

01

Возможности рентгеноспектральной диагностики области столкновения лазерно-плазменных потоков с астрофизическим подобием

© С.Н. Рязанцев¹, М.П. Филимончук^{1,2}, Р.К. Куликов^{1,3}, И.Ю. Скобелев^{1,3}, С.С. Макаров¹

¹ Объединенный институт высоких температур Российской академии наук (ОИВТ РАН), Москва, Россия

² Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

³ Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“, Москва, Россия

e-mail: ryazantsev@ihed.ras.ru

Поступила в редакцию 08.10.2024 г.

В окончательной редакции 05.03.2024 г.

Принята к публикации 05.03.2025 г.

Показано, что регистрация с пространственным разрешением спектральных линий резонансной серии Не-подобного иона может быть использована как для диагностики параметров плазмы в области столкновения потоков плазмы, генерируемых при нагреве твердотельных мишеней лазерным излучением, так и для определения пространственного положения этой области. Приведенные результаты расчетов, полученные в квазистационарном приближении для алюминиевой плазмы, могут применяться для определения электронной плотности и температуры в диапазоне $10^{18} - 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. С помощью гидродинамического кода сделаны простые оценки повышения плотности плазмы в области столкновения лазерно-плазменных струй.

Ключевые слова: лабораторная астрофизика, лазерная плазма, рентгеновская спектроскопия, плазменные потоки.

DOI: 10.61011/OS.2025.04.60525.7149-24

Введение

Сталкивающиеся потоки плазмы (СПП), в том числе лазерной, являются одним из актуальных направлений современного лазерно-плазменного эксперимента. Это обусловлено тем, что знание зависимостей характеристик процесса столкновения от экспериментальных условий может быть полезно для широкого круга задач как прикладных, так и фундаментальных. Так, например, в работе [1] СПП рассматриваются как источник мягкого рентгеновского и ультрафиолетового излучения. С СПП вблизи стенок вакуумной камеры связана проблема понижения эффективности работы экспериментальных термоядерных реакторов [2,3]. Более детальное понимание процессов, происходящих в области столкновения плазменных потоков, позволит повысить точность лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии [4,5]. Очевидно, эксперименты со сталкивающимися потоками можно использовать при фундаментальных исследованиях возникновения гидродинамических плазменных неустойчивостей, распространения ударных волн в низкотемпературной плазме и других гидродинамических явлений. Особый интерес СПП представляют в контексте экспериментов по моделированию астрофизических струй (джетов) [6] при помощи потоков лазерно-индуцированной плазмы. В основе такого моде-

лирования лежат принципы подобия магнитогидродинамических систем, изложенные в [7].

Жизненный цикл джета можно разделить на два этапа: формирование и распространение. Каждый из них ставит перед исследователями свои вопросы. Часть из них связана с одной из основных особенностей джетов — высокой степенью коллимации, т.е. соотношением между длиной джета L и его диаметром D , которое может достигать значений $L/D \gg 10$. По современным представлениям коллимация джета происходит прямо на этапе его формирования, т.е. в непосредственной близости от объекта, являющегося его источником, например, формирующейся звезды. Теория механизма этого процесса все еще находится в стадии разработки, хотя и существует определенный консенсус о том, что он обусловлен влиянием магнитных полей. Например, существует цикл работ [8–10], в рамках которых показано, что лазерная плазма под действием однородного поля, силовые линии которого перпендикулярны поверхности мишени, вытягивается в струю с соотношением $L/D \geq 10$.

Не менее важным является вопрос поддержания высокой степени коллимации на значительных расстояниях от источника джета, длина которого может составлять десятки и даже сотни парсеков [6,11]. Возможно, что этот эффект связан с взаимодействием вещества джета с межзвездным газом [12]. Для экспериментальной

проверки этой теории в лабораторном эксперименте требуется обеспечить условия, при которых влияние механизма, коллимирующего джет на этапе его формирования, исключено на этапе его распространения. Вообще говоря, это можно сделать двумя различными способами: либо обеспечить выход коллимированного потока за пределы области существования внешнего магнитного поля [13], либо вообще не использовать его для коллимации. Второй случай приводит к идее сталкивающихся потоков плазмы. Например, в [11,14] экспериментально показано, что столкновение двух потоков лазерной плазмы, распространяющихся под углом друг к другу, приводит к формированию коллимированного джета.

Для диагностики параметров плазмы в области такого столкновения обычно используется радиография [15,16] (в том числе фазово-контрастная [17,18]), лазерная интерферометрия [19,20], а также спектрометрия, в том числе рентгеновская. В настоящей работе рассмотрен подход к проведению такой диагностики, основанный на анализе линейчатых эмиссионных спектров, испытывающих резкие изменения относительных интенсивностей линий резонансной серии многозарядных Не-подобных ионов в области столкновения. Конкретные расчеты выполнены для случая использования алюминиевой мишени.

Эмиссионные спектры плазмы в области столкновения лазерно-плазменных потоков

Мы будем рассматривать столкновение двух плазменных потоков, сформированных при нагреве твердотельных алюминиевых мишеней лазерными импульсами с высокой интенсивностью и со сравнительно большой длительностью, лежащей в наносекундном или субнаносекундном диапазонах (рис. 1). Подчеркнем, что именно такие лазеры, как правило, используются сейчас в экспериментах по лабораторной астрофизике.

Взаимодействие каждого лазерного импульса с плоской твердотельной мишенью приводит к возникновению лазерно-плазменного факела, обладающего высокими (сотни электронвольт) температурой и плотностью (порядка критической для используемой длины волны лазера) вблизи мишени и спадающими при удалении от нее. Ионизационное состояние плазмы вблизи мишени является ионизирующимся (степень ионизации меньше стационарного значения для данной температуры), а по мере удаления от нее становится рекомбинирующим (степень ионизации выше стационарного значения для локальной температуры).

На некотором расстоянии от мишени происходит столкновение плазменных факелов. В этой области плотность плазмы, очевидно, должна резко увеличиться, а также возрасти температура электронов, что, в свою очередь, должно сказаться на излучательном спектре

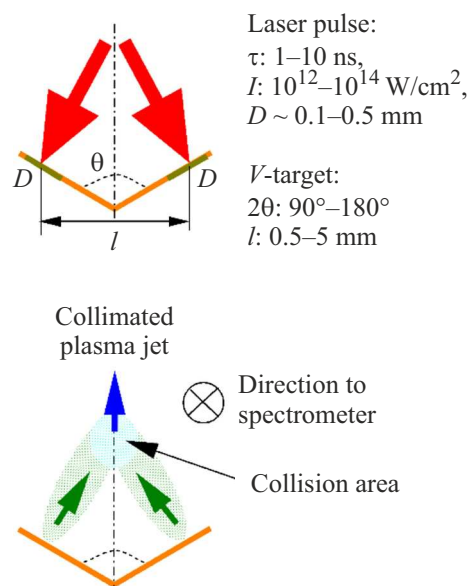


Рис. 1. Схема эксперимента по столкновению потоков плазмы, генерируемой при облучении V-образной мишени. Две плоских мишени толщиной в несколько десятков микрон расположены под углом θ (в настоящей работе рассматриваются случаи $2\theta = 180^\circ$ и $2\theta = 90^\circ$) к центральной оси. Воздействию лазерного излучения подвергаются обе фольги одновременно. Образующиеся в результате облучения плазменные факелы в процессе столкновения формируют коллимированный поток, распространяющийся вдоль оси симметрии мишени.

плазмы. Если излучательный спектр зарегистрировать с пространственным разрешением, то по изменению вида спектра и его интенсивности при изменении пространственной координаты можно определить как положение области столкновения, так и параметры плазмы в ней. Для этого необходимо провести соответствующие расчеты радиационно-столкновительной кинетики, определяющие вид эмиссионных спектров. Такая задача традиционно решалась для лазерной плазмы, имеющей либо стационарное, либо ионизирующееся ионизационное состояние, характерные для плазменных областей, близких к поверхности мишени [21]. В рассматриваемом случае ионизационное состояние плазмы как в каждом из плазменных потоков до области столкновения, так и в области столкновения является рекомбинационным. Это означает, что кинетические расчеты надо проводить в рамках квазистационарной модели [22]. В настоящей работе для этого был использован радиационно-столкновительный код *iPRAX* [23].

Подчеркнем, что возможности рентгеноспектральных методов для диагностики области столкновения джетов, естественно, зависят от того, насколько сильно меняются параметры плазмы в этой области. Скачки плотности и температуры в области столкновения можно оценить с помощью гидродинамического моделирования. В насто-

ящей работе для этой цели использован модульный код *PLUTO* [24].

Оценка перепада плотностей в области столкновения плазменных потоков

Непосредственно для моделирования использовался встроенный в стандартный набор модуль *HD*, в рамках которого в двумерной декартовой системе координат численно решалась система уравнений:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho v) &= 0, \\ \frac{\partial m_x}{\partial t} + \nabla(m_x v) + \frac{\partial p_t}{\partial x} &= 0, \\ \frac{\partial m_y}{\partial t} + \nabla(m_y v) + \frac{\partial p_t}{\partial y} &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} E_t + \nabla[(E_t + p_t)v] &= 0,\end{aligned}$$

где ρ — массовая плотность, (m_x, m_y) — компоненты вектора объемной плотности импульса $m = \rho v$, v — скорость потока, p_t — давление в среде, E_t — полная плотность энергии, определяемая как

$$E_t = \rho_e + \frac{m^2}{2\rho}.$$

Здесь ρ_e — плотность внутренней энергии. Свободно распространяемый дистрибутив кода *PLUTO* предназначен для моделирования идеального газа, т.е. в качестве термического уравнения состояния используется выражение $p_t = n(\rho)k_B T$, где n — концентрация частиц, k_B — постоянная Больцмана, а T — температура, а в качестве калорического — соотношение $\rho_e = \frac{p_t}{\gamma - 1}$, где $\gamma = 5/3$ — показатель адиабаты. Для решения системы использовались схемы Лакса-Фридрихса (*tvd1f*) и Рунге-Кутты (*RK2*) второго порядка (для получения временной эволюции). Код оперирует безразмерными величинами, определяемыми как $q_{\text{СГС}}/q$, где $q_{\text{СГС}}$ — значение величины в системе единиц СГС, а q — значение масштабного фактора для данной величины. Для плотности, длины и скорости масштабные факторы должны быть заданы пользователем. Для остальных величин они пересчитываются на основе введенных значений. Для расчетов использовались следующие значения масштабных факторов: $\rho = 1 \text{ g/cm}^3$ для плотности, $l = 1 \text{ cm}$ для длины и $v = 10^5 \text{ cm/s}$ для скорости.

Общая схема поля моделирования представлена на рис. 2. Расчеты проводились на равномерной (размер ячейки $d = 0.0025 \text{ cm}$) сетке размером 200×200 ($0.5 \times 0.5 \text{ cm}$). Для формирования втекающего в поле моделирования потока плазмы на участках $D = 0.35 \text{ mm}$, центры которых удалены друг от друга на расстояние $l_{\parallel}(l_{\perp}) = \{0.08 \text{ cm}, 0.1 \text{ cm}\}$ задавались фиксированные граничные условия по плотности, давлению и скорости, а именно: $\rho = 4 \cdot 10^{-6} \text{ g/cm}^3$,

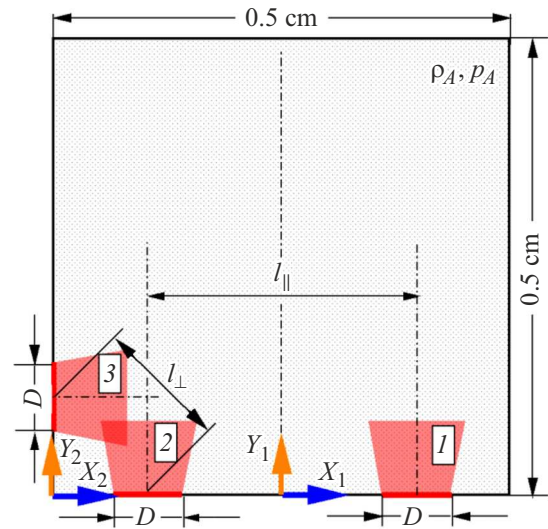


Рис. 2. Общая схема расчетного поля гидродинамического моделирования.

$p_t = 10^7 \text{ dyne/cm}^2$ (1 МПа). Способ задания компонент скорости (v_x, v_y) в пределах областей D варьировался в зависимости от задачи. В случае параллельного разлета в системе координат (X_1, Y_1) :

$$v_x(x) = v_0 \sin[2\alpha(x \pm dx)/D],$$

$$v_y(x) = v_0 \cos[2\alpha(x \pm dx)/D],$$

где $d_x = l_{\parallel}/2$, „–“ и „+“ выбираются для областей „1“ и „2“ соответственно. Для одиночного потока $d_x = 0$. Для перпендикулярного разлета в системе координат (X_2, Y_2) для области „2“:

$$v_x(x) = v_0 \sin[2\alpha(x - dx)/D],$$

$$v_y(x) = v_0 \cos[2\alpha(x - dx)/D],$$

а для области „3“:

$$v_x(y) = v_0 \cos[2\alpha(y - dx)/D],$$

$$v_y(y) = v_0 \sin[2\alpha(y - dx)/D],$$

при этом $d_x = l_{\perp}/\sqrt{2}$. Во всех случаях $2\alpha = 80^\circ$ (полный раствор конуса разлета плазмы), а $v_0 = 2 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ — абсолютная величина вектора скорости потока плазмы, направление которого изменяется от 0 до α пропорционально значению координаты x относительно оси потока, $x \in [0, D/2]$. Указанные значения физических величин являются характерными для потоков лабораторной лазерной плазмы, генерируемой наносекундными лазерными импульсами с интенсивностью $\sim 1 \text{ E}13 \text{ W/cm}^2$ [13]. В качестве давления остаточной среды задавалось характерное для лазерно-плазменных экспериментов значение $p_A = 1.3 \text{ dyne/cm}^2$ (10^{-5} Torr), что при температуре $T = 300 \text{ K}$ соответствует плотности

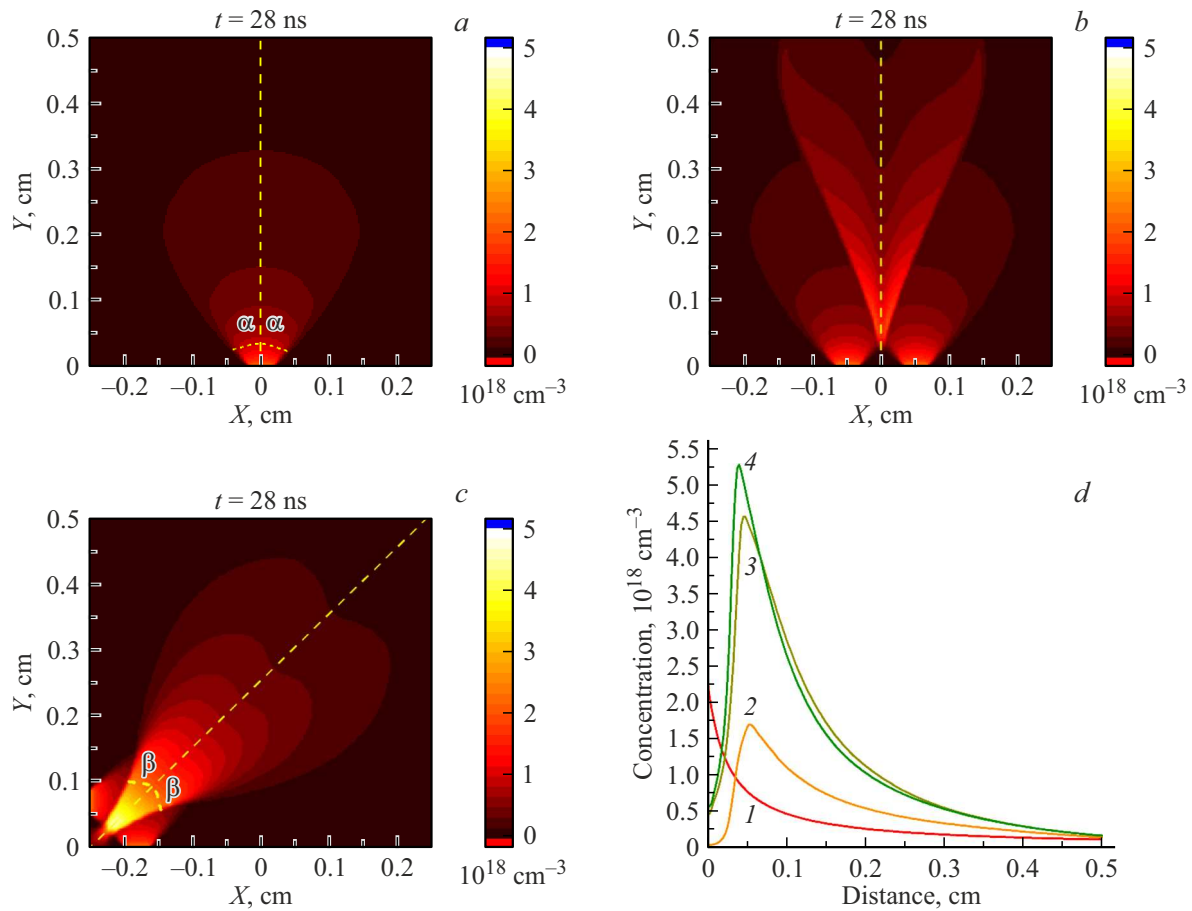


Рис. 3. Карты концентрации (ионов на cm^{-3}) для (a) одиночного потока и двух потоков, идентичных потоку (a) с (b) параллельными ($l_{\parallel} = 1 \text{ mm}$) и (c) перпендикулярными ($l_{\perp} = 0.1 \text{ cm}$) осями разлета, предсказываемые в рамках гидродинамического моделирования для момента времени $t = 28 \text{ ns}$. (d) Профили концентраций вдоль желтых штриховых линий: 1 на (a), 2 на (b) и 3 на (c), 4 — аналогично 3, но для случая $l_{\perp} = 0.08 \text{ cm}$

$\rho_A \approx 5.3 \cdot 10^{-11} \text{ g/cm}^3$. По всему периметру поля моделирования (за исключением областей D) были заданы открытые граничные условия, т.е. для всех величин q выполнялось условие $\frac{\partial q}{\partial n} = 0$, где n — координатная ось, перпендикулярная данной границе.

Карты концентрации, полученные в рамках моделирования для момента времени $t = 28 \text{ ns}$ для трех различных случаев, приведены на рис. 3, a–c. Калибровочная шкала для всех карт одинакова для удобства сравнения. Время выбрано для возможности прямого сопоставления результатов моделирования с экспериментальными интерферограммами свободного разлета, представленными в [13] на рис. 2, a. Как на рис. 3, b, так и на рис. 3, c хорошо видна область повышенной плотности, формирующаяся в области столкновения потоков. Однако морфологически эти области существенно различаются. В случае перпендикулярных потоков образуется единый плазменный поток с существенно меньшим ($2\beta \sim 34^\circ$) углом раствора, чем у исходных, т.е. фактически происходит коллимация плазменных потоков, что подтверждается экспериментальными данными [11]. В случае соосного разлета такого не наблюдается. В центре

области столкновения имеется „полость“ пониженной плотности. Тем не менее, как следует из рис. 3, d, вплоть до расстояний 0.5 cm значения плотности в „полости“ превышают значения для свободного разлета. Максимальное превышение для параллельного разлета достигается на удалении $\sim 0.05 \text{ cm}$, где достигается значение $k_{\parallel} = N_{\parallel}/N_f = 2.3$. Для перпендикулярного разлета для $l = 1 \text{ mm}$ максимальное значение $k_{\perp}(0.044) = 5.3$, а для $l = 0.8 \text{ mm}$ — $k_{\perp}(0.039) = 5.9$.

Таким образом, при типичных параметрах экспериментов по лабораторному моделированию астрофизических струй за счет облучения твердотельных мишеней лазерными импульсами ($\tau_{las} \sim 1 - 10 \text{ ns}$, $10^{12} \leq I_{las} \leq 10^{14} \text{ W/cm}^2$, $D \sim 0.01 - 0.05 \text{ cm}$) в области столкновения образующихся потоков плазмы можно ожидать скачок плотности плазмы в ~ 6 раз. В предположении адиабатичности процесса это может привести также к некоторому росту электронной температуры (менее, чем в 2 раза), который, однако, не может изменить характер ионизационного состояния плазмы, и оно в области столкновения остается рекомбинирующим.

Расчеты радиационно-столкновительной кинетики

Прежде всего следует определить, какие спектральные линии являются наиболее перспективными для диагностики рассматриваемого плазменного объекта. Поскольку его ионизационное состояние ожидается рекомбинирующим, а электронная температура довольно низкой, то обычно используемые для диагностики диэлектронные сателлиты резонансных линий в данном случае будут иметь слишком низкие интенсивности, и, следовательно, не являются подходящими. Подходящими являются линии, обусловленные переходами между возбужденными состояниями ионов с основной К-оболочкой (Н- и Не- подобные) или между возбужденными и основным. В рамках данной статьи рассмотрены только последние, а именно линии резонансной серии Не-подобного иона. Такой выбор обусловлен надежностью и точностью их регистрации из-за относительно простой структуры и существованием хорошо разработанных средств рентгеноспектральных измерений, например, кристаллических спектрометров на базе сферически изогнутых кристаллов [25]. Следует отметить, что для ионов с $Z \sim Z_{Al}$ длины волн переходов между возбужденными уровнями должны лежать в ультрафиолетовой области спектра, и для их регистрации спектрометры, описанные в [25], не могут быть использованы.

Кинетические расчеты были выполнены для ионов алюминия с помощью радиационно-столкновительного кода *iPRAX*. В атомную модель были включены состояния полностью ионизованного алюминия, состояния Н-подобного Al XIII с главными квантовыми числами до 9, состояния Не-подобного Al XII с главными квантовыми числами до 7, состояния Li-подобного Al X с главными квантовыми числами до 7, а также основное состояние Ве-подобного иона. Всего учитывалось 860 состояний. Результаты расчетов приведены на рис. 4.

На рис. 4, *a* показаны зависимости от плотности плазмы отношения интенсивностей интеркомбинационной и резонансной линий Al XII He_α при разных температурах. Видно, что данное отношение практически не зависит от температуры плазмы, но при этом чувствительно к ее плотности в широком диапазоне $10^{12} - 10^{23} \text{ cm}^{-3}$. Это делает его удобным для диагностики данного параметра плазмы. На рис. 4, *b* приведены аналогичные зависимости для отношения интенсивностей линий He_β и He_α . Видно, что диапазон чувствительности к плотности для них существенно уже, чем для предыдущего отношения, и начинается со значений $\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Спектральные линии, обусловленные переходами с уровней с $n > 3$, удобнее сравнивать с линией He_β . В качестве примера на рис. 4, *c, d* показаны зависимости для отношений $He_\gamma(n=4)/He_\beta$ и $He_\delta(n=5)/He_\beta$. За исключением He_{int}/He_α , все приведенные соотношения зависят не только от плотности, но и от электронной температуры.

Таким образом, используя любые два из них, можно определить значения обоих плазменных параметров.

Приведенные зависимости позволяют оценить изменения в спектре излучения плазмы в области столкновения плазменных потоков. Так, например, отношение интенсивностей He_γ/He_β при изменении плотности в 6 раз, например, с 10^{18} до $6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, изменяется от 0.8 до 1.4. Такого изменения достаточно для его уверенной регистрации в эксперименте. Это означает, что предлагаемая рентгеноспектральная диагностическая методика должна позволить уверенно различить области свободного разлета плазменных струй и область их столкновений.

Заключение

Из представленных рисунков видно, что рассмотренные относительные интенсивности спектральных линий иона Al XII чувствительны к электронной плотности плазмы в диапазоне $10^{18} - 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Если нужно исследовать область столкновения струй с меньшей или большей плотностью, то это можно сделать, используя мишени из более легких или более тяжелых ионов соответственно.

При этом зависимости, аналогичные представленным на рис. 4 (кроме *a*), могут быть получены для других Не-подобных ионов без проведения дополнительных вычислений. Поскольку при $Z \sim 10$ вероятности разрешенных атомных переходов в Не-подобных ионах должны масштабироваться вдоль изоэлектронной последовательности по тем же законам, что и для Н-подобных, то границы диапазонов чувствительности относительных интенсивностей к температуре и плотности плазмы при этом должны смещаться пропорционально $\sim Z^2$ и $\sim Z^7$ [26].

Сделанные выше с помощью кода *PLUTO* грубые оценки показывают, что в области столкновения лазерных потоков можно ожидать скачок плотности почти на порядок. В соответствии с рис. 4 это отвечает изменению рассмотренных относительных интенсивностей, по крайней мере, в несколько раз, если, конечно, значения плотности попадают в оптимальный для диагностики диапазон. На самом деле, даже гораздо меньшие скачки плотности, например в 2 раза, позволяют легко отличить спектры, излучаемые областью столкновения, от спектров, излучаемых при свободном разлете плазмы.

Таким образом, наблюдение линий резонансной серии Не-подобных ионов может быть использовано для диагностики параметров рекомбинирующих лазерно-плазменных потоков в достаточно широких интервалах их температур и плотностей. Ограничения использования такой методики связаны с предположениями о рекомбинационном характере плазмы и достаточно малой оптической толщине в рассматриваемых спектральных линиях. Рекомбинационный характер плазмы автоматически возникает при достаточном удалении джета от

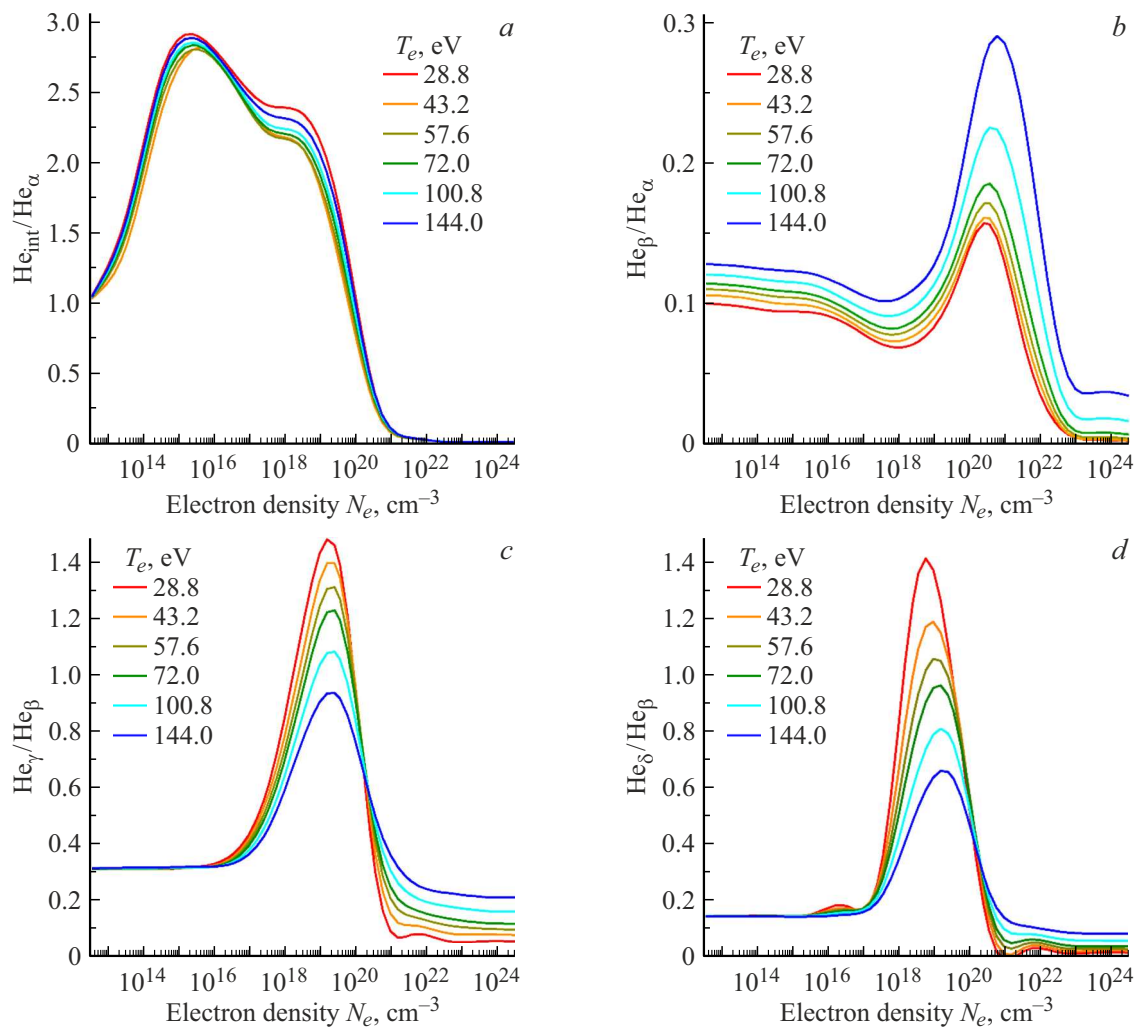


Рис. 4. Зависимости отношения интенсивностей спектральных линий, испускаемых рекомбинирующей плазмой при переходах в He-подобном ионе Al от электронной плотности N_e для различных значений электронной температуры T_e . Все спектральные линии соответствуют переходу в основное состояние $1S_0 1s^2$ из возбужденного состояния (a) $1s2p^1P_1$ для He_α , $1s2p^3P_1$ для He_{int} ; (b) $1s3p^1P_1$ для He_β ; (c) $1s4p^1P_1$ для He_γ ; (d) $1s5p^1P_1$ для He_δ .

области его генерации. Это означает, что область столкновения джетов также должна быть удалена от мишени, что можно обеспечить достаточно большим расстоянием между положением фокальных пятен двух лазерных пучков. В интересующем диапазоне электронных плотностей ($10^{16} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$), соответствующем результатам гидродинамического моделирования, и температуре 144 eV значение оптической толщины изменяется в диапазоне $10^{-2} - 10$ при характерном размере плазмы 1 mm. Однако согласно [21], в приближении Бибермана-Холстейна для самопоглощения, используемого в коде *iPRAX*, эффекты самопоглощения не сказываются на интенсивности резонансной линии при выполнении условия $A/(r+1) > N_e < \sigma v >$, где A — вероятность радиационного распада состояния $1P_1$, $N_e < \sigma v >$ — суммарная вероятность столкновительного распада резонансного уровня, r — оптическая толщина плазмы. Подчеркнем, что речь идет о полной интенсивности

спектральной линии, т.е. о суммарной энергии всех фотонов, испущенных при данном радиационном переходе, а не о спектральной интенсивности в центре линии. В частности, расчеты показывают, что это условие выполняется при $r < 700$ для плазмы при температуре 144 eV и плотности 10^{19} cm^{-3} .

Следует отметить, что использование приближения Бибермана-Холстейна подразумевает, что при рассеянии фотона происходит полное перераспределение по частотам, и когерентное рассеяние можно не учитывать. Это накладывает еще одно ограничение на оптическую толщину плазмы. Оно получается из условия, что ширина линии, обусловленная самопоглощением, должна лежать в пределах доплеровского ядра. Поскольку ширину доплеровского ядра Ω_D можно оценить как $\Omega_D > \Delta\omega_D (\ln(2\pi^{3/2}\Delta\omega_D/\gamma))^{1/2}$ (где $\Delta\omega_D$ и γ — доплеровская и естественная ширины линии соответственно) [27], то это условие сводится фактически к ограни-

чению $r \leq (\Delta\omega_D/\gamma)$. Для наиболее оптически широкой линии He_α рассматриваемого иона Al XII естественная ширина составляет $\gamma \sim 2.8 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$, а при рассматриваемых плазменных параметрах $\Delta\omega_D \sim 2.8 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$, что дает условие $r \leq 10$, которое выполнялось в рассматриваемом эксперименте.

Если в эксперименте реализуются условия, при которых оптическая толщина начинает сказываться на интенсивности диагностических линий, следует внести в мишень в качестве примеси диагностический элемент (например, рассмотренный в настоящей статье Al) в количестве, обеспечивающем рассмотренное выше условие достаточной малости оптической толщины.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках работы Программы 10 „Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика НЦФМ“ и при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Государственное задание № 075-00269-25-00).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] V.V. Gavrilov, A.G. Eskov, A.M. Zhitlukhin, D.M. Kochnev, S.A. Pikuz, I.M. Poznyak, S.N. Ryazantsev, I.Yu. Skobelev, D.A. Toporkov, N.M. Umrikhin. *Plasma Phys. Rep.*, **46** (7), 689–695 (2020). DOI: 10.1134/S1063780X20070041
- [2] Y. Hirooka, N. Omoto, T. Oishi, K.A. Tanaka. *Fusion Engin. Des.*, **87** (10), 1760–1764 (2012). DOI: 10.1016/j.fusengdes.2011.10.003
- [3] Y. Hirooka, T. Oishi, H. Sato, K.A. Tanaka. *Fusion Sci. Technol.*, **60** (2), 804–808 (2011). DOI: 10.13182/FST11-A12484
- [4] C. Sánchez-Aké, D. Mustri-Trejo, T. García-Fernández, M. Villagrán-Muniz. *Spectrochim. Acta B*, **65** (5), 401–408 (2010). DOI: 10.1016/j.sab.2010.04.016
- [5] H. Luna, K.D. Kavanagh, J.T. Costello. *J. Appl. Phys.*, **101** (3), 033302 (2007). DOI: 10.1063/1.2431685
- [6] D.S. De Young. *Science*, **252** (5004), 389–396 (1991). DOI: 10.1126/science.252.5004.389
- [7] D.D. Ryutov, R.P. Drake, B.A. Remington. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **127** (2), 465–468 (2000). DOI: 10.1086/313320
- [8] D.P. Higginson, G. Revet, B. Khair, J. Béard, M. Blecher, M. Borghesi, K. Burdonov, S.N. Chen, E. Filippov, D. Khaghani, K. Naughton, H. Pépin, S. Pikuz, O. Portugall, C. Riconda, R. Riquier, S.N. Ryazantsev, I.Yu. Skobelev, A. Soloviev, M. Starodubtsev, T. Vinci, O. Willi, A. Ciardi, J. Fuchs. *High Energy Density Phys.*, **23**, 48–59 (2017). DOI: 10.1016/j.hedp.2017.02.003
- [9] G. Revet, S.N. Chen, R. Bonito, B. Khair, E. Filippov, C. Argiroffi, D.P. Higginson, S. Orlando, J. Béard, M. Blecher, M. Borghesi, K. Burdonov, D. Khaghani, K. Naughton, H. Pépin, O. Portugall, R. Riquier, R. Rodriguez, S.N. Ryazantsev, I.Yu. Skobelev, A. Soloviev, O. Willi, S. Pikuz, A. Ciardi, J. Fuchs. *Sci. Adv.*, **3** (11), e1700982 (2017). DOI: 10.1126/sciadv.1700982
- [10] D.P. Higginson, B. Khair, G. Revet, J. Béard, M. Blecher, M. Borghesi, K. Burdonov, S.N. Chen, E. Filippov, D. Khaghani, K. Naughton, H. Pépin, S. Pikuz, O. Portugall, C. Riconda, R. Riquier, R. Rodriguez, S.N. Ryazantsev, I.Yu. Skobelev, A. Soloviev, M. Starodubtsev, T. Vinci, O. Willi, A. Ciardi, J. Fuchs. *Phys. Rev. Lett.*, **119** (25), 255002 (2017). DOI: 10.1103/PhysRevLett.119.255002
- [11] C.D. Gregory, J. Howe, B. Loupias, S. Myers, M.M. Notley, Y. Sakawa, A. Oya, R. Kodama, M. Koenig, N.C. Woolsey. *Astrophys. J.*, **676** (1), 420–426 (2008). DOI: 10.1086/527352
- [12] A. Mizuta, S. Yamada, H. Takabe. *Astrophys. J.*, **567** (1), 635–642 (2002). DOI: 10.1086/338379
- [13] R. Zemskov, K. Burdonov, A. Soloviev, A. Sladkov, A. Korzhimanov, J. Fuchs, D. Bisikalo, A. Zhilkin, M. Barkov, A. Ciardi, W. Yao, M. Glyavin, M. Morozkin, M. Proyavin, A. Luchinin, P. Chuvakin, V. Ginzburg, A. Kochetkov, A. Kuzmin, A. Shaykin, I. Shaikin, S. Perevalov, A. Kotov, S. Pikuz, S. Ryazantsev, E. Khazanov, M. Starodubtsev. *Astron. Astrophys.*, **681**, A37 (2024). DOI: 10.1051/0004-6361/202245251
- [14] H.M. Al-Juboori, N.A. Malik, T. McCormack. *Phys. Plasmas*, **28** (12), 123515 (2021). DOI: 10.1063/5.0069277
- [15] B. Albertazzi, E. Falize, A. Pelka, F. Brack, F. Kroll, R. Yurchak, E. Brambrink, P. Mabey, N. Ozaki, S. Pikuz, L. Van Box Som, J.M. Bonnet-Bidaud, J.E. Cross, E. Filippov, G. Gregori, R. Kodama, M. Mouchet, T. Morita, Y. Sakawa, R.P. Drake, C.C. Kuranz, M.J.-E. Manuel, C. Li, P. Tzeferacos, D. Lamb, U. Schramm, M. Koenig. *High Power Laser Science and Engineering*, **6**, e43 (2018). DOI: 10.1017/hpl.2018.37
- [16] P. Mabey, B. Albertazzi, E. Falize, Th. Michel, G. Rigon, L. Van Box Som, A. Pelka, F.-E. Brack, F. Kroll, E. Filippov, G. Gregori, Y. Kuramitsu, D.Q. Lamb, C. Li, N. Ozaki, S. Pikuz, Y. Sakawa, P. Tzeferacos, M. Koenig. *Sci. Rep.*, **9** (1), 8157 (2019). DOI: 10.1038/s41598-019-44596-3
- [17] A.Y. Faenov, T.A. Pikuz, P. Mabey, B. Albertazzi, Th. Michel, G. Rigon, S.A. Pikuz, A. Buzmakov, S. Makarov, N. Ozaki, T. Matsuoka, K. Katagiri, K. Miyanishi, K. Takahashi, K.A. Tanaka, Y. Inubushi, T. Togashi, T. Yabuuchi, M. Yabashi, A. Casner, R. Kodama, M. Koenig. *Sci. Rep.*, **8** (1), 16407 (2018). DOI: 10.1038/s41598-018-34717-9
- [18] D.S. Montgomery. *Rev. Sci. Instr.*, **94** (2), 021103 (2023). DOI: 10.1063/5.0127497
- [19] N.C. Woolsey, C. Courtois, R.O. Dendy. *Plasma Phys. Control Fusion*, **46** (12B), B397–B405 (2004). DOI: 10.1088/0741-3335/46/12B/034
- [20] J. Grava, M.A. Purvis, J. Filevich, M.C. Marconi, J.J. Rocca, J. Dunn, S.J. Moon, V.N. Shlyaptsev. *Phys. Rev. E*, **78** (1), 016403 (2008). DOI: 10.1103/PhysRevE.78.016403
- [21] V.A. Boiko, A.V. Vinogradov, S.A. Pikuz, I.Yu. Skobelev, A.Ya. Faenov. *J. Sov. Laser Res.*, **6** (2), 85–290 (1985).
- [22] S.N. Ryazantsev, I.Yu. Skobelev, A.Ya. Faenov, T.A. Pikuz, D.P. Higginson, S.N. Chen, G. Revet, J. Béard, O. Portugall, A.A. Soloviev, A.N. Grum-Grzhimaïlo, J. Fuchs, S.A. Pikuz. *Phys. Plasmas*, **23** (12), 123301 (2016). DOI: 10.1063/1.4971805
- [23] I.Yu. Skobelev, S.N. Ryazantsev, R.K. Kulikov, M. V. Sedov, S.A. Pikuz. *Photonics*, **10** (8), 939 (2023). DOI: 10.3390/photonics10080939

- [24] A. Mignone, G. Bodo, S. Massaglia, T. Matsakos, O. Tesileanu, C. Zanni, A. Ferrari. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **170** (1), 228–242 (2007). DOI: 10.1086/513316
- [25] A.Y. Faenov, S.A. Pikuz, A.I. Erko, B.A. Bryunetkin, V.M. Dyakin, G.V. Ivanenkov, A.R. Mingaleev, T.A. Pikuz, V.M. Romanova, T.A. Shelkovenko. *Phys. Scr.*, **50** (4), 333–338 (1994). DOI: 10.1088/0031-8949/50/4/003
- [26] Л.А. Вайнштейн, И.И. Собельман, Е.А. Юков. *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий* (Наука, М., 1979).
- [27] И.И. Собельман. *Введение в теорию атомных спектров* (ГИФМЛ, М., 1963).