

## ЛОКАЛЬНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛОИДАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ И КОЭФФИЦИЕНТА ЗАПАСА УСТОЙЧИВОСТИ $q$ ВБЛИЗИ ОСИ РАЗРЯДА В УСТАНОВКЕ ТУМАН-3 МЕТОДОМ АКТИВНОЙ КОРПУСКУЛЯРНОЙ ДИАГНОСТИКИ

В.И.Афанасьев, А.И.Кисляков, С.В.Лебедев,  
С.Я.Петров, Ф.В.Чернышев, К.Г.Шаховец

Впервые выполнены измерения полоидального магнитного поля и коэффициента запаса устойчивости  $q$  в токамаке по угловому распределению атомов водорода, образовавшихся при диссоциации молекул диагностического пучка. На токамаке Туман-3 в режиме с  $I_p = 40$  кА  $q = 2,6$  на расстоянии 5 см от оси разряда.

Информация о распределении плотности тока и связанном с ним распределении полоидального магнитного поля чрезвычайно важна для понимания стабильности плазменного шнура в токамаках и процессах переноса частиц и энергии. Один из возможных методов локальных измерений полоидального поля был предложен в работе <sup>1</sup> (см. также монографию <sup>2</sup>). Этот метод основан на инжекции в плазму молекулярного водородного пучка с энергией порядка десятка килоэлектронвольт и на последующей регистрации углового распределения вылетающих из плазмы атомов водорода, образовавшихся при последовательной ионизации молекул и диссоциации молекулярных ионов. Недавно его возможности были проанализированы применительно к токамаку ASDEX <sup>3</sup>.

Рассмотрим схему эксперимента, реализующую этот метод измерения полоидального поля. Предположим, что в токамаке инжектируется по вертикальной хорде нейтральный пучок молекул водорода с энергией  $\sim 10$  кэВ на некотором расстоянии  $r_{\text{п}}$  от оси разряда (рис. 1а) с поперечными размерами в направлении большого радиуса малым по сравнению с радиусом плазменного шнура  $a$ . Считаем также, что по сравнению с  $a$  мал и ларморовский радиус молекулярных ионов с энергией, равной энергии молекул в пучке. Этот пучок будет служить источником атомов, возникающих в результате двух последовательных процессов: ионизации молекул (преобладающей является ионизация в результате перезарядки на протонах ( $H_2 + p \rightarrow H_2^+ + H^0$ )) и диссоциации молекулярного иона (главным образом за счет столкновений с электронами ( $H_2^+ + e \rightarrow H^0 + H^+ + e$ )).

Рассмотрим поток атомов, испускаемых в средней плоскости тора. Из-за наклона силовых линий магнитного поля, связанного с протеканием тока и равного величине  $\varphi = B_{\varphi}/B_{\theta}$  по отношению к главной плоскости тора, скорость молекулярных ионов в момент их образования вблизи главной плоскости может быть представлена состоящей из двух компонентов поперечной по отношению к продольному полю  $V_{\perp} = V_0 \cos \varphi$  и продольной  $V_{\parallel} = V_0 \sin \varphi$ . Если последующая диссоциация происходит достаточно быстро (в течение одного или нескольких оборотов по ларморовской окружности), то можно считать, что соотношение между этими скоростями останется неизменным, и атомы, возникшие в результате диссоциации и испускаемые в средней плоскости тора, будут выходить в направлении, составляющим угол по отношению к направлению большого радиуса (рис. 1б):

$$\varphi' = \arctg \frac{V_{\parallel} \cos \varphi}{V_{\perp}} = \arctg \frac{V_0 \sin \varphi \cos \varphi}{V_0 \cos \varphi} = \arctg \sin \varphi \approx \varphi. \quad (1)$$

Связь между  $\varphi$  и  $\varphi'$  для случая неvertикальной инжекции была найдена в <sup>3</sup>.

Отклонение же инжектируемого пучка от полоидальной плоскости приводит к тому, что даже при отсутствии тока в плазме, например, в случае инжекции пучка в камеру с газом и тороидальном магнитном полем, направление испускания потока вторичных атомов откло-

дится от направления большого радиуса. Поэтому в реальном эксперименте тороидальный угол  $\varphi'$  представляет собой разность между направлениями вылета вторичных атомов при наличии и отсутствие тока в разрядной камере.

В эксперименте на Тумане-3 для измерения угла  $\varphi'$  использовалась часть комплекса корпускулярной и корпускулярно-спектроскопической диагностики <sup>4</sup>, состоящая из инжектора ДИНА-4а, установленного на вертикальном патрубке, и пятиканального анализатора атомов водорода, позволяющего сканировать плазму и зондирующий пучок в тороидальном направлении в средней плоскости тора.

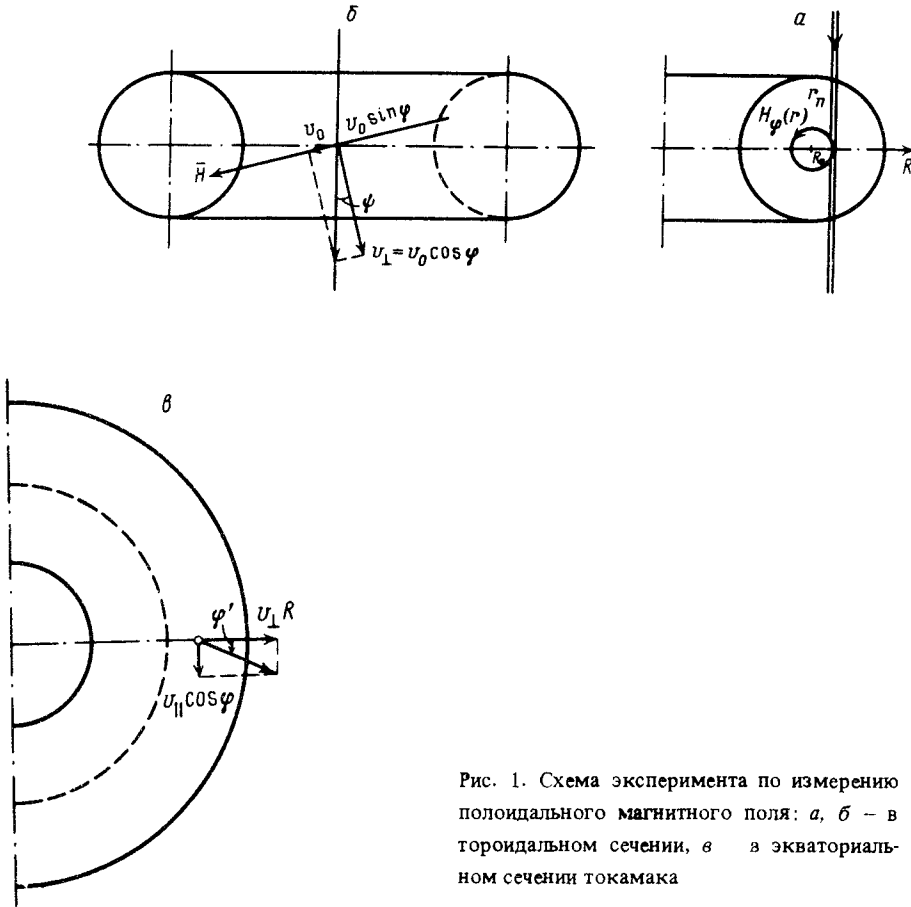


Рис. 1. Схема эксперимента по измерению полоидального магнитного поля: а, б – в тороидальном сечении, в – в экваториальном сечении токамака

Пучок, создаваемый инжектором ДИНА-4а, более чем на 95% состоит из атомов водорода <sup>5</sup>. Однако, как показал анализ, сделанный в работе <sup>3</sup>, использование атомарной фракции для измерения угла  $\varphi'$  является очень неэффективным из-за низкой вероятности обратной перезарядки, связанной с малостью концентрации нейтральных атомов в плазме. Для измерений на Тумане-3 использовалась незначительная ( $\sim 3\%$ ) молекулярная фракция.

Измерения угла  $\varphi'$  проводились в следующем режиме установки Туман-3: продольное поле  $B_0 = 5,2$  кГс, ток разряда  $I_p = 40-70$  кА, средняя плотность  $\bar{n}_e = 1 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Размеры установки: большой радиус  $R_k = 55$  см, малый радиус  $a = 24$  см. Низкие значения  $I_p$  были связаны с геометрическими ограничениями, определяемыми размерами диагностического пучка. Энергия частиц диагностического пучка была равна  $\sim 10$  кэВ, размер пучка в полоидальном направлении – 2 см, длительность пучка и время измерения  $10^{-4}$  с. Результаты представлены на рис. 2. На верхнем графике (а) пунктирной кривой показан профиль свечения пучка в газе, заподняющем разрядную камеру, измеренный на линии  $H_\alpha$  с помощью фотоэлектронного

умножителя с использованием коллиматора пятисканального анализатора атомов. В дальнейшем предполагалось, что профиль плотности пучка совпадает с профилем его свечения в газе, и все последующие результаты нормировались на изменение его плотности в зависимости от  $\varphi'$ . Здесь же сплошной кривой показан профиль плотности потока вторичных атомов с энергией  $E_{H_1^0} = 0,5$   $E_{H_2^0} = 4,6$  кэВ, испускаемых из камеры токамака с продольным полем и газом (без плазмы). Полуширина кривой, равная  $1,3^\circ$ , определяется угловым разрешением анализатора, угловым разбросом частиц в пучке и уширением, связанным с энергией франк-кондоновских переходов при диссоциации. Последний фактор, по-видимому, является доминирующим.

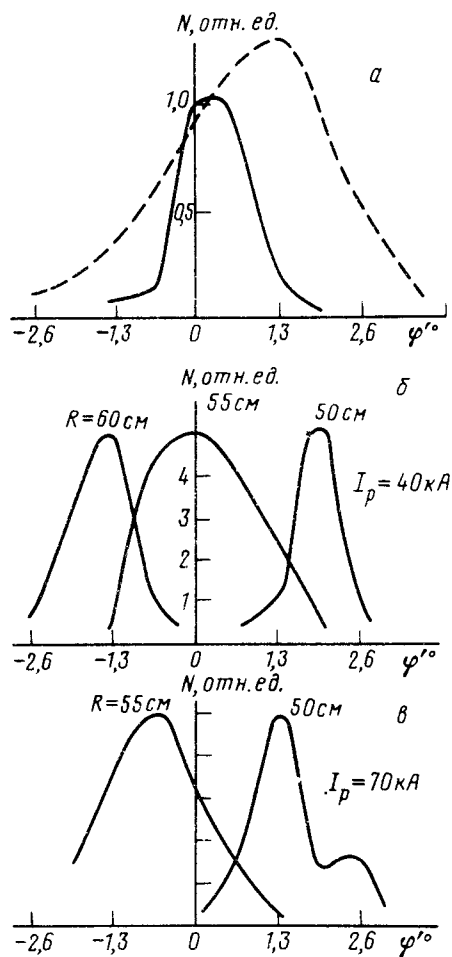


Рис. 2. а – Профиль свечения пучка в газе (пунктирная линия) и профиль плотности потоков вторичных атомов в газе с продольным магнитным полем (сплошная линия); б, в – профили плотности потоков вторичных атомов из плазмы при инъекции пучка по различным хордам для разрядов с током  $I_p = 40$  кА. и  $I_p = 70$  кА

На следующем графике (б) показаны профили плотности потоков вторичных атомов из плазмы при  $I_p = 40$  кА при инъекции пучка по различным хордам вблизи оси разрядной камеры ( $R_k = 55$  см), и на графике (в) – то же, но для  $I_p = 70$  кА. Количество отсчетов в максимуме пиков в зависимости от положения инжектора и тока разряда изменялось от 600 до 70 импульсов за  $10^{-4}$  с. Видно смещение пиков в зависимости от направления инъекции, при этом наклон инжектора относительно вертикали составлял  $+4,5^\circ$  (соответственно,  $R = 50$  см и  $60$  см). Малая ширина линии, соответствующей  $R = 50$  см при  $I_p = 40$  кА, также как и флуктуации интенсивности на контуре этой линии при  $I_p = 70$  кА, возможно, связаны с тем, что она находится слишком близко к краю пучка. Недостаточной шириной пучка можно объяснить и исчезновение линии, соответствующей  $R = 60$  см при увеличении  $I_p$  до  $70$  кА.

Результаты измерений угла наклона магнитных силовых линий по отношению к средней плотности тора ( $\varphi$ ) для различных  $R$  и  $I_p$  представлены на рис. 3. Естественно, что эти данные являются усредненными по ширине пучка в полоидальном направлении и по траектории движения иона  $H_2^+$  по 90-градусной дуге ларморовской окружности ( $\sim \rho_{\text{Л}} = 4$  см). Последний фактор приводит к тому, что результаты измерений следует относить к координатам, смещенным на  $\sim 0,5\rho_{\text{Л}}$  относительно оси зондирующего пучка, в наших экспериментах наружу. Это смещение учтено при построении рис. 3. Из рисунка видно, что для режима с  $I_p = 40$  кА ось разряда смещена наружу на 1,7 см относительно оси камеры, и при увеличении  $I_p$  до 70 кА она перемещается внутрь на 2 см, что может быть связано с уменьшением внутренней индуктивности шнура.

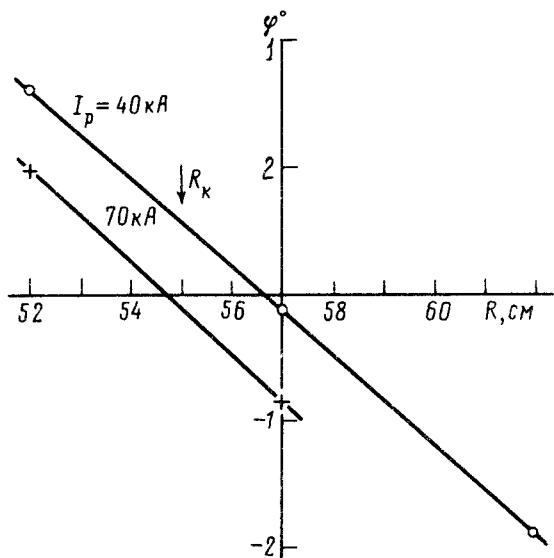


Рис. 3. Зависимость угла наклона силовых линий магнитного поля от направления инжекции пучка атомов для разрядов с током  $I_p = 40$  кА и  $I_p = 70$  кА

Зная угол наклона магнитных силовых линий по отношению к средней плоскости тора  $\varphi$ , можно рассчитать величину полоидального магнитного поля  $B_\varphi$ , т.к.  $B_\varphi(r) = B_\theta(R) \text{tg} \varphi$ . А зная положение оси тока, можно найти плотность тока внутри поверхности с радиусом  $r$  и величину коэффициента запаса устойчивости  $q(r)$ , для чего использовались следующие соотношения:

$$j(r) = \frac{1,6}{r} B_\theta(R_0) \frac{R_0}{R_0 + r} \text{tg} \varphi; \quad q(r) = \frac{|r|R}{R_0^2} \frac{1}{\text{tg} \varphi}, \quad (2)$$

где  $j(r)$  — в А/см<sup>2</sup>,  $r, R_0, R$  — в см,  $B_\theta$  — в Гс.

Результаты представлены в таблице:

$I_p$ кА	$q(a)$	$R_0$ см	$r = R - R_0$ см	$B_\varphi(r)$ Гс	$j(r)$ А/см <sup>2</sup>	$q(r)$
40	9,3	56,7	- 4,7	162	54,5	2,8
			+ 0,3	12	62,6	2,4
			+ 5,3	154	45,9	3,3
70	5,3	54,7	- 2,7	97	52,7	2,9
			2,3	76	53,0	3,1

Из таблицы видно, что с увеличением тока плотность тока вблизи центра плазменного шнура практически не меняется. Это может быть связано, например, с уширением профиля плотности тока. При этом внутренняя индуктивность уменьшается, то-есть, уменьшается и смещение шнура, что согласуется с данными эксперимента (см. таблицу).

Таким образом, проведенные эксперименты показывают возможность локальных измерений полоидального магнитного поля и коэффициента запаса устойчивости в токамаках вблизи оси разряда.

#### Литература

1. *Jobes F.C.* 2-nd Topical Conf. on High-Temperature Plasma Diagnostics. Santa Fe, 1978, Report LA-7160-C, p. 101.
2. *Кузнецов Э.И., Щеглов Д.А.* Методы диагностики высокотемпературной плазмы. М.: Атомиздат, 1980, с. 73.
3. *Herrmann W.* 16th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. Venice, 1989, 13B, Part IV, p. 1541.
4. *Абрамов А.И. и др.* Препринт ФТИ №1205, 1983.
5. *Давыденко В.И. и др.* Физика плазмы, 1981, 7, 464.

Поступила в редакцию  
16 октября 1989 г.