

ГЕНЕРАЦИЯ ПУЧКА БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ, ТОРМОЗНОГО И ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ В СИЛЬНОТОЧНОМ Z-ПИНЧЕ

© 2020 г. В. В. Александров^а, Е. А. Болховитинов^б, Г. С. Волков^{а,*},
Е. В. Грабовский^а, А. Н. Грицук^а, С. Ф. Медовщиков^а, Г. М. Олейник^а,
А. А. Рупасов^{б,**}, И. Н. Фролов^а, М. В. Хилько^а

^а Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, Москва, Россия

^б Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия,

*e-mail: volkov@triniti.ru

**e-mail: rupasov@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 14.08.2019 г.

После доработки 24.10.2019 г.

Принята к публикации 21.11.2019 г.

Исследована генерация пучков ускоренных электронов в сильноточном Z-пинче, образованном при сжатии многопроволочных цилиндрических вольфрамовыхборок на установке “Ангара-5-1”. Наиболее интенсивное характеристическое и тормозное рентгеновское излучение быстрых электронов регистрируется из центральной области пинча на стадии пинчевания. Поперечный размер источника излучения в характеристическом излучении L_α вольфрама составляет $\sim 1.5\text{--}1.8$ мм, что близко к поперечному размеру источника излучения в мягком рентгеновском излучении (1–1.5 мм). Ток ускоренных электронов генерируемых, как в процессе имплозии многопроволочной сборки, так и при образовании пинча по порядку равен току Альфвена (I_A). Полученный результат согласуется с оценкой тока ускоренных электронов сделанной по измеренной величине интенсивности характеристического излучения L_α вольфрама в предположении, что пробег быстрых электронов в пинче порядка его длины.

Ключевые слова: сильноточные импульсные генераторы, токовая имплозия плазмы, Z-пинч, аксиальное магнитное поле, характеристическое излучение, многопроволочные сборки, ускоренные электроны, ток Альфвена

DOI: 10.31857/S0367292120050017

1. ВВЕДЕНИЕ

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. Излучение в “хольрауме”, где расположена мишень, генерируется при взаимодействии мощного импульсного лазера с его внутренней поверхностью или излучением Z-пинчей, создаваемых импульсными сильноточными электрическими генераторами наносекундного диапазона длительности. Отметим, что на мощном импульсном генераторе Z после его модернизации при сжатии многопроволочной вольфрамовой сборки получена рекордная мощность мягкого рентгеновско-

го излучения Z-пинча ~ 330 ТВт с полным выходом излучения на уровне 2 МДж [1].

Среди схем непрямого обжата сферических мишеней с использованием излучения Z-пинчей наиболее перспективными являются схема динамического “хольраума” предложенная в работе [2] и схема статического “хольраума” с двумя отдельными пинчами предложенная в работе [3]. Каждая из описанных схем имеет свои преимущества и недостатки. Схема динамического “хольраума” более эффективна с точки зрения получения высокой интенсивности облучения мишени, но сложнее реализовать высокую однородность ее облучения. Схема статического “хольраума” позволяет получить высокую степень однородности облучения мишени, но требует генерации существенно больших потоков мягкого рентгеновского излучения используемых Z-пинчей. В схеме динамического “хольраума”

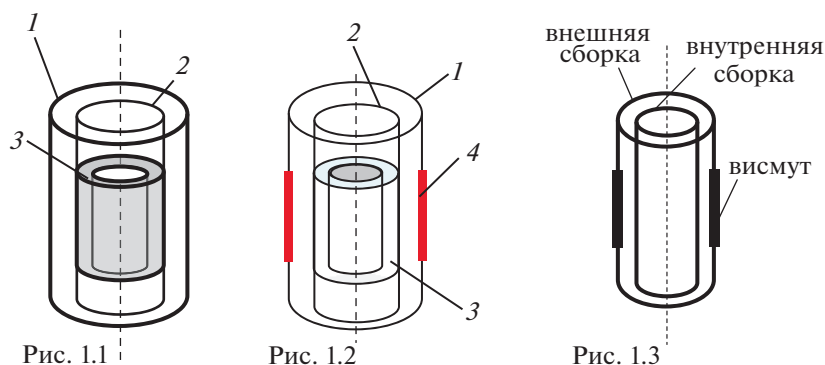


Рис. 1. Рис. 1.1. 1 – Сборка внешняя – 40 W, 220 мкг/см, диаметр 12 мм; 2 – Сборка внутренняя – 20 W, 110 мкг/см, диаметр 5 мм; 3 – Пенный цилиндр (агар–агар), 170 мкг/см, диаметр 5 × 0.2 мм; Рис. 1.2. 1 – Сборка внешняя – 40 W, 220 мкг/см, диаметр 12 мм; 2 – Сборка внутренняя – 20 W, 110 мкг/см, диаметр 5 мм; 3 – Пенный цилиндр (агар–агар), 170 мкг/см, диаметр 5 мм × 0.2 мм; 4 – Напыление Bi $\delta = 0.4$ мкм на длине 7 мм (~30 мг/см); Рис. 1.3. – Вариант нагрузки, соответствующий рис. 1.2, но без внутреннего пенного цилиндра.

одним из ключевых моментов является генерация мощного импульса мягкого рентгеновского излучения при соударении внешней ускоренной оболочки с внутренней низкоплотной пенной цилиндрической оболочкой (“хольраумом”), 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 [4]. С целью увеличения эффективности взаимодействия внешней ускоренной плазменной оболочки с пенной нагрузкой авторами предложена схема с предварительной предыонизацией пенной оболочки до момента удара по ней внешней ускоренной плазменной оболочки [5]. В работе [5] экспериментально исследована такая схема 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 проволочек 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 (рис. 1.1). 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. За счет дополнительного напыления Bi на среднюю (по длине) часть внешней

сборки (рис. 1.2) экспериментально реализованы условия, при которых взаимодействию пенного цилиндра с внешней ускоренной оболочкой предшествует интенсивное облучение пены мягким рентгеновским излучением приэлектродных пинчей, переводящим ее из твердотельного состояния в плазменное состояние. Используя данную схему можно повысить эффективность взаимодействия внешней ускоренной плазменной оболочки с внутренней пенной оболочкой, за счет ее предварительной предыонизации.

Наряду с предыонизацией излучением внутренней пенной оболочки приэлектродные пинчи генерируют пучок ускоренных электронов, который может предварительно прогревать мишень, установленную в центре пенного цилиндра. Предварительный прогрев мишени быстрыми электронами может привести к меньшей плотности сжатия топлива в мишени.

Пучки высокоэнергетичных электронов зарегистрированы в различных типах Z-пинчей, таких как плазменный фокус, вакуумная искра, газовые пинчи. В последнее время большое внимание уделяется генерации высокоэнергетичных пучков электронов в многопроволочных Z-пинчах [6–9] и X-пинчах [10, 11]. Результаты последних исследований показывают, что эффективность генерации пучков ускоренных электронов существенно зависит от геометрии нагрузки [7, 8]. Замечено, что “горячие” точки, возникающие на стадии сжатия пинча, связаны с генерацией электронных пучков и коррелируют с развитием неустойчивости типа перетяжки [9], что, однако не исключает наличие более сложных механизмов ускорения электронов до высоких энергий.

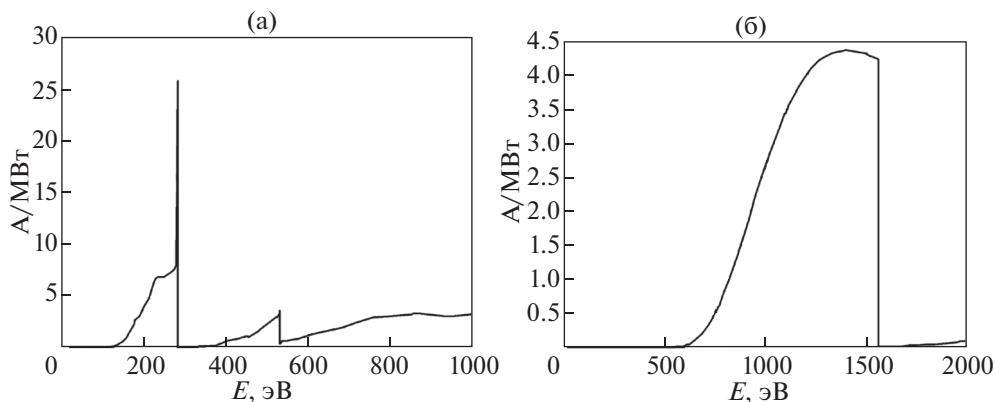


Рис. 2. Спектральная чувствительность вакуумных рентгеновских диодов: а) ВРД типа s2e: материал фотокатода — углерод, фильтр — лавсан 316 мкг/см²; б) ВРД типа s4e: материал фотокатода — молибден; фильтр — алюминиевая фольга толщиной 6 мкм.

В рамках данной работы решались следующие основные задачи:

исследование физики генерации пучков ускоренных электронов в сильноточном многопроводном цилиндрическом Z-пинче;

измерение интенсивности характеристического излучения плазмы пинча и ее сравнение с интенсивностью, рассчитанной из параметров пучка и ионной плотности плазмы.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ

Эксперименты проводились на мощном многомодульном импульсном генераторе “Ангара-5-1” (ток до 4 МА, напряжение ~1 МВ, длительность импульса напряжения 140 нс) [12]. Сильноточные электрические импульсы от отдельных модулей по транспортирующим вакуумным линиям с магнитной самоизоляцией подводились к общему вакуумному концентратору (откачиваемому до давления 10^{-4} Тор), содержащему межэлектродный промежуток, в который устанавливается нагрузка. На рис. 1.1 показана геометрия нагрузки использованной в экспериментах по моделированию схемы динамического “хольраума”. Внутренний пенный цилиндр диаметром 5 мм был изготовлен из природного полимера агар-агара ($C_{14}H_{18}O_9$) с плотностью 3 мг/см³ и имел толщину стенки порядка 200 мкм. Погонная масса пенного цилиндра варьировалась от 170 до 250 мкг/см. В ряде экспериментов для увеличения излучательной способности в пенный цилиндр добавлялся мелкодисперсный порошок W в количестве от 10 до 20% по массе, что приводило к увеличению его 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 [13].

Напряжение на нагрузке и ток через нее измерялись индуктивным делителем [14] и токовыми петлями [15]. Для измерения тока ускоренных электронов использовался пояс Роговского, работающий в режиме трансформатора тока. Обмотка пояса содержала $N = 170$ витков, а сигнал снимался с нагрузочного сопротивления $R = 3$ Ом. Характеристики пояса Роговского (чувствительность, временное разрешение, полярность сигнала) проверялись на отдельном стенде с импульсным источником тока амплитудой ~100 А и длительностью ~50 нс. Для уменьшения влияния аксиальных магнитных полей на показания пояса в его конструкцию был включен обратный токовый виток.

Сигналы мягкого рентгеновского излучения с наносекундным временным разрешением регистрировались вакуумными рентгеновскими фотодиодами (ВРД) с чувствительностью к энергии квантов в интервале 20–4000 эВ [16]. На рис. 2 приведены спектральные чувствительности используемых ВРД. Измерения ВРД детекторами проводились в направлении перпендикулярно оси пинча. Рентгеновское изображение в квантах с энергией свыше 20 кэВ регистрировалось камерой-обскурой на пленку РФ-3 с пространственным разрешением по объекту порядка 1 мм. Измерение полного выхода излучения проводилось термпарным калориметром без фильтров. 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

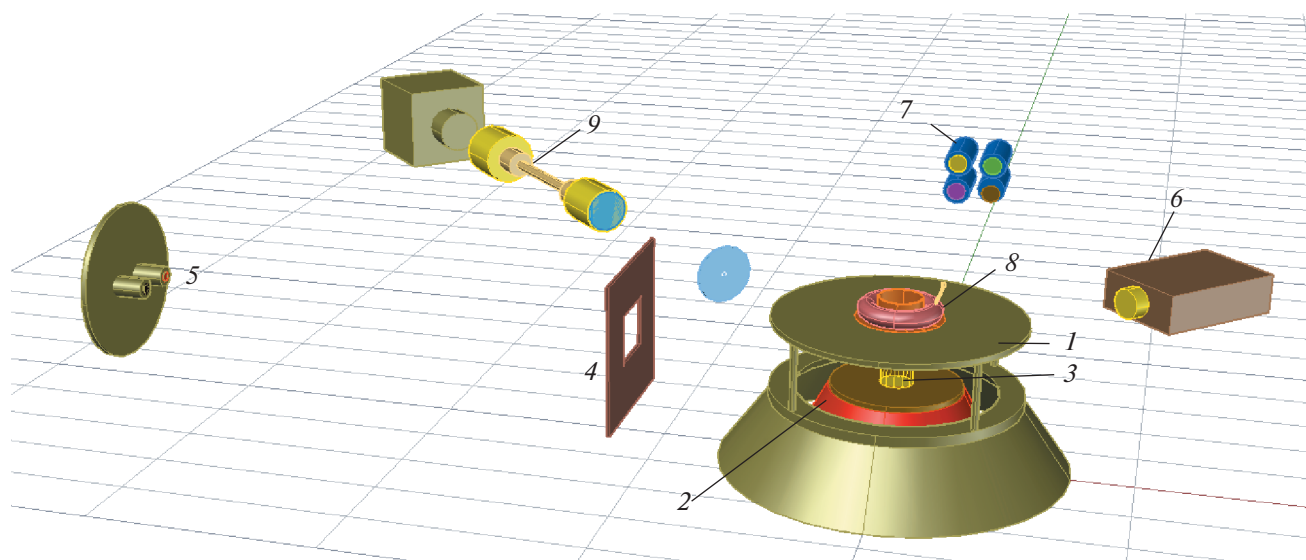


Рис. 3. Схема выходного концентратора установки и расположения диагностических методик. 1 — анодный высоковольтный электрод, 2 — катодный высоковольтный электрод, 3 — многопроволочная сборка, 4 — свинцовый коллиматор, 5 — полупроводниковые $p-i-n$ детекторы, 6 — щелевая камера-обскура, 7 — вакуумные рентгеновские диоды, 8 — пояс Роговского, 9 — рентгеновский сцинтилляционный ЭОП.

прибора ориентирована вдоль оси пинча). Излучающий размер пинча определялся с использованием обскуры и кадрового рентгеновского ЭОПа на основе сцинтилляционной методики [17]. Изображение регистрировалось в спектральном интервале энергий квантов 0.1–2.5 кэВ с разрешением по объекту ~ 300 мкм.

Измерения области генерации характеристического и тормозного излучений ускоренными электронами проводились щелевой камерой обскуры с высоким пространственным разрешением с регистрацией изображения в квантах с энергией свыше 6 кэВ. Щель обскуры шириной 100 мкм формировалась двумя вольфрамовыми цилиндрами диаметром 4 мм. Одномерное изображение пинча по радиусу формировалось с уменьшением в 1.3 раза на рентгеновскую фотопленку РФ-3. Пространственное разрешение по объекту составляло 250 мкм для квантов с энергией ≤ 140 кэВ.

Измерения мощности линейчатого характеристического излучения L_α вольфрама проводились методом фильтров Росса. В качестве регистраторов характеристического излучения использовались сцинтилляционные и полупроводниковые детекторы с подобранными спектральными характеристиками. Чувствительность каналов регистрации со сцинтилляционными детекторами определялась на импульсном источнике характеристического излучения L_α вольфрама по известной чувствительности полупроводниковых кремниевых детекторов типа СППД-11-04, с толщиной чувствительной области 80 мкм. Сцин-

тилляционные детекторы позволяют реализовать более высокую чувствительность регистрации и легко могут быть перестроены на заданный диапазон энергий квантов заменой фильтров и сцинтилляторов. В качестве фильтров Росса были использованы медный (с поверхностной плотностью 14.7 мкг/см²) и кобальтовый (с поверхностной плотностью 15.1 мкг/см²) фильтры. Данная пара фильтров Росса выделяет энергетический диапазон от 7.8 до 8.9 кэВ, в который попадают энергии квантов, образующие линии серии L_α вольфрама. Расположение диагностических методик и геометрия выходной части вакуумного концентратора показана на рис. 3. Во всех экспериментах использовалась нагрузка длиной 16 мм, что соответствует зазору катод-анод выходной части вакуумного концентратора.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 4 приведены результаты экспериментов с двойной многопроволочной вольфрамовой сборкой с укороченной пенной нагрузкой (рис. 1.1). В ряде экспериментов внешняя цилиндрическая многопроволочная сборка из вольфрамовых проволочек имела неоднородную по длине погонную массу за счет напыления Вi на вольфрамовые проволочки, на среднюю по длине часть сборки, соответствующей длине пенного цилиндра. Рисунок 4 соответствует условиям, когда дополнительное напыление висмута на внешнюю сборку по длине соответствующей длине внутреннего пенного цилиндра отсутствовало.

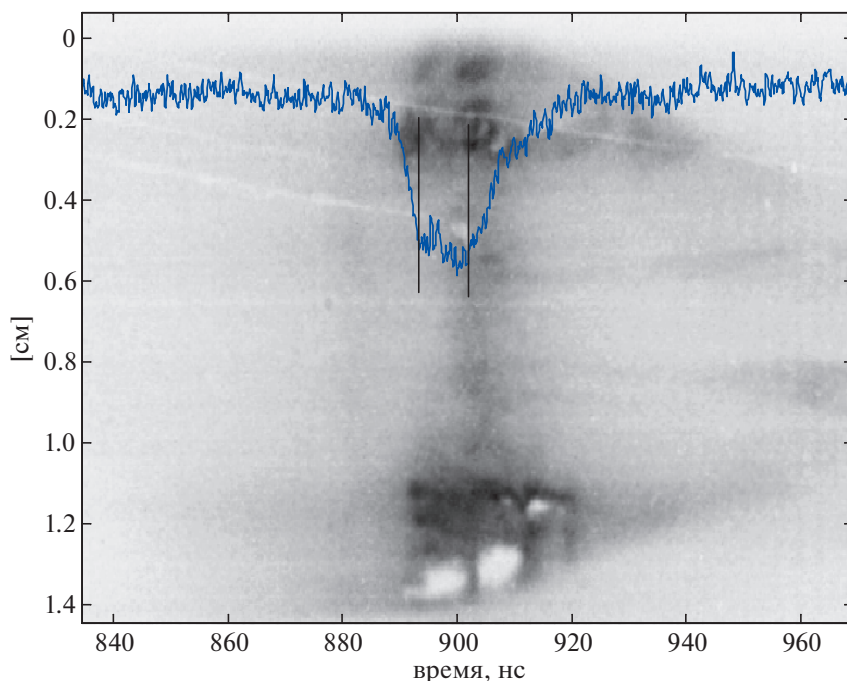


Рис. 4. Вертикальная оптическая щелевая развертка. Эксперимент № 5895. На развертку наложен сигнал вакуумного рентгеновского диода s2e. Двойная сборка и укороченный пенный лайнер диаметром 4.5 мм с погонной массой 330 мкг/см с весовой долей порошка вольфрама 13%. Внешняя сборка без напыления висмута. Задержка сжатия области с пенным лайнером относительно сжатия приэлектродных пинчей 7–8 нс. Левая вертикальная линия — момент сжатия приэлектродных пинчей, правая — момент сжатия пенного цилиндра. На левой шкале начало координат соответствует положению анода.

Как видно из оптической развертки с вертикальной щелью в этом случае сжатие приэлектродных пинчей происходит за 7–8 нс до сжатия области сборки с пенной оболочкой. Столкновение внешней ускоренной оболочки с пенным цилиндром происходит раньше момента сжатия приэлектродных пинчей. Изображение пинча снятое камерой-обскурой в квантах с энергией свыше 600 эВ приведено на рис. 5а. Интегральная камера-обскура, снятая в квантах с энергией свыше 20 кэВ, показывает наличие жесткого рентгеновского излучения в основном из области приэлектродных пинчей (рис. 5б).

В случае геометрии нагрузки приведенной на рис. 1.3 с напылением дополнительного слоя W толщиной 0.7 мкм на вольфрамовые проволоочки внешней сборки, сжатие средней по высоте части сборки происходило с задержкой 16–18 нс относительно сжатия приэлектродных пинчей. Фактически в эксперименте реализованы условия необходимые для реализации схемы статического “хольраума”. На рис. 6 приведены синхронизованные осциллограммы сигналов с этого эксперимента. Видно, что сигналы тормозного и характеристического излучения коррелируют с сигналами ВРД-детекторов. Наиболее интенсивное характеристическое излучение L_α вольфрама соответствует сжатию приэлектродных пинчей и

сжатию центральной по высоте области пинча, которая соответствует длине напыления висмута на проволоочки внешней сборки.

Для исследования образования тока ускоренных электронов в пинче и генерации тормозного и характеристического излучений материала пинча (вольфрам) были проведены эксперименты с одинарными многопроволочными цилиндрическими сборками. В ряде экспериментов

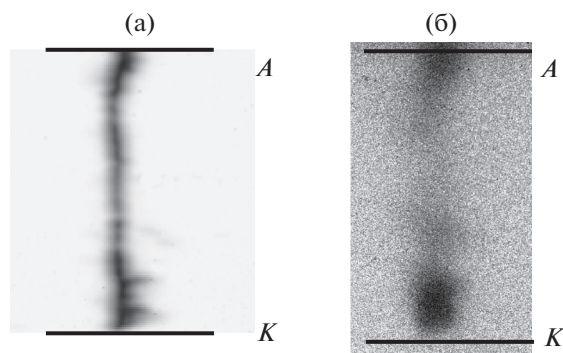


Рис. 5. а) — Интегральное изображение пинча за Al фильтром толщиной 3 мкм (излучение с энергией свыше 600 эВ); б) — интегральное изображение пинча в жестких рентгеновских лучах ($h\nu > 20$ кэВ).

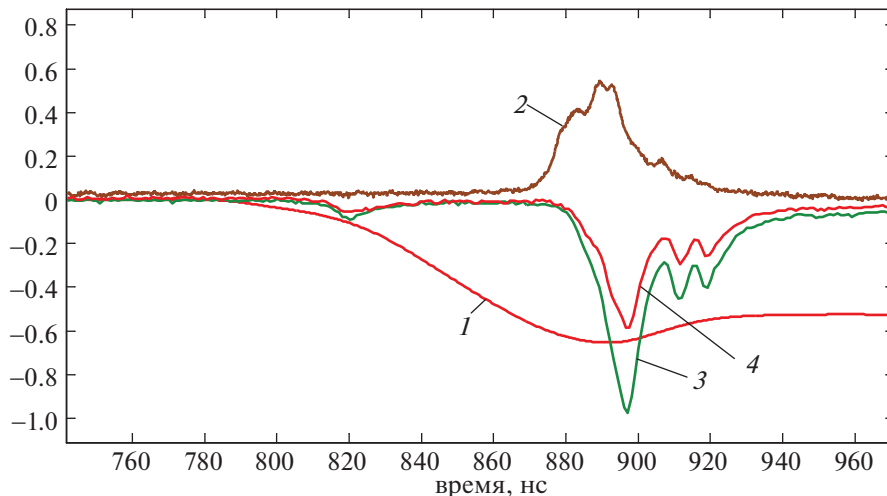


Рис. 6. Осциллограммы сигналов с эксперимента 5834. Двойная сборка с внешним напылением Bi 0.7–0.8 мкм на длине 7–8 мм. 1 – ток пинча, 2 – сигнал ВРД s2e, 3 – сигнал $p-i-n$ диода за фильтром Cu, 4 – сигнал $p-i-n$ диода за фильтром Co (пара Росса Cu–Co).

снимались спектры характеристического излучения серии L_α и L_β вольфрама кристаллическим спектрографом с выпуклым кристаллом слюды. Ток ускоренных электронов за анодным диском, измерялся поясом Роговского. Для защиты пояса от плазмы и мягкого рентгеновского излучения пинча измерения поясом Роговского проводились над анодом за алюминиевой фольгой толщиной 10–20 мкм, что соответствовало нижней границы энергии регистрируемых электронов 50–80 кэВ. Дополнительный медный экран уменьшал влияние аксиальных магнитных полей на показания пояса (рис. 7). На рис. 8–9 приведе-

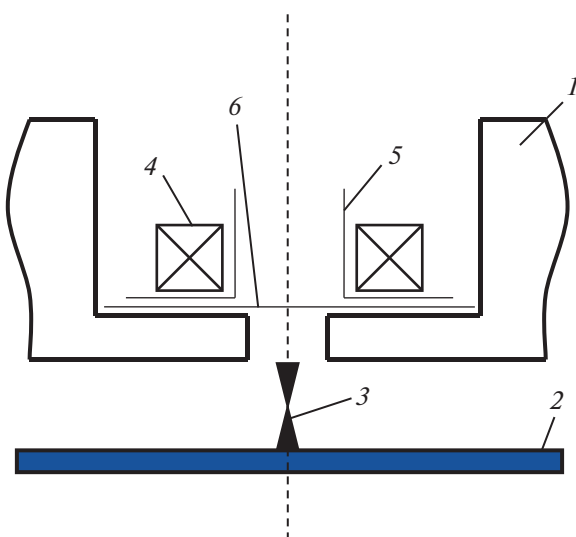


Рис. 7. Геометрия расположения пояса Роговского. 1 – анод, 2 – катод, 3 – пинч, 4 – пояс Роговского, 5 – медный экран, 6 – алюминиевая фольга.

ны осциллограммы сигналов с пояса Роговского, синхронизованные с сигналами тока пинча, напряжения на пинче, мягкого и характеристического рентгеновского излучений. Результаты приведены для серии экспериментов проведенных в одинаковых условиях. Длительность импульса тока ускоренных электронов составила от 40 до 80 нс. Измеренный ток быстрых электронов в момент сжатия пинча составил величину от 20 до 50 кА.

На рис. 10 приведен спектр излучения пинча снятый кристаллическим спектрографом с выпуклым кристаллом слюды. В спектре зарегистрированы линии характеристического излучения L_α и L_β вольфрама, полученные в пятом порядке отражения от кристалла слюды. Идентификация характеристического излучения вольфрама проводилась по реперным линиям [He] – подобного Al регистрируемого в первом порядке отражения. Алюминий в пинч попадал с алюминиевой фольги, расположенной на одном уровне с анодом. Оценка поперечного размера области генерации характеристического излучения по ширине спектральной линии L_α зарегистрированной кристаллическим спектрографом дает значение менее 4 мм. На рис. 11 приведено распределение интенсивности рентгеновского излучения пинча, полученное из обработки изображения снятого щелевой камерой-обскурой. Эффективный размер пинча в квантах с энергией свыше 6 кэВ составил ~1.5–1.8 мм при разрешении по радиусу пинча порядка 250 мкм. Коэффициент контрастности пленки РФ-3 для квантов с энергией в диапазоне 6–30 кэВ принимался $\gamma \sim 1$ [18].

Методом фильтров Росса (пара фильтров Cu–Co) проведено измерение мощности характе-

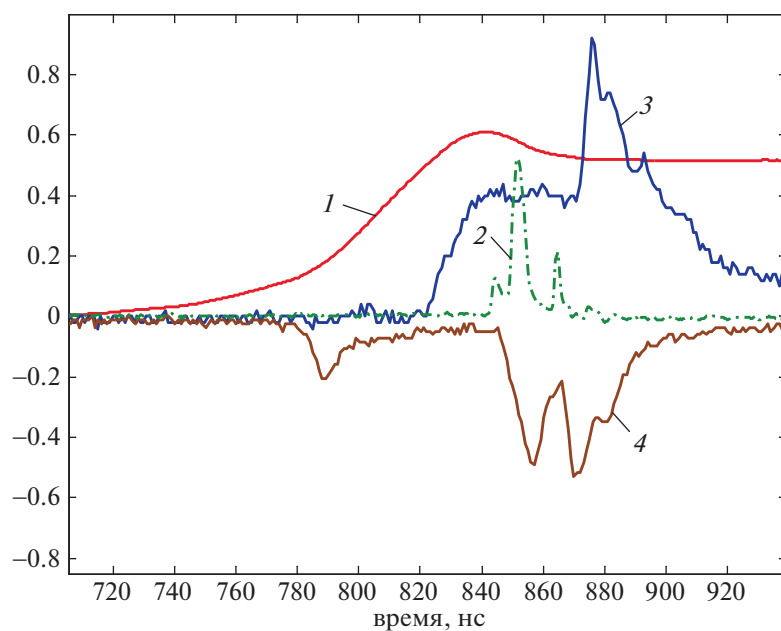


Рис. 8. Осциллограммы сигналов с эксперимента № 6088. Нагрузка — цилиндрическая многопроволочная сборка $N = 40$ W проволок диаметром 6 мкм на диаметре 12 мм. 1 — ток пинча, 2 — сигнал ВРД s4e, 3 — ток пояса Роговского (20 кА/дел.), максимальное значение тока пучка 90 кА, 4 — сигнал $p-i-n$ диода за фильтром Cu.

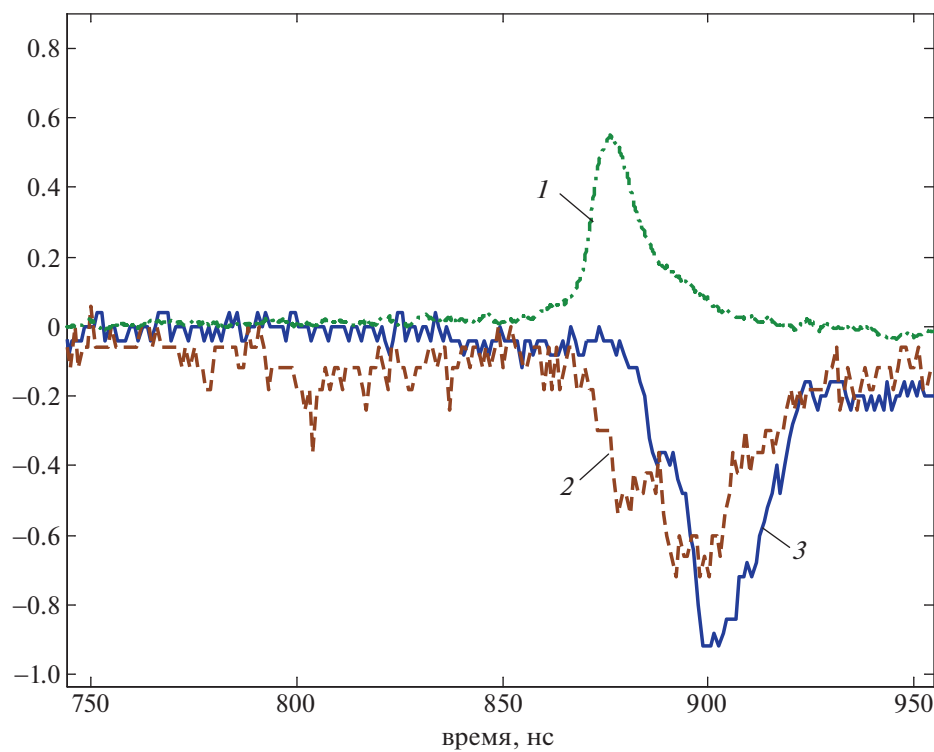


Рис. 9. Осциллограммы сигналов с эксперимента № 6155. Нагрузка — цилиндрическая многопроволочная сборка $N = 40$ W проволок диаметром 6 мкм на диаметре 12 мм. 1 — сигнал ВРД s2e, 2 — сигнал $p-i-n$ диода (Cu 15 мкм), 3 — ток пояса Роговского (10 кА/дел) максимальное значение тока 45 кА.

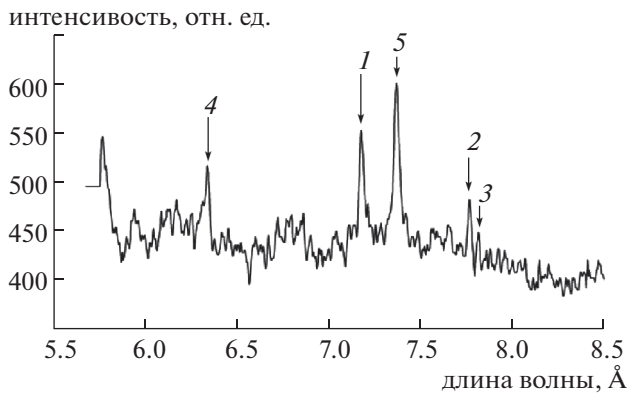


Рис. 10. Спектр излучения, снятый кристаллическим спектрографом. Нагрузка — цилиндрическая многопроволочная сборка, 40 проволочек W толщиной 6 мкм, на диаметре 12 мм, погонная масса 220 мкг/см. Анодное отверстие сборки закрыто алюминиевой фольгой. 1 — резонансная линия Н-подобного иона Al, 2 и 3 — резонансная и интеркомбинационная линии He — подобного иона Al, 4 — линия $L_{\beta 1}$ W, 5 — линия $L_{\alpha 1}$ W.

ристического излучения линии L_{α} вольфрама. Измерения проведены с использованием как пары сцинтилляционных, так и полупроводниковых детекторов. Спектральная чувствительность детекторов позволяла проводить измерения на фоне жесткого рентгеновского излучения. Относительная калибровка детекторов проводилась на отдельном стенде с импульсным источником характеристического и тормозного излучения вольфрамового анода.

Стоит отметить, что в измеряемый энергетический диапазон (7.8–8.9 кэВ) выделяемый парой фильтров Росса Cu–Co также попадает линия L_{η} вольфрама, энергия квантов которой составляет величину 8.724 кэВ, но из спектра излучения зарегистрированного рентгеновским спектрографом (рис. 10), видно, что интенсивность этой линии существенно меньше интенсивности линии L_{α} вольфрама. На рис. 12 и 13 приведены полученные в эксперименте осциллограммы сигналов полупроводниковых детекторов пары Росса Cu–Co. Как видно из осциллограмм, первый максимум на сигналах полупроводниковых диодов за 50 нс до сжатия пинча, соответствует фазе роста тока и напряжения на нагрузке. При этом интенсивность характеристического излучения линии L_{α} (разностный сигнал) незначительная. На рис. 14 приведен вычет сигналов пары Росса (Cu–Co) синхронизированный с током пинча и сигналом мягкого рентгеновского излучения. Основное характеристическое излучение пинча соответствует моменту его сжатия и разлета, при этом размер вычета составляет величину порядка 30% от уровня сигнала датчика за фильтром Cu.

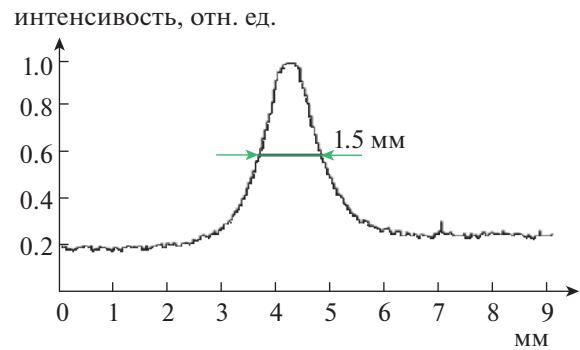


Рис. 11. Распределение интенсивности рентгеновского излучения пинча, полученное из обработки изображения снятого щелевой камерой-обскурой с разрешением по радиусу пинча, эксперимент № 6087. Цилиндрическая многопроволочная сборка $N = 40$ W проволочек диаметром 6 мкм на диаметре 12 мм. Щель шириной 100 мкм и длиной 6 мм, фильтр Cu — толщиной 15 мкм, разрешение по объекту 250 мкм. На рисунке отмечен характерный поперечный размер полученного изображения пинча в квантах с энергией свыше 6 кэВ.

Отметим, что особенности на сигнале рентгеновского излучения, соответствующие интенсивности характеристического излучения L_{α} вольфрама связаны, скорее всего, с колебаниями плотности в пинче при его повторных сжатиях. В экспериментах с многопроволочными цилиндрическими сборками из углеродных или алюминиевых проволочек сигналы с пары детекторов Росса совпадали, что подтверждает выделение линии L_{α} W в экспериментах с многопроволочными вольфрамовыми сборками.

По проведенным измерениям была рассчитана максимальная интенсивность линий серии L_{α} характеристического рентгеновского излучения вольфрамового Z-пинча. Максимальная мощность исследуемого линейчатого излучения в полный телесный угол составила $(5.4 \pm 1.1) \times 10^7$ Вт.

По интенсивности исследуемого характеристического излучения проведена оценка тока электронного пучка в Z-пинче. Оценка была получена в предположении, что электроны движутся в Z-пинче по прямолинейной траектории.

Запишем ток высокоэнергетичных электронов в Z-пинче через число квантов N_i характеристического излучения L_{α} излучаемых Z-пинчем единицу времени в полный телесный угол:

$$J = eN_i/p, \quad (1)$$

где p — количество испускаемых квантов на 1 высокоэнергетичный электрон.

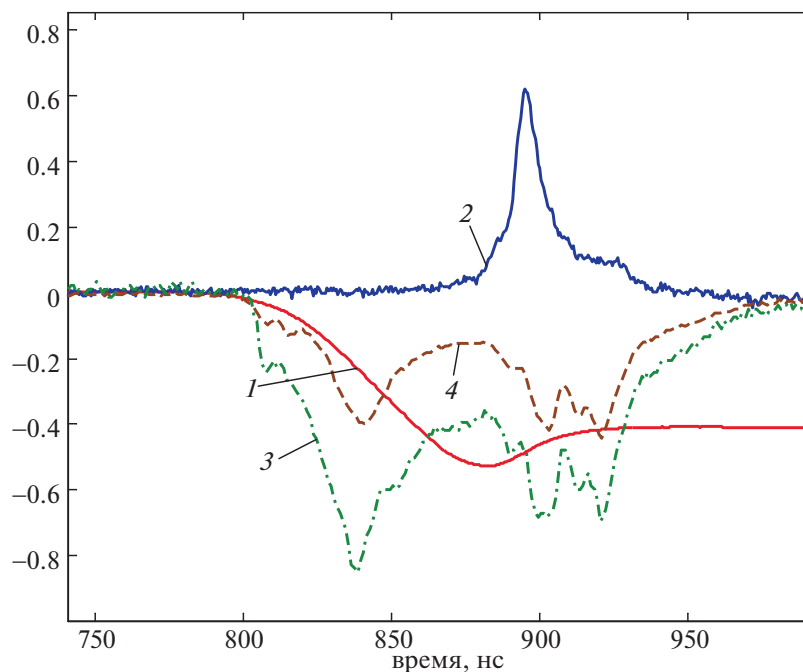


Рис. 12. Осциллограммы сигналов с эксперимента № 5792. Нагрузка — цилиндрическая многопроволочная сборка $N = 32$ W проволочек диаметром 6 мкм на диаметре 12 мм, погонная масса $m_{\text{п}} = 176$ мкг/см. 1 — ток пинча, 2 — сигнал ВРД s2e, 3 — сигнал $p-i-n$ диода за фильтром Co, 4 — сигнал $p-i-n$ диода за фильтром Cu (пара Росса Cu—Co).

Для оценки величины p используем соотношение

$$p = \sigma_L \ln_i p_p, \quad (2)$$

где σ_L — сечение ионизации L -оболочки, см^2 ; l — длина Z -пинча, см; n_i — ионная концентрация Z -пинча, $1/\text{см}^3$; p_p — вероятность испускания рентгеновского кванта (вместо Оже-электрона).

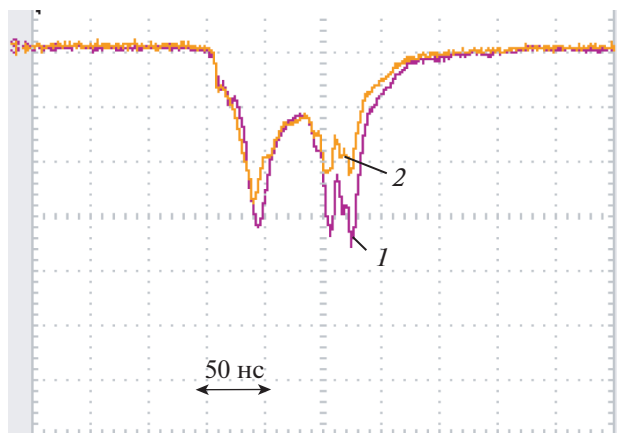


Рис. 13. Сигналы пары Росса Cu—Co, $p-i-n$ диоды СППД-11-04.; 1 — фильтр С; 2 — фильтр Со; Вычет во время сжатия пинча (двойной пик на сигналах) порядка 30%. Эксперимент № 5792.

Определим каждую из четырех величин, входящих в формулу (2).

Сечение ионизации определенной оболочки атома можно рассчитать по формуле Бете [19]:

$$\sigma_L = \frac{\alpha q}{EI_L} \ln \left(\frac{E}{I_L} \right),$$

где α — коэффициент, величина которого лежит в пределах $(2.6-4.5) \times 10^{-16} \text{ см}^2 \cdot \text{эВ}^2$; q — число эквивалентных электронов на L -оболочке; E — энергия электронов, ионизирующих L -оболочку, эВ; I_L — потенциал ионизации L -оболочки, эВ.

Коэффициент α зависит от радиуса атома. Для оценки тока электронного пучка, в качестве α можно взять его среднее значение: $3.5 \times 10^{-16} \text{ см}^2 \cdot \text{эВ}^2$. Число электронов q на L -оболочке равно 8. Средняя энергия быстрых электронов E соответствует половине от напряжения на пинче в момент сжатия (500–600 кВ) и составляет порядка 250–300 кэВ. Потенциал ионизации L -оболочки, согласно справочной программе [20], составляет величину около 10 кэВ. Соответственно для сечения ионизации оболочки получим

$$\sigma_L = 3 \times 10^{-20} \text{ см}^2.$$

При погонной массе Z -пинча 220 мкг/см и его эффективном диаметре порядка 2 мм ионная концентрация плазмы составит величину

$$n_i = 2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$$

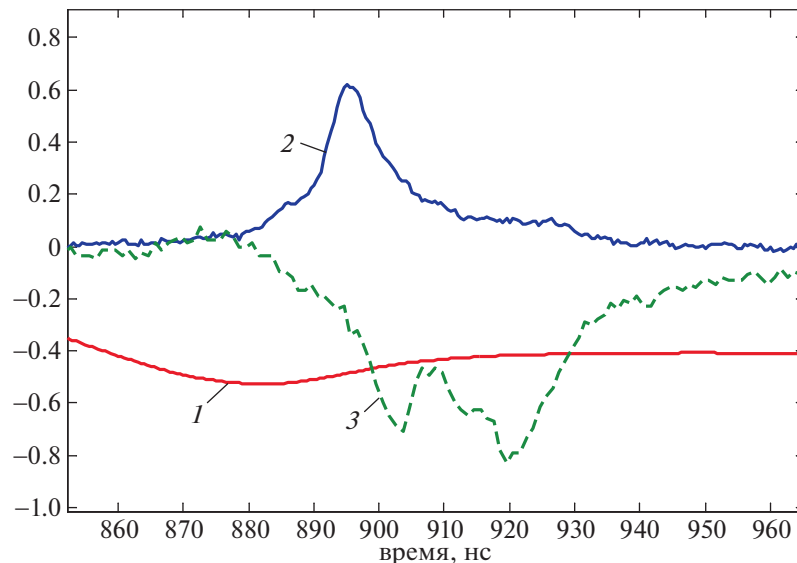


Рис. 14. Осциллограммы сигналов с эксперимента № 5792. 1 – ток пинча, 2 – сигнал мягкого рентгеновского излучения (s2e), 3 – вычет сигналов пары Росса Cu–Co. Нагрузка – цилиндрическая многопроволочная сборка $N = 32$ W проволочек диаметром 6 мкм на диаметре 12 мм, погонная масса $m_n = 176$ мкг/см.

Вероятность снятия возбуждения атома после ионизации путем испускания рентгеновского кванта (вместо испускания Оже-электрона) для W , согласно справочным данным [19], составляет величину порядка 0.3.

Подставляя все известные значения в формулу, получим количество испускаемых квантов на 1 электрон

$$p = 0.3$$

Оценка тока электронного пучка по формуле (1) дает величину:

$$J \sim 20 \text{ кА}$$

Эта величина по порядку согласуется с соответствующим значением тока, измеренного поясом Роговского. Фактически полученный результат подтверждает предположение о том, что ускоренные электроны, возбуждающие характеристическое и тормозное излучение плазмы вольфрама практически не замагничены. В противоположном случае сильно замагниченных электронов измеренный ток пучка должен быть существенно меньше, чем ток, полученный из оценки интенсивности характеристического излучения, так как в этом случае пробег электронов в плазме должен заметно превышать длину пинча.

4. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

1. В релятивистском вакуумном диоде радиуса R и зазора d ток диода ограничен величиной $I_D \sim$

$\sim \gamma I_A R/d$, где I_A – ток Альфвена ($I_A = mc^3/e$ в системе СГСЭ или в системе СИ $I_A = 17 \text{ кА}$, $\gamma = 1 + eU/mc^2$, U – напряжение на пинче [21]). Это ограничение связано с требованием того, чтобы крайние, находящиеся под действием максимального магнитного поля электроны заворачиваясь в магнитном поле, тем не менее попадали на анод ($d \sim r_L$, где r_L – ларморовский радиус). Если рассматривать выходную часть вакуумного концентратора, в котором устанавливается многопроволочная нагрузка, как вакуумный диод, то для условий эксперимента $R = 4.5 \text{ см}$, $d = 1.6 \text{ см}$, $U = 600 \text{ кВ}$, $\gamma = 2$ и $I_D \sim 100 \text{ кА}$.

2. Так как ток пинча существенно выше I_D , то электроны, вылетающие с катода всегда замагничены, независимо от величины тока пучка и не могут попасть на анод.

3. Поперечный размер источника излучения в мягком рентгеновском излучении составляет величину порядка 1–1.5 мм. Как показывают измерения щелевой камерой-обскурой, поперечный размер источника излучения в квантах с энергией свыше 6 кэВ составляет ~ 1.5 –1.8 мм, что подтверждает генерацию характеристического излучения в основном из наиболее плотной центральной области пинча.

4. Затравочные электроны для формирования пучка ускоренных электронов в пинче могут попадать с катода за счет дрейфа в скрещенных электрическом и магнитном полях, двигаясь в основном в направлении перпендикулярно оси пинча. Энергию поперечного движения дрейфующих электронов относительно силовых линий

магнитного поля при их попадании в область пинча можно оценить из сохранения магнитного момента электрона $\mu = mv^2/2B$ при его движении к оси разряда [22]. Столкновение дрейфующих электронов с электронами плазмы пинча приводит к появлению быстрых затравочных электронов. Затравочные быстрые электроны могут также возникать на фронте ударной волны при сжатии пинча (температура электронов на фронте ударной волны порядка 500 эВ [23], поэтому максвелловский хвост в области энергий электронов порядка 5–10 кэВ может быть достаточно большой). Наличие быстрых затравочных электронов облегчает процесс формирования электронного пучка высокоэнергетичных электронов в электрическом поле пинча, так как у этих электронов большая начальная величина пробега в плазме.

5. Ток ускоренных электронов, генерируемых в области пинча по порядку, равен току Альфвена (I_A).

6. Эффективный пробег быстрых электронов в пинче с учетом влияния на движение электронов только магнитного поля пучка составляет величину $L \sim \langle V_{\perp} \rangle / \langle V_z \rangle \sim l \cdot I / I_A \gamma$, где l — длина пинча, I — ток ускоренных электронов, $\gamma = 1 + eU/mc^2$, $V_{\perp}$ — компонента скорости электронов перпендикулярно оси пинча и V_z — компонента скорости электронов вдоль оси пинча, U — напряжение на пинче [21]. Для условий эксперимента напряжение составляет величину $U \sim 400$ – 600 кВ ($\gamma \sim 2$). Так как ток ускоренных электронов порядка тока Альфвена, то пробег электронов в плазме оказывается порядка длины пинча. Полученный результат согласуется с оценками тока ускоренных электронов сделанной по величине интенсивности характеристического излучения L_{α} вольфрама в предположении, что пробег быстрых электронов в пинче порядка длины пинча.

7. Перетяжки, возникающие на стадии сжатия пинча, также могут быть источником высокоэнергетичных электронов, особенно те, которые формируются вблизи катода.

Наличие аксиальной составляющей магнитного поля B_z позволяет электронам двигаться по винтовой траектории по направлению к аноду. Повышение эффективности генерации рентгеновского излучения быстрыми электронами в этом случае возможно, если шаг спирали результирующего магнитного поля будет меньше диаметра пинча (~ 2 мм). Если продольное магнитное поле велико, то потери энергии ускоряемых электронов не компенсируются набранной энергией в электрическом поле (слишком малый шаг спирали). Наличие продольного магнитного поля должно приводить к увеличению эффективной длины пробега электронов в плазме и, соответ-

ственно, к увеличению эффективности генерации характеристического и тормозного рентгеновского излучения, если при этом продольное магнитное поле не оказывает существенное влияние на ионную плотность в пинче. Для этого продольное поле должно быть в несколько раз больше, чем максимальная величина азимутального магнитного поля от пучка ускоренных электронов, но заметно меньше, чем азимутальное магнитное поле тока пинча. При этом радиус Лармора в продольном поле будет меньше, чем радиус пучка электронов. При радиусе пучка порядка 0.5 мм и токе пучка порядка тока Альфвена максимальное собственное азимутальное поле на границе пучка составит величину порядка 5–10 Тл. Максимальное азимутальное поле тока пинча 300 Тл. Таким образом, величина аксиального магнитного поля в пинче на уровне 30–40 Тл удовлетворяет поставленным условиям.

5. ВЫВОДЫ

Как показывают измерения щелевой камерой-обскурой, наиболее интенсивное рентгеновское излучение быстрых электронов регистрируется из центральной области пинча. Эта область соответствует наиболее высокой плотности вещества, что повышает эффективность генерации тормозного и характеристического рентгеновского излучений. Эффективный поперечный размер источника излучения в характеристическом излучении L_{α} вольфрама составляет ~ 1.5 – 1.8 мм. Эффективный поперечный размер источника излучения в мягком рентгеновском излучении составляет величину порядка 1–1.5 мм.

Ток быстрых электронов, измеренный в экспериментах при сжатии многопроволочных вольфрамовыхборок, составил величину от 20 до 80 кА. Максимальная интенсивность генерации характеристического и тормозного излучения плазмы соответствует стадии пинчевания (максимальная ионная плотность).

Ток ускоренных электронов генерируемых, как в процессе имплозии многопроволочной сборки, так и при образовании пинча по порядку равен току Альфвена (I_A). Полученный результат согласуется с оценкой тока ускоренных электронов сделанной по измеренной величине интенсивности характеристического излучения L_{α} вольфрама в предположении, что пробег быстрых электронов в пинче порядка его длины.

Полученные результаты можно использовать для оценки тока ускоренных электронов в пинче в экспериментах на мощных импульсных генераторах.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 17-02-00167.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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., Porter J.L. // *Rev. Sci. Instruments*. 2014. V. 85. 083501.
2. Smirnov V.P. // *Plasma Phys. Control Fusion*. 1991. V. 33. P. 1697.
3. Olson R.E., Chandler G.A., Derzon M.S., Hebron D.E., Lash J.S., Leeper R.J., Nash T.J., Rochau G.E., Sanford T.W.L., Alexander N.B., Gibson C.R. // *Fusion Technol*. 1999. V. 35. № 2. P.260
4. Волков Г.С., Грабовский Е.В., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М. // *Физика плазмы*. 2004. Т. 30. № 2. С. 115.
5. Александров В.В., Болховитинов Е.А., Волков Г.С., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Медовицков С.Ф., Олейник Г.М., Рупасов А.А., Фролов И.Н. // *Физика плазмы*. 2016. Т. 42. № 12. С. 1046.
6. Shrestha, Kantsyrev V.L., Safronova A.S., Esaulov A.A., Williamson K.M., Quart N.D., Osborne G.C., Weller M.E., and Yilmaz M.F. // *IEEE Trans. Plasma Sci*. 2010. V. 38. P. 658–666.
7. Wallace M.S., Hammel B.D., Haque S. Neill P., Presura R. // *Physics of Plasmas*. 2018. V. 25. 113101. <https://doi.org/10.1063/1.5045343>
8. Hansen S.B., Ampleford D.J., Cuneo M.E., Quart N., Jones B., Jennings C.A., Dasgupta A., Coverdale C.A., Rochau G.A., Dunham G., Giuliani J.L., Apruzese J.P. // *Physics of Plasmas*. 2014. V. 21. 031202. <https://doi.org/10.1063/1.4866161>
9. Mitchell I.H., Aliaga-Rossel R., Chittenden J.P., Robledo A., Schmidt H., Haines M.G. // *IEEE Trans. Plasma Sci*. 1998. V. 26. P. 1267–1274.
10. Shelkovenko T.A., Pikuz S.A., Mingaleev A.R., Agafonov A.V., Romanova V.M., Ter-Oganes'yan A.E., Tkachenko S.I., Blesener I.C., Mitchell M.D., Chandler K.M., Kusse B.R., Hammer D.A. // *Plasma Phys. Rep*. 2008. V. 34. С. 754.
11. Shelkovenko T.A., Pikuz S.A., Song B.M., Chandler K.M., Mitchell M.D., Hammer D.A., Ivanenkov G.V., Mingaleev A.R., Romanova V.M. // *Phys. Plasmas*. 2005. V. 12. 033102.
12. Альбикиов З.А., Велихов Е.П., Веретенников А.И., Глухих В.А., Грабовский Е.В., Грязнов В.М., Гусев О.А., Жемчужников Г.Н., Зайцев В.И., Золотовский О.А., Истомин Ю.А., Козлов О.В., Крашенинников И.С., Курочкин С.С., Латманизова Г.М., Матвеев В.В., Минеев Г.В., Михайлов В.Н., Недосеев С.Л., Олейник Г.М., Певчев В.П., Перлин А.С., Печерский О.П., Письменный В.Д., Рудаков Л.И., Смирнов В.П., Царфин В.Я., Ямпольский И.Р. // *Атомная энергия*. 1990. Т. 68. Вып. 1. С. 26.
13. Дербилов В.И., Медовицков С.Ф., Недосеев С.Л., Утюгов Е.Г., Рослик А.К., Стрекаловский В.Н., Тимошин В.Т. Препринт Институт атомной энергии-5157/7, М., 1990.
14. Олейник Г.М. // *ПТЭ*. 2000. № 3. С. 49–51.
15. 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. // *ПТЭ*. 2004. № 5. С. 74.
16. Олейник Г.М., Браницкий А.В. // *ПТЭ*. 2000. № 4. С. 58.
17. Хилько М.В., Волков Г.С., Фролов И.Н., Грицук А.Н. // *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*. 2016. Вып. 1. С. 55–67.
18. Волков Г.С., Заживихин В.В., Зайцев В.И., Мишенский В.О. // *ПТЭ*. 1996. № 3. С. 119.
19. Бабичев А.П. *Физические величины: Справочник* / Под. ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
20. IAEA-NDS-195 International Atomic Energy Agency: [сайт. — Режим доступа: <http://www-nds.iaea.org/publications/iaea-nds/data/xmudat.zip> (дата обращения: 20.08.2013)].
21. Чукбар К.В. *Лекции по явлениям переноса в плазме*. Долгопрудный: Изд. дом “Интеллект”, 2008, С. 94.
22. Франк-Каменецкий Д.А. *Лекции по физике плазмы*. М.: Атомиздат, 1968. С. 95
23. Ольховская О.Г., Гасилов В.А., Баско М.М., Сасоров П.В., Новиков В.Г., Вичев И.Ю., Галигузова И.И. // *Математическое моделирование*. 2016. Т. 28. № 1. С. 3.