

О формировании плазменного облака при испарении макрочастицы в высокотемпературной замагниченной тороидальной плазме

О. А. Бахарева¹⁾, В. Ю. Сергеев, И. А. Шаров

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 25 октября 2022 г.

После переработки 5 декабря 2022 г.

Принята к публикации 8 декабря 2022 г.

Излучение облаков холодной вторичной плазмы вблизи макрочастиц, испаряющихся в горячей плазме установок с магнитным удержанием (токамаков и стеллараторов), является источником ценной информации о физических характеристиках пеллетного облака. В данной работе проанализированы характерные размеры излучающих облаков из различных материалов: легкоплавкого полистирола и тугоплавкого углерода. При расчете длины ионизации ионов C^+ как в углеродных, так и в углеводородных облаках, вклада одних только горячих электронов оказывается недостаточно, чтобы обеспечить наблюдаемые в эксперименте длины спада излучения линии СИ. С учетом сильного экранирования потока электронов фоновой плазмы в углеводородном пеллетном облаке, ионизация ионов C^+ в нем определяется, в основном, электронами холодной плазмы облака. Вблизи тугоплавкой углеродной макрочастицы экранирование слабое вследствие меньшей скорости ее испарения. Вклады горячих электронов окружающей плазмы и холодных электронов пеллетного облака в ионизацию ионов C^+ оказываются сопоставимыми в случае углеродных макрочастиц.

DOI: 10.31857/S1234567823030060, EDN: owzoxu

1. Введение. Инжекция макрочастиц (пеллетов) из различных материалов, таких как H_2 , D_2 , Li , C , C_8H_8 , в высокотемпературную плазму установок с магнитным удержанием широко используется для управления параметрами разряда и его диагностики [1, 2]. Информация о пространственном распределении атомов и ионов в различных зарядовых состояниях в облаке необходима для сравнения факторов нейтрального и плазменного экранирования тепловых потоков, достигающих поверхности макрочастиц [3] и для уточнения эффективности нейтрализации быстрых ионов плазмы в пеллетном облаке в результате их рекомбинации и перезарядки [4].

Ранее для облаков вблизи испаряющихся углеродных и углеводородных макрочастиц анализировались продольные (относительно направления локального магнитного поля) и поперечные к магнитному полю распределения интенсивности излучения ионов C^+ в линии СИ (723 нм). В работе [5] наблюдалось приблизительное соответствие между характерной продольной длиной спада излучения в линии СИ l_{dec} в углеродных облаках на установке Wendelstein7-AS (W7-AS) и расчетной длиной ионизации ионов C^+ горячими электронами фоновой плазмы, оцененной с помощью выражения

$$l_{ion}^{hot} = \frac{u}{n_e \langle \sigma_{C^{+ \rightarrow 2+}} \nu \rangle_{T_e}}, \quad (1)$$

где скорость продольного разлета испарившегося вещества u полагалась равной скорости звука $c_s = \sqrt{\frac{5}{3} \frac{T_{clid}}{m_C}}$ при значении температуры электронов в облаке $T_{clid} = 1.0$ эВ, m_C – масса атома углерода, n_e – концентрация фоновой плазмы, $\langle \sigma_{C^{+ \rightarrow 2+}} \nu \rangle_{T_e}$ – скоростной коэффициент ионизации электронным ударом иона C^+ , вычисленный для Максвелловской функции распределения с температурой горячих электронов T_e [6]. В то же время, при моделировании параметров углеродных пеллетных облаков на W7-AS с помощью численного кода LLP [7] были получены несколько большие значения температуры электронов облака 2.5–5 эВ. Скоростной коэффициент ионизации электронным ударом иона C^+ при низких температурах 1–4 эВ $\langle \sigma_{C^{+ \rightarrow 2+}} \nu \rangle_{T_{clid}}$ уменьшается более чем на порядок при уменьшении T_{clid} на 1 эВ [6]. В связи с этим в работе [5] при $T_{clid} = 1.0$ эВ оценивалось $\langle \sigma_{C^{+ \rightarrow 2+}} \nu \rangle_{T_{clid}=1\text{eV}} \ll \ll \langle \sigma_{C^{+ \rightarrow 2+}} \nu \rangle_{T_e}$ и считалось, что только горячие электроны фоновой плазмы вносят основной вклад в процесс ионизации ионов C^+ . При значениях температуры вторичной холодной плазмы 2.5–5 эВ вклад электронов облака в ионизацию должен заметно увеличиться, что требует уточнения выводов работы [5].

¹⁾e-mail: o.bakhareva@spbstu.ru

В экспериментах на установке Large Helical Device (LHD) были измерены концентрация электронов $n_{\text{eld}} \cong 4 \cdot 10^{16} - 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [8] и температура электронов $T_{\text{eld}} \cong 2 - 6 \text{ эВ}$ [9], а также исследовались характерные размеры излучающих областей углеводородных облаков [10], в том числе в линии СII (723 нм). Основные результаты по измерению и интерпретации размеров облаков были получены в предположении определяющего вклада холодных электронов самого облака в ионизацию. Оценки вклада горячих электронов в явном виде не выполнялись.

Задачей данной работы был анализ параметров вторичной холодной плазмы вблизи углеродных и углеводородных макрочастиц, испаряющихся в плазме установок W7-AS и LHD, с целью сопоставить вклады холодных электронов облака и горячих электронов фоновой плазмы в ионизацию ионов C^+ в пеллетных облаках.

2. Ионизация ионов C^+ в облаке горячими электронами. При расчете характерных длин ионизации иона C^+ было учтено, по сравнению с уравнением (1), эффективное уменьшение концентрации горячих электронов фоновой плазмы в $\delta_{n,\text{plc}}$ раз после их прохождения через плазменное облако:

$$l_{\text{ion}}^{\text{hot}} = \frac{u}{\delta_{n,\text{plc}} n_e \langle \sigma_{\text{C}^+ \rightarrow 2+} \nu \rangle}. \quad (2)$$

Для оценки фактора экранирования концентрации электронов плазменным пеллетным облаком $\delta_{n,\text{plc}}$ использовался фактор экранирования для теплового потока δ_q , который определялся из экспериментальных данных с помощью баланса энергии на поверхности макрочастицы

$$\delta_q = \frac{\varepsilon \dot{N}}{q_e 2\pi r_p^2}. \quad (3)$$

Здесь r_p – текущий радиус макрочастицы, ε – эффективная энергия сублимации ($\varepsilon \cong 8.8 \text{ эВ}$ для атома углерода [11] и $\varepsilon \cong 1.5 \text{ эВ}$ для мономера C_8H_8 полистирола [12]), $q_e = \frac{1}{4} n_e \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} \times 2T_e$ – плотность невозмущенного теплового потока, переносимого горячими электронами, \dot{N} – скорость испарения макрочастицы, n_e и T_e – концентрация и температура электронов окружающей плазмы, m_e – масса электрона.

Для определения связи между $\delta_{n,\text{plc}}$ и δ_q мы делаем несколько предположений. 1) Считаем, что фактор экранирования облаком теплового потока электронов фоновой плазмы равен произведению факторов экранирования в нейтральной и плазменной частях облака $\delta_q = \delta_{q,\text{nc}} \delta_{q,\text{plc}}$. То же полагаем верным и для ослабления потока горячих электронов

$\delta_n = \delta_{n,\text{nc}} \delta_{n,\text{plc}}$. 2) Считаем, что факторы экранирования потока горячих электронов и потока тепла горячих электронов отличаются незначительно, т.е. для нейтральной и плазменной частей облака $\delta_{q,\text{nc}} \cong \delta_{n,\text{nc}}$ и $\delta_{q,\text{plc}} \cong \delta_{n,\text{plc}}$. Данное допущение сделано на основе анализа совместного решения кинетического уравнения и уравнения потери энергии для электронов фоновой плазмы в нейтральном пеллетном облаке [13]. Оно справедливо как для тугоплавких углеродных макрочастиц, так и для не тугоплавких углеводородных (полистироловых) макрочастиц, несмотря на сильное различие типичных значений факторов нейтрального экранирования, $\delta_{q,\text{nc}} \cong 0.8$ для углеродных и $\delta_{q,\text{nc}} \cong 0.02$ для углеводородных облаков. Заметим, что вывод о сопоставимых величинах $\delta_{n,\text{nc}}$ и $\delta_{q,\text{nc}}$ был сделан и в работе [14] в ходе анализа нейтрального экранирования при испарении водородных макрочастиц. 3) Предполагаем, что величины факторов экранирования в нейтральной и плазменной частях пеллетного облака сопоставимы: $\delta_{q,\text{nc}} \cong \delta_{q,\text{plc}}$ и $\delta_{n,\text{nc}} \cong \delta_{n,\text{plc}}$. Такое утверждение следует из оценок интегральной толщины нейтральной и плазменной частей углеводородных облаков с использованием данных работ [8, 9] и не противоречит выводам работы [15], где оценивалось влияние нейтрального и плазменного облаков на скорость испарения углеродной макрочастицы.

Исходя из указанных предположений, получим $\delta_q = \delta_{q,\text{nc}} \delta_{q,\text{plc}} = \delta_{n,\text{nc}} \delta_{n,\text{plc}} = \delta_{n,\text{plc}}^2$, откуда

$$\delta_{n,\text{plc}} = \sqrt{\delta_q}. \quad (4)$$

В экспериментах на стеллараторе W7-AS [5] в плазму инжектировались углеродные макрочастицы диаметром 0.35–0.45 мм со скоростью 150–400 м/с в направлении магнитной оси плазменного шнура. Излучение углеродных пеллетных облаков регистрировалось с помощью оптической системы под углом примерно 46° в поперечном направлении к оси инжекции. Время экспозиции CCD камеры варьировалось в широких пределах от 1 мкс до 10 мс, что позволяло получать в кадре как серии из 1–10 моментальных снимков пеллетного облака, так и интегральные фотографии облака, формируемые движущимся светящимся пеллетным облаком в процессе испарения макрочастицы. Излучение в линии СII регистрировалось с использованием фильтра 720 нм с шириной на полувысоте (FWHM) полосы пропускания 9.3 нм, либо фильтра 723 нм с FWHM 1.9 нм. Более подробное описание экспериментов и результатов приведено в [16].

Пунктирной линией (1) на рис. 1 показано распределение излучения углеродного пеллетного об-

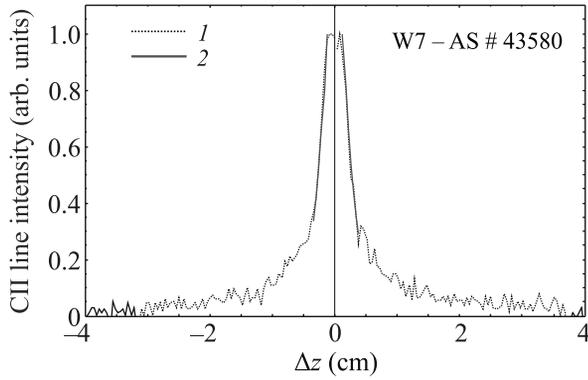


Рис. 1. (Цветной онлайн) Распределение вдоль магнитного поля интенсивности излучения облака в линии СII (723 нм) на моментальной фотографии в разряде # 43580 установки W7-AS при $r_{\text{eff}} \cong 9$ см. 1 – распределение интенсивности вдоль продольной оси облака; 2 – подобранные экспоненциальные зависимости в области быстрого спада интенсивности

лака в линии СII вдоль продольной оси облака, соответствующее положению макрочастицы на эффективном малом радиусе $r_{\text{eff}} \cong 9$ см для разряда # 43580. Параметры разряда в момент инжекции: $n_{e0} = 6.2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T_{e0} = 1.4 \text{ кэВ}$, $P_{\text{ECRH}} = 410 \text{ кВт}$, $R_0 = 2.05 \text{ м}$, $a_{\text{eff}} = 0.17 \text{ м}$, $B = 2.55 \text{ Тл}$, исходный радиус макрочастицы $r_{p0} = 0.19 \text{ мм}$, а ее скорость $v_p = 310 \text{ м/с}$ [5]. Локальные значения температуры и концентрации электронов фоновой плазмы и текущий радиус макрочастицы при $r_{\text{eff}} \cong 9$ см были следующие: $T_e = 0.7 \text{ кэВ}$, $n_e = 6.07 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $r_p = 0.18 \text{ мм}$. Сплошными красными линиями (2) на рис. 1 показаны подобранные методом наименьших квадратов экспоненциальные зависимости с характерным размером l_{dec} , на котором интенсивность спадает в e раз. Значения l_{dec} близки на правом и левом крыльях продольного распределения интенсивности СII относительно местонахождения макрочастицы $\Delta z = 0$ см. Далее используется среднее значение для двух крыльев. Для распределения, представленного на рис. 1, среднее значение $l_{\text{dec}} = 2 \text{ мм}$.

На рисунке 2 для разряда # 43580 W7-AS приведены зависимости от эффективного малого радиуса магнитной поверхности r_{eff} следующих величин: скорость испарения макрочастицы \dot{N} и отношение ее радиуса к начальному значению r_p/r_{p0} , концентрация n_e и температура T_e электронов фоновой плазмы, характерные размеры l_{dec} продольного спада интенсивности излучения в линии СII, а также длины ионизации C^+ электронным ударом $l_{\text{ion}}^{\text{hot1}}$ и $l_{\text{ion}}^{\text{hot2.5}}$, вычисленные с помощью уравнения (2) при двух значениях скорости продольного разлета вторичной холодной плазмы пеллетного облака. Длина $l_{\text{ion}}^{\text{hot1}}$ вычислялась

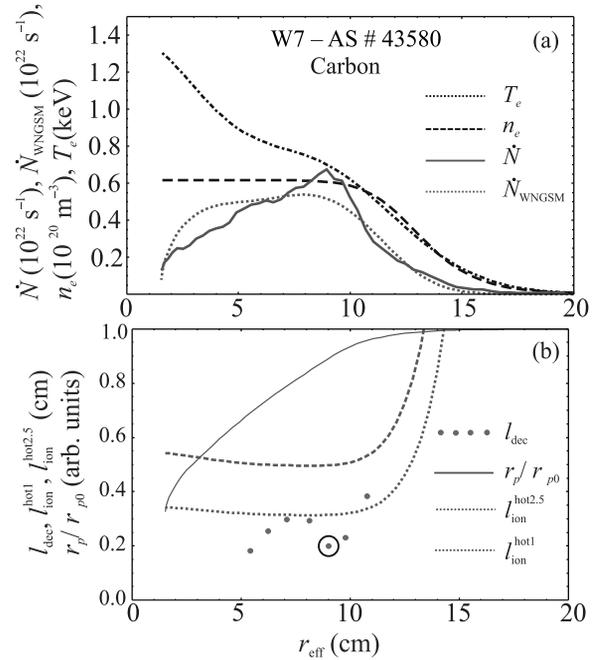


Рис. 2. (Цветной онлайн) Параметры фоновой плазмы и испарения макрочастицы в зависимости от ее положения в пространстве на пути по внешней части плазменного шнура

в предположении $u = c_s$ при температуре электронов облака $T_{\text{clid}} = 1 \text{ эВ}$, как в работе [5], а длина $l_{\text{ion}}^{\text{hot2.5}}$ приведена для $u = c_s$ при $T_{\text{clid}} = 2.5 \text{ эВ}$, что соответствует нижней границе расчетной температуры углеродного облака из работы [7]. Фактор экранирования δ_q лежал в диапазоне от 0.7 до 1, и при расчете длин ионизации $\delta_{n,\text{plc}}$ полагался равным среднему значению $\delta_{n,\text{plc}} \cong 0.9$, которое близко к 1 и незначительно влияет на результат вычисления длин ионизации. Скорость испарения макрочастицы \dot{N}_{WNGSM} рассчитана по модели слабого нейтрального экранирования [11]. Окружностью отмечено значение l_{dec} , найденное для продольного распределения на рис. 1.

Сравнивая значения l_{dec} при $r_{\text{eff}} \cong (11-5) \text{ см}$, можно увидеть, что по мере приближения макрочастицы к центру плазменного шнура характерная продольная длина СII в целом падает. Две точки с более низкими, чем соседние, значениями l_{dec} при $r_{\text{eff}} \cong 10 \text{ см}$ и $r_{\text{eff}} \cong 9 \text{ см}$, лежат в области, где макрочастица испаряется более интенсивно, чем можно было бы ожидать в предположении максвелловского распределения частиц фоновой плазмы, соответствующего локальным значениям n_e , T_e . Вероятно, в области $r_{\text{eff}} \cong (9-10) \text{ см}$ в разряде # 43580 присутствовала популяция надтепловых частиц, благодаря которым могла увеличиться скорость испарения и усилиться ионизация C^+ в облаке по сравне-

нию со случаем максвелловской фоновой плазмы. Далее, с продвижением макрочастицы в области более горячей и плотной фоновой плазмы, при $r_{\text{eff}} \leq 8$ см характерная длина l_{dec} продолжает падать и, вместе с тем, заметно уменьшается размер макрочастицы и количество испаряемых атомов на завершающей стадии процесса испарения. Расчетная длина ионизации $l_{\text{ion}}^{\text{hot1}}$ и $l_{\text{ion}}^{\text{hot2.5}}$ при уменьшении r_{eff} сначала падает, что должно быть обусловлено ростом концентрации фоновой плазмы n_e , а затем слегка растет, поскольку n_e уже практически не изменяется, а сечение ионизации немного падает с ростом температуры T_e горячих электронов.

Из сравнения характерных длин l_{dec} с длинами ионизации на рис. 2b можно сделать вывод, что при разлете облака со звуковой скоростью, соответствующей предположенной в работе [5] $T_{\text{cld}} = 1$ эВ, ионизация электронами горячей фоновой плазмы в некоторых случаях может оказаться достаточной для того, чтобы объяснить наблюдаемые длины спада интенсивности излучения в линии СИ. Однако при $T_{\text{cld}} = 2.5$ эВ учета одних только горячих электронов оказывается недостаточно.

На рисунке 3а приведены значения характерной длины облака l_{dec} , полученные в моменты наиболее интенсивного испарения углеродных макрочастиц для различных разрядов на W7-AS. На рисунке 3а приведены зависимости между измеренными l_{dec} и расчетными длинами ионизации $l_{\text{ion}}^{\text{hot1}}$ и $l_{\text{ion}}^{\text{hot2.5}}$. Экранирование потока электронов фоновой плазмы облаком в данных экспериментах было несущественным, и при вычислении значений $l_{\text{ion}}^{\text{hot1}}$ и $l_{\text{ion}}^{\text{hot2.5}}$, показанных на рис. 3а, полагалось $\delta_{n,\text{plc}} \cong 0.9$. Значения концентрации и температуры электронов фоновой плазмы в центре плазменного шнура в рассматриваемых экспериментах лежало в диапазоне $n_{e0} \cong (1-10) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $T_{e0} \cong (0.5-6.0) \text{ кэВ}$. Из рисунка 3а видно, что в предположении продольного разлета облака со скоростью звука, соответствующей температуре $T_{\text{cld}} = 1$ эВ, характерные продольные длины СИ оказываются сопоставимы с длиной ионизации C^+ горячими электронами, как и отмечалось ранее в работе [5]. Однако учет более реалистичных значений температуры углеродного облака $T_{\text{cld}} = 2.5$ эВ ухудшает указанное согласие измеренных и расчетных характерных длин.

В экспериментах на гелиотроне LHD полистироловые макрочастицы диаметром 0.9 мм инжектировались в плазму в экваториальной плоскости с внешней стороны установки со скоростями 400–500 м/с. С помощью изображающего полихроматора [8] один раз за разряд получались изображения излучающего

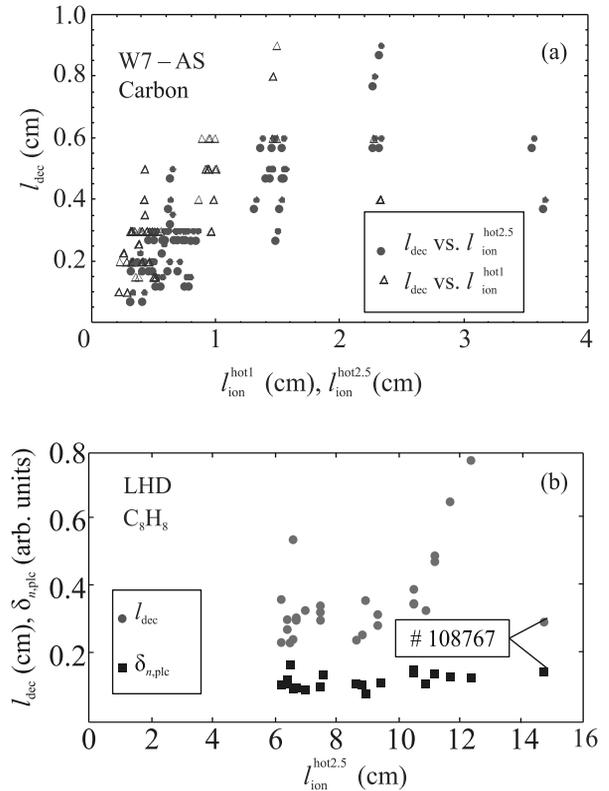


Рис. 3. (Цветной онлайн) Наблюдаемая продольная длина спада интенсивности линии СИ l_{dec} в зависимости от длины ионизации $l_{\text{ion}}^{\text{hot}}$. (а) – Для углеродных облаков на W7-AS; на горизонтальной оси приведены значения $l_{\text{ion}}^{\text{hot1}}$ и $l_{\text{ion}}^{\text{hot2.5}}$. (б) – Для углеводородных облаков на LHD; отмечены также расчетные значения $\delta_{n,\text{plc}}$, использованные для вычисления $l_{\text{ion}}^{\text{hot2.5}}$

облака в девяти спектральных интервалах, определяемых набором интерференционных фильтров. Для регистрации излучения пеллетного облака в линии СИ один из каналов полихроматора был оснащен фильтром 724.5 нм с FWHM 4.5 нм. Направление наблюдения полихроматора располагалось под малым углом (примерно 2°) к оси инжекции. Съемка с экспозицией 10–30 мкс при наблюдении вдоль траектории позволяла получать моментальные снимки пеллетного облака. Кроме того, данные полихроматора позволяли определять пространственные распределения концентрации [8] и температуры [9] электронов в углеводородном облаке, соответственно, по уширению линии излучения водорода $\text{H}\beta$ и по отношению локальных коэффициентов испускания этой линии к излучению в непрерывном спектре.

На рисунке 3б сравниваются измеренные значения характерных продольных длин спада l_{dec} интенсивности излучения в линии СИ для углеводородных облаков на LHD и значения длин ионизации C^+

электронным ударом $l_{\text{ion}}^{\text{hot}2.5}$, вычисленные с помощью уравнения (2). Скорость продольного разлета считалась равной звуковой скорости $u = c_s$ с характерным измеренным значением температуры углеводородного облака $T_{\text{cld}} = 2.5 \text{ эВ}$ [9]. Фактор экранирования $\delta_{n,\text{plc}}$ вычислялся из экспериментальных данных, как описано выше по формулам (3), (4). Данные приведены для набора разрядов в диапазоне концентраций $(1-7) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и температур $(0.5-1.5) \text{ кэВ}$ электронов фоновой плазмы.

В таблице 1 приведены значения l_{dec} и $\delta_{n,\text{plc}}$ для # 108767 в момент измерений, когда макрочастица находилась на эффективном малом радиусе LHD $r_{\text{eff}} \cong 0.39 \text{ м}$. Значение $\delta_{n,\text{plc}}$ при испарении углеводородных макрочастиц в LHD заметно меньше 1, что и определяет значительно большие $l_{\text{ion}}^{\text{hot}}$ из уравнения (2) по сравнению с экспериментальными значениями l_{dec} . Полученные результаты подтверждают сделанное в [10] предположение об определяющем вкладе холодных электронов самого облака в ионизационном балансе иона C^+ .

Таблица 1. Параметры макрочастицы, окружающей плазмы, а также поперечный размер излучающей области вблизи макрочастицы в разрядах # 43580 W7-AS (в момент нахождения макрочастицы на $r_{\text{eff}} \approx 9 \text{ см}$) и # 108767 LHD (в момент нахождения макрочастицы на $r_{\text{eff}} \approx 39 \text{ см}$)

Параметр\разряд	W7-AS # 43580	LHD # 108767
$P_{\text{ЕСРН+НВИ}}$ (МВт)	0.45	9.9
r_p (мм)	0.18	0.33
v_p (м/с)	310	483
r_{eff} (м)	0.09	0.39
n_e (10^{19} м^{-3})	6.07	1.96
T_e (кэВ)	0.70	1.37
\dot{N} (10^{21} с^{-1})	6.7	2.84 [*])
δ_q	0.81	0.019
$\delta_{n,\text{plc}}$	0.9	0.14
l_{dec} (мм)	2.0	2.9
$l_{\text{ion}}^{\text{hot}1}; l_{\text{ion}}^{\text{hot}2.5}$ (мм)	3.1; 4.9	97; 153
r_{cld} (мм)	2.7	3.0

^{*}) В мономерах C_8H_8 .

3. Ионизация ионов C^+ в облаке горячими и холодными электронами. При расчете длин ионизации с учетом вклада как горячих, так и холодных электронов использовалось более общее по сравнению с уравнениями (1) и (2) выражение

$$l_{\text{ion}}^{\text{total}} = \frac{M_{\text{cld}} \cdot c_s}{\delta_{n,\text{plc}} n_e \langle \sigma_{\text{C}^+ \rightarrow 2^+} v \rangle + n_{\text{cld}} \langle \sigma_{\text{C}^+ \rightarrow 2^+} v \rangle_{T_{\text{cld}}}}. \quad (5)$$

Здесь $\langle \sigma_{\text{C}^+ \rightarrow 2^+} v \rangle_{T_{\text{cld}}}$ – скоростной коэффициент ионизации электронным ударом иона C^+ в состояние C^{2+} ,

вычисленный для Максвелловской функции распределения с температурой холодных электронов [6], $M_{\text{cld}} = u/c_s$ – число Маха в облаке, которое выше предполагалось равным 1. При оценке вклада горячих электронов в скорость ионизации учитывалось экранирование потока электронов плазменной частью облака в $\delta_{n,\text{plc}}$ раз, как описано в разделе 2.

В связи с этим использовалась простейшая оценка для концентрации тяжелых частиц из условия материального баланса

$$2\pi r_{\text{cld}}^2 n_{\text{hvy}} u = \dot{N}, \quad (6)$$

где n_{hvy} – средняя по поперечному сечению облака суммарная концентрация ионов во всех зарядовых состояниях, r_{cld} – поперечный радиус облака. В области интенсивной ионизации иона C^+ все атомы полагались однократно ионизованными, что приводит к равенству концентраций электронов и тяжелых частиц $n_{\text{cld}} = n_{\text{hvy}}$. Температуры электронов и ионов предполагались равными, поскольку частоты электрон-электронных и электрон-ионных столкновений в плотной плазме пеллетных облаков достаточно велики: порядка $(10^{11}-10^{12}) \text{ с}^{-1}$ и $(10^6-10^7) \text{ с}^{-1}$ соответственно, что превосходит возможное обратное время изменения параметров плазмы облака, которое можно оценить как $u/l_{\text{dec}} \sim 10^6 \text{ с}^{-1}$. Радиус канала разлета r_{cld} экспериментально оценивался как половина ширины на полувысоте поперечного распределения интенсивности излучения линии СII. Такую оценку следует понимать, как оценку сверху, ибо даже небольшая степень ионизации испарившегося вещества достаточна для того, чтобы полностью остановить его конвективный разлет поперек магнитного поля [17], а начало вторичной ионизации гарантирует локализацию вещества в канале с таким радиусом.

Концентрация и температура электронов в углеводородном пеллетном облаке на LHD были измерены непосредственно в эксперименте в небольшой части облака, в которой наблюдалось свечение линии H_β . Для углеродных облаков имеются расчетные данные о плотности электронов, а также ионов в различном зарядовом состоянии [7]. Перечисленные данные используются ниже для проверки выполнения закона сохранения (6).

Для случая испарения полистироловых макрочастиц в плазме гелиотрона LHD использовались данные разряда # 108767, указанные в таблице 1. Снимок облака был выполнен, когда макрочастица находилась на эффективном малом радиусе $r_{\text{eff}} \cong 0.39 \text{ м}$, измеренная скорость испарения была равна $\dot{N} \cong 2.8 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ (в мономерах C_8H_8). Значения тем-

пературы и концентрации электронов в месте начала интенсивной ионизации иона C^+ на расстоянии $\Delta z \cong 5.8$ мм от центра облака составили $T_{\text{cld}} = 3.3$ эВ и $n_{\text{cld}} = 10^{23} \text{ м}^{-3}$ [10]. Поперечный радиус облака $r_{\text{cld}} = 3$ мм определялся, как описано выше, из мгновенной фотографии облака. В предположении однократной ионизации водорода и углерода получена скорость звука $c_s = 1.3 \cdot 10^4$ м/с. Уравнение (6) будет выполняться при $M_{\text{cld}} = 0.6$. Таким образом, в дальнейших оценках концентрации пеллетных облаков, а также длин ионизации C^+ целесообразно варьировать M_{cld} в диапазоне 0.5–1.0.

Из расчета параметров облака и скорости испарения при инъекции углеродной макрочастицы в разряд # 43004 W7-AS, представленных в работе [7], можно также получить разумное соответствие расчетного продольного распределения тяжелых частиц с оценками из уравнения (6). Для данных W7-AS в разряде # 43580, указанных в таблице 1, уравнение (6) использовалось для расчета зависимости концентрации электронов n_{cld} от температуры T_{cld} при значениях M_{cld} , равных 0.5 и 1.

На рисунке 4 показаны измеренные характерные длины продольного спада интенсивности излучения

от предполагаемой температуры электронов облака T_{cld} . Длины ионизации C^+ горячими электронами фоновой плазмы, вычисленные в предположении $M_{\text{cld}} = 1$ и $M_{\text{cld}} = 0.5$, обозначены как $l_{\text{ion}}^{\text{hot}(M=1)}$ и $l_{\text{ion}}^{\text{hot}(M=0.5)}$. Длины ионизации C^+ совместно горячими электронами фоновой плазмы и холодными электронами облака, полученные в предположении $M_{\text{cld}} = 1$ и $M_{\text{cld}} = 0.5$, обозначены как $l_{\text{ion}}^{\text{total}(M=1)}$ и $l_{\text{ion}}^{\text{total}(M=0.5)}$. Пунктирной кривой показано отношение $l_{\text{ion}}^{\text{hot}}/l_{\text{ion}}^{\text{cld}}$ длин ионизации C^+ горячими и холодными электронами, из которого видно, какого сорта частицы вносят больший вклад в ионизацию. Часть (а) рис. 4 соответствует углеродному облаку на W7-AS, часть (b) – углеводородному облаку на LHD.

Поведение кривых $l_{\text{ion}}^{\text{total}(M=1)}$ и $l_{\text{ion}}^{\text{total}(M=0.5)}$ определяется двумя конкурирующими процессами: возрастанием скорости разлета при увеличении температуры облака и быстрым, близким к экспоненциальному, увеличением скорости ионизации электронами облака при увеличении их температуры. Видно, что значения $l_{\text{ion}}^{\text{total}(M=1)}$ (кривая 5) на рис. 4а не превосходят значений l_{dec} (прямая 1) в двух областях – при $T_{\text{cld}} \leq 0.5$ эВ и $T_{\text{cld}} \geq 5.5$ эВ. Для точки пересечения вблизи $T_{\text{cld}} \approx 0.5$ эВ оказывается, что при столь малой скорости разлета достаточно учета ионизации C^+ только горячими электронами, чтобы обеспечить наблюдаемый продольный спад интенсивности. Но при таких малых скоростях разлета оцененная с помощью (6) концентрация электронов окажется в 3–4 раза выше, чем при температуре 5.5 эВ, соответствующей второму пересечению. А ослабление теплового потока горячих электронов согласно [11] при такой высокой плотности было бы сильнее, чем “экспериментальное”, т.е. рассчитанное по экспериментально измеренным значениям скорости испарения и параметрам фоновой плазмы. Кроме того, значение температуры $T_{\text{cld}} \approx 0.5$ эВ оказывается заметно меньше температуры, полученной при моделировании с учетом энергобаланса в облаке [7]. В связи с вышесказанным, можно сделать вывод о том, что реальности скорее соответствует второй корень $T_{\text{cld}} \approx 5.5$ эВ, при котором вклад электронов облака в процессы ионизации становится заметным. При звуковом разлете с температурой 5.5 эВ совместного вклада горячих и холодных электронов в ионизацию становится достаточно, чтобы определить наблюдаемую продольную длину спада интенсивности линии СII. При этом скорость ионизации холодными электронами будет в 2.5 раза превышать скорость ионизации горячими (см. кривую 2 на рис. 4а). В случае же дозвукового разлета при $M_{\text{cld}} = 0.5$ для объяснения наблюдаемой

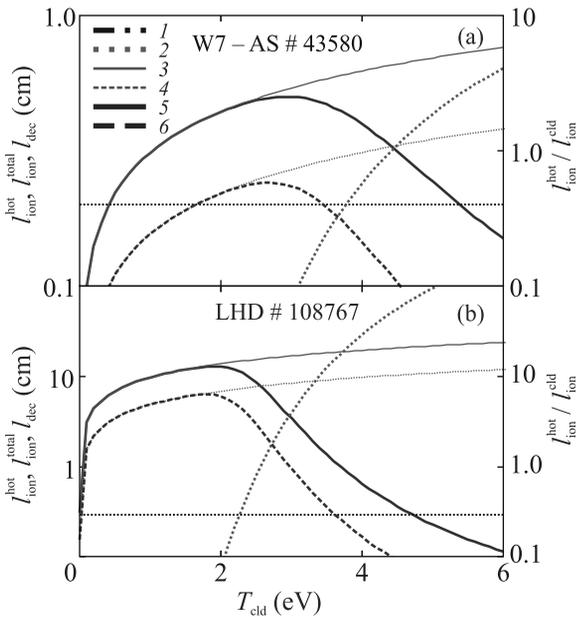


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость характерных длин от температуры пеллетного облака: 1 – l_{dec} ; 2 – $l_{\text{ion}}^{\text{hot}}/l_{\text{ion}}^{\text{cld}}$; 3 – $l_{\text{ion}}^{\text{hot}(M=1)}$; 4 – $l_{\text{ion}}^{\text{hot}(M=0.5)}$; 5 – $l_{\text{ion}}^{\text{total}(M=1)}$; 6 – $l_{\text{ion}}^{\text{total}(M=0.5)}$

линии СII l_{dec} , а также рассчитанные с помощью уравнений (5), (6) длины ионизации C^+ электронным ударом из основного состояния, в зависимости

в эксперименте продольной характерной длины СП требуется меньший вклад холодных электронов облака в ионизацию иона C^+ и достаточно температуры $T_{\text{cld}} \approx 3.5 \text{ эВ}$, которая меньше, чем при разлете со звуковой скоростью. Соответствующая скорость ионизации горячими электронами будет в 6 раз превышать скорость ионизации холодными.

Оцененные описанным выше способом значения температуры 3.5–5.5 эВ согласуются с ранее полученными при моделировании значениями температуры 2.5–5.0 эВ в той части облака, где происходит интенсивная ионизация C^+ [7].

Из рисунка 4b для углеводородного облака на LHD видно, что из-за гораздо большего ослабления потока горячих электронов фоновой плазмы (более чем в 5 раз по сравнению со случаем углеродных облаков) их вклад в ионизацию оказывается незначительным по сравнению со вкладом электронов облака независимо от режима предполагаемого разлета испарившегося вещества. При этом для обеспечения наблюдаемой длины спада интенсивности излучения линии углерода СП достаточно температуры 3.5–4.5 эВ. Указанные значения также согласуются с данными экспериментальных измерений температуры в углеводородном облаке [9, 10].

4. Заключение. Выполнен анализ результатов экспериментальных измерений размеров пеллетных облаков, излучающих в линии СП, а также расчетов температуры и концентрации электронов в облаке. Показано, что для объяснения наблюдаемых в экспериментах продольных характерных длин спада излучения СП недостаточно учитывать вклад горячих электронов плазмы разряда. Необходимо учитывать также ионизацию первого иона углерода холодными электронами облака. Процесс особенно важен в углеводородных облаках, в которых из-за сильного экранирования потока электронов из горячей плазмы основную роль в ионизации играют холодные электроны облака. Их вклад более чем на порядок превышает долю горячих электронов плазмы разряда. В углеродных облаках вклады в ионизацию горячих и холодных электронов близки. При разлете со скоростью ионного звука может преобладать вклад холодных электронов, а при разлете с дозвуковой скоростью – горячих. Из анализа экспериментальных данных о параметрах углеводородных облаков следует, что скорость разлета может отличаться от звуковой на фактор порядка 0.5. Для случая углеродных об-

лаков недостаточно экспериментальных данных для однозначного вывода о характере разлета.

Исследование профинансировано Министерством науки и высшего образования РФ в рамках Программы стратегического академического лидерства “Приоритет-2030” (соглашение 075-15-2021-1333 от 30 сентября 2021 г.).

1. B. V. Kuteev, *Tech. Phys.* **44**, 1058 (1999).
2. B. Pégourié, *Plasma Phys. Control. Fusion* **49**, R87 (2007).
3. L. L. Lengyel, *Nucl. Fusion* **29**, 325 (1989).
4. P. R. Goncharov, T. Ozaki, S. Sudo, N. Tamura, TESPEL Group, LHD Experimental Group, E. A. Veshchev, V. Y. Sergeev, and A. V. Krasilnikov, *Rev. Sci. Instrum.* **77**, 10F119 (2006).
5. O. A. Bakhareva, V. Y. Sergeev, B. V. Kuteev, V. G. Skokov, V. M. Timokhin, R. Burhenn, and W7-AS Team, *Plasma Phys. Reports* **31**, 282 (2005).
6. K. L. Bell, H. B. Gilbody, J. G. Hughes, A. E. Kingston, and F. J. Smith, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **12**, 891 (1983).
7. D. K. Morozov, V. Gervids, I. Y. Senichenkov, I. Y. Veselova, V. Rozhansky, and R. Schneider, *Nucl. Fusion* **44**, 252 (2004).
8. I. A. Sharov, V. Y. Sergeev, I. V. Miroshnikov, N. Tamura, B. V. Kuteev, and S. Sudo, *Rev. Sci. Instrum.* **86**, 043505 (2015).
9. I. A. Sharov, V. Y. Sergeev, I. V. Miroshnikov, B. V. Kuteev, N. Tamura, and S. Sudo, *Tech. Phys. Lett.* **44**, 384 (2018).
10. I. A. Sharov, V. Yu. Sergeev, I. V. Miroshnikov, N. Tamura, and S. Sudo, *Plasma Phys. Control. Fusion* **63**, 065002 (2021).
11. Б. В. Кутеев, В. Ю. Сергеев, Л. Д. Цендин, *Физика плазмы* **10**, 1172 (1984).
12. S. J. Blanksby and G. B. Ellison, *Acc. Chem. Res.* **36**, 255 (2003).
13. V. Yu. Sergeev, O. A. Bakhareva, B. V. Kuteev, and M. Tendler, *Fizika Plazmy* **32**(5), 398 (2006).
14. B. V. Kuteev, *Nucl. Fusion* **35**, 431 (1995).
15. V. A. Rozhansky and I. Y. Senichenkov, *Plasma Phys. Reports* **31**, 993 (2005).
16. L. Ledl, R. Burhenn, L. Lengyel, F. Wagner, V. Y. Sergeev, V. M. Timokhin, B. V. Kuteev, V. G. Skokov, and S. M. Egorov, *Nucl. Fusion* **44**, 600 (2004).
17. V. Rozhansky, *Phys. Plasmas* **20**, 101614 (2013).