

ЛАБОРАТОРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ДЖЕТОВ  
МОЛОДЫХ ЗВЕЗД© 2022 г. В. И. Крауз<sup>а, \*</sup>, А. М. Харрасов<sup>а</sup>, С. А. Ламзин<sup>б</sup>, А. В. Додин<sup>б</sup>,  
В. В. Мялтон<sup>а</sup>, И. В. Ильичев<sup>а</sup><sup>а</sup> НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия<sup>б</sup> МГУ им. М.В. Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга (ГАИШ),  
Москва, Россия

\*e-mail: krauz\_vi@nrcki.ru

Поступила в редакцию 27.04.2022 г.

После доработки 15.05.2022 г.

Принята к публикации 25.05.2022 г.

Представлены результаты лабораторного моделирования джетов молодых звезд на установке плазменный фокус ПФ-3 в НИЦ “Курчатовский институт”. Изучался вопрос о причинах, приводящих к различию в пространственной структуре плазменных выбросов при разряде в газах разного химического состава — неон, гелий и гелий с примесью неона. Было найдено, что наиболее структурированным является поток в случае чистого неона: передняя кромка выброса состоит из многочисленных уплотнений, что по внешнему виду делает его весьма похожим на уплотнения в джетах молодых звезд, так называемых объектах Хербига—Аро. Наименее структурированным выглядит выброс в случае чистого гелия, однако при добавке к гелию всего 1% неона существенно меняется форма головной части выброса, в нем становится заметной мелкомасштабная структура. Оценки показывают, что эти особенности могут быть связаны с различием эффективности охлаждения исследуемых газов как в самом плазменном выбросе, так и в ударной волне, возникающей при его движении через фоновый газ. Сделано предположение, что основной причиной появления неоднородностей в плазменном сгустке, как и в случае объектов Хербига—Аро, являются различного рода неустойчивости, которые развиваются при наличии эффективного радиационного охлаждения. Кроме того, было найдено, что в ряде случаев плазменный выброс может состоять из нескольких почти параллельно летящих сгустков, которые возникают уже на стадии пинчевания плазмы. Столкновение ударных волн, порождаемых каждым из сгустков, приводит к возникновению уплотнений, что также способствует формированию кружевной структуры плазменного выброса.

*Ключевые слова:* лабораторное моделирование, астрофизические джеты, плазменный фокус

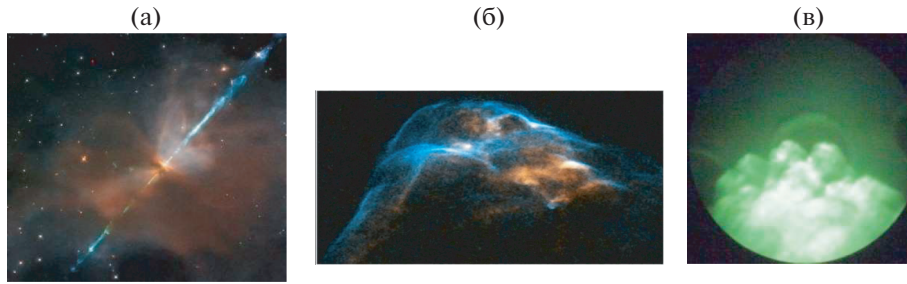
DOI: 10.31857/S0367292122600443

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В последние два десятилетия все чаще используют лабораторное моделирование астрофизических процессов для более глубокого их понимания — см. Введение обзора [1] и приведенные там ссылки. Примером может служить моделирование различных аспектов физики джетов молодых звезд — коллимированного истечения газа, сопровождающего процесс формирования звезд и их планетных систем из протозвездных облаков.

Возможность применения лабораторного эксперимента для исследования астрофизических струйных выбросов была обоснована более 20 лет назад [2, 3]. Несмотря на то, что характерные пространственные и временные масштабы лабораторных экспериментов на много порядков меньше, они могут быть масштабированы для астрофизических ситуаций. Это обусловлено тем, что

уравнения МГД не имеют собственного масштаба, и поэтому они могут описывать как лабораторные, так и астрофизические течения. Вопрос лишь в том, удовлетворяют ли параметры плазмы, получаемой в конкретных устройствах, определенным скейлинговым требованиям. Выполненные ранее эксперименты показали [4, 5], что на плазмофокусных (ПФ) установках достигаются необходимые величины таких ключевых параметров, как скорость плазменного выброса (~100 км/с), чисел Маха, Рейнольдса, Пекле, Лундквиста и др., что позволяет использовать их для лабораторного моделирования астрофизических джетов наряду с получившими популярность Z-пинчами [6], лазерами [7] и другими системами. Отсылая за подробностями к вышеупомянутому обзору [1], коротко поясним, о чем идет речь.



**Рис. 1.** Изображение биполярного джета HH111 молодой звезды [9] (а); кружевная структура объекта Хербига–Аро HH34S [10] (б); кружевная структура плазменного сгустка, зарегистрированного в эксперименте на установке ПФ-3, рабочий газ – неон (в).

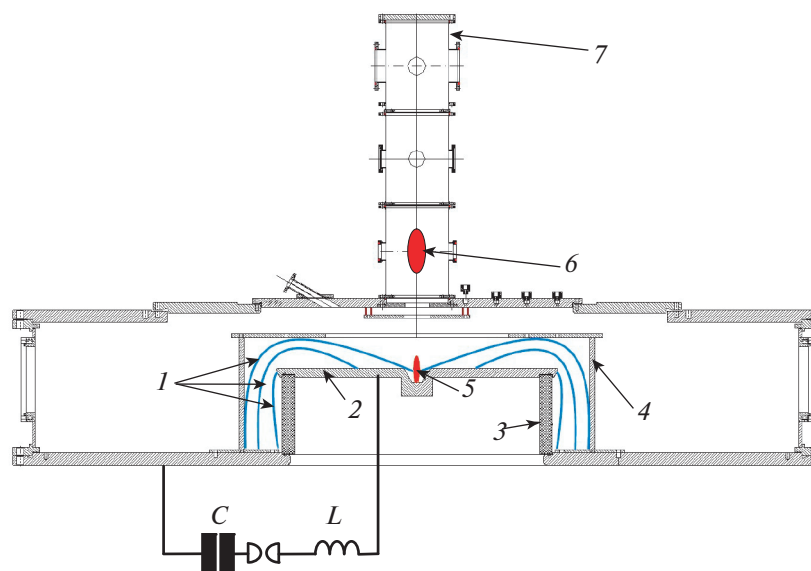
Сохранение углового момента в процессе сжатия уплотнений межзвездного вещества (протозвездных облаков) приводит к образованию сравнительно медленно вращающейся вокруг оси молодой звезды, окруженной газопылевым диском, вещество которого по спирали падает на формирующуюся звезду в результате так называемой дисковой аккреции. Примерно через 1 млн лет после начала сжатия облака почти вся его масса оказывается сосредоточенной в звезде, но почти весь угловой момент – в диске. Со временем часть газа диска падает на звезду, а часть испаряется из верхних слоев диска из-за нагрева излучением звезды, образуя так называемый дисковый ветер – поток газа почти конической формы, удаляющийся от звезды со скоростью ~10 км/с [8]. В то же время пыль диска, наоборот, оседает к его центральной плоскости, что, в конечном итоге, ведет к формированию планет, поэтому диски вокруг молодых звезд принято называть протопланетными.

Одна из важных особенностей молодых звезд – наличие у них сильных (до нескольких кГс) крупномасштабных магнитных полей. Из наблюдений и расчетов следует, что взаимодействие магнитного поля молодой звезды с протопланетным диском приводит к тому, что примерно 90% вещества внутренней кромки протопланетного диска (на расстоянии ~3 радиусов звезды) вмораживается в силовые линии поля и соскальзывает на звезду, а остальное вещество оттекает наружу, образуя вблизи звезды так называемый магнитосферный ветер. Плотность газа в основании магнитосферного ветра  $\sim 10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , а скорость ~300 км/с. Но на удалении от звезды ~30–100 ее радиусов, т.е. ~30–50 а.е. происходит коллимация изначально квазисферического газового потока, и магнитосферный ветер превращается в два противоположно направленных джета, точнее в две конусообразные струи с углом раствора  $\sim 5 - 10^\circ$  и поперечником ~10–30 а.е. Напомним, кстати, что в астрономии расстояния до небесных тел принято выражать в так называемых астрономических

единицах (1 а. е. =  $1.5 \times 10^{13} \text{ см}$ ) и/или парсеках (1 пк =  $3.1 \times 10^{18} \text{ см}$ ).

В настоящее время джеты, протяженностью от 0.01 до 3 пк обнаружены у нескольких сотен молодых звезд. В видимом диапазоне джеты излучают, главным образом, в линиях бальмеровской серии водорода и запрещенных линиях O I, S II и N II. Анализ спектров показывает, что вдоль потока джеты имеют неоднородную структуру: характерная концентрация газа варьируется от  $10^2$  до  $10^6 \text{ см}^{-3}$ , температура близка к  $10^4 \text{ К}$ . В уплотнениях, так называемых объектах Хербига–Аро (Herbig–Aro или HH objects), интенсивность свечения выше, поэтому цепочки этих объектов как бы трассируют джет (см. рис. 1а) [9]. Судя по спектрам объекты Хербига–Аро представляют собой ударные волны (УВ), соответствующие скорости набегающего на фронт потока ~30–70 км/с, однако при этом сами HH-объекты удаляются от звезды со скоростями в несколько раз большими. Вероятно, это связано с тем, что HH-объекты представляют собой УВ, которые вызваны не соударением магнитосферного ветра с (неподвижным относительно звезды) межзвездным газом, а столкновением газовых потоков, выбрасываемых из окрестности звезды с разной скоростью.

Струйные выбросы наблюдаются у самых разных астрономических объектов – от квазаров до Солнца – однако джеты молодых звезд представляют наибольший интерес для сопоставления с результатами лабораторного моделирования, поскольку именно для молодых звезд получен наибольший объем наблюдательной информации об их параметрах и динамике. В значительной мере это связано с тем, что многие молодые звезды находятся от нас сравнительно близко. С другой стороны, возможность в деталях изучать пространственную структуру и динамику джетов молодых звезд требует привлекать для интерпретации наблюдений трехмерные численные расчеты уравнений радиационной газо- и магнитогидро-



**Рис. 2.** Схема эксперимента. Схематически показаны положения ТПО на различных этапах разряда, область формирования пинча и плазменный поток, распространяющийся вдоль оси пролетной камеры: 1 – ТПО, 2 – анод, 3 – изолятор, 4 – катод, 5 – пинч, 6 – плазменный поток, 7 – пролетная камера.

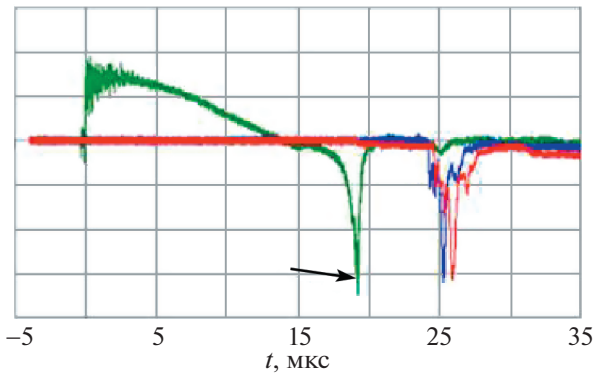
динамики (МГД). Сказанное, в частности, относится к характерной особенности объектов Хербига–Аро – их неоднородной “кружевной” структуре (см. рис. 1б) [10]: соответствующие модели появились совсем недавно [11], но результаты моделирования сразу же привели к весьма далеко идущим астрофизическим выводам [12], о которых будет сказано в разделе 3.

Оказалось, что кружевная структура наблюдается и у плазменных выбросов, полученных в лабораторных экспериментах, выполненных на установке плазменный фокус ПФ-3 в НИЦ “Курчатовский институт”, хотя и не во всех случаях. Как видно из рис. 1в “лабораторная” кружевная структура весьма напоминает ту, что наблюдается у объектов Хербига–Аро (см. также рис. 1б в [1]). Цель данной работы – попытка понять, в чем сходство и различие механизмов возникновения кружевной структуры плазменных выбросов в лабораторных экспериментах и у объектов Хербига–Аро. Статья организована следующим образом. В первом разделе описана схема экспериментальной установки для создания плазменного выброса, а также оборудования, использованного для измерения параметров сгустка. Во втором разделе описаны полученные результаты, а в третьем разделе приведена их интерпретация. В заключение подведены итоги проделанной работы и намечены перспективы дальнейших исследований.

## 2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты выполнены на установке ПФ-3 в НИЦ “Курчатовский институт”. Установка представляет собой плазменный фокус с филипповской геометрией электродов. Разрядная система состоит из двух электродов (анод диаметром 92 см и штыревой катод типа “белочье колесо” диаметром 115 см), помещенные в вакуумную камеру диаметром 250 см), разделенных изолятором высотой 25 см. В экспериментах в качестве рабочего газа использовались неон и гелий при давлениях  $P_0 = 2$  и 3 Торр соответственно. Описываемые исследования были направлены на установление зависимости структуры плазменного потока от массового и качественного состава рабочего газа, поэтому важным фактором являлось отслеживание чистоты используемого газа при проведении экспериментов. Для этого перед каждым разрядом производилась откачка камеры и напуск нового газа. Энергосодержание емкостного накопителя составляло  $\sim 370$  кДж при зарядном напряжении 9 кВ, разрядный ток в системе –  $\leq 2$  МА. На рис. 2 показана схема установки и развитие плазмофокусного разряда: сжатие токово-плазменной оболочки (ТПО) и образования пинча на оси установки в прианодной области.

Объект нашего исследования – плазменный выброс – формируется на стадии распада пинча в результате развития МГД-неустойчивостей [13] и затем движется вдоль оси системы со скоростью  $\sim 10^7$  см/с. Момент так называемой “особенности” на производной полного тока  $dI/dt$  (рис. 3) условно принимается в качестве момента генера-



**Рис. 3.** Осциллограмма производной тока (зеленый луч) и сигналов двойного светового коллиматора на высоте 35 см от поверхности анода, показывающих момент появления плазменного потока в области наблюдения. Стрелкой указана “особенность” на производной тока (момент пинчевания). Разряд в неоне, 2 Торр.

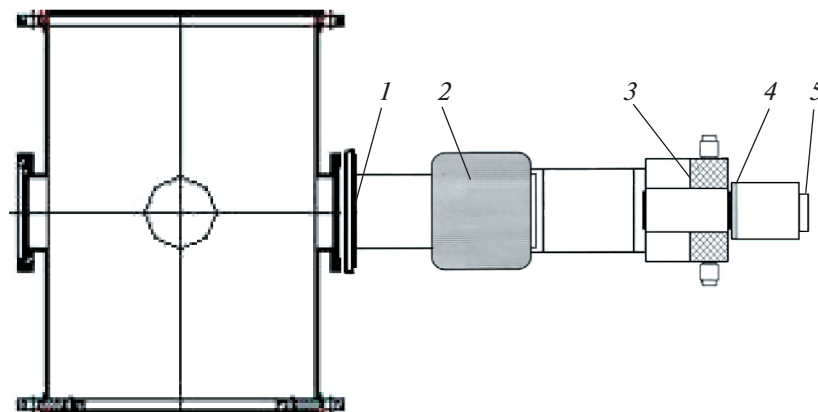
ции осевого потока, а местом генерации в первом приближении принимается анодная плоскость ( $z = 0$ ). Исследования структуры и динамики плазменного потока при его распространении в фоновом газе проводились на расстоянии 35 см от плоскости анода. Для этой цели используется пролетная камера (см. рис 2) с набором диагностических патрубков, позволяющим проводить измерения большого количества параметров плазменного потока (пространственных размеров, скорости, магнитного поля, интенсивности собственного свечения и др.) на различных расстояниях от места генерации.

Фотографирование плазмы в оптическом диапазоне проводилось с помощью электронно-оптического преобразователя (ЭОП) типа ЭП-16

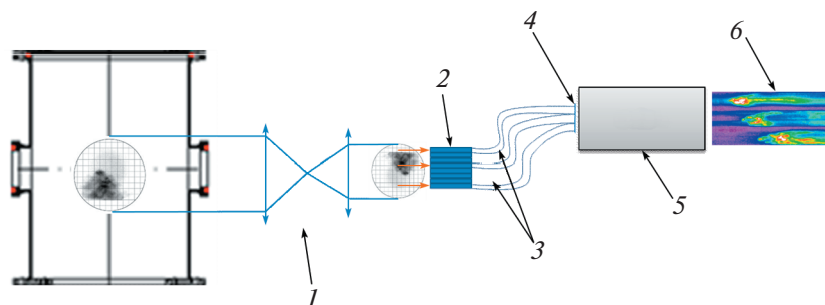
[14] перпендикулярно движению потока. Оптический регистратор представляет собой сборку из ЭОП, оптических фильтров, дистанционно управляемого цифрового фотоаппарата и системы объективов для переноса изображения (рис. 4). Экспозиция кадров составляла 30 нс. Поле зрения диагностики на оси пролетной камеры захватывало область диаметром 13 см, полная разрешающая способность системы, приведенная к объекту,  $\sim 1$  мм.

В качестве одного из диагностических инструментов в данной работе использована также скоростная камера с щелевой разверткой K008.

Оптическая схема (см. рис. 5), включала в себя упорядоченный световод, представляющий собой набор плоских жил. На одном конце жилы сведены в квадратную сборку [15, 16], перед которой располагался объектив. На этой стороне световода формировалось изображение объекта так, чтобы три жилы из набора регистрировали излучение с высоты  $z = 30.5, 35.0$  и  $39.5$  см над анодом. Противоположные рассоединенные концы этих жил были развернуты на  $90^\circ$  и сведены в линейку для вывода оптического излучения на различные участки входной щели камеры шириной 0.1 мм, ориентированной параллельно плоскости анода. Этой щелью вырезаются узкие области изображения объекта длиной 9 см по диаметру камеры на каждом из участков щели, которые затем разворачиваются во времени. Таким образом, происходит сканирование пролетающего плазменного сгустка на разных высотах, что позволяет наблюдать за динамикой изменения структуры потока по мере его продвижения вдоль оси. Пространственное разрешение по объекту было около 1 мм, временное разрешение – не хуже 400 нс для развертки 20 мкс и 120 нс для развертки длиной 6 мкс.



**Рис. 4.** Схема электронно-оптического регистратора и его расположение относительно диагностического окна пролетной камеры: 1 – фильтр НС-10, 2 – объектив Novag ( $f = 35$  мм), 3 – электронно-оптический преобразователь (ЭОП), 4 – объектив Юпитер-3 ( $f = 50$  мм), 5 – матрица фотоаппарата.



**Рис. 5.** Оптическая схема измерений с помощью скоростной камеры с щелевой разверткой K008: 1 – оптическая система, 2 – соединенный конец упорядоченного световода, 3 – разветвленная часть упорядоченного световода, 4 – оптическая щель, 5 – камера К-008, 6 – результат временной развертки.

Для синхронизации процессов в разрядной камере с диагностиками использовался сигнал светового коллиматора, расположенного в прианодной части установки на расстоянии 25 см от оси камеры и на высоте 2 см от поверхности анода. Регистрируемое коллиматором излучение в видимом диапазоне передается на ФЭУ и далее от сигнала ФЭУ срабатывает с регулируемой задержкой импульс запуска генератора. В экспериментах также использовались оптические коллиматоры, собирающие световое излучение вдоль диаметра камеры, которое затем по световоду подается на фотокатод ФЭУ и регистрируется на осциллографе. Коллимирование обеспечивает регистрацию излучения из относительно небольшого плазменного объема: диаметр области, попадающей в поле зрения коллиматора, не превышает 5 мм в центре пролетной камеры. Это позволяет с достаточно высокой точностью регистрировать момент прихода плазменного потока в область наблюдения и определять среднюю на пролетном участке скорость. Использование двойного коллиматора, состоящего из двух таких каналов, разнесенных на небольшое расстояние (1.6 см), позволяет фактически определять мгновенную скорость в области наблюдения по сдвигу появления сигнала в различных каналах коллиматора.

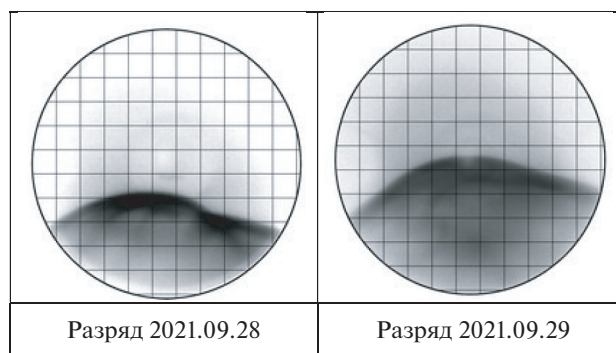
### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для определения зависимости структуры плазменного выброса от его химического состава проведены эксперименты с различными рабочими газами: гелием, неоном и гелиево-неоновой смеси в качестве рабочего газа. Выбор этих газов обусловлен, с одной стороны, необходимостью обеспечения оптимального функционирования установки ПФ-3 и основывался на ранее проведенных экспериментах. С другой стороны, использование газов, сильно отличающихся по атомному весу и по величине излучательных потерь, позволил провести анализ возможных причин возникновения структур в плазменном вы-

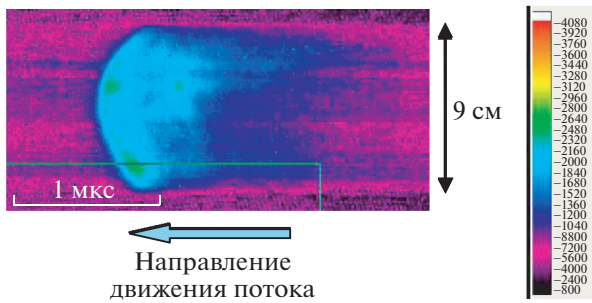
бросе. В экспериментах показана хорошая повторяемость, плазменный поток регистрируется световыми коллиматорами, находящимися на высоте 35 см от поверхности анода, через 2.2–2.7 мкс относительно “особенности” при разрядах в гелии и 4.0–4.6 мкс при разрядах в неооне, что соответствует усредненным скоростям пролета 130–160 и 76–88 км/с соответственно.

При разряде в гелии передняя часть плазменного потока гомоморфная, практически отсутствуют мелкомасштабные уплотнения. Ниже представлены типичные кадровые фотографии плазменного потока из различных разрядов при использовании в качестве рабочего газа гелия (рис. 6). Мгновенная скорость потока на высоте 35 см от поверхности анода составила 60–70 км/с. Эта скорость меньше средней скорости на пролетном участке, что свидетельствует о торможении потока при его движении в фоновом газе.

На временных развертках, снятых с помощью камеры К-008 (рис. 7, 8), наблюдается излучение фронта плазменного потока в достаточно короткий промежуток времени (0.3–0.4 мкс), после ко-



**Рис. 6.** Фотографии плазменного потока в He (3 Торр, 9 кВ) на уровне 35 см от поверхности анода. Масштаб координатной сетки 1 см.



**Рис. 7.** Хронограмма плазменного потока в гелии (3 Торр, 9 кВ). Цветовая шкала показывает относительную интенсивность излучения различных участков объекта.

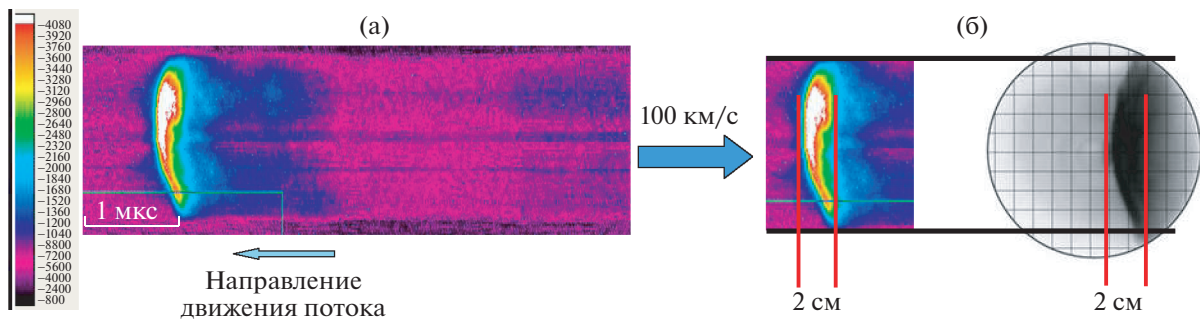
воляет оценить полную протяженность плазменного потока 12–15 см.

Чтобы корректно соотнести результаты кадровой диагностики и щелевой камеры хронограммы были переведены в пространственный масштаб. При этом сделаны предположения о неизменности скорости потока и его структуры в течение длительности развертки. Таким образом, нормировав развертку на уровне 35 см на мгновенную скорость потока, мы получили результаты, которые хорошо коррелируют с данными, полученными кадровыми регистраторами.

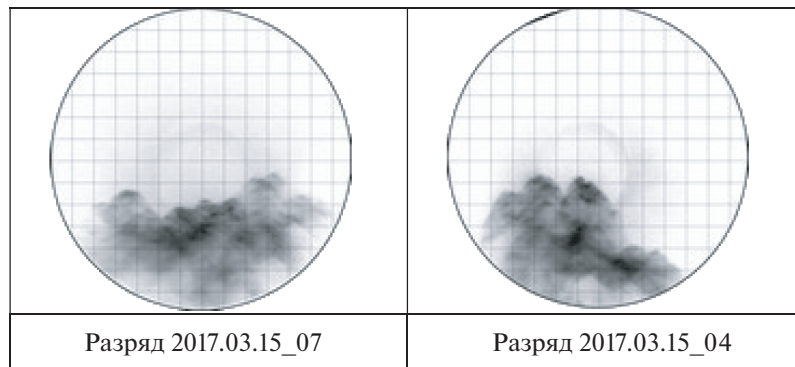
При разрядах в неоне наблюдается иная картина (рис. 9). Плазменный поток сильно структурирован, состоит из отдельных плазменных образований размерами примерно 1–2 см. Мгновенная скорость потока на высоте 35 см от поверхности анода составляла 40–50 км/с.

торого интенсивность резко падает (хвост джета). Полная длительность свечения составляет 2–2.5 мкс, что в предположении о неизменной мгновенной скорости на длине регистрации поз-

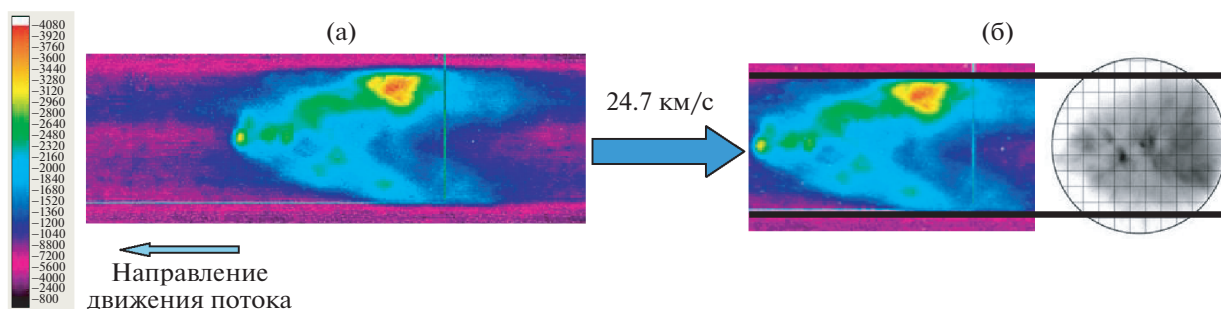
Хронограммы показывают, что интенсивно излучающая область плазменного потока в неоне имеет большую протяженность (3–4 мкс). Профиль фронта близок к коническому, внутри само-



**Рис. 8.** Хронограмма плазменного потока в гелии (а) и сравнение ее свертки с кадровым изображением потока в том же разряде (б). Высота регистрации 35 см. Цветовая шкала показывает относительную интенсивность излучения различных участков объекта.



**Рис. 9.** Фотографии плазменного потока в неоне (2 Торр, 9 кВ) на уровне 35 см от поверхности анода. Масштаб координатной сетки 1 см.



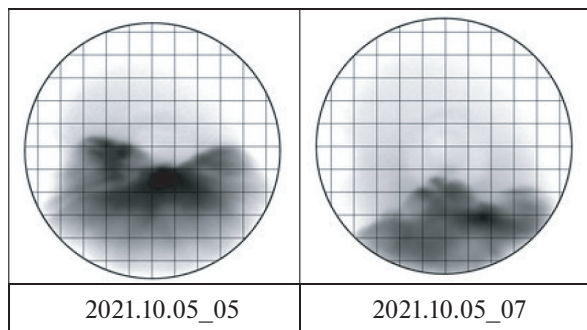
**Рис. 10.** Хронограмма плазменного потока в неоне в эксперименте 2021-10-07\_2 (а) и сравнение ее свертки с кадровым изображением потока в том же разряде (б). Высота регистрации 35 см. Цветовая шкала показывает относительную интенсивность излучения различных участков объекта.

го потока наблюдаются интенсивно излучающие неоднородности, что хорошо видно как на преобразованных в пространственный масштаб временных развертках, так и на кадровых снимках (рис. 10).

В процессе экспериментов были исследованы разряды в гелии с присадками неона (рис. 11). Показано, что добавка всего 1% неона почти не влияет на скорость потока по сравнению с чистым гелием, но оказывает существенное влияние на его структуру.

Передняя кромка выброса становится более конусовидной (менее пологой), в нем отчетливо проявляется структурированность, вместо единого фронта можно выделить множество мелких образований, характерных для неоновой плазмы.

В ряде случаев можно наблюдать одновременно несколько потоков, как в гелиевой (рис. 12), так и в неоновой плазме (рис. 13). При этом в неоновой плазме, в отличие от гелиевой, в каждом потоке наблюдаются мелкомасштабные структуры. По-видимому, это связано с генерацией нескольких потоков в начальной стадии. На рис. 14 приведены фотографии области пинчевания



**Рис. 11.** Фотографии плазменного потока в смеси гелия с неоном (1%) (3 Торр, 9 кВ) на уровне 35 см от поверхности анода. Масштаб координатной сетки 1 см.

вблизи анода. Ранее было показано [13], что плазменные потоки генерируются в стадии разрушения пинча, что подтверждается этими снимками. Поскольку используемые ЭОП обладают относительно небольшим динамическим диапазоном по яркости, в данном эксперименте был использован серый фильтр, уменьшающий интенсивность свечения области пинчевания. Это позволило более детально изучить область формирования потока над токонесящей плазменной оболочкой. В приведенных на рис. 14 примерах отчетливо видно формирование нескольких потоков, которые потом проявляются и на значительных расстояниях от области образования пинча.

По результатам экспериментов, проведенных на установке ПФ-3, по исследованию структуры фронта плазменного потока в легких газах и влияния на его динамику и структуру примесей неона можно сделать следующие выводы.

– Структура головной части плазменного потока в гелии пологая, в большинстве случаев распространяется единым фронтом. В части экспериментов наблюдается 2–3 фронта, движущихся параллельно. Фронт занимает практически всю область видимости диагностики (13 см).

– Неоновый плазменный поток более структурирован. В нем прослеживаются образования размером 1–2 см. Внутри общего потока можно выделить несколько джетов, которые могут распространяться как параллельно, с одной скоростью, так и расходиться в пространстве, формируя сложную неоднородную структуру.

– Добавление даже в малом количестве неона в гелиевую плазму оказывает значительное влияние как на фронт плазменного потока, так и на структуру внутри него: фронт потока из пологого превращается в конусовидный, в потоке отчетливо видны структурные неоднородности.

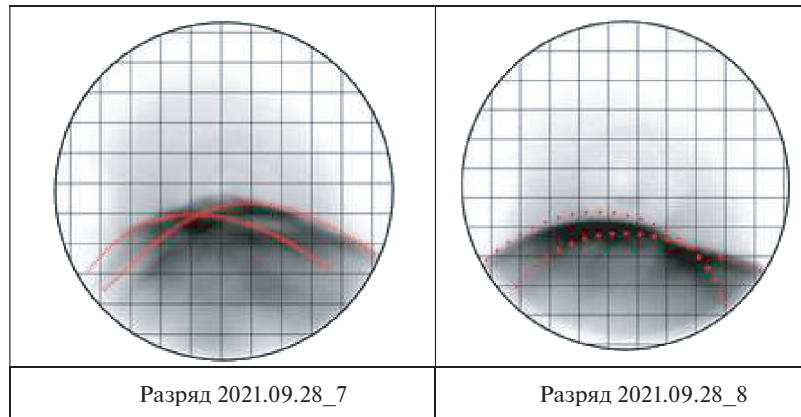


Рис. 12. Примеры многопотоковости в гелиевой плазме.

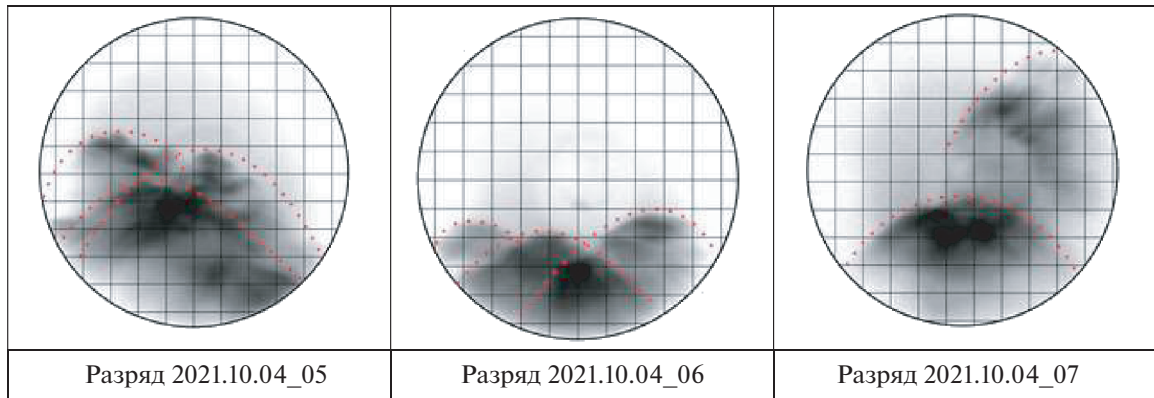


Рис. 13. Примеры многопотоковости в неоновой плазме.

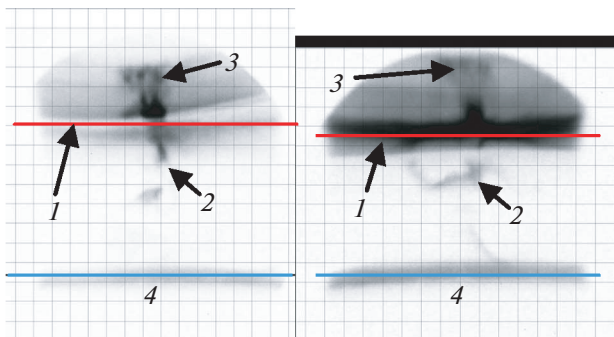
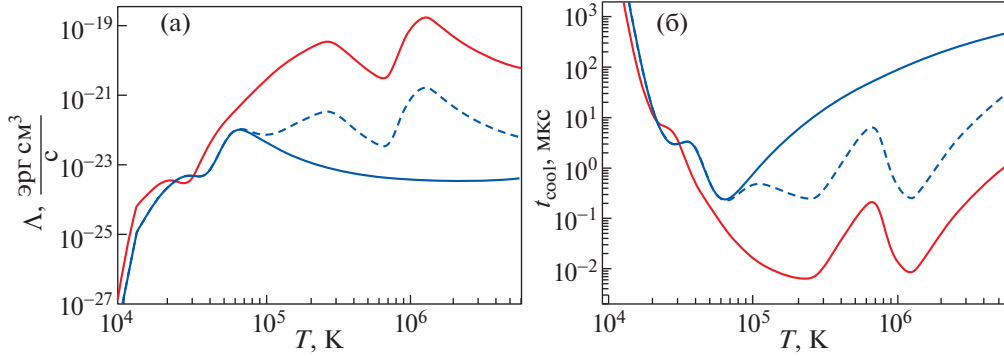


Рис. 14. Примеры генерации нескольких потоков в прианодной области: 1 – граница оптического фильтра, 2 – пинч, 3 – поток, 4 – анод.

#### 4. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Высокая плотность плазмы в пинче ( $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) позволяет использовать приближение локального термодинамического равновесия (ЛТР), по крайней мере, на начальном этапе формирования выброса. Установление максвелловского распределения скоростей частиц, ионизация атомов и установление больцмановского распределения в возбуждении атомных уровней происходит на коротких временах, соответствующих времени нескольких столкновений частиц:  $t_{ee} \sim 10^{-5}$  мкс,  $t_{ie} \sim 0.01$  мкс (см. формулы (6.118) и (6.120) в [17]). В условиях ЛТР при температуре плазменного выброса  $T \sim 3 \times 10^6 \text{ К}$  [18] гелий и неон окажутся полностью ионизированными. Используя атом-





**Рис. 15.** Зависимость скорости объемных потерь (а) и времени охлаждения (б) от температуры гелиевой (синяя кривая) и неоновой (красная кривая) плазмы при  $N_a = 10^{18} \text{ см}^{-3}$  в случае ЛТР. Штриховой линией показаны соответствующие зависимости для гелиевой плазмы с примесью 1% неона.

ные данные NORAD (<https://norad.astronomy.osu.edu/>), мы рассчитали охлаждение оптически тонкой гелиевой и неоновой плазмы для различных температур в ЛТР приближении для плотности  $N_a = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Характерное время охлаждения плазмы  $t_{cool}$  за счет излучения оценивается как

$$t_{cool} \sim \frac{1.5(N_e + N_a)kT}{N_e N_a \Lambda}, \quad (1)$$

где  $N_e$  – объемная концентрация электронов, а  $\Lambda(T)$  – функция охлаждения. Для референсной плотности  $N_a = 10^{18} \text{ см}^{-3}$  время охлаждения показано на рис. 15.

Сравним время, полученное из соотношения (1), с временем  $t_{obs} \approx 3 \text{ мкс}$ , за которое сгусток долетает от анода до диагностического окна. Как видно из рис. 15б время охлаждения неоновой плазмы с температурой  $T = (1-3) \times 10^6 \text{ К}$  порядка 0.1 мкс, причем набирается оно в районе минимума зависимости  $\Lambda(T)$  при  $T \approx 7 \times 10^5 \text{ К}$ . Когда рабочим газом является чистый гелий, его время охлаждения составляет  $\sim 200 \text{ мкс}$ . За это время гелий не успевает радиационно охладиться на всей длине пролетной камеры, хотя его температура несколько уменьшается за счет адиабатического расширения сгустка. Наличие  $\sim 1\%$  примеси неона в гелии приводит к времени охлаждения  $\sim 3 \text{ мкс}$ , т.е. такой газ успевает охладиться к моменту  $t = t_{obs}$ , однако не очень сильно.

На основе этих оценок складывается следующая картина (см. также [19] для гелия и [20] для неона). Из области вблизи анода со скоростью, превышающей 100 км/с вылетает горячий ( $T \sim 3 \times 10^6 \text{ К}$ ) плотный ( $N_a \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) сгусток плазмы, причем  $N_e = 2N_a$  в случае гелия и  $N_e = 10N_a$  в случае неона. Этот сгусток летит в слабо ионизованном фоновом газе с тем же химическим составом и характерной плотностью  $N_b \sim 0.1N_a$ . По мере

удаления от анода сгусток остывает и тормозится, вовлекая в движение фоновый газ пролетной камеры, создавая в нем ударную волну (УВ).

Примем, что когда в фоновом газе нет примесей, то перед фронтом УВ гелий ионизован собственным излучением волны, приходящим из-за фронта, и состоит из смеси  $\text{He}^+$  и  $\text{He}^{+2}$ , а неон – из смеси  $\text{Ne}^{+2}$  и  $\text{Ne}^{+3}$ . Тогда непосредственно перед фронтом среднее число нуклонов на частицу в газе  $\mu_{\text{He}} \approx 1.5$ ,  $\mu_{\text{Ne}} \approx 6$ , и в обоих случаях показатель адиабаты  $\gamma = 5/3$ . Невозмущенный газ вдали перед фронтом УВ сравнительно холодный ( $T \lesssim 3 \times 10^4 \text{ К}$ ), поэтому когда сгусток достигает диагностического окна (в гелии со скоростью  $V_{\text{He}} \approx 65 \text{ км/с}$  и в неоне с  $V_{\text{Ne}} \approx 55 \text{ км/с}$  – см. раздел 2) его движение происходит с числом Маха  $> 10$ . Тогда температура газа за фронтом УВ [17]

$$T_s \approx 8.2 \times 10^4 \mu (V, \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} / 60)^2 \text{ К}, \quad (2)$$

что соответствует температурам  $T_s^{\text{He}} \sim 2 \times 10^5 \text{ К}$  и  $T_s^{\text{Ne}} \sim 5 \times 10^5 \text{ К}$  при  $t = t_{obs}$ . В неон-гелиевой смеси  $\mu \approx \mu_{\text{He}}$  потому в этом случае величина  $T_s$  практически такая же, как в чистом гелии.

Плотность газа за фронтом скачком увеличивается в 4 раза по сравнению с исходным значением  $N_b = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , поэтому в первом приближении для оценки времени охлаждения в этой области можно использовать рис. 15б, увеличив  $t_{cool}$  примерно вдвое. Тогда получаем, что в зоне охлаждения за фронтом УВ характерная величина  $t_{cool} \sim 0.2 \text{ мкс}$  в случае неона,  $t_{cool} \sim 0.5 \text{ мкс}$  в случае неон-гелиевой смеси, и  $t_{cool} \sim 5 \text{ мкс}$  в случае чистого гелия. Поскольку УВ возникает в фоновом газе сразу же после вылета сгустка из области пинчевания, можно предположить, что к моменту  $t_{obs} \approx 3 \text{ мкс}$  газ за фронтом УВ успевает охладиться и частично рекомбинировать, что позво-

ляет ему светиться в оптическом диапазоне. Иными словами, в линиях He I 5876 и He II 4686 (например, [19]), мы регистрируем вначале излучение от зоны прогрева перед фронтом УВ, затем излучение из области охлаждения за фронтом УВ, а после этого должен светить сам сгусток. Впрочем, в случае чистого гелия это свечение, вероятно, слабое, поскольку сгусток слишком горячий, но в случае неона в оптическом диапазоне должна светить как УВ, так и сам сгусток.

Из сказанного следует, что дугообразные крупномасштабные структуры, наблюдаемые в плазме с разным химическим составом (см. рис. 11–13), – это проявление УВ. Как было отмечено в разделе 2 в случае чистого гелия в пределах дуг практически отсутствуют неоднородности меньшего масштаба, но уже при наличии всего 1% примеси неона они становятся заметны (рис. 11), а в чистом неоне проявляются в полной мере. Поэтому можно утверждать, что появление кружевной структуры связано с увеличением скорости охлаждения газа. Об уменьшении величины  $t_{cool}$  свидетельствуют не только приведенные выше оценки, но и тот факт, что тангенс угла раствора УВ (конуса Маха) в случае чистого гелия примерно в 2–3 раза больше, чем в случае гелия с примесью неона (ср. рис. 11 и 12).

Действительно, раствор конуса Маха будет тем меньше, чем меньше отношение скорости расширения газа в направлении перпендикулярном движению  $V_1$  к скорости движения УВ вдоль оси выброса  $V_z$ . Из эксперимента следует, что значения  $V_z$  в чистом гелии и в смеси He + Ne практически одинаковы. Но средняя величина  $V_1$  в промежутке времени  $0 < t < t_{obs}$ , которая определяется скоростью звука в зоне охлаждения за фронтом УВ, будет меньше в смеси He + Ne по сравнению с чистым гелием из-за более быстрого остывания газа. Это обстоятельство и приводит к тому, что раствор конуса Маха в чистом гелии оказывается больше, чем в смеси.

Как отмечено во Введении мелкомасштабная структура головной части выбросов, наблюдаемая в наших экспериментах, по внешнему виду сходна с той, что наблюдается в объектах Хербига–Аро, которые представляют собой УВ в джетах молодых звезд (см. рис. 1). Численное моделирование показало, что кружевная (“пенистая” в 3D) структура объектов Хербига–Аро порождается неустойчивостями Релея–Тейлора, Рихтмайера–Мешкова, а также гофрировочной неустойчивостью фронта УВ (см. раздел 3.2 в [12]). Чтобы количественно исследовать, как развиваются эти неустойчивости в условиях наших экспериментов, необходимо провести соответствующее численное моделирование. Это выходит за рамки данной работы, поэтому мы ограничимся констатацией того, что сам факт развития неустойчиво-

стей как в джетах молодых звезд, так и в наших экспериментах обусловлен сравнительной малостью величины  $t_{cool}$  (в нашем случае по сравнению с  $t_{obs}$ ). Вместе с тем ясно, что полной аналогии между астрофизическими и лабораторными джетами быть не должно из-за различия в химическом составе газа и его плотности, от которых зависит вид функции охлаждения  $\Lambda(T)$ .

Отметим еще один вид неустойчивости, проявление которой было обнаружено в лабораторном эксперименте на установке MAGPIE [21]. В этом эксперименте в результате испарения дисков из алюминиевой фольги возникли два встречных потока, которые при столкновении создавали ударную волну. При этом второй поток, меньшей скорости и меньшей плотности, моделировал фоновую среду. Относительная скорость потоков и контраст плотности в этом эксперименте были примерно такие же, как и в нашем эксперименте. В области столкновения авторы наблюдали появление кружевной структуры, которая, по мнению авторов, обусловлена тепловой неустойчивостью Филда [22]. Физическая причина этой неустойчивости связана с тем, что на зависимости функции охлаждения от температуры  $\Lambda(T)$  в оптическом тонком газе алюминия имеются участки, на которых  $d\Lambda/dT < 0$ , т.е. чем меньше температура, тем сильнее газ излучает. Если температура газа попадает на этот участок, то начавшись процесс охлаждения будет нарастать лавинообразно: области, первыми начавшие свое охлаждение, остывают за время  $\sim t_{cool}$ , что приводит к фрагментации газа на горячую и холодную компоненты. Заметим, что если остывание газа происходит изобарически, его плотность возрастает по мере уменьшения температуры, что ускоряет процесс охлаждения (подробнее см. раздел 3.2 работы [21]).

Описанная выше тепловая неустойчивость впервые была изучена в связи с астрофизическими приложениями. В частности, она приводит к появлению температурных неоднородностей в межзвездной среде [23]. Дело в том, что кривая охлаждения  $\Lambda(T)$  межзвездного газа, который состоит из смеси водорода и гелия с небольшой примесью более тяжелых элементов, также содержит участок при  $T > 3 \times 10^5$  К, на котором  $d\Lambda/dT < 0$  [24]. Вместе с тем, в джетах молодых звезд, которые имеют тот же химический состав, что и межзвездная среда, тепловая неустойчивость Филда, скорей всего, не играет роли, поскольку температура газа в джетах не превышает  $10^5$  К [25].

Вернемся к нашему эксперименту. Как видно из рис. 15а скорость охлаждения неона растет при уменьшении его температуры в интервале от  $2 \times 10^5$  до  $7 \times 10^5$  К и при  $T > 10^6$  К. Из рис. 15б следует, что на этих участках (и при  $T < 3 \times 10^6$  К)

время развития тепловой неустойчивости  $t_{cool} < 0.3 \text{ мкс} \ll t_{obs}$ , поэтому вполне вероятно, что в случае неона тепловая неустойчивость Филда может развиваться, создавая структурные неоднородности в хвостовой части летящего сгустка. Как видно из рис. 15а в случае чистого гелия и неонгелиевой смеси на кривых  $\Lambda(T)$  также есть участки, при которых может возникнуть тепловая неустойчивость, но она, вероятно, не успевает развиться, поскольку в этих случаях  $t_{cool} \gtrsim t_{obs}$ .

Полученные оценки времени  $t_{cool}$  в зоне охлаждения за фронтом УВ и в летящем за ней сгустке сделаны в предположении о том, что в процессе охлаждения сгустка относительное обилие ионов с разным зарядом соответствует ЛТР. Однако в условиях нашего эксперимента это не так. Чтобы в этом убедиться, рассмотрим, как в процессе охлаждения сгустка должен меняться его ионный состав. При интересующих нас концентрациях частиц  $\sim 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$  (из-за разрушения высоковозбужденных энергетических уровней) можно в первом приближении пренебречь диэлектронной и трехчастичной рекомбинацией и учитывать только радиативную рекомбинацию [17]. Используя значения коэффициента радиативной рекомбинации  $\alpha_{rec}(T)$  из работ [26] и [27] мы оценили характерное время рекомбинации  $t_{rec} \sim 1/N_e \alpha_{rec}$  для различных ионов гелия и неона при  $T \lesssim 3 \times 10^6 \text{ К}$ ,  $N_a = 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и  $N_e = ZN_a$ , где  $Z$  – заряд соответствующего иона, например,  $Z = 5$  для Ne VI. В результате мы пришли к следующим выводам:

- в случае неона при  $T \gtrsim 2 \times 10^5 \text{ К}$  время  $t_{rec}$  сравнимо с  $t_{cool}$ , поэтому в этой области температур относительное обилие ионов в сгустке должно примерно соответствовать ЛТР. Это значит, что нет оснований сомневаться в наличии на кривой  $\Lambda(T)$  участков с  $d\Lambda/dT < 0$ , и, следовательно, возможности для возникновения тепловой неустойчивости;

- к моменту подлета сгустка к диагностическому окну  $t_{obs} \approx 3 \text{ мкс}$ , у неона должны практически исчезнуть ионы с зарядом  $Z > 3$ , а гелий практически не успевает рекомбинировать даже до Ne II.

Что касается ударной волны, то газ может быть избыточно ионизован как в области до фронта, так и в зоне охлаждения (см., например, [28] и [29]). Чтобы количественно оценить влияние этого эффекта на величину функции охлаждения необходимо провести соответствующие численные расчеты структуры УВ, что выходит за рамки данной работы. Однако можно надеяться, что в случае неона запаздывание рекомбинации не изменит вывод о малости величины  $t_{cool}$  по сравнению с  $t_{obs}$ , поскольку в случае ЛТР условие  $t_{cool} < t_{obs}$  выполняется с большим запасом. В случае гелия ситуация менее определенная, поэтому следует

осторожно подходить к результатам определения параметров сгустка, основанных на ЛТР-приближении ионизационного баланса. Использованный выше оценочный подход к проблеме следует рассматривать как первый шаг, который в дальнейшем должен быть подкреплён соответствующим численным моделированием.

В разд. 2 мы отметили, что в наших экспериментах плазменный выброс в ряде случаев состоял из нескольких параллельно летящих сгустков, причем как в гелиевой (рис. 12), так и в неоновой (рис. 13) плазме. Как мы видели, многопоточный режим возникает уже на стадии формирования выброса в прианодной области (см. рис. 14), но здесь нас будут интересовать не причины этого явления, а его следствия. Дело в том, что каждый сгусток порождает свою ударную волну, и взаимодействие этих УВ должно приводить к возникновению уплотнений в области их пересечения (см. рис. 13 и 14). Вероятно это сопровождается возникновением различного рода неустойчивостей, прежде всего, Релей–Тейлоровской, о чем свидетельствуют результаты численного 3D-моделирования (см. [11, 12] и приведенные там ссылки). Это моделирование было выполнено для объяснения динамики кружевной структуры нескольких объектов Хербига–Аро на протяжении более десяти лет. Сравнение результатов расчетов с наблюдениями показало хорошее согласие, на основании чего был сделан вывод о том, что джеты молодых звезд состоят из летящих параллельно с разными скоростями сгустков. Если это так, то, как пишут [12], “jets are better envisioned as a spray of buckshot than a smooth beam ejected from a firehose”. Такое предположение кажется вполне естественным, поскольку формирование джетов молодых звезд происходит в ходе заведомо нестационарного процесса взаимодействия магнитосферы звезды с веществом околозвездного диска, в результате которого отдельные сгустки плазмы формируют неоднородное течение джетов. Вместе с тем, данное предположение пока является только гипотезой, поскольку угловое разрешение современных телескопов не позволяет увидеть отдельные сгустки в области коллимации джетов. Поэтому наши эксперименты, в ходе которых видно как зарождение многопоточной структуры, так и появление уплотнений в области взаимодействия УВ отдельных сгустков, можно рассматривать как аргумент в пользу этой гипотезы.

## 5. ВЫВОДЫ

В данной работе мы сосредоточились на тех результатах наших экспериментов на установке ПФ-3, которые позволяют сделать вывод о природе неоднородной структуры плазменных выбросов. С этой целью изучалась структура потока

в различных газах: в гелии, в неоне и в смеси, содержащей 99% гелия и 1% неона. Были получены следующие результаты.

– Форма головной части плазменного потока в чистом гелии пологая. Обычно поток распространяется как единое целое, но в некоторых случаях наблюдалось два-три параллельно движущихся фронта.

– Неоновый плазменный поток более структурирован. В нем присутствуют мелкомасштабные образования размером  $\sim 1/10$  его диаметра. Внутри общего потока можно выделить несколько джетов, которые могут распространяться как параллельно, с одной скоростью, так и расходиться в пространстве, формируя сложную неоднородную структуру.

– Добавление даже в малом количестве неона в гелиевую плазму оказывает значительное влияние как на форму передней части плазменного потока, так и на структуру внутри него: фронт потока из пологого превращается в конусовидный, в потоке становятся отчетливо видны неоднородности.

Следует отметить, что аналогичные эффекты обнаружены и в экспериментах на установках PF-1000 (IFPLM, Варшава) и КПФ-4 (СФТИ, Сухум). При стационарном напуске дейтерия на установке PF-1000 в оптическом диапазоне наблюдался пологий дугообразный фронт без видимых неоднородностей. Ситуация радикально менялась при переходе на рабочий газ неон – профиль потока становился аналогичным профилю на установке ПФ-3 [30]. На установке КПФ-4 также наблюдался однородный дугообразный фронт при стационарном заполнении водородом и конический с хорошо развитыми структурами в экспериментах с аргоном [31], что свидетельствует об общности наблюдаемых явлений.

Приведенные выше, а также другие экспериментальные данные, полученные ранее на установке ПФ-3, мы предлагаем интерпретировать следующим образом, основываясь на оценках времени охлаждения и рекомбинации газа с разным химическим составом. Из области вблизи анода со скоростью, превышающей 100 км/с вылетает горячий ( $T \sim 3 \times 10^6$  К) плотный ( $N_a \sim 10^{18}$  см $^{-3}$ ) сгусток плазмы, который летит в фоновом газе с тем же химическим составом и характерной плотностью  $N_b \sim 0.1N_a$ . По мере удаления от анода сгусток остывает и тормозится, вовлекая в движение газ пролетной камеры, и создавая перед собой ударную волну. Втекающий в ударную волну фоновый газ нагревается, а затем начинает остывать, своим излучением ионизуя и прогревая окружающий газ, в том числе и в некоторой окрестности перед фронтом волны. Иными словами, предполагается, что в диагностическое окно, расположенное на высоте 35 см от области

формирования сгустка, в оптическом диапазоне последовательно наблюдаются зона прогрева перед фронтом, область охлаждения за фронтом, и только потом излучение самого сгустка.

Сравнительно недавно были приведены весо-мые аргументы в пользу того, что кружевная (“пеннистая” в 3D) структура объектов Хербига–Аро возникает вследствие неустойчивостей Релея–Тейлора, Рихтмайера–Мешкова, а также гофрировочной неустойчивостью фронта УВ. Судя по оценкам времени радиационного охлаждения  $t_{cool}$ , те же причины могут вызывать появление кружевной структуры и в наших экспериментах в случае неона и, возможно, неон-гелиевой смеси. Из наших оценок также следует, что в неоне (как в ударной волне, так и в самом сгустке) может развиваться тепловая неустойчивость Филда.

При этом эффективность охлаждения чистого гелия оказывается слишком низкой ( $t_{cool} > t_{obs}$ ) для возникновения всех вышеперечисленных неустойчивостей. Из-за малой эффективности охлаждения гелиевой плазмы процесс ее остывания за фронтом УВ происходит сравнительно медленно, вследствие чего передний фронт выброса в этом случае выглядит весьма пологим. Однако, как следует из наших оценок, добавление к гелию всего 1% неона приводит к сильному уменьшению величины  $t_{cool}$ , что позволяет объяснить, почему в этом случае передний фронт выброса становится более заостренным.

Особо следует отметить то, что в наших экспериментах плазменный выброс в ряде случаев состоял из нескольких (почти) параллельно летящих сгустков, которые возникают уже на стадии пинчевания в прианодной области. Столкновение ударных волн, порождаемых каждым из сгустков, приводит к возникновению уплотнений, что также способствует формированию кружевной структуры плазменного выброса. В последние годы появились основания предполагать, что джеты молодых звезд также состоят из отдельных сгустков, летящих параллельно с разными скоростями [10]. Мы полагаем, что наши эксперименты можно рассматривать как аргумент в пользу этой гипотезы.

Для проверки предложенного нами объяснения причин возникновения кружевной структуры плазменных выбросов на установке ПФ-3 необходимо выполнить численные расчеты в рамках трехмерной радиационной газодинамики с учетом нестационарного ионизационного баланса. Данную статью следует рассматривать в качестве обоснования/постановки этой непростой задачи.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-29-21006-мк).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Бескин В.С., Крауз В.И., Ламзин С.А.* // УФН. 2022. Принято в печать, <https://doi.org/10.3367/UFN.2021.12.039130>
2. *Ryutov D., Drake R.P., Kane J., Liang E., Remington B.A., Wood-Vasey W.M.* // *Astrophys. J.* 1999. V. 518. P. 821.
3. *Remington B.A., Drake R.P., Ryutov D.D.* // *Rev. Mod. Phys.* 2006. V. 78. P. 755.
4. *Бескин В.С., Истомин Я.Н., Киселев А.М., Крауз В.И., Митрофанов К.Н., Мялтон В.В., Хохина Е.Е., Собынин Д.Н., Харрасов А.М.* // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2016. Т. 59. С. 1004.
5. *Krauz V.I., Beskin V.S., Velikhov E.P.* // *Internat. J. Modern Phys. D.* 2018. V. 27. P. 1844009.
6. *Lebedev S.V., Frank A., Ryutov D.D.* // *Rev. Mod. Phys.* 2019. V. 91. P. 025002.
7. *Belyaev V.S., Zagreev B.V., Lobanov A.V., Matafonov A.P., Bisnovatyi-Kogan G.S., Moiseenko S.G., Toropina O.D., Gromov A.I.* // *Astronomy Reports.* 2018. V. 62. P. 162.
8. *Cabrit S., Edwards S., Gorti U., Gressel O., Suzuki T.* // 2022. arXiv: 2203.10068v1.
9. <https://esahubble.org/images/potw2135a>.
10. [https://en.wikipedia.org/wiki/File:HH\\_47\\_HH\\_34\\_and\\_HH\\_2.jpg](https://en.wikipedia.org/wiki/File:HH_47_HH_34_and_HH_2.jpg).
11. *Hartigan P., Foster J., Frank A., Hansen E., Yirak K., Liao A.S., Graham P., Wilde B., Blue B., Martinez D., Rosen P., Farley D., Paguioet R.* // *Astrophys. J.* 2016. V. 823. P. 148.
12. *Hansen E.C., Frank A., Hartigan P., Lebedev S.V.* // *Astrophys. J.* 2017. V. 837. P. 143.
13. *Ананьев С.С., Крауз В.И., Мялтон В.В., Харрасов А.М.* // *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез.* 2017. Т. 40. С. 21.
14. *Виноградов В.П., Крауз В.И., Мокеев А.Н., Мялтон В.В., Харрасов А.М.* // *Физика плазмы.* 2016. Т. 42. С. 1033.
15. *Il'ichev I., Krauz V., Myalton V., Kharrasov A.* // *Eur. Phys. J. Plus.* 2021. V. 136. P. 557. <https://doi.org/10.1140/epjp/s13360-021-01514-9>
16. *Крауз В.И., Митрофанов К.Н., Харрасов А.М., Ильичев И.В., Мялтон В.В., Ананьев С.С., Бескин В.С.* // *Астрономич. журн.* 2021. Т. 98. С. 29.
17. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* // *Физика ударных волн и высокотемпературных явлений.* М.: Наука, 1966.
18. *Баронова Е.О., Виноградов В.П., Крауз В.И., Мялтон В.В., Степаненко А.М., Степаненко М.М.* // *Физика плазмы.* 2011. Т. 37. С. 1001.
19. *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. С. 282.
20. *Dan'ko S.A., Ananyev S.S., Kalinin Yu.G., Krauz V.I., Myalton V.V.* // *Plasma Phys. Control. Fusion.* 2017. V. 59. P. 045003.
21. *Suzuki-Vidal F., Lebedev S.V., Ciardi A., Pickworth L.A., Rodriguez R., Gil J.M., Espinosa G., Hartigan P., Swadling G.F., Skidmore J., Hall G.N., Bennett M., Bland S.N., Burdiak G., de Grouchy P., Music J., Suttle L., Hansen E., Frank A.* // *Astrophys. J.* 2015. V. 815. P. 96.
22. *Field G.B.* // *Astrophys. J.* 1965. V. 142. P. 531.
23. *Каплан С.А., Пикельнер С.Б.* // *Физика межзвездной среды.* М.: Наука, 1979.
24. *Sutherland R.S., Dopita M.A.* // *Astrophys. J. Supp.* 1993. V. 88. P. 253.
25. *Gómez de Castro A.I., von Rekowski B.* // *MNRAS.* 2011. V. 411. P. 849.
26. *Hummer D.G.* // *MNRAS.* 1994. V. 268. P. 109.
27. *Arnaud M., Rothenflug R.* // *Astron. Astrophys. Suppl.* 1985. V. 60. P. 425.
28. *Ламзин С.А.* // *Астрон. журн.* 1998. Т. 75. С. 367.
29. *Dodin A.V.* // *MNRAS.* 2018. V. 475. P. 4367.
30. *Krauz V.I., Paduch M., Tomaszewski K., Mitrofanov K.N., Kharrasov A.M., Szymaszek A., Zielinska E.* // *European Phys. Lett.* 2020. V. 129. P. 15003.
31. *Войтенко Д.А., Ананьев С.С., Астапенко Г.И., Басилая А.Д., Марколия М., Митрофанов К.Н., Мялтон В.В., Тимошенко А.П., Харрасов А.М., Крауз В.И.* // *Физика плазмы.* 2017. Т. 43. С. 967.