

НАБЛЮДЕНИЕ СИЛОВОЙ ЛИНИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ТОКАМАКЕ Т-10

С.М.Егоров, Б.В.Кутеев, И.В.Мирошников, В.Ю.Сергеев

Скоростное фотографирование процесса испарения углеродной макрочастицы, инжектированной в токамак, позволило провести измерения направления магнитного поля в плазме и рассчитать профиль запаса устойчивости $q(r)$.

Графитовые макрочастицы размером $d_p = 300 \div 400$ мкм инжектировались в токамак Т-10 в направлении центра разрядной камеры под углом $\alpha = 30^\circ$ к экваториальной плоскости со скоростью 140 м/с. Фотографирование проводилось камерой ВСК-5 в спектральном

интервале $390 \div 660$ нм с расстояния $3,5$ м от центра плазмы. Оптическая ось системы располагалась на 15 см выше экваториальной плоскости и параллельно ей. Время между кадрами составляло ~ 30 мкс. Режим работы установки характеризовался следующими параметрами: ток плазмы $I_p = 230$ кА, магнитное поле $B_\varphi = 20$ кГс, среднечордовая плотность $\bar{n}_e = 1 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, радиус диафрагмы $a_L = 34$ см, значение цилиндрического запаса устойчивости на диафрагме $q(a_L) = 5a_L^2 B_\varphi / R I_p \approx 3,4$.

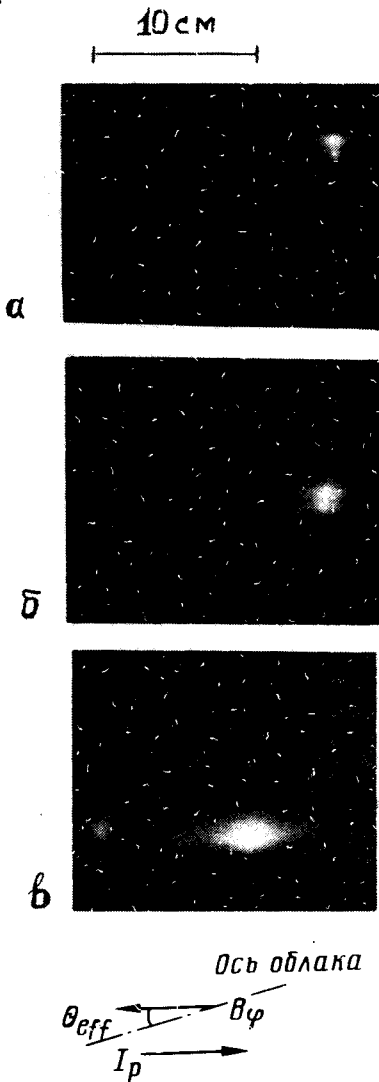


Рис. 1

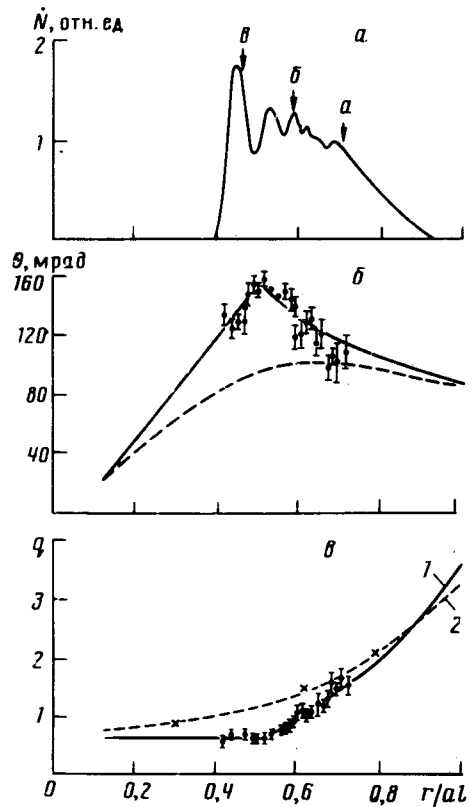


Рис. 2

На рис. 1 показаны фотографии облака для трех различных моментов времени, отмеченных стрелками на рис. 2, а, где изображена кривая скорости испарения $\dot{N}(r)$. На начальной стадии испарения размеры облака масштаба 1 см. Область наибольшей светимости, где находится макрочастица, может иметь как простую точечную, так и более сложную (см. рис. 1, а) форму. Вытянутость в направлении магнитного поля здесь хотя и заметна, но ее небольшие размеры затрудняют определение угла наклона силовой линии магнитного поля. С ростом \dot{N} размеры облака увеличиваются (рис. 1, б), и к моменту максимума скорости испарения (рис. 1, в) оно имеет наибольшую протяженность как вдоль магнитного поля ($10 \div 12$ см), так и поперек него (~ 2 см). Иногда (см. рис. 1, б) наблюдаются две области повышенной светимости, которые располагаются в центральной части облака и разнесены в поперечном

направлении примерно на 1 см. Светлое пятно в левой части рис. 1, σ — блик, возникающий из-за отражения света от боковой стенки патрубка.

На средней и поздней стадии испарения, где проводились измерения θ_i , облако практически симметрично в полоидальном направлении, а его характерные размеры меньше, чем размеры существенно асимметричных облаков в линиях ионов СП, СШ¹. Данные факты указывают на то, что свечение в основном связано с нейтральными атомами и на нем слабо сказываются дрейфовые движения плазмы вблизи макрочастицы. Вытянутость облака вдоль магнитного поля обусловлена распределением низкотемпературной вторичной плазмы, которая обеспечивает дополнительный источник нейтралов за счет рекомбинации и участвует в возбуждении свечения. Влияние дрейфов в радиальных электрических полях должно было бы проявиться в виде увеличивающегося по мере удаления от макрочастицы сноса облака в одном и том же направлении справа и слева от макрочастицы. Дрейфовые движения, которые могли бы отклонить направление преимущественного растекания облака от направления магнитного поля, должны иметь в основе физически не ясный механизм, изменяющий знак радиальной силы с разных сторон относительно макрочастицы. Электрические поля не могут выступать в качестве источника таких дрейфов из-за высокой продольной электропроводности.

Поэтому при определении угла наклона силовой линии $\theta_i(r) = B_\varphi / B_\varphi$ (B_ϑ, B_φ — полоидальная и тороидальная компоненты магнитного поля \mathbf{B}) направление продольной оси облака отождествлялось с направлением \mathbf{B} в плазме. Учитывалось также, что наблюдаемый угол θ_{eff} меньше θ_i в $1/\cos \alpha'$ раз, где α' — угол между направлениями инжекции и наблюдения. В условиях эксперимента угол α' изменялся в пределах $30,4 - 28,6^\circ$, что соответствует поправкам к θ_i не более 1,5%. Поэтому в расчетах принималось $\alpha' = \alpha = 30^\circ$. По фотографиям находилось изменение угла θ_i , а абсолютные значения получались с использованием расчетных значений угла на периферии.

На рис. 2, б зависимость $\theta_i(r)$ сравнивается с расчетными для двух типов распределения плотности тока $j(\rho)$. Здесь ρ — радиус магнитной поверхности. Сплошная линия соответствует профилю тока в виде ступеньки:

$$j(\rho) = \begin{cases} j_0 & \text{для } 0 \leq \rho/a_L \leq 0,45 \\ 0 & \text{для } 0,45 < \rho/a_L \leq 1 \end{cases}, \quad (1)$$

а штриховая — гладкому профилю вида

$$j(\rho) = j_0 [1 - (\rho/a_L)^2]^3. \quad (2)$$

Профили электронной плотности $n_e(r)$ и температуры $T_e(r)$ при расчетах брались в виде, близком к экспериментально измеренному:

$$n_e(\rho) = n_{e0} (1 - (\rho/a_L)^2), \quad T_e(\rho) = T_{e0} (1 - (\rho/a_L)^2)^2. \quad (3)$$

Полученные данные о $\theta_i(r)$ свидетельствуют о резком уменьшении плотности тока при $r \approx 0,5a_L$.

На рис. 2, в показан полученный на основе $\theta_i(r)$ профиль тороидального запаса устойчивости $q_i^{tor}(r)$ ². Погрешности определения $q_i^{tor}(r)$ в наших измерениях определялись ошибками пространственной привязки скорости испарения \dot{N} (± 1 см) и статистическими ошибками отсчета угла θ_{eff} . Среди неконтролировавшихся источников следует отметить смещение шнура относительно камеры и отклонение траектории макрочастицы от направления на центр камеры токамака. Кривая на рис. 2, в соответствует расчетному профилю $q_i^{tor}(r)$, вычисленному по распределениям $j(\rho)$, $n_e(\rho)$, $T_e(\rho)$ согласно (1), (3). Все расчеты профи-

лей $\theta(r)$ и $q(r)$ проводились с учетом тороидальных поправок в условиях равновесия плазменного шнура ². При этом предполагалось, что магнитные поверхности являются неконцентрическими горами круглого сечения. В режимах с $q(a_L) \approx 3$ рентгеновские измерения профилей электронной температуры и эффективного заряда плазмы ³ дают распределение цилиндрического запаса устойчивости $q(r)$, близкое к

$$q(r) = \frac{q(a_L) (r/a_L)^2}{1 - [1 - (r/a_L)^2]^4}, \quad (4)$$

которое показано на рис. 2, в кривой 2. Экспериментальные данные для $q = 1; 3/2; 2$ отмечены крестиками. Видно, что профиль $q_i^{tor}(r)$ заметно отличается от описываемого зависимостью (4). В частности, зона $q \lesssim 1$ по нашим данным примерно в 1,5 раза шире, и профиль $q_i^{tor}(r)$ при $r > 0,5 a_L$ круче, чем $q(r)$. В центре токамака $q_i^{tor}(r)$ близко к единице и примерно постоянно. Естественно, что зависимость угла наклона силовой линии для соответствующего (4) распределения плотности тока (2) хуже согласуется с экспериментальными данными рис. 2, б, чем для профиля (1). Несколько более крутой, чем рассчитываемый по спитцеровской проводимости профиль тока был получен также в экспериментах по инжекции дейтериевых макрочастиц в TFR ⁴. В то же время, ряд других методов, вносящих меньшее возмущение в плазму, — литиевый пучок ⁵, фарадеевское вращение ⁶, — дали хорошее согласие измеренного профиля тока с рассчитанным по проводимости. Выяснение причин расхождений данных с расчетами требует более тщательных экспериментов. В качестве возможных причин следует указать повышенные значения эффективного заряда на периферии. (Отметим, что в известных экспериментах эта величина не контролировалась). Возможно также возмущение профиля тока макрочастицей, хотя по данным МГД-наблюдений графитовые макрочастицы во время испарения практически не влияли на МГД-моды, что свидетельствует об отсутствии сильных возмущений $j(r)$.

Авторы признательны Ю.Н.Днестровскому, В.С.Муховатову, К.А.Разумовой за полезные обсуждения и коллективу Т-10 за помощь в проведении экспериментов.

Литература

1. Egorov S.M., Zhylnsky A.P., Krupin V.A. et al. In 10-th Europ. Conf. on Contr. fus. and Plasma Phys. Moscow, 1981, paper A3v.
2. Захаров Л.Е., Шафранов В.Д. Вопросы теории плазмы, вып. 11 (под общ. ред. акад. М.А.Леонтовича и Б.Б.Кадомцева) М.: Энергоиздат, 1982, 118.
3. Bobrovskii G.A., Esiptchuk Yu.V., Notkin G.E. et al., Europhys. Confer. Abstracts, 1985, 9F, part I, 142.
4. TFR Group. Europhys. Lett., 1986, 2, 267.
5. Mc Cormick, Bartiromo R., Bosch H.S. et al. Europhys. Confer. Abstracts, 1985, 9F, part I, 199.
6. Soltwisch H., Graffman E., Schlüter J., et al. In 10-th Intern. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res. — London, 1984, Invited papers, 1, p. 499 — 513.