

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА,
ГЕНЕРИРУЕМОГО В ПЛАЗМОФОКУСНОМ РАЗРЯДЕ,
В ФОНОВОЙ ПЛАЗМЕ**

© 2020 г. **И. В. Ильичев^{a,*}, В. И. Крауз^{a,**}, М. Г. Левашова^a, В. С. Лисица^a,
В. В. Мялтон^a, А. М. Харрасов^a, Ю. В. Виноградова^a**

^a НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

*e-mail:ilichev_iv@nrcki.ru

**e-mail:krauz_vi@nrcki.ru

Поступила в редакцию 21.08.2019 г.

После доработки 10.10.2019 г.

Принята к публикации 21.11.2019 г.

Приводятся результаты исследования распространения плазменных потоков в окружающей среде, выполненных на установке плазменный фокус ПФ-3 в рамках программы лабораторного моделирования астрофизических джетов молодых звездных объектов. Получены режимы с формированием плазменных образований, сохраняющих свою компактность при распространении на значительные расстояния. Определен декремент торможения потока в результате его взаимодействия с фоновым газом. Разработана методика оценки температуры плазмы по отношению интенсивностей излучения из различных частей спектра. Показано, что фоновый газ прогревается излучением потока, что приводит к изменению его ионизационного состояния. Таким образом, плазменный поток распространяется не в нейтральном газе, а в слабоионизованной плазме.

Ключевые слова: плазменный фокус, плазменные потоки, динамика плазмы, диагностика плазмы, излучение плазмы, лабораторное моделирование астрофизических джетов

DOI: 10.31857/S0367292120050042

1. ВВЕДЕНИЕ

Плазменные потоки на плазмодифокусных (ПФ) установках были обнаружены еще на ранних этапах исследований [1], однако в связи с первоначальной ориентацией на термоядерные исследования изучению этого явления уделялось недостаточное внимание. Сейчас активно растет практическое применение этих потоков. В частности, они используются для исследования взаимодействия плазмы с поверхностью, модификации конструкционных материалов с целью придания им новых свойств, в том числе для получения нанопокровов и целого ряда других применений [2–4]. Одним из интересных направлений применения этих потоков является лабораторное моделирование астрофизических джетов, которое в настоящее время активно развивается на установке ПФ-3 в НИЦ “Курчатовский институт” [5, 6].

Астрофизические джеты, наблюдаемые у широкого круга астрофизических объектов, являются одним из ярчайших явлений во Вселенной [7]. Однако существует целый ряд проблем с исследованием джетов, связанных с их труднодоступно-

стью и ограниченными возможностями существующих средств наблюдения. При соблюдении определенных законов подобия, ряд физических закономерностей, присутствующих в генерации и распространении джетов, могут быть промоделированы в лабораторных условиях [8]. Как известно, в лабораторном эксперименте моделируются, в основном, выбросы молодых звездных объектов, поскольку они являются нерелятивистскими. Для моделирования используется широкий круг современных установок, в том числе мощные лазеры [9–11], Z-пинчи [12–15], коаксиальные пушки [16, 17] и др. Активно используются в подобных экспериментах и плазмодифокусные установки. Так еще в 90-х годах прошлого столетия на установке ПФ-3 были проведены близкие по теме эксперименты по моделированию взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой земли [18–20].

При моделировании астрофизических джетов можно выделить три основных аспекта: генерация, коллимация и распространение. В Z-пинчевых и лазерных экспериментах основной упор сделан на вопросах генерации и коллимации, а распространение потока рассматривается на мас-

штабах до нескольких сантиметров. В плазмофокусных экспериментах ранее было показано, что плазменные потоки возникают в стадии формирования пинча и его последующего развала в результате развития МГД-неустойчивостей [21–26]. Одним из преимуществ схемы эксперимента с плазменным фокусом является возможность моделирования распространения потока в окружающей плазме на расстояния, значительно превышающие размеры самого потока. Данное обстоятельство является принципиальным при моделировании джетов молодых звездных объектов, поскольку известно, что они распространяются в среде с конечной плотностью, что существенным образом сказывается на динамике их распространения. С этой целью установка ПФ-3 была модернизирована [27], что позволило исследовать распространение потоков на расстояния до 100 см при начальных размерах потока в несколько см. Были найдены режимы, в которых плазменный поток сохраняет свою компактность на протяжении всей длины пролета [5, 6, 28], что свидетельствует о наличии механизмов удержания. Подобные режимы были обнаружены не только на установке ПФ-3, но и на установках КПФ-4 (ГНПО СФТИ, Сухум) и PF-1000 (IP-PLM, Варшава) [29], несмотря на существенные различия в условиях эксперимента, в том числе различные модификации разрядной системы (тип Мейзера и тип Филиппова), различные режимы напуска газа (стационарный, импульсный и их комбинация), различные зарядные напряжения и др. При этом нужно отметить, что общим условием для формирования компактных потоков является проведение экспериментов с сильно излучающими газами (неон и аргон на установке ПФ-3, аргон на установке КПФ-4, добавки неона или других примесей при дополнительной импульсной инжекции на установке PF-1000), что свидетельствует о важной роли радиационного охлаждения.

Естественно, что взаимодействие потока с окружающей средой будет приводить к изменению параметров, как фоновой плазмы, так и самого потока (его торможение, охлаждение, возбуждение ударной волны и пр.) [30–32]. Поэтому возникает необходимость динамического наблюдения за параметрами плазмы потока и фоновой плазмы, в частности, за их плотностью и температурой. Базовые измерения этих параметров на установке ПФ-3 были выполнены с помощью спектральной методики [33–35]. В данной работе рассмотрена диагностическая схема, позволяющая оперативно следить за изменениями параметров плазмы и плазменного фона.

2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент проводился на установке ПФ-3 в НИЦ “Курчатовский институт”, представляющей собой плазменный фокус типа Филиппова (рис. 1). Разрядная камера — диод с плоской геометрией электродов. Диаметр анода — 0.92 м, диаметр камеры — 2.5 м. Катод — 48 стержней на диаметре 1.15 м (“беличье колесо”). Максимальная запасаемая энергия ($C_{\max} = 9.2 \text{ мФ}$, $V_{\max} = 25 \text{ кВ}$) — 2.8 МДж. Эксперименты выполнены при напряжении 9 кВ и рабочем энергозапасе 360 кДж. В качестве рабочего газа использовался неон при начальном давлении в камере 2 Торр.

Для исследования распространения потоков в окружающей фоновой плазме и изучения характера изменения основных параметров установка снабжена трехсекционной диагностической пролетной камерой с набором диагностических окон на различных расстояниях от анода. В настоящей работе измерения проводились в первой и второй секциях камеры (на расстояниях 30 см и 50 см анода соответственно).

В данном цикле экспериментов использованы следующие диагностики:

- Пояс Роговского и петлевые датчики для регистрации полного разрядного тока и его производной.
- Световые зонды-коллиматоры для определения средней на пролетной базе и мгновенной в точке наблюдения скорости потока, а также спектральных измерений. Световые коллиматоры представляют собой одну или две трубки длиной ~40 см и диаметром 1.1 см. На входе и выходе каждой трубки установлены коллимирующие диафрагмы диаметром 2 мм. Внутри трубок находятся дополнительные диафрагмы, предназначенные для уменьшения влияния отраженного от стенок трубок света. Телесный угол каждого канала зонда таков, что в центре камеры наблюдается область диаметром ~3 мм. Выходящий свет с помощью световодов длиной ~15 м поступает на вход двух ФЭУ-30. В случае двойного коллиматора центры каналов разнесены на 1.6 см, так что по временной сдвигке между появлением сигналов с каждого канала можно достаточно точно измерить скорость на этом участке. При использовании коллиматора для спектральных измерений применялись ФЭУ-115, имеющие широкий диапазон чувствительности в видимом спектре.
- Регистраторы на основе электронно-оптических преобразователей ЭП-16 (далее ЭОП) с электростатической фокусировкой изображения с экспозицией кадра 10–30 нс и полем зрения 12–16 см. Регистраторы позволяют наблюдать плазменный поток во всех 3 сечениях пролетной камеры.

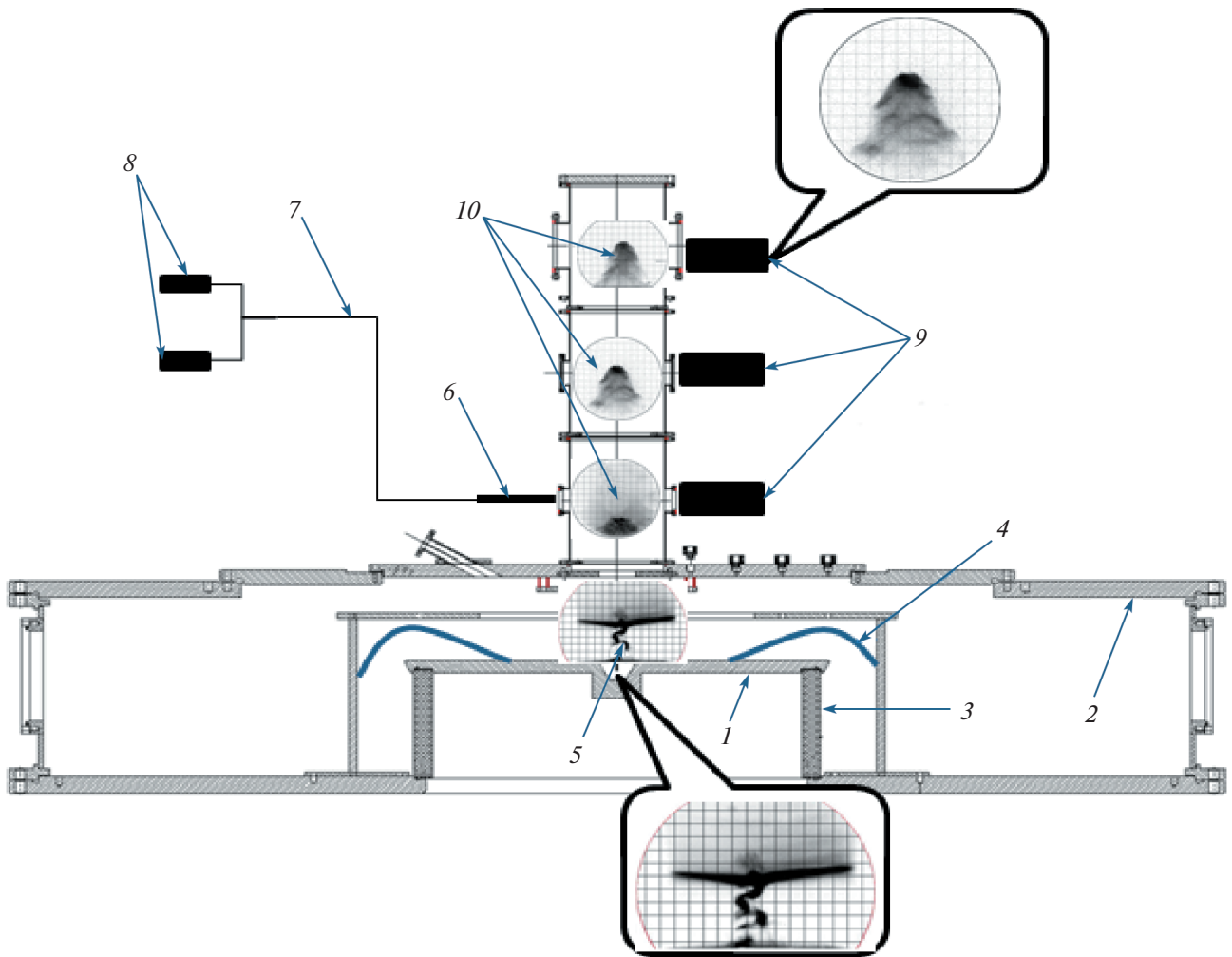


Рис. 1. Схема эксперимента на установке ПФ-3: 1 – анод, 2 – катод, 3 – изолятор, 4 – ТПО, 5 – пинч, 6 – коллиматор, 7 – световод, 8 – ФЭУ, 9 – ЭОП, 10 – плазменный поток.

3. МЕТОДИКА ОЦЕНКИ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАЗМЫ ПОТОКА

Для оперативной оценки температуры плазмы внедрена методика, основанная на установлении соответствия между сигналами ФЭУ, регистрирующих световое излучение в различных диапазонах спектра, и температурой плазмы. В качестве рабочего газа в экспериментах использовался неон, излучение ионов разной кратности ионизации которого лежит, в основном, в разных частях спектра. Излучение объекта с помощью одноканального коллиматора и разветвленного световода диаметром 0.2 см подавалось на два ФЭУ с различными фильтрами (рис. 2). Проведенная калибровка показала, что световод не искажает спектральное распределение. Была также выполнена серия экспериментов по подбору нейтральных фильтров и напряжения питания с тем, чтобы ФЭУ, с одной стороны, не выходили из линейного режима работы, а с другой стороны, сигналы

с обоих каналов были приблизительно одинаковой амплитуды. Найден режим, при котором соотношение сигналов двух каналов составляло 1.1 с погрешностью $\pm 20\%$.

Полученные сигналы ФЭУ сравнивались с результатами численного расчета интеграла

$$i = k \int P(\nu)S(\nu)I(\nu)d\nu, \quad (1)$$

где: i – расчетный ток ФЭУ, P – чувствительность фотокатода, $S = 1 - e^{-\alpha(\nu)l}$ – коэффициент пропускания светофильтра, α [мм⁻¹] – показатель поглощения светофильтра, l [мм] – толщина светофильтра; k – коэффициент усиления ФЭУ, ν – частота излучения, I – интенсивность излучения. Интенсивность рассчитывалась с помощью кода FLYCHK [36], позволяющего, в частности, по известным параметрам плазмы (температура, концентрация) получить значение интенсивности излучения в широком диапазоне спектра. Инте-

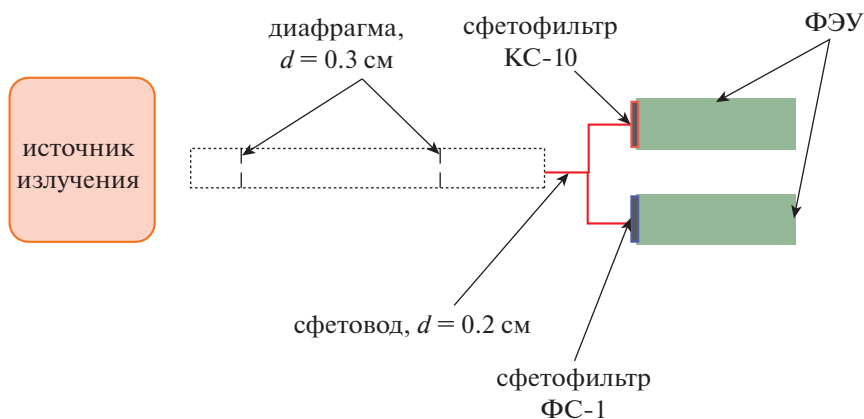


Рис. 2. Схема эксперимента по оценке температуры плазмы.

рирование производилось с помощью пакета Origin. Перед проведением расчетов необходимо предварительно интерполировать функции $S(\nu)$ и $P(\nu)$ — эта особенность вызвана использованием методов численного интегрирования, требующих, чтобы все подынтегральные функции были заданы в виде таблиц в одинаковой сетке. Для проведения расчетов и эксперимента использованы светофильтры ФС-1 и КС-10 для раздельной регистрации излучения в различных областях спектра и ФЭУ-115, имеющий мультищелочной фотокатод. Произведение пропускания светофильтра и чувствительности мультищелочного фотокатода представлены на рис. 3. Поскольку регистрация излучения производится через один канал коллиматора, геометрия источника не оказывает влияния на результаты расчетов.

Таким образом были получены расчетные значения интенсивности излучения плазменного

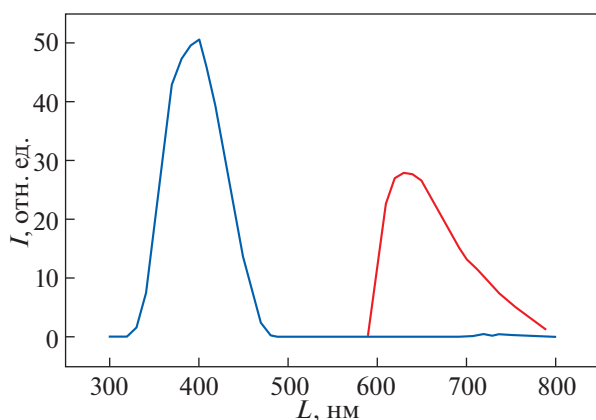


Рис. 3. График зависимости произведения чувствительности мультищелочного фотокатода и коэффициентов пропускания светофильтров ФС-1 (синяя кривая) и КС-10 (красная кривая) от длины волны излучения.

объекта в каждом из рассматриваемых спектральных диапазонов. Диапазон температур и плотностей был выбран в соответствии с результатами ранее проведенных спектроскопических измерений [33–35]. Нижняя граница плотности соответствуют фактически начальному давлению рабочего газа (2 Торр). Результаты расчетов представлены в табл. 1 и 2 и на графиках (рис. 4, 5). Далее температура плазмы определялась по отношению сигналов ФЭУ (табл. 3 и рис. 6).

Как видно на рис. 6, результаты расчетов неоднозначны: одно и то же отношение токов может получаться при разных температурах. Поэтому при анализе экспериментальных данных нами была использована априорная информация, полученная в ранее выполненных измерениях спектральными методами. В экспериментах с различными газами на установке ПФ-3 получены значения 3–8 эВ на расстоянии 35 см от анода и 1–2 эВ на расстоянии 65 см. Измерения проводились, в основном, при использовании гелия, либо в чистом виде, либо в качестве небольших диагностических добавок. Измерения при разряде в неоне были выполнены лишь в хвостовой части потока [35] и дали оценку температуры по ионизационному составу 2–3 эВ, что, как будет видно в дальнейшем, не противоречит нашим измерениям. В аналогичных экспериментах с импульсной инжекцией неона на установке PF-1000 (Варшава) на расстоянии 27 см получены значения >3.5 эВ [37]. Учитывая всю совокупность данных, в том числе наблюдаемое остывание потока по мере его распространения, логично предположить, что, с большой степенью вероятности, температура плазмы потока в первой секции будет выше 3 эВ и менее 3 эВ во второй секции. Поэтому для оценки температуры плазмы потока при измерениях на высоте 30 см нами использовалась правая (3–10 эВ) часть графика и, соответственно, левая — для измерений температуры плазмы потока на

Таблица 1. Зависимость расчетного тока ФЭУ (в Амперах) для светофильтра ФС-1 от температуры и плотности плазмы

T, эВ	n, см ⁻³				
	5 × 10 ¹⁶	1 × 10 ¹⁷	2 × 10 ¹⁷	4 × 10 ¹⁷	8 × 10 ¹⁷
1	5.5 × 10 ⁻⁴	1.22 × 10 ⁻³	2.53 × 10 ⁻³	4.55 × 10 ⁻³	5.75 × 10 ⁻³
2	3.58 × 10 ⁻⁵	1.13 × 10 ⁻⁴	3.96 × 10 ⁻⁴	1.4 × 10 ⁻³	4.76 × 10 ⁻³
3	7.14 × 10 ⁻⁴	2.27 × 10 ⁻³	6.37 × 10 ⁻³	1.58 × 10 ⁻²	3.33 × 10 ⁻²
4	2.76 × 10 ⁻⁴	1.06 × 10 ⁻³	4.04 × 10 ⁻³	1.43 × 10 ⁻²	4.45 × 10 ⁻²
5	1.82 × 10 ⁻⁴	6.97 × 10 ⁻⁴	2.61 × 10 ⁻³	9.22 × 10 ⁻³	3.08 × 10 ⁻²
6	1.17 × 10 ⁻⁴	4.67 × 10 ⁻⁴	1.79 × 10 ⁻³	6.65 × 10 ⁻³	2.41 × 10 ⁻²
7	1.01 × 10 ⁻⁴	4 × 10 ⁻⁴	1.52 × 10 ⁻³	5.75 × 10 ⁻³	2.08 × 10 ⁻²
8	9.76 × 10 ⁻⁵	3.9 × 10 ⁻⁴	1.48 × 10 ⁻³	5.56 × 10 ⁻³	2.05 × 10 ⁻²
9	1.03 × 10 ⁻⁴	4.08 × 10 ⁻⁴	1.55 × 10 ⁻³	5.66 × 10 ⁻³	2.08 × 10 ⁻²
10	1.16 × 10 ⁻⁴	4.55 × 10 ⁻⁴	1.75 × 10 ⁻³	6.42 × 10 ⁻³	2.25 × 10 ⁻²

Таблица 2. Зависимость расчетного тока ФЭУ (в Амперах) для светофильтра КС-10 от температуры и плотности плазмы

T, эВ	n, см ⁻³				
	5 × 10 ¹⁶	1 × 10 ¹⁷	2 × 10 ¹⁷	4 × 10 ¹⁷	8 × 10 ¹⁷
1	9.2 × 10 ⁻⁴	1.37 × 10 ⁻³	1.18 × 10 ⁻⁴	1.19 × 10 ⁻³	1.54 × 10 ⁻³
2	3.1 × 10 ⁻⁵	1.19 × 10 ⁻⁴	3.58 × 10 ⁻⁴	1.23 × 10 ⁻³	3.76 × 10 ⁻³
3	3.5 × 10 ⁻⁵	1.2 × 10 ⁻⁴	3.18 × 10 ⁻⁴	1.01 × 10 ⁻³	3.69 × 10 ⁻³
4	2.6 × 10 ⁻⁵	8.9 × 10 ⁻⁵	2.55 × 10 ⁻⁴	9.33 × 10 ⁻⁴	4 × 10 ⁻³
5	3.3 × 10 ⁻⁵	1.2 × 10 ⁻⁴	3.28 × 10 ⁻⁴	1.1 × 10 ⁻³	4.61 × 10 ⁻³
6	2.5 × 10 ⁻⁵	9.6 × 10 ⁻⁵	2.77 × 10 ⁻⁴	1.04 × 10 ⁻³	4.83 × 10 ⁻³
7	2.6 × 10 ⁻⁵	9.9 × 10 ⁻⁵	2.8 × 10 ⁻⁴	1.01 × 10 ⁻³	4.7 × 10 ⁻³
8	2.7 × 10 ⁻⁵	1.1 × 10 ⁻⁴	3.05 × 10 ⁻⁴	1.13 × 10 ⁻³	5.14 × 10 ⁻³
9	2.6 × 10 ⁻⁵	9.9 × 10 ⁻⁵	2.97 × 10 ⁻⁴	1.12 × 10 ⁻³	5.28 × 10 ⁻³
10	2.5 × 10 ⁻⁵	9.6 × 10 ⁻⁵	2.91 × 10 ⁻⁴	1.12 × 10 ⁻³	5.12 × 10 ⁻³

высоте 50 см и измерений температуры фоновой плазмы.

При этом, с учетом определенной выше погрешности, ошибка в определении температуры в левой (низкотемпературной, 2–3 эВ, области) составляла менее 0.1 эВ и менее 0.35 эВ в высокотемпературной области (3–10 эВ). Такая погрешность является вполне приемлемой для задач данной работы.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Измерения проводились в первой и второй секциях (на высоте 300 и 500 мм над анодом соответственно). Как следует из результатов регистрации плазменного потока с помощью ЭОП, для

разряда в неоне характерно формирование компактного образования, распространяющегося вдоль оси, с достаточно четко выраженным профилем фронта. На рис. 1 приведены примеры фотографий потока как на стадии его формирования (прианодная область), так и на различных расстояниях от поверхности анода. Фотографии получены в разных разрядах, произведенных при идентичных условиях. Тем не менее, можно отметить, что плазменный поток сохраняет свою компактность вплоть до удаления 95 см (центр диагностического патрубка в третьей секции) от поверхности анода. При этом форма головной части потока достаточно хорошо моделирует известные объекты Хербиг–Аро (рис. 7).

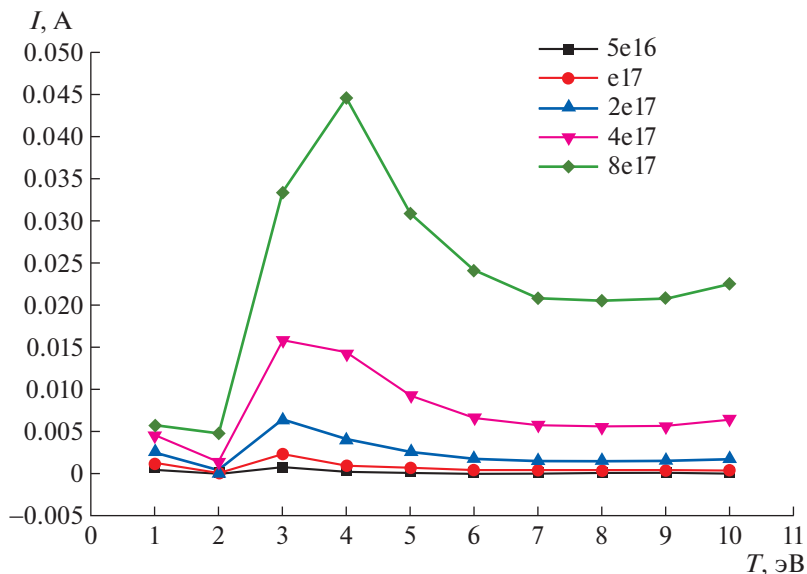


Рис. 4. График зависимости расчетного тока ФЭУ для светофильтра ФС-1 от температуры и плотности плазмы.

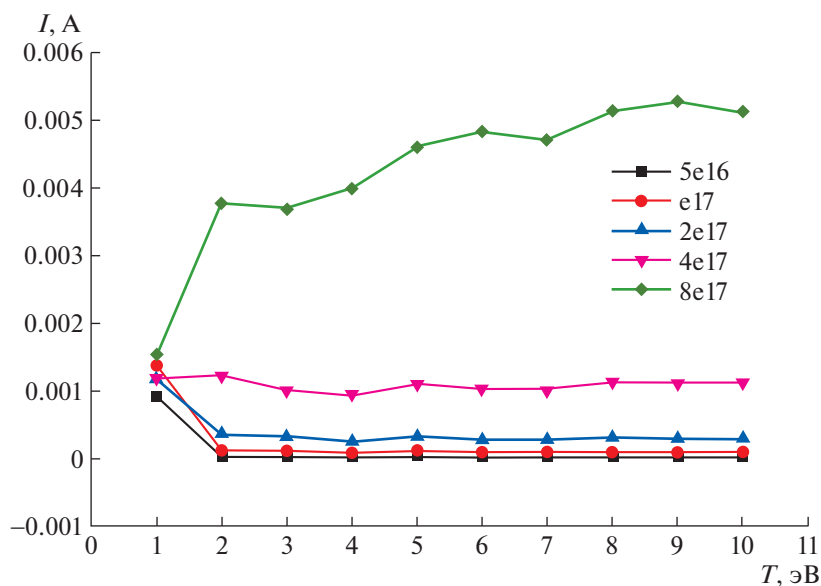


Рис. 5. График зависимости расчетного тока ФЭУ для светофильтра КС-10 от температуры и плотности плазмы.

Момент прихода потока в точку наблюдения отражается резким фронтом на сигнале ФЭУ, соединенного световодом с коллиматором, установленным на той же высоте, что и центр диагностического окна с ЭОП (рис. 8). С помощью двойного коллиматора по временной сдвиге между сигналами с разных каналов можно определить скорость переднего фронта потока в области наблюдения, что, с учетом малости расстояния между каналами коллиматора по сравнению с расстоянием до области генерации, фактически соответствует мгновенной скорости потока. На

рис. 9 приведен график изменения мгновенной скорости по мере продвижения потока вдоль камеры. По условиям эксперимента в пролетную камеру напускается тот же газ, что и в разрядную камеру. Поток распространяется в среде неона со сверхзвуковой скоростью, что приводит к формированию ударной волны и его торможению. Аппроксимация полученной экспериментальной зависимости по формуле $V = V_0 e^{-l/l_0}$, где V_0 — начальная скорость потока, а l_0 — длина торможения [31], дает значение начальной скорости $\sim 10^7$ см/с,

Таблица 3. Зависимость отношения расчетных токов ФЭУ для светофильтров ФС-1 и КС-10 от температуры и плотности плазмы

T, эВ	n, см ⁻³				
	5 × 10 ¹⁶	1 × 10 ¹⁷	2 × 10 ¹⁷	4 × 10 ¹⁷	8 × 10 ¹⁷
1	0.6	0.9	2.1	3.8	3.7
2	1.16	0.95	1.1	1.1	1.3
3	20.5	19.0	20.0	15.7	9.0
4	10.8	11.85	15.8	15.3	11.1
5	5.6	5.75	8.0	8.3	6.7
6	4.7	4.8	6.5	6.4	5.0
7	3.8	4.06	5.4	5.7	4.4
8	3.6	3.7	4.8	4.9	4.0
9	4.0	4.1	5.2	5.1	4.0
10	4.6	4.7	6.0	5.7	4.4

что хорошо соответствует данным, полученным с помощью скоростных фоторегистраторов [25].

Таким образом, видно, что взаимодействие потока с окружающей средой может приводить к изменению их параметров. Наличие крутых фронтов сигналов оптических коллиматоров позволяет четко отделить излучение непосредственно из потока от излучения фоновой среды, что и было использовано нами в дальнейшем. Схема измерений представлена на рис. 10. В данной схеме используется один коллиматор. С его помощью собирается излучение из узкой области вдоль диаметра камеры, которое затем через разветвленный световод подается на два ФЭУ с раз-

личными светофильтрами, как это описано в разд. 3.

По этой схеме велась регистрация излучения из определенной области пространства на высоте 30 см или 50 см. Как видно на рис. 11 и 12, сигналы ФЭУ, полученные в одном сечении, имеют одинаковую длительность, а также подобны по форме. Приход потока в область наблюдения отражается крутым фронтом сигнала ФЭУ. Путем сравнения отношения сигналов с данными табл. 3 можно построить график изменения температуры плазмы во времени. Пример такой обработки приведен на рис. 13. Поскольку плазменный поток пролетает мимо фиксированной точки на-

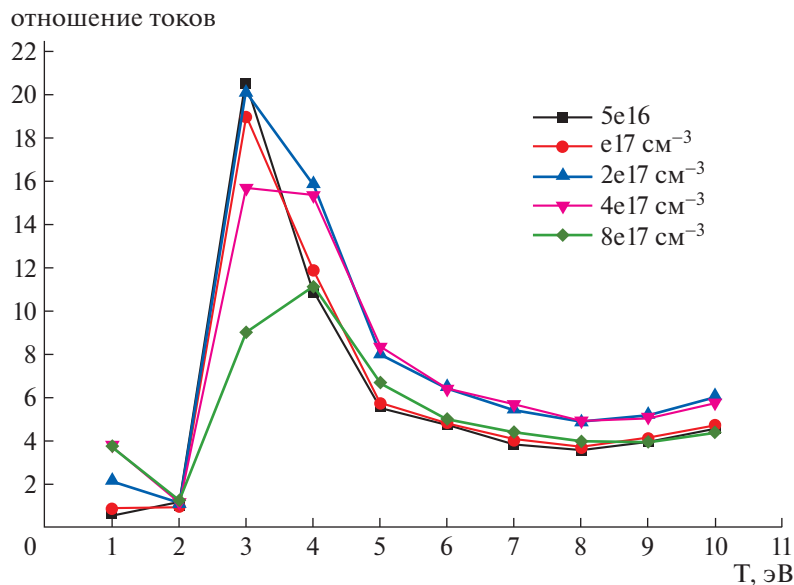


Рис. 6. Зависимость отношения расчетных токов ФЭУ для светофильтров ФС-1 и КС-10 от температуры и плотности плазмы.

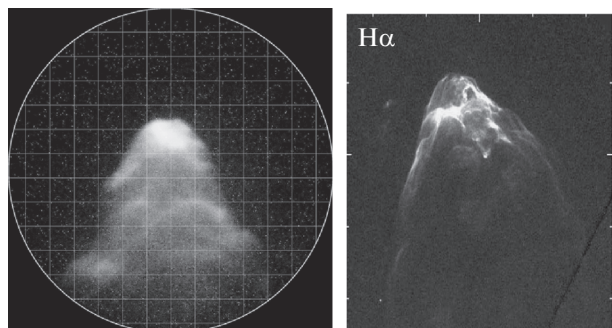


Рис. 7. Изображения головных частей потока, полученные на установке ПФ-3 при разряде в неоне на расстоянии 65 см от анода (слева) и реального струйного выброса (справа), наблюдаемого в объекте НН34 [38].

блюдения, график изменения температуры со временем, в предположении малой скорости остывания за время пролета, фактически означает пространственное сканирование объекта. Как было показано ранее [28], поток неоднороден по пространству, что отражается, в том числе, наличием пиков на сигналах ФЭУ. График температуры построен по нескольким точкам по отношению этих пиков. Видно, что область с высокой температурой хорошо соответствует области максимальной светимости, которая ассоциируется нами с основным телом потока, при этом можно

сделать вывод о приблизительно равномерном распределении температуры по объекту в целом. Поэтому в дальнейшем мы оценивали температуру по отношению максимумов сигналов. Получены следующие результаты: температура потока на высоте 30 см составляет 5–8 эВ, на высоте 50 см (в предположении применимости левой части графика на рис. 6) – порядка 2,5 эВ. Наблюдается падение температуры до 2–3 эВ в хвостовой части потока в первой секции (через 3–4 мкс после прихода в точку наблюдения фронта потока), что хорошо согласуется с данными работы [35].

Таким образом, до прихода потока в область наблюдения и в хвостовой части потока температура существенно ниже. Необходимо отметить, что в момент пинчевания газ в пролетной камере может возбуждаться и ионизоваться рентгеновским излучением пинча. Однако на сигналах ФЭУ это свечение практически незаметно. В то же время на сигналах, полученных на высоте 30 см, можно заметить постепенное нарастание интенсивности свечения еще до прихода основного тела потока (см. рис. 11). На рис. 14 приведен начальный участок сигналов в этом разряде от момента пика производной разрядного тока до момента прихода в область регистрации плазменного потока (отмечен вертикальными прямыми) в увеличенном масштабе. Обращает на себя внимание различный характер поведения сигналов за различными фильтрами. Интенсивность излучения в обоих спектральных диапазонах нарастает.

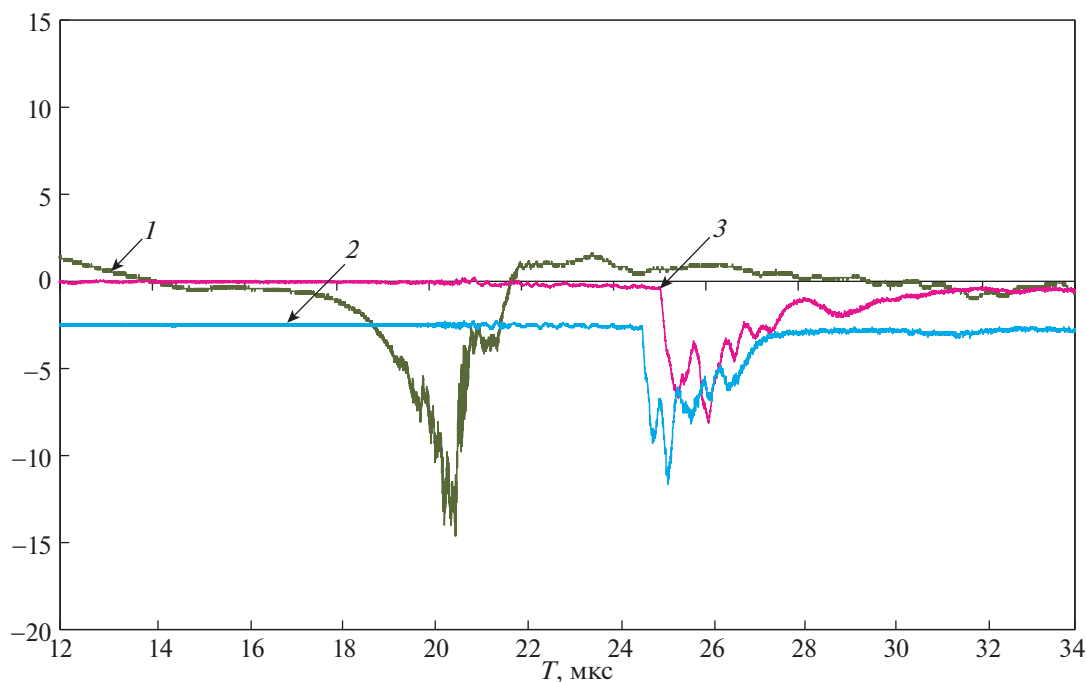


Рис. 8. Осциллограммы производной разрядного тока (1) и сигналов световых коллиматоров на уровне 350 мм от анода (2 и 3). Отсчет времени от начала разряда.

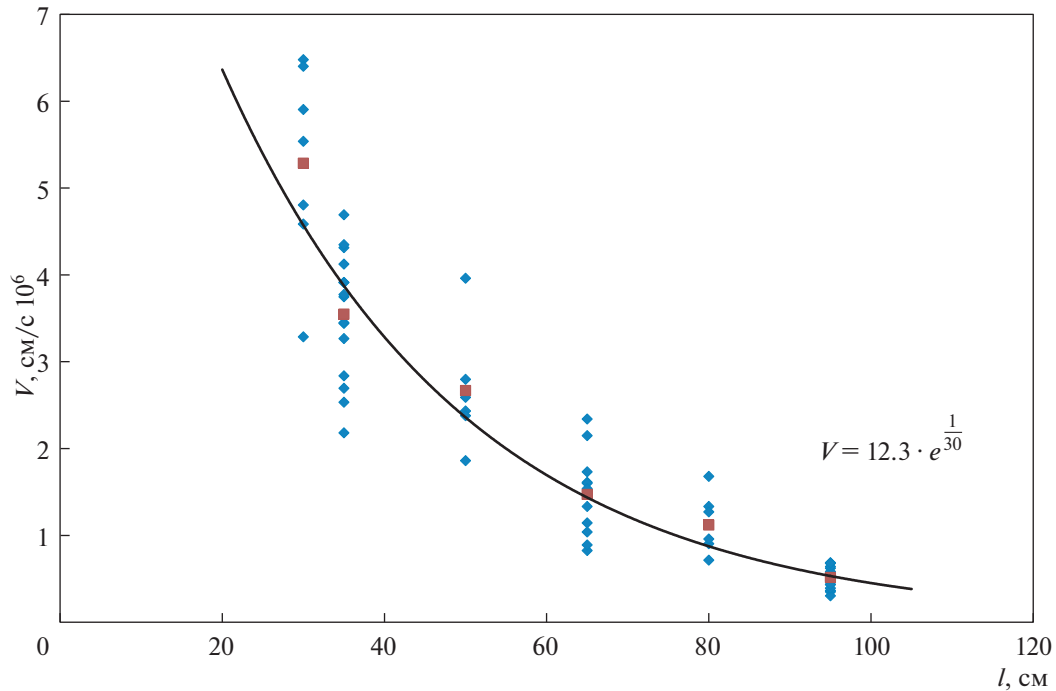


Рис. 9. График зависимости скорости потока от расстояния от анода, построенный по результатам экспериментальных серий при неизменных начальных условиях: \blacklozenge — экспериментальные результаты, \blacksquare — среднее значение, сплошная линия — аппроксимация экспериментальных точек.

Но если сначала преобладает излучение в красной области спектра, соответствующей возбужденному нейтральному атому NeI, то по мере приближения потока начинает преобладать излучение в синей области спектра, что свидетельствует о росте концентрации ионов неона NeII.

Для оценки температуры фона непосредственно перед приходом потока в область наблюдения

(т.е. фактически для оценки параметров среды, в которой распространяется поток) с ФЭУ были убраны нейтральные фильтры. При этом ФЭУ переходили в режим насыщения при регистрации излучения от основного потока, что являлось несущественным в данном эксперименте. Но это позволило более детально исследовать малые сигналы, и в то же время сохранилась возможность наблюдать передний фронт основного сигнала, соответствующий моменту появления потока в области наблюдения. Пример таких осциллограмм приведен на рис. 15. Эффект увеличения интенсивности в синей области является хорошо повторяемым. Проведенная проверка, включавшая перестановку фильтров, смену каналов регистрации и замену ФЭУ показала отсутствие влияния на полученные результаты со стороны измерительной техники. Для примера, приведенного на рис. 15, в момент непосредственно перед приходом потока (вертикальная линия) температура фоновой плазмы составляет 0.8–1 эВ. Таким образом, излучение плазменного потока может приводить к нагреву фоновой плазмы и, соответственно, изменению ионизационного состава фоновой плазмы.

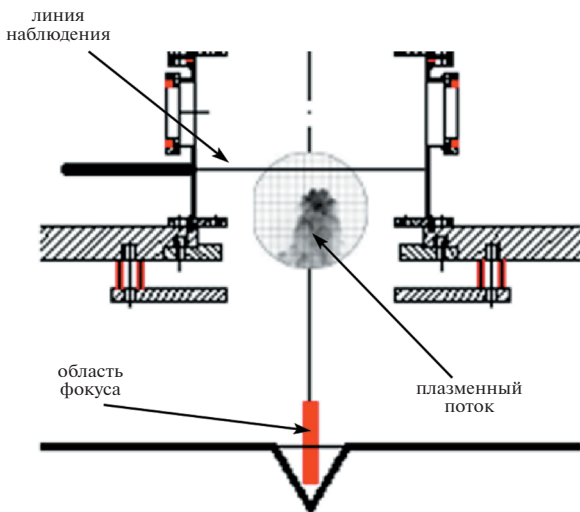


Рис. 10. Схема измерений параметров плазмы фона.

Оценим возможный нагрев фоновой плазмы на высоте 300 мм над анодом при подлете плазменного потока. Как уже отмечалось, плазменный поток формируется на стадии формирования

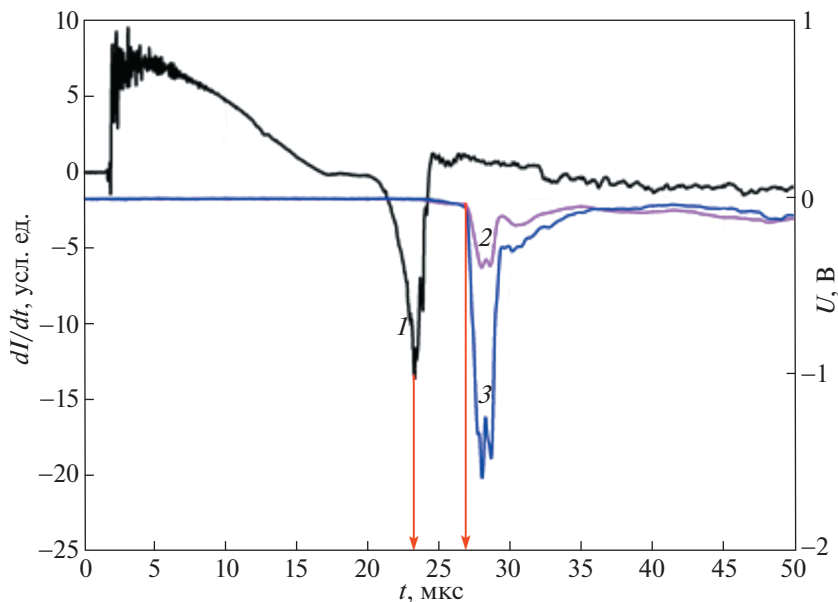


Рис. 11. Осциллограммы сигналов, полученные на высоте 30 см: 1 – производная тока, 2 – сигнал ФЭУ с красным фильтром, 3 – сигнал ФЭУ с синим фильтром. Вертикальными линиями отмечен интервал от пика производной тока до момента прихода в область наблюдения плазменного потока.

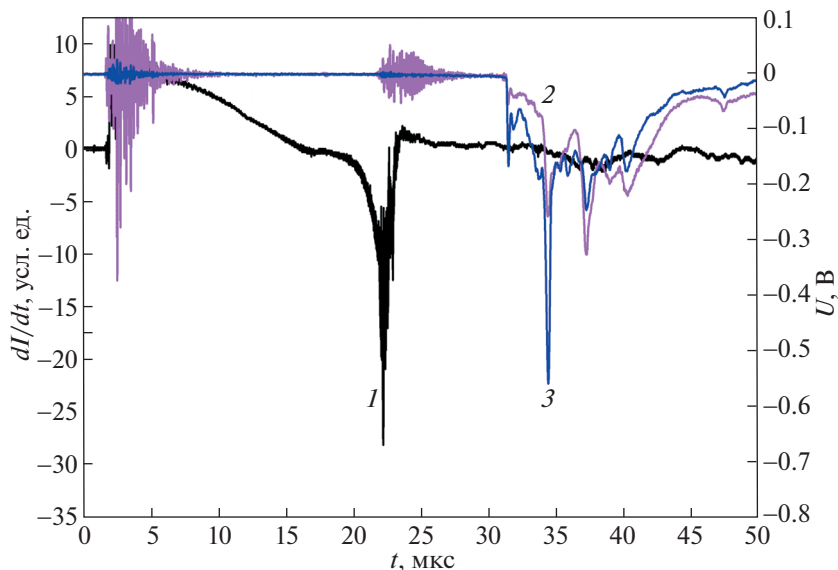


Рис. 12. Осциллограммы сигналов, полученные на высоте 50 см: 1 – производная тока, 2 – сигнал с ФЭУ с фильтром КС-10, 3 – сигнал с ФЭУ с фильтром ФС-1.

и распада пинча. Мы не знаем параметры потока в момент его отрыва от пинча, но логично предположить, что они не будут сильно отличаться от параметров плазмы самого пинча. Так по данным работы [39] температура горячей области пинча при разряде в неоне на установке ПФ-3 составля-

ет ~ 250 эВ. Плотность ионов существенно меняется на разных стадиях пинча и для оценок может быть принята в диапазоне $\sim 10^{17} - 10^{18}$ см $^{-3}$. При температуре ~ 250 эВ для неоновой плазмы средний заряд $\langle Z \rangle = 8$ [40]. Приблизительно считая оторвавшийся поток шаром с радиусом 1 см [25]

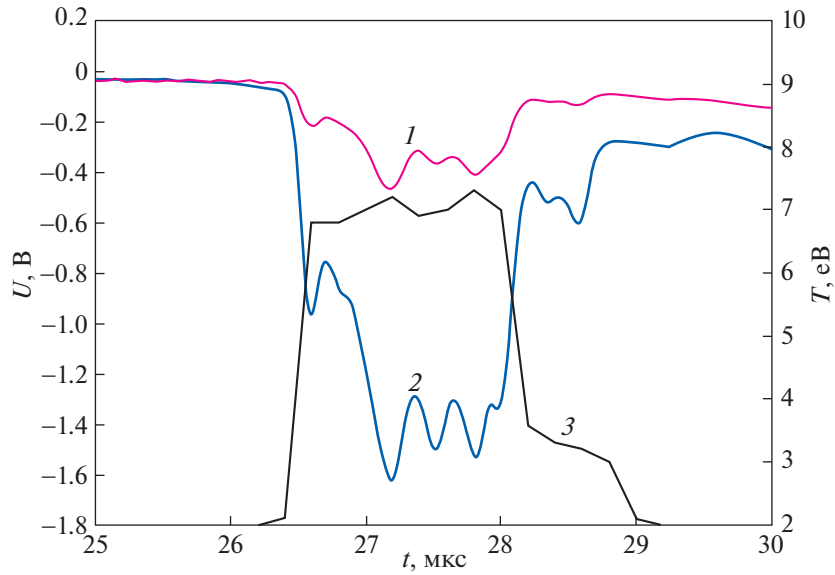


Рис. 13. Осциллограммы сигналов ФЭУ за различными светофильтрами (1, 2) и график изменения температуры плазмы на расстоянии 30 см от анода, построенный по отношению пиков сигналов ФЭУ (3).

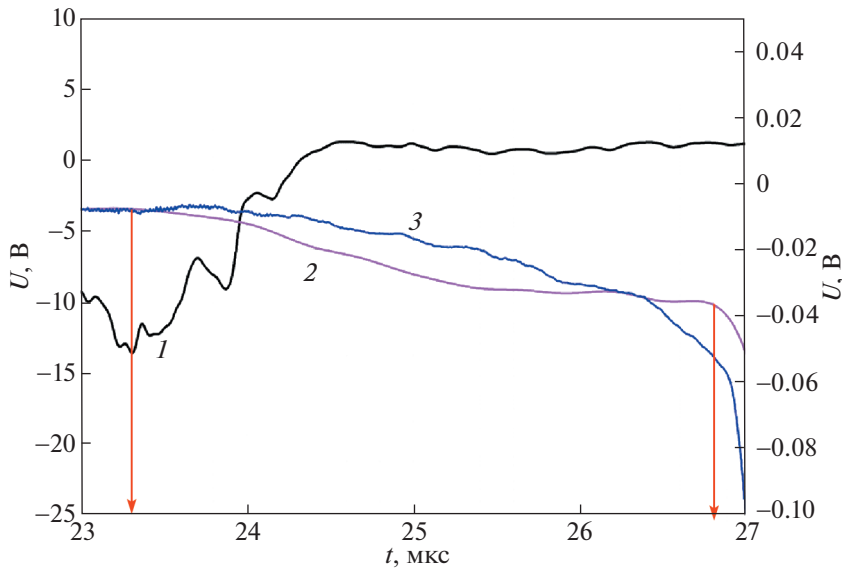


Рис. 14. Увеличенный фрагмент осциллограмм рис. 12, соответствующий временному диапазону от пика производной разрядного тока до прихода струи (отмечен вертикальными линиями): 1 – производная тока, 2 – сигнал ФЭУ с красным фильтром, 3 – сигнал ФЭУ с синим фильтром.

можно оценить энергию, которая выделится при остывании потока до температуры T_i', T_e' :

$$U = \frac{4}{3} \pi \left(\sum_{Z=1}^{10} n_Z \sum_{Z=1}^{10} E_z + \frac{3}{2} \sum_{Z=1}^{10} n_Z T_i + \frac{3}{2} n_e T_e - \sum_{Z=1}^{10} n'_Z \sum_{Z=1}^{10} E_z - \frac{3}{2} \sum_{Z=1}^{10} n'_Z T_i' - \frac{3}{2} n'_e T_e' \right), \quad (2)$$

где $n_Z, n_e, T_i, T_e, n'_Z, n'_e, T_i', T_e'$ – начальные и конечные плотности ионов с зарядом Z и электронов, начальные и конечные температуры ионов и электронов, соответственно. E_z – потенциал ионизации иона с зарядом $Z - 1$. Z – средний заряд иона при температуре T_i' . Тогда энергия, выделяющаяся при остывании потока с температурой 250 эВ (примем для оценок $T_i = T_e$) до темпе-

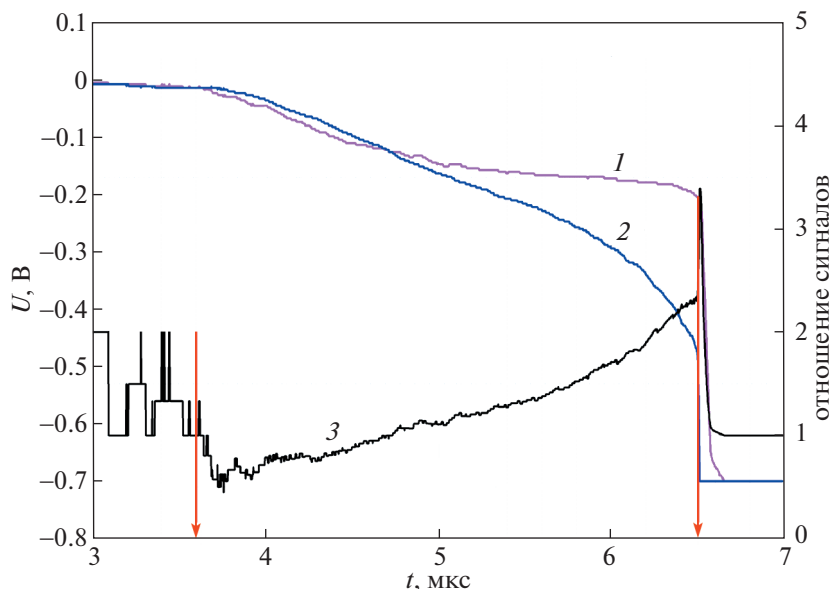


Рис. 15. Оценка температуры фоновой плазмы нумерация кривых: 1 – сигнал с ФЭУ с фильтром ФС-1, 2 – с ФЭУ с фильтром КС-10, 3 – отношение сигналов, красными стрелками показаны момент особенности на производной и момент прихода струи.

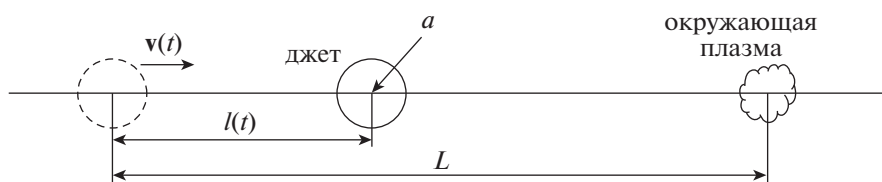


Рис. 16. Схема для проведения расчета нагрева окружающей плазмы излучением потока.

ратуры 10–20 эВ $U \approx 500$ Дж. При температуре 20–250 эВ радиационные потери неоновой плазмы, рассчитанные на 1 ион и 1 электрон, $10^{-20} < L_Z < 10^{-18}$ эрг см³/с [40]. Таким образом, поток с температурой 250 эВ охладится быстрее, чем за время $\tau \sim U / \frac{4}{3} \pi n_i n_e L_Z \approx 10^{-7}$ с. Предполагая, что скорость потока $V = V_0 \exp(-l/l_0)$ или $l = l_0 \ln \left(\frac{V_0}{l_0} \tau + 1 \right)$. При $l_0 = 30$ см, $V_0 = 10^7$ см/с (см. график на рис. 9) за это время τ поток пролетит около 1 см и остынет при этом до 10–15 эВ. При такой температуре наиболее яркие линии плазмы неона – это линии 200–400 Å (30–60 эВ). Сечение фотоионизации для нейтрального неона для фотонов таких энергий порядка $\sigma_{iph} \approx 10^{-17}$ см² [41]. Длина свободного пробега фотона в фоновой плазме с плотностью $\sim 7 \times 10^{16}$ см⁻³ (начальная плотность напускаемого газа при давлении 2 Торр) $\lambda \sim 1/\sigma_{iph} n_i = 1/10^{-17} \text{ см}^2 \times 7 \times 10^{16} \text{ см}^{-3} \approx 1.5$ см. Поэтому нагрев окружающей плазмы потоком

происходит в непосредственной близости от потока (на расстоянии порядка сантиметра). При рассматриваемых температурах фоновой плазмы (порядка 1 эВ) в ней присутствуют только нейтральные атомы Ne⁰ и однократно заряженные ионы Ne⁺¹ (концентрация остальных ионов Ne пренебрежимо мала), скорость изменения плотности ионов Ne⁺¹, обозначаемой N_1 , описывается уравнением:

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = N_0 (\gamma_{ph} + \langle v \sigma_{ie} \rangle n_e) - N_1 (\gamma_{di} n_e + \gamma_{3b} n_e^2), \quad (3)$$

где N_0 и N_1 – концентрации атомов и ионов, соответственно, γ_{ph} – скорость фотоионизации излучением потока (1/с)

$$\gamma_{ph} = \int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_0^\infty \frac{1}{\hbar\omega} \frac{dI_{jet}}{d\Omega} \sigma_{iph}(\omega) d(\hbar\omega),$$

где I_{jet} – интенсивность излучения потока (фото-рекомбинационное, тормозное и линейчатое излучение), σ_{iph} – сечение фотоионизации.

С учетом выражения для скорости потока $V = V_0 \exp(-l/l_0)$ интенсивность излучения, приходящая в рассматриваемый объем окружающей плазмы, I_{jet} , записывается в виде

$$I_{jet} = I_{jet}(l=0) \left(\frac{a}{L+a-l_0 \ln\left(\frac{v_0}{l_0}t+1\right)} \right)^2 \times \\ \times 2\pi \left(1 - \frac{\sqrt{\left(L+a-l_0 \ln\left(\frac{v_0}{l_0}t+1\right) \right)^2 - a^2}}{L+a-l_0 \ln\left(\frac{v_0}{l_0}t+1\right)} \right),$$

где L – расстояние от начальной точки до рассматриваемого объема окружающей плазмы, a – радиус потока, t – время, прошедшее после начала движения от рассматриваемой начальной точки (см. рис. 16).

Коэффициент ионизации электронным ударом $\langle v\sigma_{ie} \rangle$ (см³/с):

$$\langle v\sigma_{ie} \rangle = 2c \sqrt{\frac{2\pi T}{m_e c^2}} \int_0^\infty \frac{E}{T} \sigma_{ie}(E) \exp\left(-\frac{E}{T}\right) d\left(\frac{E}{T}\right).$$

Сечения σ_{iph} и σ_{ie} взяты из базы данных [41].

Коэффициент трехчастичной рекомбинации (см⁶/с) [42]:

$$\gamma_{3b} = \frac{2^7 \pi^{3/2} Z^3}{3} L \alpha a_{Bohr}^5 \left(\frac{T}{Ry} \right)^{-9/2},$$

где $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137}$ – постоянная тонкой структуры, c – скорость света, a_{Bohr} – радиус Бора, $L \sim 0.2$, T – температура.

Коэффициент диэлектронной рекомбинации (см³/с) [42]:

$$\gamma_{di} = 4.8 \times 10^{-11} \frac{(Z+1)^2 Z^{1/2}}{(Z^2 + 13.4)^{1/2}} f_{\alpha\alpha} \frac{Ry E_{\alpha\alpha_0}^{1/2}}{T^{3/2}} \times \\ \times \frac{e^{-\frac{E_{\alpha\alpha_0}}{T}}}{1 + 0.105 \frac{E_{\alpha\alpha_0}}{(Z+1)Ry} + 0.015 \frac{E_{\alpha\alpha_0}^2}{(Z+1)^2 Ry^2}},$$

где $f_{\alpha\alpha}$, $E_{\alpha\alpha_0}$ – сила осциллятора и энергия возбуждения перехода в рекомбинирующем ионе соответственно.

Уравнение электронейтральности и сохранения атомов/ионов запишется в виде

$$N_1 = n_e \tag{4}$$

$$N = N_1 + N_0 \tag{5}$$

Уравнение для плотности энергии можно написать в виде:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} (n_e T_e + (N_0 + N_1) T_i) \right) = \\ = W_{abs} - W_{loss} - \frac{\partial n_e}{\partial t} E_{ion}, \tag{6}$$

где E_{ion} – энергия ионизации атома Ne, W_{abs} и W_{loss} – поглощенная окружающей плазмой и излученная энергии.

Решалась система уравнений (3)–(6) с начальными условиями:

$$T_e(t=0) = 1 \text{ eV},$$

$N_1(t=0)$ находится из стационарного уравнения

$$N_0 (\gamma_{ph}(t=0) + \langle v\sigma_{ie} \rangle n_e) - \\ - N_1(t=0) (\gamma_{di} n_e + \gamma_{3b} n_e^2) = 0$$

На рис. 17 приведен расчет нагрева фоновой плазмы в области наблюдения (30 см от плоскости анода) при подлете к ней потока. Расчет начат при нахождении потока на расстоянии 10 см от рассматриваемой области (кривые 1, 3), видно, плотность ионов неона в фоновой плазме (кривая 1) непосредственно перед приходом плазменного сгустка достигает значения $\sim 10^{16}$ см⁻³. Учитывая, что начальная плотность газа в расчетах была принята равной 7.6×10^{16} см⁻³ (что соответствует рабочему начальному давлению в эксперименте ~ 2 Торр), степень ионизации фоновой плазмы увеличилась до 13%. Температура при этом может возрастать до 4 эВ (кривая 3). Кривые 2, 4 соответствуют аналогичному расчету, начатому при нахождении потока на расстоянии 5 см от рассматриваемой плазмы. Степень ионизации и температура рассматриваемой плазмы не отличается от предыдущего расчета, как и следовало ожидать, так как поток нагревает фоновую плазму только в непосредственной близости от себя. Необходимо отметить, что подобное увеличение степени ионизации фоновой плазмы перед приходом плазменного сгустка наблюдалось и в спектральных измерениях в экспериментах с гелиевой плазмой в работе [33].

Как следует из графиков на рис. 17, заметное увеличение степени ионизации начинается после приближения потока на расстояние менее 4 см. Эти расчеты хорошо согласуются с экспериментальными результатами. Согласно данным рис. 14 и 15 излучение в синем спектре начинает преобладать за 0.5–1.5 мкс до прилета в область наблюдения, что при наблюдаемом разбросе скоростей в этой области $\sim (3-6) \times 10^6$ см/с (рис. 9) соответствует расстоянию 3–4.5 см.

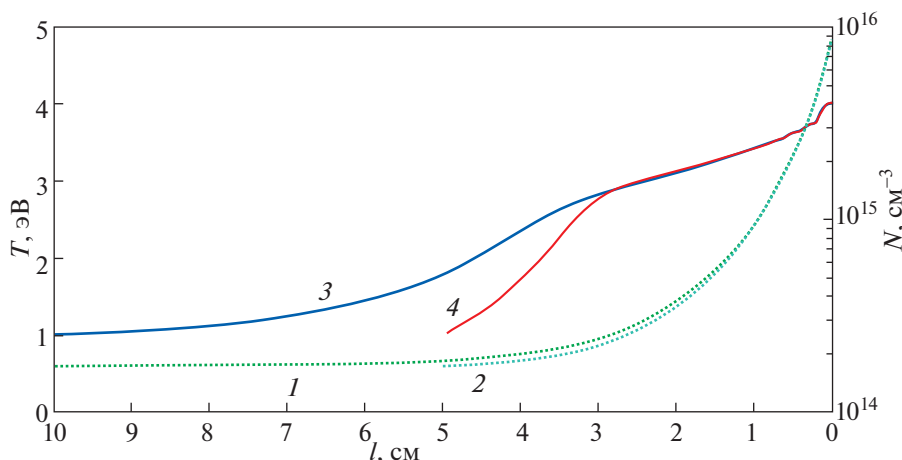


Рис. 17. Расчет нагрева фоновой плазмы при подлете к ней потока с температурой 5 эВ. Приведены результаты для случаев начального нахождения потока на 10 см и 5 см от точки наблюдения: 1 — концентрация ионов в случае начала расчета при нахождении джета в 10 см от точки наблюдения; 2 — концентрация ионов в случае начала расчета при нахождении джета в 5 см от точки наблюдения; 3 — температура фоновой плазмы в случае начала расчета при нахождении джета в 10 см от точки наблюдения; 4 — температура фоновой плазмы в случае начала расчета при нахождении джета в 5 см от точки наблюдения.

Следует отметить, что на высоте 50 см подобного эффекта не наблюдается (см. рис. 12). Возможные отклонения сигнала от нулевой линии ниже уровня погрешности измерений, поэтому в данном эксперименте эффект прогрева фонового газа на расстоянии 50 см обнаружить не удалось. По-видимому, к этому моменту поток остывает настолько, что его излучения уже недостаточно для заметного изменения ионизационного состояния среды.

4. ВЫВОДЫ

Эксперименты на установке ПФ-3 показали, что в плазмофокусном разряде формируются компактные плазменные потоки, моделирующие известные течения Хербиг-Аро. Одним из достоинств схемы ПФ эксперимента является возможность моделирования распространения плазменного потока в среде с конечной плотностью. Исследовано распространение потока на расстояния, значительно превышающие начальные размеры потока, при этом поток сохраняет свою компактность.

Разработана методика оценки температуры плазмы по отношению интенсивностей излучения из различных частей спектра. По результатам проведенных измерений, температура плазмы потока составляет 2.5–8 эВ на различных расстояниях.

Показано, что фоновая среда оказывает существенное влияние на динамику потока, в частности приводит к его торможению. В серии экспериментов с неоном в качестве рабочего газа изме-

рена скорость потока на различных расстояниях и определена длина торможения. Аппроксимация полученной зависимости скорости потока от расстояния дает значение начальной скорости $\sim 10^7$ см/с, что хорошо соответствует данным, полученным ранее с помощью скоростных фоторегистраторов.

С другой стороны, плазменный поток также оказывает влияние на состояние окружающей среды — фоновый газ прогревается излучением потока, что приводит к изменению его ионизационного состояния. Проведенные оценки показали, что генерируемый в эксперименте поток может нагреть фоновую плазму до нескольких эВ, причем эффект наблюдается на небольших расстояниях в несколько сантиметров от фронта потока. Таким образом, плазменный поток фактически распространяется не в нейтральном газе, а в “подготовленной” самим потоком слабоионизованной плазме. При измерениях на высоте 500 мм этого эффекта не наблюдалось (см. рис. 12). По-видимому, плазменный поток остывает настолько, что его излучения уже недостаточно для эффективного прогрева. Следует отметить, что эффект так называемого “прешока”, возникающего в результате прогрева близлежащей среды ультрафиолетовым излучением из зоны охлаждения ударной волны, рассматривается во многих работах, посвященных нерелятивистским астрофизическим джетам [43].

Авторы выражают благодарность Данько С.А. за помощь в разработке методики измерений и ценные замечания.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов № 18-29-21006_мк и № 17-02-01184-а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Петров Д.П., Филиппов Н.В., Филиппова Т.И., Храбров В.А. Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: АН СССР, 1958. Т. 4. С. 170.
- Rawat R.S. // Nanoscience and Nanotechnology Letters. 2012. № 4. С. 251.
- Боровицкая И.В., Никулин В.Я., Бондаренко Г.Г., Михайлова А.Б., Силин П.В., Гайдар А.И., Парамонова В.В., Перегудова Е.Н. // Металлы. 2018. № 2. С. 54.
- Chernyshova M., Gribkov V.A., Kowalska-Strzeczniak E., Kubkowska M., Miklaszewski R., Paduch M., Pisarczyk T., Zielinska E., Demina E.V., Pimenov V.N., Maslyayev S.A., Bondarenko G.G., Vilemova M., Matejicek J. // Fusion Eng. Design. 2016. № 113. С. 109.
- Krauz V.I., Beskin V.S., Velikhov E.P. // International Journal of Modern Physics D. 2018. V. 27. № 10. 1844009.
- Бескин В.С., Истомин Я.Н., Киселев А.М., Крауз В.И., Митрофанов К.Н., Мялтон В.В., Нохрина Е.Е., Собынин Д.Н., Харрасов А.М. // Радиофизика. 2016. Т. 59. № 11. С. 1004.
- Бескин В.С. // УФН. 2010. Т. 180. С. 1241.
- Remington B.A., Drake R.P., Ryutov D.D. // Rev. Mod. Phys. 2006. V. 78. P. 755.
- Albertazzi B., Ciardi A., Nakatsutsumi M., Vinci T., Béard J., Bonito R., Billette J., Borghesi M., Burkley Z., Chen S.N., Cowan T.E., Herrmannsdörfer T., Higginson D.P., Kroll F., Pikuz S.A., Naughton K., Romagnani L., Riconda C., Revet G., Riquier R., Schlenvoigt H.P., Skobelev I.Y., Faenov A.Y., Soloviev A., Huarte-Espinoza M., Frank A., Portugall O., Pépin H., Fuchs J. // Science. 2014. V. 346. ISSUE 6207. P. 325.
- Belyaev V.S., Bisnovatyi-Kogan G.S., Gromov A.I., Zagreev V.V., Lobanov A.V., Matafonov A.P., Moiseenko S.G., Toropina O.D. // Astronomy Repots. 2018. V. 62. P. 162.
- Соловьев А.А., Бурдонов К.Ф., Гинзбург В.Н., Хазанов Е.А., Кочетков А.А., Кузьмин А.А., Шайкин И.А., Шайкин А.А., Яковлев И.В., Сладков А.Д., Коржманов А.В., Revet G., Chen S.N., Пикюз С.А., Скобелев И.Ю., Рязанцев С.Н., Алхимова М.А., Филиппов Е.Д., Пикюз Т.А., Ciardi A., Khair B., Стародубцев М.В., Fuchs J. // XLVI Междунар. (Звенигородская) конф. по физике плазмы и УТС ИСРАФ-2019. Сб. тез. докл. М.: ЗАО НТЦ "ПЛАЗМАИОФАН". 2019. С. 52.
- Lebedev S.V., Frank A., Ryutov D.D. // Rev. Mod. Phys. 2019. V. 91. 025002.
- Vott-Suzuki S.C. // Physics of Plasmas. 2015. V. 22. 052710.
- Вуванк Т., Ванасек Дж.Т., Поттер У.М., Гринли Дж.В., Сейлер С.Е., Кусе В.Р. // Physics of Plasmas. 2017. V. 24. 122701.
- Александров В.В., Грабовский Е.В., Зукакишвили Г.Г., Митрофанов К.Н., Медовицков С.Ф., Фролов И.Н. // Физика плазмы. 2008. Т. 34. № 10. С. 901.
- Bellan P. M. // J. Plasma Phys. 2018. V. 84. 755840501.
- Луцин М.Е., Коробков С.В., Терехин В.А., Стриковский А.В., Гундорин В.И., Зудин И.Ю., Айдакина Н.А., Николенко А.С. // Письма в ЖЭТФ. Т. 108. Вып. 6. С. 416.
- Filippov N.V., Filippova T.I., Filippov A.N., Friart D., Karakin M.A., Khautiev E.Yu., Krauz V.I., Mokeev A.N., Myalton V.V., Nikulin S.A., Simonet F., Tykshaev V.P., Vierne J., Vinogradov V.P. // Czech. J. Phys. 2000. 50/S. P. 127.
- Filippov N.V., Filippova T.I., Filippov A.N., Friart D., Karakin M.A., Khautiev E.Yu., Krauz V.I., Mokeev A.N., Myalton V.V., Nikulin S.A., Simonet F., Tykshaev V.P., Vierne J., Vinogradov V.P. // Nucleonika. 2001. V. 46 (1). P. 35.
- Mourenas D., Vierne J., Simonet F., Krauz V.I., Nikulin S., Myalton V.V., Karakin M.A. // Physics of Plasmas. 2003. V. 10. № 3. P. 605.
- Филиппов Н.В., Каракин М.А., Крауз В.И., Мялтон В.В., Филиппова Т.И., Филиппов А.Н., Хаутиев Э.Ю. // Прикладная физика. 1999. № 5. С. 43.
- Баронова Е.О., Башутин О.А., Выхрев В.В., Вовченко Е.Д., Додулад Э.И., Елисеев С.П., Крауз В.И., Мироненко-Маренков А.Д., Никулин В.Я., Раевский И.Ф., Савелов А.С., Саранцев С.А., Силин П.В., Степаненко А.М., Какутина Ю.А., Душина Л.А. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 9. С. 815.
- Майоров А.Н., Никулин В.Я., Огинов А.В., Жукешиов А.М. // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2015. № 7. С. 3.
- Полухин С.Н., Джаманкулова А.М., Гурей А.Е., Никулин В.Я., Перегудова Е.Н., Силин П.В. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 1080.
- Ананьев С.С., Крауз В.И., Мялтон В.В., Харрасов А.М. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2017. Т. 40. Вып. 1. С. 21.
- Полухин С.Н., Гурей А.Е., Ерискин А.А., Никулин В.Я., Перегудова Е.Н., Силин П.В., Харрасов А.М. // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2017. № 6. С. 30.
- Krauz V., Myalton V., Vinogradov V., Velikhov E., Ananyev S., Dan'ko S., Kalinin Yu., Kharrasov A., Mitrofanov K., Vinogradova Yu. // 42nd EPS Conf. Plasma Physics, Lisbon, Portugal, 2015. V. 39E. P. 401. <http://ocs.ciemat.es/EPS2015PAP/pdf/P4.401.pdf>
- Ананьев С.С., Данько С.А., Мялтон В.В., Калинин Ю.Г., Крауз В.И., Виноградов В.П., Виноградова Ю.В. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2013. Т. 36. № 4. С. 102.
- Krauz V.I., Myalton V.V., Vinogradov V.P., Velikhov E.P., Ananyev S.S., Dan'ko S.A., Kalinin Yu.G., Kharrasov A.M., Vinogradova Yu.V., Mitrofanov K.N., Paduch M., Miklaszewski R., Zielinska E., Skladnik-Sadowska E., Sadowski M.J., Kwiatkowski R., Tomaszewski K., Vojtenko D.A. // IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Ser. 2017. V. 907. 012026
- Войтенко Д.А., Ананьев С.С., Астапенко Г.И., Басулая А.Д., Марколия М., Митрофанов К.Н., Мялтон В.В., Тимошенко А.П., Харрасов А.М., Крауз В.И. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 12. С. 967.

31. Крауз В.И., Войтенко Д.А., Митрофанов К.Н., Мялтон В.В., Ариба Р.М., Астапенко Г.И., Марколия А.И., Тимошенко А.П. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2015. Т. 38. Вып. 2. С. 19.
32. Крауз В.И., Виноградов В.П., Мялтон В.В., Виноградова Ю.В., Харрасов А.М. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2018. Т. 41. Вып. 3. С. 48.
33. Ананьев С.С., Данько С.А., Мялтон В.В., Жужунашвили А.И., Калинин Ю.Г., Крауз В.И., Ладыгина М.С., Марченко А.К. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. № 3. 282.
34. Ананьев С.С., Велихов Е.П., Данько С.А., Жужунашвили А.И., Калинин Ю.Г., Крауз В.И., Мялтон В.В. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2016. Т. 39. Вып. 2. С. 58.
35. Dan'ko S.A., Ananyev S.S., Kalinin Yu.G., Krauz V.I., Myalton V.V. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2017. V. 59. 045003 (10pp) WOS:000395870600001
36. Chung H.-K., Chen M.H., Morgan W.L., Ralchenko Yu., Lee R.W. // High Energy Density Physics. 2005. V. 1. P. 3.
37. Skladnik-Sadowska E., Dan'ko S.A., Kharrasov A.M., Krauz V.I., Kwiatkowski R., Paduch M., Sadowski M.J., Zaloga D.R., and Zielinska E. // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. 082715
38. Reipurth B., Bally J., Hartigan P., Heathcote S., Morse J. // Astron. J. 2002. V. 123. P. 362
39. Баронова Е.О., Виноградов В.П., Крауз В.И., Мялтон В.В., Степаненко А.М., Степаненко М.М. // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 11. С. 1001
40. <http://open.adas.ac.uk/>
41. <https://www-amdis.iaea.org/ALADDIN/>
42. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, 1979
43. Sutherland R.S., Dopita M.A. // The Astrophysical Journal Supplement Series. 2017. V. 229:34.