2 L_{\Sigma}$ ,  $\omega = ((\omega_0)^2 - \gamma^2)^{0.5}$ ,  $(\omega_0)^2 = (L_{\Sigma} C)^{-1}$ .

Таким образом, если измерить  $\omega$  и  $\gamma$ , можно определить  $R_{\Sigma}$  и  $L_{\Sigma}$ .

Методом наименьших квадратов экспериментальная кривая была приближена функцией вида (5.4). Результаты, соответствующие зарядному напряжению  $U_{зар.} = 20$  кВ, приведены в таблице 5.1. Разность между значениями функции (5.4) и экспериментальными данными не превышала экспериментальной ошибки. Расчеты по

формуле (5.3) дают максимальную величину тока в цепи 90 кА при  $U_{\text{зар}} = 20$  кВ. Проведенные расчеты дают значения  $R_{\text{ц}} = 58 \pm 10$  мОм и  $L_{\text{ц}} = 69 \pm 10$  нГ.

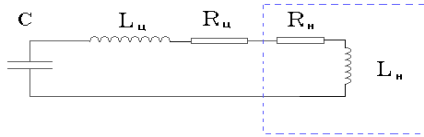


Рис.5.3. Электрическая схема разряда конденсатора.

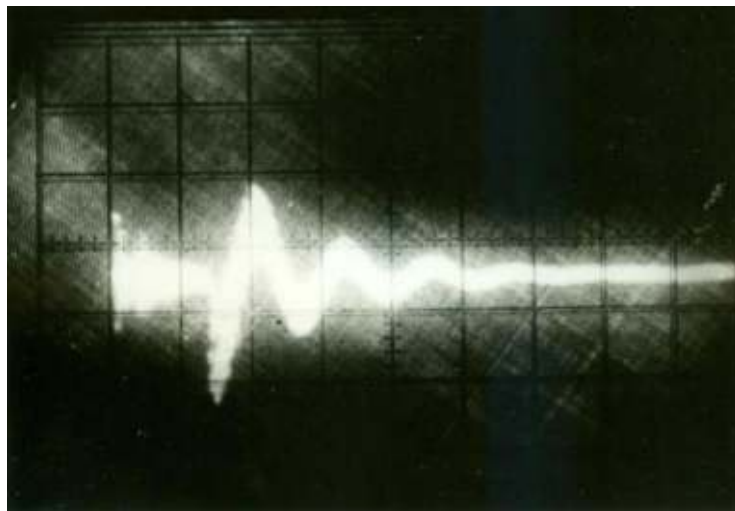


Рис.5.4 Осциллограмма сигнала датчика магнитного поля в режиме короткого замыкания. По горизонтали 2 мкс/дел.

Таблица 5.1. Электротехнические параметры разряда.

| $\omega, \text{с}^{-1}$ | $\gamma, \text{с}^{-1}$ | $(\omega_0)^2, \text{с}^{-2}$ | $L, \text{нГ}$ | $R, \text{мОм}$ |
|-------------------------|-------------------------|-------------------------------|----------------|-----------------|
| $2.48 \cdot 10^6$       | $4.43 \cdot 10^5$       | $6.35 \times 10^{12}$         | 72             | 63              |
| $2.56 \cdot 10^6$       | $4.04 \cdot 10^5$       | $6.72 \times 10^{12}$         | 67             | 55              |
| $2.56 \cdot 10^6$       | $3.99 \cdot 10^5$       | $6.55 \times 10^{12}$         | 69             | 55              |

### 5. 1.2. Разряд по поверхности диэлектрика в воздухе

Исследовались разряд по трем дорожкам флешбода с десятью разрядными промежутками в каждой дорожке и торцевой разряд. На рис.5.5 изображена схема измерений.

Измерительные приборы: ФЭК типа ФК-15, термопарный калориметр с усилителем, установленные на расстоянии  $l = 25 - 40$  см

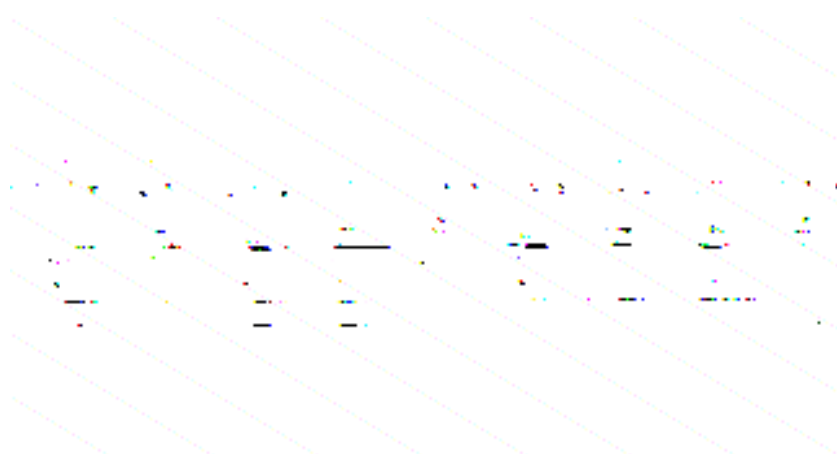


Рис.5.5. Схема экспериментов по исследованию пробоя по поверхности диэлектрика в воздухе.

Определение чувствительности термопарного калориметра проводилось на оптическом излучении лампы-вспышки "ЛУЧ-70" с запасаемой в конденсаторе энергией 50 Дж. В качестве эталонного калориметра использовался измерительный калориметр ИКТ-1Н. Чувствительность используемого термопарного калориметра составила 35 мкВ/мДж. На рис. 5.6, 5.7 приведены типичные осциллограммы тока, сигналов ФЭКа и термопарного калориметра.

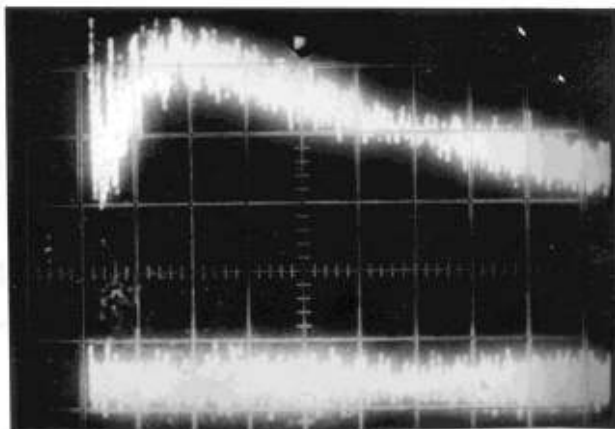


Рис.5.6. Сигнал с термопарного калориметра (разряд по флешбоду)  
1мВ/дел 100 мс/дел.

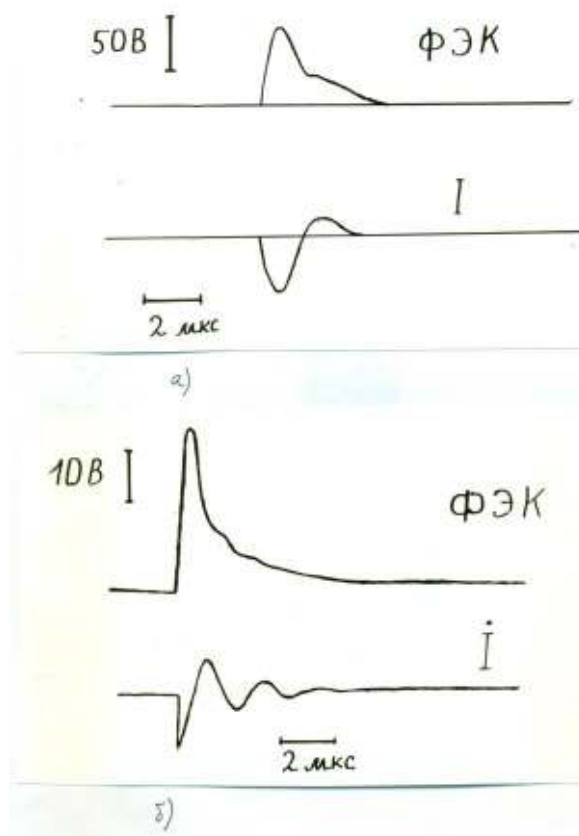


Рис.5.7. Характерные осциллограммы:

- а) разряд по флешбоду в воздухе, 1 - ФЭК 50 в/дел.  
2 - ток; по горизонтали 2 мкс/дел.
- б) торцевой разряд в воздухе, 1 - ФЭК 10 в/дел.  
2 - производная тока; по горизонтали 2 мкс/дел.

Длительность импульса излучения составила  $\tau_{0.5} = 1$  мкс. В обеих геометриях 80 - 90% всей энергии излучается в течение первого полупериода тока, оставшаяся часть во втором полупериоде. По калориметрическим данным суммарная энергия излучения с флешбоды в 5 раз больше, чем в случае торцевого разряда. Считая, что излучение изотропно и излучается в  $2\pi$ , суммарная энергия излучения  $E_{\Pi}$  вычислена по формуле:

$$E_{\Pi} = E_K \cdot l^2 \cdot 2\pi / S_K, \quad (5.5)$$

где  $l$  - расстояние от источника до калориметра,  $S_K$  - площадь его окна,  $E_K$  - поглощенная энергия. Результаты измерений приведены в таблице 5.2, где  $E_{\text{зап.}}$  - запасенная энергия в конденсаторе,  $E_{\text{hv}}$  - энергия излучения,  $W_{\text{hv}}$  -- максимальная мощность излучения,  $\eta = E_{\text{hv}}/E_{\text{зап.}}$  - К.П.Д. преобразования запасенной энергии в энергию излучения.

Таблица 5.2. Результаты измерений излучательных характеристик разрядов.

| разряд    | U <sub>зар.</sub> , кВ | E <sub>зап.</sub> , Дж | E <sub>hv</sub> , Дж | W <sub>hv</sub> , МВт | К.П.Д. η, % |
|-----------|------------------------|------------------------|----------------------|-----------------------|-------------|
| торцевой  | 15                     | 250                    | 3.8                  | 2.5                   | 1.5         |
|           | 17                     | 320                    | 5.7                  | 3.8                   | 1.8         |
|           | 20                     | 440                    | 5.3                  | 3.5                   | 1.2         |
|           | 20                     | 440                    | 6.0                  | 4.0                   | 1.4         |
|           | 25                     | 690                    | 7.6                  | 5.1                   | 1.1         |
| «флешбод» | 20                     | 440                    | 33.9                 | 22.6                  | 7.6         |
|           | 20                     | 440                    | 32.2                 | 21.7                  | 7.3         |
|           | 22                     | 530                    | 40.7                 | 27.1                  | 7.6         |

Различие разрядов состоит не только в интенсивности оптического излучения. Ток разряда по флешбоду близок к апериодическому режиму и на осциллограммах видны колебания только в течение одного периода. Ток торцевого разряда, напротив, почти не отличается от тока в режиме короткого замыкания.

Проделав операции, описанные в пункте 5.1.1, для полного сопротивления и индуктивности цепи получаем:

$$\text{«флешбод» } R_{\Sigma} = 140 \pm 17 \text{ мОм} \quad L_{\Sigma} = 120 \pm 20 \text{ нГ}$$

$$R_{\phi} = R_{\Sigma} - R_{ц} = 80 \pm 20 \text{ мОм} \quad L_{\phi} = L_{\Sigma} - L_{ц} = 50 \pm 20 \text{ нГ}$$

торцевой разряд

$$R_{\Sigma} = 60 \pm 15 \text{ мОм} \quad L_{\Sigma} = 78 \pm 10 \text{ нГ}$$

$$R_{т} < 15 \text{ мОм} \quad L_{т} = 10 \pm 10 \text{ нГ}$$

Доля вкладываемой в разряд энергии для флешбода составила  $\eta_{р.ф.} = 0.5 - 0.6$ , а для торцевого разряда  $\eta_{р.т.} < 0.2$ . Таким образом, основная причина существенно большего К.П.Д. разряда типа «флешбод» - более эффективный вклад энергии в разряд.

Сравним полученные результаты с точки зрения эффективности передачи энергии в излучение. В работе [115] показано, что КПД -  $\eta_{и}$  отношение энергии излучения к энергии, вложенной в разряд - такого процесса зависит от безразмерного параметра  $\chi$ . Оценим эту величину для разряда по «флешбоду». Площадь, необходимая для вычисления удельного энерговклада на единицу поверхности разряда, получена из анализа характера выгорания углерода и равна  $S = 0.6 - 1.8 \text{ см}^2$ . Скорость  $v_m$  в воздухе вычислена по формуле (5.2) и равна  $(8-12) \cdot 10^5 \text{ см/с}$ . Для флешбода  $\chi_{ф} = 5 - 10$ . Такая величина  $\chi$  означает, что вложенная энергия в основном преобразуется в энергию ударной волны, и только 20% передается в излучение. Сравнение 20% из [115] и  $\eta_{и.ф.} \approx 2\eta = 15\%$  «флешбода» говорит об удовлетворительном совпадении результатов, несмотря на существенные различия в геометрии электродов.

Оценим сопротивление торцевого разряда. Предположим, что КПД преобразования вложенной в разряд энергии в энергию излучения для обоих разрядов равны 15%. Тогда,

зная энергию излучения торцевого разряда, легко получить значение энергии, вложенной в разряд, и сопротивление разряда, которое равно 7 мОм.

Основное преимущество применения «флешбода» - возможность увеличить сопротивления нагрузки путем последовательного включения разрядных промежутков. Суммарное сопротивление флешбода из 3 дорожек по 10 разрядных промежутков  $R_{\phi} = 80$  мОм, следовательно, сопротивление одного промежутка  $R_{\phi.1} = 24$  мОм. Сравнивая сопротивление одного промежутка флешбода и максимальное сопротивление торцевого разряда, видим, что сопротивление флешбода увеличилось не только за счет последовательного включения разрядных промежутков, но и за счет изменения геометрии электродов.

Итак, в исследованных разрядах основная часть вложенной в разряд энергии преобразуется в энергию ударной волны в воздухе и только 15 - 20% в излучение. За счет последовательного включения разрядных промежутков увеличено сопротивление «флэшбода», что привело к росту  $\eta_p$  до 50%.

Основные параметры исследованных разрядов:

а) флешбод 3 дорожки по 10 разрядных промежутков при энергозапасе  $E_{\text{зап.}\phi} = 530$  Дж

энергия излучения  $E_{\text{из.}\phi} = 41$  Дж

максимальная мощность  $W_{\text{из.}\phi} = 27$  МВт

$R_{\phi} = 80$  мОм

$\eta_{\phi} = 7.6\%$

$\eta_{p.\phi} = 50\%$

$\eta_{и.\phi} = 15\%$

б) торцевой разряд при энергозапасе  $E_{\text{зап.т}} = 440$  Дж

энергия излучения  $E_{\text{из.т}} = 6$  Дж

максимальная мощность  $W_{\text{из.т}} = 4$  МВт

$R_t = 7$  мОм

$\eta_t = 1.2 - 1.5\%$

$\eta_{p.t} = 8 - 10\%$

$\eta_{и.t} = 15\%$

Приведенные результаты показывают, что «флешбод» является эффективным источник оптического и длинноволнового ультрафиолетового излучения. Во-первых, у него высокий КПД преобразования электрической энергии в излучение. Во-вторых, геометрия «флэшбода» позволяет создать протяженный равномерно излучающий источник. В-третьих, нет необходимости принимать специальные меры, обеспечивающих синхронность пробоя на

различных искровых промежутках. В-четвертых, при пропорциональном увеличении длины и количества промежутков практически не изменяется  $\gamma = R/2L$ .

### 5.1.3. Разряд по поверхности диэлектрика в вакууме

В описанных далее экспериментах исследовался разряд по 5 дорожкам флешбода с 14 последовательными разрядными промежутками и торцевой разряд. Зазор по поверхности диэлектрика в разрядном промежутке составлял величину  $\sim 1$  мм.

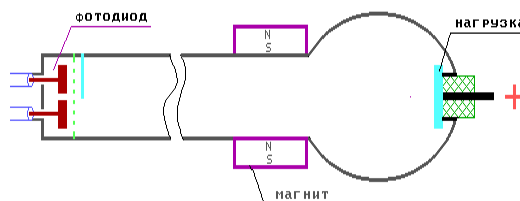


Рис. 5.8. Схема эксперимента по исследованию пробоя по поверхности диэлектрика в вакууме.

На рис. 5.8 изображена схема измерений. Измерительные приборы: сдвоенные вакуумные фотоэмиссионные диоды с алюминиевым фотокатодом, ФЭД. Фотодиоды были установлены на расстоянии 45 и 140 см от источника излучения. Открытый фотодиод работал не только как датчик ВУФ излучения, но и как электрический зонд, регистрирующий ионный ток плазмы. Амплитуда ионного тока в экспериментах на расстоянии 140 см не превышала амплитуды фототока, который был значительно меньше тока насыщения диода. В ряде экспериментов было использовано постоянное магнитное поле для защиты от плазмы фильтров, закрывающих фотодиоды. Для улучшения пробоя изолятор между проводниками «флешбода» покрывался графитом с последующим контролем омметром сопротивления каждого промежутка. В геометрии эксперимента фотодиоды регистрировали излучение только 21 из 70 промежутков «флэшбода».

На рис. 5.9, 5.10 представлены типичные осциллограммы сигналов датчиков производной тока разряда и фотоэмиссионных диодов. При сравнении осциллограмм тока с аналогичными осциллограммами при пробое в воздухе видно, что нет заметного увеличения затухания по сравнению с коротким замыканием. Вычислив  $R_{\Sigma}$  и  $L_{\Sigma}$ , как описано в пункте 5.1.1,

получили для флешбоды  $R_{\text{ф.}} = 5 \pm 15 \text{ мОм}$  и  $L_{\text{ф.}} = 13 \pm 10 \text{ нГ}$ , а для торцевого разряда отличий от короткого замыкания не обнаружено.

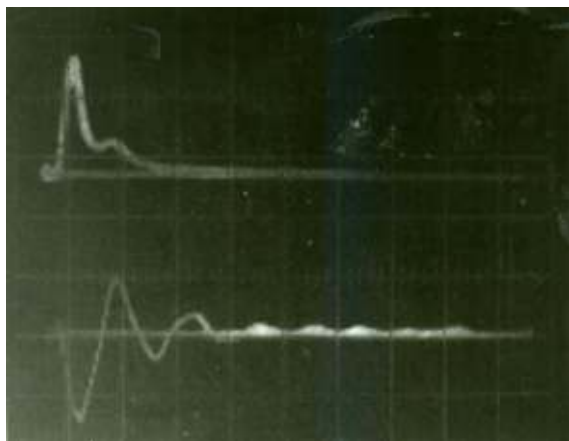


Рис.5.9(а). Разряд по флешбоду: Верхняя осциллограмма -- сигнал фотодиода закрытого фильтром цапонлак 13 мкг/см<sup>2</sup> ( $S = 1.5 \text{ см}^2$ ), 0.05 В/дел. Нижний сигнал -- ток разряда, по горизонтали 2 мкс/дел

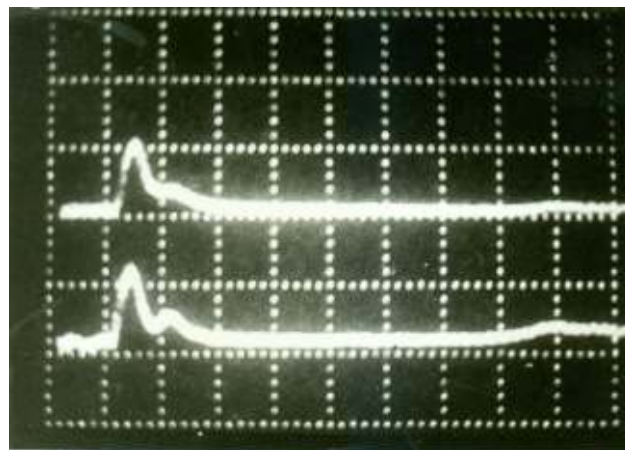


Рис.5.9(б). Разряд по флешбоду: Верхняя осциллограмма --- сигнал фотодиода закрытого фильтром цапонлак 13 мкг/см<sup>2</sup> ( $S = 1.5 \text{ см}^2$ ) 0.1 В/дел. Нижний сигнал --- сигнал открытого фотодиода ( $S = 0.44 \text{ см}^2$ ), 5 В/дел. по горизонтали 2 мкс/дел

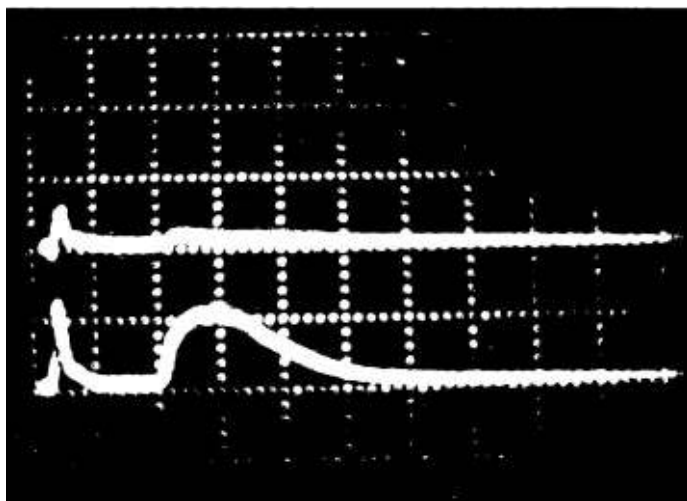


Рис.5.10. Торцевой разряд в вакууме:

- 1 - Верхняя осциллограмма --- сигнал фотодиода закрытого фильтром из нитроцеллюлозы 13 мкг/см<sup>2</sup>, ( $S = 1.5 \text{ см}^2$ ), 0.1 В/дел
- 2 - Нижняя осциллограмма --- сигнал открытого фотодиода ( $S = 0.44 \text{ см}^2$ ), 5 В/дел, по горизонтали 5 мкс/дел.

Осциллограмму тока фотодиода в случае нефильрованного датчика можно разбить на два участка: сигнал от излучения и сигнал от прилетающей плазмы.

1. Сигнал излучения.

В обоих случаях первый максимум излучения соответствует первому полупериоду разрядного тока. Торцевой разряд характеризуется тем, что на сигнале ВУФ датчика во втором полупериоде тока нет никакого максимума либо полочки. Сигнал же излучения при разряде по флешбоду во втором полупериоде тока составляет 16% от амплитуды сигнала в первом полупериоде.

Основной проблемой при определении мощности излучения, используя для расчета фототок ВУФ детекторов, является зависимость фототока от спектра падающего излучения. Для того, чтобы иметь представление о спектре излучения, одновременно регистрировались ток открытого и закрытого фильтром из нитроцеллюлозы ВУФ детекторов. При регистрации излучения «флешбода» наблюдалось ослабление плотности фототока фильтром с погонной массой 7 мкг/см<sup>2</sup> в 10 - 12 раз, а при использовании фильтра 13 мкг/см<sup>2</sup> - в 100 - 50 раз для обоих типов разрядов.

Реальный спектр состоит из линейчатого и непрерывного излучения. Для того, чтобы иметь представление об энергетике излучения, рассмотрим два спектра: спектр черного тела и спектр, состоящий из одной узкой линии. Основная причина такого подхода состоит в том, что экспериментальных данных достаточно для их полного описания. Сравнивая результаты расчетов для простых спектров, можно определить границы, в которых находится энергия и мощность излучения.

Сначала рассмотрим регистрацию спектра черного тела вакуумными фотоэмиссионными диодами и методику определения температуры плазмы.

Ток фотодиода  $I$  равен:

$$I = \int_A^{\infty} e * QE(E) * N(E) * dE,$$

где  $e$  - заряд электрона,  $QE$  - квантовый выход фотокатода,  $N(E) \cdot dE$  - количество квантов с энергией  $E$  в интервале энергий  $dE$ , падающих на фотокатод в единицу времени,  $A$  - работа выхода материала фотокатода. Если падающее излучение является чернотельным, то

$$N(E) = C \frac{E^2}{\exp(E/T) - 1} \quad (5.7)$$

где  $C$  - нормировочная константа. Мощность такого излучения равна:

$$W = \int_0^{\infty} N(E) * E * dE$$

Тогда чувствительность фотодиода к чернотельному излучению:

$$S = \frac{\int_A^{\infty} e * QE(E) * N(E) * dE}{\int_0^{\infty} N(E) * E * dE}$$

Результаты расчетов по формуле (5.7) представлены на рис.5.11. Квантовый выход взят из работ [119,120]. В области  $10 \text{ эВ} < E < 100 \text{ эВ}$  использована линейная аппроксимация  $QE \sim a \times E + b$ , при  $E > 100 \text{ эВ}$  использована степенная аппроксимация  $QE \sim E^\gamma$ , при  $E < 10 \text{ эВ}$   $QE \sim (E-A)^2$ .

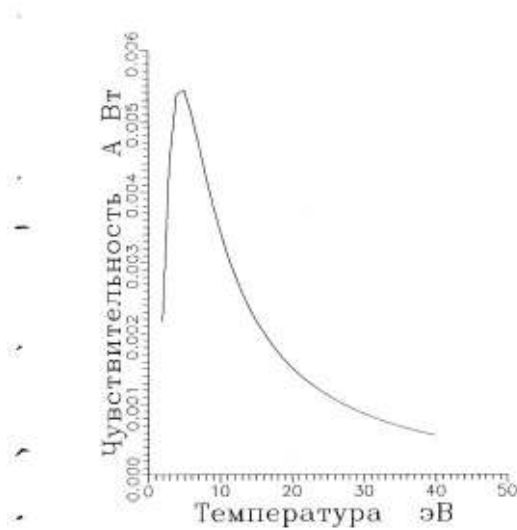


Рис.5.11. Чувствительность алюминиевого фотокатода к чернотельному излучению (А/Вт).

Температура чернотельного излучения определялась путем сравнения тока фотодиода закрытого фильтром и тока открытого фотодиода (метод фильтров).

Пропускание фильтра равно:

$$Tr = \exp(-\sum m_i * \sigma_i), \quad (5.9)$$

где суммирование производится по всем компонентам фильтра,  $m_i$  - масса  $i$ -го компонента,  $\sigma_i$  - массовый коэффициент поглощения. На рис. 5.12-5.13 представлены пропускание фильтров из нитроцеллюлозы с поверхностными массами 5, 7, 13  $\text{мкг/см}^2$  и распределение квантов по энергии после этих фильтров, если на них падает чернотельное излучение с  $T = 10 \text{ эВ}$ . Данные для расчетов взяты из работы [121], а промежуточные значения  $\sigma_i$  получены степенной экстраполяцией  $\sim E^\gamma$ . Ток датчика за фильтром равен

$$I\phi = e * \int_A^{\infty} QE(E) * N(E) * Tr(E) * dE \quad (10)$$

Отношение токов фильтрованного и нефильтрованного ВУФ детекторов  $I_{\phi}/I$  с одинаковой площадью и материалом фотокатода зависит только от температуры и равно:

$$\frac{I_{\phi}}{I} = \frac{\int_A^{\infty} QE(E) * N(E) * Tr(E) * dE}{\int_A^{\infty} QE(E) * N(E) * dE} \quad (11)$$

Результаты расчетов по (5.11) для фильтров из цапонлака с массами 3, 5, 7 и 13 мкг/см<sup>2</sup> представлены на рис. 5.14 и 5.15. Отсутствие в области 5 – 40 эВ экстремумов в пропускании фильтров позволяет однозначно определить температуру чернотельного излучения по отношению плотностей фототоков закрытого фильтром и открытого диодов.

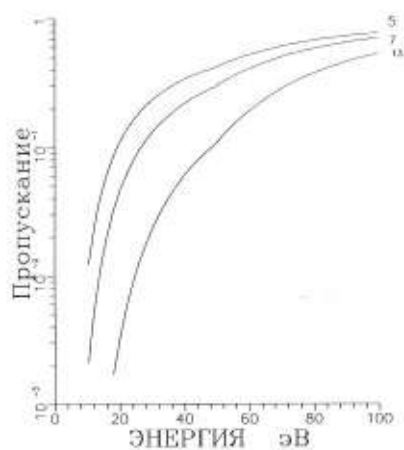


Рис.5.12. Пропускание фильтров из нитроцеллюлозы с поверхностными массами 5, 7, 13 мкг/см<sup>2</sup>.

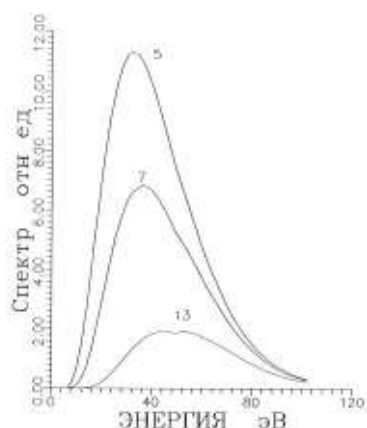


Рис.5.13. Распределение квантов по энергии после фильтров из нитроцеллюлозы с погонными массами 5, 7, 13 мкг/см<sup>2</sup>. На фильтр падает излучение с температурой 10 эВ.

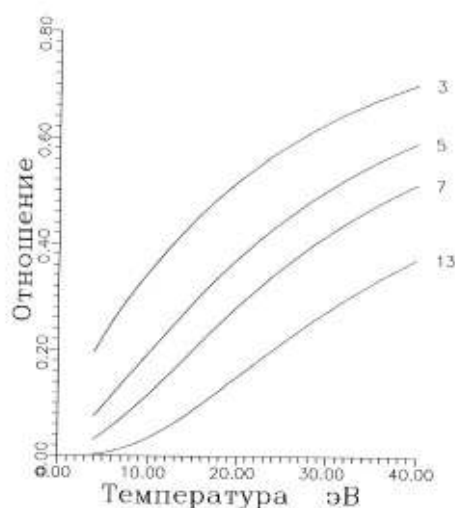


Рис.5.14. Зависимость отношения плотностей токов закрытого фильтром и открытого фотодиодов от температуры излучения для фильтров из нитроцеллюлозы с поверхностными массами 3, 5, 7, 13 мкг/см<sup>2</sup>.

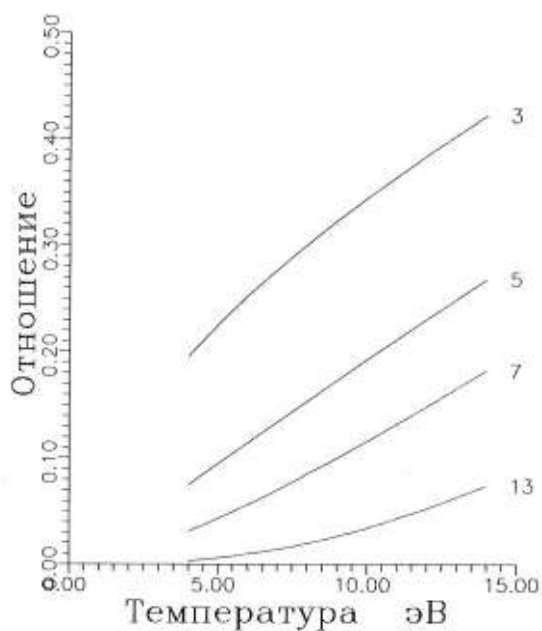


Рис.5.15. Зависимость отношения плотностей токов закрытого фильтром и открытого фотодиодов от температуры излучения для фильтров из нитроцеллюлозы с поверхностными массами 3, 5, 7, 13 мкг/см<sup>2</sup>.

Из приведенных графиков видно, что наиболее удобно измерять температуру излучения методом фильтров, используя тонкие (3 – 5 мкг/см<sup>2</sup>) фильтры, для которых ослабление фототока будет в пределах 3-10 раз. При использовании сравнительно толстых фильтров

(погонная масса  $> 10 \text{ мкг/см}^2$ ) ослабление будет большим ( $>30$ ), что снижает точность измерений.

В заключении оценим точность определения температуры в интервале от 5 до 10 эВ при 20% ошибке измерения отношения плотностей фототоков. Указанная величина ошибки складывается из погрешности расчета пропускания фильтра, погрешности измерения амплитуды сигналов. При использовании фильтра из нитроцеллюлозы с погонной массой  $3 \text{ мкг/см}^2$  ошибка составляет  $\pm 2.5 \text{ эВ}$ , при  $5 \text{ мкг/см}^2$  -  $\pm 1.5 \text{ эВ}$ , при  $7 \text{ мкг/см}^2$  -  $\pm 1.4 \text{ эВ}$  и при  $13 \text{ мкг/см}^2$  -  $\pm 0.7 \text{ эВ}$ .

По отношению плотностей токов открытого и фильтрованного фотодиодов определена температура излучения при использовании фильтра из нитроцеллюлозы  $7 \text{ мкг/см}^2$ . Для разряда по «флешбоду» получены значения  $T = 8-9 \text{ эВ}$ . При использовании фильтра  $13 \text{ мкг/см}^2$  получена  $T = 6 \text{ эВ}$  для обоих видов разрядов.

Считая, что у нас чернотельное излучение с температурой  $T = 7 \text{ эВ}$  и используя чувствительность алюминиевого фотокатода, получим выход излучения в телесный угол  $2\pi$ :

а) «флешбод» 5 дорожек по 14 разрядных промежутков при энергозапасе батареи

$$E_{\text{зап.ф}} = 580 \text{ Дж};$$

$$\text{энергия излучения } E_{\text{из.ф}} = 17 \pm 5 \text{ Дж}$$

$$\text{максимальная мощность излучения } W_{\text{из.ф}} = 17 \pm 5 \text{ МВт}$$

$$\eta_{\text{ф}} = 2.9 \pm 1\%$$

б) торцевой разряд при энергозапасе батареи  $E_{\text{зап.т}} = 580 \text{ Дж}$ :

$$\text{энергия излучения } E_{\text{из.т}} = 6 \pm 2 \text{ Дж}$$

$$\text{максимальная мощность излучения } W_{\text{из.т}} = 6 \pm 2 \text{ МВт}$$

$$\eta_{\text{т}} = 1 \pm 0.3\%$$

Рассмотрим случай спектра, состоящего из одной линии. Ослаблению в 10-12 раз фильтром с погонной массой  $7 \text{ мкг/см}^2$  фототока соответствует энергия кванта  $E_{\text{лин}} = 24-26 \text{ эВ}$ , а ослаблению в 100-150 раз фильтром  $13 \text{ мкг/см}^2$  соответствует  $E_{\text{лин}} = 23-24 \text{ эВ}$ . Зная квантовый выход и величину фототока, получили следующие значения максимальных мощностей излучения:

разряд по «флешбоду» - фильтр  $7 \text{ мкг/см}^2$   $W_{\text{из.ф}} = 20 \pm 5 \text{ МВт}$ ,

- фильтр  $13 \text{ мкг/см}^2$   $W_{\text{из.ф}} = 16 \pm 5 \text{ МВт}$ ,

торцевой разряд - фильтр  $13 \text{ мкг/см}^2$   $W_{\text{из.т}} = 6 \pm 2 \text{ МВт}$ .

Сравнение мощностей излучения показывает, что оба приближения спектра дают одну и ту же, в пределах ошибки измерений, энергию излучения. Сравнивая положение максимума спектра черного тела ( $E_{\text{max}} = 2.82 T$ ) и энергию кванта линейчатого излучения  $E_{\text{лин}}$ , получаем близкие величины:

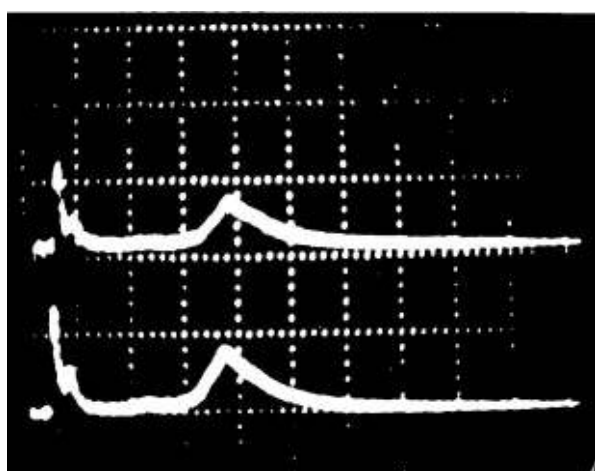
фильтр  $7 \text{ мкг/см}^2$  -  $T_{\text{max}} = 8 \text{ эВ}$ ,  $E_{\text{max}} = 22.5 \text{ эВ}$ ,  $E_{\text{лин}} = 24 - 26 \text{ эВ}$ ;

фильтр  $13 \text{ мкг/см}^2$  -  $T_{\text{max}} = 6 \text{ эВ}$ ,  $E_{\text{max}} = 17 \text{ эВ}$ ,  $E_{\text{лин}} = 23 - 24 \text{ эВ}$ .

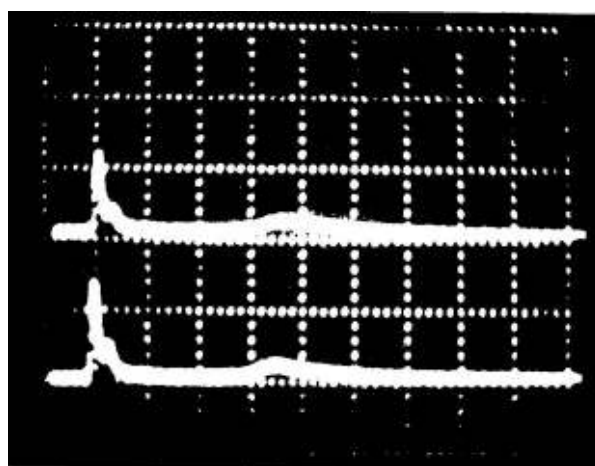
Сравнение результатов показывает, что измеренная энергия излучения практически не зависит от выбора формы спектра. Далее, при обработке результатов измерений излучательных характеристик разряда будем исходить из представления формы спектра излучения спектром черного тела.

Как в случае разряда по поверхности флэшбода, так и при разряде по торцевой поверхности, наряду с излучением зарегистрированы потоки плазмы. Для флэшбода при зарядном напряжении батареи  $U = 23 - 25 \text{ кВ}$  средняя скорость плазмы равна  $1.6 \cdot 10^7 \text{ см/с}$  и скорость растет с увеличением зарядного напряжения. Форма сигнала симметричная. Для торцевого разряда скорость плазмы равна  $2 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ . Сигнал имеет несимметричную форму. При установке постоянных магнитов амплитуда "плазменного" сигнала уменьшалась в 4 раза, но положение максимума, и, следовательно, скорость не изменялись (рис.5.16). Это явление легко объяснить, если считать плазму идеальным проводником. Магнитное поле не может проникнуть внутрь плазмы, и тогда единственный способ пройти область, занятую магнитным полем, - раздвинуть магнитные силовые линии и "протечь" в образовавшиеся "дыры". Магнитное поле не задерживает плазму, а только изменяет направление ее движения, что приводит к торможению плазмы стенками длинной трубы.

Если количество плазмы пропорционально интегралу от "плазменного" участка сигнала, и распределение ее в пространстве одинаково, то массы плазмы для обеих геометрий разрядов примерно равны.



а) Измерения без магнитного поля.



б) Измерения с магнитным полем.

Рис.5.16. Уменьшение количества регистрируемой плазмы при использовании магнитов. По горизонтали  $2 \text{ мкс/дел}$ . Расстояние до источника  $L = 140 \text{ см}$ .

Таким образом, разряд по флешбоду является источником ВУФ излучения с эффективной «температурой»  $T_{\phi} = 6 - 8$  эВ, с максимальной мощностью  $W_{\phi} = 17 \pm 5$  МВт и суммарной энергией  $17 \pm 4$  Дж (К.П.Д.  $\eta_{\phi} = 3\%$ ). Для торцевого разряда получено  $T_t = 6 - 8$  эВ,  $W_t = 6 \pm 1.5$  МВт, суммарная энергия  $6 \pm 2$  Дж и К.П.Д.  $\eta_t = 1\%$ . Разряды являются источниками плазмы, движущейся со скоростями  $V_{\phi} = 1.6 \cdot 10^7$  см/с,  $V_t = 2 \cdot 10^7$  см/с.

Отметим, что существенное увеличение сопротивления нагрузки при пробое в вакууме путем последовательного включения разрядных промежутков не обнаружено, в отличие от экспериментов в воздухе. Это связано с тем, что образовавшаяся при пробое в вакууме плазма достаточно быстро покрывает весь «флешбод» и нагрузка представляет собой не 70 отдельных разрядных промежутков, а один разряд длиной 18 см и шириной 5 см. Аналогичное явление описано в [113] в экспериментах с четырьмя последовательно соединенными разрядными промежутками. Если принять специальные меры, препятствующие такому объединению разрядов, то эффективность генерации ВУФ излучения можно будет повысить. Главная причина отличия параметров разряда по «флешбоду» в воздухе от тех же разрядов в вакууме состоит в том, что воздух является преградой, препятствующей объединению отдельных разрядов в один и ограничивает размеры плазменных каналов. Различие индуктивностей разряда по флешбоду в воздухе  $L_{\phi} = 50 \pm 20$  нГ и в вакууме  $L_{\phi} = 13 \pm 10$  нГ также указывает на различный характер распределения тока по поверхности «флешбода».

#### 5.1.4. Многоканальный источник ВУФ излучения

Исследованные источники ВУФ излучения не обеспечивают равномерную подсветку цилиндрического газового или твердотельного пенного лайнера. С целью получения источника излучения обеспечивающего равномерную подсветку лайнеров с цилиндрической геометрией исследован разряд, организованный по торцевой поверхности изолятора шестнадцати высоковольтных кабелей типа РК-50-9-13, подсоединенных параллельно к одной электрической батарее. Зазор по поверхности изолятора между жилой кабеля диаметром 1 мм и металлическим наконечником, надетым на наружную оплетку, составил величину около 4 мм. Каждый кабель имел длину 3 метра, что обеспечивало индуктивную развязку разрядов друг от друга. Взаимное положение излучающих поверхностей было таким, чтобы излучение с одной поверхности подсвечивало другие поверхности, улучшая синхронность пробоя (рис.5.17).

Емкостным накопителем энергии служила батарея из двух конденсаторов типа КМК-2-60 с малоиндуктивной ошиновкой. Для коммутации использовался вакуумный разрядник, встроенный в стенку вакуумной камеры установки «Ангара-5-1». В таком варианте

не требуется автономная откачка разрядника, а сам разрядник выполняет еще и функцию высоковольтного сильноточного вакуумного ввода.

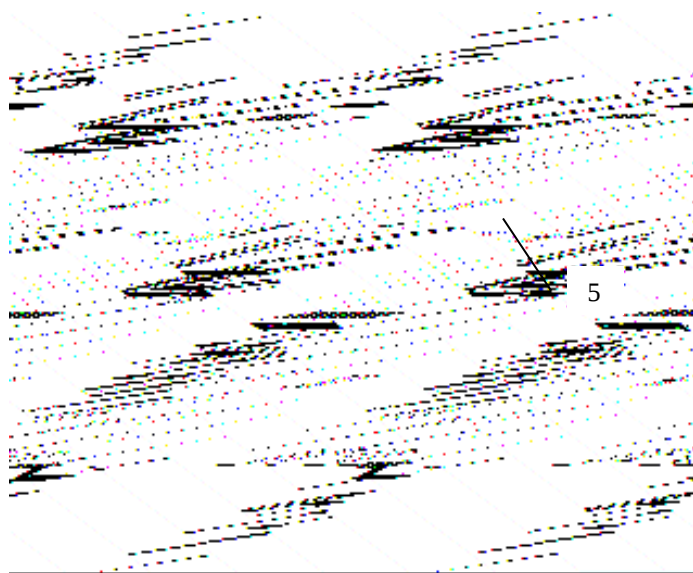


Рис.5.17. Схема экспериментов по исследованию излучения 16-ти канального разряда с помощью ВУФ датчиков. 1 – фильтрованный датчик, фильтр - нитроцеллюлоза  $7.8 \text{ мкг/см}^2$ . 2,3,4 – открытые ВУФ датчики, 5 – кабели РК-50-9-13.

Схема измерений параметров шестнадцатиканального разряда изображена на рис. 5.17. Измерительные датчики излучения - два сдвоенных фотоэмиссионных диодов с алюминиевым фотокатодом. Для определения спектра излучения одновременно регистрировали ток открытого фотодиода и ток диода, закрытого фильтром из нитроцеллюлозы с погонной массой  $5 - 15 \text{ мкг/см}^2$ . В ряде экспериментов для защиты фильтров на оси вблизи от разрядной системы устанавливался металлический диск диаметром 50 мм, преграждающий путь плазме.

На рис.5.18-5.19 изображены типичные осциллограммы сигналов с фотодиодов. Сигнал фотодиода можно разделить на два участка: излучение и прилетающая плазма. Форма сигнала излучения сильно зависит от энергозапаса конденсатора. При энергозапасе  $E_{\text{зап}} = 200 \text{ Дж}$  видны три пика излучения, связанных с тремя полупериодами тока. Рис. 5.19 дублирует рис.5.18, но сигналы наложены друг на друга.

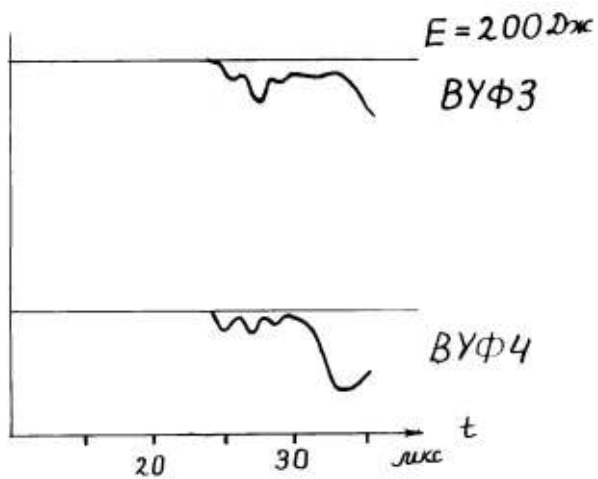


Рис.5.18. Многоканальный разряд в вакууме. Энергозапас батареи 200 Дж.

ВУФ 3- ток открытого фотодиода, с рабочей площадью  $S = 4.5 \text{ см}^2$ .

ВУФ 4- ток открытого фотодиода, с рабочей площадью  $S = 1.5 \text{ см}^2$ .

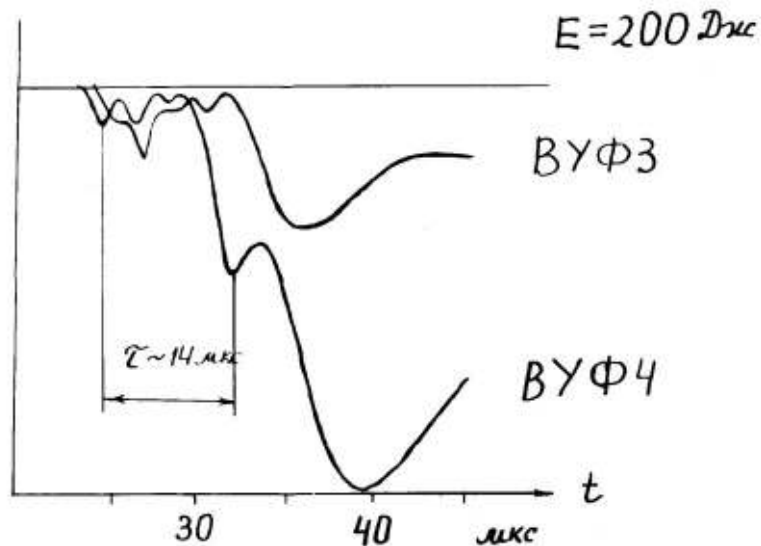


Рис. 5.19. Многоканальный разряд в вакууме. Энергозапас батареи 200 Дж.

ВУФ 3 - ток открытого фотодиода, с рабочей площадью  $S = 4.5 \text{ см}^2$ .

ВУФ 4 - ток открытого фотодиода, с рабочей площадью  $S = 1.5 \text{ см}^2$ .

При энергозапасе  $E_{\text{зап.}} = 800 \text{ Дж}$  зарегистрирован один импульс излучения длительностью равной периоду тока (рис.5.20).

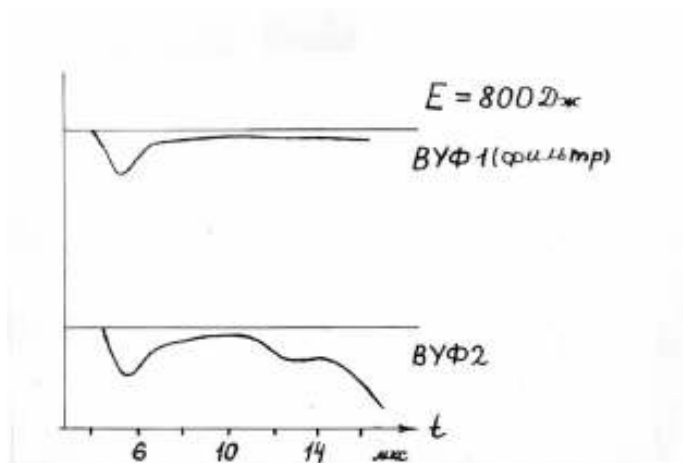


Рис.5.20. Многоканальный разряд в вакууме. Энергозапас батареи 800 Дж.

ВУФ1 – ток фильтрованного фотодиода, фильтр нитроцеллюлоза 7.8 мкг/см<sup>2</sup>.

ВУФ2 – ток открытого фотодиода.

При энергозапасе батареи  $E_{\text{зап.}} = 800$  Дж по отношению плотностей тока открытого и закрытого фильтром фотодиодов получена температура излучения  $T_{\text{из}} = 6 - 8$  эВ. Используя чувствительность алюминиевого фотокатода к чернотельному излучению с температурой 7 эВ (см. пункт 5.1.3), по величине фототока открытого диода получена энергия ВУФ излучения, которая равна  $E_{16} = 1$  Дж. Максимум мощности излучения составил  $W_{16} \approx 0.8$  МВт.

Потоки плазма была зарегистрирована обоими сдвоенными фотодиодами, расположенными на оси системы. Форма участка осциллограммы тока диода, соответствующая плазме, одна и та же для обоих фотодиодов и характеризуется тем, что на нем есть два максимума. Скорость плазмы, соответствующая первому максимуму составляет  $2 \cdot 10^7$  см/с, второму максимуму  $1 \cdot 10^7$  см/с. Так как диэлектрик, подвергаемый эррозии, полиэтилен, состоящий из водорода и углерода, то, по - видимому, первому максимуму соответствует "быстрая" водородная плазма, второму - "медленная" углеродная плазма.

Как ранее отмечалось, целесообразно использовать при измерении методом фильтров температуры плазмы в области 5 - 10 эВ тонкие (3 - 5 мкг/см<sup>2</sup>) фильтры из нитроцеллюлозы. Но в таких фильтрах плазма образовывала дырки, приводя их в негодность. При этом в сигнале фотодиода, закрытого фильтром, появляется "плазменный" участок (рис 5.21), что означало повреждение фильтра плазмой. Толстые (>10 мкг/см<sup>2</sup>) фильтры выдерживали вызываемые плазмой нагрузки, но их использование приводило к сильному ослаблению тока фотодиода закрытого фильтром.

Так как торцевой разряд имитирует разряд по торцевой поверхности изолятора высоковольтного кабеля, сравним их более подробно. В шестнадцатиканальном разряде нагрузкой для одного конденсатора являются 8 параллельно включенных кабелей,

излучающих по 0.5 Дж ВУФ излучения. Предположим, что сопротивление разряда не зависит от протекающего тока, тогда при использовании одного кабеля вместо восьми сопротивление нагрузки увеличится в 8 раз. Во столько же раз возрастет и вложенная в разряд энергия и, следовательно, и энергия ВУФ излучения, которая будет равна 4 Дж. Сравнивая эту энергию с 6 Дж излучения, полученными с торцевого разряда при близкой энергетике конденсаторной батареи, приходим к выводу, что исследованный ранее торцевой разряд хорошо имитирует разряд по торцевой поверхности изолятора высоковольтного кабеля.

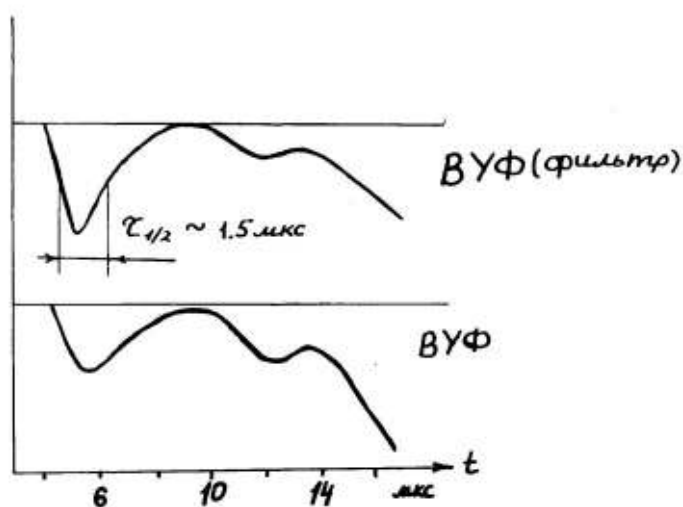


Рис.5.21. Многоканальный разряд в вакууме. Повреждение фильтра плазмой.  
Сигнал ВУФ1 - ток закрытого фильтром фотодиода 1(нитроцеллюлоза  $7.8 \text{ мкг/см}^2$ ). Сигнал ВУФ2 - ток открытого фотодиода 2.

Таким образом, эффективная «температура» для всех геометрий разрядов совпадает и составляет  $T = 6\text{--}8 \text{ эВ}$ , но существенным образом отличаются эффективности преобразования запасенной в конденсаторе энергии в энергию ВУФ излучения. Так КПД такого преобразования для «флешбода» составил  $\eta_f = 3\%$ , для торцевого разряда  $\eta_t = 1\%$ , для шестнадцатиканального разряда  $\eta_{16} = 0.13 \%$ .

#### 5.1.5. Применение разряда по поверхности диэлектрика, как источника излучения

Исследованные разряды по поверхности диэлектрика в вакууме - мощные источники ВУФ излучения с температурой  $T = 6\text{--}8 \text{ эВ}$ . Максимум спектра этого излучения соответствует энергии квантов 20-25 эВ. Сравнивая эту величину, например, с потенциалом ионизации Хе 11 эВ, можно сказать, что 70 - 90 % квантов способны произвести фотоионизацию атомов.

Другой особенностью этого излучения является его сильное поглощение в веществе. Так в ксеноновом газовом лайнере с погонной массой  $\mu = 160$  мкг/см, с внешним диаметром 3 см и толщиной оболочки 3 – 4 мм характерная длина поглощения квантов с энергией 30 эВ составляет  $l_{\text{плл}} = 1/(\sigma \cdot \rho) = 1$  мм. Таким образом, исследованное излучение должно приводить к образованию тонкой ионизированной оболочки на поверхности газовой струи. Для равномерной подсветки газового лайнера лучше подходит описанный ранее многоканальный разряд.

Оценим степень ионизации, создаваемую шестнадцатиканальным разрядом. Этот разряд кроме излучения образует плазменные потоки со скоростями  $(1-2) \cdot 10^7$  см/с. Если необходимо, чтобы плазма никаким способом не влияла на лайнер и ионизация осуществлялась только излучением, то необходимо удалить излучающие поверхности на расстояние  $L = v_{\text{п}} \cdot \tau = 30$  см, где  $v_{\text{п}}$  – скорость плазмы,  $\tau$  – длительность импульса излучения. В этом случае суммарное количество ионов на единицу длины, полученное с учетом размеров лайнера, удаленности излучателей и того, что не все кванты имеют энергию, превышающую потенциал ионизации Хе, равно  $N_i \sim 3 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. При погонном числе атомов в струе  $N_a = 0.8 \cdot 10^{18}$  см<sup>-1</sup> имеем степень ионизации  $N_i/N_a \sim 3 \cdot 10^{-5}$ . Ионизация происходит квантами с энергией 15-30 эВ, которые при погонном числе атомов ксенона  $N_a = 0.8 \cdot 10^{18}$  см<sup>-1</sup> полностью поглощаются струей.

Таким образом, система предыонизации, использующая в качестве источника излучения шестнадцатиканальный разряд, позволяет получить степень ионизации  $\sim 3 \cdot 10^{-5}$  на струе ксенона с погонным числом атомов  $\sim 10^{18}$  см<sup>-1</sup>. Указанная степень предыонизации достигается в конце первого полупериода тока разряда.

В экспериментах по сжатию полых газовых ксеноновых оболочек на установке «Ангара-5-1» [122] исследовалась однородность токораспределения и возникновение неустойчивостей на начальной фазе сжатия плазменной оболочки. На начальном этапе формирования оболочки с погонной массой порядка 100 мкг/см и внешним диаметром 30 мм через 10-15 нс от начала тока в оболочке возникала азимутальная неоднородность в виде плазменных каналов диаметром  $\sim 1-3$  мм, которые существовали до момента сжатия оболочки. Наблюдаемые размеры каналов с повышенной плотностью плазмы совпадают с оценками в предположении их образования за счет неустойчивости плазмы при неизотермическом режиме ускорения плазменной оболочки [123]. Эффективное подавление такой неустойчивости не наблюдалось ни при использовании для предыонизации газа тока предимпульса установки ( $\sim 100$  кА), ни при использовании описанной выше системы многоканальной ультрафиолетовой подсветки. Этот результат можно связать с недостаточно высокой начальной проводимостью оболочки, несмотря на ее

предварительную предыонизацию. Тогда начальное распределение тока в оболочке определяется статистическими процессами при электрическом пробое газа.

При степени ионизации сформированной ксеноновой струи  $\sim 3 \cdot 10^{-5}$  ее проводимость определяется процессами столкновением электронов с нейтральными молекулами. Для того, чтобы в формировании проводимости преобладали соударения между заряженными частицами и среду можно было считать высокоионизованной, степень ионизации должна превышать 1% [124]. При использовании в качестве источника ВУФ излучения систему типа «флэшбод» степень ионизации можно увеличить приблизительно в 30 раз до 0.1%, без увеличения энергозапаса электрической батареи. Увеличение, дополнительно, энергетики конденсаторной батареи на порядок ( $\sim 10$  кДж) позволит получить степень ионизации уже на уровне 1% и, соответственно, среду с высокой плазменной проводимостью.

Отметим, при относительно невысокой степени ионизации ксенона в струе ( $10^{-5} - 10^{-4}$ ) электронная концентрация составляет величину  $n_e \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . При такой степени ионизации среда проявляет плазменные свойства, так как радиус Дебая существенно меньше толщины оболочки. Действительно, полагая среднюю энергию свободных электронов на уровне 1 эВ ( $T = 11600\text{K}$ ) имеем радиус Дебая  $h \sim 6.9 (T/n_e)^{0.5}$  [124] порядка  $10^{-4} \text{ см}$ , что существенно меньше толщины газовой оболочки ( $\sim 0.3 \text{ см}$ ).

Как уже отмечалось в разделе 2.1.4.4. сжатие сплошной газовой струи происходит значительно устойчивей, чем кольцевой струй. С учетом этого обстоятельства, представляется перспективным для устойчивого сжатия газовых оболочек использовать сплошные газовые струи с предварительной предыонизацией ВУФ излучением.

## 5.2. Исследование влияния токовой предыонизации на излучение многопроволочных цилиндрических алюминиевых сборок

В отличие от имплозии газовых или плазменных оболочек физика сжатия многопроволочных сборок из металлических проволочек, с образованием излучающего пинча, существенно зависит от процесса перехода металлических проводников из твердотельной фазы в плазменное состояние. Как правило, этот процесс занимает достаточно большое время, из-за низкого сопротивления плазменной короны образующейся вокруг проволочки на начальном этапе взрыва проволочки (затянутое плазмообразование). Процесс затянутого плазмообразования на начальной стадии имплозии многопроволочных сборок приводит к образованию плазменной оболочки, толщина которой зависит от скорости самого плазмообразования. Один из возможных подходов влияния на этот процесс заключается в использовании дополнительного токового импульса, до начала основного импульса тока

сильноточного генератора. В этом случае возможен частичный или полный перевод проволок из твердотельного в плазменное состояние еще до начала основного импульса тока сильноточного генератора.

Такие эксперименты были проведены на установке «Ангара-5-1» с использованием в качестве дополнительного генератора тока одного из 8-ми модулей, запускаемого на 100-130 нс раньше остальных модулей. Для многопроволочной сборки использован материал с невысокой температурой плавления (Al), что позволит избежать шунтирования проволоки плазмой, образующейся при пробое паров адсорбированных газов и легких примесей на начальной стадии металлической проводимости.

Эксперименты проводились на многопроволочных сборках диаметром 8 мм из Al проволок с погонной массой 144 мкг/см (количество проволок в сборке  $N = 8$ ). Длина многопроволочной сборки во всех экспериментах составляла 15 мм.

Основная задача эксперимента заключалась в получении более высоких выходов излучения многозарядных ионов алюминия в области энергий квантов свыше 1.5 кэВ. Выход линейчатого излучения многозарядных ионов алюминия в области свыше 1.5 кэВ измерялся термопарным калориметром за фильтром. В качестве фильтра использовался лавсан толщиной 2.4 мкм с нанесенным на него слоем алюминия толщиной 0.2 мкм. Пропускания фильтра для резонансной линии водородоподобного иона алюминия ( $h\nu = 1734$  эВ) и резонансной и интеркомбинационной линий гелиоподобного иона алюминия ( $h\nu \sim 1600$  эВ) существенно не отличаются и составляют, соответственно, 0.68 и 0.62 (рис.5.22). Поэтому при измерениях выхода линейчатого излучения [H] – и [He] – не существенно изменение соотношения между интенсивностями этих линий. В качестве монитора выхода мягкого рентгеновского излучения в интервале энергий 100-280 эВ использовался ВРД с алюминиевым фотокатодом за фильтром лавсан 420 мкг/см<sup>2</sup>. Спектральная плотность излучения в интервале энергий 230-1430 эВ измерялась рентгеновским полихроматором.

В таблице 5.4. приведены сводные результаты по проведенной серии из 4-х экспериментов.

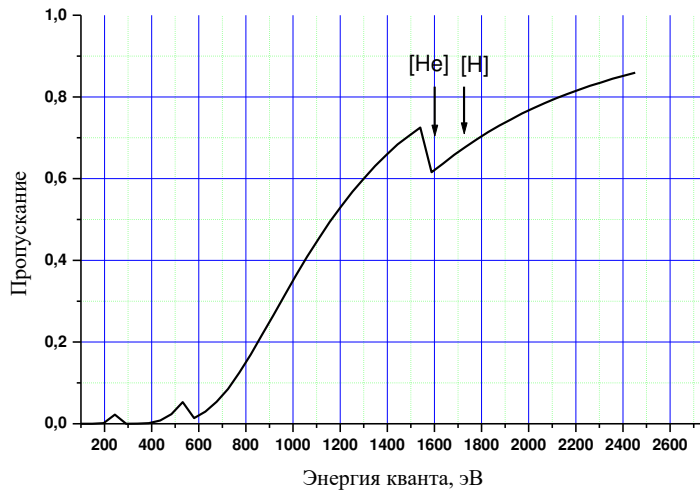


Рис.5.22. Пропускание фильтра лавсан 2.4мкм + 0.2 мкм Al.  
Стрелками показано положение линий Al: резонансной [H] –иона, резонансной и интеркомбинационной [He] – иона.

Таблица 5.4. Сводные результаты по проведенной серии из 4-х экспериментов.

| № эксперим.                                 | 2133           | 2136       | 2145           | 2138  |
|---------------------------------------------|----------------|------------|----------------|-------|
| Электрическая мощность в концентраторе, ТВт | ----           | 0.9 – 0.95 | 0.64           | ----- |
| Напряжение, кВ                              | 750            | 640        | 640            | ----- |
| Ток в нагрузку, МА                          | 1.6            | 1.7        | 1.4            | ----  |
| Калориметр, кДж                             | <b>13.6</b>    | 7.0        | <b>7.5</b>     | 6.8   |
| $m_n$ , мкг/см                              | ~144           | ~144       | ~144           | ~144  |
| Разброс срабатыв. Модулей, нс               | 131 (1 раньше) | 14         | 107 (1 раньше) | 32    |
| ВУФ, В                                      | ---            | ---        | 90             | 90    |

В типичном случае без дополнительного токового импульса (выстрел № 2136) напряжение в концентраторе вблизи многопроволочной сборки составило  $U = 640$  кВ, ток в нагрузку достигает значения  $I = 1.7$  МА. Ток незначительно запаздывает относительно

напряжения. Максимальное значение электрической мощности, вкладываемой в концентратор, составляет  $\sim 0.9 \div 0.95$  ТВт.

В целом во всех экспериментах выход излучения в К-линиях многозарядных ионов алюминия оказывается достаточно большой  $6 \div 7$  кДж. Длительность сигналов ВУФ излучения стандартная  $\tau \sim 30 \div 35$  нс с крутым передним фронтом. Спектральная плотность излучения максимальная на энергии 270 эВ ( $\sim 100$  Вт/см<sup>2</sup> эВ) и спадает до  $\sim 1$  Вт/см<sup>2</sup> эВ на энергии 1470 эВ.

В тех случаях, когда один из модулей срабатывал раньше остальных на время  $\sim 110 - 130$  нс (№ 2133 и № 2145) зарегистрированы наибольшие выходы излучения свыше  $h\nu > 1$  кэВ (13,6 и 7.5 кДж), несмотря на меньшие значения амплитуды тока разряда. При этом в эксперименте № 2133 выход излучения практически вдвое превысил выход излучения, регистрируемый в экспериментах без предымпульса током.

Указанное обстоятельство можно связать с двумя эффектами. Во-первых, за счет токовой предыонизации проволок лайнера к приходу основного импульса тока проволоки уже частично переходят из твердотельного состояния в плазменное состояние. При этом, к началу основного импульса тока реализуется более однородное распределение плотности плазмы по длине проволок, что уменьшает влияние начальной аксиальной неоднородности распределения плотности плазмы на развитие неустойчивости Рэлея–Тейлора. Во - вторых, высокая начальная плазменная проводимость нагрузки обеспечивает быстрое установление магнитной самоизоляции в подводящих вакуумных линиях и эффективную передачу энергии от генератора к нагрузке при срабатывании оставшихся 7-ми модулей.

Как уже отмечалось во введении, скорость плазмообразования при взрыве проволок током определяется совокупностью различных физических процессов и ее численный расчет сопряжен со значительными трудностями. В связи с этим получили распространение упрощенные полуфеноменологические модели имплозии многопроволочных лайнеров. Среди этих моделей отметим работу [19], в которой на основе закона сохранения импульса и предположении о постоянстве скорости истечения плазмы от проволок к центру сборки (результат, подтвержденный в эксперименте) получена квадратичная от тока скорость образования плазмы в сборке  $dm/dt \sim I^2$ . В более сложной модели [20] для гетерогенного сплошного (например, агар-агар) или многопроволочного лайнера, с учетом процесса переноса энергии от короны плазмы взорванных проволок к их керну, получена зависимость скорости плазмообразования на единицу площади оболочки  $dm/dt \sim 0.2 \cdot (I_{MA}/R_{cm})^{1.8}$  мкг/нс·см<sup>2</sup>. Здесь  $I_{MA}$  – полный ток через лайнер в мегаамперах, а  $R_{cm}$  – начальный радиус лайнера в сантиметрах. Развитая теория основана на очевидном экспериментальном явлении - проникновения внутрь многопроволочной сборки плазмы короны взорванных проволок вместе с азимутальным

магнитным полем. Для алюминиевой сборки с начальным радиусом  $R \sim 0.5\text{ см}$  при амплитуде тока предимпульса одного модуля  $I_0 \sim 0.5\text{ МА}$  в пересчете на единицу длины сборки  $dM/dt \sim 0.2\text{ мкг/нс}\cdot\text{см}$ . При длительности импульса тока  $\tau \sim 100\text{-}150\text{ нс}$  в плазменное состояние должна перейти масса сборки  $\sim 20\text{-}30\text{ мкг/см}$  при начальной погонной массе сборки  $\sim 150\text{ мкг/см}$ . В приведенной оценке зависимость тока от времени бралась линейной  $I = I_0 \cdot t/\tau$ . Таким образом, заметная часть массы проволок переходит на стадии предимпульса в плазменное состояние, что сказывается на динамике сжатия многопроволочной сборки основным токовым импульсом.

Отметим, что во всех экспериментах в случае срабатывания одного из модулей с опозданием на  $100\text{-}200\text{ нс}$ , излучение из нагрузки практически отсутствовало, что находит теоретическое подтверждение в работе [125]. Действительно, опережение одним из модулей остальных приводит к добавлению в остальные семь модулей относительно небольшого тока в направлении от нагрузки. При срабатывании остальных модулей этот ток компенсируется большим током каждого модуля, что в конечном итоге приводит к концентрации суммарного тока вблизи нагрузки. В противном случае токи семи модулей будут запирают ток отставшего модуля с образованием в его подводящих линиях утечек и плазменных закороток. В результате эффективность передачи энергии в нагрузку существенно снижается.

### 5.3. Основные выводы по главе 5

Исследованы источники вакуумного ультрафиолетового излучения на основе пробоя по поверхности изолятора в вакууме для предыонизации газовых и твердотельных пенных нагрузок сильноточных Z пинчей, а также влияния токовой предыонизации на излучение пинчей, получаемых при имплозии многопроволочных алюминиевыхборок.

КПД преобразования запасенной энергии в энергию излучения составили: флешбод  $\sim 3\%$ , торцевой разряд  $\sim 1\%$  и шестнадцатиканальный торцевой разряд  $\sim 0.1\%$ . КПД преобразования запасенной энергии в энергию излучения определяется степенью согласования сопротивления нагрузки с волновым сопротивлением разрядного контура.

Эффективная температура ВУФ излучения разрядов по поверхности изолятора в вакууме составляет  $6 - 8\text{ эВ}$  независимо от геометрии электродов (торцевой одноканальный или шестнадцатиканальный разряды, «флэшбод») и слабо зависит от тока разряда.

Система предыонизации, использующая в качестве источника ВУФ излучения шестнадцатиканальный разряд по торцам кабелей позволяет получить степень ионизации  $\sim 3 \cdot 10^{-5}$  на струе ксенона с погонным числом атомов  $\sim 10^{18}\text{ см}^{-1}$ . Указанная степень предыонизации достигается в конце первого полупериода тока разряда. Такой газ является слабоионизованным, так и его проводимость определяется процессами столкновением

электронов с нейтральными молекулами. Для того, чтобы в плазме преобладали соударения между заряженными частицами и ее можно было считать высокоионизованной степень ионизации должна превышать 1%. При использовании в качестве источника ВУФ излучения систему типа «флэшбод» степень ионизации увеличиться до 0.1%, без увеличения энергозапаса используемой электрической батареи. Увеличение, дополнительно, энергетики системы на порядок (до 10 кДж) позволит получить степень ионизации на уровне 1%. В этом случае, в формировании проводимости будут преобладать соударения между заряженными частицами и среду можно было считать высокоионизованной.

Обнаружен эффект увеличения выхода линейчатого излучения [H]- и [He]- ионов алюминия вдвое при токовой предыонизации многопроволочной алюминиевой сборки за 110-130 нс до основного импульса тока. Указанное обстоятельство связывается с тем, что за счет токовой предыонизация проволочек лайнера к приходу основного импульса тока проволочки частично переходят из твердотельного состояния в плазменное. При этом, к началу основного импульса тока, реализуется более однородное распределение плотности плазмы по длине проволочек, что уменьшает влияние начальной аксиальной неоднородности распределения плотности плазмы на развитие неустойчивости Рэлея–Тейлора.

## **Глава 6. Переходные режимы генерации излучения сильноточных Z – пинчей со сложным атомным составом.**

В главе приведены результаты экспериментов по повышению эффективности генерации мягкого рентгеновского излучения в плазме сильноточного Z - пинча, за счет уменьшения времени передачи энергии от ионов, нагреваемых в ударной волне на стадии пинчевания, к электронам. Для уменьшения времени передачи энергии от ионов к электронам использованы нагрузки, содержащие наряду с элементами с высоким атомным номером (W) и элементы с относительно невысоким атомным номером (Al). Приведены результаты исследования переходных режимов излучения от каскадной нагрузки к композитному Z – пинчу, при использовании каскадных сборок со сложным атомным составом.

### **6.1. Исследование излучения многопроволочных вольфрамовыхборок на установке «Ангара-5-1» в области энергий квантов 0.1-1 кэВ.**

В разделе приведены результаты измерений спектров излучения вольфрамовой плазмы Z - пинчей, образующихся при сжатии цилиндрических многопроволочныхборок током  $\sim 3$  МА с погонной массой 200 – 400 мкг/см и начальным диаметром 12 – 20 мм в экспериментах на сильноточной установке «Ангара-5-1». Зависимость интенсивности излучения от энергии квантов в интервале 50 – 900 эВ получена спектрографом с пропускающей решеткой и регистрацией излучения на рентгеновскую фотопленку УФ - 4. В интервале энергий квантов 1 – 3 кэВ спектр излучения был получен кристаллическим обзорным спектрографом. Для защиты пропускающей решетки от быстрых микрочастиц, возникающих при эрозии высоковольтных электродов, использован электромагнитный шторный затвор. Полный выход энергии излучения измерялся термопарным калориметром. Показано, что основная доля энергии излучения вольфрамовой плазмы находится в интервале энергии квантов 80 – 300 эВ. Измерения спектральной интенсивности излучения с пространственным разрешением по радиусу пинча показали, что эффективный поперечный диаметр пинча не превышает 2 мм, что совпадает с независимыми токовыми измерениями размера пинча. Проведено сравнение результатов измерений спектральной интенсивности излучения с расчётами, выполненными в предположении стационарности и однородности плазмы.

На современных мощных импульсных генераторах в экспериментах с многопроволочными быстрыми Z – пинчами, длительности импульсов мягкого рентгеновского излучения составляют 4 – 10 нс и мощностью излучения до 200 ТВт [12]. Наряду с измерением

мощности излучения, существенное значение для понимания физических процессов эффективного сжатия пинча и трансформации электрической энергии в излучение имеет исследование спектров излучения таких источников в диапазоне энергий квантов 0.05 – 3 кэВ, а также эффективного размера излучателя.

Измерения мягкого рентгеновского излучения пинча, образующегося при сжатии многопроволочной вольфрамовой сборки, проведенные на установке «Ангара-5-1» с временным и пространственным разрешениями показали, что наряду с жестким краем МР-излучения свыше 300 эВ в плотном горячем пинче с поперечным размером 2 мм, более мягкое рентгеновское излучение соответствует излучению “гало” с поперечным размером ~ 6 мм [126]. Отметим, что в этих экспериментах не было получено данных о спектральном составе излучения пинча. В экспериментах на установке Z [127] при сжатии вольфрамовых многопроволочныхборок током до 20 МА измерения спектра мягкого рентгеновского излучения пропускающей решеткой с временным разрешением показали, что в момент максимума мощности излучения его можно представить как суперпозицию двух Планковских спектров разных температур и эффективных излучающих размеров:  $T_1 = 240 - 250$  эВ и  $S_1 = 5$  мм<sup>2</sup>,  $T_2 = 110 - 120$  эВ и  $S_2 = 60$  мм<sup>2</sup>. Спектральные измерения полихроматором в 10-ти спектральных точках в интервале энергий квантов 0.05 - 600 эВ с наносекундным временным разрешением, проведенные на установке С-300 в экспериментах по сжатию током 2.5 МА многопроволочных цилиндрических вольфрамовыхборок с погонной массой 300 - 400 мкг/см показали, что спектр излучения описывается моделью черного тела с температурой 40 - 50 эВ [128]. В этой работе сделан вывод о том, что основная часть энергии рентгеновского излучения возникает в плазме, окружающей сжатый компактный пинч. Таким образом, эксперименты, проведенные на этих установках, указывают на сложную пространственную структуру излучающего пинча.

### 6.1.1 Постановка эксперимента.

Эксперименты проводились на восьмимодульном импульсном генераторе «Ангара-5-1» [69]. Токи от отдельных модулей по линиям с магнитной самоизоляцией подводились к общему концентратору, в межэлектродном зазоре которого помещалась нагрузка в виде цилиндрической многопроволочной сборки длиной 1.5 см. В качестве нагрузки использовались многопроволочные цилиндрические сборки, составленные из тонких вольфрамовых проволочек. Суммарная величина тока через нагрузку достигала 3 МА. Длительность импульса электрической мощности на нагрузке составляла 140 нс, с максимальной мощностью  $P \sim 4$  ТВт. При сжатии током генератора многопроволочныхборок с оптимально подобранными параметрами, в момент времени, приблизительно совпадающий с моментом максимума тока,

вблизи оси сборки образуется плотный, высокотемпературный пинч, наиболее интенсивно излучает в диапазоне энергий квантов 0.1 – 2 кэВ. Длина пинча практически совпадает с размером межэлектродного зазора (15 мм) и его диаметр по рентгеновскому излучению с энергией квантов свыше 0.1 кэВ составляет от 1 до 4 мм в зависимости от типа выбранной нагрузки.

Спектры излучения в интервале энергий квантов 50 – 900 эВ снимались спектрографом с пропускающей дифракционной решеткой и регистрацией излучения на рентгеновскую фотопленку УФ - 4. Использовалась дифракционная решетка с периодом  $d = 1.4$  мкм, сформированная внутри щели шириной  $D = 70$  мкм свободновисящими золотыми полосками количеством 50, длиной 1.7 мм, шириной  $b = 0.7$  мкм и толщиной 0.6 мкм с зазором между ними 0.7 мкм. Такая структура дифракционной решетки обеспечивала минимальную интенсивность дифракции во втором порядке. Расстояние от источника до решетки составляло  $a = 1.9$  м и от решетки до пленки  $l = 79.4$  см. Угол между осью пинча и направлением регистрации составлял  $90^\circ$ . Для получения приемлемого спектрального разрешения использовалась дополнительная щель шириной  $r = 200 - 400$  мкм, расположенная на расстоянии 10 см от источника излучения и ограничивающая его угловой размер. Дополнительная щель ориентировалась вдоль или поперек пинча, но всегда была параллельна штрихам решетки, т.е. перпендикулярна направлению спектральной дисперсии решетки (рис.6.1).

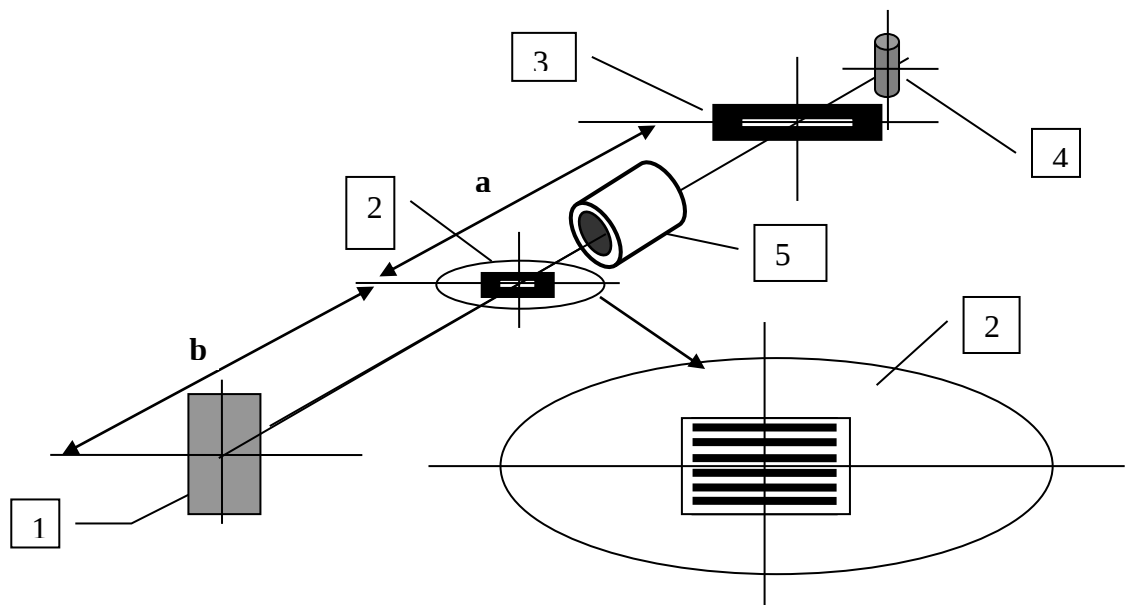


Рис.6.1. Геометрия схемы спектрографа с пропускающей решеткой: 1- рентгеновская пленка, 2 – блок с пропускающей решеткой (штрихи решетки параллельны спектральной щели), 3 - спектральная щель, 4 – пинч, 5 – электромагнитный шторный затвор.

При ширине щели 200 мкм спектральное разрешение, определяемое угловыми размерами источника со стороны решетки и решетки со стороны спектральной щели, составляет  $\Delta\lambda = d \cdot [D/l + (r+D)/a] = 3 \text{ \AA}$ . Юстировка спектрографа проводилась с помощью полупроводникового лазера. Измерения спектра излучения с пространственным разрешением проводились с ограничением размера длины решетки до 0.6 мм, от ее полной длины 1.7 мм. С учетом геометрии эксперимента пространственное разрешение по объекту в этом случае составляло величину порядка 2 мм. Защита пропускающей решетки от быстрых микрочастиц, возникающих при эрозии высоковольтных электродов [72], осуществлялась электромагнитным шторным затвором. Для отработки режимов защиты пропускающей решетки от потока быстрых микрочастиц была подобрана задержка запуска установки, относительно времени запуска электромагнитного шторного затвора  $\sim 600$  мкс. По результатам измерений [72] эффективное время перекрытия апертуры затвора диаметром 20 мм составило 500 мкс.

Спектроскопические исследования излучения пинча в интервале энергий квантов 1 – 3 кэВ проводились обзорным рентгеновским спектрографом с выпуклым кристаллом слюды ( $2d = 19.9 \text{ \AA}$ ). Спектрограф располагался на расстоянии от источника излучения 2 м. При заданной геометрии измерений спектральное разрешение спектрографа определялось шириной кривой отражения кристалла и составляло  $E/\Delta E \sim 400$  для первого порядка дифракции. Угол между осью пинча и направлением наблюдения составлял  $90^\circ$ . Направление дисперсии кристалла было перпендикулярно оси пинча. В качестве регистратора излучения использовался прибор с зарядовой связью в виде открытой ПЗС линейки (ЛПЗС) [63]. Спектр излучения восстанавливался с учетом пропускания входных рентгеновских фильтров, чувствительности ПЗС-детектора [63], геометрии эксперимента и коэффициента отражения кристалла [62]. Калибровка спектрографа по длинам волн проводилась с учетом длин волн реперных линий. В качестве реперных линий использовались резонансные линии H - подобных или He – подобных ионов алюминия. Реперные линии алюминия из плазмы пинча регистрировались в экспериментах с использованием в качестве анода толстой алюминиевой фольги.

Изображение пинча в диапазоне энергий квантов 0.1 – 3 кэВ регистрировалось камерами обскурами за различными фильтрами на пленку, с пространственным разрешением по объекту порядка 60 мкм. Мощность импульса мягкого рентгеновского излучения определялась по сигналам вакуумных рентгеновских фотодиодов (ВРД), имеющих чувствительность в спектральном интервале 0.1 – 2 кэВ [70]. Измерения полного выхода излучения проводились термопарным калориметром без фильтров.

### 6.1.2. Измерения спектров излучения многопроволочных W сборок.

Спектры излучения вольфрамовой плазмы снимались при сжатии вольфрамовыхборок диаметром 12 мм. Погонная масса сборки изменялась от 220 до 440 мкг/см за счет изменения числа проволок в сборке от 40 до 80, с неизменным диаметром проволок 6 мкм. Измерения мощности и полного выхода излучения проводились в небольшом телесном угле в направлении перпендикулярном оси пинча, а потом формально пересчитывались на полный телесный угол  $4\pi$  ср. Получаемые таким образом значения соответствуют предположению об изотропности излучателя и нуждаются в корректировке с учетом возможной анизотропии излучательных потерь пинча. В табл.6.1 приведены сводные результаты по проведенной серии экспериментов, где  $m_l$  – погонная масса сборки,  $J$  – максимальный ток через сборку,  $E$  – выход энергии излучения измеренный термопарным калориметром и  $P$  – максимальное значение мощности излучения, пересчитанные в телесный угол  $4\pi$ ,  $\tau$  – длительность импульса мягкого рентгеновского излучения и ВРД – энергия излучения определенная по показаниям ВРД детекторов. При сохранении погонной и полной массы и диаметра проволочной сборки с уменьшением числа проволок длительность импульса мягкого рентгеновского излучения возрастает, а мощность излучения падает.

Отметим, что значения полных энергетических потерь, измеренных термопарным калориметром превышают значения полных радиационных потерь, измеренных ВРД детекторами. В показания калориметров может вносить вклад энергия разлетающихся плазменных потоков и горячих паров испаренного материала электродов. Сравнение энергии излучения, измеренной ВРД методикой, с энергией излучения измеренной быстрым радиационным фольговым калориметром, имеющим временное разрешение 2 мкс, показало, что в пределах погрешности измерений показания этих методик соответствуют друг другу [129].

Таблица 6.1. Сводные результаты по серии экспериментов с многопроволочными вольфрамовыми сборками.

| № эксп. | Материал и диаметр проволок | Количество проволок | $m_l$ , мкг/см | $J$ , МА | $E$ , кДж | $P$ , ТВт | $\tau$ , нс | ВРД, кДж |
|---------|-----------------------------|---------------------|----------------|----------|-----------|-----------|-------------|----------|
| 4864    | W, 9 мкм                    | 60                  | 720            | 2.76     | 59        | 1.4–1.7   | 12.2        | 26       |
| 4844    | W, 6 мкм                    | 80                  | 440            | 2.83     | 91        | 4.0–4.6   | 7.2         | 55       |
| 4926    | W, 6 мкм                    | 80                  | 440            | 1.97     | 71        | 2.3–2.7   | 9.3         | 35       |
| 4847    | W, 6 мкм                    | 60                  | 330            | 2.60     | 91        | 3.3–3.8   | 9.0         | 57       |
| 4891    | W, 6 мкм                    | 60                  | 330            | 2.92     | 71        | 2.7–2.9   | 10.2        | 40       |
| 4855    | W, 6 мкм                    | 40                  | 220            | 2.52     | 70        | 2.9–3.1   | 10.6        | 42       |
| 4888    | W, 6 мкм                    | 40                  | 220            | 2.68     | 70        | 2.9–3.2   | 10.5        | 43       |

На рис. 6.2 приведены интегральные обскурограммы пинча, снятые на рентгеновскую фотопластинку за различными фильтрами. В квантах с энергией свыше 600 эВ пинч имеет поперечные размеры около 1 мм. В более мягком излучении наблюдается излучение из “гало” с поперечным размером 5 – 6 мм.

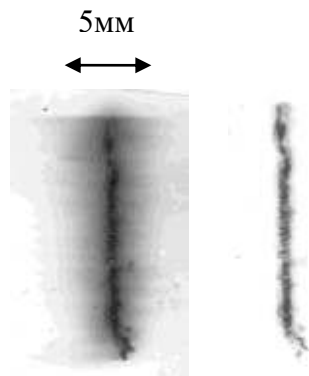


Рис.6.2. Обскурограмма пинча снятая в квантах с энергией свыше 150 эВ (слева) и свыше 600 эВ (справа). Эксперимент № 4847.

На рис. 6.3 – 6.5 приведены зависимости спектральной плотности излучения в относительных единицах либо от энергии квантов, либо от длины волны, полученные в экспериментах 4844, 4847 и 4888 с помощью спектрографа с пропускающей дифракционной решеткой.

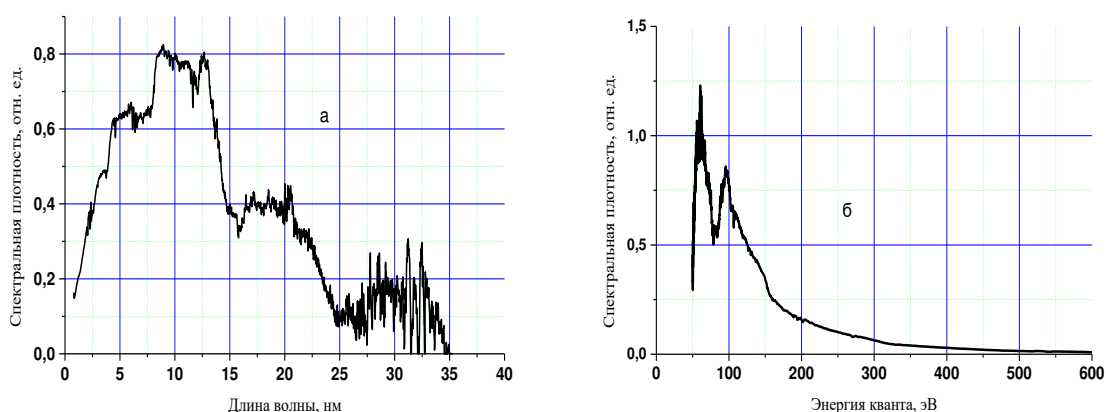


Рис.6.3. Спектральная плотность излучения вольфрамовой сборки: а – зависимость спектральной плотности излучения от длины волны; б – зависимость спектральной плотности излучения от энергии квантов. Ширина горизонтальной щели 700 мкм. Сборка – 80 проволочек, диаметром 6 мкм, расположенных на диаметре 12 мм. Погонная масса сборки 440 мкг/см. Эксперимент № 4844.

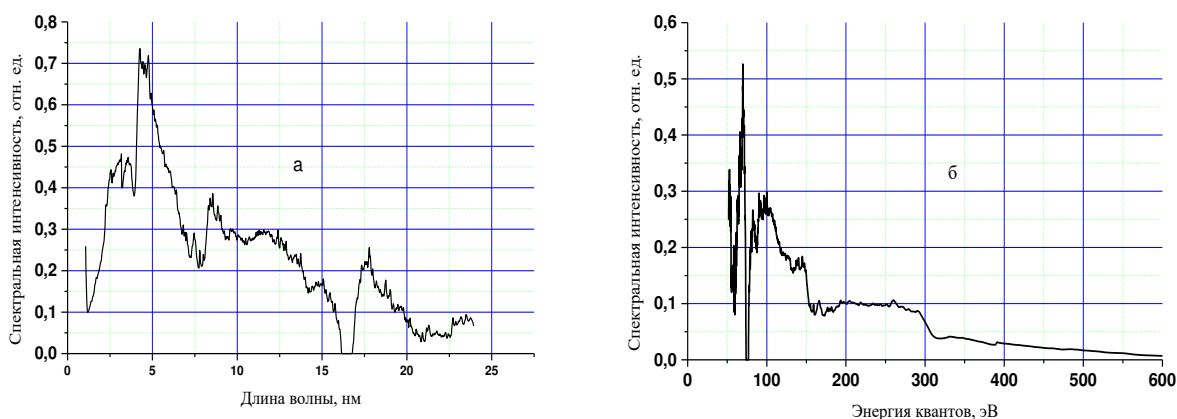


Рис.6.4. Спектр излучения вольфрамовой сборки: а – зависимость спектральной плотности излучения от длины волны; б – зависимость спектральной плотности излучения от энергии квантов. Ширина горизонтальной щели 350 мкм. Сборка – 60 проволочек, диаметром 6 мкм, расположенных на диаметре 12 мм. Погонная масса сборки 330 мкг/см. Эксперимент № 4847.

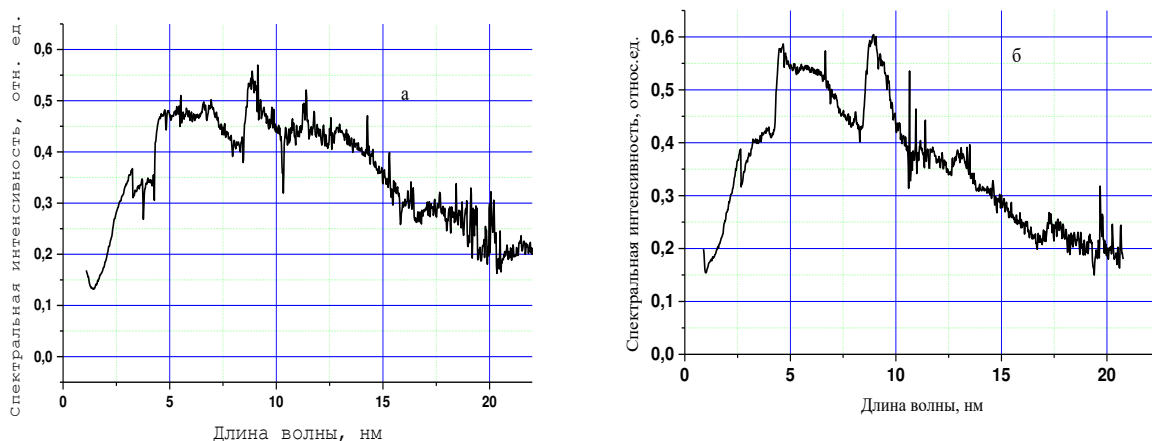


Рис.6.5. Спектр излучения вольфрамовой сборки снятый с пространственным разрешением по радиусу пинча в двух сечениях по высоте пинча, разделенных расстоянием 8 мм: а – спектр из центральной части пинча; б – спектр из прикатодной части пинча. Ширина каждой из двух горизонтальных щелей 300 мкм. Сборка – 40 проволочек диаметром 6 мкм, расположенных на диаметре 12 мм. Погонная масса сборки 220 мкг/см. Эксперимент № 4888.

Спектральная плотность излучения восстановлена методом последовательных приближений с учетом характеристической кривой пленки [130], параметров решетки и геометрии эксперимента. Учитывались расчетные интенсивности дифракционных максимумов

в 1-ом и 3-ем порядках дифракции. Интенсивность спектра решетки во втором порядке дифракции принималась равной нулю. Спектры получены при различных величинах погонной массы цилиндрической многопроволочной сборки вариацией числа проволок без изменения диаметра сборки и диаметра используемых проволок. Из приведенных спектров видно, что основные потери энергии на излучение соответствуют интервалу энергий квантов 80 – 300 эВ. Спектральная плотность энергии излучения в интервале 300 – 600 эВ оказалась существенно ниже. Все приведенные спектры были сняты с определенного выделенного участка пинча, вблизи его середины по длине пинча.

Для проверки зависимости получаемого спектра от положения излучающей части пинча по его длине в эксперименте 4888 был получен спектр с использованием двух горизонтальных щелей, разнесенных на расстояние 8 мм друг от друга. При этом спектры излучения, полученные с каждого выделенного участка пинча на фотопленке, частично перекрывались, однако возможно было их отдельное восстановление по обработкам с разных сторон двух нулевых порядков. Как видно на рис.6.5, спектры излучения из различных участков по длине пинча, зарегистрированные в одном эксперименте, отличаются незначительно, что позволяет сделать вывод о достаточной однородности параметров плазмы вдоль пинча.

При массе сборки, отличающейся от оптимальных значений, соответствующих максимальной выходной мощности излучения ( $m_n = 220 - 440$  мкг/см), например, в эксперименте 4864, ( $m_n = 720$  мкг/см, диаметр сборки 12 мм, 60 проволок диаметром 9 мкм), мощность излучения существенно падает при одновременном возрастании длительности импульса излучения.

На рис.6.6 приведены спектры излучения вольфрамовой сборки, полученные с пространственным разрешением по радиусу пинча и восстановленные по обработкам изображений спектров, соответствующих центральной части пинча и его периферийной области. На рис. 6.7 показаны области пинча, из которых регистрировался спектр излучения. Спектральная плотность излучения вольфрамовой плазмы соответствует квазинепрерывному спектру в интервале длин волн 30 – 300 Å. Следует отметить, что спектр излучения из периферийных областях пинча более мягкий и гладкий по сравнению со спектром излучения из центральной части пинча.

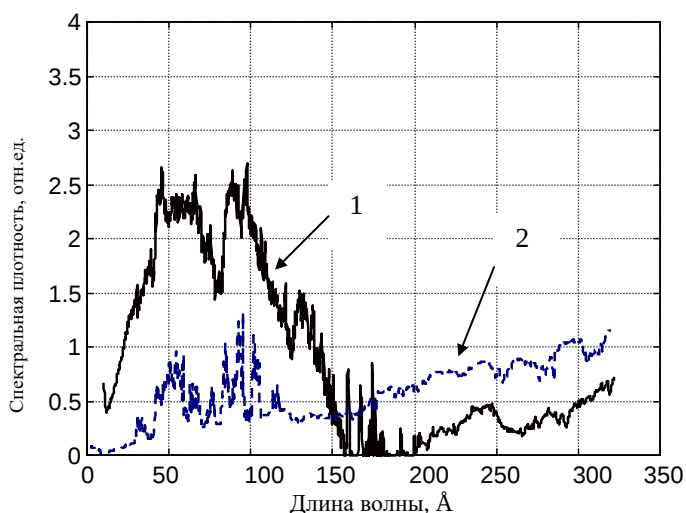


Рис.6.6. Спектры излучения вольфрама снятые с пространственным разрешением по радиусу и соответствующие центральной части пинча (1) и расстоянию 2 мм от оси (2). Радиальное пространственное разрешение 2 мм. Ширина горизонтальной щели 300 мкм. Сборка – 60 проволок диаметром 6 мкм, расположенных на диаметре 12 мм. Погонная масса сборки 330 мкг/см.

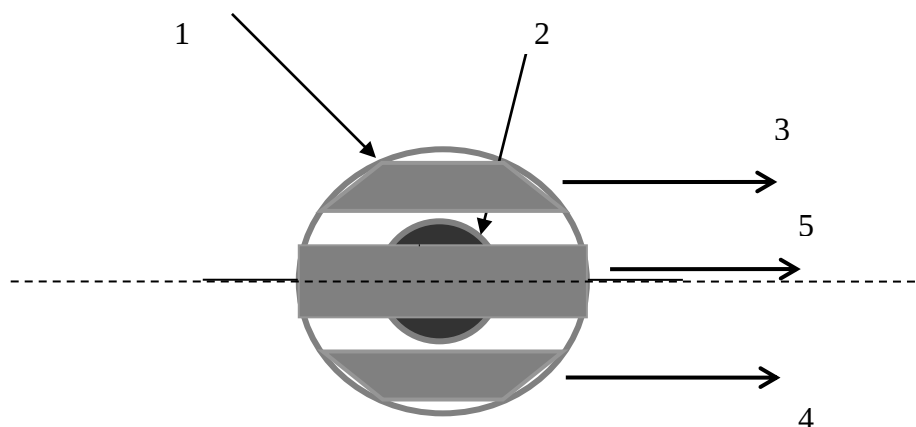


Рис. 6.7. Геометрия сечений изображения пинча и направления, в которых регистрировались спектры излучения, полученные с пространственным разрешением. 1 – область “гало” диаметром 5 мм, 2 – центральная часть пинча диаметром 2 мм, 3 и 4 – область сечений изображения пинча по его периферийной части, 5 – область сечений изображений пинча, соответствующая его центральной части.

Двумерные МГД расчеты с учетом переноса излучения, проведенные в работе [34] для условий эксперимента с быстрыми мегаамперными Z -пинчами, показывают, что кинетической энергии ускоренной оболочки недостаточно для того, чтобы объяснить наблюдаемые выходы рентгеновского излучения. В балансе энергии основную роль играет работа сил магнитного давления на стадии ускорения оболочки и сжатия пинча, а доля джоулева нагрева в энергобалансе незначительна.

Будем предполагать, что омическим сопротивлением плазмы лайнера можно пренебречь. Тогда в отсутствие омического сопротивления плазмы в процессе имплозии, можно по измерениям напряжения на многопроволочной сборке и тока через нее вычислить индуктивность нагрузки в зависимости от времени, и, соответственно, токовый радиус. В табл. 6.2 приведены значения токового радиуса для моментов максимума рентгеновского излучения, где  $N$  - число проволочек в сборке,  $D$  – диаметр сборки,  $d$  – диаметр проволоки в сборке. Для вольфрамовых (W)борок эта величина составила 1 – 1.5 мм, что соответствует размерам пинча, полученным по обскурограммам и оценке его размеров полученной по спектрам излучения, которые были сняты с пространственным разрешением по радиусу.

Таблица 6.2. Значения токового радиуса для моментов максимума рентгеновского излучения.

| № эксперимента | Токовый радиус, мм | Состав сборки                                                            |
|----------------|--------------------|--------------------------------------------------------------------------|
| 4844           | 1.3                | W, $N = 80$ , $d = 6$ мкм,<br>$D = 12$ мм                                |
| 4847           | 1.5                | W, $N = 60$ , $d = 6$ мкм,<br>$D = 12$ мм                                |
| 4857           | 1.1                | W, $N = 48$ , $d = 6$ мкм<br>Al, $N = 12$ , $d = 15$ мкм,<br>$D = 12$ мм |

На рис.6.8 приведен спектр излучения вольфрамовой плазмы снятый кристаллическим спектрографом. В спектре в интервале энергий квантов 1.5 - 2.1 кэВ наблюдается интенсивное линейчатое излучение на двух длинах волн. Длины волн излучения вольфрама определялись с использованием в качестве реперных линий  $H$  – подобных и  $He$  - подобных линий алюминия. Линии алюминия регистрировались при сжатии многопроволочной вольфрамовой сборки в экспериментах, где толстая алюминиевая фольга, закрывала анодное отверстие сборки. В этом случае алюминий, испаренный с анода в процессе пинчевания, попадал в плазму пинча. Для более точного определения длин волн излучения вольфрама, во-первых, использовались

усредненные по нескольким экспериментам данные по положениям реперных линий алюминия, и, во – вторых, измерения длин волн ионов вольфрама усреднялись по нескольким экспериментам. В результате, суммарная погрешность измерений длин волн, связанная с разбросом положения источника в различных экспериментах составила  $0.01 \text{ \AA}$ . Полученные значения длин волн составили соответственно  $7.38 \pm 0.01 \text{ \AA}$  и  $6.39 \pm 0.015 \text{ \AA}$ . Наблюдаемые переходы соответствуют дифракции в 5-м порядке линий вольфрама  $L_{\beta 1}$   $1.282 \text{ \AA}$  и  $L_{\alpha 1}$   $1.476 \text{ \AA}$ . ( $6.39 \pm 0.015 \text{ \AA}$ , деленная на 5, дает длину волны  $1.278 \pm 0.003 \text{ \AA}$ , а  $7.38 \pm 0.01 \text{ \AA}$ , деленная на 5, дает длину волны  $1.476 \pm 0.002 \text{ \AA}$ ). Измеренные длины волн характеристического излучения соответствуют справочным данным из работы [131]. Наблюдаемые линии излучения вольфрама связаны с существованием электронного пучка. Наличие пучка ускоренных электронов при сжатии многопроволочных вольфрамовыхборок на установке Ангара-5-1 показано в работе [132] по измерениям жесткого ( $h\nu > 50 \text{ кэВ}$ ) рентгеновского излучения пинча с пространственным и временным разрешениями. Момент генерации жесткого рентгеновского излучения коррелирует с моментом распадом пинча у катода в финальной стадии сжатия.

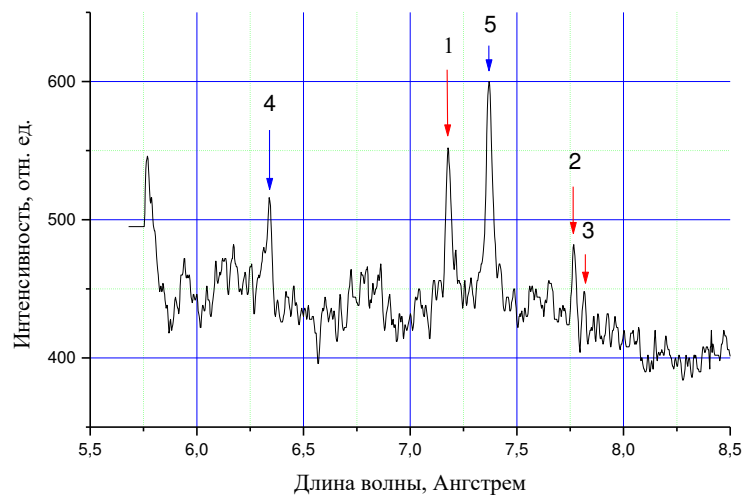


Рис.6.8 Спектр излучения, снятый кристаллическим спектрографом: цилиндрическая многопроволочная сборка, 40 проволок  $W$  толщиной  $6 \text{ мкм}$ , на диаметре  $12 \text{ мм}$ , погонная масса  $220 \text{ мг/см}$ . Анодное отверстие сборки закрыто алюминиевой фольгой. 1 - резонансная линия  $H$  - подобного иона  $Al$ , 2 - и 3 - резонансная и интеркомбинационная линии  $He$  - подобного иона  $Al$ , 4 - линия  $L_{\beta 1}$   $W$  в пятом порядке дифракции, 5 - линия  $L_{\alpha 1}$   $W$  в пятом порядке дифракции. Эксперимент № 4490.

Полный выход излучения свыше 1.6 кэВ по данным ВРД с соответствующей спектральной чувствительностью составлял величину 5 - 10 Дж. Диапазон длин волн от 5 до 10 Å соответствует переходам многозарядных ионов вольфрама с высокой кратностью ионизации  $W^{+39} - W^{+47}$ . Как показывают расчеты [133], даже с учетом влияния переизлучения в линиях при радиусе пинча 1 мм указанная степень ионизации достигается при температурах не менее 500 – 600 эВ и электронной концентрации свыше  $10^{21} \text{ см}^{-3}$ . Таким образом, отсутствие интенсивного теплового линейчатого излучения вольфрама в области энергий квантов свыше 1.5 кэВ косвенно подтверждают относительно невысокую температуру основной массы плазмы пинча. Измеренный выход мягкого рентгеновского излучения в области энергий квантов свыше 1.6 кэВ может быть связан с излучением плотных «горячих» точек пинча, имеющих температуру свыше 500 эВ.

Как показывает эксперимент [134], при последовательном увеличении массовой доли вольфрама в смешанных Al - W сборках, с сохранением остальных параметров неизменными, интенсивность излучения водородо - и гелиеподобных линий алюминия существенно падает. При массовой доле вольфрама в сборке ~ 20 %, интенсивность линейчатого излучения алюминия уменьшается на два порядка, по сравнению со сжатием чисто алюминиевой многопроволочной сборки с теми же параметрами (погонная масса, начальный диаметр, число проволок в сборке). Данное обстоятельство указывает на существенное влияние на температуру алюминиевого пинча даже небольшой по массе добавки вольфрама в сборку из алюминиевых проволок. Экстраполяция полученных результатов на чисто вольфрамовые сборки позволяет сделать вывод о существенно меньшей температуре вольфрамовых пинчей, по сравнению с температурой пинчей, получаемых при сжатии многопроволочных алюминиевыхборок.

### 6.1.3. Обсуждение и выводы

Приведенные в табл. 6.1 значения мощности излучения, полученные из измерений в небольшой телесный угол сбоку по отношению к оси пинча, формально пересчитаны в телесный угол  $4\pi$  ср. Если предположить, что полная интенсивность излучения, приходящаяся для каждого направления на единицу телесного угла, совпадает с интенсивностью в направлении, перпендикулярном оси пинча, то полная мощность излучения из пинча для всех произведённых выстрелов оказывается лежащей в интервале 2.5 – 4.5 ТВт. Однако, в соответствии с условиями нашего эксперимента (оптически толстая плазма) должен быть внесен поправочный коэффициент на анизотропию излучения. Следовательно, мощности излучения, приведенные в табл. 6.1, должны быть понижены. В случае спектра черного тела, мощность излучения в единицу телесного угла в направлении перпендикулярно поверхности

плоского излучателя вдвое выше, чем средняя величина мощности излучения в единицу телесного угла. Для пинча с диаметром  $d$  и длиной  $l$  отношение проекции площади боковой поверхности на направление наблюдения перпендикулярное к оси пинча к площади торца составляет величину  $\alpha = \pi d^2/4ld \sim d/l$ . В условиях эксперимента  $d \sim 2$  мм,  $l = 15$  мм и  $\alpha \sim 0.1$ , что позволяет в первом приближении считать излучательные потери в направлении оси пинча незначительными, и вводить коррекцию на анизотропию излучения так же, как и для элемента цилиндрической поверхности.

Сравнение полученной в результате эксперимента выходной мощности излучения с расчётными значениями, проводилось на основе квантово - статистического подхода с использованием пакета программ THERMOS & BELINE [135]. Расчёты проводились в стационарном приближении для излучателя, имеющего форму бесконечного цилиндра с пространственно-однородной электронной температурой  $T_e$  и плотностью ионов  $n_i$  [133]. Информация об энергии конфигураций, положении и силе осцилляторов линий в ионах вольфрама бралась из заранее подготовленной базы атомных данных KIAM\_DB, полученной по хорошо зарекомендовавшей себя программе FAC [136]. При значениях погонной массы сборки в интервале 200 - 400 мкг/см и радиусе пинча 1 мм плотность ионов  $n_i$  составляет  $2 \cdot 10^{19}$  -  $4 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>. При таких значениях плотности зависимость от температуры расчётного значения мощности, приходящейся на часть бесконечного цилиндра длиной 1.5 см, соответствующей длине пинча, приведена в табл. 6.3. Следует отметить, что расчетные значения мощности всего лишь в полтора – два раза ниже случая «чернотельного» излучателя. Согласно проведенным вычислениям для достижения мощности излучения 1.5 - 2 ТВт температура плазмы должна находиться в интервале 80 - 90 эВ. При таких температурах наиболее представленными оказываются Cs -, Xe -, I -, Te - подобные ионы вольфрама ( $W^{+19} - W^{+22}$ ). Расчетный средний заряд ионов составляет  $Z \sim 15-18$ , что соответствует электронной концентрации на уровне  $(0.8 - 1) \cdot 10^{21}$  см<sup>-3</sup>.

Таблица 6.3. Расчетная мощность излучения (ТВт) однородного цилиндрического слоя плазмы вольфрама радиуса  $R = 0.1$  см и длиной  $L = 1.5$  см в зависимости от температуры при заданной электронной плотности.

| $T, \text{эВ}$<br>$N_e, \text{см}^{-3}$ | 50   | 60   | 70   | 80   | 90   | 100  |
|-----------------------------------------|------|------|------|------|------|------|
| $3 \cdot 10^{20}$                       | 0.19 | 0.25 | 0.35 | 0.7  | 1.14 | 1.5  |
| $10^{21}$                               | 0.37 | 0.56 | 0.85 | 1.53 | 2.33 | 3.16 |

На рис.6.9 приведено сравнение расчетной спектральной интенсивности излучения однородного цилиндрического столба плазмы вольфрама радиуса  $R = 1$  мм при плотности электронов  $n_e = 10^{21}$  1/см<sup>3</sup> и температуре  $T_e = 50$  эВ с результатами эксперимента 4847. При данных параметрах плазмы относительный вид расчетного спектра наиболее близко соответствует экспериментальному спектру. При приведенных параметрах плазмы средний заряд ионов вольфрама составляет  $Z \sim 15$ , что соответствует ионной концентрации  $6 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup> и погонной массе пинча порядка 500 мкг/см. Отметим, что при заданных значениях погонной массы пинча и электронной температуры, расчетный вид спектральной интенсивности излучения практически не меняется при изменении диаметра пинча в пределах от 1 до 2 мм.

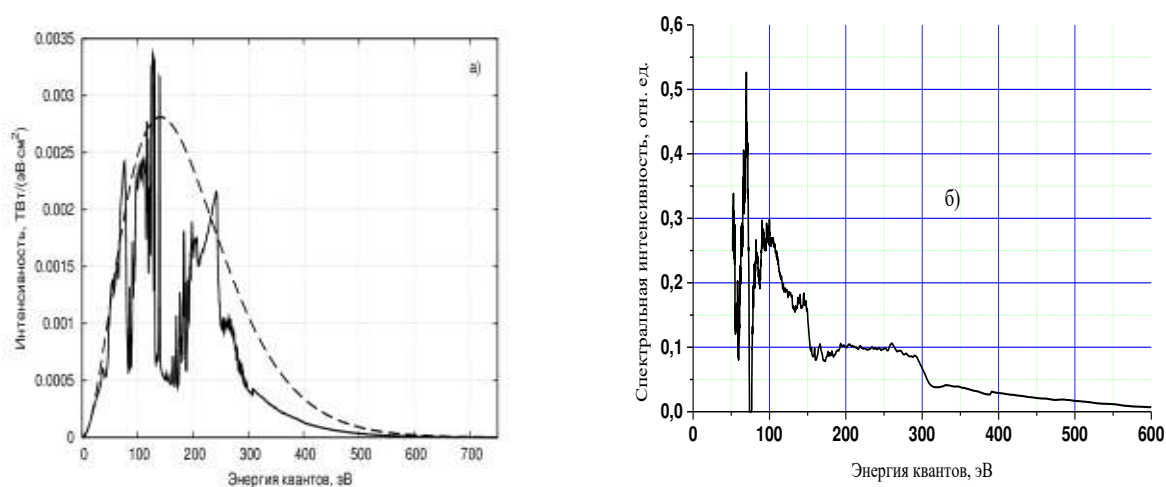


Рис. 6.9 Сравнение расчетного спектра излучения однородного цилиндрического столба плазмы вольфрама радиуса  $R = 0.1$  см при плотности электронов  $N_e = 10^{21}$  1/см<sup>3</sup> и температуре  $T_e = 50$  эВ с экспериментом 4847. а - расчетный спектр, штриховая кривая – спектр черного тела при температуре 50 эВ; б – спектр, полученный в эксперименте № 4847.

Расчетная мощность излучения однородного цилиндрического слоя плазмы вольфрама радиуса  $R = 1$  мм и длиной 1.5 см при плотности ионов  $n_i = 6 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup> и температуре  $T_e = 50 - 60$  эВ составляет величину 0.4 – 0.6 ТВт (табл. 6.3). Таким образом, при приближении формы расчетного спектра к экспериментальной остается существенная разница (почти в 3 раза) в расчетных и измеренных значениях полной мощности излучения, даже с учетом коррекции величины измеряемой мощности на анизотропию излучения. Одно из возможных объяснений такого расхождения связано с тем, что спектр излучения измерен интегрально по времени и является наложением спектров плазмы с различными температурами. С учетом этого эффективная температура плазмы меньше максимального значения, а особенности спектра становятся менее выраженными [133]. Следует также учесть, что в расчетах использовалась

упрощенная модель пинча с однородным распределением ионной плотности и температуры по радиусу. Отметим также, что расчетный спектр усреднен по всем направлениям излучения с боковой поверхности пинча, а экспериментальный спектр получен из измерений в узкий телесный угол в направлении, перпендикулярном оси пинча.

## 6.2. Исследование излучения многопроволочныхборок со сложным атомным составом.

В разделе приведены результаты экспериментов по повышению эффективности генерация мягкого рентгеновского излучения в плазме сильноточного  $Z$  - пинча, за счет уменьшения времени передачи энергии от ионов, нагреваемых в ударной волне на стадии пинчевания, к электронам. Для уменьшения времени передачи энергии от ионов к электронам использованы нагрузки, содержащие наряду с элементами с высоким атомным номером ( $W$ ) и элементы с относительно невысоким атомным номером ( $Al$ ).

Приведены результаты исследования переходных режимов излучения от каскадной нагрузки к композитному  $Z$  – пинчу, при использовании каскадныхборок со сложным атомным составом.

На основании анализа линейчатого излучения многозарядных ионов высокотемпературной плазмы определялись ее электронная температура  $T_e$  и плотность  $n_e$ .

### 6.2.1. Постановка эксперимента.

В качестве одного из основных применений пинчей, получаемых при сжатии током мегаамперного диапазона, рассматривается задача реализации термоядерного синтеза в сжимающейся мишени под действием интенсивных потоков мягкого рентгеновского излучения [11, 12].

Среди схем непрямого обжатия сферических мишеней наиболее перспективными являются схема динамического “хольраума” предложенная в работе [45] и схема статического “хольраума” с двумя отдельными пинчами, предложенная в работе [46]. В обеих схемах одним из ключевых моментов является генерация мощного импульса мягкого рентгеновского излучения, или при сжатии двух  $Z$  - пинчей (статический “хольраум”), или при соударении внешней ускоренной током плазменной оболочки с внутренней полый оболочкой или сплошным цилиндром, внутри которой находится облучаемая мишень (динамический “хольраум”).

В качестве внешней оболочки могут использоваться многопроволочнаяборка, сплошная металлическая фольга или газовая струя. Внутренняя цилиндрическая оболочка («хольраум»)

изготавливается из материала низкой плотности (например, агар-агар или полиэтилен) с добавлением мелкодисперсного порошка тяжелых элементов (W, Mo).

Эффективная генерация излучения в схеме динамического «хольраума» требует, как быстрой передачи энергии от ионов, нагреваемых в ударной волне, к электронам, так и высокой излучательной способности материала внутреннего цилиндра. Для выполнения этих требований, а также для прозрачности к собственному излучению, внутренний цилиндр должен содержать наряду с элементами с высоким атомным номером, имеющими высокую излучательную способность, и элементы с относительно невысоким атомным номером. Проверка эффективности генерации МР излучения в ударной волне плазмы состоящей в основном из элементов с относительно невысоким атомным номером, с добавкой элементов с высоким атомным номером, является актуальной задачей.

Для уменьшения времени передачи энергии от ионов, нагреваемых в ударной волне к электронам, плазма пинча должна содержать наряду с элементами с высоким атомным номером (например, W) и элементы с относительно невысоким атомным номером (например, Al).

Спектроскопия пинчей, составленных из материалов с сильно различающимися атомными номерами (например, Al и W) также позволяет определять параметры плазмы по спектру излучения элемента с относительно невысоким  $Z$ . Кроме того, увеличивая долю элемента с большим  $Z$  в сборке, состоящей, в основном, из элемента с малым  $Z$ , можно существенно уменьшить электронную температуру и интенсивность излучения [H]- и [He]- ионов плазмы легкого элемента. Таким образом, используя элемент с высоким  $Z$ , можно за счёт снижения температуры регулировать ‘жесткость’ спектра излучения.

Эксперименты с многопроволочными цилиндрическими лайнерами, составленными из материалов с сильно различающимися атомными номерами (Al и W) ранее проводились на сильноточном генераторе С-300 в ИАЭ им. И.В. Курчатова [137].

В данной разделе рассмотрено влияние небольшого количества вещества с высоким  $Z$  (вольфрам) на излучение пинча, образованного при сжатии многопроволочной сборки из материала с относительно невысоким  $Z$  (алюминий). Эксперименты проводились на цилиндрических сборках с фиксированным начальным числом проволок, начальным диаметром и погонной массой. Добавка вольфрама в сборку проводилась заменой части алюминиевых проволок на вольфрамовые, с сохранением симметрии расположения последних. Проведено сравнение излучения таких смешанных Al - W многопроволочных лайнеров с излучением пинча, получаемого при сжатии W лайнеров, имеющих те же параметры (начальный диаметр, погонная масса, число проволок). Результаты экспериментов по сжатию Al - Wборок использованы при исследовании динамики сжатия и излучения пинча, образующегося при сжатии двухкаскадныхборок, с близкими значениями масс каскадов и

отношением начальных радиусов равным 2. При этом внешняя сборка состояла из алюминиевых проволочек, а внутренняя из вольфрамовых проволочек.

Эксперименты проводились на восьмимодульном импульсном генераторе тока Ангара-5-1 [100]. Токи от отдельных модулей по линиям с магнитной самоизоляцией подводились к общему дисковому концентратору, в межэлектродном зазоре которого помещалась нагрузка длиной 1.5 см. Суммарный ток модулей на согласованной нагрузке достигал 3 МА. Длительность импульса электрической мощности на нагрузке составляла 140 нс, с пиковой мощностью  $P \sim 4\text{--}5$  ТВт. При сжатии током генератора многопроволочныхборок, с параметрами близкими к оптимальным, в момент времени, приблизительно совпадающий с моментом максимума тока, вблизи оси сборки образуется плотный, высокотемпературный пинч. Длина пинча практически совпадает с размером межэлектродного зазора (15 мм) и его поперечный размер (по рентгеновскому излучению с энергией квантов свыше 0.2 кэВ) составляет от 1 до 4 мм. Пинч интенсивно излучает в области мягкого рентгеновского излучения в диапазоне энергий квантов 0.1-2 кэВ.

Спектроскопические исследования излучения пинча проводились обзорным рентгеновским спектрографом с выпуклым кристаллом слюды ( $2d = 19.9 \text{ \AA}$ ). Радиус кристалла равнялся 2.5 см. Спектрограф располагался на расстоянии от источника излучения  $L = 2 - 3,2$  м. При заданной геометрии измерений спектральное разрешение спектрографа определялось шириной кривой отражения кристалла и составляло около 400 для первого порядка дифракции. Угол между осью пинча и направлением наблюдения составлял  $90^\circ$ . На рис.6.10 схематично показана геометрия спектрографа.

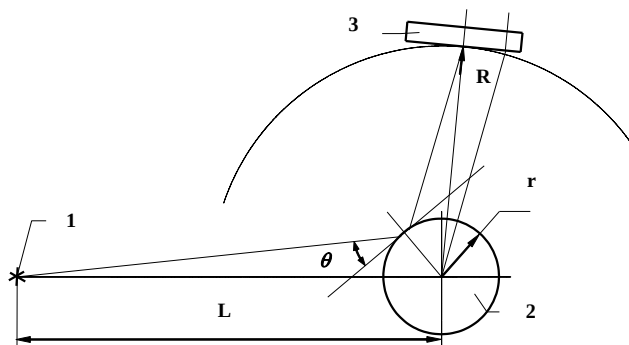


Рис.6.10. Геометрия спектрографа: 1 – источник излучения, 2 - кристалл, 3 – ПЗС линейка,  $L$  – расстояние от источника до центра кристаллодержателя,  $R$  – расстояние от центра кристаллодержателя до центра ПЗС линейки,  $r$  – радиус кристалла.

Поле зрения прибора ограничивалось набором щелевых диафрагм, которые частично отсекали жесткое паразитное рентгеновское излучение из зазоров вакуумных линий с магнитной самоизоляции. Направление дисперсии кристалла было перпендикулярно оси пинча. В качестве регистратора излучения использовался прибор с зарядовой связью в виде открытой ПЗС линейки ЦЛ-4 (ЛПЗС). Длина рабочей области ЛПЗС (31мм) позволяет наблюдать спектральную полосу шириной около  $5 \text{ \AA}$ , которая выбиралась в пределах рабочего диапазона  $5 \div 10 \text{ \AA}$ . Пространственная разрешающая способность ЛПЗС в этом диапазоне энергий квантов излучения близка к размеру ячейки структуры ЛПЗС (15 мкм.). Сигнал с ЛПЗС после 8-ми разрядного амплитудно-цифрового преобразования вводится в ЭВМ, что позволяет получать данные непосредственно сразу после эксперимента [61].

Спектр излучения восстанавливался с учетом пропускания входных рентгеновских фильтров, чувствительности ПЗС-детектора [63], геометрии эксперимента и коэффициента отражения кристалла. Чувствительность ЛПЗС по результатам калибровки составила величину  $2 \cdot 10^7 \text{ В} \cdot \text{см}^2 / \text{Дж}$  для энергий квантов  $1.5 - 2 \text{ кэВ}$  [63]. Величина коэффициента отражения слюды выбирался из данных работы [62]. Калибровка спектрографа по длинам волн проводилась по резонансным линиям [Н]- и [Не]-подобным линиям алюминия.

Длительность импульса мягкого рентгеновского излучения (МРИ) определялась, как FWHM – полная ширина импульса на полувысоте его амплитуды, из временных профилей сигналов, которые регистрировались вакуумными рентгеновскими фотодиодами с рентгеновскими фильтрами в диапазоне энергий квантов  $0,1 - 2 \text{ кэВ}$  [70]. Полный выход МРИ измерялся термопарным калориметром.

### 6.2.2. Эксперименты с алюминиевыми многопроволочными цилиндрическими сборками.

В работе [14] было показано, что с точки зрения получения наибольшей мощности мягкого рентгеновского излучения сжимающейся многопроволочной сборки при заданном максимальном токе и времени его нарастания, существует оптимум по массе, диаметру сборки и количеству проволочек. Эксперименты проводились на установке Saturn5 при токе в нагрузку до 8 МА. На алюминиевых многопроволочных сборках получены максимальные полная мощность излучения 50 ТВт и мощность в линейчатом излучении 3.4 ТВт при величине начального межпроволочного зазора в сборке 0.7 мм.

В экспериментах на установке «Ангара-5-1» межпроволочное расстояние составило  $\sim 0.6$  мм для многопроволочной сборки диаметром 12 мм при числе алюминиевых проволочек  $N = 60$ . На рис.6.11 приведён спектр излучения Al плазмы (выстрел 4477), полученный

кристаллическим спектрографом при сжатии алюминиевой многопроволочной сборки с суммарной погонной массой 330 мкг/см. В спектре излучения наблюдаются линии, соответствующие переходам в водородо- и гелиеподобных ионах алюминия, а также - значительно более слабое - линейчатое излучение ионов магния (в экспериментах использовалась алюминиевая проволока с весовым содержанием магния до 5%).

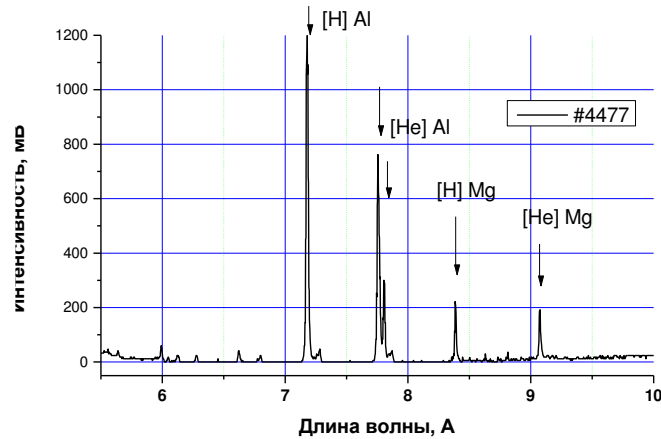


Рис.6.11. Спектр алюминия, № 4477, 60Al пров. Ø15мкм на диаметре 12 мм, погонная масса сборки 330 мкг/ см.

На основе полученных спектров для выстрела 4477 были сделаны оценки температуры и электронной плотности плазмы. Температура и плотность подбирались так, чтобы расчётные значения отношений интенсивностей резонансных линий [H]- и [He]- ионов Al, а также отношений интенсивностей интеркомбинационной и резонансной линий [He]- иона Al совпадали с экспериментальными или, возможно меньше отличались от них. В расчётах использовалась стационарная столкновительно – излучательная модель плазмы [101]. Расчёт заселённости проводился только с учётом уровней, для которых главное квантовое число  $n$  не превышало двух. При этом уровень  $^1P_1$ , учитывался отдельно, а остальные возбуждённые состояния [He]-иона объединялись. Результаты расчётов существенно зависят от вероятности поглощения излучённого кванта в пределах излучающей области и, следовательно, от её характерного размера и формы. Вместе с тем, влияние вероятности вылета кванта на полный выход излучения в линии существенно только в том случае, если процесс тушения возбужденных состояний иона, вследствие столкновений с электронами, преобладает над спонтанным излучением. Если считать излучающую область однородной по температуре и плотности для всех ионов, то вероятность вылета из неё кванта с энергией  $\varepsilon$  с приемлемой точностью можно оценить с помощью выражения

$$w_{\text{out}}(\varepsilon) = 1 / (1 + \kappa(\varepsilon)L) \quad - \quad (6.1),$$

где  $\kappa(\varepsilon)$  – коэффициент поглощения, пропорциональный плотности ионов в нижнем, основном состоянии (соответственно, [He] или [H] ионов). Через  $L$  обозначена величина средней хорды области излучения;  $L = 4V/S$  ( $V$  – объём,  $S$  – поверхность), равная для бесконечно длинного цилиндра его диаметру. Полная мощность, излучаемая в линии из объема  $V$ , равна  $W = \varepsilon n_{ex} VP/\tau$ , где  $n_{ex}$  – плотность ионов в возбуждённом состоянии,  $\tau$  – среднее время жизни возбуждённого состояния относительно спонтанного испускания,

$$P = \int W_{out}(\varepsilon) \psi(\varepsilon) d\varepsilon \quad - \quad (6.2)$$

усреднённая по энергии вероятность вылета кванта из излучающей области. При расчёте  $\psi(\varepsilon)$  – нормированного на единицу профиля спектральной линии – учитывалось уширение линии, как за счёт эффекта Доплера, так и вследствие электронных ударов (профиль Фойгта). Формулы для определения ширины линий, скоростей возбуждения, ионизации и рекомбинации, а также значения энергетических уровней и вероятностей радиационных переходов взяты из работ [138 - 143].

Согласно результатам выстрела 4477 отношение выходов энергии  $J_H$  (резонансный переход [H] - иона) и  $J_He$  (резонансный переход [He]-иона) равно 0.647, а отношение интенсивностей интеркомбинационной ( $J_i$ ) и резонансной линий [He] ионов равно 0.348. Эти величины получены при обработке спектров излучения с учетом геометрии эксперимента, пропускания фильтров и коэффициента отражения кристалла. По рентгеновским обскурограммам в квантах с энергией свыше 400 эВ, в этом эксперименте образовывался пинч с диаметром  $\sim 2.5$ -4 мм (см. Таблицу 6.4). При полном выходе излучения, равного  $E = 47$  кДж (измерение проведено термодинамическим калориметром), и длительности импульса излучения около 20 нс, мощность излучения достигала в максимуме 2.5 ТВт.

Таблица 6.4. Основные параметры нагрузок и характеристик пинчей, полученных в экспериментах с одиночными Al и Al – W сборками.

| № эксп. | Многопроволочная сборка | $C_w, \%$ | $J, \text{MA}$ | $E, \text{кДж}$ | $\tau, \text{нс}$ | $d, \text{мм}$ |
|---------|-------------------------|-----------|----------------|-----------------|-------------------|----------------|
| 4477    | 60Al, 15мкм             | 0         | 1.85           | 47              | 20                | 2.5-4          |
| 4480    | 4W, 6мкм + 56Al, 15мкм  | 7         | 1.99           | 64              | 14                | 1-1.5          |
| 4483    | 8W, 6мкм + 52Al, 15мкм  | 14        | 2.07           | 73              | 15                | $\sim 1$       |
| 4481    | 16W, 6мкм + 44Al, 15мкм | 27        | 2.09           | 73              | 11                | 0.7-0.8        |

Варьируя размер излучающей области пинча в пределах 2.5-4 мм подбирались значения электронной плотности и температуры, так, чтобы экспериментальные значения отношений интенсивностей резонансных линий [H] и [He] ионов Al, а также отношений интенсивностей интеркомбинационной и резонансной линий [He] иона Al совпадали с экспериментальными

значениями. При расчёте в.4477 (см. Таблицу 6.5) было получен размер излучающей области 2.7 мм, в котором содержится пятая часть всей начальной массы сборки.

В Таблице 6.5 через  $P_r$  и  $P_H$  обозначены расчётные значения вероятности вылета излучённого кванта для резонансных переходов в [He] и [H] ионах, а через  $P_i$  - для интеркомбинационного перехода [He] иона. Через  $d_{rad}$  обозначен диаметр зоны излучения и через  $M$  – масса излучающей плазмы на единицу длины. Расчётное значение мощности, излучаемой во всех трёх линиях, обозначено через  $w_{lin}$ . Чтобы оценить влияние выбора величины массы излучающей зоны на её параметры, был произведён расчёт в предельном предположении, что в пинче находится вся начальная масса сборки. Результаты расчёта приведены в нижней строке Таб.6.5. Вследствие изменений относительных значений концентраций (особенно возбуждённых состояний) и непропорционального уменьшения вероятности вылета для различных линий расчётное значение температуры при большей массе оказалось заметно ниже. Вместе с тем, ввиду пятикратного увеличения массы, возросла электронная плотность, а расчетный размер излучающей зоны составил 5 мм. При этом мощность излучения в линиях составляет 1.6-1.7 ТВт ( $\sim 30$  кДж при длительности импульса излучения 20 нс), что существенно превышает экспериментально наблюдаемую величину порядка 400-500 ГВт.

Таблица 6.5. Результаты расчётов по отношениям линий алюминия для эксперимента с многопроволочной сборкой № 4477.

| $M$ ,<br>мкг/см | $T_e$ ,эВ | $n_e/10^{20}$ ,<br>1/см <sup>3</sup> | $d_{rad}$ , мм | $P_r$ % | $P_H$ % | $P_i$ % | $w_{lin}$ ,<br>ГВт/см |
|-----------------|-----------|--------------------------------------|----------------|---------|---------|---------|-----------------------|
| 66              | 560       | 3.0                                  | 2.7            | 1.19    | 2.1     | 72      | 292                   |
| 330             | 470       | 4.3                                  | 5.0            | 0.41    | 0.83    | 46      | 1125                  |

Так как количество магния в плазме пинча составляло порядка 5%, то интенсивность линий, соответствующих излучению [H]- и [He]- подобных ионов магния была относительно невысокой. Поэтому линия соответствующая интеркомбинационному переходу гелиеподобного иона магния в эксперименте не была зарегистрирована. Для определения температуры плазмы по линиям многозарядных ионов магния считалось, что плотность свободных электронов практически полностью определяется ионизацией алюминия. Поэтому, приняв значения  $n_e$ , полученные из соотношений интенсивности линий алюминия (Таблица 6.5), было вычислено значение  $T_e$ , которое соответствует отношению резонансных линий [H] и [He] ионов магния. Значение температуры, определённое по ионам магния составляет величину порядка 590эВ, что отличается от значения температуры определенной по линиям алюминия на 6%.

Результаты расчета параметров плазмы для эксперимента № 4477 с использованием описанной выше модели были сравнены с результатами расчетов по стационарной столкновительно-излучательной модели однородной плазмы с учетом переноса излучения в линиях фактором ускользания по Холстейну [144]. Полученные при этом значения параметров плазмы  $T_e \sim 520$  эВ и  $n_e \sim 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  соответствуют ранее рассчитанным. Несколько меньшее значение полученной электронной плотности ( $n_e \sim 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , вместо  $n_e \sim 3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) связано с немного большим размером области излучения, полученной в расчете с использованием фактора ускользания (4 мм, вместо 2.7 мм). Масса вещества пинча, имеющего высокую температуру в обоих расчетах составляет порядка 20% от начальной массы сборки.

### 6.2.3. Эксперименты с одиночными многопроволочными сборками со сложным атомным составом.

Для измерения излучательных характеристик пинчей, составленных из различных материалов, были проведены эксперименты с лайнерами, состоящими из Al и W проволочек. В этом случае степень сжатия плазмы пинча, его температура и мощность излучения существенно зависят от массовой доли вольфрама.

Так как при электродинамическом ускорении плазмы кинетическая энергия тяжёлого иона оказывается значительно больше кинетической энергии электрона, то в процессе термализации электронной и ионной компонент плазмы вблизи оси сборки температура ионов в начальный момент оказывается существенно выше температуры электронов. Например, для характерных скоростей имплозии многопроволочныхборок на стадии пинчевания  $\sim 2 \cdot 10^7$  см/с, кинетическая энергия на один ион Al составляет  $\sim 6$  кэВ, а на ион вольфрама величину  $\sim 40$  кэВ. Поскольку время выравнивания температуры тем меньше, чем выше концентрация и меньше разница в массах частиц, то в случае Al - Wборок передача энергии от ионов к электронам происходит в основном от ионов Al, имеющих меньшую массу и более высокую концентрацию (даже при равных погонных массах Al и W в сборке). При погонной массе вольфрамовой сборки  $\sim 200$  мкг/см и диаметре пинча 2 мм ионная плотность плазмы составит  $n_i \sim 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Для начальной температуры электронов 50 эВ и среднего заряда иона  $\langle Z \rangle \sim 10$  время обмена составит величину 1-2 нс [145]. При сжатии многопроволочной алюминиевой сборки погонной массой  $\sim 200$  мкг/см и диаметре пинча 3 мм ионная плотность плазмы составит  $n_i \sim 6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Для такой же начальной температуры электронов 50 эВ и среднего заряда иона  $\langle Z \rangle \sim 10$  время обмена составит величину  $\sim 0.05$  нс.

В проведенной серии экспериментов (Табл.6.4) были фиксированы полная погонная масса многопроволочной сборки – 330 мкг/см, её начальный диаметр – 12 мм и общее количество

проволочек  $N = 60$ . При этом изменялось число проволок из вольфрама, то есть процентное весовое содержание вольфрама в сборке. Поскольку погонные массы вольфрамовой и алюминиевой проволок практически совпадают, замена части алюминиевых проволок на вольфрамовые не изменяет массы сборки. Вольфрамовые проволочки располагались в сборке в максимально возможном осесимметричном порядке.

На рис. 6.11- 6.13 приведены зарегистрированные спектры излучения для экспериментов № 4477, 4480 и 4483. Простой сравнительный анализ полученных спектров показывает, что с увеличением доли вольфрама в сборке интенсивность линейчатого излучения многозарядных ионов алюминия уменьшается. В Таблице 6.4 приведены основные результаты по этим выстрелам:  $C_W$  – процентное весовое содержание вольфрама в сборке,  $\tau$  – величина FWHM импульса мягкого рентгеновского излучения,  $E$  – полный выход излучения;  $J$  – максимальная амплитуда тока через нагрузку;  $d$  – поперечный размер пинча, определенный по интегральным обскуротграммам (по рентгеновскому излучению с энергией квантов свыше 0.4 кэВ).

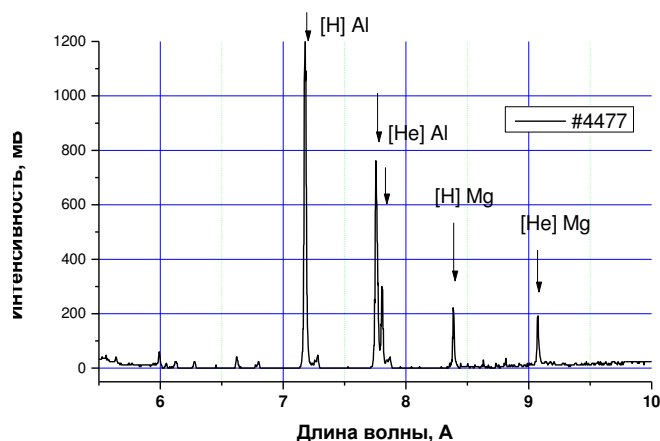


Рис.6.11. Спектр алюминия, № 4477, 60Al пров.  $\varnothing 15$ мм на диаметре 12 мм, погонная масса 330 мкг/см.

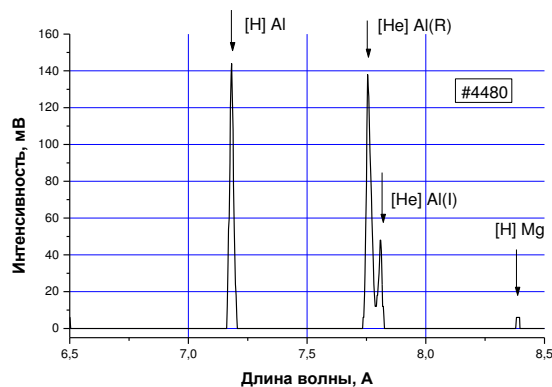


Рис.6.12. Спектр алюминия, № 4480, 4W  $\varnothing 6$ мм + 56Al  $\varnothing 15$ мм на диаметре 12 мм.

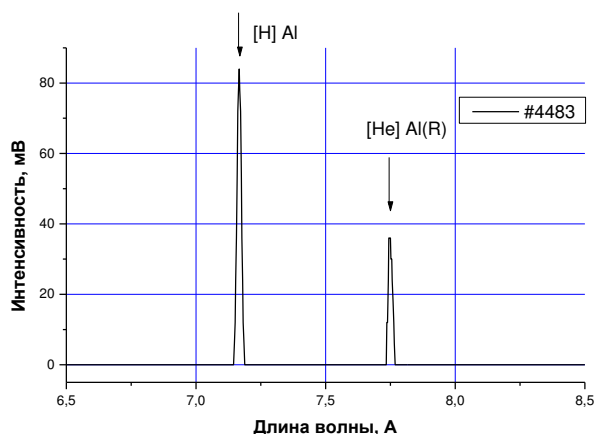


Рис.6.13. Спектр алюминия, № 4483, 8W Ø6мкм + 52Al Ø15мкм на диаметре 12мм.

В Таблице 6.6 представлены выходы энергии линейчатого излучения многозарядных ионов алюминия в относительных единицах за счёт резонансных переходов:  $J_H$  для [H] - и  $J_r$  для [He] - ионов и интеркомбинационных переходов  $J_i$  [He] - иона и их отношения. Через  $k_E$  обозначено отношение выхода излучения ионов Al (сумма  $J_H$ ,  $J_r$  и  $J_i$ ) в данном выстреле к выходу в в. 4477 (чисто алюминиевая сборка).

Отметим, что в выстреле 4483 (8 проволок W) величина  $J_i$  пренебрежимо мала, в то время как отношение.  $J_H / J_r$  аномально велико. Результаты расчётов для выстрела 4483, см. в Таблице 6.7, где  $M_r$  – эффективная величина массы зоны излучения, а  $M_f$  – масса сборки.

Таблица 6.6. Выходы энергии линейчатого излучения многозарядных ионов алюминия - в относительных единицах).

| № эксп      | 4477  | 4480   | 4483   |
|-------------|-------|--------|--------|
| $J_H$       | 0.324 | 0.0290 | 0.0152 |
| $J_r$       | 0.502 | 0.0790 | 0.0102 |
| $J_i$       | 0.174 | 0.0156 | —      |
| $J_H / J_r$ | 0.647 | 0.367  | 1.486  |
| $J_i / J_r$ | 0.348 | 0,198  | —      |
| $k_E$       | 1     | 0.124  | 0.025  |

Таблица 6.7. Результаты расчёта параметров плазмы пинча (эксп. № 4483).

| $N_e, \text{см}^{-3}$ | $M_r/M_f$ | $T, \text{эВ}$ | $d_{\text{rad}}, \text{мм}$ | $P_r \%$ | $P_H \%$ | $J_i / J_r$ |
|-----------------------|-----------|----------------|-----------------------------|----------|----------|-------------|
| $1 \cdot 10^{21}$     | 0.00185   | 740            | 0.144                       | 12.2     | 9.5      | 0.137       |
| $2 \cdot 10^{21}$     | 0.00102   | 720            | 0.076                       | 12.1     | 9.1      | 0.080       |
| $5 \cdot 10^{21}$     | 0.00054   | 670            | 0.035                       | 11.0     | 8.1      | 0.045       |

На рис.6.14 приведена зависимость выхода линейчатого излучения [H] и [He] ионов Al от весового содержания W в сборке. Отметим, что с увеличением массовой доли вольфрама в сборке длительность импульса МРИ сокращается. Так, если в отсутствие вольфрама длительность импульса равна приблизительно 20 нс, то при его массовой доли в 27% длительность сокращается до 10 нс, что, с учетом роста полного выхода излучения, соответствует увеличению мощности излучения приблизительно в 2.5 раза. При дальнейшем увеличении доли вольфрама длительность импульса сохраняется в интервале 8 – 9 нс и мощность излучения практически не изменяются. Полный выход излучения сборки, состоящей из одного вольфрама составляет порядка 80 кДж.

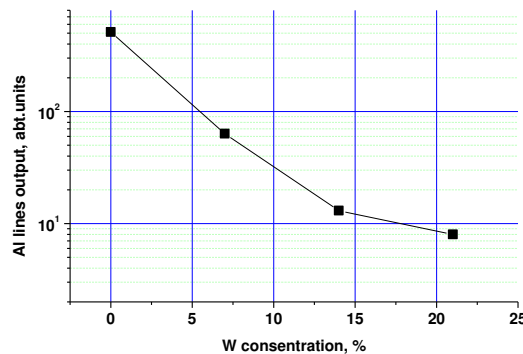


Рис.6.14. Зависимость выхода линейчатого излучения многозарядных ионов Al от содержания вольфрама в одинарной Al-W сборке.

Замена четырёх алюминиевых проволок на вольфрамовые (в. 4480) существенно (почти вдвое) уменьшает отношение интенсивности излучения резонансного перехода [H] – иона к интенсивности резонансного перехода [He] – иона, что свидетельствует об уменьшении эффективного значения температуры (вследствие излучения вольфрама), которое приводит к уменьшению концентрации [H] ионов по отношению к концентрации [He] ионов. Однако, как видно из Таблицы 6.6, дальнейшее увеличение числа вольфрамовых проволок (до восьми, в. 4483) привело к противоположному результату – увеличению этого отношения.

Согласно результатам эксперимента, замена четырёх алюминиевых проволок на вольфрамовые приводит к снижению  $w_{lin}$  – суммарной интенсивности в линиях K - серии многозарядных ионов алюминия – приблизительно в восемь раз (Таб. 6.6). Исходя из экспериментальных данных об отношении величин длительности импульса МРИ в в.4477 (20 нс) и в. 4480 (14 нс), а также об отношении величин полного выхода в линиях  $w_{lin}$  этих выстрелов и расчётного значения  $w_{lin}$  в случае отсутствия вольфрама, равного 292 ГВт/см

(Таб.6.5), можно ожидать, что при 4-х  $W$  – проволочках суммарная интенсивность в линиях должна быть равной 52 ГВт/см. Естественно предположить, что такое сильное снижение мощности связано не столько с уменьшением температуры, сколько с уменьшением эффективной величины массы зоны излучения ( $M_f$ ). В расчёте чисто алюминиевой сборки предполагалось, что при пинчевании только пятая часть массы сборки становится зоной излучения линий К- серии многозарядных ионов алюминия. Поэтому при оценке температуры и плотности электронов эффективное значение массы зоны излучения было выбрано таким, чтобы мощность излучения линий алюминия  $w_{lin}$  была равна 52 ГВт/см. При таком предположении оказалось, что в зоне излучения содержится только ~2.3 % массы сборки  $M_f$ . В Таблице 6.8 представлены результаты расчёта, основанные на данных в. 4480.

Таблица 6.8. Результаты расчёта параметров плазмы пинча и мощности линейчатого излучения ионов алюминия для эксп. № 4480

| $M_f/M_f$ | $T, \text{эВ}$ | $n_e/10^{20}, 1/\text{см}^3$ | $d_{rad}, \text{мм}$ | $P_r \%$ | $P_H \%$ | $P_i \%$ | $W_{lin}, \text{ГВт/см}$ |
|-----------|----------------|------------------------------|----------------------|----------|----------|----------|--------------------------|
| 0.023     | 430            | 10.2                         | 0.49                 | 1.23     | 3.5      | 72       | 52                       |

При увеличении числа вольфрамовых проволочек до восьми интенсивность интеркомбинационного перехода  $[\text{He}]$  иона уменьшается настолько, что её использование становится невозможно и, следовательно, невозможна совместная оценка температуры и плотности. На основании экспериментально полученного значения отношения интенсивности резонансных переходов  $[\text{He}]$  и  $[\text{H}]$  ионов (в. 4483, Таб.6.6) возможна лишь оценка взаимозависимости температуры и плотности  $n_e$ . Выше уже упоминалось, что результаты этого эксперимента выглядят парадоксально – отношение концентрации  $[\text{H}]$  ионов к концентрации  $[\text{He}]$  ионов увеличивается, а не уменьшается (как при переходе от чистого алюминия к четырём проволочкам вольфрама; см. значения  $J_H/J_r$  в Таб.6.6). Это обстоятельство может свидетельствовать о преобладающем вкладе в излучение небольшой, но очень плотной и горячей области. В Таблице 6.7 содержатся результаты расчётов для трёх пар параметров ( $T$  и  $n_e$ ). Как и в случае в. 4480 масса зоны излучения оценена путём сопоставления мощности излучения в линиях с мощностью излучения в линиях в эксперименте 4477. В эксперименте 4483 она меньше в 30 раз (10.5 ГВт/см). При возрастании предполагаемой величины плотности электронов, для согласования мощности необходимо предположить меньшее значение массы зоны излучения и некоторое уменьшение температуры. Существенно, что предположение о высокой плотности соответствует низкому расчётному значению интенсивности интеркомбинационной линии, которая в эксперименте вообще не видна. При  $n_e = 5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$

расчётное отношение интенсивности этой линии к интенсивности резонансной линии составляет всего 4.5 %.

#### 6.2.4. Эксперименты с двухкаскадными сборками, имеющими внешнюю сборку из алюминиевых проволок.

Наряду с одинарными многопроволочными сборками, широкое распространение получили двухкаскадные многопроволочные сборки, в которых, соосно устанавливаются два проволочных лайнера [36, 37]. На оптимальных двухкаскадных сборках получен более однородный по длине пинч, с мощностью рентгеновского излучения в среднем (по результатам работ на различных установках близких по параметрам) на 25% выше, чем на оптимальных одинарных сборках. При этом происходит снижение длительности импульса излучения. Роль внутренней сборки заключается в уменьшении аксиальной неоднородности распределения вещества в сжимающейся внешней оболочке при их взаимодействии и, соответственно, подавлению неустойчивости Рэлея-Тейлора. Как правило, для получения высокой мощности и больших выходов излучения используются двухкаскадные сборки, в которых как внутренний, так и внешний лайнеры собраны из W проволок. Вместе с тем, использование в одном из лайнеров проволок из вещества с небольшим значением Z позволяет расширить спектроскопические возможности измерения параметров плазмы пинча и получить информацию о процессе столкновения внешней сборки с внутренней сборкой.

На установке “Ангара – 5 – 1” были проведены эксперименты (№№ 4312, 4313 и 4314) с лайнерами, в которых нагрузкой служила двойная многопроволочная сборка коаксиальной конструкции. Атомный номер материала внутренней сборки (W) существенно превышал атомный номер материала внешней сборки (Al). Исследованы переходные режимы излучения (переход от каскадной нагрузки к композитному Z –пинчу), при которых диаметр внутренней многопроволочной сборки W (4 мм) был порядка диаметра пинча (2.5-3 мм), получаемого при сжатии одиночной внешней многопроволочной сборки Al диаметром 12 мм. Во всех экспериментах наружный лайнер состоял из 60 Al проволок диаметром 15 мкм, расположенных на диаметре 12 мм (погонная масса лайнера 330 мкг/см), то есть полностью совпадал с выстрелом 4477 для одиночного лайнера из алюминиевых проволок. Внутренняя сборка состояла из 40 W проволок диаметром 8 мкм, расположенных на диаметре 4 мм (погонная масса 380 мкг/см); высота сборки – 15 мм. Хотя во всех экспериментах зарегистрирован довольно интенсивный спектр линейчатого излучения [H] и [He] ионов алюминия, выход линейчатого излучения [H] и [He] ионов был приблизительно в 5-10 раз ниже, по сравнению с экспериментом 4477 с теми же параметрами алюминиевой сборки, но в

отсутствие внутреннего W - лайнера. На рис.6.15 в качестве примера приведен спектр излучения, полученный при выстреле № 4313.

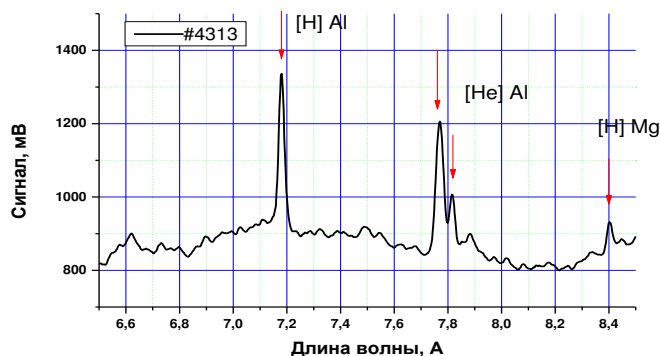


Рис.6.15. Спектр излучения алюминия для эксперимента № 4313. Наружная сборка N = 60 Al проволок диаметром 15 мкм на диаметре 12 мм, внутренняя сборка N = 40 W проволок диаметром 8 мкм на диаметре 4 мм.

Сводные экспериментальные результаты приведены в Таблице 6.9.

Таблица 6.9. Результаты экспериментов с двухкаскадными сборками № 4312- 4314

| № эксп. | Е,кДж | $J_H/J_T$ | $J_i/J_T$ | $K_E$ | $\tau$ , нс |
|---------|-------|-----------|-----------|-------|-------------|
| 4312    | 77    | 0.225     | 0.389     | 0.192 | 8           |
| 4313    | 77    | 0.193     | 0.365     | 0.107 | 10          |
| 4314    | 52    | 0.161     | 0.343     | 0.089 | 6.5         |

В Таблице 6.10 содержатся результаты расчёта температуры и плотности электронов. Значения  $w_{lin}$  и  $M_f/M_f$  оцениваются так же, как и для выстрелов. 4480 и 4483 (то есть, опираясь на расчёт для эксперимента 4477). Несмотря на то, что вопрос об абсолютных размерах излучающих областей остаётся неясным, согласно результатам расчёта можно предположить, что величина области излучения при наличии внутренней W лайнера близка к величине области излучения для эксперимента с одним (алюминиевым) лайнером в отсутствие вольфрама (в.4477). При этом, ввиду значительно меньшей температуры (вследствие влияния вольфрама), полный выход энергии линейчатого излучения  $w_{lin}$  существенно ниже, чем в эксперименте 4477. Обратим также внимание на сравнительно близкие значения  $T$  и  $n_e$  во всех трёх выстрелах, несмотря на различие в  $w_{lin}$  и массах излучающих зон.

Таблица 6.10. Результаты расчёта параметров плазмы пинча и мощности линейчатого излучения [H] и [He] ионов алюминия для экспериментов с двухкаскадными сборками.

| № эксп. | $W_{lin},$<br>ГВт/см | $M_f/M_f$ | $T, \text{эВ}$ | $n_e/10^{20}, 1/\text{см}^3$ | $d_{rad.} \text{ мм}$ |
|---------|----------------------|-----------|----------------|------------------------------|-----------------------|
| 4312    | 140                  | 0.202     | 440            | 2.2                          | 3.1                   |
| 4313    | 62.5                 | 0.083     | 430            | 2.5                          | 1.87                  |
| 4314    | 44.6                 | 0.062     | 420            | 2.5                          | 1.62                  |

В описанных выше экспериментах масса внешнего каскада диаметром 12 мм из алюминиевых проволок (330 мкг/см) была сравнима с массой внутренней многопроволочной сборки диаметром 4 мм из вольфрамовых проволок (380 мкг/см). Как и в случае с одиночной многопроволочной сборкой смешанного состава, при массе внутренней вольфрамовой сборки на уровне 10% от массы внешней алюминиевой сборки существенного сокращения длительности импульса излучения и увеличения мощности мягкого рентгеновского излучения не происходит. На рис. 6.16 приведены результаты эксперимента с каскадной сборкой, в которой масса внутреннего каскада из вольфрамовых проволок составляла порядка 12% от массы внешней многопроволочной сборки погонной массы 275 мкг/см.

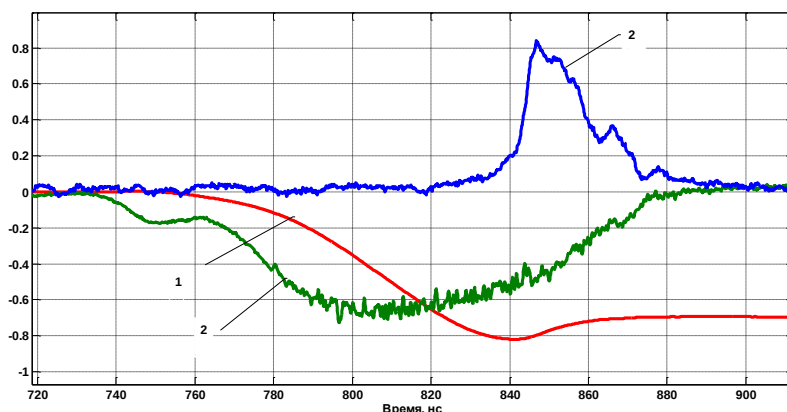


Рис. 6.16. Осциллограммы сигналов полученные при сжатии каскадной нагрузки: 1 - ток через нагрузку /5Е6 (Ампер); 2 - напряжение на нагрузке/1Е6(Вольт); 3 - сигнал ВРД s2e/2E1 (Вольт). Каскадная нагрузка. Внешняя сборка 40 алюминиевых проволок диаметром 18 мкм ( $m_{п}=275$  мкг/см) на диаметре 12 мм, внутренняя сборка 6 вольфрамовых проволок диаметром 6мкм ( $m_{п}=32$  мкг/см) на диаметре 5 мм.

Полный выход излучения, измеренный термопарным калориметром составил порядка 98 кДж при длительности импульса излучения  $\tau_{1/2} \sim 15-16$  нс (рис.6.16). Мощность излучения, измеренная по показаниям вакуумных рентгеновских диодов за соответствующими фильтрами составила величину порядка 6 ТВт.

### 6.2.5. Обсуждение результатов.

В случае использования одинарных многопроволочных сборок, состоящих из Al и W, даже 7% добавка вольфрама (по массе), снижает интенсивность линейчатого излучения [H] и [He] ионов Al на порядок. При этом длительность импульса излучения сокращается. Падение интенсивности линейчатого излучения Al при увеличении массовой доли вольфрама в сборке связано с уменьшением температуры плазмы. При увеличении доли W в сборке, с сохранением её полной массы, электронная плотность растёт. Вместе с тем, температура зависит от доли вольфрама немонотонно, что связано с изменением объема высокотемпературной области пинча. Когда массовая доля W превышает 14%, линейчатое излучение Al, как показывает сравнение расчетных спектров с экспериментально измеренными спектрами, происходит из небольших, плотных и сильно нагретых областей.

Следует отметить, что на одинарных сборках из вольфрама с такими же параметрами (диаметр сборки 12 мм, диаметр проволок 6 мкм,  $N = 60$ , высота сборки 15 мм, погонная масса  $\sim 330 \text{ мг/см}$ ) получены значения длительности импульса МРИ от 9 до 11 нс. Полные выходы излучения чисто вольфрамовых сборок получаются практически такие же, как и при сжатии Al - W сборок с теми же суммарными погонными массами и содержанием вольфрама в сборке (по массе) 25-30%. Таким образом, при содержании вольфрама в сборке 25-30% достигается практически такая же мощность излучения, как и при сжатии сборок из вольфрама с теми же удельными параметрами. При этом обеспечивается большая прозрачность плазмы для собственного излучения, что существенно, например, для облучения мишени в схеме динамического «хольраума».

Получение высокой мощности излучения в переходном режиме сжатия от каскадной схемы к композитному Z – пинчу, во-первых, связано с уменьшением времени передачи энергии от более легких ионов алюминия, имеющих высокую температуру при термализации ускоренной внешней оболочки, к электронам. Сокращение времени передачи энергии от ионов к электронам  $\sim (m_w/m_{Al})^{0.5} = 2$ , где  $m_w$  и  $m_{Al}$  соответственно массы атомов вольфрама и алюминия. Во-вторых, повышению мощности способствует увеличение концентрации электронов в пинче, так как на конечной стадии сжатия пинча, состоящего из смеси ионов алюминия и вольфрама с практически одинаковыми массовыми долями, в плазме будет высокая концентрация более легких ионов алюминия. Существенно, что наличие внутреннего каскада из вольфрамовых проволок приводит к повышению степени сжатия пинча, по сравнению со сжатием чисто алюминиевой многопроволочной сборки ( $d_{rad.} \approx 1.5\text{-}2 \text{ мм}$ ). При поперечном размере пинча  $d$  и заданной погонной массе, электронная концентрация плазмы пинча  $n_e \sim ((1-\mu)\langle Z_{Al} \rangle / A_{Al} + \mu\langle Z_W \rangle / A_W) / d^2$ , где  $\mu$  – массовая доля вольфрама в сборке,  $\langle Z_{Al} \rangle$  и

$\langle Z_W \rangle$  -средние заряды ионов алюминия и вольфрама,  $A_{Al}$  и  $A_W$  – атомные номера алюминия и вольфрама. Поперечный размер  $d$  зависит от массовой доли вольфрама в пинче и изменяется от 3-4 мм при  $\mu = 0$  до величины  $\sim 1$  мм при  $\mu = 1$ . При  $\mu \sim 0.3$  поперечный размер пинча составляет  $d \approx 1.5-2$  мм. Для температуры плазмы 80 - 100 эВ  $\langle Z_{Al} \rangle \sim 10$  и  $\langle Z_W \rangle \sim 20$  концентрация электронов будет такой же, как в пинче с вольфрамовой сборкой той же погонной массы ( $\mu=1$ ). Наличие заметной массовой доли вольфрама в нагрузке приводит к увеличению степени сжатия пинча и плотности. В этом случае, увеличение мощности излучения по сравнению со сжатием чисто алюминиевой сборки более, чем втрое связано, как с высокой излучательной способностью ионов вольфрама, так и с увеличением погонной массы сборки.

При рассмотрении излучения пинча, образованного при взаимодействии внешней алюминиевой сборки с внутренней вольфрамовой сборкой, предполагалось, что эти материалы однородно перемешаны. С другой стороны, в перемешивании вольфрама с алюминием есть две характерные скорости, скорость Альфвена и тепловая. На стадии термализации ускоренной оболочки обе эти скорости порядка скорости оболочки ( $V \sim (2 \div 3) 10^7$  см/с). При характерном размере пинча  $d \sim 2$  мм время перемешивания  $\tau$  будет  $\sim d/(2V) \sim 3-5$  нс, что порядка времени излучения пинча.

Проведенные эксперименты показали, что степень сжатия плазмы пинча, его температура, полный выход излучения и мощность излучения существенно зависят от массовой доли вольфрама в сборке. Относительно небольшая доля вольфрамовых проволок в сборке из алюминиевых проволок, приводит к созданию более компактного пинча и увеличению, как мощности, так и полного выхода мягкого рентгеновского излучения по сравнению с чисто алюминиевыми сборками.

Результаты экспериментов с двухкаскадными сборками, изготовленными из материалов, существенно отличающихся по атомному номеру (Al и W) показывают, что внутренняя вольфрамовая сборка играет существенную роль в динамике сжатия. Об этом свидетельствует полученный более короткий импульс рентгеновского излучения и, существенно большая мощность излучения, по сравнению с мощностью излучения получаемой при сжатии одиночной алюминиевой сборки без внутреннего вольфрамового каскада. Мощность излучения такой сборки определяется плотностью потока кинетической энергии внешней сборки из алюминиевых проволок на диаметре внутреннего каскада из вольфрамовых проволок. При диаметре внутреннего каскада  $d = 0.4$  см и длине нагрузки  $h = 1.6$  см через площадь  $S = \pi dh$  обеспечивается поток кинетической энергии на уровне 7-8 ТВт (мощность излучения), что дает для оценки плотности потока кинетической энергии величину 3.5-4 ТВт/см<sup>2</sup>. Таким образом, в переходном режиме сжатия от каскадной сборки к композитному Z -пинчу, внешняя сборка из

материала с относительно невысоким атомным номером (Al) обеспечивает высокую плотность потока кинетической энергии ( $\sim 4 \text{ ТВт/см}^2$ ), а внутренняя сборка малого диаметра из материала с высоким атомным номером (W) позволяет эффективно преобразовать эту энергию в мягкое рентгеновское излучения.

Результаты экспериментов с двухкаскадными многопроволочными сборками, составленными из элементов с сильно отличающимися атомными номерами показывают, что внутренний W лайнер довольно слабо влияет на линейчатое излучение внешней алюминиевой сборки, проникающего через вольфрамовую оболочку, несмотря на то, что масса W лайнера даже несколько больше, чем масса Al лайнера. Мощность излучения в линиях [H]- и [He]-подобного алюминия, в случае двухкаскадной сборки, примерно втрое выше, чем в одинарной, содержащей всего четыре вольфрамовые проволоки. При этом во всех экспериментах с двухкаскадной сборкой (4312 - 4314) электронная плотность области излучения, измеренная по линиям многозарядных ионов алюминия, довольно низкая  $\sim (2-3) \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ .

В заключение имеет смысл отметить, что полученные оценки температуры и плотности могут оказаться заниженными вследствие того, что в процессе пинчевания соотношения между интенсивностями линий отличаются от равновесных значений. При характерной электронной плотности  $\sim 3 \cdot 10^{20} \text{ 1/см}^3$  и температуре электронов, лежащей в интервале 400-600 эВ, время установления равновесного ионизационного состояния может оказаться сравнимым или даже превышать период времени, в течение которого происходит нарастание и спад  $T_e$  и  $n_e$ . В связи с этим изменения в ионизационном составе плазмы могут существенно отставать от изменения  $T_e$  и  $n_e$ , так что отношения интенсивности линий не будут соответствовать температуре и плотности. Простейший способ оценки может заключаться в расчёте изменения во времени относительных концентраций [He] - ионов алюминия ( $C_{\text{He}}$ ), [H] - ионов ( $C_{\text{H}}$ ), а также ядер ( $C_{\text{n}}$ ) в предположении, что в некоторый момент величины  $T_e$  и  $n_e$  возрастают скачкообразно и остаются в дальнейшем постоянными. Вследствие большой разницы между потенциалами ионизации [Li] и [He] - ионов считаем, что плазма в момент скачка содержит только [He] - ионы. На Рис.6.17. для  $n_e = 3 \cdot 10^{20} \text{ 1/см}^3$  и двух значений температуры (400 и 600 эВ) представлена зависимость от времени концентраций ионов различных зарядов ( $C_{\text{He}}(t)$ ,  $C_{\text{H}}(t)$ ,  $C_{\text{n}}(t)$ ) и  $k_{\text{H/He}}$ - отношения величины  $C_{\text{H}}(t)/C_{\text{He}}(t)$  к своему стационарному значению. Время, необходимое для достижения стационарных значений очень слабо зависит от величины скачка температуры. Через 10 нс после скачка, отличие отношения концентраций [H] и [He] ионов от своего равновесного значения не превышает величину  $\sim 10\%$ .

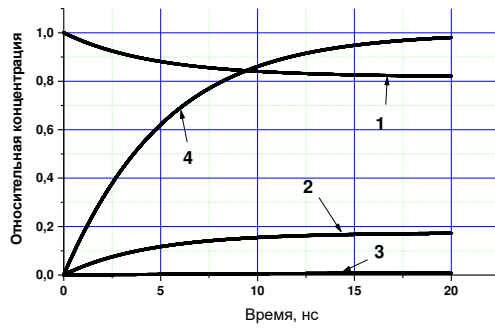


Рис.6.17а Зависимость относительной концентрации ионов алюминия от времени при электронной температуре плазмы 400 эВ и электронной концентрации  $\sim (2-3) \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . 1 - концентрация [He] ионов, 2 - концентрация [H] ионов, 3 - концентрация ядер, 4 - отношение концентрации ([H]/[He]) к равновесной  $([H]/[He])_{\text{равн.}}$  при данной температуре и плотности.

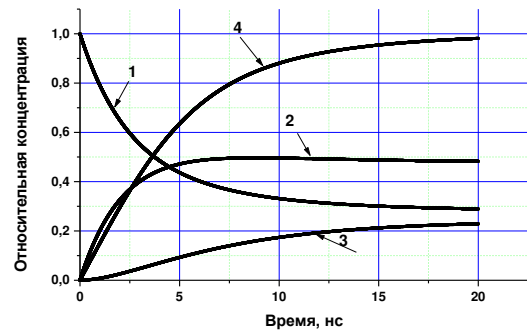


Рис.6.17б Зависимость относительной концентрации ионов алюминия от времени при электронной температуре плазмы 600 эВ и электронной концентрации  $\sim (2-3) \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . 1 - концентрация [He] ионов, 2 - концентрация [H] ионов, 3 - концентрация ядер, 4 - отношение концентрации ([H]/[He]) к равновесной  $([H]/[He])_{\text{равн.}}$  при данной температуре и плотности.

При сжатии одиночной Al сборки длительность импульса мягкого рентгеновского излучения составляет 20 нс (при электронной плотности  $\sim 3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ). В этом случае, ионизационное равновесие успевает установиться. При добавлении W в сборку на уровне 7 и 14% по массе длительность импульса МРИ уменьшается до 14-15 нс, при этом электронная плотность составляет величину свыше  $10^{21} \text{ см}^{-3}$ . Соответственно ионизационное равновесие и в этом случае также успевает установиться. С другой стороны, в экспериментах с двухкаскадными Al - W сборками длительность импульса мягкого рентгеновского излучения составляет 6-10 нс (при электронной плотности  $\sim 3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ). В связи с этим при оценке средних по времени температуры и плотности возможно занижение их значений из-за того, что ионизационное равновесие не успевает установиться.

Результаты экспериментов с двухкаскадными сборками свидетельствуют о том, что внутренняя вольфрамовая сборка практически не добавляет вещество во внешнюю алюминиевую сборку при их взаимодействии. Однако она играет существенную роль в динамике сжатия таких сборок. Об этом свидетельствует полученный более короткий импульс рентгеновского излучения и существенно большая мощность излучения по сравнению со сжатием одиночной алюминиевой сборки без внутреннего каскада (см. табл.6.9). Наличие достаточно интенсивного линейчатого излучения многозарядных ионов алюминия свидетельствует о том, что это излучение возникает в начале сжатия пинча, на переднем фронте импульса мягкого рентгеновского излучения. Практически существует небольшая задержка по

времени прихода внутренней вольфрамовой оболочки на ось, по сравнению с началом термализации алюминиевой плазмы от внешней сборки. В этом случае, на переднем фронте излучения пинча, на излучение алюминия практически не влияет плазма вольфрама. Этот факт подтверждается и тем, что электронная плотность в этом случае близка к электронной плотности, полученной при сжатии чисто алюминиевой сборки. В более поздние моменты времени, интенсивность излучения [H] и [He] ионов алюминия должно быть существенно меньше, так как из-за повышения концентрации вольфрама в пинче его температура сильно снижается.

### 6.3. Основные выводы по главе 6.

Обнаружен эффект влияния уменьшения времени передачи энергии от ионов, нагреваемых в ударной волне на излучательные способности плазмы пинчей, образующихся при сжатии многопроволочных сборок со сложным атомным составом (Al – W). При содержании по массе вольфрама в сборке на уровне 25-30% достигается практически такая же мощность излучения и его длительность, как и при сжатии чисто вольфрамовых сборок с теми же параметрами. Эффект связывается с уменьшением времени передачи энергии от ионов к электронам, за счет наличия в плазме значительного количества более легких ионов алюминия. Использование сборок со сложным атомным составом обеспечивает большую прозрачность плазмы для собственного излучения, что существенно, например, для облучения мишени в схеме динамического «хольраума».

Показано, что в переходном режиме сжатия от каскадной сборки к композитному Z - пинчу внешняя сборка из материала с относительно невысоким атомным номером (Al) обеспечивает высокую плотность потока кинетической энергии ( $\sim 4 \text{ ТВт/см}^2$ ), а внутренняя сборка малого диаметра из материала с высоким атомным номером (W) высокую излучательную способность.

Для одинарных многопроволочных сборок, состоящих из Al и W проволок, получена зависимость выхода линейчатого излучения [H] и [He] ионов Al от массовой доли вольфрама в сборке. Существенное падение интенсивности линейчатого излучения Al при увеличении массовой доли вольфрама в сборке связано с уменьшением температуры плазмы. С увеличением доли W в сборке, при сохранении её погонной массы и начального радиуса без изменений, электронная плотность растет. Вместе с тем, температура областей плазмы связанных с линейчатым излучением алюминия зависит от доли вольфрама немонотонно, что связано с уменьшением объема высокотемпературной области пинча. Уже при 7% добавке вольфрама в сборке (по массе), интенсивность линейчатого излучения [H] и [He] ионов Al

снижается на порядок. Когда массовая доля  $W$  превышает 14%, линейчатое излучение  $Al$  регистрируется из небольших, плотных и горячих областей.

## Глава 7. Исследование энергии излучения и плазменных потоков сильноточных Z - пинчей

В главе приведены результаты измерений абсолютных выходов мягкого рентгеновского излучения и энергии переносимой разлетающейся плазмой сильноточных многопроволочных Z – пинчей при токах в нагрузку до 4 МА. Измерения энергетических потерь проведены в направлениях перпендикулярно и вдоль оси пинча, с направления анодного электрода. Радиационным фольговым калориметром измерены выходы излучения от 30 до 80 кДж за импульс. Обнаружена существенная анизотропия энергии переносимой ионными потоками разлетающейся плазмы сильноточного Z – пинча. В направлении перпендикулярном оси пинча, энергия ионных потоков разлетающейся плазмы мегаамперных Z - пинчей не превышает 5% от энергии излучения, а в направлении вдоль оси пинча они сравнимы.

Исследована азимутальная зависимость выхода излучения для различных геометрий лайнерныхборок и геометрий подводящих высоковольтных электродов, в том числе и при наличии существенной начальной азимутальной неоднородности распределения массы проволок (секционные сборки).

### 7.1. Условия эксперимента

На современных мощных импульсных генераторах в экспериментах с многопроволочными Z – пинчами длительности импульсов мягкого рентгеновского излучения составляют 4 - 10 нс, мощность излучения достигает 300 ТВт [12,146,147]. Образующийся в результате сжатия многопроволочной цилиндрической сборки пинч, регистрируемый в квантах с энергией  $100 \div 1000$  эВ, представляет из себя высокотемпературное плотное плазменное образование с отношением длины к поперечному размеру  $\sim 5 \div 10$ . Проведение экспериментов по взаимодействию мощных потоков мягкого рентгеновского излучения Z- пинча с веществом (мишенью), предполагает использование различных геометрий расположения облучаемых мишеней относительно источника излучения. Оптимальное расположение мишени относительно источника излучения определяется угловыми и спектральными характеристиками излучения пинча.

В экспериментах на установке «Ангара -5-1» с вольфрамовыми многопроволочными сборками с погонными массами 200 - 400 мкг/см при токе в нагрузку  $\sim 2.5 \div 3.5$  МА источник излучения (пинч) представляет из себя цилиндр диаметром 2 - 5 мм и длиной 1.5 см. Оценочная мощность плотности потока излучения с поверхности пинча составляет  $3 \text{ ТВт/см}^2$ , при этом спектр излучения плазмы не является «чернотельным» [148]. Для получения плотностей потока

излучения на мишень на уровне  $1 \text{ ТВт/см}^2$  необходимо располагать мишень на расстояниях менее 1 см от источника излучения. Достаточно просто расположить мишень вблизи пинча по направлению его оси. При этом необходимо учитывать возможность воздействия на мишень осевых плазменных потоков распадающегося пинча. Достаточно близкое расположение мишени сбоку по отношению к пинчу требует использования специальных геометрий Z - пинчевых нагрузок. Проведение непосредственных измерений потоков излучения на расстояниях порядка 1 см от пинча представляет существенные трудности и, по-видимому, не реализуемо на практике. Измерения потоков излучения на достаточно большом расстоянии в узком телесном угле и в различных направлениях относительно оси пинча позволяет, из сопоставления с детальными расчетами динамики сжатия пинча с учетом потерь на излучение, построить адекватную модель источника излучения. Используя модель источника, можно рассчитать потоки излучения на мишень расположенную в непосредственной близости от нагрузки.

Исследование анизотропии энергетических потерь пинча в мягком рентгеновском излучении позволяет получать информацию о физике сжатия пинча, а также корректно оценивать полную мощность излучения и полные радиационные потери [149].

Измерение потоков энергии излучения и плазмы проводилось на установке «Ангара-5-1» (ток до 4 МА, напряжение  $\sim 1 \text{ МВ}$ , длительность импульса напряжения 140 нс) [69]. В качестве нагрузки генератора использовались различные многопроволочные сборки (цилиндрические сборки с плоскими катодными и анодными электродами; укороченные цилиндрические сборки с конусными катодным и анодным электродами; трехкаскадные сборки, с внешними многопроволочными секторами). Измерения энергии излучения пинча и потоков энергии плазмы проводились, как в направлении перпендикулярном его оси, так и в осевом направлении.

Полные энергетические потери плазмы при импульсных процессах можно измерять термопарными калориметрами. При этом временное разрешение отсутствует, а вклад в показания калориметра вносят, как потоки излучения, так и энергия переносимая разлетающейся плазмой. Резистивные тонкопленочные болометры с наносекундным временным разрешением позволяют измерять мощность излучения, но не позволяют измерять энергию плазменных потоков, из-за шунтирующего влияния плазмы на измеряемое сопротивление фольгового болометра. Радиационные фольговые калориметры (РФК) по своим характеристикам занимают промежуточное положение между термопарными калориметрами и тонкопленочными резистивными болометрами. Их временное разрешение ( $\sim 0.1\text{-}1 \text{ мкс}$ ), как правило, недостаточно, чтобы измерять мощность излучения в быстрых импульсных плазменных процессах. Однако, при достаточно большом расстоянии от источника излучения

до чувствительного приемного элемента РФК, даже временное разрешение  $\sim 1\text{-}2$  мкс позволяет зарегистрировать энергию излучения отдельно от энергии плазменных потоков прилетающей плазмы.

В данных экспериментах выход энергии в единицу телесного угла в радиальном направлении измерялся двумя термопарными калориметрами без фильтров и одним РФК. Первый калориметр располагался на расстоянии 3.5 м от пинча. Второй калориметр и радиационный фольговый калориметр [150] располагались на расстоянии  $L = 2.07$  м от пинча под азимутальным углом  $135^\circ$  по отношению к первому калориметру (рис.7.1).

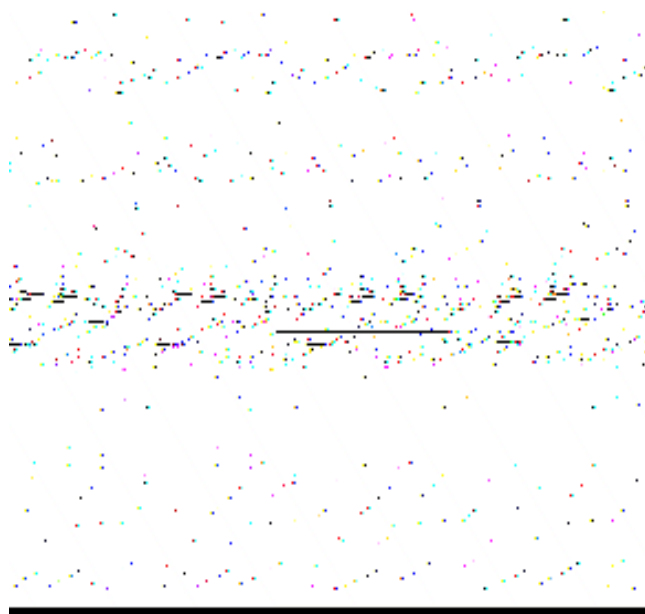
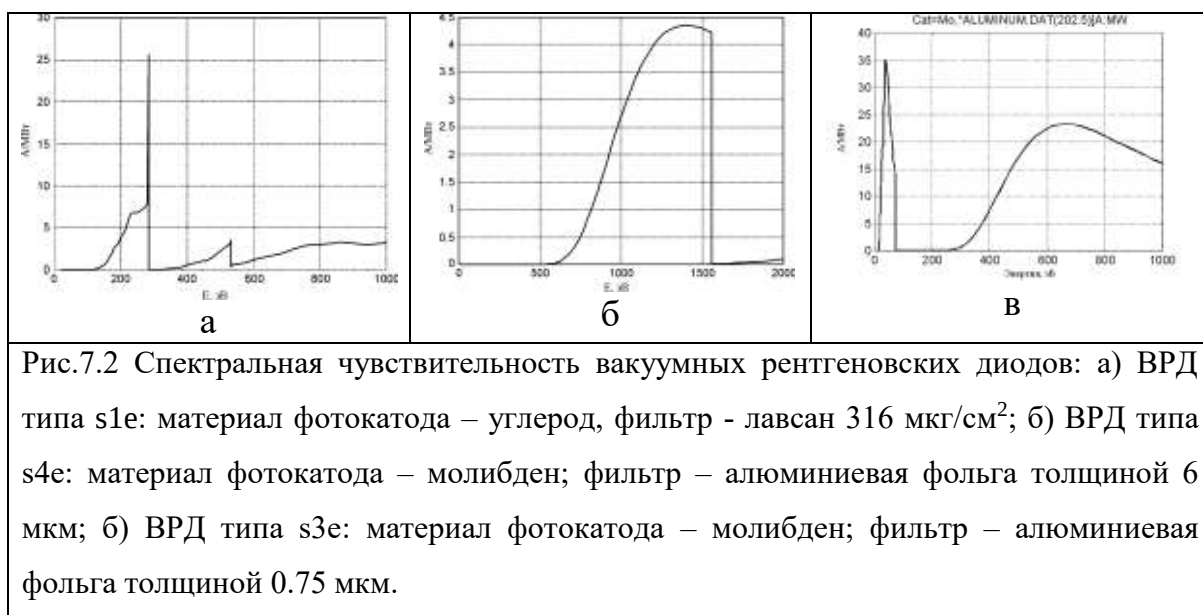


Рис.7.1. Схема расположения диагностических методик: 1- камера обскуры, 2 – термопарные калориметры, 3 - ВРД с фильтрами, 4 - болометр, 5 - пинч. Направление наблюдения – сбоку относительно оси пинча.

В ряде экспериментов проводились измерения выхода энергии в осевом направлении вторым калориметром и РФК. Сигналы мягкого рентгеновского излучения с наносекундным временным разрешением регистрировались вакуумными рентгеновскими фотодиодами (ВРД) с чувствительностью к энергии квантов в интервале 20 – 4000 эВ [70,106]. Зависимости спектральной чувствительности от энергии квантов для используемых вакуумных диодов приведены на рис.7.2. Характеристики ВРД различаются из-за типов используемых фотокатодов и спектрального пропускания рентгеновских фильтров. Измерения ВРД детекторами проводились одновременно в направлении перпендикулярном к оси пинча и в осевом направлении со стороны анода. Изображение пинча снималось рентгеновскими камерами – обскурами. Камера-обскуры располагалась на расстоянии 35 см от источника излучения. Изображение плазмы снималось с уменьшением 1:2 на рентгеновскую пленку УФ -

4 и голографические пластинки ВР - П. Для исследования плазменных потоков распадающегося пинча использовался датчик плазмы с геометрией плоского конденсатора [71,73].



## 7.2. Сравнение результатов измерений энергетических потерь пинча полученных различными методиками.

Как уже отмечалось, энергетические потери пинча измерялись термопарными калориметрами, радиационным фольговым калориметром и набором ВРД с различными спектральными характеристиками. Спектральная чувствительность используемых ВРД позволяла перекрывать практически полностью область основных радиационных потерь, с нижней границей по энергии квантов 20 эВ. Оценки радиационных потерь пинча по данным с ВРД проводились с использованием данных всех трех используемых детекторов (рис.7.2). Используемая ВРД методика позволяла проследить временной ход спектра излучения и провести оценку мощности радиационных потерь. Абсолютная калибровка термопарного калориметра проводилась по эталонному калориметру ИКТ-1Н (см. Гл.1).

В радиационном фольговом калориметре энергия излучения или ионных потоков поглощалась тонкой металлической фольгой, предварительно нагретой (см. Гл.1) квазипостоянным током длительностью 2.5 с до высокой температуры [150]. Излучение с тыльной стороны фольги регистрировалось полупроводниковым фотодиодом. Сигнал с фотодиода после предварительного усиления регистрировался цифровым осциллографом. Временное разрешение методики  $\sim 2$  мкс определяется временем теплового прогрева фольги. Калибровка

чувствительности ФРК проводилась по собственной встроенной токовой системе калибровок и составила при выбранном режиме работы  $2.2 \text{ мВ} \cdot \text{см}^2/\text{мДж}$ .

Результаты измерений выходов излучения пинчей, образованных при сжатии цилиндрических многопроволочных вольфрамовых сборок описанными методиками приведены в таблицах 7.1 и 7.2. Измерения проводились перпендикулярно к оси пинча и также под углом  $70^\circ$  к его оси, а результаты измерений в узком телесном угле пересчитывались в полный телесный угол ( $4\pi$ ).

Таблица 7.1. Выходы излучения в радиальном направлении в пересчете на полный телесный угол  $4\pi$ .

| Методики/№ Выстрела                          | 5048 | 5052 | 5059 | 5060 |
|----------------------------------------------|------|------|------|------|
| Термопарный калориметр, кДж                  | 77   | 58   | 32   | 73   |
| Радиационный фольговый калориметр (РФК), кДж | 52   | 25   | 19   | 54   |
| ВРД за фильтрами, кДж                        | 61   | 41   | 23   | 50   |

Таблица 7.2. Данные по интегральному выходу излучения измеренного РФК и ВРД методикой. Направления измерений под углом  $70^\circ$  к оси пинча.

| Номер выстрела | Энергия излучения, кДж ( $4\pi$ ) (РФК) | Энергия излучения, кДж ( $4\pi$ ) (ВРД) |
|----------------|-----------------------------------------|-----------------------------------------|
| 5269           | 25.7                                    | 36.3                                    |
| 5270           | 10.2                                    | 13.2                                    |
| 5276           | 51.4                                    | 41                                      |
| 5280           | 51.4                                    | 53                                      |

С учетом погрешностей измерений ВРД, радиационным фольговым и термопарным калориметром на уровне 25% их данные достаточно хорошо соответствуют друг другу. Сравнение выходов излучения измеренных с помощью РФК с данными полученными из ВРД методики позволяет сделать вывод, что данные ВРД измерений, основанные на измерениях только в трех достаточно широких спектральных интервалах, позволяют проследить временной ход спектра излучения и оценивать мощность радиационных потерь.

Как показали измерения, проведенные ранее, типичная радиальная скорость разлета быстрой ионной компоненты плазмы распадающегося пинча, образованного при сжатии многопроволочных вольфрамовых сборок, составляет  $(2-5) \cdot 10^7 \text{ см/с}$  [71,73,151]. При расстоянии от пинча до фольги РФК 2,24 м, ожидаемое время прилета такой плазмы составляет от 4 до 10 мкс, что Расстояние  $L = 2.24 \text{ м}$  позволяет даже при временном разрешении методики порядка 2

мкс отделить вклад излучения от энергии переносимой быстрой ионной компонентой разлетающейся плазмы на приемную фольгу. Как видно из осциллограммы сигнала радиационного фольгового калориметра (рис.7.3), соответствующего скачка сигнала от ионных потоков в этом временном интервале не наблюдается. При уровне шумов сигнала около 15 мВ, можно констатировать, что энергия, переносимая ионной компонентой плазмы в радиальном направлении, в данной серии экспериментов не превышает 0.25-0.4 кДж в единичный телесный угол. Отметим, что временное разрешение радиационного калориметра ( $\sim 2$  мкс) при использованной пролетной базе регистрации порядка 2 м не позволяет отделить энергию ионного потока имеющего скорость свыше  $10^8$  см/с от энергии излучения. Однако сравнение выходов излучения измеренных с помощью РФК с данными полученными по ВРД методике (Табл. 7.1 и 7.2) позволяет сделать вывод об отсутствии заметного вклада таких быстрых ионов в показания РФК.

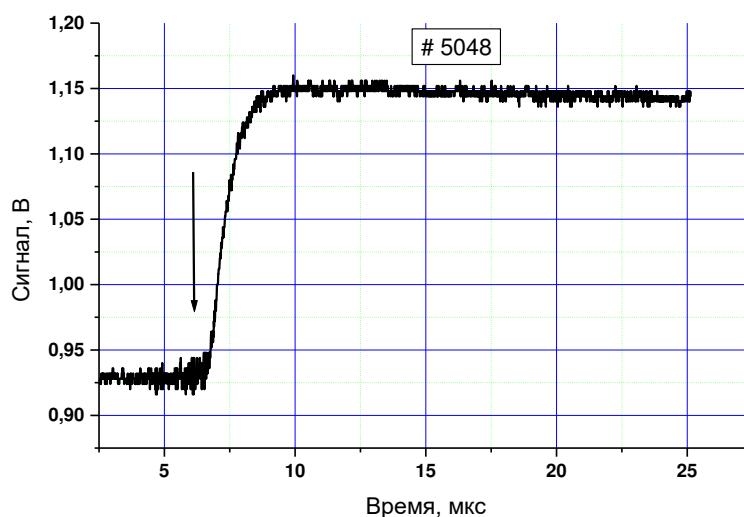


Рис. 7.3. Сигнал РФК. Направление измерений – поперёк оси лайнера. Нагрузка 40 W диаметром 6 мкм, 220 мкг/см, диаметр сборки 12 мм. Расстояние от пинча до чувствительного элемента РФК 2.24 м. Стрелка указывает на момент излучения пинча.

Измерение потоков излучения и плазмы в направлении вдоль оси пинча для многопроволочных цилиндрическихборок проводились РФК, с расстоянием от источника до прибора 2 м. Измерения проводились со стороны анодного электрода в направлении, составляющем угол  $7^\circ$  по отношению к оси пинча. Анодное отверстие многопроволочной сборки коллимировалось диафрагмами диаметром от 3 до 6 мм. Измерения с диафрагмами разного диаметра, при прочих одинаковых условиях эксперимента, позволяют оценить по показаниям ВРД детекторов эффективный размер излучателя с осевого направления. В тех

случаях, когда использовались сборки с большой погонной массой и малого начального диаметра, а также в случае многокаскадныхборок с внутренним каскадом малого диаметра, коллиматоры не устанавливались, так как сама конструкция анодного узла ограничивала область наблюдения диаметром от 4 до 6 мм. На рис. 7.4 приведена геометрия использованных анодных коллиматоров: в виде конусной вставки с коллимационным отверстием на одном уровне с анодной плоскостью нагрузки и в виде металлической фольги с отверстием расположенным по оси сборки на расстоянии 5 мм от плоскости анодной пластины.

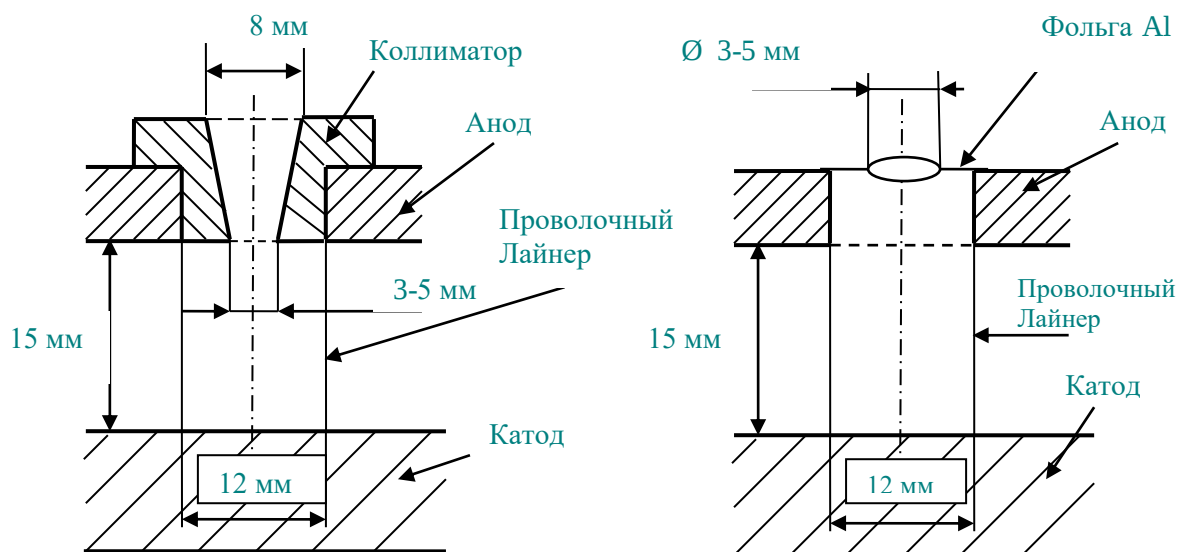


Рис. 7.4. Геометрия использованных анодных коллиматоров.

На рис. 7.5 – 7.6 приведены осциллограммы сигналов РФК при измерениях со стороны анодного электрода в направлении, составляющем угол  $7^\circ$  по отношению к оси пинча. На осциллограммах наблюдается сигнал от мягкого рентгеновского излучения и, с задержкой от 4 до 15 мкс, регистрируется сигнал от ионных потоков распадающегося пинча. Сигнал от плазменных потоков имеет достаточно большую амплитуду и нарастает до максимального значения за характерные времена от 20 до 100 мкс.

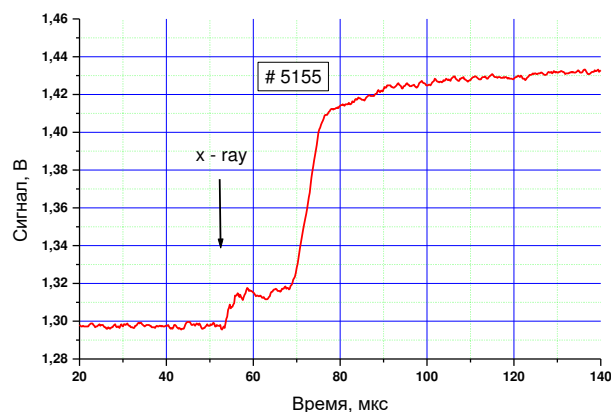
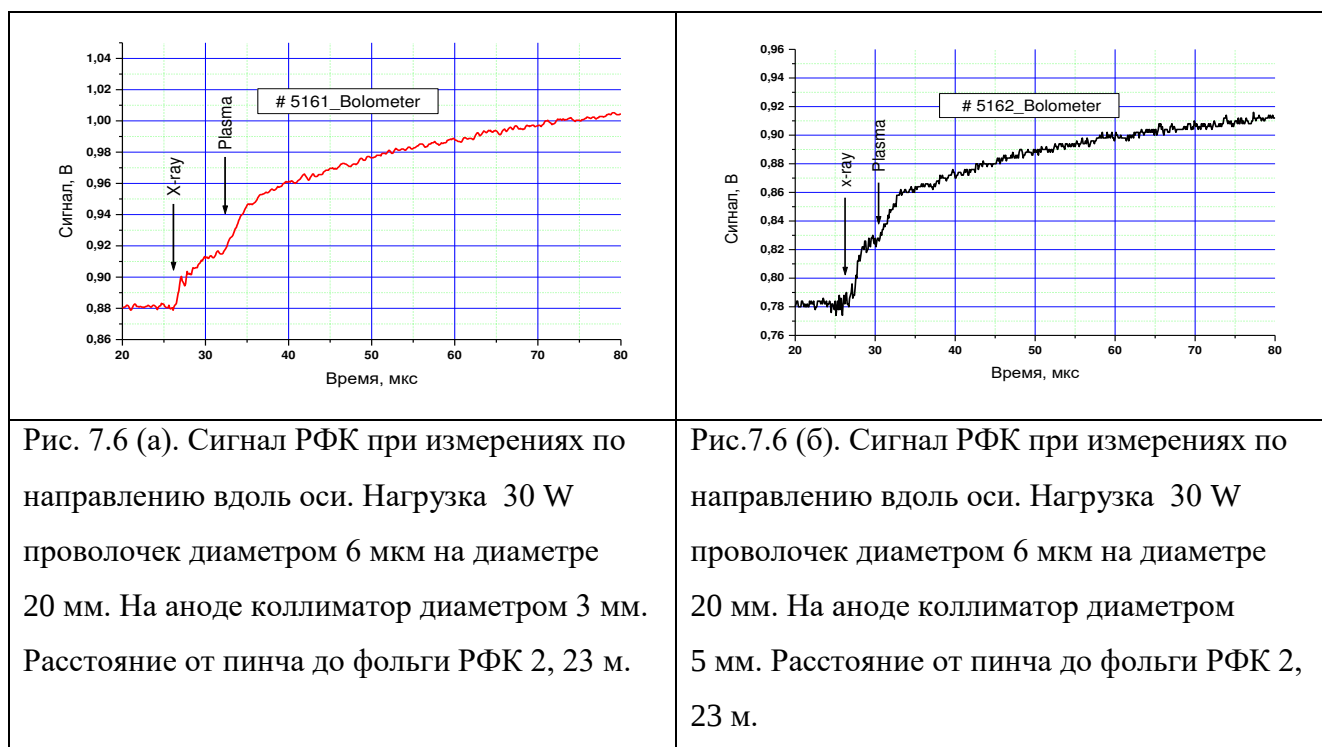


Рис.7.5. Сигнал РФК. Направление измерений – вдоль оси лайнера. Сборка 120 W проволочек диаметром 6 мкм на диаметре 6 мм. Погонная масса сборки 949 мкг/см. Расстояние от пинча до чувствительного элемента РФК 2.04 м. Стрелка указывает на момент излучения пинча.



Сжатие сборок небольшого начального диаметра и высокой погонной массы сопровождается генерацией плазменных потоков с относительно небольшими скоростями ( $< 1.5 \cdot 10^7$  см/с). При сжатии сборок с погонной массой 160 - 220 мкг/см и начальными диаметрами 20 – 12 мм регистрируются плазменные потоки со скоростями до  $5 \cdot 10^7$  см/с. В осевом направлении выход кинетической энергии плазменных потоков в единицу телесного угла,

существенно (в 2 - 4 раза) выход энергии рентгеновского излучения. На рис.7.6 приведены результаты измерений РФК в осевом направлении для одного типа сборки, но с коллиматорами на аноде диаметром  $d = 3$  мм и 5 мм. В таблице 7.3 приведены сводные результаты по этим экспериментам.

Таблица 7.3. Результаты измерения РФК потоков плазмы и излучения в осевом направлении (кДж/ср.).

| № эксперимента | Нагрузка                         | Погонная масса сборки, мкг/см | Диаметр коллиматора d, мм | Выход излучения, кДж/ср. | Выход энергии плазмы, кДж/ср. |
|----------------|----------------------------------|-------------------------------|---------------------------|--------------------------|-------------------------------|
| 5161           | 30W пров. Ø 6мм на диаметре 20мм | 165                           | 3                         | 0.88                     | 3.3                           |
| 5162           | 30W пров. Ø 6мм на диаметре 20мм | 165                           | 5                         | 1.1                      | 3.1                           |

Изменение площади анодного коллиматора в 2.7 раза привело к увеличению регистрируемого выхода излучения в 1.3 раза, что позволяет сделать вывод о том, что эффективный размер излучателя с осевого направления не превышает 5 мм. При этом энергия потоков плазмы практически не изменилась, что свидетельствует о том, что размер плотной части пинча не превышает 3 мм. Отметим, что в экспериментах по измерению энергетических потерь пинча в осевом направлении при скорости разлета плазмы до  $1 \cdot 10^8$  см/сек и пролетной базе 2 м временное разрешение РФК ~ 2 мкс не позволяет отделить энергию излучения на фоне сигнала от плазменных потоков. Однако, временное разрешение методики может быть улучшено до 1 мкс заменой 10 мкм платиновой фольги на фольгу толщиной 6 мкм.

По результатам измерений термопарными калориметрами полный выход энергии в единицу телесного угла в направлении вдоль оси пинча приблизительно вдвое превышает выход энергии в направлении перпендикулярно оси пинча. Указанный результат получен для многопроволочных вольфрамовыхборок имеющих начальный диаметр, по меньшей мере, в 3-4 раза превышающий поперечный размер пинча. Учитывая, что измеренный выход излучения в единичный телесный угол радиационным фольговым калориметром в осевом направлении в 2-3 раза меньше, чем в радиальном направлении, можно сделать вывод о преобладающем вкладе в сигнал термопарного калориметра энергии плазменных потоков.

### 7.3. Оценка величины ионной концентрации разлетающейся плазмы пинча

Как показывают результаты измерений энергетических потерь пинча, приведенные в предыдущем разделе, энергия переносимая плазменными потоками распадающегося Z – пинча имеет существенную анизотропию. В направлении вдоль оси пинча энергия переносимая плазменными потоками сравнима или превышает энергию мягкого рентгеновского излучения, а в радиальном направлении составляет величину не более 5% от энергии излучения. Для оценки ионной плотности плазменных потоков были использованы две методики.

Первый способ оценки концентрации ионов разлетающейся плазмы - использование методики, основанной на регистрации ионов и электронов с помощью ионного датчика плазмы. Схема измерения потоков плазмы показана на рис.7.7. В качестве датчика плазмы использовалась датчик с геометрией плоского конденсатора с пластинами размером 9×4 см. Расстояние между пластинами составляло 1 см. На пластины подавались напряжения + 400 В и – 400 В, а сигналы, соответствующие току ионов и электронов снимались с нагрузки  $\rho = 50$  Ом через разделительные емкости  $C = 1$  мкФ ( $\rho C = 50$  мкс). На входе датчика плазмы устанавливалась щель шириной 1,4 мм и длиной 14 мм. Между щелью и источником излучения помещалась защитная диафрагма с квадратным отверстием от 15×15 мм<sup>2</sup> до 40×40 мм<sup>2</sup>. Магниты (S, N) на стакане 4 служат для уменьшения влияния фотоэлектронов вылетающих с торца датчика на ток пластин. Электрическое поле в зазоре между пластинами составляло величину  $10^3$  В/см, что позволяет разделять электронный и ионный заряды плазмы до концентрации ионов  $\sim 3 \cdot 10^9$  см<sup>-3</sup> при среднем заряде ионов  $\langle Z \rangle \sim 5$ .

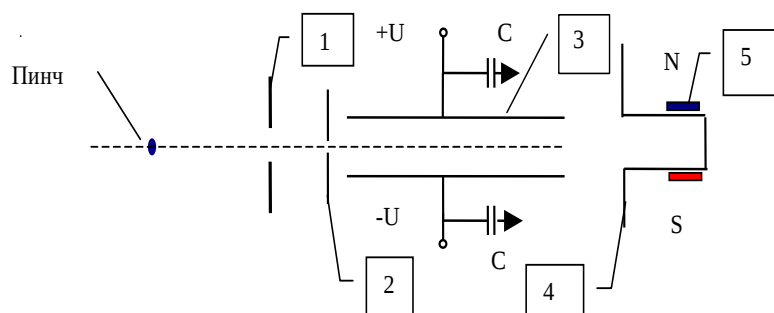


Рис. 7.7. Схема датчика плазмы: 1 - диафрагма, 2 - входная щель, 3 - токоприемные пластины, 4 - стакан, 5 - постоянные магниты. Разделительная емкость  $C = 1$  мкФ,  $\rho C = 75$  мкс ( $\rho$  – волновое сопротивление измерительного кабеля 75 Ом).

На рис. 7.8 приведены осциллограммы с датчика ионов. Датчик располагался на расстоянии 2.5 м по направлению оси пинча со стороны анода. Первый короткий пик на осциллограмме совпадает по времени с моментом рентгеновского излучения Z-пинча и обусловлен регистрацией ионов, образовавшихся в объеме датчика в результате ионизации остаточного газа рентгеновским излучением пинча. Более поздний импульс тока датчика через интервал времени порядка 8 мкс связан с приходом ионов плазмы распадающегося Z - пинча. Оценка по переднему фронту сигнала дает величину скорости наиболее быстрых ионов  $v \sim 3 \cdot 10^7$  см/с.

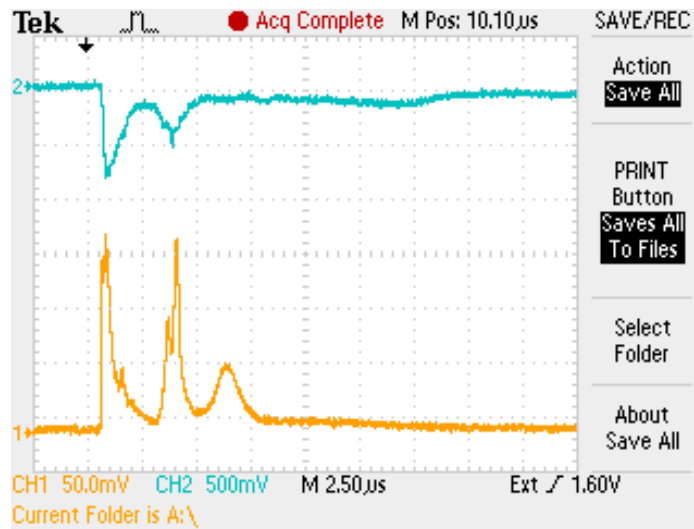


Рис. 7.8 Осциллограммы сигналов тока ионов (1) и тока электронов (2) на датчик, расположенный на периферии вакуумной камеры. Нагрузка – многопроволочный W лайнер с начальным диаметром 12 мм и погонной массой 315 мкг/см. Измерения по направлению разлета, близкому к оси z -пинча.

Можно оценить концентрацию ионов плазмы вольфрама, зная поперечный размер щели и взяв среднее значение заряда ионов  $\langle Z \rangle = 5 \div 10$ . Тогда из простого соотношения получаем

$$n_i = I_i / (e \times Z \times v \times d \times h), \text{ см}^{-3} = (1.5 \div 3) \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$$

где  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл,  $I_i$  – ионный ток через нагрузку 50 Ом,  $v = 3 \cdot 10^7$  см/с скорость плазмы,  $d$  и  $h$  – поперечные размеры щели (см).

Второй способ оценки плотности плазмы – использование данных, полученных с помощью РФК. Нарастание сигнала болометра от наиболее быстрой компоненты плазмы за время 4 мкс составляет 40 мВ ( $dU_{\text{бол.}}/dt \sim 10$  мВ/мкс) (рис. 7.6). Тогда плотность потока кинетической энергии плазмы на расстоянии  $L = 2.23$  м от источника излучения составляет  $S_{\text{ч.бол.}} \times (dU_{\text{бол.}}/dt) = 5.6 \cdot 10^3$  Вт/см<sup>2</sup>. Пренебрегая тепловой энергией плазмы, плотность потока

кинетической энергии плазмы в месте расположения детектора можно оценить из соотношения  $P \sim \rho v^3/2$ , где  $v = 3 \cdot 10^7$  см/с скорость потока разлетающихся ионов,  $\rho$  – ионная плотность. Откуда  $\rho \approx 2P/v^3 = 4 \cdot 10^{-12}$  г/см<sup>3</sup> и  $n_i = \rho/m_a = 1.5 \cdot 10^9$  см<sup>-3</sup>, где  $m_a$  – масса атома вольфрама. Полученная этим способом величина ионной плотности соответствует ионной плотности, полученной из измерений ионным датчиком при среднем значении заряда ионов «Z» ~5. Отметим, что при использовании показаний радиационного фольгового калориметра для оценки концентрации плазменных потоков не нужно знать величину среднего заряда ионов. Максимальная величина ионной плотности соответствует времени 9 мкс и составляет по измерениям РФК величину  $n_i = 3 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup>.

В силу того, что вклад энергии разлетающейся плазмы в направлении перпендикулярном оси пинча в сигнал РФК не превышал величины шума, оценка плотности ионного потока в данном направлении проводилась только по сигналу ионного датчика. Характерные величины скорости разлета плазмы в радиальном направлении составляют  $(3-4) \cdot 10^7$  см/с (рис.7.9). На расстоянии 2.3 м от пинча, плотность ионов в плазменном потоке составляет  $n_i \sim 10^8$  см<sup>-3</sup> в предположении средней величины заряда иона  $\langle Z \rangle \sim 5$ . Отметим, что из-за низкой плотности плазменного потока в радиальном направлении регистрация ионного сигнала на фоне сигнала от фотопика затруднена. Таким образом, проведенные измерения показывают превышение плотности потока плазмы распадающегося пинча в осевом направлении почти на два порядка, по сравнению с плотностью потока плазмы в радиальном направлении, что соответствует оценкам, полученным из сигналов РФК.

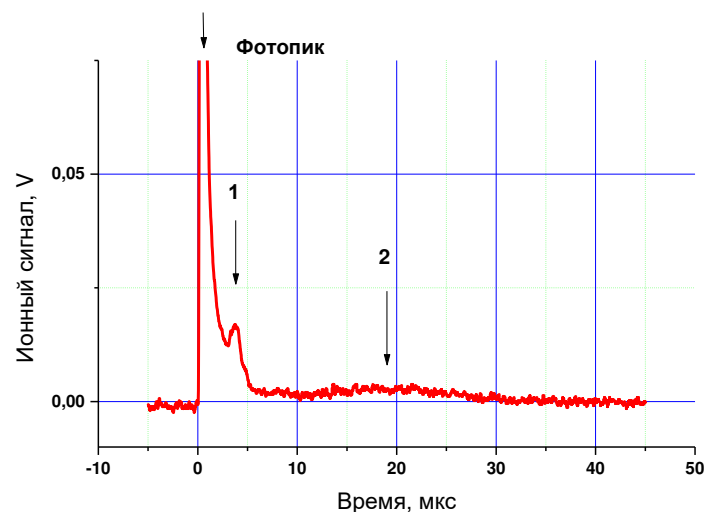
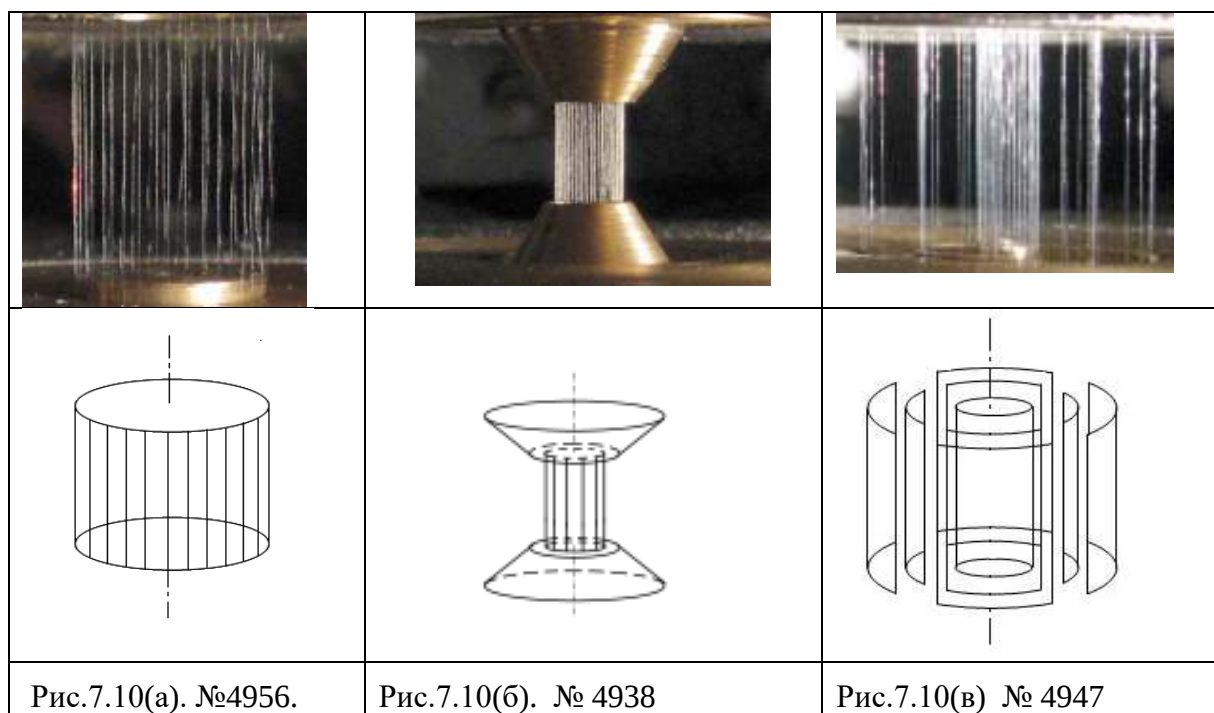


Рис. 7.9. Осциллограмма сигнала тока ионов. Датчик плазмы расположен на расстоянии 2.3м от нагрузки. Нагрузка – многопроволочный W лайнер с начальным диаметром 12 мм и погонной массой 315 мкг/см. Измерения по радиальному направлению. 1- быстрая компонента плазмы ( $v \sim 3 \cdot 10^7$  см/с), 2- медленная компонента плазмы ( $v \sim 1 \cdot 10^7$  см/с).

Полученные в данной работе экспериментальные данные по скоростям разлета плазмы пинча в аксиальном направлении подтверждают результаты работы [151], где в аналогичных экспериментах, но с использованием других методик измерений было показано, что аксиальная скорость истечения плазмы через анодное отверстие сравнима с радиальной скоростью сжатия плазмы. Исходя из зависимости радиальной скорости истечения плазмы пинча от скорости сжатия плазменной оболочки в работе [151] сделан вывод о преимущественно магнитогидродинамическом механизме ускорения плазмы пинча в осевом направлении.

#### 7.4. Измерение азимутальной неоднородности излучения пинча

В экспериментах на установке «Ангара-5-1» по воздействию мощных потоков мягкого рентгеновского излучения пинча на мишени (тонкие фольги) используются многопроволочные сборки трех типов, показанные на рис.7.10.



К первому типу относятся цилиндрические многопроволочные одиночные и каскадные сборки (рис.7.10а). Второй тип сборки малого начального диаметра и увеличенной погонной массы (рис.7.10б) позволяет максимально приблизить мишень к источнику излучения. Индуктивность такой нагрузки снижена за счет уменьшения длины сборки и использования дополнительно конусных электродов. Секционные сборки с плоскими электродами (рис.7.10в) позволяют поместить мишень между секциями на расстоянии меньше начального диаметра сборки. Внешние 4 сектора, расположенные на диаметре 20 мм, содержат 20 W проволочек диаметром 6мкм, с полной погонной массой 110 мкг/см. Внутренние 4 сектора расположены

на диаметре 12 мм и содержат 40 W проволок диаметром 6 мкм, с полной погонной массой 220 мкг/см. Центральная цилиндрическая сборка диаметром 4 мм содержит 60 W проволок диаметром 6 мкм и имеет погонную массу 330 мкг/см. Таким образом, для секционных сборок начальная азимутальная модуляция распределения погонной массы составляет величину 50%.

В разделе приведены результаты измерений азимутальной анизотропии излучательных потерь пинча для нагрузок, приведенных на рис.7.10б и 7.10в. Результаты со стандартных цилиндрических многопроволочныхборок с плоскими электродами (рис.7.10а) использовались для сравнения в качестве базовых. Погонная масса и начальный диаметр всех использованных нагрузок обеспечивали сжатие пинча в момент близкий к максимуму тока генератора.

В качестве возможных физических причин азимутальной анизотропии излучательных потерь пинча, в случае нагрузок приведенных на рис.7.10 б-в, можно выделить следующие:

- переизлучение на конусных электродах (пинч, сформировавшийся не строго по оси, по-разному облучает анодные и катодные конусные вставки);
- эффект поглощения излучения пинча в остаточной плазме внешних секторов (для тройной сборки с секторами проволок расположенных на цилиндрической образующей в виде «креста») (рис.7.11).

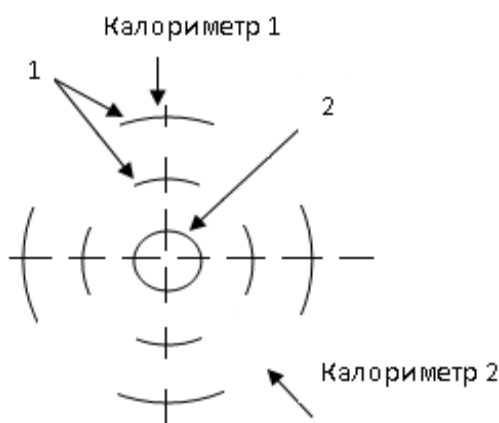


Рис. 7.11 Геометрия расположения радиальных калориметров в экспериментах с секционными сборками (вид вдоль оси сборки). 1 – внешние многопроволочные сектора; 2 – внутренняя цилиндрическая многопроволочная сборка.

Измерения азимутальной анизотропии излучения пинча проводились двумя термопарными калориметрами в направлении перпендикулярно оси пинча. Азимутальный угол между направлениями наблюдения составлял  $135^0$  (рис.7.11). Первый калориметр (ch1) располагался на расстоянии 3.5 м от нагрузки. Второй калориметр (ch2) располагался на расстоянии от нагрузки 2.07 м. По сравнению с первым калориметром (ch1), второй калориметр (ch2) имел меньшую чувствительность. На рис.7.11 показано расположение калориметров относительно многопроволочных секций внешнего каскада нагрузки.

В таблицах 7.4-7.6 приведены амплитуды сигналов калориметров (мВ) и их отношения (ch1/ch2) полученные в экспериментах с различными нагрузками. Для каждой из таблиц приведены величины стандартного среднеквадратичного отклонения измеренных отношений ( $\sigma$ ) для различных условий эксперимента. На рис.7.12 приведены типичные обскурограммы пинча, снятые в рентгеновском излучении за различными фильтрами.

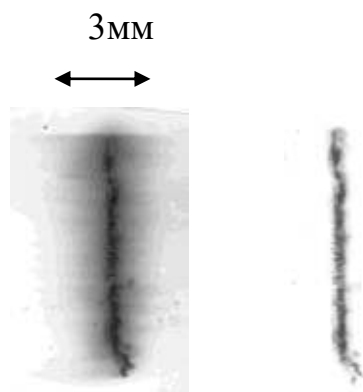


Рис. 7.12. Эксперимент № 4847. Обскурограмма пинча, снятая в квантах с энергией свыше 150 эВ (слева) и свыше 600 эВ (справа).

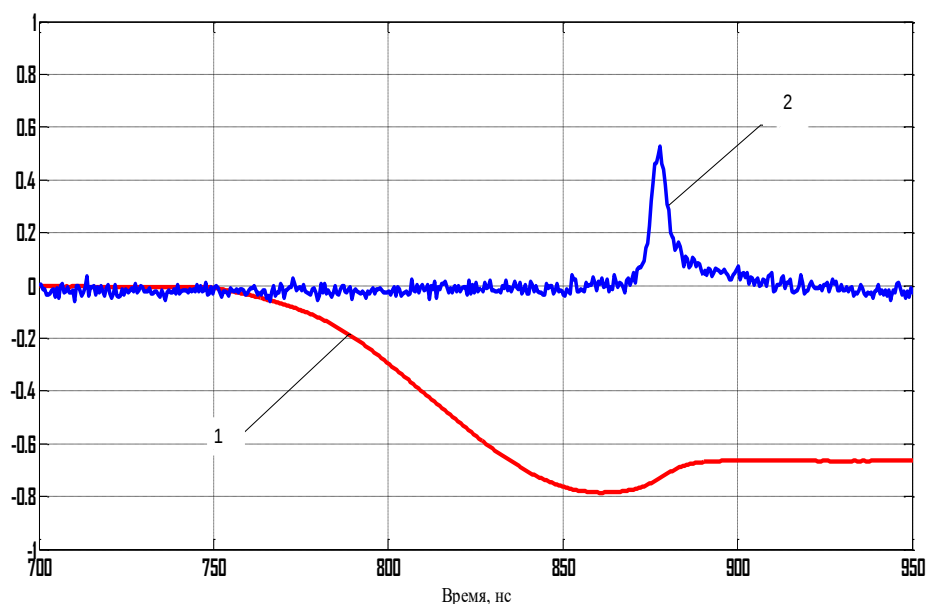


Рис.7.13. Типичные осциллограммы тока через пинч: 1- ток через пинч; 2- сигнал мягкого рентгеновского излучения ВРД (s2e), соответствующего энергии квантов от 150 до 300 эВ. (эксп. 4983). Максимальное значение тока через пинч  $j_s \sim 3.9$  МА, амплитуда сигнала s2e  $\sim 25$  В.

Таблица 7.4. Цилиндрическая сборка, катодные и анодные электроды плоские (рис.7.9а)

| № выстрела<br>Показания<br>калориметров, мВ | 4956 | 4960 | 5228 | 5229 | 5242 | 5245 |
|---------------------------------------------|------|------|------|------|------|------|
| Ch1                                         | 100  | 225  | 135  | 145  | 135  | 145  |
| Ch2                                         | 40   | 103  | 57   | 68   | 68   | 68   |
| ch1/ch2                                     | 2.5  | 2.18 | 2.37 | 2.13 | 1.99 | 2.13 |

Для данных таб.7.4 получено среднее квадратичное отклонение отношений показаний калориметров  $\sigma = 0,10$  при средней величине отношений  $\langle \text{ch1/ch2} \rangle = 2.22$ .

Таблица 7.5. Укороченная цилиндрическая сборка уменьшенного начального диаметра, катодный и анодный электроды в виде конуса (рис.7.9б)

| № выстрела<br>Показания<br>калориметров, мВ | 4936 | 4937 | 4938 | 4939 | 4940 | 4941 | 4945 | 4950 |
|---------------------------------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| Ch1                                         | 175  | 180  | 210  | 165  | 170  | 130  | 175  | 200  |
| Ch2                                         | 71,5 | 110  | 83,5 | 82,5 | 77   | 65   | 85   | 75   |
| ch1/ch2                                     | 2,45 | 1,64 | 2,25 | 2,0  | 2,21 | 2,0  | 2,06 | 2,67 |

Для данных таб.7.5 получено среднее квадратичное отклонение отношений показаний калориметров  $\sigma = 0.11$  при средней величине отношений  $\langle \text{ch1/ch2} \rangle = 2.12$ .

Таблица 7.6. Многопроволочный лайнер из двух внешних секторныхборок и цилиндрической внутренней сборки) (рис.7.10в и рис.7.11)

| № выстрела<br>Показания<br>калориметра, мВ | 4947 | 4949 | 4951 | 4953 | 4954  | 4955 | 4957 | 4959 |
|--------------------------------------------|------|------|------|------|-------|------|------|------|
| Ch1                                        | 135  | 230  | 255  | 250  | 265   | 230  | 275  | 245  |
| Ch2                                        | 70   | 115  | 120  | 104  | 110,5 | 90,5 | 104  | 110  |
| ch1/ch2                                    | 1,93 | 2    | 2,13 | 2,4  | 2,4   | 2,54 | 2,64 | 2,23 |

Для данных таб.7.6 получено среднее квадратичное отклонение отношений показаний калориметров  $\sigma = 0.09$ , при среднем значении величине отношений  $\langle \text{ch1/ch2} \rangle = 2.28$ .

В таблице 7.7 для всех трех типов исследованных многопроволочныхборок приведены полученные отношения среднеквадратичного отклонения отношений показания калориметров к средней величине их отношений.

Таблица 7.7. Отношения среднеквадратичного отклонения отношений показания калориметров к средней величине их отношений для всех трех типов исследованных многопроволочныхборок.

| Геометрия сборки                                                                         | $\sigma/\langle \text{ch1/ch2} \rangle, \%$ |
|------------------------------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------|
| Цилиндрическая сборка, плоские электроды                                                 | 5                                           |
| Укороченная цилиндрическая сборка уменьшенного начального диаметра, конические электроды | 5                                           |
| Секторные сборки, плоские электроды                                                      | 4                                           |

Для каждой из трех исследованных геометрий многопроволочныхборок в серии из 6-8 экспериментов, среднеквадратичное отклонение измеренных отношений показаний термопарных калориметров составляет 4-5% от измеряемой величины. Средние величины отношений показаний калориметров для всех трех геометрий экспериментов совпадают в пределах среднеквадратичных отклонений. Наличие значительной начальной азимутальной неоднородности распределения массы проволочек (секторные сборки) и использование конусных электродов вместо плоских не приводят к увеличению азимутальной неоднородности

полных энергетических потерь, по сравнению со случаем цилиндрической сборки с плоскими электродами.

### 7.5. Сравнение значений измеренных потоков энергии с учетом абсолютной калибровки двух боковых калориметров

Для измерения абсолютных энергетических потерь, используемые калориметры калибровались по эталонному калориметру ИКТ - 1Н с использованием в качестве источника излучения оптической лампы вспышки. При калибровке плотность потока оптического излучения на расстоянии 60 мм от лампы вспышки составила 23 мДж/см<sup>2</sup>. Измеренная чувствительность первого калориметра (ch1) составила 3.57 мВ·см<sup>2</sup>/мДж, а второго калориметра (ch2) составила 0.63 мВ·см<sup>2</sup>/мДж (с усилителями имеющими коэффициент усиления  $k = 100$ ). Результаты по абсолютным потокам измеренной энергии для различных типов нагрузок приведены в таблицах 7.8-7.10. Измерения потерь энергии пинча проводились в узком телесном угле, а затем результаты измерений пересчитывались на единичный телесный угол (кДж/ср).

Таблица 7.8. Цилиндрические лайнеры с плоскими катодными и анодными электродами

| № выстрела<br>Показания<br>калориметров, кДж/ ср | 4956 | 4960 | 5228 | 5229 | 5242 | 5245 |
|--------------------------------------------------|------|------|------|------|------|------|
| Ch1                                              | 3.4  | 7.7  | 4.6  | 4.9  | 4.6  | 4.9  |
| Ch2                                              | 3.5  | 9.1  | 4.9  | 5.8  | 5.7  | 5.8  |

Таблица 7.9. Сборки уменьшенного начального диаметра с коническими катодным и анодным электродами

| № выстрела<br>Показания<br>калориметров, кДж/ ср | 4936 | 4937 | 4938 | 4939 | 4940 | 4941 | 4945 | 4950 |
|--------------------------------------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| Ch1                                              | 6.0  | 6.1  | 7.2  | 5.6  | 5.8  | 4.5  | 6.0  | 6.8  |
| Ch2                                              | 6.3  | 9.7  | 8.3  | 7.3  | 6.8  | 5.7  | 7.5  | 6.6  |

Таблица 7.10. Многопроволочный лайнер из двух внешних секторныхборок и цилиндрической внутренней сборки) (рис.7.9 в и рис.7.10)

| № выстрела                           | 4947 | 4949 | 4951 | 4953 | 4954 | 4955 | 4957 | 4959 |
|--------------------------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| Показания<br>калориметров,<br>кДж/ср |      |      |      |      |      |      |      |      |
| Ch1                                  | 4.6  | 7.9  | 8.6  | 8.6  | 9.1  | 7.9  | 9.4  | 8.4  |
| Ch2                                  | 6.2  | 10.2 | 10.6 | 9.1  | 9.8  | 8.0  | 9.1  | 9.7  |

Из приведенных результатов измерений следует, что в пределах погрешности измерений (20 %) оба калориметра дают близкие значения полных потерь энергии. Абсолютная погрешность измерений термодинамическим калориметром складывается из абсолютной погрешности эталонного калориметра ИКТ-1Н порядка 15% и 10% результирующей погрешности измерения амплитуды сигналов при калибровке и измерениях на установке. Отметим, что показания калориметров несколько завышены из-за того, что при калибровках на оптическом излучении поглощающая поверхность калориметров считалась абсолютно «черным» телом. Спектральный коэффициент отражения излучения графитового покрытия калориметров при комнатной температуре составляет величину от 0.08 до 0.16 для длины волны излучения порядка 600 нм [112], что позволяет оценить завышение измеренных потерь энергии пинча на величину около 10%.

#### 7.6. Анизотропия излучения пинчей, образованных при сжатии многопроволочных цилиндрических вольфрамовыхборок.

Как было показано ранее, в сильноточном Z – пинче энергия переносимая плазменными потоками распадающегося пинча вдоль оси сравнима или превышает энергию излучения, а в радиальном направлении эта энергия не превышает 5% от энергии мягкого рентгеновского излучения. С точки зрения использования мощных потоков мягкого рентгеновского излучения сильноточного пинча в экспериментах по воздействию на мишень, сравнение мощности излучения пинча в радиальном направлении с мощностью излучения в осевом направлении представляет практический интерес.

Для многопроволочныхборок начальным диаметром 12 мм и погонными массами от 165 до 440 мгк/см была проведена серия экспериментов по сравнению временной зависимости отношения сигналов радиального и осевого ВРД детекторов регистрирующих излучение в спектральном интервале 120-280 эВ (s1e на рис.7.2). При этом анодное отверстие сборки закрывалось коллиматором диаметром 3 мм. Сигнал вертикального ВРД детектора появляется

только с началом формирования пинча, а отношение сигнала вертикального детектора к сигналу радиального детектора составляет величину 0.3 в момент максимального сжатия. При отсутствии анодного коллиматора отношение сигнала осевого детектора к сигналу радиального детектора составляет величину  $\sim 0.6$  в момент максимального сжатия пинча. С учетом размера излучающей области с радиального направления полученные данные позволяют сделать вывод о том, что анодная диафрагма диаметром 3 мм в основном перекрывает область излучения в спектральном диапазоне 120-280 эВ. Спектральная характеристика использованного ВРД детектора позволяет регистрировать основную часть спектра излучения пинча. В связи с этим, полученные данные, по эффективному размеру источника при наблюдении в осевом направлении, характеризуют размер области излучательных потерь пинча. Из сравнения результатов измерения анизотропии излучения ВРД детекторами в экспериментах с коллимацией на аноде и без коллимации можно оценить размер области излучения в осевом направлении на уровне 4–5 мм. Полученный размер соответствует размеру источника оцененного по показаниям РФК с коллиматорами различных диаметров, установленными на аноде.

С помощью ВРД детекторов было проведено сравнение анизотропии излучения в двух сильно отличающихся спектральных диапазонах (120 - 280 эВ и  $\geq 700$  эВ). Как показали измерения, сигнал ВРД с осевого направления в диапазоне энергий квантов свыше 700 эВ (ВРД s4e) регистрируется на 10-15 нс раньше, чем радиальным детектором. Это означает, что внутри сжимающейся оболочки есть плазма, излучающая в этих диапазонах, но ее излучение сильно поглощается в радиальном направлении. Сигнал осевого датчика s4e с чувствительностью  $>700$  эВ в момент максимума МР излучения превышал сигнал радиального датчика в  $\sim 1.8$  раза. Причем, перекрытие анодного отверстия диафрагмой диаметром 3.4 мм при диаметре лайнера 12 мм не меняло это отношение. Без использования анодных диафрагм, сигнал осевого датчика s1v с чувствительностью в диапазоне 120 - 280 эВ в момент максимального сжатия составляет 0.6 от сигнала радиального датчика s1e. Перекрытие анодного отверстия диафрагмой диаметром 3.4 мм при диаметре лайнера 12 мм приводило к падению сигнала осевого датчика s1e в 2÷3 раза. Отсюда следует, что датчик s4e регистрирует излучение из приосевой области диаметром менее 3.4 мм, а датчик s1e регистрирует излучение из области большего размера. Приведенные оценки эффективных излучающих размеров пинча в осевом и радиальном направлениях наблюдения существенны для объяснения степени анизотропии излучательных потерь.

Как показывает эксперимент, имплозия многопроволочных сборок неоднородна как в осевом направлении, так и в азимутальной плоскости. Часть начальной массы сборки ( $\sim 10\%$ ) остается на исходном радиусе [127], часть ( $\sim 30\%$ ), к моменту максимума мягкого

рентгеновского (МР) излучения, не достигает оси лайнера [152]. Эта отставшая масса играет важную роль в динамике имплозии, а также влияет на спектр излучения пинча. Структура изображения пинча, снятое кадровыми рентгеновскими ЭОПами с камерой-обскурой, также показывает наличие значительного количества излучающей плазмы вокруг пинча – отставшей массы [7].

Пространственное распределение плотности плазмы во время имплозии и стагнации оказывает существенное влияние на распределение тока, длительность и мощность рентгеновского излучения [152]. Как следует из временных профилей радиальных и аксиальных ВРД, излучение центральной части пинча в радиальном направлении частично заперто окружающей ее относительно малоплотной плазмой «гало». Эффективный излучающий размер пинча 4 – 5 мм превышает токовый диаметр пинча, который составляет величину 2-3 мм. Поглощение и переизлучение энергии, выделившейся в области протекания тока на плазме «гало», увеличивает эффективный размер излучателя, как в радиальном, так и в осевом направлениях. В осевом направлении спектр излучения можно представить как наложение спектра излучения центральной плотной высокотемпературной части пинча и спектра излучения менее плотной и горячей плазмы периферии.

### 7.7. Основные выводы по главе 7

На установке «Ангара-5-1» в экспериментах по сильноточным многопроволочным Z – пинчам измеренный радиационным калориметром выход. Выходы излучения в единицу телесного угла в осевом направлении составляют от 1 до 2 кДж/ср. за импульс, а в направлении перпендикулярно оси пинча от 2.5 до 5 кДж/ср за импульс. Анизотропия излучательных потерь пинча существенно зависит от энергии квантов и определяется долей экранирующей излучение отставшей массы многопроволочной сборки, окружающей центральную высокотемпературную область пинча.

Наличие значительной начальной азимутальной неоднородности распределения массы проволочек (секторные сборки) и использование конусных электродов не приводят к увеличению азимутальной неоднородности полных энергетических потерь, по сравнению со случаем цилиндрической сборки и плоских электродов.

По результатам измерений термопарными калориметрами полный выход энергии в единицу телесного угла в направлении вдоль оси пинча приблизительно вдвое превышает выход энергии в направлении перпендикулярно оси пинча. Фактически, термопарный калориметр при измерениях вдоль оси пинча регистрирует энергию плазменных потоков распадающегося Z – пинча, и не позволяет оценивать, даже грубо, потоки МР излучения. В радиальном направлении в единичный телесный угол выход кинетической энергии разлетающейся плазмы не превышает 5% от выхода энергии мягкого рентгеновского излучения.

## **Глава 8. Режимы сжатия каскадныхборок взаимодействующих через магнитное поле.**

В главе приведены результаты экспериментов целью которых было повышение удельной концентрации энергии в плазме сильноточного  $Z$  – пинча. Для решения поставленных задач были проведены эксперименты с двухкаскадными многопроволочными вольфрамовыми сборками с уменьшенной индуктивностью внутреннего каскада на финальной стадии сжатия пинча. Увеличение удельной мощности излучения с уменьшением длины внутреннего каскада может достигаться, как за счет увеличения работы силы Лоренца на конечной стадии сжатия пинча ( $PdV$ ) за счет увеличения тока при меньшей индуктивности пинча, так и за счет уменьшения влияния приэлектродной плазмы на качество формируемой оболочки внешнего каскада.

Для таких нагрузок получена мощность мягкого рентгеновского излучения  $\sim 11$  ТВт с пинча длиной 1 см, что соответствует удельной мощности излучения пинча  $\sim 11$  ТВт/см при полном удельном выходе рентгеновского излучения 130-140 кДж/см. Полная и удельная мощности излучения пинча, полученные при сжатии каскадной нагрузки с уменьшенной индуктивностью на конечной стадии сжатия превышают полную и удельную мощности излучения пинча, полученного при сжатии «стандартной» сборки с длиной обоих каскадов 1.6 см и теми же погонными массами (7-8 ТВт и 5 ТВт/см). Динамика сжатия такой нагрузки свидетельствует о существенной роли во взаимодействии каскадов магнитного поля тока, протекающего по внутреннему каскаду.

Предложен вариант использования взаимодействия оболочек каскадной сборки через магнитное поле тока внутреннего каскада применительно к схеме статического «хольраума» для непрямого облучения сферических мишеней. В схеме реализуется захват части тока внутренней сборкой, удерживающей статический «хольраум». В этом случае, при взаимодействии каскадов практически всю кинетическую энергию внешней ускоренной оболочки можно использовать для генерации излучения двумя образующимися приэлектродными пинчами.

### 8.1. Условия эксперимента.

Эксперименты проводились на мощном многомодульном импульсном генераторе “Ангара-5-1” (ток от 8-ми модулей до 4 МА, напряжение  $\sim 1$  МВ, длительность импульса напряжения 140 нс) [6]. Сильноточные электрические импульсы от отдельных модулей по транспортирующим вакуумным линиям с магнитной самоизоляцией подводились к общему вакуумному концентратору, содержащему межэлектродный промежуток, в который устанавливается нагрузка. В качестве нагрузки использовались двухкаскадные многопроволочные цилиндрические сборки из вольфрамовых проволочек. Для снижения индуктивности пинча на конечной стадии сжатия длина внутреннего каскада уменьшается за счет дополнительных электродных вставок. На рис. 8.1 приведен рисунок такой нагрузки. Внешний каскад имел диаметр 12 мм и длину 16 мм. Длина внутренней многопроволочной сборки диаметром 5 мм, за счет одинаковых по длине анодных и катодных металлических трубчатых вставок, изменялась от 5 до 10 мм.

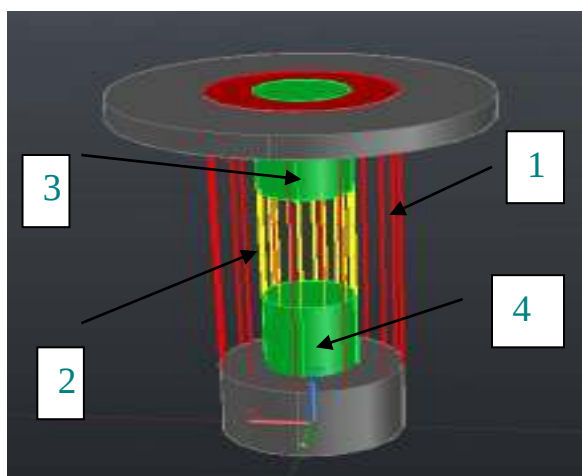


Рис.8.1. Рисунок нагрузки установленной на выходе концентратора. 1- внешняя сборка; 2 – внутренняя сборка с уменьшенной индуктивностью; 3 – анодная и 4 - катодная металлические вставки.

На рис.8.2 приведена фотография нагрузки установленной в выходной части концентратора тока.

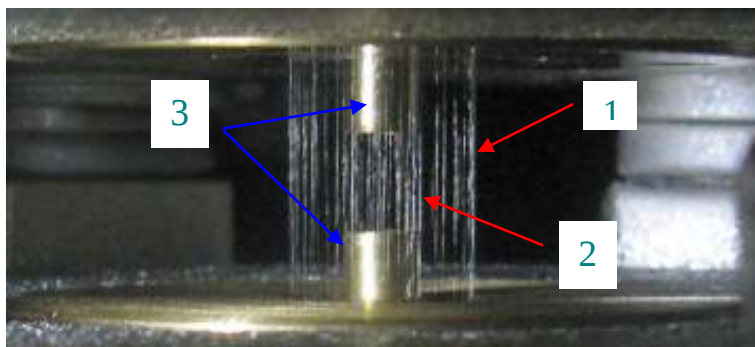


Рис.8.2. Фотография нагрузки установленной на выходе концентратора. 1 - Внешняя сборка: 40 W проволочек диаметром 6 мкм на диаметре 12 мм и погонной массой 220 мкг/см; 2 - Внутренняя сборка с уменьшенной индуктивностью: 20 W проволочек диаметром 6 мкм на диаметре 5 мм с погонной массой 110 мкг/см. 3 – анодная и катодная металлические вставки диаметром 5 мм.

Так как с уменьшением длины лайнера (индуктивности нагрузки) сжатие происходит на большем токе, то увеличение работы сил Лоренца частично компенсирует уменьшение величины кинетической энергии запасенной на стадии ускорения лайнера с такой же погонной массой, но меньшей длины. Увеличить удельную мощность излучения можно дополнительно за счет уменьшения влияния приэлектродной плазмы на качество формируемой оболочки.

Напряжение на нагрузке измерялось индуктивным делителем [7], а ток токовыми петлями [7]. Сигналы мягкого рентгеновского излучения регистрировались с наносекундным временным разрешением вакуумными рентгеновскими фотодиодами (ВРД) с чувствительностью к энергии квантов в интервале 20 - 4000 эВ [9]. Измерения ВРД детекторами проводились в направлении перпендикулярно оси пинча. Мощность излучения определялась по сигналам ВРД детекторов с учетом их спектральной чувствительности. На рис.7.2 приведена спектральная чувствительность используемых вакуумных диодов. Изображение пинча в диапазоне энергий квантов от 0.01 до 2 кэВ регистрировалось камерами-обскурами за различными фильтрами на голографические высокоразрешающие фотопластинки марки ВР-П, с пространственным разрешением по объекту порядка 100 мкм. Измерение полного выхода мягкого рентгеновского излучения проводилось в направлении перпендикулярно оси пинча термпарным калориметром без фильтров. При измерениях в направлении перпендикулярном оси пинча подавляющий вклад в сигнал термпарного калориметра дает

мягкое рентгеновское излучение, а вклад потоков разлетающейся плазмы пинча не превышает 5% от энергии излучения [111].

Радиальная динамика сжатия нагрузки измерялась двумя оптическими регистраторами типа СФЭР-2, обеспечивающими временную развертку одномерных изображений плазмы с разрешением 0.3 нс. Динамика сжатия нагрузки по радиусу снималась с пространственным разрешением 120 мкм (щель прибора ориентирована поперек пинча). Динамика сжатия пинча исследовалась в квантах мягкого рентгеновского излучения 10-ти кадровым (экспозиция кадра 2 нс) рентгеновским ЭОПом СХР6 на базе МКП. Эффективный диапазон регистрации излучения (100-280 эВ) определялся спектральной чувствительностью приемной МКП пластины и пропусканием входного фильтра прибора (1 мкм полипропилена). Пространственное разрешение методики (200 мкм) определялось диаметром камеры-обскуры, формирующей изображение, и геометрией эксперимента.

## 8.2. Эксперименты с каскадными вольфрамовыми сборками с длиной внутренней сборки 6 -7 мм

В качестве нагрузки сильноточного генератора «Ангара-5-1» использовалась двухкаскадная многопроволочная сборка из вольфрамовых проволочек. Для уменьшения индуктивности пинча на финальной стадии сжатия использовались дополнительные катодные и анодные вставки с диаметром равным диаметру внутренней каскадной сборки. Вставки выступали в высоковольтный зазор на 5 мм. В этом случае из динамики формирования пинча исключаются участки внешней оболочки вблизи электродов.

Таким образом, эксперименты проводились с длинами внутренней сборки каскадной нагрузки 6 мм, при длине внешнего каскада 16 мм (длина зазора катод-анод мишенного узла установки) (рис.8.1 и рис.8.2). Исследованы динамика сжатия и генерация мягкого рентгеновского излучения в зависимости от соотношения масс каскадов сборки при неизменных параметрах внешнего каскада. Внешний каскад представлял из себя сборку из 40 W проволочек диаметром 6 мкм, расположенных на диаметре 12 мм ( $m_{\text{п}} = 220 \text{ мкг/см}$ ). Длина внешней сборки составляла 16 мм. Диаметр внутренней сборки составлял 5 мм, а количество вольфрамовых проволочек диаметром 6 мкм в сборке изменялось от 20 до 60 ( $m_{\text{п}} = 110 \div 330 \text{ мкг/см}$ ). Отношение погонной массы внешнего каскада к погонной массе внутреннего каскада  $\mu$  изменялось в пределах  $\mu = 2 \div 0.67$ . С уменьшением этого отношения сокращалась длительность импульса мягкого рентгеновского излучения с 20-23 нс при  $\mu = 2$  до 15-18 нс при  $\mu = 0.7-1$ .

На рис.8.3 приведены характерные осциллограммы сигналов, полученные в эксперименте ( $\mu = 2$ ). В квантах с энергией 130-250 эВ длительность импульса излучения при сжатии нагрузки составляет порядка 20-22 нс. Максимальная мощность рентгеновского излучения составила порядка 3.5 ТВт, что соответствует мощности мягкого рентгеновского излучения на единицу длины пинча порядка 5 ТВт/см. По удельному энерговкладу этот режим соответствует мощности излучения с пинча стандартной длины 1.6 см на уровне 8-9 ТВт.

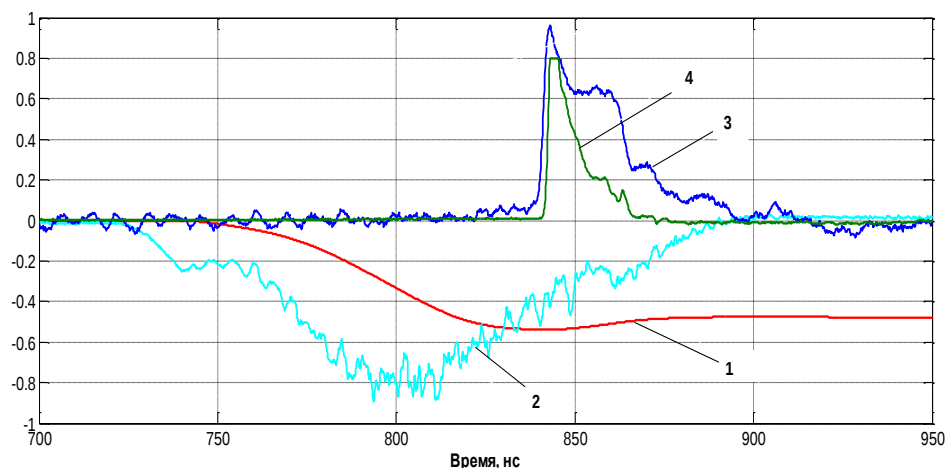


Рис.8.3. Синхронизированные осциллограммы сигналов эксперимент № 6589. Нагрузка: внешняя сборка - 40 W проволочек диаметром 6 мкм на диаметре 12 мм и погонной массой 220 мкг/см; внутренняя сборка с уменьшенной индуктивностью - 20 W проволочек диаметром 6 мкм на диаметре 5 мм с погонной массой 110 мкг/см; – анодная и катодная металлические вставки диаметром 5 мм и длиной 5 мм; 1 – ток пинча I/5E6 (A); 2 – напряжение на пинче U/1E6 (В); 3 - сигнал ВРД- датчика s2e/1E1 (В) ( $h\nu > 130$  эВ); 4 - сигнал ВРД- датчика s4e/2E1 (В) ( $h\nu > 700$  эВ).

Поперечный размер пинча, снятый интегральной камерой-обскурой в квантах с энергией свыше 600 эВ, составил около 0.5 мм (рис.8.4). В экспериментах получена энергия мягкого рентгеновского излучения 90 кДж, при токе в нагрузку 2.8 МА. Несмотря на сильно уменьшенную длину пинча до 6-7 мм, на нем получено довольно высокое значение напряжения в момент сжатия ( $\sim 300$  кВ) (рис.8.3).

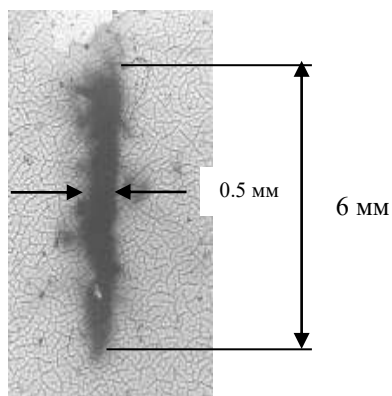


Рис.8.4. Обскурограмма  
пинча в квантах с энергией  
свыше 600 эВ. Эксперимент  
№ 6589.

На рис.8.5 приведено изображение радиальных оптических разверток пинча синхронизированных с осциллограммой мягкого рентгеновского излучения с вакуумного рентгеновского детектора s2e, имеющего максимальную спектральную чувствительность для квантов с энергией 130-280 эВ. Полученные оптические развертки показывают, что максимум мощности мягкого рентгеновского излучения соответствует моменту торможения ускоренной внешней плазменной оболочки на внутренней сборке. Поперечный размер пинча в оптическом излучении в этот момент составляет 2-3 мм с последующим дожатием до размера менее 1 мм за время порядка 5-8 нс. Такая динамика сжатия позволяет сделать вывод о существенной роли во взаимодействии каскадов сборки магнитного поля внутреннего каскада.

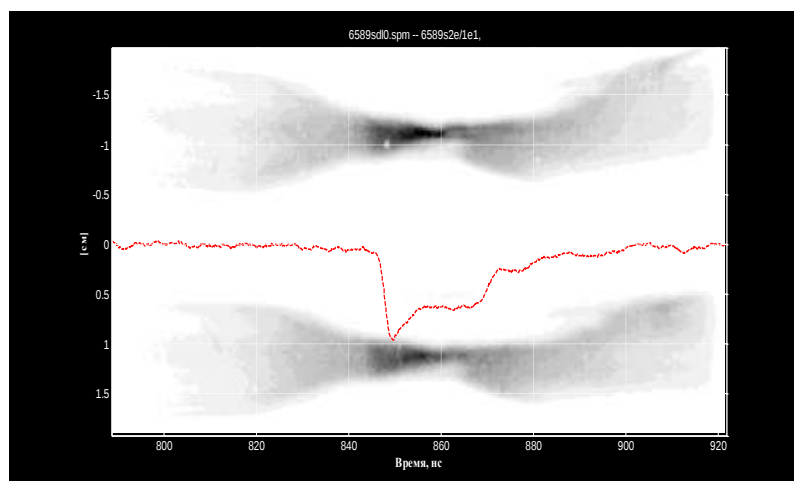


Рис.8.5. Эксперимент № 6589. Радиальные оптические развертки сжатия каскадной сборки с уменьшенной длиной внутренней сборки. Верхняя развертка соответствует сжатию вблизи анодной вставки внутреннего каскада. Нижняя развертка соответствует сжатию вблизи катодной вставки внутреннего каскада. На развертку наложен сигнал ВРД датчика s2e ( $h\nu > 130$  эВ) (временная шкала соответствует шкале на рис.8.3).

На рис.8.6-8.7 приведены для сравнения результаты экспериментов со стандартной вольфрамовой сборкой (рис.8.6) и со сборкой с уменьшенной индуктивностью (рис.8.7).

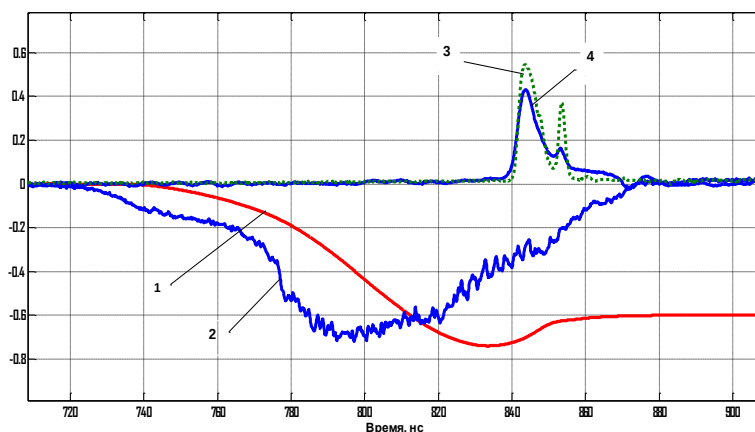


Рис.8.6. Синхронизованные осциллограммы сигналов эксперимент № 6787. 1 – ток пинча I/5E6 (A); 2 – напряжение на пинче U/1E6 (B); 3 - сигнал ВРД- датчика s2e/5E1 (B) ( $h\nu > 130$  эВ); 4- сигнал ВРД-датчика s4e/5E1 (B) ( $h\nu > 700$  эВ). Нагрузка: внешний каскад - 40 W проволочек диаметром 6 мкм на диаметре 12 мм и погонной массой 220 мкг/см; внутренний каскад - 20 W проволочек диаметром 6 мкм на диаметре 5 мм с погонной массой 110 мкг/см. Длины внешней и внутреннейборок 16 мм. Максимальная мощность излучения 8 ТВт.

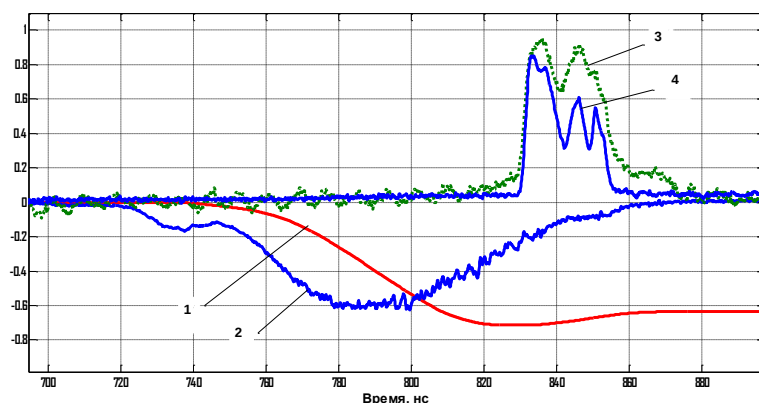


Рис.8.7. Синхронизованные осциллограммы сигналов экспер. № 6804. 1 – ток пинча I/5E6 (A); 2 – напряжение на пинче U/1E6 (B); 3 - сигнал ВРД - датчика s2e/1E1 (B) ( $h\nu > 130$  эВ); 4- сигнал ВРД-датчика s4e/2E1 (B) ( $h\nu > 700$  эВ). Нагрузка: внешний каскад - 40 W проволочек диаметром 6 мкм на диаметре 12 мм и погонной массой 220 мкг/см; внутренний каскад с уменьшенной индуктивностью: 20 W проволочек диаметром 6 мкм на диаметре 5 мм с погонной массой 110 мкг/см; анодная и катодная вставки диаметром и длиной по 5 мм (длина внутренней сборки 6 мм). Максимальная мощность излучения 3.5 ТВт.

Эти эксперименты практически не отличаются по полному выходу излучения, удельной мощности излучения, напряжению на нагрузке и амплитуде тока через нагрузку.

Если сравнивать «жесткость» спектра излучения по отношению сигналов с ВРД детекторов  $s2e$  ( $h\nu > 130$  эВ) и  $s4e$  ( $h\nu > 700$  эВ), то отношения  $s2e/s4e$  для этих экспериментов также отличаются незначительно. Для каскадной нагрузки с уменьшенной индуктивностью это отношение изменяется за время излучения пинча в пределах 0.6-0.8, а для «стандартной» сборки это отношение в максимуме рентгеновского излучения составляет величину 0.7-0.8. Полученные результаты показывают, что изменение геометрии нагрузки не привело к заметному увеличению интенсивности более коротковолновой части спектра.

На рис.8.8 приведены характерные осциллограммы сигналов, полученные в эксперименте с укороченной длиной внутренней сборки, когда погонная масса внутренней сборки была увеличена до погонной массы внешней сборки.

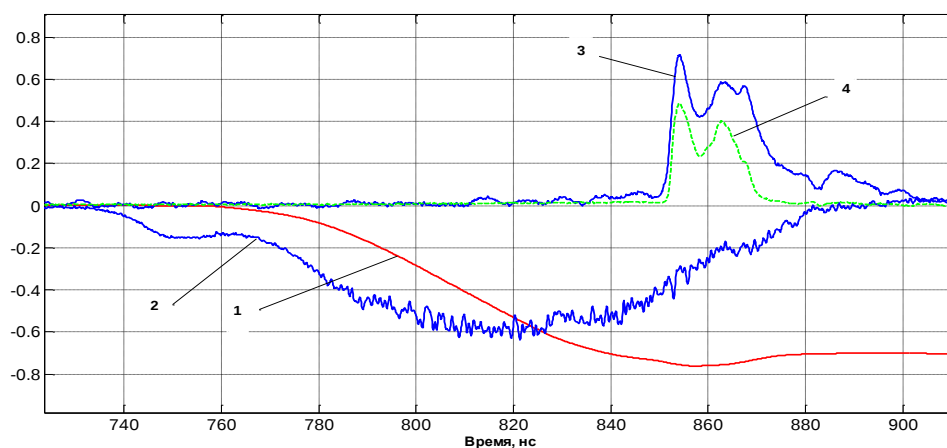


Рис.8.8. Синхронизированные осциллограммы сигналов эксперимент № 6903. 1 – ток пинча  $I/5E6$  (А); 2 – напряжение на пинче  $U/1E6$  (В); 3 – сигнал ВРД - датчика  $s2e/2E1$  (В) ( $h\nu > 130$  эВ); 4- сигнал ВРД-датчика  $s4e/5E1$  (В) ( $h\nu > 700$  эВ). Нагрузка: внешний каскад - 40 W проволочек диаметром 6 мкм на диаметре 12 мм и погонной массой 220 мкг/см; внутренний каскад с уменьшенной индуктивностью - 40 W проволочек диаметром 6 мкм на диаметре 5 мм с погонной массой 220 мкг/см; анодная и катодная металлические вставки диаметром 5 мм и длиной 5 мм. Максимальная мощность мягкого рентгеновского излучения 5.2 ТВт. Стрелкой показан момент кадра с рентгеновского ЭОПа (рис.8.9).

Видно, что в квантах с энергией 130-250 эВ длительность импульса излучения при сжатии нагрузки составляет порядка 18 нс. Максимальная мощность рентгеновского излучения составила порядка 5 ТВт, что соответствует мощности мягкого рентгеновского излучения на

единицу длины пинча порядка 8 ТВт/см. По удельному энергокладу этот режим соответствует мощности излучения с пинча стандартной длины 1.6 см на уровне 12-13 ТВт. В экспериментах получена энергия мягкого рентгеновского излучения  $\sim 100$  кДж ( $\sim 140$  кДж/см), при токе в нагрузку 3.8 МА. Несмотря на сильно уменьшенную длину пинча до 6-7 мм, на нем получено довольно высокое значение напряжения в момент сжатия ( $\sim 200$ -400 кВ) (рис.8.8). Таким образом, при увеличении погонной массы внутренней сборки получено увеличение удельной мощности излучения по сравнению со стандартной каскадной сборкой без уменьшения индуктивности внутреннего каскада.

На рис.8.9 приведено кадровое рентгеновское изображение, полученное в момент времени, соответствующий началу столкновения оболочек и формирования пинча для каскадной сборки с уменьшенной индуктивностью.

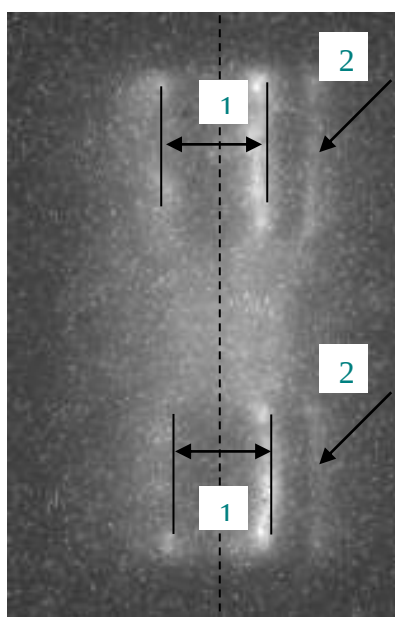


Рис.8.9. Эксперимент № 6903. Кадровое рентгеновское изображение взаимодействия внешней ускоренной оболочки с внутренним каскадом и электродными вставками. 1- приэлектродные вставки диаметром 5 мм; 2- внешняя оболочка (торможение на магнитном поле тока, протекающего по внутреннему каскаду). Момент времени кадра 645 нс (на рис.8.8).

На двух последовательно снятых кадрах видно, что в области приэлектродных вставок внешняя ускоренная оболочка полностью затормозилась на магнитном поле тока,

протекающего по внутренней сборке. На рис.8.10 схематично, для двух моментов времени, показана динамика взаимодействия каскадов сборки через магнитное поле тока внутреннего каскада. На рис.8.11 приведена фотография нагрузки, установленной в выходном узле установки. На рис.8.12 приведена радиальная оптическая развертка сжатия каскадной сборки с наложенной на нее осциллограммой мягкого рентгеновского излучения. На развертке видно торможение внешней ускоренной оболочки на внутренней сборке. Первому максимуму рентгеновского излучения соответствует размер пинча порядка 2 мм с последующим сжатием до размера  $\sim 1$  мм.

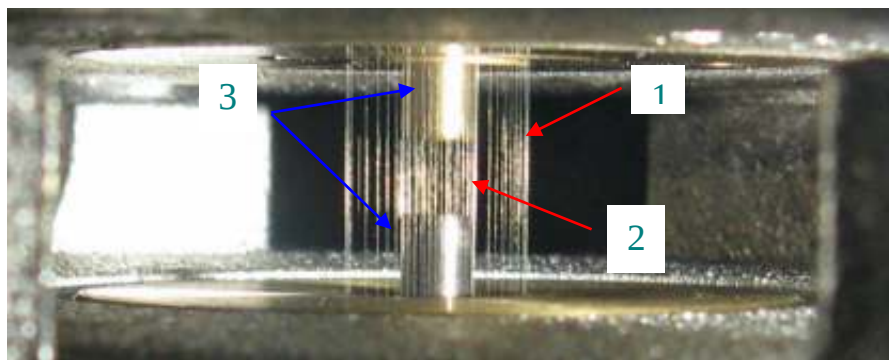
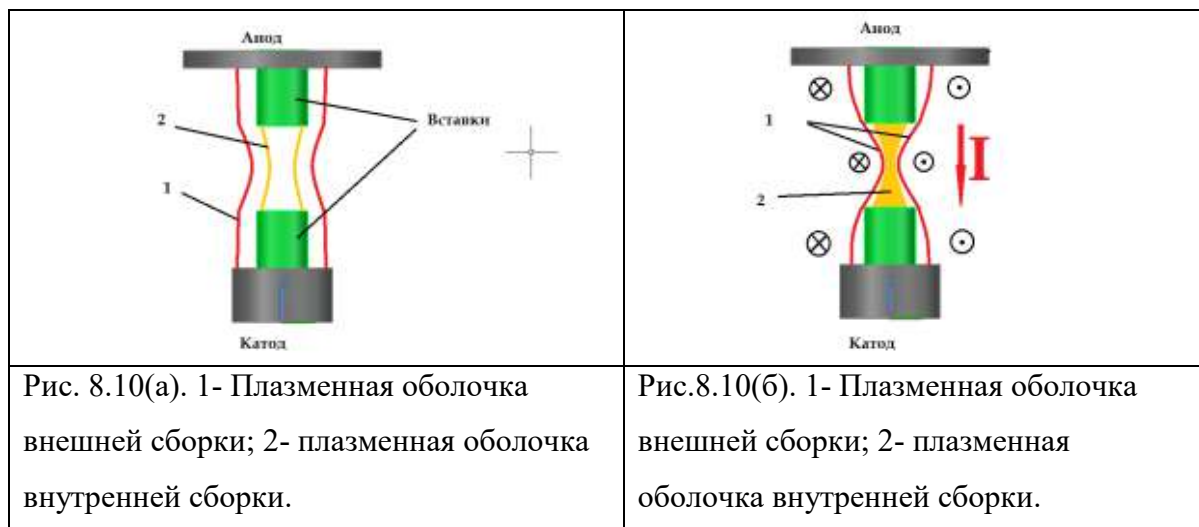


Рис.8.11. Экспер. № 6903. Фотография нагрузки установленной в выходной части ускорителя. 1- внешняя многопроволочная сборка; 2- внутренняя многопроволочная сборка; 3- электродные вставки.

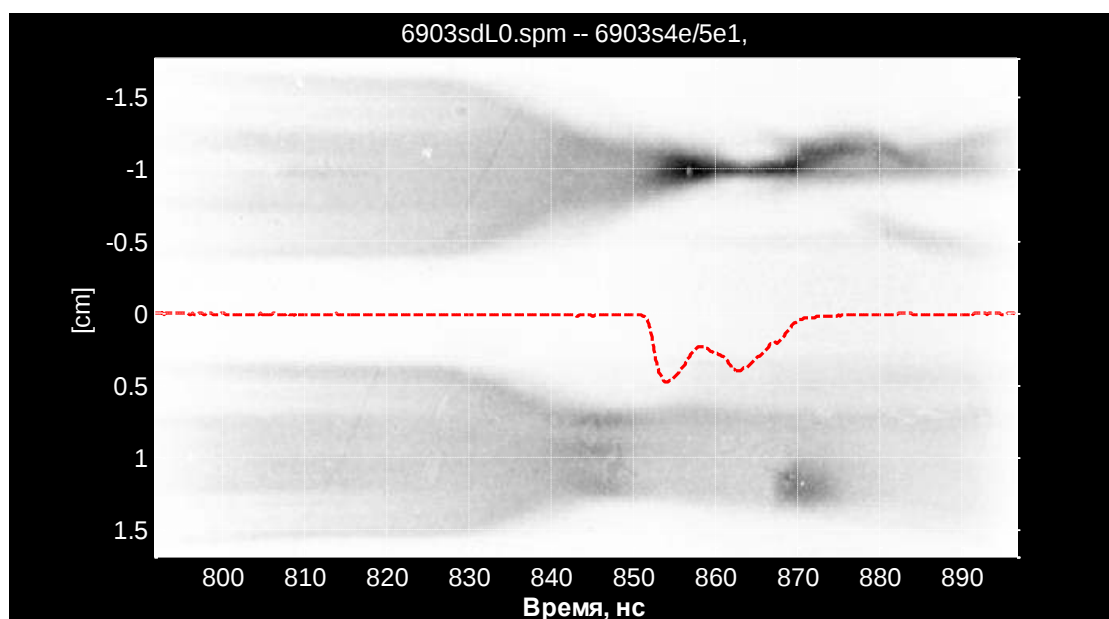


Рис. 8.12 Эксперимент № 6903. Радиальные оптические развертки сжатия каскадной сборки с уменьшенной длиной внутренней сборки. Верхняя развертка соответствует сжатию между анодной и катодной вставками внутреннего каскада. Нижняя развертка соответствует сжатию в области катодной вставки внутреннего каскада. На развертку наложен сигнал ВРД датчика s4e ( $h\nu > 130$  эВ) (временная шкала соответствует шкале на рис.8.8).

### 8.3. Эксперименты с каскадными вольфрамовыми сборками с длиной внутренней сборки 10 -11 мм.

Исследованы динамика сжатия и генерация мягкого рентгеновского излучения в зависимости от соотношения масс каскадов сборки при неизменных параметрах внешнего каскада. В этой серии экспериментов длина внутренней укороченной сборки была увеличена с 6-7 мм до 10-11 мм при неизменной длине внешней сборки 16мм. Отношение погонной массы внешнего каскада к погонной массе внутреннего каскада  $\mu$  изменялось, как и ранее, в пределах  $\mu = 2 \div 0.67$ . С уменьшением этого отношения сокращалась длительность импульса мягкого рентгеновского излучения с 18 нс при  $\mu = 2$  до 15 нс при  $\mu = 0.7-1$ . Начальный диаметр и погонная масса внешней сборки не изменялись.

И в этом случае с точки зрения генерации максимальной удельной мощности излучения, наиболее оптимальными оказались сборки, у которых  $\mu$  изменялась в пределах  $\mu = 0.7-1$ . Синхронизованные осциллограммы сигналов и радиальные оптические развертки для  $\mu = 0.7$  приведены на рис.8.13-8.14. Импульс излучения состоял из двух пиков. Длительность первого пика 6-7 нс с максимальной полученной мощностью мягкого рентгеновского излучения до 10-11 ТВт. Мощность излучения во втором пике составила 5-6.5 ТВт или 5-6.5 ТВт/см. Максимальная полученная удельная мощность излучения составила 11 ТВт/см. Удельный

выход излучения по показаниям термопарного калориметра достигал значений 135-140 кДж/см. Как показывают рентгеновские кадровые изображения, излучение, возникающее при взаимодействии внешней оболочки с катодной и анодной вставками, не значительное. Длительности импульсов мягкого рентгеновского излучения, полученные с ВРД детекторов с различной спектральной чувствительностью ( $s3e$  ( $h\nu > 30$  эВ),  $s2e$  ( $h\nu > 150$  эВ) и  $s4e$  ( $h\nu > 700$  эВ)) практически не отличаются друг от друга.

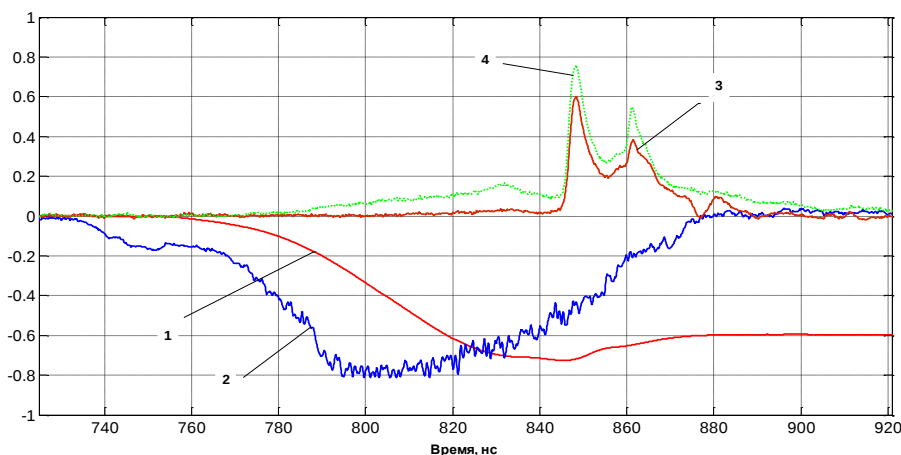


Рис.8.13. Эксп. № 7087 Синхронизированные осциллограммы сигналов рентгеновского излучения, напряжения и тока. 1- ток  $I$  через пинч  $I/5e6$  (А); 2 - напряжение  $U$  на пинче  $U/1e6$ (В); 3- сигнал с вакуумного рентгеновского диода  $s2e/2e1$  (В) ( $h\nu > 130$  эВ); 4 - сигнал с вакуумного рентгеновского диода  $s3e/5$  ( $h\nu > 30$  эВ) (В).

Внешняя сборка: 40 W проволочек диаметром 6 мкм на диаметре 12 мм и погонной массой 220 мкг/см; Внутренняя сборка с уменьшенной индуктивностью: 60 W проволочек диаметром 6 мкм на диаметре 5 мм с погонной массой 330 мкг/см.

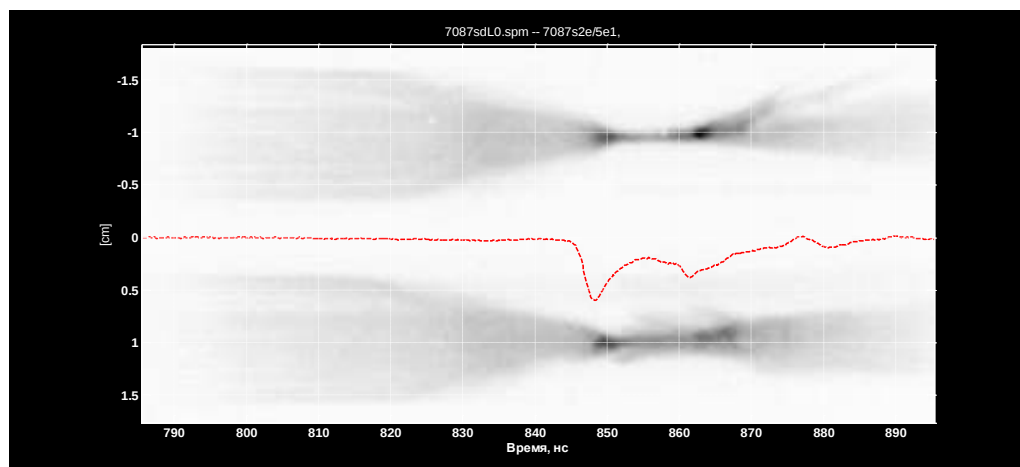


Рис.8.14. Эксп. № 7087 Радиальные оптические щелевые развертки с наложенным на них синхронизированным сигналом мягкого рентгеновского излучения ВРД  $s2e/5e1$  (В) ( $h\nu \geq 150$  эВ).

При уменьшении погонной массы внутренней сборки ( $\mu = 1$ ) максимальная мощность излучения, получаемая на первом пике сжатия уменьшается до 9.4 ТВт (рис.8.15 и 8.16).

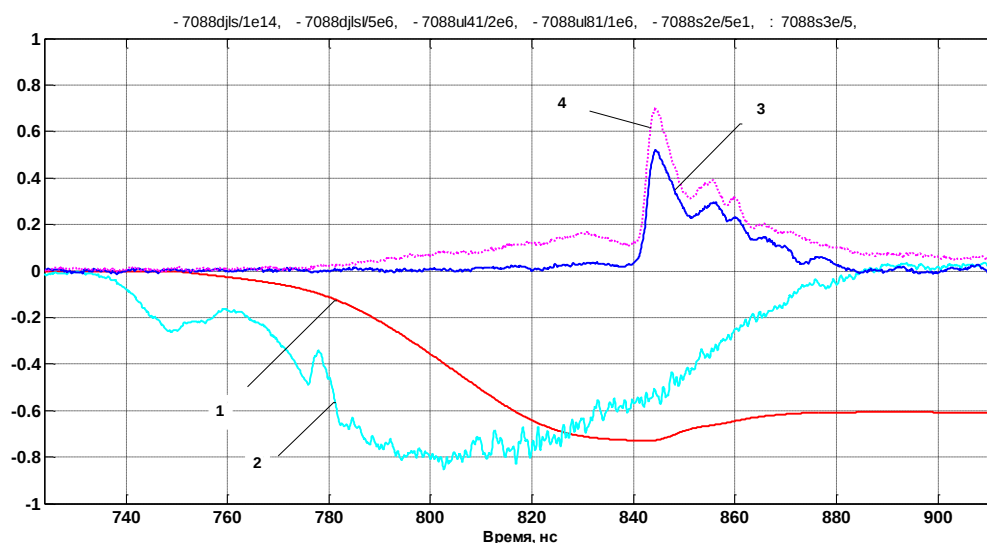


Рис.8.15. Эксп. № 7088. Синхронизованные осциллограммы сигналов рентгеновского излучения, напряжения и тока. 1- ток  $I$  через пинч  $I/5e6$  (А); 2 - напряжение  $U$  на пинче  $U/1e6$ (В); 3- сигнал с вакуумного рентгеновского диода  $s2e/5e1$  (В) ( $h\nu > 130$  эВ); 4 - сигнал с вакуумного рентгеновского диода  $s3e/5$  ( $h\nu > 30$  эВ) (В).

Внешняя сборка: 40 W проволочек диаметром 6 мкм на диаметре 12 мм и погонной массой 220 мкг/см; 2 - Внутренняя сборка с уменьшенной индуктивностью: 40 W проволочек диаметром 6 мкм на диаметре 5 мм с погонной массой 220 мкг/см.

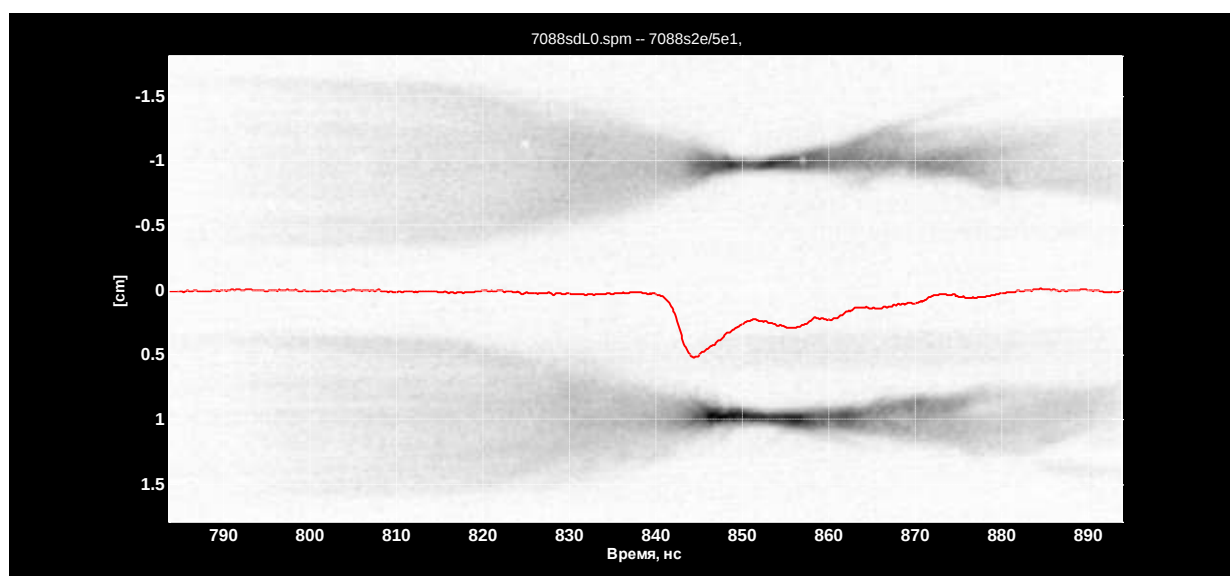


Рис.8.16. Эксп. № 7088 Радиальные оптические щелевые развертки с наложенным на них синхронизованным сигналом мягкого рентгеновского излучения ВРД  $s2e/5e1$  (В) ( $h\nu \geq 150$  эВ).

В таблице 1 приведены сводные результаты по проведенным экспериментам с длиной внутренней сборки 10 мм.

Таблица 1. Результаты экспериментов с укороченными сборками с длиной внутреннего каскада 10 мм и изменением погонной массы внутреннего каскада в пределах 110-330 мкг/см.

| № эксп. | Внешняя сборка                  | Внутренняя сборка               | Мощность излучения, ТВт | Длительность импульса первого пика излучения, нс | Энергия излучения, кДж | Амплитуда тока пинча, МА |
|---------|---------------------------------|---------------------------------|-------------------------|--------------------------------------------------|------------------------|--------------------------|
| 7087    | 40 W пров. на Ø 12 мм 220мкг/см | 60 W пров. на Ø 5 мм 330 мкг/см | 11                      | 5.0                                              | 135÷140                | 3.60                     |
| 7088    | 40 W пров. на Ø 12 мм 220мкг/см | 40 W пров. на Ø 5 мм 220мкг/см  | 9.4                     | 7.5                                              | 130÷135                | 3.65                     |
| 7089    | 40 W пров. на Ø 12 мм 220мкг/см | 20 W пров. на Ø 5 мм 110мкг/см  | 7.5                     | 9.0                                              | 120-÷125               | 3.60                     |

На рис. 8.17-8.18 приведены результаты одного из экспериментов сравнения с длинами обоих каскадов равной величине зазора катод-анод (1.6 см). Для таких нагрузок для  $\mu = 0.7-1.3$ , длительность импульса излучения составляет  $\sim 5-7$  нс с мощностью излучения на уровне 7.5-8 ТВт и полным выходов мягкого рентгеновского излучения на уровне 85-100 кДж.

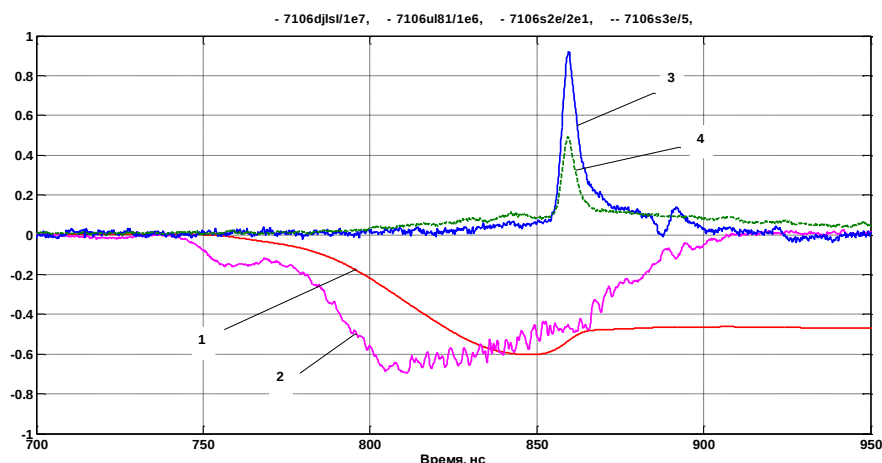


Рис.8.17. Эксп. № 7106 Синхронизированные осциллограммы сигналов рентгеновского излучения, напряжения и тока. 1- ток  $I$  через пинч  $I/5e6$  (A); 2 - напряжение  $U$  на пинче  $U/1e6$  (B); 3- сигнал с вакуумного рентгеновского диода  $s2e/2e1$  (B) ( $h\nu > 130$  эВ); 4 - сигнал с вакуумного рентгеновского диода  $s3e/5$  ( $h\nu > 30$  эВ) (B).

1 - Внешняя сборка: 40 W проволочек диаметром 6 мкм на диаметре 12 мм и погонной массой 220 мкг/см; 2 - Внутренняя сборка: 60 W проволочек диаметром 6 мкм на диаметре 5 мм с погонной массой 330 мкг/см. Длина внутренней сборки равна длине внешней сборки (16 мм).

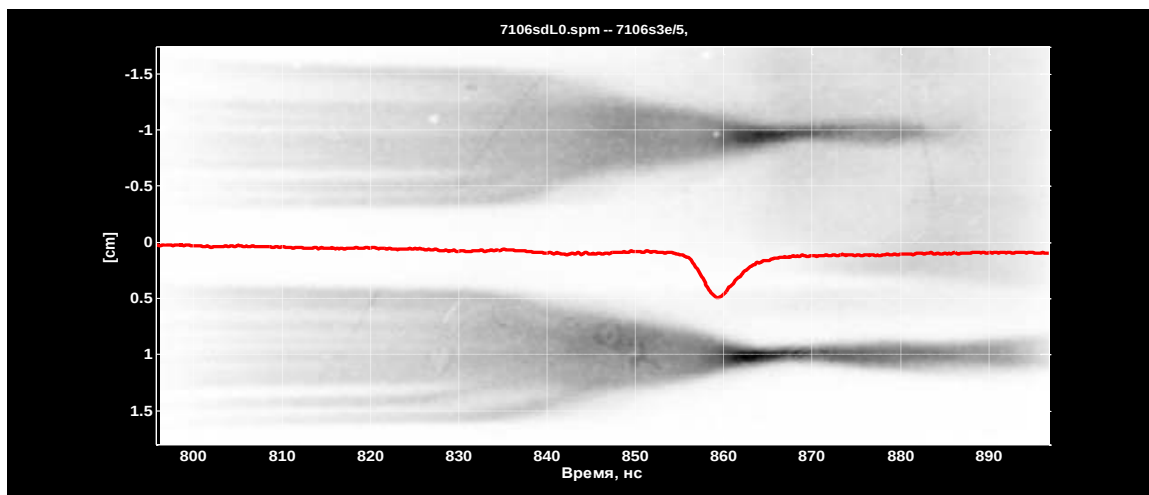


Рис.8.18. Эксп. № 7106 Радиальные оптические щелевые развертки с наложенным на них синхронизированным сигналом мягкого рентгеновского излучения ВРД  $s3e/5$  (B) ( $h\nu \geq 30$  эВ). Длина внутренней сборки равна длине внешней сборки (16 мм).

#### 8.4. Обсуждение полученных результатов

Характер взаимодействия ускоренной внешней сборки с внутренней сборкой существенно зависит от величины тока протекающего через внутреннюю сборку. Величина тока через внутреннюю сборку определяется диффузией магнитного поля через плазменную оболочку внешней многопроволочной сборки, индуктивностями и взаимной индуктивностью сборок. Если проводимость внешней сборки высокая, то ток на внутреннюю сборку не проникает и напряжение, измеряемое на нагрузке, будет  $U = L_1 dI/dt$ , где  $L_1$  индуктивности внешней сборки и  $I$  – величина полного тока через нагрузку. Если брать стандартную каскадную сборку с длиной равной зазору катод-анод ( $l = 1.6$  см), то для используемой геометрии начальная индуктивность внешней сборки радиуса  $r_1 = 0.6$  см составит  $L_1 = 2l \cdot \ln(R/r_1) = 6.8$  см ( $R = 5$  см – радиус обратного токопровода). Соответственно, начальная индуктивность внутренней сборки  $L_2$  радиуса  $r_2 = 0.25$  см составит  $L_2 = 9.6$  см, а отношение начальных индуктивностей сборок будет  $L_2/L_1 = 1.4$ .

На начальной стадии протекания тока через нагрузку можно пренебречь омическим сопротивлением каскадов. Индуктивный характер нагрузки на начальной стадии протекания тока виден из пропорциональности производной тока через нагрузку напряжению на ней (рис.8.19) в течение времени 60-70 нс от начала тока.

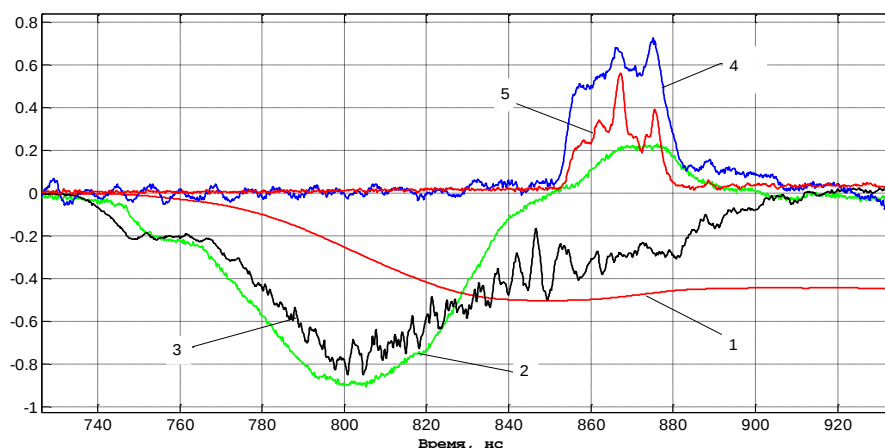


Рис.8.19. Синхронизированные осциллограммы сигналов эксперимент № 6591. 1 – ток пинча  $I/5E6$  (А); 2 - производная тока пинча; 3 – напряжение на пинче  $U/1E6$  (В); 4 - сигнал ВРД- датчика  $s2e/1E1$  (В) ( $h\nu > 130$  эВ); 5- сигнал ВРД-датчика  $s4e/2E1$  (В) ( $h\nu > 700$  эВ). Нагрузка: внешний каскад - 40 W проволочек диаметром 6 мкм на диаметре 12 мм и погонной массой 220 мкг/см; внутренний каскад с уменьшенной индуктивностью - 20 W проволочек диаметром 6 мкм на диаметре 5 мм с погонной массой 110 мкг/см; анодная и катодная металлические вставки диаметром 5 мм и длиной 5 мм.

Однако учет проводимости внешней сборки существенен для расчета перераспределения тока в каскадах нагрузки.

Расчеты, проведенные по одномерному трехтемпературному РМГД коду для параметров установки «Ангара-5-1» и двухкаскадной цилиндрической многопроволочной сборки из вольфрамовых проволочек (внешний каскад диаметр 12 мм, 40 W проволочек диаметром 6 мкм, длина 16 мм, и внутренний каскад сборки диаметром 6 мм, 20W проволочек диаметром 6 мкм и длиной 16 мм), показывают, что непосредственно перед соударением оболочек по внутренней сборке протекает около 20% от полного тока [153]. Как показывают расчеты, ток во внутреннюю оболочку проникает, как за счет диффузии магнитного поля через плазму внешней оболочки, так и за счет переноса тока плазменным потоком с внешнего каскада. На конечной стадии имплозии нагрузки магнитный поток между оболочками тока, протекающего по внутренней сборке, сжимается внешней токовой оболочкой. В этом случае сжатие внутренней сборки происходит раньше сжатия внешней плазменной оболочки.

Наиболее важным полученным экспериментальным результатом следует считать сохранение полного выхода излучения даже при значительном уменьшении длины внутренней сборки (длины пинча). Энергия излучения, в основном, определяется кинетической энергией ускоренной внешней оболочки. Если пренебречь омическим сопротивлением сжимаемых оболочек, то на стадии сжатия ток через внутреннюю сборку растет обратно пропорционально ее индуктивности, так как должна сохраняться величина потока магнитного поля в контуре между сборками. При этом ток через внешнюю сборку падает.

В случае с укороченной внутренней сборкой кинетическая энергия ускоренной внешней оболочки переходит в энергию магнитного поля тока, текущего по внутренней сборке. На стадии сжатия ток через внутреннюю сборку растет, так как должна сохраняться величина потока магнитного поля в контуре между сборками. При этом ток через внешнюю сборку падает. Сжатие магнитного поля происходит по всей длине внутренней нагрузки, включая электродные вставки, за счет которых уменьшается индуктивность пинча на конечной стадии сжатия. Таким образом, часть кинетической энергии ускоренной внешней оболочки расходуется на увеличение энергии магнитного поля тока внутренней сборки. Эта энергия, при сохранении величины магнитного потока в контуре между сборками ( $LI = \text{const}$ ), обратно пропорциональна индуктивности (длине) внутренней сборки ( $E = 0.5(LI)^2/L$ ). Полученные высокие полная и удельная мощности излучения связаны как с формированием квази-сплошной и компактной оболочки из внутренней сборки за счет начального межпроволочного расстояния всего 260-390 мкм и быстром нарастании тока через нее, так и передачей импульса (кинетической энергии) от внешней оболочки при столкновении.

Удельная мощность излучения пинча, полученная при сжатии каскадной нагрузки с уменьшенной индуктивностью ( $\sim 10\text{-}11$  ТВт/см) превышает удельную мощность излучения пинча, полученную при сжатии «стандартной сборки» длиной 16 мм ( $\sim 5$  ТВт/см) с теми же

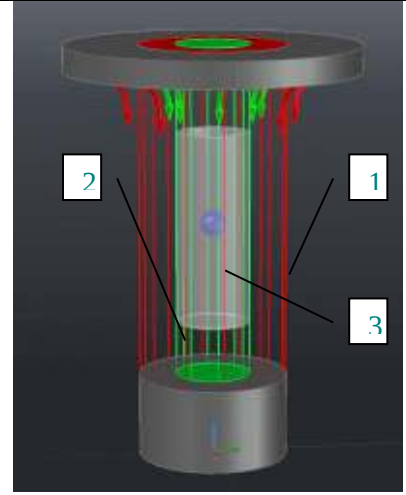
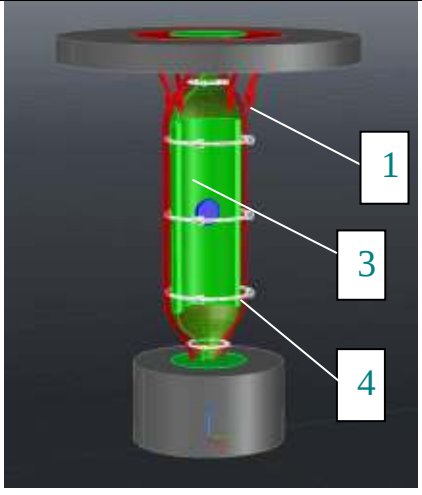
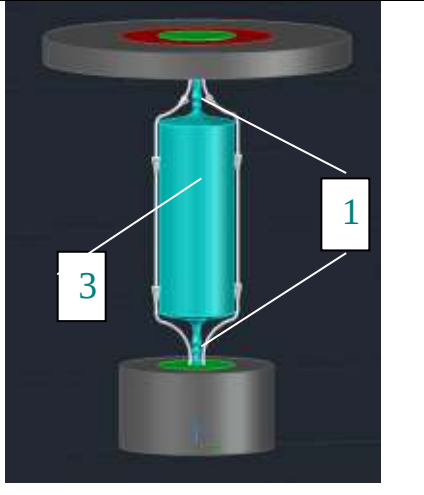
параметрами. Большая длительность импульса мягкого рентгеновского излучения (~15-18 нс) связана, скорее всего, с большей величиной тока генерируемом на внутреннем укороченном каскаде сборки по сравнению с током, генерируемом на внутреннем не укороченном каскаде сборки. В результате этого увеличивается задержка сжатия внешней сборки относительно сжатия внутренней сборки.

Для сборки имеющей внутренний каскад длиной равной длине внешнего каскада (16 мм) динамика взаимодействия каскадов также должна осуществляться через сжатие магнитного поля тока внутреннего каскада. При этом длительность импульса мягкого рентгеновского излучения сокращается до 6-8 нс, что можно объяснить меньшей величиной тока генерируемом на внутреннюю сборку и, как следствие, уменьшением задержки сжатия внешней сборки относительно сжатия внутренней сборки.

Таким образом, динамика сжатия каскадной сборки с уменьшенной индуктивностью внутреннего каскада показывает увеличение роли магнитного поля тока внутреннего каскада по сравнению со сжатием «стандартной» каскадной сборки. С точки зрения генерации максимальной удельной мощности излучения, наиболее оптимальными оказались нагрузки с близкими погонными массами внутренней и внешнейборок.

Отметим, что режим сжатия через взаимодействия каскадов через магнитное поле наблюдался в экспериментах с каскадными сборками на установке MAGPIE [154]. В этих экспериментах величина тока через внутреннюю сборку оценивалась из численных расчетов и составляла порядка 20% от величины полного тока в нагрузке.

На рис.8.20 (а,б,в) показан вариант использования взаимодействия оболочек каскадной сборки через магнитное поле тока внутреннего каскада, применительно к схеме статического «хольраума» для непрямого облучения сферических мишеней. В схеме возможен захват части тока внутренней сборкой, удерживающей статический «хольраум». В этом случае, при взаимодействии каскадов практически всю кинетическую энергию внешней ускоренной оболочки можно использовать для генерации мягкого рентгеновского излучения в «хольрауме» двух образующимися приэлектродными пинчами. Следует отметить, что предлагаемая схема не является идентичной исследованной схемы каскадной сборки с уменьшенной индуктивностью на конечной стадии сжатия пинча и нуждается в экспериментальной проверке.

|                                                                                                                                                                                                                                              |                                                                                                                                                                                                                                             |                                                                                                                                                                                                                    |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
|                                                                                                                                                             |                                                                                                                                                           |                                                                                                                                 |
| <p>Рис.8.20(а) Вариант схемы нагрузки статического «хольраума» с каскадной многопроволочной сборкой. 1- внешняя сборка; 2- внутренняя сборка; 3- статический «хольраум» изготовленный из пены низкой плотности, например, из агар-агара.</p> | <p>Рис.8.20(б) Сжатие нагрузки через взаимодействие каскадов через магнитное поле внутреннего каскада 1- внешняя сборка; 3- статический «хольраум» изготовленный из пены низкой плотности; 4 – магнитное поле тока внутреннего каскада.</p> | <p>Рис.8.20(в) Сжатие нагрузки через взаимодействие каскадов через магнитное поле внутреннего каскада с образованием двух излучающих приэлектродных пинчей. 1- приэлектродные излучающие пинчи; 3- «хольраум».</p> |

### 8.5. Основные выводы по главе 8

При сжатии каскадных многопроволочных вольфрамовых сборок, имеющих уменьшенную индуктивность на конечной стадии сжатия, получена мощность мягкого рентгеновского излучения  $\sim 10-11$  ТВт с выходом рентгеновского излучения порядка 130-140 кДж с пинча длиной 1 см. Удельная и полная мощность излучения пинча, полученная при сжатии каскадной нагрузки с уменьшенной индуктивностью ( $\sim 11$  ТВт/см и 11 ТВт) превышает удельную и полную мощность излучения пинча, полученного при сжатии «стандартной сборки» длиной 1.6 см ( $\sim 5$  ТВт/см и 7.6 ТВт) с теми же параметрами. Динамика сжатия такой нагрузки свидетельствует об увеличении роли во взаимодействии каскадов магнитного поля тока, протекающего по внутреннему каскаду. Большая длительность импульса мягкого рентгеновского излучения ( $\sim 15-18$  нс) связана, скорее всего, с большей величиной тока генерируемом на внутреннем укороченном каскаде сборки по сравнению с током, генерируемом на внутреннюю не укороченную сборку. В результате этого увеличивается задержка сжатия внешней сборки относительно сжатия внутренней сборки. Полученные высокие полная и удельная мощности излучения связаны как с формированием квази-сплошной и компактной оболочки из внутренней сборки за счет начального межпроволочного расстояния

всего 260-390 мкм и быстром нарастании тока через нее, так и передачей импульса (кинетической энергии) от внешней оболочки при столкновении.

Предложен вариант использования взаимодействия оболочек каскадной сборки через магнитное поле тока внутреннего каскада применительно к схеме статического «хольраума» для непрямого облучения сферических мишеней. В схеме возможен захват части тока внутренней сборкой, удерживающей статический «хольраум». В этом случае, при взаимодействии каскадов практически вся кинетическая энергия внешней ускоренной оболочки может быть использована для генерации мягкого рентгеновского излучения в «хольрауме» двумя образующимися приэлектродными пинчами.

### Заключение.

Полученные в проведенных исследованиях результаты привели к появлению: новых перспективных вариантов нагрузок сильноточных генераторов для схем непрямого обжата сферических мишеней; новых данных об излучательных способностях высокотемпературной плотной плазмы сложного атомного состава; новых представлений о степени анизотропии энергии плазменных потоков сильноточных  $Z$  - пинчей.

Для схем непрямого обжата термоядерных мишеней с использованием сильноточных  $Z$  – пинчей в экспериментах на импульсном генераторе тока «Ангара-5-1» исследовано сжатия каскадных нагрузок, позволяющих моделировать режимы динамического и статического «хольраумов». Предложенные переходные режимы генерации излучения сильноточных  $Z$ -пинчей перспективны, как для повышения однородности облучения мишени в схеме динамического «хольраума», так и для увеличения полной мощности и выхода мягкого рентгеновского излучения плазмы пинча. Предложен вариант использования взаимодействия оболочек каскадной сборки через магнитное поле тока внутреннего каскада применительно к схеме статического «хольраума» для непрямого облучения сферических мишеней (магнитный компрессор). В схеме возможен захват части тока внутренней сборки, удерживающей статический «хольраум». В этом случае, при взаимодействии каскадов практически вся кинетическая энергия внешней ускоренной оболочки может быть использована для генерации мягкого рентгеновского излучения в «хольрауме» двумя образующимися приэлектродными пинчами.

Полученные экспериментальные данные стимулировали развитие детальных РМГД методов расчета спектральных характеристик излучения плотной высокотемпературной плазмы  $Z$  – пинчей.

Разработанные методы измерения абсолютных потоков мягкого рентгеновского излучения плазмы сильноточного  $Z$ -пинча и энергии переносимой плазменными потоками перспективны для применения в экспериментах на различных импульсных плазменных источниках. Результаты исследования эффективности источников ВУФ излучения на основе поверхностного пробоя по поверхности изолятора в вакууме позволяют рассчитывать параметры устройств для предыонизации нагрузок сильноточных генераторов, а также использовать их в качестве источников плазмы в плазменных размыкателях для обострения фронта импульса тока сильноточных импульсных генераторов.

На защиту выносятся следующие научные положения:

1. Предложенный новый тип двухкаскадной нагрузки с высокой начальной аксиальной неоднородностью распределения массы сжимаемого вещества внешнего каскада для схем непрямого обжатия термоядерных мишеней с использованием сильноточных Z – пинчей, обеспечивает моделирование в эксперименте, в зависимости от степени неоднородности распределения погонной массы внешнего каскада (10-30%), как режимов динамического и статического «хольраумов», так и переходных режимов, позволяющих повысить однородность облучения мишени.
2. Предложенная двухкаскадная нагрузка с уменьшенной индуктивностью внутреннего каскада позволяет получить полную и удельную мощности излучения сильноточного Z-пинча (9.5-11ТВт и 9.5-11ТВт/см) превышающие полную и удельную мощности излучения пинча, полученные при сжатии «стандартной» сборки длиной 1.6 см с теми же параметрами (7-8 ТВт и 5 ТВт/см).
3. Предложенная схема статического «хольраума» с двухкаскадной сборкой и использованием эффекта увеличения роли магнитного поля тока внутреннего каскада на динамику взаимодействия внешней ускоренной оболочки с внутренним каскадом, удерживающим статический «хольраум», позволяет преобразовать практически всю кинетическая энергия внешней ускоренной оболочки в облучение мишени мягким рентгеновским излучением от двух образующихся приэлектродных пинчей.
4. Использование переходного режима от сжатия сильноточными Z–пинчами алюминиевых однокаскадных многопроволочныхборок к сжатию вольфрамовых однокаскадных многопроволочныхборок, при содержании по массе вольфрама в сборке не более 25-30%, позволяет получить практически такую же мощность 4-5 ТВт и длительность 9-11 нс импульса излучения, как и при сжатии чисто вольфрамовыхборок с теми же параметрами (6-6.5 ТВт, 8 нс).
5. Использование в геометрии композитного Z-пинча для «файбера» вещества имеющего атомный номер сравнимый или больше, чем атомным номером внешней плазменной оболочки обеспечивает эффективное вложение энергии во внутренний пенный «файбер» низкой плотности с прогревом не менее 50% вещества «файбера» до температуры внешней оболочки  $\sim 1\text{кэВ}$ .
6. Разработанный импульсный радиационный фольговый калориметр со встроенной системой абсолютной калибровки и дифференциальной системой регистрации сигнала позволяет измерять в условиях высокого уровня электромагнитных помех абсолютные выходы излучения сильноточных Z- пинчей и плотность потока энергии, переносимой плазмой распадающегося пинча, с отношением сигнал/шум на уровне 20/1.

7. Измерения энергии, переносимой плазменными потоками распадающегося  $Z$  –пинча в единицу телесного угла в направлении перпендикулярно его оси показали, что она не превышает 5% от энергии мягкого рентгеновского излучения, что обосновывает корректное измерение выходов излучения в этом направлении термодинамическими калориметрами, но в направлении оси пинча такие измерения термодинамическими калориметрами некорректны, так как в этом случае энергия переносимая плазменными потоками в единицу телесного угла на два порядка выше и сравнима с энергией излучения.
8. Выявленные особенности разрядов микросекундной длительности по поверхности изолятора в вакууме, а именно независимость эффективной температуры ВУФ излучения 6 – 8 эВ от геометрии электродов (коаксиальный разряд, шестнадцатиканальный coaxial разряд, разряд типа «флэшбод») и слабая зависимость сопротивления разряда от величины тока, с получением КПД преобразования запасенной в конденсаторе энергии в энергию ВУФ излучения для «флэшбода» ~3%, coaxial разряда ~1% и шестнадцатиканального coaxial разряда ~0.1%, позволяют оценивать параметры таких источников ВУФ излучения с различными геометриями электродов и уровнем энергии электрического разряда.

#### Благодарности.

- Автор считает своим долгом выразить благодарность коллективу установки «Ангара-5-1», без профессиональной работы которого не могла быть выполнена большая часть проведенных исследований. Хочется отметить всестороннюю и постоянную поддержку проводимых исследований директором отделения к.т.н. Грабовским Е.В. и нач. лаборатории автоматизации физических измерений д.т.н. Зайцевым В.И. Автор выражает благодарность д.ф.-м.н. Данько С.А. за полезные замечания по содержанию диссертации. Хочется поблагодарить техника Малкову О.М. за помощь в работе с фотоматериалами. Существенную постоянную помощь автору в подготовке эксперимента оказывали инженеры Фролов И.Н., Терентьев О.В., Лахтюшко Н.И., Комлев Д.В. и Комаров Г. Л. Особенно хочется отметить роль к.х.н. Медовщикова С.Ф. в подготовке и проведении экспериментов, как на установке «Ангара-5-1», так и на физических стендах. Автору приятно выразить благодарность нач. лаборатории к.т.н. Олейнику Г.М. за полезные обсуждения и помощь в обработке экспериментальных результатов. Автор благодарит за помощь в эксперименте и полезные обсуждения с.н.с. Грицука А.Н., в.н.с. Митрофанова К.Н. и ст. инженера Карташова А.В.

## Литература.

1. Lindl J. Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain// Phys.Plasmas.-1995.-V.2.-P. 3933-4024
2. Stallings C., Nielsen K. and Schneider R. Multiple – wire array load for high-power pulsed generators//Appl. Phys. Lett.-1976.-V.29. -№.7.- P. 404-406
3. Stallings S., Childers K., Roth J., Schneider K. Imploding argon plasma experiments//Appl. Phys. Lett.-1979.- V.35.- №.7.- P.524-526
4. Burkhalter P.G., Davis J., Rauch J., Clark W., Dahlbacka G. and Schneider R. X-ray line spectra from exploded-wire arrays // J.Appl. Phys.-1979.- V.50.- P.705-711
5. Gersten M., Rauch J.E., Clark W., Richardson R.D. and Wilkinson G.M. Plasma temperature measurements from highly ionized titanium imploding wire plasmas // Appl. Phys. Lett.-1981.- V. 39.- №. 2.- P.148-149
6. Бакшт Р.Б., Дацко И.М., Ковшаров Н.Ф., Лучинский А.В., Месяц Г.А., Ратахин Н.А., Сорокин С.А., Стасьев В.П., Федущак В.Ф. Экспериментальное исследование многопроволочных цилиндрических оболочек на установке “Сноп-2”// Письма в ЖТФ.-1983.-Т.9.- В.19.-С.1192-1196
7. Бехтев М.Б., Вихарев В.Д., Захаров С.В., Смирнов В.П., Тулупов М.В., Царфин В.Я. Динамика плазмы схлопывающихся многопроволочных лайнеров. - Москва, 1988-32с.- (Препр./ИАЭ; №-4710/7)
8. Katzenstein J. Optimum coupling of imploding loads to pulse generators // J. Appl. Phys.-1981.- V.52.- №. 2.- P. 676-680
9. Бакшт Р.Б. Генераторы мощных импульсов мягкого рентгеновского излучения. Эмиссионная сильноточная электроника/ Бакшт Р.Б. - Новосибирск: Наука,1984 - 145с.
10. Nash T.J., Deeney C., Chandler G.A., Chanler G.A, Sinars D.B., Cuneo M.E., Waisman E.M., Stugar W.A., Wenger D., Spear S., Leeper R.J., Seaman J.F., McGorn J., Torres J., Jobe D., Gilliland T., Neilsen D., Hawn R., Seaman H., Keller K., Moore T., Wagoner T.C., LePell P.D., Lucas J., Schroen D., Russell C., Kermaghan M. Comparison of copper foil to a copper wire-array Z pinch at 18MA // Physics of Plasmas.- 2004.-V.11.- №.10.- P.L65-L68
11. Sanford T. W. L., Allshouse G.O., Marder B.M., Nash T.J., Mock R.C., Spielman R.B., Seaman J.F., McGurn J.S., Jobe D., Hammer J.H., DeGroot., Eddleman J.L. Improved symmetry greatly Increases X-ray power from wire-array Z-pinchs// Phys. Rev. Lett.-1996.- V. 77.- №. 25.- P. 5063-5066
12. Spielman R.B., Deeney C., Chandler G.A., Douglas M. R., Fehl D. L., Matzen M. K., McDaniel D. H., Nash T. J., Porter J. L., Sanford T. W. L., Seamen J. F., Stygar W. A., Struve K. W., Breeze S.P.,

- McGurn J. S., Torres J. A., Zagar D. M., Gilliland T. L., Jobe D. O., McKenney J. L., Mock R. C., Vargas M., Wagoner T., Peterson D. L. Tungsten wire-array Z-pinch experiments at 200 TW and 2 MJ// *Physics of plasma*.-1998.- V.5.- №. 5.- P. 2105-2111
13. Jones M. C., Ampleford D. J., Cuneo M. E., Hohlfelder R., Jennings C. A., Johnson D. W., Jones B., Lopez M. R., MacArthur J., Mills J. A., Preston T., Rochau G. A., Savage M., Spencer D., Sinars D. B. and Porter J. L. X-ray power and yield measurements at the refurbished Z machine.// *Review of Scientific Instruments*.-2014.-V.85.- P.083501
14. Coverdale C.A., Deeney C., Douglas M.R., Apruzese J. P., Whitney K. G., Thornhill J. W., and Davis J. Optimal wire-number range for high X-ray power in long-implosion-time aluminum Z pinches.// *Phys. Rev. Lett.*-2002.- V.88.- №.6.- P. 065001-1-4
15. Mazarakis M. G., Deeney C. E., Melissa R. D., Willian A.S., Sinars D.B., Cuneo M.E., Chittenden J., Chandler G.A., Nash T.J., Struve K.W, McDaniel D.H. Wire Number Dependence of the Implosion Dynamics, Stagnation and Radiation Output of Tungsten Wire Array at Z // *Proc. of 15th Int. Conf. on High-Power Particle Beam's*.- S.-Petersburg, Russia:2024. - P.228
16. Dahlbaska G., Gilman C., Meins C., Helava H., Roth I., Buck E., Stringfield R., Dukart R., Sincerny P., Schneider R. Dynamics, stability, and possible X-ray lasing of imploded plasmas// *Proc. 4th Int. Conf. on High power Electron and Ion Beam's*. - Palaiseau, France:1981.- V.1.- P.276
17. Oleinik G.M., Mitrofanov K.N., Grabovsky E.V., Frolov I.N., Smirnov V.P., Zukakischvili G. Magnetic field measurements inside and outside of imploding liners on Angara-5-1// *Proc. of Euroconference on advanced diagnostics for magnetic and inertial fusion*. - Villa Monastero, Italy: 2001.- P. 419-422
18. Alexandrov V.V., Frolov I.N., Fedulov M.V., Grabovsky E.V., Mitrofanov K.N., Nedoseev S.L., Oleinik G.M., Porofeev I.Yu., Samokhin A.A., Sasorov P.V., Smirnov V.P., Volkov G.S., Zurin M.M., and. Zukakischvili G.G. Prolonged plasma production at current-driven implosion of wire array on Angara-5-1 facility.//*IEEE Transactions on Plasma Science*.-2002.- V.30.- №.2.- P. 559-566
19. M. G. Haines. A Heuristic Model of the wire array Z – pinch.// *IEEE Transactions on Plasma Science*.-1998.- V.26.- №. 4.- P. 1275-1281
20. Alexandrov V.V., Branitskii A.V., Grabovsky E.V., Volkov G.S., Zurin M.V., Nedoseev S. L., Fedulov M.V., Oleinik G.M., Samokhin A.A., Sasorov P.V., Smirnov V.P. Dynamics of heterogeneous liners with prolonged plasma creation.// *Plasma Physics Reports*.-2001.- V.27.- №.2.- P.89-109
21. Alexandrov V.V., Azizov E.A., Branitskii F.V., Glukhih V.A., Grabovsky E.V., Kuchinsky V.C., Lototsky A.P., Nedoseev S.L., Oleinik G.M., Smirnov V.P., Volkov G.S., Velikhov E.P., Zhitlukhin A.M. Multiwire array implosion physics study and “Mol” test- bed for “Baikal” project based on

- 900MJ inductive storage.//In Proc. 13th Int. Conf. on High –Power Partical Beams.- Nagaoka, Japan: 2000.- P. 147-150
22. Lebedev S.V., Beg F.N., Blank S.N., Ampleford J.J., Chittenden J.P., Haines H.G., Pikuz S.A., Shelkovenko T., Jennings C. Physics of wire- array Z-pinch implosion.// Phys. of Plasmas.-2001.-V.8, P. 3734-3741
23. Lebedev S.V., Mitchell L.H., Aliaga-Rossel R., Bland S.N., Chittenden J. P., Dangor A. E., and Haines M. G. Azimuthal Structure and Global Instability in the Implosion Phase of Wire Array Z –Pinch Experiments.// Phys. Rev. Letters.-1998.- V.81.- №.19.- P. 4152-4155
24. Sinars D.B., Cuneo M.E., Yu E.P, Bliss D.E., Nash T.J, Porter J.L., Deeney C., Mazarakis M. G., Sarkisov G.S., Wengeret D.F. Mass- Profile and Instability – Growth Measurements for 300 Wire Z –Pinch Implosions Driven by 14-18MA.// Phys. Rev. Lett.-2004.- V. 93.- №.14.- P.145002-1-4
25. Peterson D.L., Bowers R. L., McLenithan K. D., Deeney C., Chandler G. A., Spielman R. B., Matzen, M. K. and Roderick N. F. Characterization ion of energy flow and instability development in two-dimensional simulations of hollow Z pinches.// Phys. of Plasmas.-1998.-V.5.-№.9.- P.3302-3310
26. Deeney C., Nash T.J., Spielman R.B., Seaman J.F., Chandler G.A., Struve K.W., Porter J.L., Stygar W.A., McGurn J.S., Jo D.O. Power enhancement by increasing the initial radius and wire number of tungsten Z -pinches// Phys.Rev. -1997.-E56.- P.5945
27. Benattar R., Zakharov S.V., Nikiforov A.F., Gasilov V.A., Krukovskii A. Yu, Zakharov V.S. Influence of maghetohydrodynamic Rayleigh- Taylor instability on radiation of imploded heavy ion plasmas.// Phys. Plasmas.-1999.- V.6.- №.1.- P. 175-187
28. Branitskii A.V., Grabovskii E.V., Frolov I.N., Oleinik G.M., Samokhin A.A., Volkov G.S., Zurin M.V., Spielman R.B. Peculiarities of wire resistance behavior on initial stage of implosion // Proc. of 12th Int. Conf. on High-Power Particle Beams- Haifa, Israel:1998.- P.599-602
29. Bennet F.D. Progress in High Temperature Physics and Chemistry/ Bennet F.D.-V.2- Oxford: Pergamon, 1968-305p.
30. Sarkisov G.S., Bauer B.S. and Groot J.S.De. Homogeneous Electrical Explosion of Tungsten Wire in Vacuum//JETP Letters.-2001.-V.73.-№.2.-P.69-74
31. Pikuz S.A., Shelkovenko T.A., Mingaleev T.A., Hammer D.A. and Neves H.P. Density Measurements in Exploding Wire-Initiated Plasmas Using Tungsten Wires.// Phys. Plasmas.-1999.- V.6.- P.4272-4283
32. Волков Г.С., Утюгов Е.Г., Фролов И.Н. О степени компактности ускорения быстрых лайнеров на установке Ангара-5-1// Физика плазмы. -1993.- Т.19.- В.9.- С.1002-1008
33. Lebedev S.V., Beg F.N., Blank S.N., Chittenden J.P., Dangor A.E., Haines M.G., Kwek K.H., Pikuz S.A., Shelkovenko T.A. Effect of discrete wires on the implosion dynamics of wire array Z- pinches.// Physics of plasmas.-2001.- V.8.- №.8.- P.3734-3747

34. Giuliani J., Rogerson J.E., Deeney C., Nash T.J., Prasad R.R., Krishnan M. Aluminum wire array implosions: Comparison of experiments and simulation //J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.-1990.- V.44.-№.4-5.- P.471-484
35. Deeney C., Peterson D.L., Spielman R.B., Struve K.W. and Chandler G.A. Optimization of power density by decreasing the length of tungsten wire array Z pinches.// Physics of plasmas.-1998.- V.5.- №. 7.- P.2605-2608
36. Deeney C., Douglas M.R., Spielman R.B. Nash T. J., Peterson D. L., L'Eplattenier P., Chandler G. A., Seamen J. F., and K. W. Struve Enhancement of x-ray power from a Z pinch using nested-wire arrays // Phys. Rev. Lett.-1998.- V.81.- P. 4883
37. Peterson D.L., Bowers R.L., Matuska W., McLenithan K.D., Chandler G.A., Deeney C., Derzon M.S., Douglas M., Matzen M.K., Nash T.J., Spielman R.B., Struve K. W., Stygar W.A., Roderick N.F. Insights and applications of two-dimensional simulations to Z-pinch experiments.// Phys. Plasmas.-1999.- V.6.- P.2178
38. Nash T.J., Derzon M.S., Chandler G.A., Nash T.J., Chandler G.A., Leeper R., Fehl D., Lash J., Ruiz C., Cooper G.,J., Seaman F., McGurn J., Lazier S., Torres J., Jobe D., Gilliland T., Hurst M., Mock R., Ryan P., Nielsen D., Armijo J., McKenney J., Hawn R., Hebron D., MacFarlane J.J., Petersen D., Bowers R., Matuska W., Ryutov D.D. High-temperature dynamic hohlraums on the pulsed power driver Z. // Phys. Plasmas.-1999.- V.6.- P.2023
39. Hammer J.H., Eddleman J.L., Springer P.T., Tabak M., Toor A.S., Zimmerman G.B., De Groot J.S. Sheath broadening in imploding z-pinches due to large-bandwidth Rayleigh-Taylor instability// Phys. Plasmas.-1996.- V.3.- P. 2063
40. Chittenden J.P., Lebedev S.V., Bell A.R., Aliaga-Rossel R., Blank S.N., Haines H.G. Plasma Formation and Implosion Structure in Wire Array Z Pinches //Phys.Rev. Lett.-1999.-V. 83.- P.100
41. Kalinin Y.G., Zhenghong L., Xinshehg H., Bakshaev Y.L., Bartov A.V., Chernenko A.S., Danko S.A., Korolev V.D., Ning Cheng., Smirnov V.P., Yang Libing Implosion dynamics of multi-material wire-arrays on S-300 pulsed power generator // Proc. Of 15th Int. Conf. on High Power Particle Beams-S.-Petersburg, Russia: 2004.- P.910-913
42. Edwards M.J., Patel P.K., Lindl J.D., Atherton L.J., Glenzer S. H. Progress towards ignition on the National Ignition Facility.// Physics of Plasmas.-2013.-V.20.-P.070501
43. Sanford T.W., Peterson D.L., Lemke R.W., Mock R.C., Chandler G.A., Chittenden J.P., Chrien R.E., Idzorek G.C., Leeper R.J., Ruiz C. L., Watt R.G. Characteristics and Dynamics of 215-eV Dynamic-Holraum X-Ray Source on Z // Proc. of 14th Int. Conf. Beams2002 and 5th Int. Conf. DZP2002. – Albuquerque, USA: 2002.-P.269-274
44. Bailey J.E., Slutz S.A., Chandler G.A., Cooper G., Mehlhorn T., Nash T.J., Ruiz C.L., Varnum W., Vesey R.A., Lake P.W., Moore T.C., Neilsen D.S. Spectroscopy of argon-doped capsule implosion

- driven by z-pinch dynamic holraum // Proc. of 14th Int. Conf. Beams2002 and 5th Int. Conf. DZP2002. – Albuquerque, USA: 2002.
45. Smirnov V.P. Fast liners for inertial fusion// Plasma Phys. Control Fusion.-1991.- V. 33.- P.1697
  46. Olson R.E., Chandler G.A., Derzon M.S., Hebron D.E. Indirect-drive ICF target concept for the X-1 Z-pinch facility//Fusion Technol.- 1999.-V.35.- P.260
  47. Захаров С.В., Смирнов В.П., Гасилов В.А., Круковский А.Ю., Скороваров К.В., Соударение токонесящих цилиндрических лайнеров.- Москва, 1988-25с.-(Препр./ИАЭ; № 4587/6)
  48. Matzen M.K. Z pinches as intense x-ray sources for high-energy density physics applications // Phys. Plasmas.- 1997.- V.4.- №.5.-P.1519.
  49. Захаров С.В., Новиков В.Г. Увеличение интенсивности излучения в системе двойных лайнеров.- Москва, 2002 -32с.-(Препр./ ИПМ им. М.В. Келдыша; №. 061)
  50. Сандрстрем А.Е. Рентгеновские лучи/А.Е. Сандрстрем – Москва: ИЛ, 1960 – 98с.
  51. Зайдель А.Н. Вакуумная спектроскопия и ее применение/А.Н. Зайдель, Е.А. Шрейдель - Москва: Наука, 1976 -108с.
  52. Mochizuki N., Yabe T., Okada K. T., Hamada M., Ikeda N., Kiyokawa S., and Yamanaka C. Atomic-number dependence of soft-x-ray emission from various targets irradiated by a 0.53- $\mu$ m-wavelength laser // Phys. Rev. A.-1986.- V.33.- №.1.- P.525-539
  53. Ross P. A. A new X-ray non-diagram line // Phys. Rev.-1932.-V.39.- № 3.- P.536-537
  54. Bogatu I.N., Klodzh E., Kroup E., Starobinets A., Raichenko Y., Maron Y., Fisher A. Investigation of NeIX and NeX line emission from a gas-puff Z – pinch plasma using Ross filter systems// J. Appl.Phys.- 1998.-V.92.- №.9.- P.4947-4951
  55. Гапонов С.В., Гусев С.А., Платонов Ю.А., Салашенко Н.Н. Искусственные многослойные отражающие и селективные элементы для мягкого рентгеновского излучения// ЖТФ.-1984.- N.54.- №.4.- С. 747-761
  56. Bobashev S.V., Golubev A.V., Platonov Y.Y., Salashchenko N.N., Smaenok L.A., Volkov G.S., Zaitsev V.I. Absolute Photometry of Pulsed Intense Fluxes of Ultrasoft X-Ray Radiation//Physica Scripta.-1991.-V. 43.- P.356-367
  57. Зимкина Т.М. Ультрамягкая рентгеновская спектроскопия/Т.М. Зимкина, В.А. Фомичев.- Ленинград: ЛГУ, 1971- 120с.
  58. Афросимов В.В., Бобашев С.В., Голубев А.В., Симановский Д.М., Шмаенок Л.А. Излучение рекомбинирующей лазерной плазмы бериллия в дальней зоне разлета// Письма в ЖТФ.-1984.- Т.10.- В.16.- С.1017-1020
  59. Ахсаханян А.Д., Бобашев С.В., Волков Г.С., Голубев А.В., Зайцев В.И., Забродин И.Г., Краснов А.К., Олейник Г.М., Шмаенок Л.А. Измерение спектра излучения плазмы с помощью многослойных рентгеновских зеркал.// Физика плазмы.-1992.- Т.18.- В.4.- С. 509-513

60. Волков Г.С., Гигиберия В.П., Коваленко А.В., Комаров С.А., Степанов А.Е., Смирнов В.П., Грабовский Е.В., Старостин А.Н., Царфин В.Я. Экспериментальное и расчетное исследование излучательных характеристик плотной высокотемпературной плазмы многозарядных ионов получаемой при ускорении лайнеров на установке "Ангара-5-1"// ЖЭТФ.-1992.-Т.101.-В.2.- С.479-492
61. Волков Г.С., Зайцев В.И., Лангли С., Мишенский В.О., Папазян Ю.В., Федулов М.В., Смирнов В.П., Этлишер Б. Спектрограф мягкого рентгеновского излучения с регистрацией на ПЗС.// ПТЭ.-1997.-№.1.- С.125-130
62. Henke B.L., Jaanimagi P.A. Two-channel, elliptical analyzer spectrograph for absolute, time-resolving time-integrating spectrometry of pulsed x-ray sources in the 100-10000-eV region.// Rev.Sci. Instrum.-1985.- V.56.-№.8.- P.1537-1552
63. Волков Г.С., Заживихин В.В., Зайцев В.И., Мишенский В.О. Приборы с зарядовой связью как позиционно-чувствительные детекторы рентгеновского излучения.//ПТЭ.-1996.-№.3.- С.119-127
64. Борисенко Л.А., Куценко А.В., Михайлов Ю.А., Никитина Л.А., Орехов А.С., Склизков Г.В., Чекмарев А.М. Энергоизмерительный комплекс лазерной установки «ПИКО» для исследования взаимодействия высокоинтенсивного лазерного излучения с веществом. - Москва, 2014-31с.- (Препр./ФИАН РАН; №-15)
65. Spielman R. B., Deeney C., Fehl D.L., Hanson D.L., McGurn J.S., McKenney J.L., Keltner N.R. Fast resistive bolometry//Rev. Sci. Instrum.- 1999.- V.70.- P. 651
66. Degnan J.H. Fast, large-signal, free-standing foil bolometer for measuring ultrasoft x-ray burst fluence.// Rev. Sci. Instrum.- 1979.-V.50.-P.1223-1226
67. Прохоров Ю.Г. Радиационный фольговый калориметр// ДАН СССР.- 1960.-Т.134.- №. 5.- С. 1058 – 1060
68. Бакшаев Ю.Л., Данько С.А., Соколов Е.Е., Чукбар К.В. Импульсный болометр для измерения мягкого рентгеновского излучения X – пинча: расчет предельных параметров и реализация. //ВАНТ. Сер.Термоядерный синтез.- 2011.- Вып.11.- С.54-62
69. Альбиков З.А., Велихов Е.П., Веретенников А.И., Глухих В.А., Грабовский Е.В., Смирнов В.П. Экспериментальный комплекс «Ангара-5-1»//Атомная энергия. -1990.-Т.68.- В.1.- С.26-35
70. Волков Г.С., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Зайцев В.И., Митрофанов К.Н., Медовщиков С.Ф., Олейник Г.М. Диагностика плазмы на установке «Ангара-5-1»// ПТЭ.- 2004.- №.2.- С.74-81
71. Зайцев В.И., Волков Г.С., Карташов А.В., Лахтюшко Н.И. Коллективное ускорение ионов при распаде сильноточного Z –пинча //Физика плазмы.- 2008.- Т. 34.- №.3.- С.1-4

72. Александров В.В., Грабовский Е.В., Лаухин Я.Н., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Предкова Е.И., Решетняк О.Б., Ткаченко С.И., Фролов И.Н. Плазмообразование на токонесущих электродах установки Ангара-5-1//Физика плазмы.- 2022.- Т. 48.- №.2.- С.121-130
73. Zaitsev V.I., Andrianov Yu., Volkov G.S., Grabovsky Ye.V., Lakhtyushko N.I., and Stepanov A.Y. High-current Z – pinch disintegration and the problem of peripheral equipment protection.//Plasma Devices and Operations.-2008.-V.16. - №.1.- P.61– 66
74. Sparrow J., Dick C. Pulsed high intensity monoenergetic low energy X-ray source and absolute X-ray monitor.// Nuclear Instr. and Methods.-1977.-V.141.- №.2.- P.283-292
75. A.V. Golubev, A. Krejci Soft X-ray of nitrogen Z-pinch:A Detailed survey by multilayers.- Praga,1995- 23p.- (Prepr./Institute of Plasma Physics, Academy of Sciences of Czech Republic; № IPPCZ-352)
76. Волков Г.С., Гигиберия В.П., Комаров С.А., Корнило В.А., Тулупов М.В. Исследование параметров ксеноновых сверхзвуковых струй, получаемых с помощью электромагнитного клапана// ЖТФ.-1992.- Т.62.- В.11.- С.172-175
77. Korde R., Cable J.S., Coufield L.R. One gigarad passivating nitrided oxides for 100% internal quantum efficiency silicon photodiodes.// IEEE Transactions on Nuclear Science.-1993.-V.40.-№.6.- P.1655-1659
78. Coleman P., Rauch J., Rix W., Rix W., Thompson J., Wilson R. Recent ACE-4 Z-Pinch Experiments: Long Implosion Time Argon Loads, Uniform Fill Versus Annular Shell Distributions and the Rayleigh-Taylor Instability Problem// Proc. of 4th Int. Conf. Dense Z-pinch.- Vancouver, Canada: 1997.- P.119-123
79. Piffl V., Krejci A., Golubev A.V. Time Resolved XUV Line Emission Measurements // Proc. of 12th Int. Conf. Beams'98.- Haifa, Israel:1998.- V.1.- P.491-494
80. Raus J., Krejci A., Piffl V. Investigation of Intense XUV Emission of Nitrogen – Puff Z – Pinch with Small Energy Input//Proc. of 9th Int. Conf. on High – Power Particle Beams.- Washington, USA: 1992.-V.3.- P. 2026 – 2031
81. Krejci A., Raus J., Piffl V., Golubev A.V., Platonov Y.Y., Krousky E., Renner O. Multichannel soft x-ray diagnostics of hot plasma evolution in nitrogen – puff Z-pinch // IEEE Transactions on Plasma Science.-1992.- V.21.- №.5.- P.321
82. Lanier N.E., Gerhardt S.P., and Den Hartoy D.J. Low cost, robust, filtered spectrometer for absolute measurements of the soft x-ray region.//Rev. Sci. Instr.-2001.- V.72.- №.1.- P.1188-1191
83. Duorah S., Ejiri A., Lee S., Iguchi H., Fujisawa A., Kojima M., Matsuoka K., Ishiyama E., Hanada K., Shiraiwa S., Toyama H., and Takase Y. Multilayer mirror based soft x-ray spectrometer as a high temperature plasma diagnostic.//Rev. Sci. Instrum.-2001.- V.72.- №.1.- P.1183-1187
84. Зайцев В.И., Волков Г.С. Источник селективного мягкого рентгеновского излучения на

основе Z – пинча // ПТЭ.- 2004.- №. 4.- С.85-88

85. Novikov V.G., Zakharov S.V. Modeling of non-equilibrium radiating tungsten liners // JQSRT.- 2003.- V.81.- P.339-354
86. Веретенников А.И. Методы исследования импульсных излучений/ Веретенников А.И, Горбачев В.М., Предеин Б.А. – Москва: Энергоатомиздат, 1985-152с.
87. Stalling C., Childers K., Roth I., Shneider R. Imploding argon plasma experiments.//Appl. Phys. Lett.-1979.-V.35.- №.7.- P.524-526
88. Spielman R.B., Hanson D.L, Palmer M.A., Palmer M.A., Matzen M.K., Hussey T.W., Peek J.M. Efficient X-ray production from ultrafast gas-puff Z-pinches. // J.Appl.Phys.-1985.-V.57.-№.3.-P.830-833
89. Clark W., Richardson R., Brannon J., Wilkinson M., and Katzenstein J. The dynamics of imploding argon plasmas.//J.Appl.Phys.-1982.- V.53.- №.8.- P.5552 - 5556
90. Fisher A., Maro F., and Shilon J. Fast valve for gas injection into vacuum.// Rev.Sci.Instrum.- 1978.- V.49.-P.892 - 893
91. Капишников Н.К., Муратов В.М., Потапов В.С. Генератор высоковольтных импульсов с повышенной частотой срабатывания// ПТЭ.- 1984.- №.4.- С.98-100
92. Vicharelli P.A., Lapatovich W.P. Iterative method for computing the inverse Abel transform.// Appl.Phys.Lett.-1987.-V.50. - №.9.-P.557-559
93. Wessel F.J., Etlicher B., Choi P. Demonstration of enhanced stability and energy transfer in an Aluminum plasma embedded fiber Z-pinch// Phys. Rev. Letters.-1992.-V.69.-№.22.-P.3181-3184
94. Etlicher B., Shuvatin A.S., Veron L., Wessel F.J., Rouille C., Attelan S., Choi P. Different Stabilization Processes in Z-Pinch Plasma Experimental Approach.//Proc. of 9th Int. Conf. on High-Power Particle Beams.- Washington, USA:1992. - V.3.- P.2008-2013
95. Etlicher B., Shuvatin A.S., Choi P., Frescaline L., Aranchuk L., Cassany B. SYRINX-A RESEARCH PROGRAM FOR THE PULSED POWER RADIATION FACILITY//Proc. of 11th Int. Conf. on High-Power Particle Beams.- Prague, Czech Republic:1996 .- V.1.- P.276-283
96. Chuvatin A., Choi P., Dumitrescu C., Etlicher B., Semushin S., Vie M., Bayol F., Morell A., Baksht R., Batrikov A., Datsko I., Fedyunin A., Kim A., Kokshenev V., Kovalchuk B., Loginov S., Russkikh A., and Shishlov A. Spatial and Temporal Evolution of High-Energy Density Plasmas in the Composite Pinch on GIT-4 Generator// IEEE Transactions on Plasma Science.-1997.-V.25.- №.2.- P.196-204
97. Batunin A.N., Branitsky A.V., Frolov I.N., Grabovsky E.V., Kornilo V.A., Kuznetsov D.V., Lisitsyn A.G., Medovschikov S.F., Mishensky V.O., Mingaleev A.R., Nedoseev S.L., Nikandrov L. B., Romanova V.M., Shelkovenko T.A., Smirnov V.P., Starostin A.N., Trofimov S.V., Olejnik G.M.,

- Volkov G.S., Utjugov E.G., Zakharov S.V. Inhomogeneous Z-pinch investigation on “Angara-5-1”//Proc. of Int. Conf. Dense Z-Pinches.- London, GB:1993.- P. 580 -586
98. Rosmej F.B., Rosmej O.N., Komarov S.A., Mishensky V.O., Utjugov J.G. Soft X-ray spectra analysis in a high-current Z-pinch // Proc. of Int. Conf. Dense Z-Pinches.- London, GB:1993.- P.552-559
99. Браницкий А.В., Данько С.А., Герусов А.В., Грабовский Е.В., Зайцев В.И., Захаров С.В., Зурин М.В., Кузнецов Д.В., Медовщиков С.Ф., Мишенский В.О., Недосеев С.Л., Олейник Г.М. Проникновение азимутального магнитного потока внутрь неустойчивого лайнера //Физика плазмы.- 1996.- Т.22.- №.4.- С.307-317
100. Большаков Е.П., Велихов Е.П., Глухих В.А., Гусев О.А., Грабовский Е.В., Зайцев В.И., Истомин Ю.А., Коба Ю.В., Олейник Г.М., Пасечников А.М., Певчев В.П., Перлин А.С., Печерский О.П., Рудаков Л.И., Смирнов В.П., Чернобровин В.И., Четвертков В.И., Ямпольский И.Р. Модуль установки «Ангара-5»//Атомная энергия. -1982.- Т.53.-С.14
101. Хадлстоун Р. Диагностика плазмы /Р. Хадлстоун, С. Леонардо. - Москва: МИР, 1967 - 515с.
102. Волков Г.С., Грабовский Е.В., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М. Рентгеновское зондирование приосевой области плазмы многопроволочного лайнера на установке Ангара-5-1 // Физика плазмы. - 2004. - Т.30. - №.2.- С.115-128
103. Дербилов В.И., Медовщиков С.Ф., Недосеев С.Л., Утюгов Е.Г., Рослик А.К., Стрекаловский В.Н., Тимошин В.Т. Пористые лайнеры на полимерной основе для ИТС.- Москва, 1990-24с.- (Препр./ИАЭ; № 5157/7)
104. Олейник Г.М. Индуктивный делитель напряжения// ПТЭ.-2000. - №.3.- С.49-51
105. Волков Г.С., Грабовский Е.В., Зайцев В.И., Зукакишвили Г.Г., Зурин М.В., Митрофанов К.Н., Недосеев С.Л., Олейник Г.М., Порофеев И.Ю., Смирнов В.П., Фролов И.Н. Диагностика плазмы на установке «Ангара-5-1» // ПТЭ.- 2004.- №.2.- С.74-81
106. Олейник Г.М., Браницкий А.В. Восстановление параметров спектра мягкого рентгеновского излучения по сигналам вакуумных рентгеновских диодов //ПТЭ. - 2000.- №.4.- С.58-64
107. Ampleford D.J., Lebedev S.V., Bland S.N., Bott S.C., Chittenden J.P., Jennings C.A., Kantsyrev V.L., Safronova V.V., Ivanov A.S., Fedin D.A., Laca P.J., Yilmaz M.F., Nalajala V., Shrestha I., Williamson K., Osborne G., Haboub A., Ciardi A. Dynamics of conical wire array Z-pinch implosions//Physics of Plasmas .- 2007.-V.14.- P.102704
108. Ольховская О. Г., Гасилов В. А., Баско М. М., Сасоров П. В., Новиков В. Г., Вичев И. Ю., Галигузова И. И. О расчетах выходной мощности и спектра рентгеновского излучения Z –пинчей на основе многопроволочныхборок // Математическое моделирование. -2016.- Т.28.- №.1.- С.3-22

109. Александров В.В., Грабовский Е.В., Грибов А.Н., Грицук А.Н., Медовщиков С.Ф., Олейник Г.М., Сасоров П.В. Эмиссия жесткого рентгеновского излучения при сжатии многопроволочных лайнеров // Физика плазмы. -2008. - Т. 34. - №.4.- С. 311-317
110. Александров В.В., Волков Г.С., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Лаухин Я.Н., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Фролов И.Н., Шевелько А.П. Анизотропия излучения Z-пинча вольфрамовых многопроволочных сборок на установке «АНГАРА-5-1»./Труды XLI Международной конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу. - Звенигород, Россия:2014. - С.147
111. Александров В.В., Волков Г.С., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Лахтюшко Н.И., Медовщиков С.Ф., Олейник Г.М., Светлов Е.В. Исследование анизотропии энергетических потерь сильноточного Z-пинча, получаемого при сжатии цилиндрических многопроволочных вольфрамовых сборок // Физика плазмы. - 2014.- Т.40.- №. 2.- С.160-171
112. Григорьев, И. С. Физические величины справочник /И. С. Григорьев, Е. З. Мелихов. — Москва: Энергоатомиздат, 1991 - С.1232
113. Woodworth J.R. and McKay P.F. Surface discharges as intense photon sources in extreme ultraviolet.// J. Appl. Phys. -1985.- V58.- №.9.- P. 3364-7.
114. Beverly R.E. Electrical, gasdynamic, and radiative properties of planar surface discharges.//J. Appl. Phys.-1986.- V.60.-№.1.- P. 104-124
115. Камруков А.С., Козлов Н.П., Протасов Ю.С., Шашковский С.Г. Высокояркостные источники теплового ВУФ-излучения на основе плазмодинамических МПК-разрядов в газах. //ТВТ.- 1989.- Т.27.- №.1. - С.152-170
116. Grabovsky E.V., Nedoseev S.L., Oleynik G.M., Pevchev V.P., Smirnov V.P, Tsarfin V.Y., Yampolsky I.R., Zaytsev V.I., Zolotovskiy O.A. Current addition by MITL in vacuum //Proc. of Int. Conf. on High-Power Particles Beams.- Karlsruhe, Germany:1988.- V.1.- P.333-340
117. Ruden E., Rahman H.U., Fisher A. and Rostoker N. Stability enhancement of a low initial density hollow gas-puff z pinch by e-beam preionization//J.Appl.Phys.-1987.- V.61.-№.4.- P.1311-1316
118. Бакшт Р.Б., Дацко И.М., Лоскутов В.В., Лучинский А.В., Ратахин Н.А., Сухов М.Ю., Федюнин А.В. Субкиловольтное излучение быстрых лайнеров.-Томск, 1988-26с.-(Препр./ИСИ СО РАН; №34)
119. Cairns R.B. and Samson J.A.R. Metal photocathodes as secondary standards for absolute intensity measurements in vacuum ultraviolet.//J.Opt.Soc.Am.-1966.-V.56.- №.11.- P.1568-1573
120. Day R.H. and Lee P. Photoelectric quantum efficiencies and filter window absorption coefficients from 20 eV to 10 keV.//Appl.Phys.-1981.- V.52.- №.11.- P.6965-6973

121. Henke B.L., Gullikson E.M., and Davis J.C. X-ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at  $E=50\text{--}30000\text{ eV}$ ,  $Z=1\text{--}92$ //Atomic Data and Nuclear Data Tables.-1993.- V. 54.- №.2.-P. 181-342
122. Браницкий А.В., Вихарев В.Д., Захаров С.В., Касимов А.Г., Смирнов В.П., Царфин В.Я., Исследование начальной стадии формирования токовой оболочки на установке «Ангара-5-1».- Москва, 1990- 28с.- (Препр./ИАЭ им. И.В. Курчатова; №-5244/7)
123. Григорьев С.Ф., Захаров С.В. Магнитная гидродинамика сильноизлучающей плазмы лайнеров // Письма в ЖТФ.-1987.- Т.13.-№.10.- С.616-619
124. Альфвен Г. Космическая электродинамика./Альфвен Г., Фельдхаммар К.-Г.- Издательство «МИР», Москва, 1967-С. 167
125. Смирнов В.П., Ямпольский И.Р., Булан В.В. Эффективность передачи энергии в лайнер для установок с формирующими линиями».- Москва, 1986-19с. (Препр./ ФИАЭ им. И.В. Курчатова; № 2625)
126. Alexandrov V.V., Volkov G.S., Grabovsky E.V., Zaitsev V.I., Zurin M.V., Medovschikov S.F. Study of a fine spatial-temporal structure of X-ray emission of Z pinch at the «Angara-5-1» installation// Proc. of 15th Intern. Conf. on High-Power Particle BEAMS.- St. Petersburg, Russia:2004.-P.686-690
127. Cuneo M.E., Waisman E.M., Lebedev S.V., Chittenden J.P., Stygar W.A., Chandler G.A., Vesey R.A., Yu, E.P., Nash T.J., Bliss D.E., Sarkisov G. S., Wagoner T.C., Bennett G.R., Sinars D. B., Porter J.L., Simpson W.W., Ruggles L.E., Wenger D.F., Garasi C.J., Oliver B.V., Aragon R.A., Fowler W.E., Hettrick M.C., Idzorek G.C., Johnson D., Keller K., Lazier S. E., McGurn J. S., Mehlhorn T. A., Moore T., Nielsen D. S., Pyle J., Speas S., Struve K.W., and Torres J.A. Characteristics and scaling of tungsten-wire-array z -pinch implosion dynamics at 20 MA.// Phys. Rev. E.-2005.- V.71.- №.4.- P. 046406
128. Черненко А.С., Королев В.Д., Калинин Ю.Г., Устроев Г.И., Цай Н.С. Динамика мягкого рентгеновского излучения сжимающейся многопроволочной сборки на импульсном генераторе С-300 //ВАНТ, Серия Термоядерный Синтез.- 2004.- В.2.-С.25
129. Александров В.В., Волков Г.С., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Олейник Г.М., Лахтюшко Н.И., Медовщиков С.Ф., Светлов Е.В. Угловое распределение энергетических и излучательных потерь в рентгеновском диапазоне при сжатии сильноточных Z – пинчей на основе цилиндрических многопроволочныхборок на установке «Ангара-5-1»//Труды 39-ой Международной конференции по физике плазмы и УТС.- Звенигород, Россия: 2012.- С.122
130. Шевелько А.П., Андреев С.Н., Блисс Д.Е. ВУФ Спектроскопия плазмы, создаваемой в конечном анод-катодном промежутке сильноточного импульсного генератора "Z-Machine" SNL. – Москва, 2007-18с.- (Препр./ФИАН РАН; № 22)

131. Блохин М.А. Рентгеноспектральный справочник/ М.А. Блохин, М.Г. Швейцер.-Москва.: Наука, 1982 - С. 24.
132. Александров В.В., Грабовский Е.В., Грибов А.Н., Грицук А.Н., Медовщиков С.Ф., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М. Пространственно-временная структура и динамика рентгеновской эмиссии Z- пинча на основе проволочных сборок в области энергий квантов свыше 20 кэВ. // Физика плазмы.- 2009.- Т.35.- № 2.- С.161-173
133. Новиков В.Г., Соломянная А.Д., Вичев И.Ю. Моделирование спектров излучения плазмы вольфрама. – Москва, 2006-34с.- (Препр./ИПМ РАН; № 54)
134. Волков Г.С., Зайцев В.И., Грабовский Е.В., Федулов М.В., Александров В.В., Лахтюшко Н.И. Исследование излучательной способности композитных по атомному составу Z –пинчей.// Физика плазмы.- 2010.- Т. 36- №.2.- С. 211
135. Никифоров А.Ф. Квантово-статистические модели высокотемпературной плазмы и методы расчета росселандовых пробегов и уравнений состояния/Никифоров А.Ф., Новиков В.Г., Уваров В.Б. – Москва: Физматлит, 2000-250с.
136. Gu M.F. The flexible atomic code // Canadian Journal of Physics.- 2008.- V.86.- №.5.- P. 675
137. Kalinin Y.G., Zhenghong L., Xinshehg H., Bakshaev Y.L., Bartov A.V., Blinov P.I., Chernenko A.S. Implosion dynamic of multi-material wire-arrays on the S-300 pulsed power generator// Proc. of 15th Int. Conf. on High-Power Particle Beams.- S.-Petersburg, Russia:2004.-P.910-913
138. Вайнштейн Л.А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий/ Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. - Москва: Наука, 1979- 319с.
139. Зельдович Я.Б. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений/ Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. - Москва: Наука, 1966- 686с.
140. Вайнштейн Л.А., Сафронова У.Н., Урнов А.М. Диелектронные сателлиты резонансных линий многозарядных ионов//Труды ФИАН.-1980.- Т.119.-С.13-43
141. Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме /Грим Г.-Москва: Мир, 1978 - 491с.
142. Пресняков Л.П. Рентгеновская спектроскопия высокотемпературной плазмы// УФН.-1976.- Т.119.-В.1.- С.49-73
143. Радциг А.А. Параметры атомов и атомных ионов./ Радциг А.А., Смирнов Б.М. -Москва: Энергоатомиздат, 1986 - 344с.
144. Boldarev A. S., Bolkhovitinov E. A., Vichev I. Yu., Volkov G. S., Gasilov V. A., Grabovskii E. V., Gritsuk A. N., Dan'ko S. A., Zaitsev V. I., Novikov V. G., Oleinik G. M., Ol'khovskaya O. G., Rupasov A. A., Fedulov M. V. and Shikanov A.S. Methods and Results of Studies of the Radiation Spectra of Megampere Z-Pinches at the Angara-5-1 Facility// Plasma Physics Reports.-2015.-V.41.- №.2.-P.178-181

145. Спицер Л. Физика полностью ионизированного газа/ Л.Спицер- 2-е изд.- Москва: МИР, 1965- 212с.
146. Jones M. C., Ampleford D. J., Cuneo M. E., Hohlfelder R., Jennings C. A., Johnson D. W., Jones B., Lopez M. R., MacArthur J., Mills J. A., Preston T., Rochau G. A., Savage M., Spencer D., Sinars D. and Porter J.L. X-ray power and yield measurements at the refurbished Z machine//Review of Scientific Instruments.- 2014.-V.85.-P.083501
147. Bakshaev Yu., Bartov A.V., Blinov P.Y., Chernenko A. S., Dan'ko S.A., Gorbulin Y.M., Kalinin Y.G., Korolev V.D., Mizhiritskii V.I., Rudakov L.I., Shashkov A.Yu., Shibaev S.A. The experimental investigations of imploding plasma as a source of hard x-ray.// Proc. of the 18th Symp. On Plasma Phys. and the Technology.- Prague, Czech. Republic: 1997.- P.149-152
148. Болховитинов Е.А., Волков Г.С., Вичев И.Ю., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Зайцев В.И., Новиков В.Г., Олейник Г.М., Рупасов А.А., Светлов Е.В., Шиканов А.С., Федулов М.В. Исследование спектров излучения быстрых Z-пинчей, образующихся при сжатии многопроволочных сборок на установке Ангара-5-1.//Физика плазмы. -2012.-Т.38.-№.10.-С.894-902
149. Sanford T.W.L., Jennings C.A., Rochau G.A., Rosenthal S. E., Sarkisov G.S., Sasorov P.V., Stygar W.A., Bennett L.F., Blisset D.E., Chittenden J.P., Cuneo M.E., Haines M.G., Leeper R.J., Mock R.C., Nash T.J., and Peterson D.L. Wire Initiation Critical for Radiation Symmetry in Z-Pinch–Driven Dynamic Hohlraums //Phys. Rev. Letters.- 2007.-V.98.-P. 065003
150. Волков Г.С., Лахтюшко Н.И., Терентьев О.В. Радиационный болометр из фольги для измерения энергетических потерь быстрых Z-пинчей.//ПТЭ. -2010.- № 5.- С.115-120
151. Александров В.В., Грабовский Е.В., Зукакишвили Г.Г., Митрофанов К.Н., Медовщиков С.Ф., Фролов И.Н. Экспериментальное исследование характеристик потока ионов и динамика прианодной плазмы на установке Ангара-5-1. //Физика плазмы. - 2008.- Т.34.- №.10. -С.901-907
152. Mitrofanov K.N., Grabovsky E.V., Zukakischvili G.G., Oleinik G.M., Porofeev I.Y., Smirnov V.P. Magnetic field measurements in the multiwire liner plasma at the Angara-5-1 facility.// Proc. of 15th Intern. Conf. on High-Power Particle BEAMS.- S.-Petersburg, Russia: 2004. - P.818-821
153. Ning Cheng, Ding Ning, Liu Quan, Yang Zhen-Hua, Fan Wen-Bin, Zhang Yang Simulation of Z-Pinch Processes of Nested Tungsten Wire-Array on Angara-5-1 Facility//Chinese Phys. Lett. -2006.- V.23.- №.7.- P.1857
154. Lebedev S.V., Chittenden J.P., Aliaga-Rossel R., Bland S.N., Dangor A.E. and Haines M.G. Two different modes of nested wire array Z-pinch implosions// Phys.Rev. Lett.- 2000.-V84.- №.8.-P.1708-1711