

УДК 533.9

В.А.Белопольский (6 курс, каф. Физики Плазмы), В.М. Тимохин

ИССЛЕДОВАНИЕ ТРЕХМЕРНОЙ СТРУКТУРЫ ОБЛАКА УГЛЕРОДНОЙ МАКРОЧАСТИЦЫ ИСПАРЯЮЩЕЙСЯ В ПЛАМЗЕ СТЕЛЛАРАТОРА WENDELSTEIN 7-AS

Инжекция макрочастиц (пеллет), широко распространенная в исследованиях по УТС, используется для управления и диагностики разряда высокотемпературной плазмы. Одним из важных диагностических приложений пеллет-инжекции является исследование дрейфовых потоков примесей в плазменном шнуре. Информацию о таких дрейфах можно получить, анализируя пространственную структуру облака испаряющейся макрочастицы. Для исследования дрейфов полезно иметь картину трехмерного распределения свечения испаренного вещества. Томографические методы позволяют судить о трехмерном распределении свечения по отдельным проекциям. Основной задачей работы являлось создание алгоритма томографической обработки экспериментальных данных и применение его для исследования трехмерной структуры облака углеродной макрочастицы, испаряющейся в высокотемпературной плазме.

В работе обрабатывались данные экспериментов, которые были поставлены осенью 2000 г. на стеллараторе Wendelstein 7-AS (W7-AS). Наблюдение за пространственной и временной динамикой процесса испарения макрочастицы и формой облака испаренного вещества на W7-AS осуществляется с помощью нескольких быстрых ПЗС (CCD) камер, видеокамеры и широкообзорного диода, перед которыми устанавливались светофильтры с центром полосы пропускания на длине волны 720 нм, соответствующей линии СII. Излучение светящегося облака вблизи испаряющегося пеллета регистрировалось с двух направлений: со стороны нижнего патрубка и сзади.

Мгновенные фотографии, получаемые с CCD-камер, являются проекциями излучения плазмы в соответствующее направление. У нас есть такие фотографии с 2-х направлений. Таким образом, перед нами стоит задача ультрамалоракурсной трехмерной томографии, очевидное упрощение, которое допускает задача - это редукция трехмерной задачи к N двумерным. Двумерные массивы интенсивностей с двух ракурсов должны быть разбиты на пары векторов, определяющих распределение интенсивности излучения в соответствующей плоскости.

Исходя из предположения, что в отсутствии дрейфа разлет частиц перпендикулярно магнитному полю изотропен, было сделано предположение о применимости для нашей задачи модели восстанавливаемого распределения в виде системы деформированных окружностей. Модель восстанавливаемого распределения задавалась следующим образом

$$g(r, \theta) = g_0(r) + rg_1(r) \sin \theta + rg_2(r) \cos \theta, \quad (1)$$

здесь $g_0(r)$ описывает систему изолиний в виде концентрических окружностей, а $g_1(r)$ и $g_2(r)$ – компоненты разложения возмущений по осям x и y , соответственно.

Формулы обращения, после ряда преобразований будут выглядеть следующим образом:

$$\begin{cases} g_0(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^\infty \frac{f_0'(p)}{\sqrt{p^2 - r^2}} dp \\ g_1(r) = -\frac{r}{\pi} \int_r^\infty \frac{f_1'(p)}{\sqrt{p^2 - r^2}} dp, \\ g_2(r) = -\frac{r}{\pi} \int_r^\infty \frac{f_2'(p)}{\sqrt{p^2 - r^2}} dp \end{cases} \quad (2)$$

где $f_0(p)$, $f_1(p)$ и $f_2(p)$ -проекции соответствующих компонент модельного распределения- $g_0(r)$, $g_1(r)$ и $g_2(r)$, а p -координата, перпендикулярная направлению проекции.

Таким образом, мы свели задачу обращения преобразования Радона к 3-м задачам обращения преобразования Абея, являющегося частным случаем преобразования Радона, в случае радиальной симметрии восстанавливаемой функции.

На рисунке приведен пример восстановленного распределения интенсивности в сечении облака поперек магнитного поля. Линии магнитного поля направлены перпендикулярно плоскости рисунка.

Из приведенного восстановленного распределения свечения видно, что присутствует асимметрия облака в пространстве, особенно ярко выраженная для изолиний низкой интенсивности (менее 10% от максимума). Облако асимметрично вдоль большого радиуса и вытянуто в сторону сильного поля. Характерная структура облака не изменяется от сечения к сечению при движении вдоль магнитного поля в положительном и отрицательном тороидальном направлениях.

На основе анализа полученного распределения интенсивности свечения получена оценка скорости дрейфа по следующей формуле:

$$V_{dr} \sim \frac{\Delta l}{\langle l \rangle} \frac{\langle l \rangle}{\tau_{ion}} \sim 300 \text{ м/с}, \quad (3)$$

здесь $\Delta l \cong 0.06$ см разность размеров облака в направлениях против и по большому радиусу, $\langle l \rangle \cong 0.14$ см средний размер облака поперек магнитного поля, величина $\langle l \rangle / \tau_{ion}$ определяет скорость разлета частиц поперек магнитного поля, где $\tau_{ion} \cong 2$ мкс время ионизации углерода до иона C^{2+} , оцененная по сечению ионизации углерода. При этом предполагалась, что ионизация происходит электронами окружающей плазмы с известной плотностью $n_e = 1.5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и температурой $T_e = 1 \text{ keV}$. Полученная численная оценка скорости дрейфа равна ~ 300 м/с. Направление этого дрейфа отличается от обнаруженного в экспериментах на токамаке ASDEX Upgrade, где плазма облака водородной макрочастицы дрейфует в направлении слабого поля со скоростями в несколько км/сек. Физические механизмы обнаруженного явления в настоящий момент остаются невыясненными.

