

ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРОВ ИМПУЛЬСНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ ГИБРИДНОГО Х-ПИНЧА

© 2023 г. И. Н. Тиликин^а, Т. А. Шелковенко^а, С. А. Пикуз^а, И. Г. Григорьева^б,
А. А. Макаров^б, П. Ю. Наумов^б, Г. Х. Салахутдинов^{б, *}

^а Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
Россия, 119991, Москва, Ленинский просп., 53

^б Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31

*e-mail: saip07@mail.ru

Поступила в редакцию 23.05.2022 г.

После доработки 03.07.2022 г.

Принята к публикации 07.07.2022 г.

Описана методика и приведены результаты экспериментальных исследований спектрального состава рентгеновского излучения плазмы гибридного Х-пинча с проволочками из алюминия ¹³Al, молибдена ⁴²Mo и серебра ⁴⁷Ag в энергетическом диапазоне от 0.5 до 15 кэВ с использованием детекторов на основе фторидов лития LiF(Mg, Ti). Значение электронной температуры плазмы для алюминия составило $T_e \approx 0.35$ кэВ, для молибдена – $T_e \approx 0.48$ кэВ и для серебра – $T_e \approx 0.40$ кэВ. Впервые измерена энергия жесткого излучения гибридных Х-пинчей.

DOI: 10.31857/S0032816222060192, EDN: JQAVZS

ВВЕДЕНИЕ

Исследования спектрального состава импульсного высокоинтенсивного рентгеновского излучения ведутся во многих областях науки и техники, в том числе и в физике плазмы [1–5].

Особый интерес возникает к исследованию рентгеновского излучения плазмы, генерируемой на импульсных сильноточных электроразрядных установках. Такие установки имеют высокие параметры образованной плазмы, относительно простую конструкцию, они надежны в эксплуатации. Это делает их перспективными как для фундаментальных исследований, так и для решения чисто прикладных задач в качестве мощных импульсных источников рентгеновского излучения [1].

Измерение спектров импульсного рентгеновского излучения плазмы имеет ряд сложностей, связанных с тем, что при импульсе излучения малой длительности (от единиц до сотен наносекунд) возникает большое число квантов рентгеновского излучения ($\approx 10^{16}$), сопровождаемого сильной электромагнитной наводкой. При таких условиях эксперимента раздельная регистрация частиц, а следовательно, и их раздельная спектрометрия становятся невозможными, и, как правило, применяют специальные методы регистрации импульсного рентгеновского излучения [2, 6–8].

Для дальнейшего исследования процессов, происходящих в плазме, авторами был создан и использован малогабаритный спектрометр [9], позволяющий в интегральном во времени режиме измерять энергетический спектр импульсного рентгеновского излучения плазмы гибридного Х-пинча с проволочками из алюминия ¹³Al, молибдена ⁴²Mo и серебра ⁴⁷Ag в энергетическом диапазоне от 0.5 до 15 кэВ. Проведенный анализ спектрального состава импульсного рентгеновского излучения плазмы позволили определить значения электронной температуры плазмы.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ

Эксперименты проводились на сильноточной импульсной электроразрядной установке КИНГ (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН) (ток 200 кА, фронт тока 200 нс, напряжение 40 кВ). Установка КИНГ представляет собой малогабаритный импульсный генератор тока на основе четырех малоиндуктивных импульсных конденсаторов, соединенных с управляемыми разрядниками и соединенных параллельно [10]. Внешний диаметр корпуса равен 60 см. Для контроля работы генератора в цепи разрядного тока установлен интегрирующий пояс Роговского. Фотография

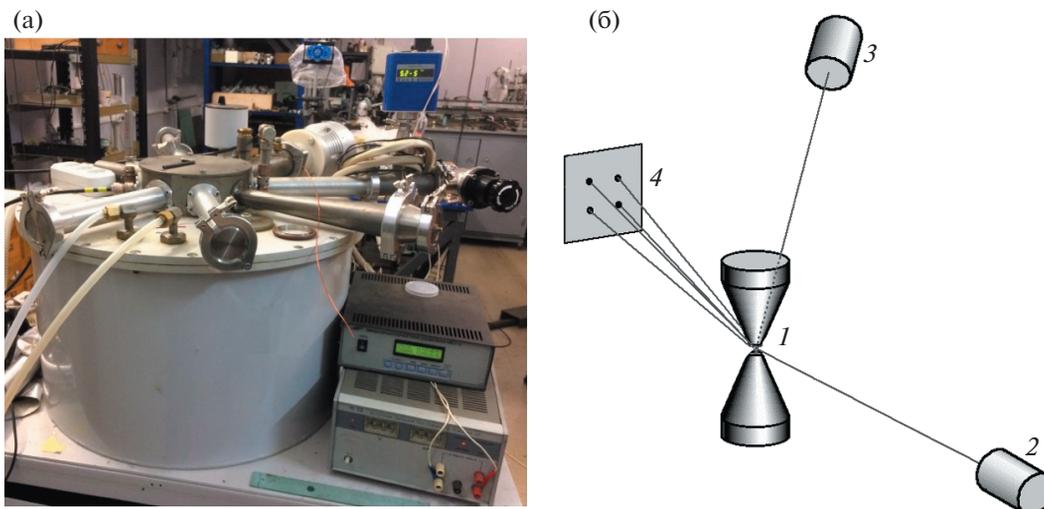


Рис. 1. Фотография генератора КИНГ (а) и схема расположения используемых детекторов (б). 1 – гибридный X-пинч; 2 – алмазные детекторы; 3 – алмазные детекторы с фильтром; 4 – спектрометр рентгеновского излучения на основе термолюминесцентных детекторов фторидов лития LiF(Mg, Ti).

генератора КИНГ и схема расположения используемых детекторов приведена на рис. 1.

В экспериментах измерялся выход рентгеновского излучения гибридного X-пинча (ГХП) с алюминиевой, молибденовой и серебряной проволочками диаметром 25 мкм. Минидиод в ГХП образован металлическими электродами, а центральная часть перетяжки, формируемая в стандартном X-пинче при слиянии ядер взорванных проволочек (рис. 2, слева), заменена единственной проволочкой с подходящей погонной массой. Конструкция такого упрощенного X-пинча, названного гибридным, показана на рис. 2, справа [3–5, 10–12]. В ГХП, как и в стандартных проволочных X-пинчах, в процессе пинчевания образуется горячая точка [3–5, 10], которая явля-

ется мощным изотропным источником мягкого рентгеновского излучения.

После взрыва горячей точки X-пинча происходят образование плазменного минидиода и генерация электронов [11]. Ускоряющиеся и замедляющиеся в минидиоде электроны генерируют жесткое (по сравнению с излучением горячей точки) рентгеновское излучение. В предыдущих экспериментах с ГХП было показано, что в пинче данного вида уровень жесткого излучения много ниже, чем в стандартных X-пинчах [12].

Моменты пинчевания ГХП и образования горячей точки фиксировались по сигналам с быстрых алмазных детекторов [13]. Детекторы регистрируют импульс излучения с ГХП с высоким временным разрешением (<1 нс), а поскольку детекторы калиброваны, то можно рассчитать количество излученной энергии в диапазоне чувствительности детектора. Детекторы имеют практически плоскую кривую чувствительности в интервале от 10 эВ до 4 кэВ (рис. 3) [13]. Сигналы с алмазных детекторов регистрируются осциллографом Tektronix TDS 3054. Алмазные детекторы имеют толщину 500 мкм, поэтому эффективность регистрации квантов рентгеновского излучения с энергией более 6 кэВ падает.

Измерение спектра и излученной энергии одновременно для мягкого и жесткого рентгеновского излучения является сложной задачей. Для ее решения в данной работе предлагается использовать термолюминесцентные детекторы (ТЛД), которые являются наиболее привлекательными для диагностики плазмы [7–9, 14, 15]. Принцип действия термолюминесцентных детекторов заключается в том, что образуемые в них под действием ионизирующего излучения носители за-

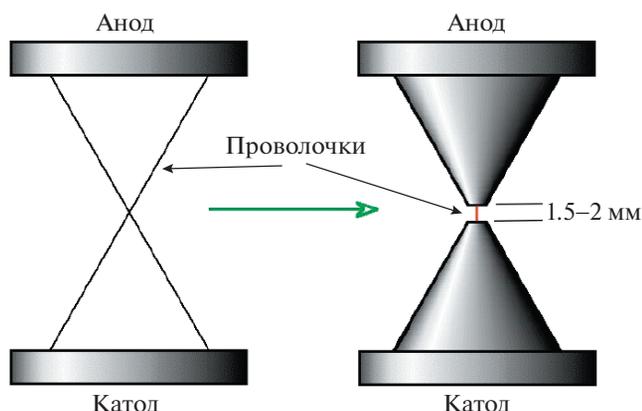


Рис. 2. Трансформация стандартного X-пинча (слева) в гибридный (справа).

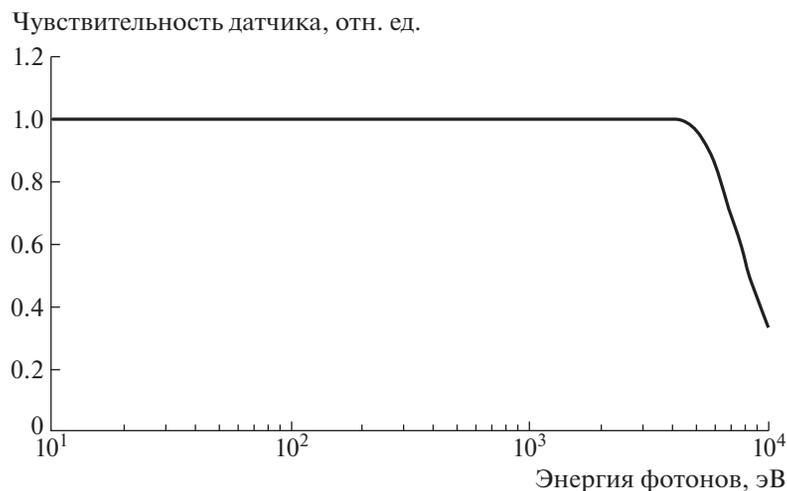


Рис. 3. Зависимость чувствительности алмазных детекторов от энергии фотонов. Толщина алмазного детектора 500 мкм.

ряда локализируются в центрах захвата и удерживаются в них длительное время, благодаря чему происходит накопление поглощенной энергии, которая может быть освобождена при нагреве (термолюминесценция). При нагреве облученного образца ТЛД до температуры 240–300°С (в зависимости от материала) происходит испускание квантов света (термолюминесценция), количество которых пропорционально поглощенной дозе ионизирующего излучения [6].

В качестве материала ТЛД использовался фторид лития LiF(Mg, Ti). Данные детекторы не чувствительны к электромагнитным наводкам, не требуют оперативной системы считывания сигнала, слабо реагируют на ультрафиолетовое излучение по сравнению с рентгеновским, имеют высокий диагностический диапазон поглощенной дозы излучения (от 0.02 до 10 Зв) [6, 14, 15]. Все эти свойства позволили создать малогабаритный многоканальный спектрометр рентгеновского излучения для диагностики рентгеновского излучения в диапазоне 0.5–15 кэВ.

Конструкция спектрометра представляет собой квадратную пластину (25 × 25 мм) толщиной 10 мм с углублениями для ТЛД (см. рис. 16), которая может быть размещена в разрядной камере экспериментальной установки, генерирующей плазму. Конструктивно ТЛД выполняются в виде диска диаметром порядка 5 мм и высотой 0.9 мм.

Сборки из трех детекторов размещали в углублениях пластины (4 углубления в проведенных экспериментах) и крепили за фильтрами поглощения из различного материала (лавсан, тефлон, Ве, Al) и разной толщины. Один канал спектрометра использовался без фильтра поглощения [6, 9].

Так как генератор КИНГ является низковольтным (напряжение 40 кВ), то кванты с энергией выше 15 кэВ практически не были зарегистрированы,

поэтому, в отличие от работы [7], в одном канале использовались сборки только из трех детекторов ТЛД, поскольку четвертый детектор в стопке показывал излучение на уровне фонового.

Для измерения спектра импульсного рентгеновского излучения применялся метод “серых” фильтров поглощения [2, 6–8, 14]. Данный метод основан на спектральной селекции первичного рентгеновского излучения, которую осуществляли с помощью фильтров поглощения различной толщины. Измерялась кривая ослабления $J(d)$, представляющая собой зависимость энергии рентгеновского излучения, прошедшего сквозь фильтр и поглощенного в детекторе, от толщины данного фильтра d .

Для получения кривой ослабления, как правило, применяют различные многоканальные спектрометрические системы с предварительным разделением квантов по энергиям с помощью рентгеновских фильтров поглощения. По результатам измеренной в эксперименте кривой ослабления проводят восстановление спектров рентгеновского излучения различными математическими методами [6–8, 15].

В ходе измерения спектра использовались различные методы регистрации рентгеновского излучения: метод “серых” фильтров (строилась кривая ослабления по показаниям сборок в каждом канале, расположенных за фильтрами поглощения различной толщины из различного материала: алюминия, тефлона, бериллия); метод поглощенной энергии (кривая ослабления строилась на основе сигналов ТЛД одной сборки, в данном случае ТЛД одновременно служили детекторами и фильтрами поглощения рентгеновского излучения) [2, 6, 7, 9].

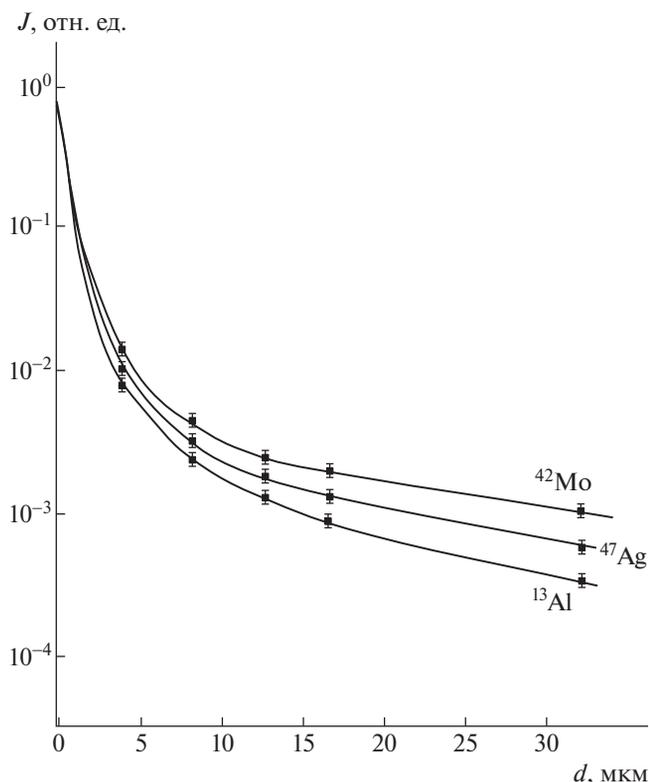


Рис. 4. Кривые ослабления (использовались фильтры ослабления из алюминия ^{13}Al), полученные с помощью алмазных и термолюминесцентных детекторов в одинаковых условиях эксперимента для разряда с проволочками из молибдена ^{42}Mo , серебра ^{47}Ag и алюминия ^{13}Al . $J(d)$ – энергия рентгеновского излучения, прошедшего сквозь фильтр и поглощенного в детекторе, d – толщина фильтра.

Показания с ТЛД считывались с помощью прибора ДВГ-02ТМ [2, 6, 7] (данный прибор использовали для нагрева облученного детектора и регистрации термолюминесцентного сигнала, пропорционального поглощенной дозе рентгеновского излучения).

Калибровка спектрометра проводилась на стенде, который содержал импульсную рентгеновскую трубку с набором эмиттеров из различных материалов (Al, Ti, Fe, Cu, Ge, In) и комплект радиоизотопных источников γ -излучения [6, 7]. Восстановление спектров рентгеновского излучения по результатам измерения в эксперименте кривой ослабления проводилось методом эффективных энергий [8]. Данный метод основан на том, что кривая ослабления для монохроматического ($E_0 = \text{const}$) рентгеновского излучения представляет собой в полулогарифмических координатах линейную функцию, т.е. прямую с тангенсом угла наклона, который равен линейному коэффициенту ослабления рентгеновского излучения вещества, из которого изготовлен фильтр.

При обработке результатов измерения кривой ослабления рентгеновского излучения плазменного объекта следует учесть, что вклад в кривую ослабления при достаточно больших толщинах фильтра будет вносить наиболее жесткое рентгеновское излучение. Касательная к кривой ослабления в точке с максимальным значением толщины фильтра будет являться функцией ослабления рентгеновского монохроматического излучения самой жесткой компоненты с энергией E_n .

Разность между исходной функцией и касательной даст кривую распределения поглощенной энергии, соответствующую исходному спектру, за вычетом жесткой части. Проведя описанную выше операцию с разностной кривой, получим новые значения энергии и интенсивности рентгеновского излучения. Проведя ряд подобных операций, получим искомый непрерывный спектр, соответствующий кривой ослабления.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В проведенных экспериментах использовались алмазные и термолюминесцентные детекторы для измерения спектров рентгеновского излучения плазмы. Одновременные показания данных детекторов позволили провести взаимный контроль работоспособности детекторов данных видов.

На рис. 4 представлены кривые ослабления (использовались фильтры поглощения из алюминия ^{13}Al), полученные с помощью алмазных и термолюминесцентных детекторов в одних и тех же условиях эксперимента при разряде с проволочками из алюминия ^{13}Al , молибдена ^{42}Mo и серебра ^{47}Ag . С учетом коэффициента эффективности регистрации рентгеновского излучения в алмазных (см. рис. 3) и термолюминесцентных детекторах кривые ослабления совпадают в пределах погрешности. Следует отметить, что рентгеновские кванты с энергией до 12 кэВ полностью поглощаются каналами спектрометра, состоящего из трех ТЛД.

При использовании фильтра поглощения из алюминия толщиной 4 мкм показания алмазных и термолюминесцентных детекторов практически совпадают с учетом погрешностей, а при использовании алюминиевого фильтра толщиной 16 мкм – различаются (см. табл. 1) (эффективность регистрации алмазных детекторов рентгеновских квантов в области энергий более 5 кэВ значительно падает (см. рис. 3), и необходимо учитывать коэффициент эффективности регистрации рентгеновских квантов алмазным детектором при измерениях кривых ослабления). В проведенных экспериментах чувствительность алмазных детекторов позволила измерить кривую ослабления

Таблица 1. Энергия рентгеновского излучения ГХП, зарегистрированная алмазными и термолюминесцентными детекторами в двух энергетических диапазонах

Проволочка ГХП	E , мДж			
	Фильтр из Al толщиной 4 мкм		Фильтр из Al толщиной 16 мкм	
	Алмазный детектор	ТЛД	Алмазный детектор	ТЛД
25 мкм Al	11	12	0.4	2.5
25 мкм Ag	56	60	2	16
25 мкм Mo	206	210	6	35

только с фильтрами толщиной 4 и 16 мкм. В табл. 1 приведены значения энергии, зарегистрированной двумя разными детекторами с одинаковыми фильтрами. Согласно табл. 1, ТЛД с более толстым фильтром и соответственно большей энергией квантов зарегистрировал большую излученную энергию. Можно сделать вывод, что ТЛД зарегистрировал как тепловую энергию излучения горячей точки ГХП, так и более жесткое излучение электронного пучка. Энергия излучения электронного пучка в гибридных X-пинчах была измерена впервые.

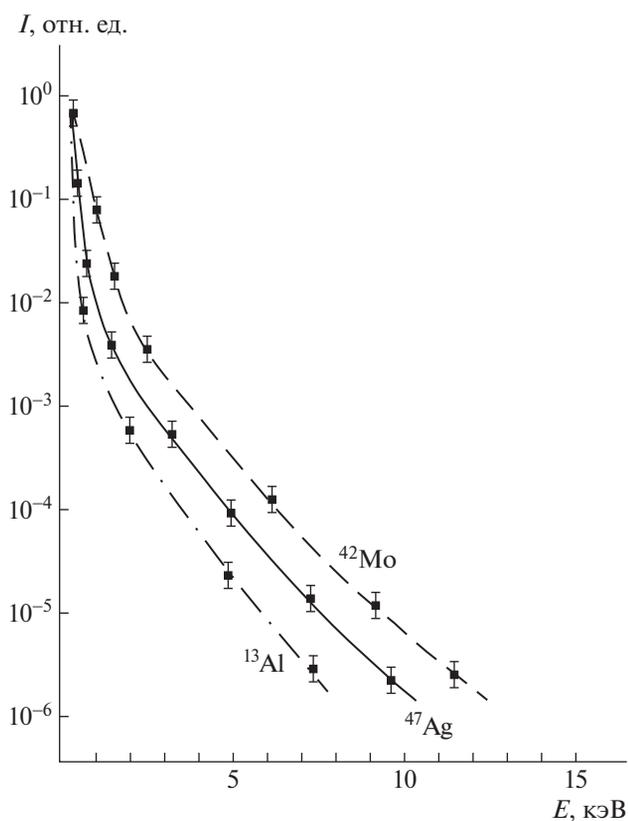


Рис. 5. Спектры рентгеновского излучения для ГХП с алюминиевой ^{13}Al , молибденовой ^{42}Mo и серебряной ^{47}Ag проволочками. I – интенсивность и E – энергия квантов излучения.

В ходе экспериментов были измерены спектры рентгеновского излучения в ГХП с проволочками из алюминия ^{13}Al , молибдена ^{42}Mo и серебра ^{47}Ag (рис. 5). Согласно рис. 5, при изменении энергии излучения от 0.5 до 2 кэВ его интенсивность падает на три порядка, что свидетельствует о том, что основную часть составляет тепловое излучение горячей области ГХП. На основе полученных в экспериментах спектров была сделана оценка электронной температуры плазмы, которая для алюминия ^{13}Al составила $T_e \approx 0.35$ кэВ, для молибдена ^{42}Mo – $T_e \approx 0.48$ кэВ и для серебра ^{47}Ag – $T_e \approx 0.40$ кэВ в гибридных X-пинчах. Определение таким способом температуры предполагает отсутствие в излучении спектральных линий. Поэтому оно справедливо для плазмы горячей точки, излучающей в основном континууме. В области энергий рентгеновских квантов более 3 кэВ “температура” плазмы алюминия ^{13}Al , молибдена ^{42}Mo и серебра ^{47}Ag определяется ускоренными электронами при обрыве перетяжки и составляет $T_e \approx 1.85$ кэВ. Под “температурой” здесь понимается некоторая средняя энергия электронов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Созданная диагностическая аппаратура позволила провести исследования рентгеновского излучения в энергетическом диапазоне квантов 0.5–15 кэВ. Сопоставление экспериментальных данных, полученных с помощью хорошо изученных алмазных детекторов, с измерениями спектров рентгеновского излучения плазмы посредством ТЛД показали хорошую работоспособность последних.

В работе были измерены спектры рентгеновского излучения в ГХП с проволочками из алюминия ^{13}Al , молибдена ^{42}Mo и серебра ^{47}Ag (см. рис. 5). Согласно полученным спектрам, основную часть излучения составляет тепловое излучение горячей области ГХП. На основе полученных в экспериментах спектров впервые была сделана оценка электронной температуры плазмы, которая для алюминия составила $T_e \approx 0.35$ кэВ, для серебра – $T_e \approx 0.40$ кэВ и для молибдена – $T_e \approx 0.48$ кэВ

в гибридных X-пинчах. В области энергий рентгеновских квантов более 3 кэВ “температура” плазмы алюминия ^{13}Al , молибдена ^{42}Mo и серебра ^{47}Ag определяется ускоренными электронами при обрыве перетяжки и составляет $T_e \approx 1.85$ кэВ. В данной работе впервые измерена энергия излучения электронного пучка в гибридных X-пинчах.

Полученные результаты можно использовать в различных экспериментах с сильноточными пинчами, в частности для оптимизации излучения X-пинчей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вихрев В.В., Иванов В.В., Кошелев К.Н. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. Вып. 6. С. 1211.
2. Salakhutdinov G.Kh. // Procedia Computer Science. 2020. V. 169. P. 342.
<https://doi.org/10.1016/j.procs.2020.02.198>
3. Захаров С.М., Иваненков Г.В., Коломенский А.А., Пикюз С.А., Самохин А.И., Улишид И. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. С. 1060.
4. Shelkovenko T.A., Pikuz S.A., Cahill A.D., Knapp P.F., Hammer D.A., Sinars D.B., Tilikin I.N., Mishin S.N. // Phys. Plasmas. 2010. V. 17. P. 112707.
<https://doi.org/10.1063/1.3504226>
5. Шелковенко Т.А., Тиликин И.Н., Иваненков Г.В., Степниевски В., Мингалеев А.Р., Романова В.М., Агафонов А.В., Кахилл А.Д., Хойт К.Л., Гордан П.А., Хаммер Д.А., Пикюз С.А. // Физика плазмы. 2015. Т. 41. № 1. С. 54.
<https://doi.org/10.7868/S0367292115010035>
6. Баловнев А.В., Григорьева И.Г., Салахутдинов Г.Х. // ПТЭ. 2015. № 1. С. 100.
<https://doi.org/10.7868/S0032816215010279>
7. Баловнев А.В., Григорьева И.Г., Салахутдинов Г.Х. // ПТЭ. 2015. № 2. С. 89.
<https://doi.org/10.7868/S0032816215020044>
8. Кириченко Н.Н., Ляпидевский В.К., Пережогин В.Б., Салахутдинов Г.Х., Самойлова Л.Б. // ПТЭ. 1992. № 3. С. 206.
9. Баловнев А.В., Григорьева И.Г., Салахутдинов Г.Х. // ПТЭ. 2018. № 1. С. 84.
<https://doi.org/10.7868/S0032816218010135>
10. Shelkovenko T.A., Sinars D.B., Pikuz S.A., and Hammer D.A. // Phys. Plasmas. 2001. V. 8. № 4. P. 1305.
<https://doi.org/10.1063/1.1351553>
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. // Physics Plasmas. 2005. V. 12. № 3. P. 033102.
<https://doi.org/10.1063/1.1849798>
12. Shelkovenko T.A., Pikuz S.A., Hoyt C.L., Cahill A.D., Atoyán L., Hammer D.A., Tilikin I.N., Mingaleev A.R., Romanova V.M., Agafonov A.V. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. №0. P. 103303.
<https://doi.org/10.1063/1.4964771>
13. Spielman R.B., Ruggles L.E., Pepping R.E., Breeze S.P., McGurn J.S., Struve K.W. // Rev. Sci. Instrum. 1997. V. 68. № 12. P. 782.
14. Башутин О.А., Григорьева И.Г., Корф А.Н., Салахутдинов Г.Х. // ПТЭ. 2020. № 3. P. 73.
<https://doi.org/10.31857/S0032816220030088>
15. Григорьева И.Г., Костюшин В.А., Салахутдинов Г.Х. // Успехи прикладной физики. 2019. Т. 7. № 2. С. 107.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X19110059>