

Особенности нейтрализации быстрых протонов в углеводородном пеллетном облаке

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

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

Поступила в редакцию 12 апреля 2024 г.

После переработки 24 апреля 2024 г.

Принята к публикации 26 апреля 2024 г.

Для измерения высокоэнергетичной части функции распределения ионов по энергии в горячей плазме с помощью РСХ (Pellet Charge eXchange) диагностики необходимо знать зависимость от энергии E доли быстрых ионов $F_0(E)$ нейтрализующихся при пересечении пеллетного облака. С использованием экспериментальных и расчетных данных об испарении полистироловых макрочастиц в гелиотроне LHD проведен расчет $F_0(E)$ для протонов в углеводородном облаке в диапазоне энергий 50–1000 кэВ и при питч-углах $\geq 70^\circ$. При энергиях в диапазоне 50–200 кэВ необходимым становится учет ослабления потока нейтрализовавшихся протонов при многократных пересечениях облака. Потери энергии протонами вдоль траектории ограничивают снизу возможный диапазон РСХ измерений $E > 100$ кэВ. Необходимость контроля ионизационного состава и структуры облака ограничивает локализацию области обзора детектора нейтральных атомов в пределах ± 30 мм от положения макрочастицы вдоль магнитного поля. Это обуславливает необходимость совмещения оси инжекции с осью наблюдения NPA (Neutral Particle Analyser) для оптимальной геометрии РСХ измерений при использовании полистироловых макрочастиц.

DOI: 10.31857/S1234567824110065, EDN: LTJPBU

1. Введение. РСХ (Pellet Charge eXchange) диагностика является активным методом, позволяющим измерять распределение по энергии быстрых ионов: альфа-частиц, изотопов водорода при дополнительном нагреве с использованием ионно-циклотронного резонанса ICRH и/или пучками нейтральных атомов NBI [1, 2]. Мишенью для нейтрализации быстрых ионов фоновой плазмы с целью их последующей регистрации анализатором нейтральных частиц NPA (Neutral Particle Analyser) служит плотное нейтрально-плазменное облако вблизи испаряющейся макрочастицы из материала с малым зарядом ядра.

Доля нейтрализовавшихся на пеллетном облаке быстрых ионов $F_0(E)$ является важнейшим параметром диагностики. Она зависит от энергии ионов и пройденной ими интегральной толщины облака $S_{ncl} = \int n_{cl}(l)dl$, где $n_{cl}(l)$ – концентрации тяжелых частиц в облаке вдоль траектории l движения быстрой частицы. При реализации РСХ-диагностики до настоящего времени предполагалось, что: 1) применима “однопроходная” модель, т.е. в видимой детектором NPA части облака каждая из падающих на облако быстрых частиц проходит через него один раз, нейтрализуясь с вероятностью $F_0(E)$; 2) ларморов-

ский радиус быстрого иона много больше поперечного размера облака, а относительная потеря энергии и рассеяние быстрого иона в облаке малы; 3) ионизационный состав испарившихся частиц не меняется по облаку. При перезарядке быстрых протонов в облаке их равновесная нейтральная фракция рассчитывается в таком случае как [3]

$$F_0(E, S_{ncl}) = F_0^\infty(E) \cdot (1 - e^{-(\sigma_{01}(E) + \sigma_{10}(E))S_{ncl}}), \quad (1)$$

где σ_{10} и σ_{01} – суммарные сечения нейтрализации быстрого протона H^+ и потери электрона быстрым нейтральным атомом H^0 , вычисленные при некотором предполагаемом одинаковом по всему облаку ионизационном составе; $F_0^\infty(E) = 1/[1 + \sigma_{01}(E)/\sigma_{10}(E)]$. Из уравнения (1) видно, что при достаточно больших значениях S_{ncl} нейтральная фракция $F_0(E, S_{ncl})$ достигает своего “равновесного” значения $F_0^\infty(E)$, не зависящего от S_{ncl} . Использование в расчетах зависимости $F_0^\infty(E)$ существенно упрощает расшифровку спектров в РСХ диагностике. Следует отметить, что применение однопроходной модели и равновесной зависимости $F_0^\infty(E)$ оказывается не всегда правомерно. В работе [4] с помощью расчетов по методу Монте-Карло было проанализировано ослабление потока нейтрализовавшихся альфа-частиц с энергией до 4 МэВ за счет многократного пересечения ими литиевого пел-

¹⁾e-mail: o.bakhareva@spbstu.ru

летного облака (“многопроходная” модель). Ослабление было заметным при энергии-альфа частиц < 250 кэВ/нуклон.

В работах [3, 5, 6] была предложена и развита идея РСХ диагностики протонов с энергиями $E = 50–170$ кэВ при дополнительном ICRH и/или NBI нагреве на стеллараторе LHD, использующей в качестве нейтрализующей мишени облако макрочастицы из полистирола (C_8H_8). В работе [6] были сделаны расчеты зависимости $F_0^\infty(E)$ для протонов с энергиями $E = 50–1000$ кэВ в углеводородном облаке по однопроходной модели для разных предполагаемых усредненных ионизационных составов облака.

В экспериментах с инжекцией полистироловых макрочастиц в LHD [7–9] продемонстрировано существенное изменение ионизационного состава по облаку. Кроме того, из уравнения (1) следует, что при достаточно больших плотностях тяжелых частиц n_{cl} в облаке величина $F_0(E, S_{ncl})$ может достигать “равновесного” значения на небольшом участке dl траектории быстрой частицы внутри облака. В этом случае $F_0(E, S_{ncl}) \cong F_0^\infty(E)$ будет меняться вдоль траектории быстрой частицы и иметь значение на выходе из облака, соответствующее значениям $F_0^\infty(E)$ в периферийной части. Эти особенности процессов нейтрализации быстрых частиц в пеллетном облаке должны быть учтены при расчете $F_0(E)$.

В данной работе уточнена модель расчета зависимости $F_0(E)$ в облаке полистироловой макрочастицы с учетом имеющихся экспериментальных и расчетных данных о распределениях свечения углеводородных облаков в линиях H_β , CI , CI , CI , CI , распределениях температуры T_{cl} и концентрации электронов облака n_{cl} , а также о скорости испарения при инжекции таких макрочастиц в плазму гелиотрона LHD [7–9]. Результаты расчета использованы для формулирования диапазона параметров при РСХ измерениях функции распределения по энергии быстрых протонов с использованием полистироловых макрочастиц.

2. Схема РСХ измерений на гелиотроне LHD. Вид сверху на экваториальную плоскость установки вблизи порта 3-О показан на рис. 1. Полистироловая макрочастица с начальным диаметром $d_{pel} \approx 900$ мкм инжестируется вдоль большого радиуса с внешней стороны гелиотрона в его экваториальной плоскости. С помощью инжектора TESPEL она ускоряется до скоростей $v_p = (400–500)$ м/с в направлении центра установки [10]. Испарение происходит во внешней части плазменного шнура, как правило, на расстоянии, не менее половины его малого радиуса от магнитной оси. Для регистрации перезарядившихся частиц в порте 3-О располо-

жен НРА, имеющий возможность регулировки угла наблюдения.

Испаренное с поверхности макрочастицы вещество, испытывая последовательную ионизацию ($H^0 \rightarrow H^+$, $C^0 \rightarrow C^+ \rightarrow C^{2+} \rightarrow \dots$) разлетается вдоль магнитного поля и заполняет магнитную силовую трубку с характерным поперечным радиусом r_{cl} . На рисунке 1 цветом показаны области с доминирующими концентрациями соответствующих ионизационных состояний в облаке. Вблизи макрочастицы испаренное вещество движется вместе с ней. При этом, ионы испытывают ускорение против градиента магнитного поля из-за нарастающей поляризации облака в неоднородном магнитном поле LHD [11]. На рисунке 1 это показано нарастающим смещением удаленных частей облака от оси магнитной силовой трубки, на которой расположена макрочастица.

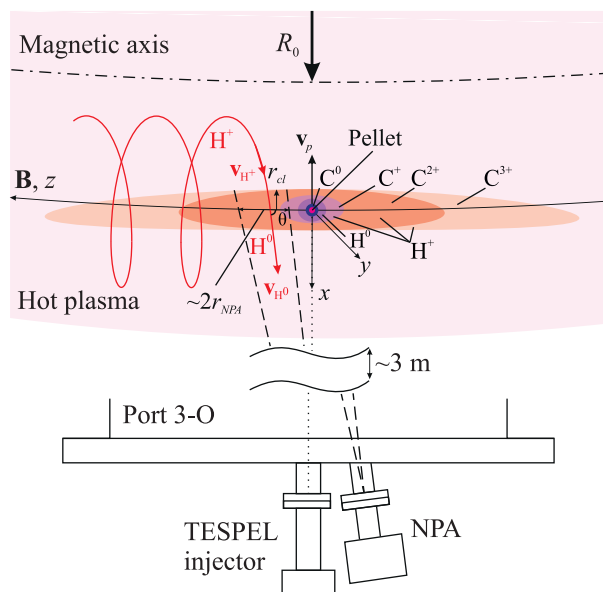


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема инжекции полистироловой макрочастицы и перезарядки быстрых протонов в углеводородном облаке РСХ-диагностики

3. Модель для вычисления доли нейтрализовавшихся быстрых протонов. Как показано на рис. 1, быстрые протоны с энергией E , скоростью v_{H^+} и питч-углом θ пересекают облако и на каждом шаге ларморовской спирали могут нейтрализоваться с вероятностью $F_0(E)$. Не удерживаемые магнитным полем нейтральные атомы вылетают за пределы плазмы и могут быть зарегистрированы детектором NPA, измеряющим распределение быстрых частиц по E . Ось наблюдения NPA может быть расположена под углом θ к магнитному полю для регистра-

ции нейтральных атомов, образовавшихся при нейтрализации быстрых протонов с соответствующим питч-углом θ . В стационарном режиме, поток падающих на облако быстрых протонов в заданной области сформирован из частиц, прибывающих в нее из фоновой плазмы вдоль магнитного поля. Согласно однопроходной модели, $F_0(E)$ рассчитывается в приближении плоского и однородного по x потока быстрых частиц, которые в области обзора детектора однократно пересекают облако. Ось x перпендикулярна магнитному полю и выбрана в плоскости оси наблюдения NRA.

Если потери энергии и рассеяние протонов на частицах облака невелики, то измеряемая детектором NRA скорость счета dN_0/dt нейтральных атомов H^0 в диапазоне энергий $(E, E + \Delta E)$ может быть связана с функцией распределения по энергии dn_{H^+}/dE быстрых протонов фоновой плазмы следующим соотношением:

$$\frac{dN_0}{dt} = \frac{dn_{H^+}}{dE} \Delta E \cdot v_{H^+} \sin \theta \cdot \overline{F_0(E) \kappa} \cdot S_{\text{eff}} \frac{\Delta \Omega}{4\pi} \eta \mu, \quad (2)$$

где $S_{\text{eff}} = 2r_{cl} \cdot 2r_{\text{NRA}}$ – видимая NRA эффективная площадь облака при условии $r_{cl} \ll r_{\text{NRA}}$, которое обычно выполняется при РСХ измерениях; усреднение $\overline{F_0(E) \kappa} = \iint F_0(E, y, z) \cdot dy \cdot \kappa(z) dz / S_{\text{eff}}$ выполняется по части облака, видимой детектором NRA; κ – фактор ослабления потока быстрых ионов в многопроходном приближении; $\Delta \Omega$ – телесный угол, под которым из облака видна принимающая сигнал площадь детектора NRA, η – эффективность регистрации быстрых атомов детектором NRA, μ – вероятность того, что быстрый атом H^0 не ионизируется в фоновой плазме и долетит до детектора. Выражения для $\Delta \Omega$, η и μ были получены ранее в [3, 5, 6] и в данной работе не обсуждаются. Новый, по сравнению с однопроходной моделью [3–6], множитель κ в уравнении (2) характеризует возможное ослабление потока быстрых ионов к моменту их попадания в область обзора детектора вследствие вероятной нейтрализации на предыдущих участках траектории. Детали расчета множителя κ представлены в разделе 5.

Значение $F_0 \equiv F_0(E)$ на выходе из облака для различных значений энергии E находятся из решения уравнения для dF_0/dx , при начальном условии $F_0(x = 0) = 0$ и условии сохранения числа частиц H^+ и H^0 в потоке: $F_1(x) + F_0(x) = 1$. Учитывая, что $dx = dl \cdot \sin(\theta)$ и предполагая $z = \text{const}$ вдоль траектории протона в условиях, когда ларморовский радиус быстрого иона много больше поперечного размера облака, уравнение для dF_0/dx из работ [3–6] может быть записано в виде:

$$\frac{dF_0}{dx} \cong \frac{(1 - F_0(x)) \sum_i n^{(i)}(x) \sigma_{10}^{(i)} - F_0(x) \sum_i n^{(i)}(x) \sigma_{01}^{(i)}}{\sin(\theta)}, \quad (3)$$

где $n^{(i)}$ – концентрация тяжелых частиц углеводородного облака; $\sigma_{10}^{(i)}$ и $\sigma_{01}^{(i)}$ – сечения нейтрализации быстрого протона H^+ и потери электрона быстрым нейтральным атомом H^0 на однородной мишени из частиц сорта (i) . Зависимости сечений $\sigma_{10}^{(i)}(E)$ и $\sigma_{01}^{(i)}(E)$ от энергии взяты из работы [6].

4. Предполагаемые распределения ионизационных состояний в углеводородном облаке. Структура углеводородного облака вблизи испаряющейся в плазме полистироловой макрочастицы изучалась на гелиотроне LHD [7–9]. В экспериментах на LHD измерялись пространственные распределения излучения нейтральных атомов H^0 , C^0 , первого C^+ , и второго ионов C^{2+} углерода, а также температуры T_{cl} и концентрации n_{cl} электронов облака.

При расчетах нейтрализации быстрых протонов в углеводородном пеллетном облаке использовались подобранные модельные пространственные распределения различных степеней ионизации углерода и водорода, представленные на рис. 2. Данные распределения позволяют воспроизвести наблюдаемые размеры излучающих областей нейтрального водорода, а также нейтрального, однократно и двукратно ионизованного углерода в облаке с учетом влияния как электронов пеллетного облака, так и электронов горячей фоновой плазмы [12]. Таким образом, выбранные распределения согласуются также с распределениями концентрации и температуры электронов облака, измеренными экспериментально в области свечения нейтрального водорода. При вычислении распределения C^{3+} на рис. 2 предполагается, что продольный спад суммарной концентрации тяжелых частиц определяется скоростью поперечного дрейфа в неоднородном магнитном поле [11]. Отметим, что это предположение использовалось в работе [13], в которой удалось согласовать экспериментальные измерения скорости испарения с расчетом при одновременном учете экранирования полистироловой макрочастицы не только нейтральным облаком испаренного вещества, но и облаком вторичной плазмы пеллетного облака.

Данное модельное представление ограничивается степенями ионизации углерода до C^{3+} включительно. Как видно из рис. 2b, степень ионизации атомов углерода в облаке достаточно быстро меняется вдоль магнитного поля, и уже на удалении 30 мм около половины ионов углерода ионизованы до C^{3+} , а на удалении 60 мм полностью отсутствует ион C^{2+} .

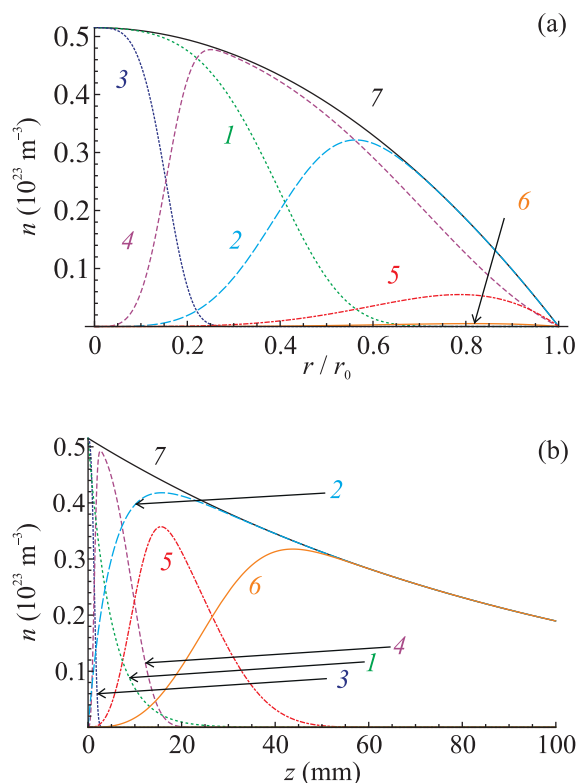


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Радиальные профили при $z = 0$ мм концентраций водорода в зарядовых состояниях H^0 (кривая 1), H^+ (кривая 2) и их суммы $n_{\text{H}^0} + n_{\text{H}^+} = n_{\text{C}^0} + n_{\text{C}^+} + n_{\text{C}^{2+}} + n_{\text{C}^{3+}}$ (кривая 7), а также концентраций углерода в зарядовых состояниях C^0 (кривая 3), C^+ (кривая 4), C^{2+} (кривая 5), C^{3+} (кривая 6); $r_0 = 3.8$ мм; (б) – продольные профили (вдоль z) концентраций водорода и углерода в различных зарядовых состояниях (обозначения те же, что и в части (а)) при $r = 0$

При этом о дальнейшей ионизации экспериментальные сведения отсутствуют. В связи с этим в данной работе для расчетов $F_0(E)$ анализируется область не далее ± 60 мм от макрочастицы в направлении магнитного поля.

5. Результаты расчетов нейтральной фракции $F_0(E)$ по однопроходной модели. Модельное распределение концентраций тяжелых частиц облака, показанное на рис. 2, использовалось при вычислении доли перезарядившихся быстрых протонов $F_0(E)$ на одном проходе через облако. В соответствии с разделом 3, в выбранном приближении облако состоит из тяжелых частиц следующих сортов (i): H^0 , H^+ , C^0 , C^+ , C^{2+} , C^{3+} , а так же из холодных электронов.

На рисунке 3 показаны примеры рассчитанных из уравнения (3) долей нейтрализовавшихся протонов $F_0(x)$ для двух поперечных сечений облака на

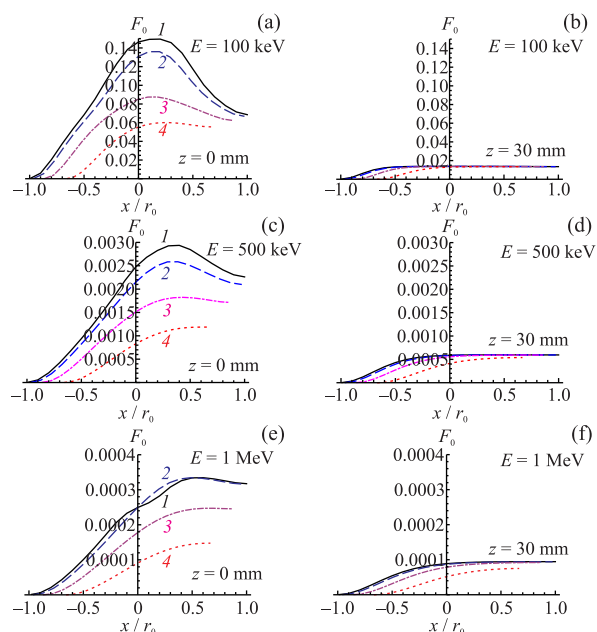


Рис. 3. (Цветной онлайн) Изменение нейтральной фракции F_0 с увеличением пройденного расстояния x вдоль хорд: $y/r_0 = 0$ (кривая 0), $y/r_0 = 0.25$ (кривая 1), $y/r_0 = 0.5$ (кривая 2), $y/r_0 = 0.75$ (кривая 3) при $\theta = 70^\circ$ для энергии $E = 100$ кэВ (а), (б), $E = 500$ кэВ (с), (д) и $E = 1$ МэВ (е), (ф): при $z = 0$ мм (а), (с), (е) и при $z = 30$ мм (б), (д), (ф). $r_0 = 3.8$ мм

разных расстояниях z от макрочастицы: (а), (с), (е) – при $z = 0$ мм, (б), (д), (ф) – при $|z| = 30$ мм. При этом рис. 3а, б соответствуют энергии протона $E = 100$ кэВ, рис. 3с, д энергии протона $E = 500$ кэВ, рис. 3е, ф энергии протона $E = 1$ МэВ. На каждом графике эволюция $F_0(x/r_0)$ приведена для четырех хорд по y , проходящих на разных расстояниях от продольной оси облака. Из рисунка 3а, с видно, что в центре облака ($z = 0$) при небольших энергиях $E = 100$ – 500 кэВ заметная доля быстрых протонов, нейтрализовавшихся при прохождении центральной низкоионизованной части облака, вновь ионизируется в периферийном слое на выходе из облака.

При $E = 1$ МэВ на рис. 3е данный эффект менее заметен, так как интегральная толщина внешнего слоя недостаточна для ионизации. Протоны, пересекающие облако по удаленным от его оси хордам $y/r_0 \geq 0.75$ нейтрализуются в соответствии с параметрами внешнего слоя.

При удалении от макрочастицы вдоль z ионизационный состав вдоль хорды становится более высокоионизованным и слабо зависит от поперечной координаты. В связи с этим уменьшается зависимость значения F_0 от хорды, по которой быстрые частицы пересекают облако. Исключение составляют наи-

более удаленные хорды, где интегральная плотность облака вдоль траектории недостаточна для достижения $F_0^\infty(E)$ характерной для данного сечения.

Были получены средние по поперечному сечению облака значения $\langle F_0(E) \rangle_y$ при различных z . Для этого в выбранном сечении по z вычислялись хордовые значения $F_0(E, y, z)$ с шагом по y : $\delta y = r_0/20$.

На рисунке 4а показаны зависимости $\langle F_0(E) \rangle_y$, полученные для четырех значений z . Кроме того, на рис. 4б приведены зависимости $F_0^\infty(E)$ для различных зарядовых составов.

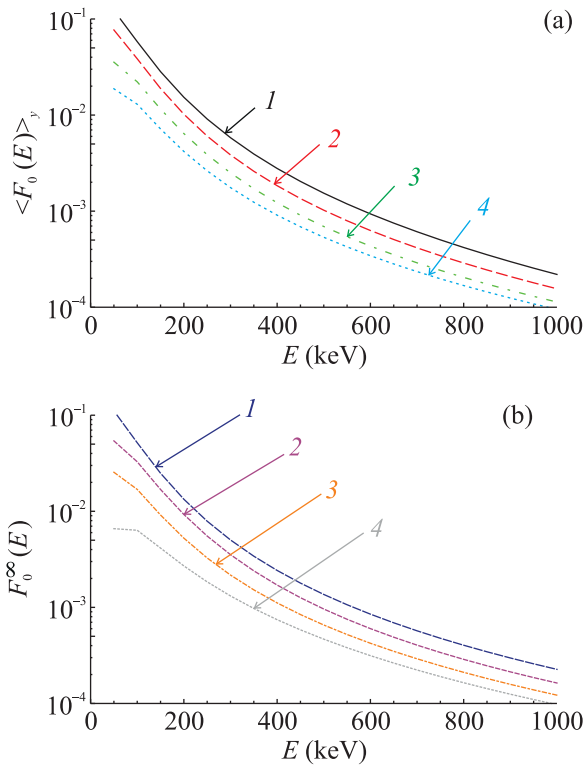


Рис. 4. (Цветной онлайн) (а) – Вычисленные зависимости $\langle F_0(E) \rangle_y$ для $z = 2$ мм (кривая 1), 10 мм (кривая 2), 20 мм (кривая 3), 30 мм (кривая 4); (б) – зависимости $F_0^\infty(E)$, вычисленные для четырех зарядовых составов облака, $n_{H^+} : n_{C^+} : n_{C^{2+}} = 2 : 1 : 1$ (кривая 1); $n_{H^+} : n_{C^{2+}} = 1 : 1$ (кривая 2); $n_{H^+} : n_{C^{2+}} : n_{C^{3+}} = 2 : 1 : 1$ (кривая 3); $n_{H^+} : n_{C^{3+}} = 1 : 1$ (кривая 4)

Из представленных на рис. 4а распределений видно, что по мере удаления от макрочастицы вдоль z значения $\langle F_0(E) \rangle_y$ снижаются. При усреднении по сечениям с различными значениями z в пределах области обзора детектора, наибольший вклад в среднее $\overline{F_0(E)}$ дадут сечения с меньшими z , т.е. наиболее близкие к центру облака ($z = 0$). Реальные размеры области наблюдения НРА составляют несколько десятков миллиметров в диаметре, а относительное по-

ложение облака и области наблюдения также может существенно, в пределах нескольких десятков миллиметров, варьироваться от эксперимента к эксперименту. Поэтому при анализе данных НРА для обеспечения возможности абсолютных измерений требуется детальный расчет $F_0(E) \cdot \kappa$ в части облака, попадающей в область обзора НРА. Использование зависимости $F_0^\infty(E)$, вычисленной для гипотетического усредненного ионизационного состава облака в формуле (2) может приводить к существенным ошибкам при реконструкции абсолютных значений dn_{H^+}/dE вплоть до порядка величины и более. При этом, как отмечалось ранее в работе [6], восстановление формы спектра остается возможным.

6. Оценки влияния многократного пересечения облака протонами. Множитель κ в формуле (2) – это коэффициент ослабления потока быстрых частиц в “многопроходном” приближении, учитывающий выбывание из потока нейтрализовавшихся ранее частиц. Нейтрализация на каждом проходе через облако (с номером l) заметно зависит от его удаления z_l от макрочастицы. Итоговое ослабление может быть представлено как:

$$\kappa(z, E, \theta) = \prod_{l=0}^{N(z, E, \theta)} (1 - \langle F_0(E, z_l) \rangle), \quad (4)$$

где $N(z, E, \theta)$ – количество проходов через облако, совершенных быстрым ионом начиная с $z = 60$ мм до его попадания в сечение z , а l принимает значения от 0 до $N(z, E, \theta)$. Отметим, что, как видно из рис. 4, увеличение степени ионизации компонент облака приводит к снижению нейтральной фракции F_0 . При увеличении степени ионизации углерода на 1, значение F_0 снижается от 2 при энергии 1 МэВ до 10 раз при энергии 100 кэВ. В связи с этим нейтрализацией протонов на удалении более 60 мм можно пренебречь.

Для учета потерь энергии быстрого протона вдоль траектории dE/dx из-за столкновений с частицами облака использовано выражение, полученное из формул для потерь энергии быстрых положительных ионов [14]:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{2\pi e^4 Z_H^2 m_p}{E m_e} n_{C, H}(x) \times \left(Z_C \ln \left(\frac{2E}{I_C} \cdot \frac{m_e}{m_p} \right) + Z_H \ln \left(\left(\frac{2E}{I_H} \cdot \frac{m_e}{m_p} \right) \right) \right), \quad (5)$$

где m_p и m_e – массы протона и электрона, $Z_H = 1$, $Z_C = 6$, $I_H = 15.0$ эВ, $I_C = 33.3$ эВ, $n_{C, H} = n_{H^0} + n_{H^+} = n_{C^0} + n_{C^+} + n_{C^{2+}} + n_{C^{3+}} + n_{C^{4+}} + n_{C^{5+}} + n_{C^{6+}} -$

половина концентрации тяжелых частиц облака во всех зарядовых состояниях.

В таблице 1 указаны значения N количества проходов, совершаемых быстрым протоном с энергией E и питч-углом θ от границы облака при $z = 60$ мм до центра $z = 0$, а так же соответствующие значения коэффициента ослабления κ и относительной потери энергии $\Delta E/E$. Результаты расчета $\kappa(z)$ при нескольких значениях питч-угла θ приведены на рис. 5а, б для энергий протона 50 кэВ и 100 кэВ, соответственно.

Таблица 1. Количество проходов N и коэффициент ослабления потока κ и относительная потеря энергии $\Delta E/E$ быстрых протонов с энергией E и питч-углом θ при прохождении участка длиной в 60 мм вдоль z

E , кэВ	θ	70°	80°	85°	89°
50	N	> 3	> 6	> 11	> 52
	$\kappa(0, E, \theta)$	0.8	0.7	0.6	0.14
	$\Delta E/E, \%$	100	100	100	100
100	N	2	4	8	37
	$\kappa(0, E, \theta)$	0.92	0.88	0.80	0.45
	$\Delta E/E, \%$	0.4	1	2.5	12
200	N	2	3	6	26
	$\kappa(0, E, \theta)$	0.99	0.97	0.95	0.85
	$\Delta E/E, \%$	0.2	0.3	0.7	3.5

Видно, что при $E = 50$ кэВ происходит значительное ослабление потока вследствие нейтрализации $\kappa = 0.14$ при питч-угле $\theta = 89^\circ$, а при угле $\theta = 70^\circ$ потери из-за нейтрализации заметно меньше $\kappa = 0.8$. Это не препятствует проводить РСХ измерения и восстанавливать соответствующие части распределения по энергии. А вот потери энергии для $E = 50$ кэВ оказываются очень значительными. Даже при питч-угле $\theta = 70^\circ$. Наблюдается полная термализация протонов с такими энергиями в облаке. Но уже при $E = 100$ кэВ потери энергии составляют 12% при угле $\theta = 89^\circ$, а при угле 70° не превышают 1%. При этом коэффициент $\kappa = 0.45$ при $\theta = 89^\circ$ и $\kappa = 0.82$ при $\theta = 70^\circ$. По мере увеличения энергии протонов, влияние этих двух эффектов снижается.

Таким образом, в диапазоне энергий 100–200 кэВ требуется учет ослабления потока быстрых протонов вследствие их нейтрализации, а также учет потери энергии протонами, который может достигать десятка процентов. При больших энергиях эффектами, связанными с потерей энергии и выбыванием протонов вследствие нейтрализации можно пренебречь.

Можно ожидать, что при РСХ измерениях значительное влияние на результат окажет взаимное расположение оси инжекции макрочастицы и оси наблюдения NRA. Поперечное смещение макрочастицы

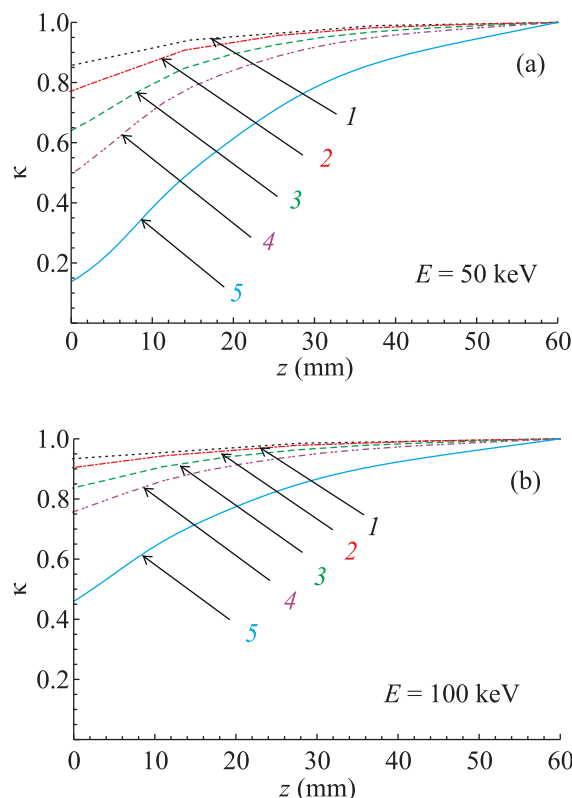


Рис. 5. (Цветной онлайн) $\kappa(z, E)$ при нескольких значениях питч-угла $\theta = 70^\circ$ (кривая 1), $\theta = 80^\circ$ (кривая 2), $\theta = 85^\circ$ (кривая 3), $\theta = 87^\circ$ (кривая 4), $\theta = 89^\circ$ (кривая 5) для: (а) – $E = 50$ кэВ; (б) – $E = 100$ кэВ

относительно области обзора NRA за время испарения составит $Lp \times \sin \varphi$, где Lp – глубина проникновения макрочастицы в плазму. Так, если угол между осью инжекции и осью наблюдения NRA $\varphi = 30^\circ$, что может реализовываться при инжекции макрочастицы вдоль большого радиуса установки и при расположении NRA для измерения потоков нейтрализовавшихся протонов с питч-углом 70° , а глубина проникновения приблизительно 200 мм, поперечное смещение будет достигать 100 мм. В связи с этим, при проведении абсолютных РСХ измерений необходимо, во-первых, ограничить смещение пеллетного облака в области обзора NRA, например, за счет уменьшения угла между направлением наблюдения и направлением инжекции, а во-вторых, обеспечить непрерывное отслеживание расположения пеллетного облака в области обзора NRA.

7. Выводы. Экспериментальные и расчетные данные о скорости испарения и распределениях излучения водорода и углерода вблизи испаряющихся макрочастиц из полистирола, полученные на гелиотроне ЛНД, использованы для построения приближенных модельных пространственных распреде-

лений атомов и ионов углерода и водорода в пеллетном облаке. Это позволило рассчитать долю быстрых протонов $F_0(E)$, нейтрализующихся в пеллетном облаке, информация о которой необходима для интерпретации сигналов РСХ диагностики. Расчет выполнен для диапазона энергий $E = (50-1000)$ кэВ при питч-углах $\geq 70^\circ$.

Показано, что зарядовый состав облака достаточно быстро меняется по мере удаления от макрочастицы, что существенно влияет на расчетные значения $F_0(E)$. Эти значения могут заметно отличаться от значений, использованных в более ранних работах в приближении постоянного однородного по облаку ионизационного состава.

В работе показано, что при энергиях протона в диапазоне 50–200 кэВ необходимо учитывать ослабление потока быстрых протонов в результате нейтрализации при многократных пересечениях облака, а также потери энергии протонами вдоль траектории. При энергии 50 кэВ наблюдается термализация протонов. При энергии 100 кэВ потери энергии протонов не превышают 0.4–12% при питч-углах $70^\circ-89^\circ$ соответственно. Полученные результаты демонстрируют возможность реализовать абсолютные РСХ-измерения энергетических распределений быстрых протонов в диапазоне энергий $100 \text{ кэВ} < E < 1000 \text{ эВ}$.

Необходимость контроля ионизационного состава и структуры облака ограничивает локализацию области обзора детектора нейтральных атомов. В углеводородных пеллетных облаках доступная для экспериментального контроля ионизационного состава часть облака располагается в пределах ± 30 мм от положения макрочастицы вдоль магнитного поля. Для оптимальной геометрии абсолютных РСХ измерений предпочтительно совместить ось инжекции с осью наблюдения НРА. Для относительных измерений оси инжекции и наблюдения могут быть расположены под углом друг к другу.

Полученные результаты могут быть полезны при проектировании и применении РСХ-диагностики быстрых протонов с инжекцией углеводородных макрочастиц, что актуально для всех крупных установок с магнитным удержанием высокотемпературной плазмы, оснащенных нагревными пучками нейтральных атомов НВ1 с энергиями 100 кэВ и более, а также использующих высокочастотный нагрев малой добавки ионов на гармонике ионноциклотронной частоты.

Финансирование работы. Работа поддержана Государственной корпорацией по атомной энергии “Росатом” и Министерством науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Федерального проекта 3 (У3), проект # FSEG-2023-0018 “Разработка и создание систем струйной и пеллет инжекции с повышенными производительностью и ресурсом”.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. R. K. Fisher, J. S. Leffler, A. M. Howald, and P. B. Parks, *Fusion Technol.* **13**, 536 (1988).
2. S. S. Medley, D. K. Mansfield, A. L. Roquemore, R. K. Fisher, H. H. Duong, J. M. McChesney, P. B. Parks, M. P. Petrov, A. V. Khudoleev, and N. N. Gorelenkov, *Rev. Sci. Instrum.* **67**, 3122 (1996).
3. P. R. Goncharov, T. Ozaki, S. Sudo, N. Tamura, and D. V. Kalinina, Tessel Group, LHD Experimental Group, E. A. Veshchev and V. Yu. Sergeev, *Fusion Sci. Technol.* **50**, 222 (2006).
4. J. M. McChesney, P. B. Parks, R. K. Fisher, and R. E. Olson, *Phys. Plasmas* **4**, 381 (1997).
5. P. R. Goncharov, T. Saida, N. Tamura, T. Ozaki, M. Sasao, M. Isobe, S. Sudo, K. V. Khlopenkov, and LHD Experimental Groups I/II, A. V. Krasilnikov, V. Yu. Sergeev, *Rev. Sci. Instrum.* **67**, 1869 (2003).
6. P. R. Goncharov, T. Ozaki, S. Sudo, N. Tamura, I. Yu. Tolstikhina, and V. Yu. Sergeev, *Rev. Sci. Instrum.* **79**, 10F312-1 (2008).
7. I. A. Sharov, V. Y. Sergeev, I. V. Miroshnikov, N. Tamura, B. V. Kuteev, and S. Sudo, *Rev. Sci. Instrum.* **86**, 043505 (2015).
8. I. A. Sharov, V. Y. Sergeev, I. V. Miroshnikov, B. V. Kuteev, N. Tamura, and S. Sudo, *Tech. Phys. Lett.* **44**, 384 (2018).
9. I. A. Sharov, V. Yu. Sergeev, I. V. Miroshnikov, N. Tamura, and S. Sudo, *Plasma Phys. Control. Fusion* **63**, 065002 (2021).
10. N. Tamura, V. Y. Sergeev, D. V. Kalinina, I. V. Miroshnikov, K. Sato, I. A. Sharov, O. A. Bakhareva, D. M. Ivanova, V. M. Timokhin, S. Sudo, and B. V. Kuteev, *Rev. Sci. Instrum.* **79**, 10F541 (2008).
11. A. Matsuyama, F. Koechl, B. Pegourie, R. Sakamoto, G. Motojima, and H. Yamada, *Nucl. Fusion* **52**(12), 123017 (2012).
12. O. A. Bakhareva, V. Y. Sergeev, and I. A. Sharov, *JETP Lett.* **117**, 207 (2023).
13. O. A. Bakhareva, V. Y. Sergeev, and I. A. Sharov, *JETP Lett.* **118**, 730 (2023).
14. Н. Мотт, Г. Месси, *Теория атомных столкновений*, Мир, М. (1969).