

Влияние облака вторичной плазмы на испарение макрочастиц в установках с магнитным удержанием

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

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

Поступила в редакцию 22 сентября 2023 г.

После переработки 11 октября 2023 г.

Принята к публикации 13 октября 2023 г.

Анализ экспериментальных данных о структуре углеводородных пеллетных облаков на гелиотроне LHD позволил сделать оценки относительных вкладов нейтрального и плазменного экранирования при испарении макрочастиц (пеллетов) в высокотемпературной замагниченной тороидальной плазме. В работе описана методика самосогласованного расчета скорости испарения макрочастицы, характерного размера пеллетного облака и концентрации электронов в его однократно ионизованной части с учетом нейтрального и плазменного экранирования. Для полистироловых макрочастиц, инжектированных в плазму установки LHD, такой расчет дает результаты, согласующиеся с экспериментальными, полученными в начальной фазе испарения, когда скорость испарения определяется тепловыми электронами, а влиянием надтепловой компоненты горячей плазмы на испарение можно пренебречь.

DOI: 10.31857/S1234567823220056, EDN: pinyqb

1. Введение. Одним из эффективных методов управления параметрами разряда и диагностики плазмы установок с магнитным удержанием является инжекция в нее макрочастиц (пеллетов) из различных материалов [1, 2]. Важной составляющей при реализации метода является модель испарения макрочастицы, описывающая скорость испарения и параметры пеллетного облака при известных локальных параметрах фоновой плазмы, размере и скорости макрочастицы.

Модель нейтрального экранирования NGS (*Neutral Gas Shielding*) топливных макрочастиц [3] была использована при получении закона подобия для предсказания измеряемых глубин проникновения в плазму [4]. Ряд важных физических механизмов в этой модели не учитывался: 1) распределение испаряющих частиц по энергии и возможный надтепловой характер такого распределения; 2) плазменное экранирование; 3) электростатическое экранирование; 4) неоднородность испарения по поверхности и др. Учет указанных механизмов приводит к увеличению или уменьшению расчетных значений скорости испарения. Этим объясняется [5] успешность предсказаний глубины проникновения макрочастиц с применением закона подобия [4] и модели [3]. Создание модели испарения, учитывающей указанные физические механизмы для предсказаний в различных экспериментальных условиях, остается

сложной актуальной задачей. Попытки создания моделей и кодов, самосогласованно рассчитывающих параметры пеллетного облака и скорость испарения макрочастицы, активно ведутся в настоящее время [6–9]. Заметим, что предсказательная способность модели зависит от результатов их верификации с экспериментальными данными.

Задачей данной работы является развитие модели нейтрального экранирования [10] с учетом самосогласованного расчета ослабления испаряющего теплового потока как нейтральной, так и плазменной компонентами облака. Разработанная модель нейтрального и плазменного экранирования NGPS (*Neutral Gas and Plasma Shielding*) позволила сравнить результаты расчетов с экспериментальными данными по скорости испарения углеводородной макрочастицы, характерным размерам и плотности пеллетного облака.

2. Модель плазменного и нейтрального экранирования (NGPS). В моделях испарения сферической макрочастицы типичными входными данными являются ее материал, скорость v_p и радиус r_p , а также параметры фоновой плазмы (для максвелловской плазмы – температура T_e и концентрация n_e электронов).

В данной работе развита модель, позволяющая самосогласованно рассчитать скорость испарения углеводородной макрочастицы \dot{N} с учетом ослабления испаряющего теплового потока как нейтральной, так и плазменной частью облака. При этом в модели так-

¹⁾e-mail: o.bakhareva@spbstu.ru

же рассчитывается характерный поперечный размер r_{cl} и концентрация n_{cl} холодных электронов облака. Расчетные значения температуры холодных электронов T_{cl} в модели подбираются с целью одновременно воспроизведения набора экспериментальных данных о \dot{N} , r_{cl} , n_{cl} , T_{cl} . Наиболее полный набор таких данных имеется в измерениях параметров пеллетных облаков с помощью изображающего полихроматора при испарении полистироловых $(C_8H_8)_n$ макрочастиц в гелиотроне LHD [11–13]. Поэтому в данной работе предсказания развиваемой модели NGPS сравниваются с этими измерениями, а скорость испарения имеет размерность числа мономеров C_8H_8 в секунду.

Фоновая плазма считается максвелловской и не учитывается электростатическое экранирование потока электронов фоновой плазмы, которое может возникать за счет разности потенциалов на границе пеллетного облака и фоновой плазмы. Одномерный расчет вдоль магнитного поля [14] демонстрирует, что значения потенциала могут быть сопоставимы со значением T_e/e . В работе [10] указывается, что двумерное рассмотрение этой задачи с учетом поперечных токов ионов в пеллетном облаке заметно снижает этот потенциал. Схематически картина испарения в выбранном нами приближении изображена на рис. 1.

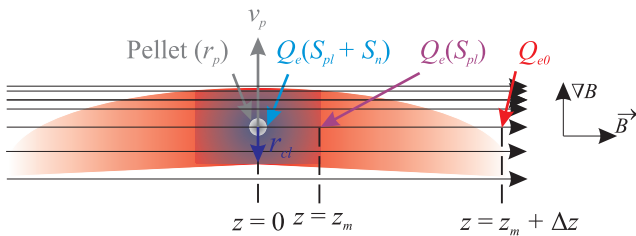


Рис. 1. (Цветной онлайн) Пояснительная схема к модели NGPS

В центре ($z = 0$) находится сферическая макрочастица с радиусом r_p , движущаяся со скоростью v_p поперек магнитного поля. Значение скорости v_p считается неизменным и используется для определения положения макрочастицы в текущий момент времени t . Вблизи макрочастицы находится облако испарившихся с ее поверхности нейтральных частиц, разлетающихся нормально от поверхности. По мере удаления от макрочастицы испаренное вещество прогревается, ускоряется, последовательно ионизируется, растекается вдоль направления z магнитного поля B и дрейфует в направлении большого радиуса установки в результате поляризации пеллетного облака в неоднородном магнитном поле [15].

Для нахождения скорости испарения макрочастицы под воздействием плотности теплового потока электронов фоновой плазмы

$$Q_{e0} = \frac{1}{4} n_e \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} \cdot 2T_e \quad (1)$$

необходимо самосогласованно найти балансное значение S_{bal} суммарной интегральной толщины S нейтрального S_n и плазменного S_{pl} облаков

$$S = S_n + S_{pl} = \int_{r_p}^{\infty} (n_n(z) + n_{pl}(z)) dz, \quad (2)$$

при которой поток Q_{e0} будет ослаблен до значений $Q_{ep} = Q_e(S_{bal})$ у поверхности макрочастицы. Это определит скорость испарения

$$\dot{N} = \frac{Q_{ep}(S_{bal}) \cdot 2\pi r_p^2}{\varepsilon_s} = \frac{\delta \cdot Q_{e0} \cdot 2\pi r_p^2}{\varepsilon_s}, \quad (3)$$

и количество испаренного вещества для создания облаков с такой интегральной толщиной. Здесь n_n и n_{pl} – концентрации нейтральных и заряженных тяжелых частиц в нейтральном и плазменном облаках, $2\pi r_p^2$ – эффективная собирающая площадь поверхности макрочастицы для электронов [10], $\varepsilon_s \cong 1.52 \text{ эВ}$ – энергия сублимации мономера полистирола C_8H_8 [16], δ – фактор экранирования теплового потока пеллетным облаком.

Текущий радиус полистироловой макрочастицы $r_p(t)$ в момент времени t рассчитывается в предположении сохранения сферичности с использованием зависимости скорости испарения в промежутке от 0 до t

$$r_p(t) = \left(r_{p0}^3 - \frac{3m_p}{4\pi\rho_p} \int_0^t \dot{N}(\tau) d\tau \right)^{1/3}. \quad (4)$$

Здесь r_{p0} – начальный радиус макрочастицы, $m_p = 1.73 \cdot 10^{-25} \text{ кг}$ – масса мономера, $\rho_p = 1050 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ – плотность полистирола.

В модели NGPS [10] скорость испарения \dot{N}_{NGS} и фактор нейтрального экранирования δ_{NGS} рассчитываются из балансного значения интегральной толщины облака нейтралов $S_{n,bal}^{NGS}$. На рисунке 2 показан пример определения $S_{n,bal}^{NGS}$ при нахождении испаряющейся полистироловой макрочастицы в разряде # 97812 LHD на большом радиусе 4.33 м [13] в момент измерения параметров плазменного облака с помощью полихроматора.

Плотность теплового потока электронов $Q_{ep}(S)$, проникающего до поверхности макрочастицы сквозь

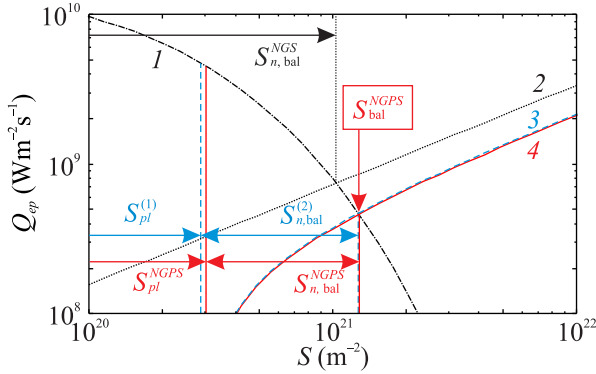


Рис. 2. (Цветной онлайн) Пример вычисления балансных значений интегральной оптической толщины пеллетных облаков в моделях NGS [10] и NGPS для #97812 LHD. Соответствующие параметры макрочастицы и фоновой плазмы указаны в табл. 1. Расчет по модели NGPS сделан при $T_{cl} = 2.5$ эВ, $\kappa = 2$ (отношение суммы излучательных и ионизационных потерь к ионизационным), $n_e = 1.4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $T_e = 0.8$ кэВ, $r_p = 0.41$ мм

облако с интегральной толщиной S , показана кривой 1 на рис. 2. Падающая зависимость $Q_{ep}(S)$ получена из совместного решения уравнения торможения и кинетического уравнения для электронов (уравнения (2), (7) работы [10])

$$Q_{ep}(S) = \frac{4\pi}{m_e^{1/2}(2\pi T_e)^{3/2}} \int_0^1 \zeta d\zeta \int_0^\infty E^2 f_e(S, E, \zeta) dE,$$

$$f_a(S, E, \zeta) = n_e \sqrt{\frac{E_0(S, E, \zeta)}{E}} \times$$

$$\times \frac{L_e(E_0(S, E, \zeta))}{L_e(E)} \exp\left(\frac{E_0(S, E, \zeta)}{T_e}\right). \quad (5)$$

Здесь E_0 – энергия электронов фоновой плазмы, ζ –pitch-угол относительно направления магнитного поля, функция неупругих потерь энергии в пеллетном облаке

$$L_e(E) = \frac{Z_p}{B + C \cdot E} \quad (6)$$

и $Z_p = (1 + 6) \cdot 8 = 56$ в расчете на один мономер C_8H_8 . Здесь $B = 4.7 \cdot 10^{14} \text{ атом} \cdot \text{эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$, $C = 8 \cdot 10^{11} \text{ атом} \cdot \text{эВ}^{-2} \cdot \text{см}^{-2}$, E – энергия электрона в эВ. Будем называть эту зависимость $Q_{ep}(S)$ кинетическим расчетом.

С другой стороны, при заданном Q_{e0} интегральная толщина нейтрального облака S_n растет с плотностью испаряющего поверхность макрочастицы теплового потока Q_{ep} (уравнение (12) работы

[10]). Эта зависимость получена решением системы гидродинамических уравнений в нейтральном облаке испаряющей макрочастицы

$$Q_{ep}(S_n) = \quad (7)$$

$$= 0.52 \left(\frac{S_n \cdot \varepsilon_s}{r_p} \right) \cdot \left[\frac{(Q_{e0} - Q_{ep}(S_n))(\gamma - 1)}{m_p S_n} \right]^{1/3},$$

где $\gamma = 8/6$ – показатель адиабаты испарившегося вещества [10]. Обычно для упрощения расчетов в уравнении (6) используется хорошо выполняющееся приближение $Q_{ep}(S_n) \ll Q_{e0}$. Будем называть эту зависимость $Q_{ep}(S_n)$, показанную на рис. 2 кривой 2, газодинамическим расчетом.

Из рисунка 2 видно, что пересечение кривых 1 и 2 дает балансное значение $S_{n,bal}^{NGS} \cong 1.04 \cdot 10^{21}$ мономеров/м², из которого с помощью выражения (3) определяются значения $\dot{N}_{NGS} \cong 3.29 \times 10^{21}$ мономеров $\cdot \text{с}^{-1}$ и $\delta_{NGS} \cong 0.044$. Текущий радиус макрочастиц $r_{p,NGS} = 0.41$ мм рассчитан с помощью уравнения (4) и расчетной зависимости \dot{N}_{NGS} ($R = v_p t$).

Для учета вклада плазменного экранирования в ослабление теплового потока ниже сделаны оценки поперечного размера r_{cl} , плотности n_{cl} и характерного продольного размера Δz плазменного облака с целью рассчитать S_{pl} . Использовались следующие приближения относительно структуры плазменной части облака. Полагается, что, начиная приблизительно с области $z \cong \pm z_m$, в которой достигается однократно ионизованное состояние испарившихся частиц, разлет облака переходит от радиального к одномерному разлету в цилиндрическом канале радиуса r_{cl} вдоль направления магнитного поля. Значение r_{cl} оценивается, исходя из нульмерного уравнения баланса энергии в “нейтральном” облаке, которое показано голубым прямоугольником на рис. 1 и имеет радиус r_{cl} и длину $2z_m$.

Предполагается, что энергия электронов фоновой плазмы $Q_e(S_{pl})$, поступающая на условную границу $z \cong z_m$ с эффективной поперечной площадью $2\pi r_{cl}^2$, расходуется на: 1) ε_s – испарение мономеров с поверхности макрочастицы; 2) $\varepsilon_a \cong A_i \cdot T_{cl}$ – приобретение испаренным веществом ($A_i = 16$ – количество атомов в мономере C_8H_8) направленной вдоль магнитного поля скорости порядка скорости звука при температуре T_{cl} в области однократной ионизации при $z \cong \pm \Delta z_m$; 3) $\varepsilon_h = 2A_i \cdot (3/2) \cdot T_{cl}$ – нагрев 16 ионов и 16 электронов до температуры T_{cl} ; 4) $\varepsilon_d = 73$ эВ – разрыв межатомных связей в мономере [16]; 5) $\varepsilon_i = (A_i/2) \cdot (11.26 + 13.6)$ эВ – однократную ионизацию 8 атомов углерода и 8 атомов

водорода; 6) ε_e – излучение, выходящее за пределы пеллетного облака, которое предполагается пропорциональным энергии, потраченной на ионизацию ε_i так, что $\varepsilon_e + \varepsilon_i = \kappa \cdot \varepsilon_i$. Коэффициент κ варьируется в расчетах в пределах от 1, что соответствует отсутствию потерь на излучение, до 2, что соответствует случаю, когда на каждую ионизацию облако теряет эквивалентную энергию посредством излучения из возбужденных состояний. Тогда для оценки r_{cl} получается следующее выражение:

$$r_{cl} = \sqrt{\frac{\varepsilon_s + \varepsilon_a + \varepsilon_h + \varepsilon_d + \kappa\varepsilon_i}{2\pi \cdot Q_e(S_{pl})}}. \quad (8)$$

Из значений скорости испарения \dot{N} (выраженной в мономерах/с) и радиуса облака r_{cl} можно оценить концентрацию электронов

$$n_{cl} = \frac{A_i \cdot \dot{N}}{2\pi r_{cl}^2 \cdot c_s} \quad (9)$$

в однократно ионизованной части облака, разлетающегося вдоль магнитного поля с ионно-звуковой скоростью [17]

$$c_s = \sqrt{\frac{4T_{cl}}{m_H + m_C}}, \quad (10)$$

где m_H и m_C – массы атомов водорода и углерода.

Для вычисления S_{pl} предполагалось, что спад концентрации ионов в облаке в направлении z экспоненциальный с характерной длиной Δz

$$n_{hv} = n_{hvm} \exp\left(-\frac{z - \Delta z_m}{\Delta z}\right). \quad (11)$$

Здесь $n_{hvm} = n_{C^+} + n_{H^+}$ – плотность ионов в точке Δz_m , соответствующей однократной ионизации испарившегося вещества. Данное предположение основано на аналитическом автомодельном решении задачи одномерного разлета плазмы с постоянной температурой [18], а также на результатах численного моделирования углеродных облаков в работе (рис. 11 работы [19]), где показано, что область быстрого роста температуры облака расположена вблизи макрочастицы, а по мере удаления от нее температура изменяется медленно. Для оценки продольного размера облака Δz делаются еще два предположения: 1) вещество покидает облако в поперечном к магнитному полю направлении с ускорением

$$g_{\perp} = -c_s^2 \frac{\nabla B}{B}, \quad (12)$$

возникающим в результате поляризации пеллетного облака в неоднородном магнитном поле с относительным градиентом $\nabla B/B$ [15]; 2) разлет облака продольно происходит со скоростью звука. Тогда величину Δz можно оценить как произведение

c_s на время прохождения радиуса макрочастицы с ускорением g_{\perp}

$$\Delta z = c_s(z) \sqrt{\frac{2r_{cl}}{g_{\perp}}} = c_s(z) \sqrt{\frac{2r_{cl}}{c_s(z)^2 \frac{\nabla B}{B}}} \approx \sqrt{\frac{2r_{cl}}{\frac{\nabla B}{B}}}. \quad (13)$$

Проинтегрировав выражение (13) от z_m до бесконечности и учитывая, что в области однократной ионизации суммарная концентрация тяжелых частиц равна концентрации электронов $n_{hvm} = n_{cl}$, получим следующее выражение для оценки интегральной толщины плазменного облака:

$$S_{pl} = \Delta z \frac{n_{cl}}{A_i} \left(1 - \exp\left(\frac{z_m}{\Delta z} - 2\right)\right). \quad (14)$$

Алгоритм вычисления параметров в модели NGPS описан ниже и использует понятие факторов нейтрального δ_n и плазменного δ_{pl} экранирования в соответствии с выражениями

$$Q_{ep}(S_{bal}) = \delta_n Q_e(S_{pl}) = \delta_n \delta_{pl} Q_{e0} = \delta Q_{e0}. \quad (15)$$

В месте нахождения макрочастицы задаются r_p , T_e , n_e , $\nabla B/B$. Текущий радиус r_p рассчитывается из уравнения (4) с использованием зависимости скорости испарения $\dot{N}_{NGPS}(\tau)$ в промежутке времени от 0 до t . Величина z_m берется из скейлинга [13] для положения вдоль z максимума излучения линии H_{β} , в котором, как показано в работе [13], более 90 % водорода ионизовано. В расчетах варьируются величины $k = 1-2$ и $T_{cl} = 2-3$ эВ с целью наилучшего описания набора имеющихся экспериментальных данных о \dot{N} , r_{cl} , n_{cl} , T_{cl} .

На первом шаге расчета по модели нейтрально-плазменного экранирования N_{GPS} вычисляются скорость испарения \dot{N}_{NGS} и фактор нейтрального экранирования δ_{NGS} по модели нейтрального экранирования. Далее, фактор плазменного экранирования оценивается как $\delta_{pl}^{(1)} \cong \delta_{NGS}^{1/2}$ согласно анализу, сделанному в работах [5, 20]. Это позволяет определить на первом шаге $Q_e(S_{pl}) = \delta_{pl}^{(1)} Q_{e0}$ и вычислить $r_{cl}^{(1)}$, $n_{cl}^{(1)}$, $\Delta z^{(1)}$, $S_{pl}^{(1)}$ из уравнений (8), (9), (13), (14) соответственно. Верхним индексом обозначается номер шага итерации.

На втором шаге вычисляется плотность ослабленного теплового потока (5), доходящего до условной границы нейтрального облака, $Q_{e,pl}^{(2)} = Q_e(S_{pl}^{(1)}) \cong \cong 4.8 \cdot 10^9$ Вт · м⁻², что показано левым синим вертикальным пунктирным отрезком на рис. 2. Затем ищется баланс для интегральной толщины нейтрального облака $S_n = S - S_{pl}^{(1)}$ путем приравнивания плотности теплового потока у поверхности макрочастицы

$Q_e(S, n_e, T_e)$ из кинетического расчета (5) (кривая 1 на рис. 2) и

$$Q_{ep}(S) = 0.52 \left(\frac{(S - S_{pl}^{(1)}) \cdot \varepsilon_s}{r_p} \right) \cdot \left[\frac{Q_{e,pl}^{(2)} \cdot (\gamma - 1)}{m_p \cdot (S - S_{pl}^{(1)})} \right]^{1/3} \quad (16)$$

из газодинамического расчета (кривая 3 на рис. 2). Уравнение (16) получено из скейлинга (7) с учетом того, что в нейтральном облаке расходуется практически весь поступающий на него тепловой поток с плотностью $Q_{e,pl}^{(2)}$. Таким образом определяются значения $S_{bal}^{(2)} = S_{pl}^{(1)} + S_{n,bal}^{(2)} \cong (3.03 + 9.89) \times 10^{20}$ мономеров/м² и $Q_e(S_{bal}^{(2)}) \cong 4.7 \cdot 10^8$ Вт · м⁻², показанные на рис. 2 правым синим вертикальным пунктирным отрезком (расчет сделан для значений $T_{cl} = 2.5$ эВ и $k = 2$). Величина $\dot{N}_{NGPS}^{(2)}$ находится из значения $Q_e(S_{bal}^{(2)})$ и уравнения (3). Далее находятся величины $r_{cl}^{(2)}$, $n_{cl}^{(2)}$, $\Delta z^{(2)}$ из уравнений (8), (9), (13) и корректируется значение $S_{pl}^{(2)}$, подаваемое на вход следующего шага. Для лучшей сходимости алгоритма в качестве нового приближения для $S_{pl}^{(2)}$ берется среднее значение между $S_{pl}^{(1)}$ и величиной, вычисленной по формуле (14) при значениях $r_{cl}^{(2)}$, $n_{cl}^{(2)}$, $\Delta z^{(2)}$ и $\dot{N}_{NGPS}^{(2)}$.

Процедура повторяется до тех пор, пока величина $S_{pl}^{(i)}$ не совпадет со значением, вычисленным на предыдущем шаге $S_{pl}^{(i-1)}$ с заданной точностью, скажем, 5% от ее величины $S_{pl}^{(i)}$. Таким образом определяется балансное значение $S_{bal}^{NGPS} = S_{pl}^{(i-1)} \approx S_{pl}^{(i)}$, при котором вычисляются $S_{n,bal}^{NGPS}$ и \dot{N}_{NGPS} . Для условий, соответствующих рис. 2, $S_{pl}^{NGPS} + S_{n,bal}^{NGPS} \cong (3.05 + 9.84) \cdot 10^{20}$ мономеров/м², это решение показано сплошными вертикальными отрезками, а сплошная кривая 4 соответствует зависимости $Q_e(S)$, полученной из газодинамического расчета (16) при $S_{pl}^{(2)}$. В силу быстрой сходимости алгоритма, решение в приведенном примере получено на третьем шаге: $S_{pl}^{NGPS} = S_{pl}^{(2)} \approx S_{pl}^{(3)}$.

Из рисунка 2 видно, что интегральная толщина облака, найденная по плазменно-нейтральной модели $S_{bal}^{NGPS} \cong 1.29 \cdot 10^{21}$ мономеров/м², получается приблизительно на 30% больше, чем интегральная толщина облака, рассчитанная для тех же n_e , T_e , r_p по нейтральной модели $S_{n,bal}^{NGS} \cong 1.0 \cdot 10^{21}$ мономеров/м². Значения плотности теплового потока на поверхности макрочастицы при учете плазменного экранирования снижаются приблизительно в 1.5 раза – со значения $7.4 \cdot 10^8$ Вт · м⁻² (по NGS модели) до $4.6 \cdot 10^8$ Вт · м⁻²

(по NGPS модели). Это приводит, соответственно, к уменьшению расчетной скорости испарения от $\dot{N}(Q_{ep}(S_{n,bal}^{NGS})) \cong 3.3 \cdot 10^{21}$ мономеров · с⁻¹ до $\dot{N}_{NGPS} \cong 2.0 \cdot 10^{21}$ мономеров · с⁻¹ (см. табл. 1). Интегральная толщина нейтральной части облака по NGPS модели $S_{n,bal}^{NGPS} \cong 9.8 \cdot 10^{20}$ мономеров/м² слабо отличается от $S_{n,bal}^{NGS}$ и оказывается приблизительно в 3 раза больше, чем интегральная толщина плазменной части облака $S_{pl}^{NGS} \cong 3.0 \cdot 10^{20}$ мономеров/м². Приблизительное равенство $S_{n,bal}^{NGPS}$ и $S_{n,bal}^{NGS}$ связано со следующим обстоятельством. Как отмечалось в работе [10], ослабление максвелловского теплового потока электронов в облаке грубо может быть представлено как уменьшение его значения при неизменной температуре, а интегральная толщина в нейтральной модели $S_{n,bal}$ слабо зависит от концентрации поступающих на облако электронов, но существенно зависит от их температуры.

Таблица 1. Локальные параметры фоновой плазмы, экспериментально измеренные и рассчитанные по модели NPGS параметры макрочастицы и пеллетного облака, в момент их измерения изображающим полихроматором для разрядов с инжекцией полистироловых макрочастиц в LHD

#	97812	97814
$n_e, 10^{19} \text{ м}^{-3}$	1.4	1.9
$T_e, \text{ кэВ}$	0.8	1.3
$v_p, \text{ м/с}$	467	462
$\dot{N}_{C8H8}, 10^{21} \text{ с}^{-1}$	2.3*	5.1*
$r_{p,C8H8}, \text{ мм}$	0.4	0.22
$n_{ce}, 10^{22} \text{ м}^{-3}$	8.2	14.4
$T_{ce}, \text{ эВ}$	2.2	2.2
$r_{H\beta}, \text{ мм}$	2.6	2.0
$r_{CII}, \text{ мм}$	4.4	4.0
$\nabla B/B, 10^{-4} \text{ м}^{-1}$	1.13	1.00
$z_m, \text{ мм}$	5.4	4
Результаты моделирования		
κ	2	2
$T_{cl}, \text{ эВ}$	2.5	2.5
$\dot{N}_{NGS}, 10^{21} \text{ с}^{-1}$	3.3*	4.6*
$r_{p,NGS}, \text{ мм}$	0.39	0.28
$\dot{N}_{NGPS}, 10^{21} \text{ с}^{-1}$	2.0*	3.2*
$r_{p,NGPS}, \text{ мм}$	0.41	0.31
$n_{cl}, 10^{22} \text{ м}^{-3}$	8.3	20.8
$r_{cl}, \text{ мм}$	2.7	2.2

*В мономерах C₈H₈.

3. Результаты моделирования испарения полистироловых макрочастиц на стеллараторе LHD. В таблице 1 представлены параметры полистироловых макрочастиц, пеллетных облаков и локальные параметры фоновой плазмы в момент фотографирования облака с помощью изображающего

полихроматора для двух разрядов установки LHD с мощностью нагрева нейтральными пучками 9.3 МВт, тороидальным магнитным полем 2.75 Тл [11–13]. Инжекция велась в экваториальной плоскости установки со стороны слабого магнитного поля. Здесь n_e и T_e – измеренные концентрация и температура фоновой плазмы; скорость $v_p \cong 470$ м/с и начальный радиус $r_{p0} \cong 0.45$ мм макрочастиц в этих разрядах близки; n_{ce} и T_{ce} – измеренные концентрация [12] и температура [11] электронов облака; экспериментальные скорость испарения \dot{N}_{CSHS} и радиус $r_{p,CSHS}$ макрочастиц в момент измерения параметров облаков с помощью изображающего полихроматора, поперечные размеры облака (половина расстояния между максимумами на поперечном распределении интенсивности излучения) $r_{H\beta}$ и r_{CII} в линиях H β и CII, величины $\Delta B/B$, z_m известны из экспериментальных данных [9].

Результаты моделирования испарения по моделям NGS и NGPS представлены в табл. 1 и иллюстрируются на рис. 3, 4. В разряде # 97812 экспериментальные скорости испарения \dot{N}_{CSHS} сравниваются с рассчитанными по моделям \dot{N}_{NGS} и \dot{N}_{NGPS} . Из рисунка 3 видно, что вариация параметров модели плазменно-нейтрального экранирования $T_{cl} = (2-3)$ эВ и $\kappa = (1-2)$ незначительно влияют на результат моделирования скорости испарения \dot{N}_{NGPS} . В дальнейшем расчеты велись при значениях $T_{cl} = 2.5$ эВ и $\kappa = 2$.

На начальной стадии испарения в области $R \geq 4.33$ м скорость испарения \dot{N}_{NGPS} , найденная по модели плазменно-нейтрального экранирования, хорошо согласуется с экспериментально измеренными значениями. Модель NGS [10] в этой области дает завышенные до двух раз значения \dot{N}_{NGS} по сравнению с экспериментальными значениями \dot{N}_{CSHS} . Ближе к центру плазменного шнура экспериментально измеренная скорость испарения становится выше рассчитанной как по NGS, так и по NGPS моделям. По всей видимости, как обсуждается в работе [21] для испарения водородных макрочастиц в LHD и для испарения Li макрочастиц в Heliotron-E [22], это происходит благодаря заметному увеличению скорости испарения под воздействием надтепловых ионов при NBI нагреве плазмы. В обсуждаемых в нашей работе NGS и NGPS моделях этот механизм не учитывается. В результате в эксперименте макрочастица начинает испаряться при $R \leq 4.33$ м с заметно большими скоростями испарения, чем это предсказывается плазменно-нейтральной моделью. При этом глубина проникновения макрочастицы в плазму, вычисленная по модели NGS [10],

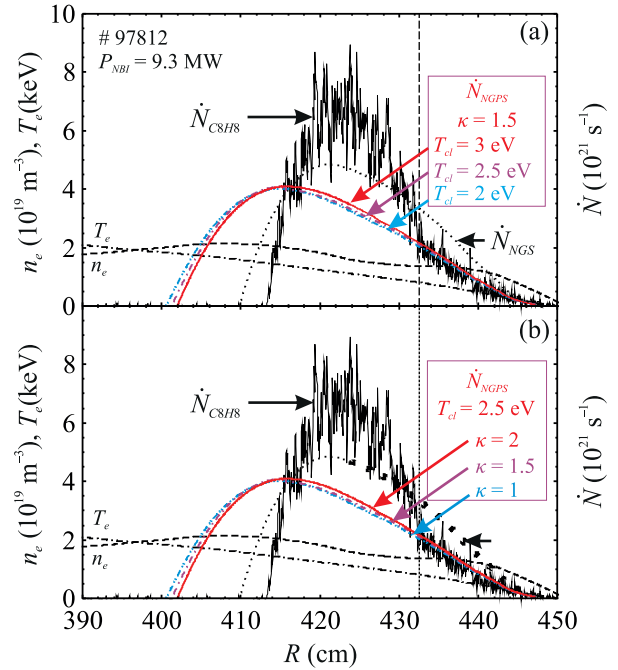


Рис. 3. (Цветной онлайн) Влияние вариации параметров модели NGPS на результат моделирования кривой испарения в разряде #97812 LHD. Вертикальными пунктирными линиями отмечено положение макрочастицы во время измерения параметров облака с помощью изображающего полихроматора [11–13]

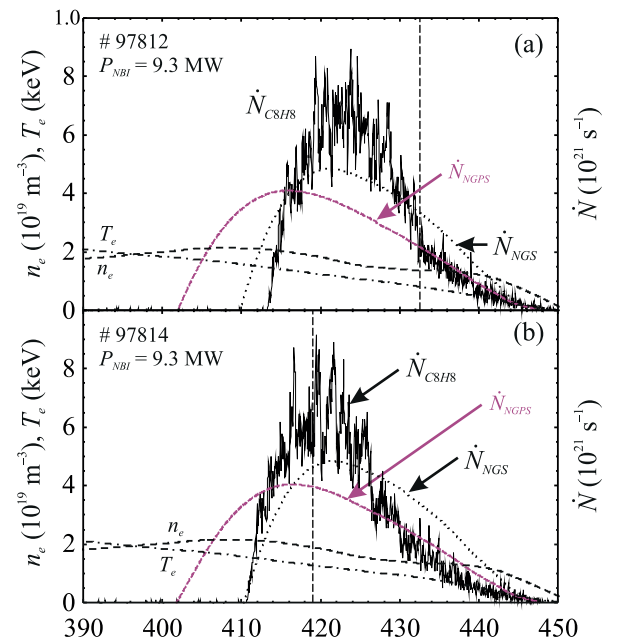


Рис. 4. (Цветной онлайн) Сравнение экспериментальных и расчетных кривых испарения полистироловых макрочастиц в разрядах # 97812 и # 97814 LHD. Расчет по модели NGPS выполнен при $T_{cl} = 2.5$ эВ и $\kappa = 2$

в конечном итоге оказывается ближе к экспериментально наблюдаемой.

Похожие результаты имеют место и для разряда #97814, эволюция скорости испарения для которого показана на рис. 4б. Это демонстрирует, как упоминалось выше, что учет различных механизмов приводит к увеличению или уменьшению расчетных значений скорости испарения вблизи значений, предсказываемых моделью нейтрального экранирования. Таким образом, в модели NGS не учитывается плазменное экранирование и испарение надтепловыми ионами. Это приводит к взаимной компенсации при расчете скорости испарения, и, как следствие, к лучшему совпадению с экспериментальными значениями скорости испарения в области повышенного из-за надтепловых ионов испарения и глубины проникновения макрочастицы.

Как видно из рис. 2, 3, в разряде #97812 момент измерения параметров пеллетного облака приходится на начало области повышенного испарения, и значение $r_{p,NGPS} = 0.41$ мм, рассчитанное по модели NGPS, близко к экспериментальному $r_{p,CSP8} = 0.4$ мм. Для этого разряда расчет по модели NGPS при $T_{cl} = 2.5$ эВ и $\kappa = 2$ дает значения $\dot{N}_{NGPS} = 2.1 \cdot 10^{21}$ мономеров/с, $n_{cl} = 8.3 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$, $r_{cl} = 0.27$ см. Таким образом, вычисленная в модели концентрация однократно ионизованной части облака n_{cl} также неплохо согласуется с экспериментально измеренными значениями концентрации холодных электронов $n_{ce} = 8.2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Вычисленный характерный поперечный размер однократно ионизованной части облака r_{cl} лежит в диапазоне между $r_{H\beta} = 0.26$ см и $r_{СП} = 0.44$ см, содержащем область, в которой, по нашим представлениям, будет преобладать состояние однократной ионизации ионов C^+ и H^+ . Неплохое согласование одновременно расчетной скорости испарения, концентрации электронов и характерного поперечного размера облака с соответствующими экспериментальными значениями получено впервые в модели нейтрально-плазменного экранирования для условий, в которых незначительно влияние надтепловых ионов на испарение. В разряде #97814 момент измерения параметров облака производится на более поздней стадии испарения, где имеет место значительное влияние надтепловых ионов на процесс испарения и на формирование пеллетных облаков. Соответственно, скорость испарения, размеры и плотность облака, найденные по модели NGPS без учета надтепловых ионов, не воспроизводят экспериментально измеренные величины, как видно из табл. 1. Вычисление скорости испарения макрочастицы и параметров облака в областях с заметной по-

пуляцией надтепловых ионов в принципе возможно при дальнейшем усовершенствовании нейтрально-плазменной модели, в которой будет учтено взаимодействие быстрых частиц фоновой плазмы с пеллетными облаками, как это сделано, например, в работах [21, 22].

4. Заключение. Развита модель, позволяющая самосогласованно вычислять скорость испарения макрочастицы и параметры пеллетных облаков с учетом не только нейтрального, но и плазменного экранирования. Модель верифицирована на экспериментальных данных по испарению полистироловых макрочастиц на гелиотроне LHD.

В области, где можно пренебречь влиянием быстрых частиц на испарение, скорость испарения, вычисленная по модели нейтрального и плазменного экранирования, расчетные значения радиуса и плотности плазменного пеллетного облака неплохо соответствуют экспериментально измеренным величинам. При этом расчетная скорость испарения по модели только нейтрального экранирования в этой области примерно в 1.5–2 раза превышает измеренные экспериментальные значения.

В областях, где можно ожидать значительного влияния быстрых ионов на испарение макрочастицы и на формирование облака холодной вторичной плазмы, предсказания модели отличаются от экспериментальных измерений. Поэтому требуется дальнейшее усовершенствование модели нейтрально-плазменного экранирования посредством учета взаимодействия быстрых частиц фоновой плазмы с пеллетными облаками.

Работа поддержана ГК Росатом и Минобрнауки России в рамках Федерального проекта 3 (У3), проект #FSEG-2023-0018 “Разработка и создание систем струйной и пеллет инжекции с повышенными производительностью и ресурсом”.

-
1. B. V. Kuteev, Tech. Phys. **44**, 1058 (1999).
 2. B. Pégourié, Plasma Phys. Control. Fusion **49**, R87 (2007).
 3. P. B. Parks and R. J. Turnbull, Phys. Fluids **20**, 1735 (1978).
 4. L. R. Baylor, G. L. Schmidt, W. A. Houlberg, S. L. Milora, C. W. Gowers, W. P. Bailey, M. Gadeberg, P. Kupschus, J. A. Tagle, D. K. Owens, D. K. Mansfield, and H. K. Park, Nucl. Fusion **32**, 2177 (1992).
 5. V. A. Rozhansky and I. Y. Senichenkov, Plasma Phys. Rep. **31**, 993 (2005).
 6. L. L. Lengyel, K. Büchl, G. Pautasso, L. Ledl, A. A. Ushakov, S. Kalvin, and G. Veres, Nucl. Fusion **39**, 791 (1999).

7. F. Koechl, B. Pégourié, A. Matsuyama, H. Nehme, V. Waller, D. Frigione, L. Garzotti, G. Kamelander, V. Parail, and JET EFDA contributors, *J. E. (2012), Modelling of pellet particle ablation and deposition: the hydrogen pellet injection code HPI2*, EUROfusion Preprint EFDA-JET-PR(12)57 (2012); <https://scipub.euro-fusion.org/wp-content/uploads/2014/11/EFDP12057.pdf>.
8. R. Samulyak, S. Yuan, N. Naitlho, and P. Parks, *Nucl. Fusion* **61**, 046007 (2021).
9. J. McClenaghan, L. Lao, P. Parks, W. Wu, J. Zhang, and V. Chan, *Nucl. Fusion* **63**, 036015 (2023).
10. V. Y. Sergeev, O. A. Bakhareva, B. V. Kuteev, and M. Tendler, *Plasma Phys. Rep.* **32**, 363 (2006).
11. I. A. Sharov, V. Y. Sergeev, I. V. Miroshnikov, N. Tamura, B. V. Kuteev, and S. Sudo, *Rev. Sci. Instrum.* **86**, 043505 (2015).
12. I. A. Sharov, V. Y. Sergeev, I. V. Miroshnikov, B. V. Kuteev, N. Tamura, and S. Sudo, *Tech. Phys. Lett.* **44**, 384 (2018).
13. I. A. Sharov, V. Yu. Sergeev, I. V. Miroshnikov, N. Tamura, and S. Sudo, *Plasma Phys. Control. Fusion* **63**, 065002 (2021).
14. V. A. Rozhansky, *Sov. J. Plasma Phys.* **15**, 638 (1989).
15. V. Rozhansky, I. Senichenkov, I. Veselova, and R. Schneider, *Plasma Phys. Control. Fusion* **46**, 575 (2004).
16. S. J. Blanksby and G. B. Ellison, *Acc. Chem. Res.* **36**, 255 (2003).
17. Л. Г. Лойцянский, *Механика жидкости и газа*, учеб. для вузов, 7-е изд., испр., Дрофа, М. (2003).
18. В. А. Рожанский, *Теория плазмы*, Лань, СПб. (2012).
19. D. K. Morozov, V. I. Gervids, I. Y. Senichenkov, I. Y. Veselova, V. A. Rozhansky, and R. Schneider, *Nucl. Fusion* **44**, 252 (2004).
20. O. A. Bakhareva, V. Y. Sergeev, and I. A. Sharov, *JETP Lett.* **117**, 207 (2023).
21. A. Matsuyama, B. Pégourié, R. Sakamoto, J. S. Mishra, G. Motojima, and H. Yamada, *Plasma Phys. Control. Fusion* **54**, 035007 (2012).
22. V. Y. Sergeev, K. V. Khlopenkov, B. V. Kuteev, S. Sudo, K. Kondo, H. Zushi, S. Besshou, F. Sano, H. Okada, T. Mizuuchi, K. Nagasaki, T. Obiki, and Y. Kurimoto, *Plasma Phys. Control. Fusion* **40**, 1785 (1998).