Письма в ЖЭТФ, том 102, вып. 11, с. 817 – 822

Рентгеноспектральная диагностика рекомбинирующей плазмы в задачах лабораторной астрофизики

С. Н. Рязанцев[+1)], *И. Ю. Скобелев*[+], *А. Я. Фаенов*[+], *Т. А. Пикуз*[+], *А. Н. Грум-Гржимайло*[*], *С. А. Пикуз*[+]

[+]*Объединенный институт высоких температур РАН, 125412 Москва, Россия*

[*]*Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Скобельцына, МГУ им. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 8 сентября 2015 г.

После переработки 19 октября 2015 г.

Актуальность исследования рекомбинирующей лазерной плазмы связана в первую очередь с возможностью ее использования для моделирования взаимодействия плазменных струй в астрофизических объектах. В настоящей работе показано, что для диагностики рекомбинирующей плазмы можно использовать относительные интенсивности переходов резонансной серии He-подобных многозарядных ионов. Установлено, что для ионов с зарядом ядра $Z_n \sim 10$ интенсивности указанных переходов чувствительны к плотности плазмы в области $N_e \sim (10^{16}-10^{20})$ см$^{-3}$ при температурах 10–100 эВ. Расчеты, проведенные для иона F VIII, позволили определить параметры плазменных струй, создаваемых на наносекундной лазерной установке ELFIE (Ecole Polytechnique, Франция) с целью моделирования астрофизических явлений. Полученные универсальные расчетные зависимости могут использоваться для диагностики самой разной рекомбинирующей плазмы, содержащей гелиеподобные ионы фтора.

DOI: 10.7868/S0370274X15230034

1. Несмотря на то что рентгеноспектральная диагностика плазмы возникла уже очень давно, она и сейчас успешно применяется для определения параметров высокотемпературной плазмы, как образующейся в различных лабораторных установках, так и существующей в астрофизических объектах (см., например, [1–6]). Излучаемый плазмой спектр зависит от параметров плазмы. Указанная диагностика осуществляется подбором значений параметров, позволяющих получить согласие расчетного и наблюдаемого эмиссионного спектров.

Очевидно, что наиболее достоверные диагностические результаты должны получаться при сравнении с экспериментом спектра, рассчитанного для широкого диапазона длин волн и содержащего большое число спектральных переходов разных ионов. Однако такой способ диагностики требует проведения достаточно трудоемких расчетов для каждого исследуемого плазменного объекта и результаты, полученные для одного случая, практически не могут быть использованы в другом. Поэтому весьма актуальным является развитие таких диагностических методик, при использовании которых результат расчета ограниченного числа выбранных характеристик спектра является универсальным и может быть применен для широкого класса плазменных объектов. Этими выбранными характеристиками могут быть, например, спектральные ширины одной или нескольких линий или отношения интенсивностей нескольких пар уверенно наблюдаемых линий. Именно такие методы диагностики были развиты на протяжении последних пятидесяти лет.

Отметим, что большинство из созданных рентгеноспектральных методик основано на предположении о том, что ионизационное состояние плазмы близко к стационарному, соответствующему данной температуре электронов. Однако во многих случаях ионизационное состояние плазмы является нестационарным. Так, например, значительная нестационарность плазмы реализуется при ее нагреве излучением CO_2-лазера, при вспышках в солнечной короне, в фемтосекундной лазерной плазме.

Практически всегда нестационарным оказывается ионизационное состояние разлетающихся областей лазерной плазмы. В этом случае плазма является переохлажденной, т.е. рекомбинирующей. Интерес к ее исследованию возник в конце прошлого века, главным образом в связи с проблемой создания лазеров коротковолнового диапазона. В настоящее время интерес к исследованию лазерной рекомбинирующей плазмы связан с экспериментами по моделированию генерации, распространения и взаимодействия плазменных струй в астрофизических объектах (см., например, [7–10]). Теоретическую основу такого моде-

1)e-mail: sergryaz@mail.ru

лирования составляет факт, что часть законов, описывающих эволюцию плазмы, инвариантна относительно некоторых преобразований [11], конкретный вид которых зависит от типа плазмы [12-15]. Это позволяет сформулировать так называемые законы масштабирования, на основе которых можно проводить прямую аналогию между процессами, происходящими в рекомбинирующей плазме, генерируемой при помощи лазера в твердотельной мишени, и процессами, характерными для реальных астрофизических объектов.

В настоящей работе показано, что для диагностики рекомбинирующей плазмы можно использовать относительные интенсивности переходов $1snp\ ^1P_1 - ^1s_2\ ^1S_0$ с $n = 3$–7 в He-подобных многозарядных ионах (линии He_β, He_γ, He_δ, He_ε, He_ξ соответственно). Для ионов с зарядом ядра $Z_n \sim 10$ область чувствительности отношений интенсивностей к плотности плазмы составляет 10^{15}–$10^{19}\,\text{см}^{-3}$ при температурах 10–100 эВ. Конкретные расчеты проведены для иона F VIII. Приведенные универсальные расчетные зависимости могут использоваться для диагностики самой разной рекомбинирующей плазмы, содержащей такие ионы. Дан пример применения предложенной диагностической методики для определения параметров плазменных струй, создаваемых на лазерной установке ELFIE (Ecole Polytechnique, Франция) с целью моделирования астрофизических явлений.

2. Как отмечалось выше, разработанные ранее методы рентгеноспектральной диагностики, как правило, подразумевали наличие стационарных распределений ионов как по кратностям ионизации, так и по возбужденным состояниям. Такой подход являлся вполне оправданным для случая достаточно долгоживущей плазмы, параметры которой не меняются в течение времени, необходимого для установления ионизационного баланса. В случае нестационарной плазмы становится необходимым использование более общего подхода к расчету населенностей возбужденных ионных уровней, а следовательно, и интенсивностей излучаемых плазмой спектральных линий. В большинстве случаев такой подход может опираться на так называемое квазистационарное приближение, в котором учитывается, что распределение ионов по кратностям ионизации не является стационарным [16–18].

Для оптически тонкой плазмы интенсивности наблюдаемых спектральных линий пропорциональны населенностям возбужденных состояний ионов, при радиационном распаде которых происходит их излучение. Для определения населенностей возбужденных состояний следует решить систему кинетических уравнений:

$$\frac{dN_i^Z}{dt} = \sum_{i',Z'} K_{ii'}^{ZZ'} N_{i'}^{Z'}, \qquad (1)$$

где N_i^Z – населенность i-го уровня (уровни пронумерованы в порядке возрастания энергии) иона со спектроскопическим символом Z, а $K_{ii'}^{ZZ'}$ – кинетическая матрица, недиагональные элементы которой дают вероятности переходов между состояниями $i'Z'$ и iZ за счет всех элементарных актов, а диагональные со знаком "минус" равны сумме вероятностей переходов из состояния iZ во все остальные.

Элементы кинетической матрицы зависят от параметров плазмы, т.е. от температуры и плотности свободных электронов, входящих в вероятности столкновительных переходов. Если параметры плазмы не меняются со временем, то при $t \to \infty$ населенности уровней стремятся к своим стационарным значениям (не обязательно термодинамически равновесным), которые могут быть определены из решения алгебраической системы стационарных кинетических уравнений:

$$\sum_{i'Z'} K_{ii'}^{ZZ'}, \quad N_{i'}^{Z'} = 0. \qquad (2)$$

Существенно, что время τ_i^Z выхода населенности уровня i, Z на стационарное значение определяется соответствующим диагональным элементом кинетической матрицы: $\tau_i^Z \sim (K_{ii}^{ZZ})^{-1}$. В большинстве случаев (особенно это относится к плазме многозарядных ионов) величины τ_i^Z для основных состояний ионов значительно (на порядки) превышают значения τ_i^Z для возбужденных состояний. Исключение могут составлять низколежащие метастабили у ионов низкого заряда. Это позволяет использовать при решении системы (1) квазистационарное приближение, в рамках которого общая система (1) разбивается на две подсистемы: алгебраическую систему для всех стационарных уравнений для возбужденных уровней и систему дифференциальных уравнений для основных состояний. Населенности же возбужденных уровней представляются в виде суммы:

$$N_i^Z = \beta_i^Z N_e \cdot N_1^{Z+1} + S_i^Z N_1^Z, \qquad (3)$$

где индексом "1" обозначено основное состояние. Для рассматриваемого иона F VIII метастабильных долгоживущих состояний не наблюдается. Поэтому для всех возбужденных уровней ($i \geq 2$) используется система стационарных уравнений. Коэффициенты заселения β_i^Z и S_i^Z в (3) определяются из решения двух систем уравнений:

$$\sum_{i'} K_{ii'}^{ZZ} S_{i'}^Z = -K_{i1}^{ZZ}, \quad i > 1, \tag{4a}$$

$$\sum_{i'} K_{ii'}^{ZZ}, \beta_{i'}^Z = -K_{i1}^{Z,Z+1}/N_e, \quad i > 1, \tag{4b}$$

а населенности основных состояний – из дифференциальных уравнений

$$\frac{dN_1^Z}{dt} = \beta^Z N_e^2 N_1^{Z+1} - S^Z N_e N_1^Z. \tag{5}$$

Здесь скорости процессов рекомбинации (β^Z и ионизации (S^Z) связаны с коэффициентами заселения β_i^Z и S_i^Z следующими формулами [18]:

$$\beta^Z = N_e^{-2}\left[K_{11}^{Z,Z+1} + N_e \sum_m K_{1m}^{ZZ}\beta_m^Z\right] \equiv$$

$$\equiv N_e^{-2}\left[K_{11}^{Z,Z+1} + \sum_{m>1}(K_{1m}^{Z,Z+1} - K_{1m}^{Z+1,Z}\beta_m^Z N_e)\right], \tag{6}$$

$$S^Z = N_e^{-1}\sum_m K_{1m}^{Z+1,Z} S_m^Z \equiv$$

$$\equiv N_e^{-1}\left[K_{11}^{Z+1,Z} + \sum_{m>1}(K_{m1}^{ZZ} - K_{1m}^{ZZ}S_m^Z)\right]. \tag{7}$$

В случае рекомбинирующей плазмы доминирующим в (3) является первый член. Если при этом интересоваться только спектральными линиями одного иона, то их относительные интенсивности не будут зависеть от обилия ионов разных кратностей. Последнее означает, что для расчета отношений интенсивностей достаточно решить алгебраическую систему уравнений (4b) для коэффициентов заселения β_i^Z и вычислить относительные интенсивности, умножая полученные коэффициенты заселения на соответствующие вероятности радиационных переходов.

В настоящей работе при решении системы (4b) учитывались все переходы между уровнями $1snl$ с $n \le 20$. Уровни с $n > 20$ разбивались на две группы (триплеты и синглеты), каждая из которых рассматривалась в одноквантовом приближении [17]. Для конфигурации $1s2l$ учитывалась тонкая структура уровней. Уровни $1snl_{LJ}^{(2S+1)}$ при $n = 3$–5 считались вырожденными только по полному моменту, а при $n > 5$ – и по орбитальному. Вероятности столкновительных и радиационных переходов были взяты из работ [19–21]. Расчеты проводились для иона F VIII в широких диапазонах изменения температуры и плотности плазмы.

После решения кинетических уравнений (2) для оптически тонкой плазмы рассчитывались отношения интенсивностей $I(1snp^1P_1 - 1s^2)/I(1s3p^1P_1 - 1s^2)$ для n = 4, 5, 6, 7. Их зависимости от электронной плотности плазмы при разных значениях температуры электронов приведены на рис. 1–4.

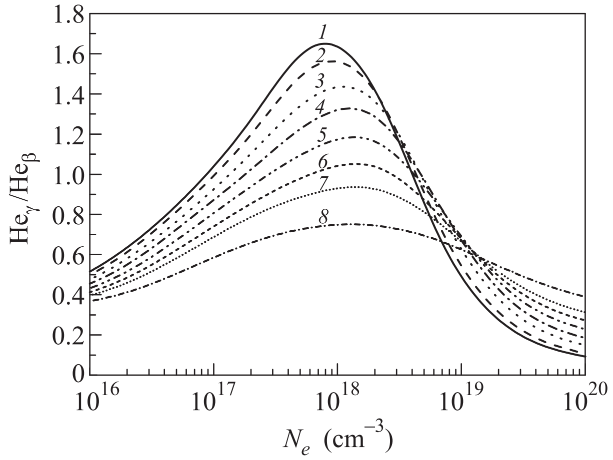

Рис. 1. Зависимость от электронной плотности плазмы отношения интенсивностей линий He_γ $(1s4p^1P_1 - 1s^2)$ и He_β $(1s3p^1P_1 - 1s^2)$ при различных значениях температуры электронов T_e: *1* – 9.6 эВ, *2* – 12.8 эВ, *3* – 19.2 эВ, *4* – 25.6 эВ, *5* – 35.2 эВ, *6* – 44.8 эВ, *7* – 64 эВ, *8* – 128 эВ

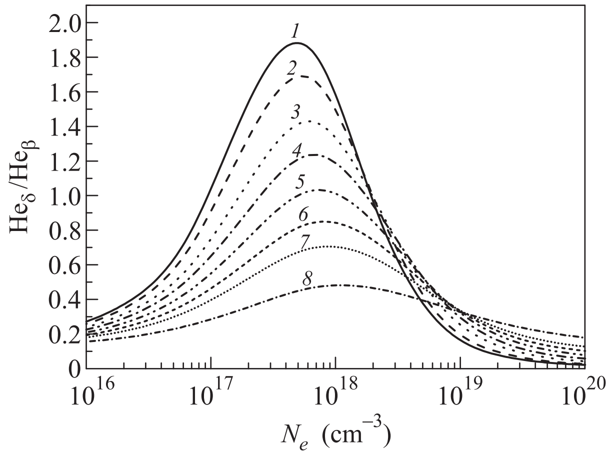

Рис. 2. Зависимости от электронной плотности плазмы отношения интенсивностей линий He_δ $(1s5p^1P_1 - 1s^2)$ и He_β при различных значениях температуры электронов T_e: *1* – 9.6 эВ, *2* – 12.8 эВ, *3* – 19.2 эВ, *4* – 25.6 эВ, *5* – 35.2 эВ, *6* – 44.8 эВ, *7* – 64 эВ, *8* - 128 эВ

Из приведенных рисунков видно, что отношения интенсивностей линий ионов фтора чувствительны к электронной плотности плазмы только в области $N_e \sim 10^{16}$–10^{20} см$^{-3}$ при температурах $T_e \sim 10$–100 эВ. За пределами этого диапазона

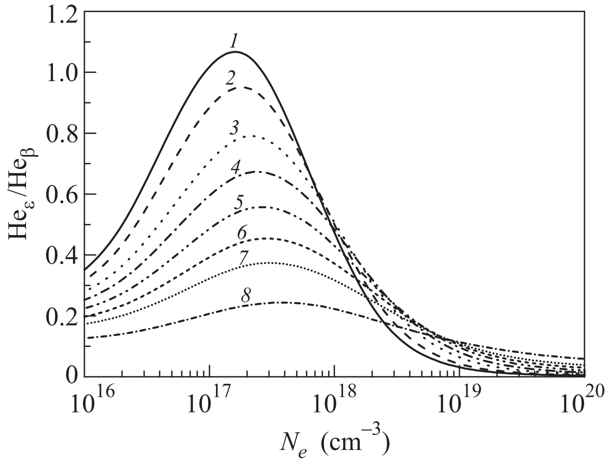

Рис. 3. Зависимости от электронной плотности плазмы отношения интенсивностей линий He_ε $(1s6p^1P_1{-}1s^2)$ и He_β при различных значениях температуры электронов T_e: *1* – 9.6 эВ, *2* – 12.8 эВ, *3* – 19.2 эВ, *4* – 25.6 эВ, *5* – 35.2 эВ, *6* – 44.8 эВ, *7* – 64 эВ, *8* – 128 эВ

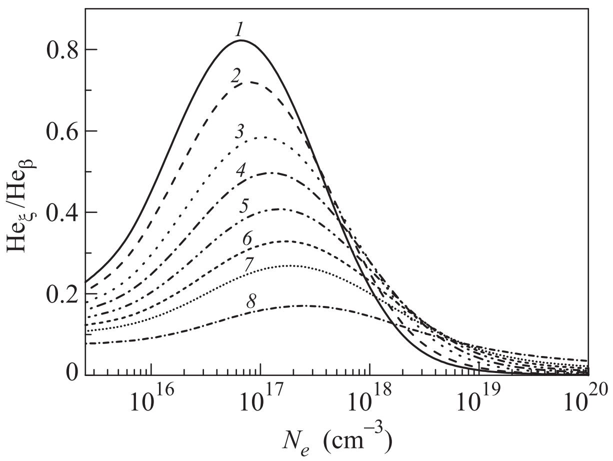

Рис. 4. Зависимости от электронной плотности плазмы отношения интенсивностей линий He_ξ $(1s7p^1P_1{-}1s^2)$ и He_β при различных значениях температуры электронов T_e: *1* – 9.6 эВ, *2* – 12.8 эВ, *3* – 19.2 эВ, *4* – 25.6 эВ, *5* – 35.2 эВ, *6* – 44.8 эВ, *7* – 64 эВ, *8* - 128 эВ

плотностей отношения интенсивностей для иона F VIII становятся постоянными и не могут быть использованы для диагностики. Однако характерные значения плотности плазмы, получаемой в экспериментах по лабораторной астрофизике (в частности, в обсуждаемых ниже экспериментах, проводившихся на установке ELFIE), попадают в указанный диапазон, что следует из интерферометрических данных [8, 10, 22]. При необходимости проведения диагностики в другом диапазоне плотностей можно использовать спектральные линии других He-подобных ионов. При $Z \sim 10$ вероятности атомных переходов в He-подобных ионах должны масштабироваться вдоль изоэлектронной последовательности по тем же законам, что и для H-подобных. При этом области чувствительности относительных интенсивностей к температуре и плотности плазмы сместятся примерно пропорционально $(Z_n - 1)^2$ и $(Z_n - 1)^7$, соответственно.

Также следует отметить, что предлагаемый метод может быть использован только для плазмы, оптически тонкой в спектральных линиях соответствующего He-подобного иона. Обычно это не является особой проблемой, поскольку диагностическое вещество может быть внесено в исследуемую плазму в качестве малой примеси.

Немонотонный характер зависимостей отношений интенсивностей от плотности для каждого отношения интенсивностей дает два решения, соответствующих менее плотной и более плотной плазме. Использование одновременно четырех отношений для определения всего двух параметров, практически всегда позволяет исключить эту неоднозначность.

3. Разработанный метод диагностики был использован в лабораторном астрофизическом эксперименте [10] при определении параметров плазменных потоков, распространяющихся в присутствии внешнего магнитного поля. В рассматриваемом эксперименте, выполненном на лазерной установке ELFIE в Ecole Polytechnique, лазерный импульс с длиной волны $\lambda = 1.053$ нм, длительностью 0.5–1 нс и энергией от 5 до 50 Дж фокусировался на поверхность сплошной фторопластовой мишени в пятно диаметром 750 мкм. Целью данных экспериментов было исследование особенностей формирования плазменных струй в присутствии внешнего магнитного поля, силовые линии которого перпендикулярны поверхности мишени. Схема эксперимента представлена на рис. 5а.

Регистрация спектров рентгеновского излучения производилась при помощи фокусирующего спектрометра с пространственным разрешением (ФСПР), в котором использовался сферически изогнутый кристалл слюды с межплоскостным расстоянием $2d = 19.9376$ Å и радиусом кривизны $R = 150$ мм. Кристалл был настроен на работу в первом порядке отражения для записи эмиссионного спектра многозарядных ионов F в диапазоне от 13 до 16 Å, что соответствует энергетическому диапазону от 800 до 950 эВ. Регистрация спектра проводилась на фотолюминесцентные пластины (Image Plate), размещавшиеся в защищенной от оптического излучения кассете. Входное окно кассеты закрывалось двумя сло-

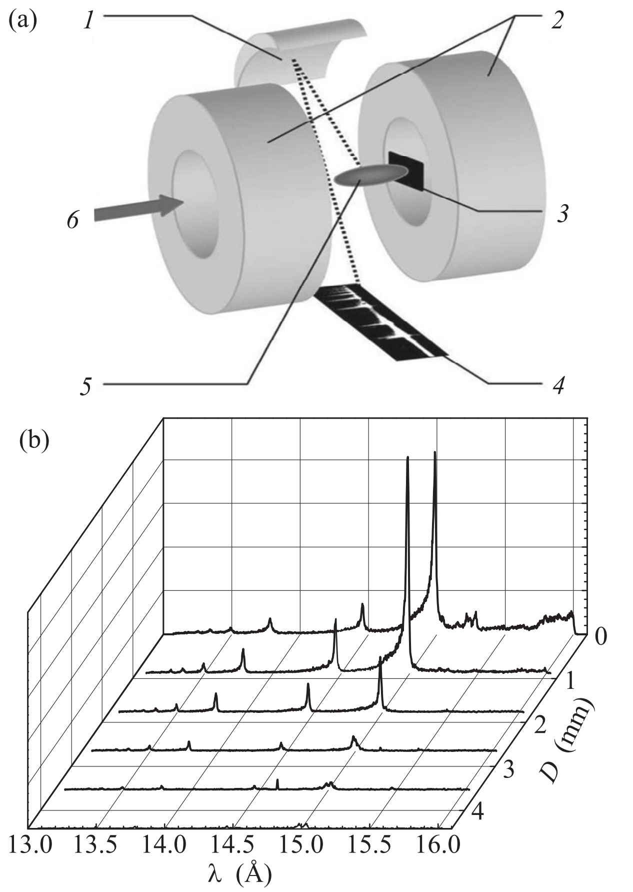

Рис. 5. (a) – Схема эксперимента [11] по определению параметров плазменных струй, генерируемых лазерным импульсом: *1* – диспергирующий кристалл, *2* – катушки Гельмгольца, *3* – фторопластовая мишень, *4* – изображение пластины, *5* – плазма, *6* – направление лазерного луча. (b) – Денситограммы эмиссионного спектра, соответствующие различным расстояниям D до поверхности мишени. Спектр получен при разлете плазмы во внешнем магнитном поле, λ – длина волны

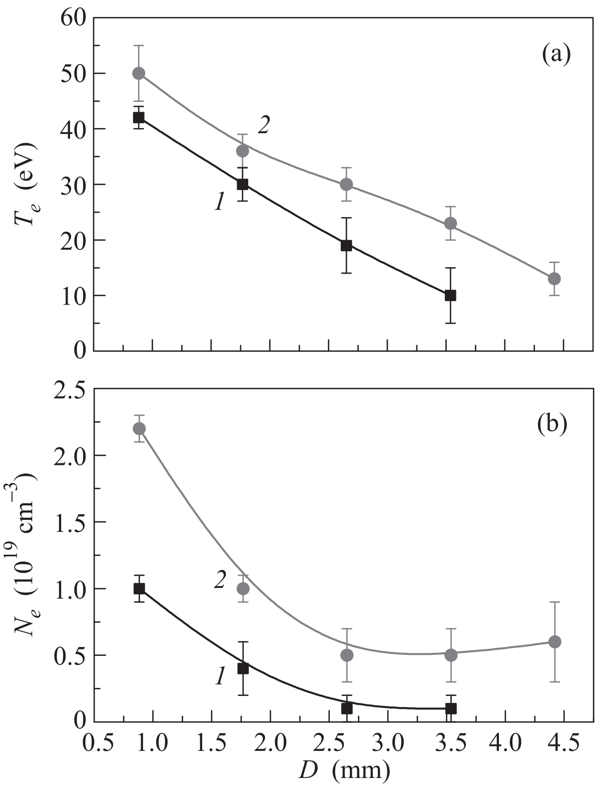

Рис. 6. Значения температуры (a) и плотности (b) плазменных струй на различном удалении D от поверхности фторопластовой мишени для свободного разлета плазмы *1* и в присутствии магнитного поля с индукцией $B = 20$ Тл *2*

ями фильтра из поликарбоната (2 мкм) с напылением Al (40 нм). Считывание информации с пластин осуществлялось 16-битным сканером Fujifilm FLA-7000. Измеренные спектры корректировались с учетом аппаратной функции спектрометра, определяемой в том числе, с использованием метода численного расчета хода лучей в установленной диспергирующей схеме [23]. Примеры денситограмм, полученных для различных расстояний от мишени, приведены на рис. 5b.

Используя измеренные относительные интенсивности линий He$_\beta$, He$_\gamma$, He$_\delta$, He$_\varepsilon$, He$_\xi$ и результаты расчетов, приведенные на рис. 1–4, мы определили профили $N_e(D)$ и $T_e(D)$ для различных условий эксперимента (рис. 6).

Как видно из рис. 6, рассматриваемая методика позволила провести диагностику плазменных областей, расположенных на больших (вплоть до 4.5 мм) расстояниях от поверхности мишени. При этом ее чувствительность оказалась вполне достаточной для регистрации отличий параметров плазменных струй, генерируемых при наложении магнитного поля, от параметров, характерных для свободного разлета. Для полученных значений параметров плазмы и измеренных значений ширин спектральных линий и геометрических размеров плазмы были выполнены оценки оптической толщины плазмы в используемых для диагностики спектральных линиях. Эти оценки показывают, что плазма является оптически тонкой во всех рассматриваемых линиях. Таким образом, применение данного метода вполне оправдано.

Основная экспериментальная погрешность определения параметров плазмы в данном эксперименте возникала вследствие ее неоднородности в поперечном направлении. В принципе, погрешность могла бы быть уменьшена за счет регистрации спектров с двумерным пространственным разрешением. Однако в этом случае потребовалось бы одновременное использование нескольких спектрометров, установка которых в эксперименте [10] была технически невозможна. Заметим, что измеренные профили плотности находятся в очень хорошем согласии с результатами интерферометрической диагностики [10].

Работа выполнена в ОИВТ РАН при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект # 14-50-00124).

1. В. А. Бойко, А. В. Виноградов, С. А. Пикуз, И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов, *Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника*, ВИНИТИ, М. (1980), т. 27.
2. Y. Nazé and G. Rauw, A&A **490**, 801 (2008)
3. N. E. Andreev, M. E. Povarnitsyn, M. E. Veysman, A. Ya. Faenov, P. R. Levashov, K. V. Khishchenko, T. A. Pikuz, A. I. Magunov, O. N. Rosmej, A. Blazevic, A. Pelka, G. Schaumann, M. Schollmeier, and M. Roth, Las. Part. Beams **33**, 541 (2015).
4. F. Perez, J. J. Kay, J. R. Patterson, J. Kane, B. Villette, F. Girard, C. Reverdin, M. May, J. Emig, C. Sorce, J. Colvin, S. Gammon, J. Jaquez, J. H. Satcher, Jr., and K. B. Fournier, Phys. Plasmas **19**, 083101 (2012).
5. С. А. Пикуз мл., А. Я. Фаенов, И. Ю. Скобелев, В. Е. Фортов, УФН **184**, 759 (2014).
6. A. Ya. Faenov, I. Yu. Skobelev, T. A. Pikuz, S. A. Pikuz, Jr., R. Kodama, and V. E. Fortov, Las. Part. Beams **33**, 27 (2015).
7. R. Yurchak, A. Ravasio, A. Pelka, S. Pikuz, Jr., E. Falize, T. Vinci, M. Koenig, B. Loupias, A. Benuzzi-Mounaix, M. Fatenejad, P. Tzeferacos, D. Q. Lamb, and E. G. Blackman, Phys. Rev. Lett. **112**, 155001 (2014).
8. Y. Kuramitsu, Y. Sakawa, S. Dono, C. D. Gregory, S. A. Pikuz, B. Loupias, M. Koenig, J. N. Waugh, N. Woolsey, T. Morita, T. Moritaka, T. Sano, Y. Matsumoto, A. Mizuta, N. Ohnishi, and H. Takabe, Phys. Rev. Lett. **108**, 195004 (2012).
9. C. D. Gregory, B. Loupias, J. Waugh, S. Dono, S. Bouquet, E. Falize, Y. Kuramitsu, C. Michaut, W. Nazarov, S. A. Pikuz, Jr., Y. Sakawa, N. C. Woolsey, and M. Koenig, Phys. Plasmas **17**, 052708 (2010).
10. B. Albertazzi, A. Ciardi, M. Nakatsutsumi, T. Vinci, J. Béard, R. Bonito, J. Billette, M. Borghesi, Z. Burkley, S. N. Chen, T. E. Cowan, T. Herrmannsdörfer, D. P. Higginson, F. Kroll, S. A. Pikuz, K. Naughton, L. Romagnani, C. Riconda, G. Revet, R. Riquier, H.-P. Schlenvoigt, I. Yu. Skobelev, A. Ya. Faenov, A. Soloviev, M. Huarte-Espinosa, A. Frank, O. Portugall, and H. Pépin, J. Fuchs, Sci. **346**, 325 (2014).
11. J. W. Connor and J. B. Taylor, Nucl. Fusion **17**, 1047 (1977).
12. D. Ryutov, R. P. Drake, J. Kane, E. Liang, B. A. Remington, and W. M. Wood-Vasey, Astrophys. J. **518**, 821 (1999).
13. D. Ryutov, R. P. Drake, and B. A. Remington, Astrophys. J., Supplement **127**, 465 (2000).
14. E. Falize, S. Bouquet, and C. Michaut, ArXiv e-prints 805 (2008).
15. E. Falize, *Similtudes et auto-similarite en physique des hautes densites d'energie: application a l'astrophysique de laboratoire. PhD thesis*, CEA/DIF/DPTA (2008).
16. Л. И. Гудзенко, С. И. Яковленко, *Плазменные лазеры*, Атомиздат, М. (1978).
17. Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, И. Т. Якубов, *Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы*, Наука, М. (1982).
18. И. Ю. Скобелев, С. Я. Хахалин, С. И. Яковленко, *Характеристики релаксационных процессов в плазме многозарядных ионов*, Препринт ИОФАН # 32, М. (1985).
19. Л. А. Вайнштейн, И. И. Собельман, Е. А. Юков, *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий*, Наука, М. (1979).
20. T. Kato, Preprint Inst. Plasma Phys. Nagoya Univ., IPPJ-AM 2 (1977).
21. W. L. Wiese, M. W. Smith, and B. M. Glennon, *Atomic Transition Probabilities*, USRDS-NBS4 (1966), v. I.
22. B. Loupias, M. Koenig, E. Falize, S. Bouquet, N. Ozaki, A. Benuzzi-Mounaix, T. Vinci, C. Michaut, M. Rabec le Goahec, W. Nazarov, C. Courtois, Y. Aglitskiy, A. Ya. Faenov, and T. Pikuz, Phys. Rev. Lett. **99**, 265001 (2007).
23. Ya. S. Lavrinenko, I. V. Morozov, S. A. Pikuz, and I. Yu. Skobelev, J. Phys CS **653**, 012027 (2015).