



Ордена Ленина и ордена Октябрьской Революции

Институт атомной энергии

им. И. В. Курчатова

518806385

Л.Г. Зимелева, Л.И. Крупник,
А.В. Мельников, Н.В. Самохвалов

ИАЭ-4517/7

**ОПТИМИЗАЦИЯ УСЛОВИЙ ЭКСПЕРИМЕНТА
ПО ЗОНДИРОВАНИЮ ПЛАЗМЫ
ПУЧКАМИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ**

Москва — ЦНИИАтоминформ — 1987

Ключевые слова: плазма, диагностика, пучки тяжелых ионов, детекторные линии.

Описаны схема метода зондирования пучками тяжелых ионов и процедура расчета траекторий и определения формы и размеров исследуемой области. Обсуждены постановки задач оптимизации условий эксперимента по зондированию плазмы пучками тяжелых частиц. Приведены примеры решения задач оптимизации для условий различных токамаков и стеллараторов. Определены значения основных параметров зондирующих пучков, предложены различные схемы эксперимента с учетом возможностей современной аппаратуры.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в экспериментах на термоядерных установках развиваются методы активной корпускулярной диагностики, основанные на инжекции в плазму частиц достаточно высокой энергии и изучении возникающих при этом потоков частиц из плазмы [1]. Эти методы различаются типами инжектируемых и регистрируемых частиц. Одним из наиболее перспективных методов является зондирование плазмы пучком тяжелых ионов [2], получающее все большее распространение в последние годы. Идея метода состоит в том, что в плазму инжектируются тяжелые атомы или ионы (типа цезия или таллия) очень высокой энергии, а регистрируются вылетевшие из плазмы ионы, претерпевшие ионизацию на частицах плазмы. Энергия инжектируемых частиц должна быть достаточно велика, чтобы ларморовский радиус ионов заметно превышал размер области, занятой магнитным полем.

По характеристикам регистрируемых тяжелых ионов могут быть найдены локальные значения четырех основных параметров плазмы: концентрации, электронной температуры, потенциала электрического поля плазмы и плотности тока в плазме.

Таким образом, метод зондирования плазмы пучками тяжелых ионов является инструментом комплексного исследования плазмы. При этом способность определять электрический потенциал плазмы является уникальной. Возможность определения профиля тока в плазме также является очень редкой. В последнее время появились различные способы определения плотности тока [3 - 5], однако все они используются эпизодически и пока еще страдают высокими погрешностями. Ни один из них не стал завершенным диагностическим методом.

Впервые метод зондирования плазмы пучками тяжелых ионов был использован для изучения потенциала плазмы в токамаке ST [6]. К настоящему моменту эта диагностика была использована для получения информации о параметрах плазмы на установках ТМХ и ЕВТ [7, 8] в США, NBT, ГАММА-6 [9, 10] в Японии. В нашей стране с помощью этой методики проведены измерения потенциала и плотности плазмы на токамаке ТМ-4 в ИАЭ им. И.В. Курчатова [11, 12]. Проведены также измерения радиальных распределений потенциала плазмы на токамаке

ISX-B [13]. Готовится установка соответствующих диагностических комплексов на токамак TEXT [14] и стелларатор ATF [15] в США, токамаки "Туман-3", T-10 и стелларатор "Ураган-2" в СССР. Имеется проект использования этой диагностики на сооружаемом токамаке T-15 [16]. Однако зондирование плазмы пучками тяжелых ионов не стало обычной диагностикой на большинстве современных установок УТС, подобно радиоволновой интерферометрии, томсоновскому рассеянию, анализу нейтралов перезарядки и др. Главное обстоятельство, препятствующее широкому внедрению метода на крупных установках — это отсутствие специальных диагностических участков в вакуумных камерах, обеспечивающих прохождение зондирующих пучков по их криволинейным траекториям. Эти участки должны быть предусмотрены на начальной стадии создания установки, а их проектированию должен предшествовать цикл расчетов, оптимизирующих параметры зондирующих пучков и траектории заряженных частиц в магнитном поле установки.

Данная работа посвящена расчетам траекторий зондирующих частиц в токамаках.

1. ПРИНЦИПЫ ИЗМЕРЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ МЕТОДОМ ЗОНДИРОВАНИЯ ПУЧКАМИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Физические принципы измерений параметров плазмы основаны на известных процессах взаимодействия частиц пучка с частицами плазмы, приводящих к изменению зарядового состава и ослаблению пучка, позволяют определить такие ее характеристики, как температура и плотность. Взаимодействие частиц пучка с электромагнитным полем плазмы, приводящее к изменению траекторий частиц и энергетического распределения заряженных частиц в пучке, позволяет определить потенциал электрического поля и плотность тока в плазме.

1.1. Принципиальная схема зондирования плазмы. Исследуемая область. Детекторные линии и сетки

Методику измерений параметров плазмы методом зондирования пучками тяжелых ионов (ЗПИ) иллюстрирует рис. 1. Ускоренный пучок ионов R^+ , называемый в дальнейшем первичным зондирующим пучком, инжектируется в плазму поперек удерживающего магнитного поля. В каждой точке траектории первичного пучка часть ионов изменяет свой заряд при столкновении с частицами плазмы. При этом образуются вторичные ионы R^{2+} , траектории которых отделяются от первичного пуч-

ка, поскольку имеют другой радиус кривизны. На пути вторичных ионов, покидающих плазму, установлен детектор. Область ионизации зондирующих частиц, попавших в детектор, является локализованной в пространстве областью измерения параметров плазмы (исследуемой областью). Иногда ее называют областью видения детектора. Информация о параметрах плазмы заключена в характеристиках вторичных частиц, родившихся в исследуемой области. Размеры исследуемой области определяются диаметром пучка и длиной области ионизации λ — размером электронно-оптической тени апертуры детектора на первичном пучке (рис. 2). Для данного сорта зондирующих частиц в фиксированном магнитном поле положение исследуемой области однозначно определяется положением точек инжекции и детектирования, направлением (углом) инжекции и энергией частиц.

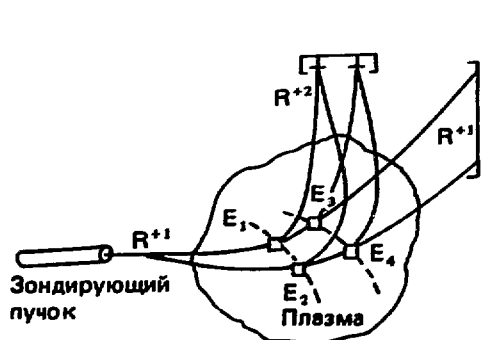


Рис. 1. Схема зондирования плазмы пучком тяжелых ионов

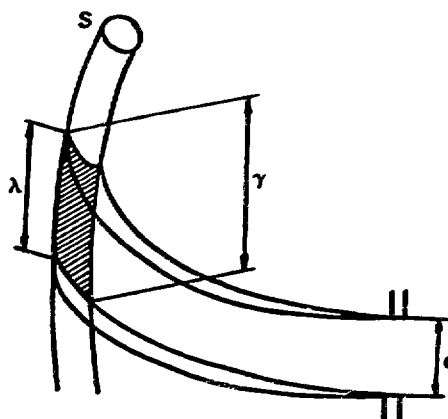


Рис. 2. Исследуемая область плазмы: λ — ее длина вдоль первичной траектории; d — апертура детектора; S — диаметр пучка

Изменяя энергию частиц зондирующего пучка, можно перемещать исследуемую область вдоль некоторой линии, называемой детекторной (пунктирная линия на рис. 1). Изменяя положение детектора или угол инжекции, можно перемещать детекторную линию по сечению плазменного шнура, получая тем самым "детекторную сетку". Таким образом, информация о параметрах плазмы может быть в принципе получена из любой точки плазменного образования.

Для того чтобы осуществить зондирование и выход вторичных частиц из плазмы, необходимо, чтобы ларморовский радиус зондирующей частицы превышал характерный размер (радиус) области, занятой магнитным полем установки. Поэтому для зондирования плазмы современ-

ных установок используются, как правило, пучки тяжелых ионов (Rb^+ , Cs^+ , Tl^+ и др.) сравнительно высоких энергий (50 – 200 кэВ). Можно использовать также и пучки тяжелых нейтралов. Для сохранения общности мы будем говорить о них как об ионах с нулевым зарядом (Cs^0 , Tl^0).

Определить положение и размер исследуемой области можно только расчетным путем. В этом состоит особенность методики. При получении пространственного распределения любого параметра плазмы значения самого параметра получают с помощью обработки результатов измерений, а соответствующие значения координат – в результате расчетов.

1.2. Физические основы измерений параметров плазмы

Характеристики вторичных частиц, попавших в детектор из исследуемой области плазмы, позволяют определить одновременно несколько основных параметров плазмы.

Плотность электронов n . Интенсивность пучка вторичных ионов i_2 пропорциональна плотности электронов n и эффективному сечению ионизации первичных ионов электронным ударом, зависящему от электронной температуры $\sigma = \sigma(T)$:

$$i_2 \sim i_1 \sigma(T)n, \quad (1)$$

где i_1 – интенсивность пучка первичных ионов. Непосредственно из этого соотношения можно определить электронную плотность плазмы при известных значениях эффективного сечения и профиля электронной температуры T .

Температура электронов T . Если использовать для зондирования пучки двух сортов ионов или регистрировать вторичные ионы одного сорта, но разной зарядности (например, двух- и трехкратно ионизованные), то можно получить следующую связь между температурой и током вторичных ионов:

$$\frac{i_2}{i_2'} \sim \frac{i_1}{i_1'} \frac{\sigma(T)}{\sigma'(T)} = f(T) \quad (2)$$

штрих соответствует другому сорту ионов или другой реакции.

При известных эффективных сечениях соответствующих процессов ионизации можно независимым образом определять как электронную температуру T , так и электронную плотность n .

Потенциал электрического поля плазмы Φ . Благодаря тому, что в исследуемой области происходит изменение заряда зондирующей частицы на величину k , изменение энергии частиц пропорционально локальному значению потенциала электрического поля Φ в исследуемой области плазмы:

$$\Delta E = E_2 - E_1 = E_1 + ke\Phi - e\Phi - E_1 = (k - 1)e\Phi, \quad (3)$$

где E_1 и E_2 — энергии первичных и вторичных частиц соответственно.

Таким образом, измерение потенциала плазмы сводится к измерению ΔE — изменения энергии частиц пучка.

Плотность тока в плазме j . Рассмотрим цилиндрический плазменный шнур с током (рис. 3). Вектор начальной скорости зондирующих частиц лежит в плоскости (x, y) , поперечной к оси цилиндра. Введем на ней полярные координаты (ρ, ω) . Взаимодействие заряженных частиц зондирующих пучков с полоидальным полем тока плазмы V_ω приводит к возникновению силы, направленной перпендикулярно плоскости инъекции:

$$F_z = e/c v_\rho V_\omega, \quad (4)$$

v_ρ — радиальная составляющая скорости частицы. Действие этой силы приводит к возникновению момента импульса, а следовательно, и к смещению пучка в продольном направлении, что может служить мерой величины полоидального поля (плотности тока) в плазме.

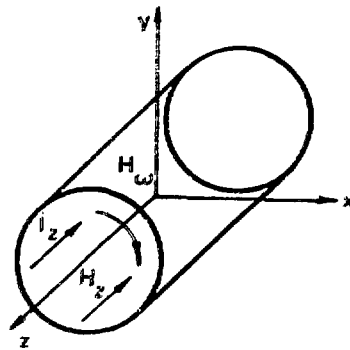


Рис. 3. Система координат для расчета траекторий

Выражения (1) — (4) связывают измеряемые детектором характеристики зондирующих пучков с параметрами плазмы в исследуемой области. Точки детектирования и инъекции пространственно связаны с исследуемой областью траекториями зондирующих частиц. Поэтому диагностика методом ЗПТИ должна иметь развитое математическое обеспечение по расчетам траекторий и исследуемых областей в сложных электромагнитных полях современных плазменных установок.

1.3. Процедура расчета траекторий и определения формы и размеров исследуемой области

Для описания движения зондирующих частиц в плазме воспользуемся декартовой системой координат (рис. 3). Движение заряженной частицы в электромагнитном поле описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned}\frac{dv_x}{dt} &= \frac{q}{mc} [v_y H_z - v_z H_y] + qE_x, \\ \frac{dv_y}{dt} &= \frac{q}{mc} [-v_x H_z + v_z H_x] + qE_y, \\ \frac{dv_z}{dt} &= \frac{q}{mc} [v_x H_y - v_y H_x] + qE_z.\end{aligned}\quad (5)$$

Исходя из предпосылок неоклассической теории плазмы [17], электрический потенциал плазмы Φ имеет величину порядка электронной температуры T , которая в сотни раз меньше энергии частиц зондирующего пучка. Поэтому в расчете траекторий мы можем пренебречь влиянием электрического поля (членом $q\vec{E}$ в (5)).

Для расчета траекторий зондирующих частиц в стеллараторах — установках, имеющих сложную трехмерную топографию удерживающего магнитного поля, использовалась полная система уравнений (5). Для расчета траекторий в токамаках система (5) была подвергнута дальнейшему упрощению. Отношение удерживающего тороидального поля $H_t = (0, 0, H_z)$ и полоидального поля, вызываемого током плазмы $H_p = (H_x, H_y, 0)$, является для токамака малым параметром:

$$\epsilon = \frac{|H_p|}{|H_t|} \ll 1.$$

Слагаемые в правой части системы (5), содержащие H_z , являются членами нулевого порядка по ϵ , слагаемые третьего уравнения — членами первого порядка, а слагаемые, содержащие v_z , — членами второго порядка по ϵ . Таким образом, с точностью до членов второго порядка по ϵ первые два уравнения, описывающие движение зондирующих частиц в меридиональной плоскости, можно решать независимо от третьего:

$$\begin{aligned}\frac{dv_x}{dt} &= \frac{q}{mc} v_y H_z, \quad \frac{dv_y}{dt} = -\frac{q}{mc} v_x H_z, \\ \frac{dv_z}{dt} &= \frac{q}{mc} [v_x H_y - v_y H_x].\end{aligned}\quad (6)$$

Для расчета задавались большой радиус тора R и малый радиус тора a , внутренний радиус магнитных катушек R_1 , внешний радиус магнитных катушек R_2 , магнитное поле в центре магнитных катушек H_0 . Учитывалось, что для многих токамаков центр вакуумной камеры смещен в сторону большой оси тора относительно центра магнитных катушек. Изменение удерживающего магнитного поля задавалось следующим образом:

внутри катушек

$$H = H_0 R / (R + x),$$

между внешним и внутренним радиусами катушек

$$H = \frac{H_0 R (R_2 - \sqrt{x^2 + y^2})}{(R_2 - R_1)(R + x)},$$

что соответствует равномерному расположению витков в катушке.

Рассеянные магнитные поля в области вне катушек в расчет не принимались, что связано с достаточно хорошей экранировкой на входе пучка и близостью выходных патрубков к внешнему краю магнитной катушки.

Для стеллараторов использовался расчет магнитного поля [18], в котором задавались координаты винтовых обмоток, шаг витка, заходность, сила тока в обмотках. Компоненты магнитного поля, порожденного током винтовых обмоток, определялись по формуле Био – Савара – Лапласа

$$\vec{H} = \frac{1}{c} \int \frac{[\vec{j} \times \vec{R}]}{R^3} dv.$$

Положение исследуемой области определялось на основе расчета траекторий первичных ионов R^+ (нейтралов R^0) в магнитном поле установки с дальнейшей ионизацией в плазме $R^+ \rightarrow R^{2+}$ или $R^+ \rightarrow R^{3+}$ ($R^0 \rightarrow R^+$, $R^0 \rightarrow R^{2+}$) и выходом вторичных ионов R^{2+} или R^{3+} (R^+ , R^{2+}) из камеры плазменной установки в детектор.

Система (5) решалась методом Рунге – Кутты.

Для расчета первичных и вторичных траекторий и размеров области ионизации λ разработана следующая процедура, основанная на методе стрельбы.

1. Рассчитывается первичная траектория ($q = e$) с крупным шагом. Начальные условия для нее определяются по заданной энергии E , координатам точки инжекции и направлению (углу) инжекции.

2. Из каждой точки первичной траектории в области плазмы рассчитывается вторичная траектория ($q = 2e$). Ее начальные координаты определяются из условия принадлежности точки ионизации к первичной траектории, начальная скорость — из условия касания к ней. Это вызвано тем, что при соударении зондирующей частицы с электроном импульс ее практически не меняется вследствие огромной разницы в массах ($m_{Cs} = 133.1840.m_e$).

Вторичная траектория рассчитывается до тех пор, пока она не достигнет полярного радиуса точки детектирования.

3. По полярному углу проверяется, левее или правее левого (со стороны пучка) края детектора оказалась зондирующая частица. Если она оказалась левее, т.е. ввер вторичных траекторий еще не достиг детектора, то делаем следующий шаг по первичной траектории и переходим к п. 2. Если частица оказалась правее, т.е. ввер вторичных траекторий уже накрыли детектор, то делаем шаг назад по первичной траектории и измельчаем ее шаг. Затем делаем следующий шаг по первичной траектории и переходим к п. 2, причем вторичные траектории также рассчитываются с повышенной точностью.

Если вторичная траектория, рассчитанная с повышенной точностью, попала в левый край детектора, переходим к п. 4.

4. Из каждой точки первичной траектории, вычисленной с повышенной точностью, проводится расчет вторичной траектории до попадания в правый край детектора.

5. Величина λ , характеризующая пространственное разрешение эксперимента, принимается равной длине участка первичной траектории, с которого вторичные ионы попадают в апертуру детектора.

Описанная процедура ориентирована на то, что траектории частиц, рождающихся в различных точках области ионизации, не пересекаются. В этом случае частицы, попадающие в левый край детектора (со стороны пучка), рождаются в более близкой к инжектору точке области ионизации, частицы, попадающие в правый край — в более дальней точке.

Если траектории вторичных частиц пересекаются до попадания в детектор, то левый и правый край детектора поменяются ролями в п. 3 и п. 4.

Разброс по углам в первичном пучке мал, поэтому можно считать, что частицы движутся по бесконечно тонкой траектории. Конечная ширина пучка моделируется сдвигом точки инжекции в меридиональной плоскости в перпендикулярном относительно начальной скорости пучка направлении.

Описанная процедура применялась для расчетов траекторий зондирующих частиц в термоядерных установках различных типов. Основные сведения о них приведены в табл. 1.

Таблица 1

Установка	$a, м$	$R, м$	$R_1, м$	$R_2, м$	$H_0, Тл$	$I, кА$	Тип установки
ТМ-4	0,10	0,54	0,20	0,30	1,2	22	Токамак
Т-10	0,4	1,5	0,55	0,785	3,5	400	— " —
Т-15	0,7	2,43	1,123	1,462	3,5	1,4	— " —
"Туман-3"	0,24	0,55	0,3	0,35	5	110	— " —
"Ураган-2"	0,10	$L = 10,35$ (аксиальная длина камеры)	0,4	1,2	1,0	1,5	Стелларатор-рейстрек
"Ураган-3"	0,1	1,0			1,0		Торсагрон
"Ураган-2М"	0,34	1,7		1,2	1,2		Стелларатор

2. ПОСТАНОВКА И РЕШЕНИЕ ЗАДАЧ ОПТИМИЗАЦИИ УСЛОВИЙ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ЗПТИ

При планировании эксперимента по ЗПТИ возникает необходимость согласования основных параметров диагностической аппаратуры с параметрами термоядерной установки. Далее, при проектировании диагностики ЗПТИ нужно выбрать схему зондирования (определить положение инжектора и детектора) и точные значения параметров зондирующих лучков. Для этого на этапе проектирования путем численных расчетов на ЭВМ решается задача оптимизации условий эксперимента, описанию которой посвящен данный раздел.

При идеальных условиях организации эксперимента можно в широких пределах варьировать все параметры, влияющие на положение исследуемой области. Тем самым можно покрыть детекторной сеткой все сечение плазмы и получить локальную информацию о ее параметрах из любой точки плазменного шнура. Такие идеальные условия могут возникнуть лишь на самом раннем этапе совместного проектирования термоядерной установки и диагностики ЗПТИ. Но даже на этом этапе различные параметры диагностической аппаратуры должны быть согласованы с соответствующими параметрами установки, т.е. решена

простейшая задача выбора некоторых взаимоприемлемых значений основных параметров (энергии и сорта частиц) или определения их допустимого диапазона. Кроме того, конструктивная сложность токамака как инжекторного устройства, высокая плотность размещения элементов конструкции, узость диагностических патрубков вакуумной камеры часто не позволяют провести пучки зондирующих частиц таким образом, чтобы исследовать все сечение плазмы. Возникают геометрические ограничения на возможность проведения зондирующих пучков, размещение регистрирующей и ускорительной аппаратуры. Таким образом, появляется задача получить информацию из наибольшей возможной области поперечного сечения плазмы, оставаясь в рамках этих ограничений.

Значительные достижения методики ЗПТИ в измерении электрического потенциала и плотности плазмы [12, 18, 19] вызвали большой интерес у специалистов.

В настоящее время в СССР диагностика тяжелыми ионами разрабатывается и внедряется на многих действующих и проектируемых установках: токамаках "Туман-3", Т-10, Т-15, стеллараторах "Ураган-2, -2М, -3". Диагностические патрубки вакуумных камер действующих установок предназначены для прямолинейного зондирования, характерного для уже ставших стандартными микроволновой, лазерной диагностик или диагностики по нейтралам перезарядки. Для проведения криволинейных траекторий они не приспособлены. Поэтому геометрические ограничения на проведение зондирующих пучков в действующих установках гораздо жестче. Часто не удается обойтись без частичной переделки вакуумной камеры, например, на ТМ-4 или Т-10. Здесь приходится рассматривать различные варианты расположения траекторий и детекторных сеток, с тем чтобы при допустимых значениях всех параметров выбрать вариант с минимальной переделкой. Этим удается свести к минимуму ущерб, наносимый программе физических исследований.

Перечислим параметры, определяющие положение исследуемой области в плазме. Геометрические параметры: x_1, y_1 – координаты точки инжекции; α – направление инжекции (угол между начальной скоростью частицы и вертикалью); x_D, y_D – координаты точки детектирования.

Физические параметры: H_0 – напряженность тороидального магнитного поля в центре магнитных катушек; $q, (q + k)$ – заряд первичной и вторичной частиц соответственно; E – начальная энергия зондирующих частиц; m – масса зондирующих частиц.

В магнитном поле установки зондирующая частица совершает дви-

жение по ларморовской окружности радиуса $R_L = c\sqrt{2mE}/eqH$. Это единственный независимый физический параметр, от которого зависит положение траекторий и исследуемой области. Нам же необходимо знать не саму величину R_L (m, q, E, H), а оптимальные значения ее аргументов m, q, E, H , на каждый из которых накладываются независимые ограничения. По одной и той же траектории можно провести частицы с параметрами, связанными следующим соотношением:

$$\frac{\sqrt{m_1 E_1}}{q_1 H_1} = \frac{\sqrt{m_2 E_2}}{q_2 H_2} = \text{const.}$$

Остается три свободных физических параметра. Выберем за них q, E, H_0 . Итак, имеется восемь параметров, подлежащих оптимизации:

$$x_I, y_I, \alpha, x_D, y_D, H_0, E, q.$$

Обсудим вопрос с ограничениями на перечисленные параметры. Ограничения на геометрические параметры имеют взаимосвязанный характер, поскольку допустимые границы для какого-либо параметра зависят от остальных. Эта связь не поддается аналитическому описанию ввиду сложности поведения траекторий. Конфигурация вакуумной камеры, диагностических патрубков и элементов конструкции токамака дает некоторые расширенные значения границ геометрических параметров, внутри которых проводятся предварительные расчеты.

Ограничения на физические параметры связаны как с возможностями установки (H_0), так и с особенностями ускорительной и детектирующей аппаратуры (E, m, q). Каждый прибор имеет свои допустимые пределы изменения параметров. При проведении измерений на установке представляет интерес изучение разных режимов (значений H_0). Соотношение $R_L = \text{const}$ помогает подобрать для фиксированного магнитного поля энергию и заряд частицы только в том случае, если они принадлежат допустимому диапазону. Если же нет, то это накладывает дополнительные ограничения на геометрические параметры. Итак, постановку задачи оптимизации условий эксперимента можно охарактеризовать следующим образом. В 8-мерном пространстве требуется найти некоторый оптимальный вектор $\vec{p} = (x_I, y_I, \alpha, x_D, y_D, H_0, E, q)$, каждая из компонент которого должна принадлежать достаточно узкому допустимому диапазону. Вектор должен быть оптимален в смысле следующих неформализованных целевых функций: максимального удлинения детекторной линии, приближения ее к центру симметрии, наибольшего покрытия сечения плазмы детекторной сеткой, оптимизации энергии зондирующих

частиц и др. Решение этой задачи естественно начать с применения метода подбора.

2.1. Максимальное удлинение детекторной линии

Рассмотрим следующую схему зондирования плазмы тороидальной магнитной ловушки пучком тяжелых ионов. Пусть точки инжекции и детектирования находятся в первом квадранте координатной плоскости (x, y) , расположенной в меридиональном сечении тора (рис. 4). Из точки инжекции вылетает пучок первичных частиц различных энергий в направлении, указанном на рис. 4. Попадая в область магнитного

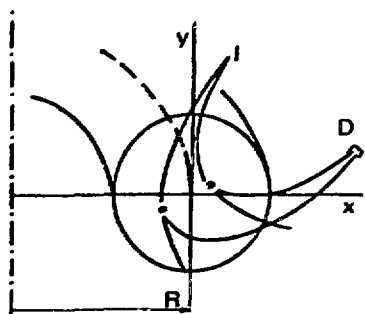
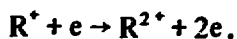


Рис. 4. Схема зондирования плазмы тороидальной установки: I — инжектор; D — детектор; R — большой радиус тора; - - - - - большая ось тора; - · - · - малая ось тора; * — точка ионизации частиц пучка в плазме

поля, пучок разделяется на веер частиц, каждая из которых движется по своей траектории в зависимости от энергии. В соответствии с формулой Лармора $R_L = (c\sqrt{2mE})/eqH$ траектории частиц с наибольшей энергией претерпевают наименьшее искривление. Напряженность удерживающего тороидального магнитного поля обратно пропорциональна расстоянию от главной оси тора $H \sim 1/(R + x)$. Поэтому частицы с наибольшей энергией попадут в область большего магнитного поля и их траектории будут подвержены более сильному искривлению, чем траектории частиц меньшей энергии. Таким образом, магнитное поле тороидальной установки обладает фокусирующими свойствами по отношению к частицам пучка, т.е. действует, как магнитная линза [20, 21]. Фокусирующие свойства магнитного поля по отношению к вторичным частицам проявляются настолько сильнее, насколько больше их заряд. Например, для вторичных частиц, возникших в результате реакции



фокусное расстояние будет в 2 раза меньше, чем для первичных.

Это обстоятельство способствует осуществлению фокусировки вторичных частиц на практике. Фокусировка первичных частиц может и

не реализоваться, поскольку размеры области, занятой магнитным полем, имеют порядок ларморовского радиуса первичной частицы. Итак, фокусировка вторичных частиц позволяет принимать прошедшие через плазму частицы различных энергий в одной достаточно малой области — в фокусе вторичных частиц. Точки рождения вторичных частиц в плазме однозначно определяют положение фокуса выходящих из них вторичных траекторий. И наоборот, положение однозначно определяет конфигурацию размера и положение детекторной линии в плазме.

Таким образом, то, каким способом детекторная линия пересекает веер первичных траекторий, зависит от положения точки детектирования. Ясно, что для точки детектирования существуют такие положения, при которых детекторная линия пересекает не весь веер первичных траекторий. Это может произойти, например, вследствие геометрических ограничений. Поэтому задачу максимального удлинения детекторной линии можно переформулировать следующим образом. Для фиксированного положения точки инжекции и угла инжекции требуется определить положение фокуса вторичных частиц, для которого детекторная линия пересекает наиболее широкий веер первичных траекторий, при условии удовлетворения геометрическим ограничениям. Затем нужно определить максимально широкий диапазон энергий первичных частиц, соответствующий найденному положению точки детектирования, определить координаты и размеры областей ионизации. Решение задачи проводилось методом подбора с помощью пристрелочной процедуры.

Иллюстрация решения сформулированной задачи для токамака ТМ-4 приведена на рис. 5, а. Здесь удалось подобрать значения пара-

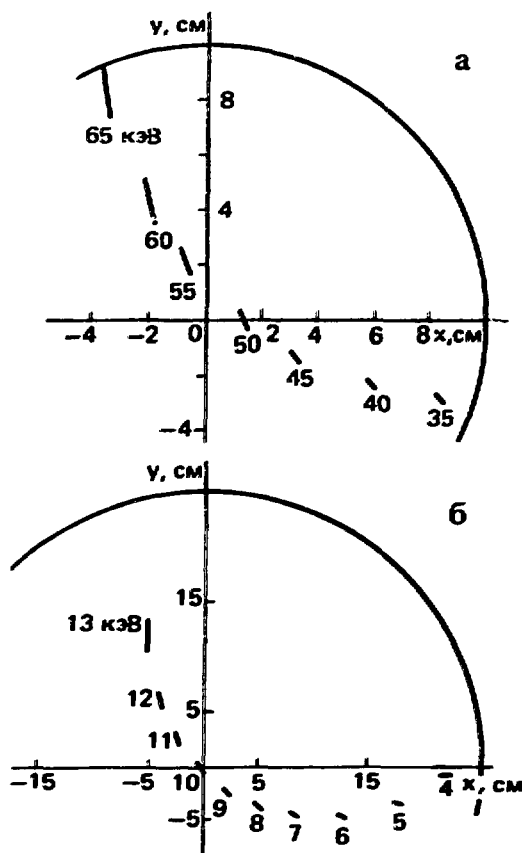


Рис. 5. Детекторные линии для токамаков ТМ-4 (а, цифрами обозначена энергия пучка для $H_0 = 13,5$ кЭ) и "Туман-3" (б, цифрами обозначена энергия пучка для $H_0 = 5$ кЭ)

метров таким образом, что для каждой траектории из веера траекторий первичных частиц, покрывающего сечение плазмы, нашлась точка рождения вторичной частицы, попавшей в детектор. На рис. 5,б приведена детекторная линия для установки "Туман-3". Геометрические ограничения не позволили продолжить детекторную линию в область больших энергий до периферии плазмы.

2.2. Максимальное приближение детекторной линии к центру симметрии сечения плазмы

Для получения распределения параметров плазмы по радиусу в диапазоне $0 \leq r \leq a$ необходимо соединить детекторной линией центр симметрии сечения плазмы и его периферийные области. Как правило, физические ограничения (по энергии) приводят к тому, что детекторная линия проходит по периферии плазмы. Поэтому формулируется задача максимального приближения детекторной линии к центру симметрии плазмы: найти значения координат вектора \vec{r} , при которых детекторная линия соединяет центр и периферию плазмы.

Также можно поставить задачу о проведении детекторной линии через любую заданную точку, например, в случае некруглого сечения – через магнитную ось плазмы. Эта задача решается методом последовательных приближений следующим образом. Выбираются некоторая точка инжекции и направление зондирования, отыскивается решение задачи максимального удлинения детекторной линии (см. разд. 2.1). Затем корректируются координаты точки инжекции и направление инжекции таким образом, чтобы приблизить детекторную линию к центру плазмы путем изменения положения веера первичных частиц. После этого корректируются координаты точки детектирования с целью перемещения детекторной линии к центру по вееру первичных частиц. Затем снова корректируются координаты точки инжекции и т.д. Процесс оканчивается либо при достижении детекторной линией центра сечения плазмы, либо при невозможности дальнейшего продвижения к центру из-за геометрических или физических ограничений.

Иллюстрацией к решению этой задачи служит рис. 5. На установке "Туман-3" (рис. 5,б) удалось соединить детекторной линией периферию и центр плазмы. На ТМ-4 (рис. 5,а) геометрические ограничения не позволили приблизиться к центру плазмы ближе, чем на 1 см.

2.3. Наибольшее покрытие сечения плазмы детекторной сеткой

Для получения двумерных распределений параметров плазмы необходимо все сечение плазмы покрыть детекторной сеткой. Геометрические ограничения, как правило, не позволяют получить такое покрытие. Поэтому появляется задача: найти значение координат вектора \vec{r} , обеспечивающие наибольшее покрытие сечения плазмы детекторной сеткой, при том, что траектории удовлетворяют геометрическим и физическим ограничениям.

Эта задача решается следующим образом. За основу искомой детекторной сетки выбирается детекторная линия, являющаяся решением задачи из разд. 2.2. После этого фиксируются координаты точек инжекции и детектирования, задаются различные углы инжекции (как в сторону увеличения, так и в сторону уменьшения) и строятся соответствующие детекторные линии в направлении периферии плазмы. Предельные значения угла инжекции определяются либо покрытием всего сечения плазмы детекторной сеткой, либо геометрическими ограничениями. После завершения построения детекторной сетки возможна корректировка положений инжектора и детектора с целью перемещения крайних детекторных линий ближе к периферии плазмы.

Иллюстрацией к решению этой задачи являются детекторные сетки установок ТМ-4, Т-10 и "Ураган-2" (рис. 6). На установке "Ураган-2" удалось покрыть детекторной сеткой все сечение плазмы. Для ТМ-4 [22] и Т-10 получены детекторные сетки, обеспечивающие наибольшее покрытие сечения плазмы при выполнении геометрических ограничений.

Различное решение задач, описанных в разд. 2.1 – 2.3, приводит к различным постановкам обратных задач интерпретации измерений. Если детекторная сетка покрывает все сечение плазмы, можно ставить задачу о нахождении искомого параметра плазмы в виде двумерной функции полярных координат в меридиональном сечении тора. Если детекторная сетка не покрывает всего сечения плазмы, приходится использовать дополнительную априорную информацию относительно неизвестной функции, например, представление ее в виде функции из некоторого класса. Если измерения проведены на детекторной линии, соединяющей границу плазмы с магнитной осью, то можно ставить задачу о нахождении одномерной функции полярного радиуса.

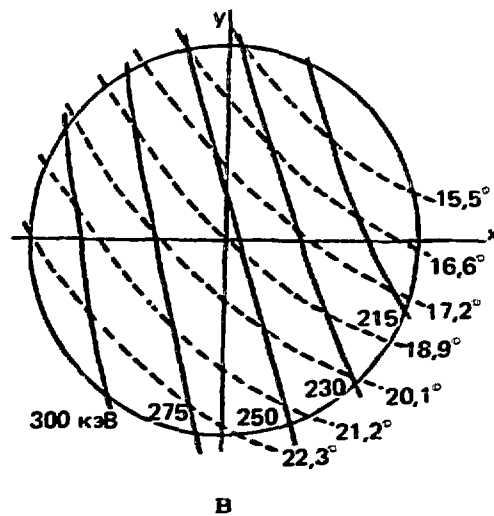
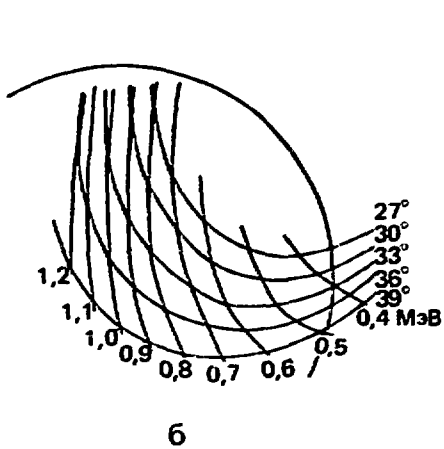
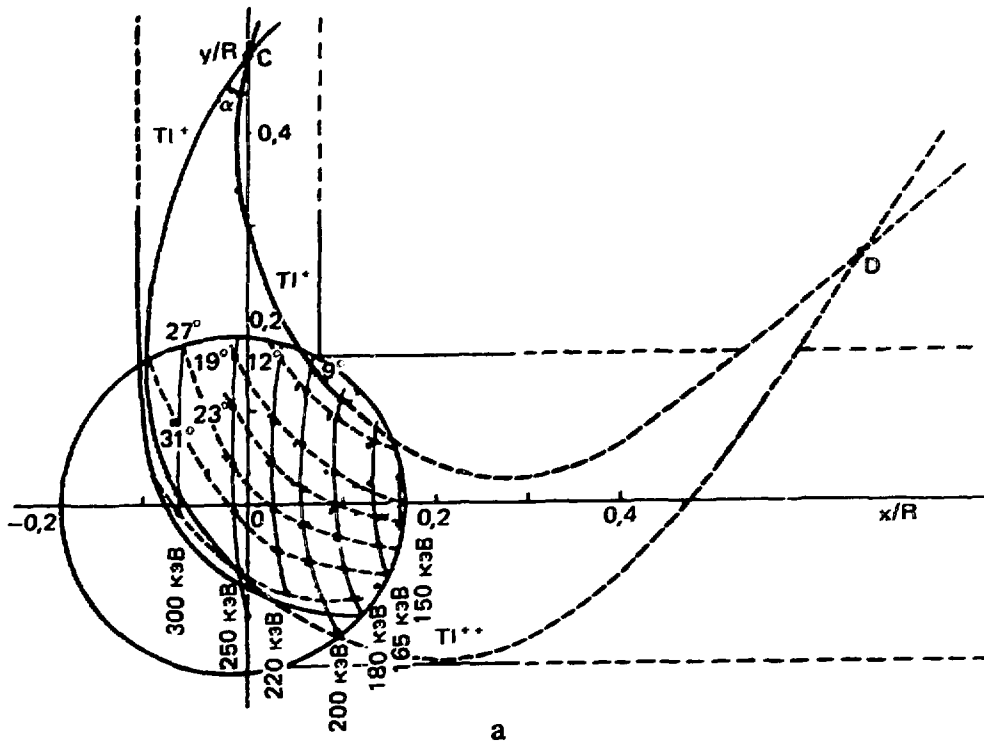


Рис. 6. Детекторные сетки для ТМ-4 (а), Т-10 (б, цифрами обозначены значения энергии для $H_0 = 35$ кЭ и угла инжекции α) и "Урагана-2" (в): --- — линии равной энергии E , ——— — линии равного угла α

2.4. Расчет оптимального диапазона энергий зондирующих частиц

Метод зондирования плазмы пучками тяжелых ионов допускает возможность организации эксперимента по различным схемам. Возможна инжекция как заряженных частиц, так и нейтральных с различных направлений. В условиях современных крупных термоядерных установок требуемая энергия зондирующих частиц часто оказывается столь велика, что выходит за пределы возможностей имеющейся диагностической ускорительной аппаратуры. Поэтому возникает задача выбора такой схемы эксперимента, для которой достаточно минимальной энергии зондирования.

Рассмотрим возможные варианты решения этой задачи на примере установки Т-15. На рис. 7 приведена детекторная линия для стандартной схемы зондирования с расположением инжектора и детектора в первом квадранте координат плоскости (x, y) . Зондирующие частицы Cs^+ ионизируются в плазме в двукратное состояние. Полученная линия является оптимальной в смысле целевых функций из разд. 2.1 и 2.2. Однако энергия, необходимая для зондирования $E = 7 \div 13$ МэВ, слишком велика. В настоящее время использование ускорителей с подобным диапазоном энергий для диагностических целей связано со значитель-

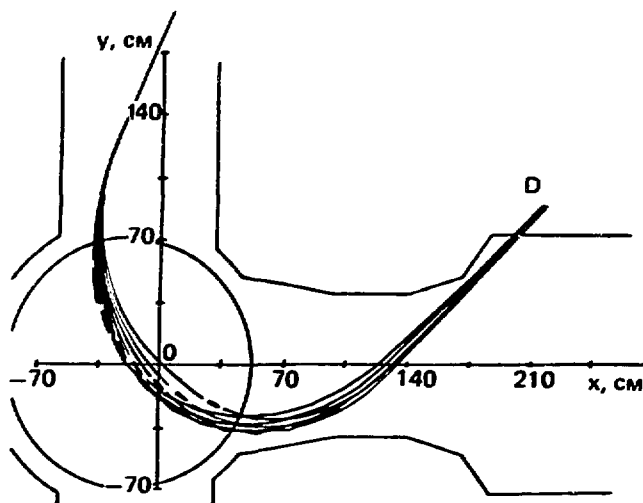


Рис. 7. Траектории и детекторная линия в токамаке Т-15 для стандартной схемы зондирования для семи значений энергии $E = 7 \div 13$ МэВ, $N_p = 35$ кЭ: — — траектории; - - - исследуемые области, составляющие детекторную линию; I — точка инжекции; D — точка детектирования

ными трудностями из-за больших размеров ускорителей. На рис. 8 приведена детекторная линия, соединяющая центр и периферию плазмы, полученная при расположении инжектора и детектора в горизонтальном патрубке. Для реакции $Cs^+ \rightarrow Cs^{2+}$ на этой детекторной линии достигаются минимальные значения энергии (до 2,5 МэВ). Для таких энергий существует компактная диагностическая ускорительная аппаратура [23]. С целью дальнейшего уменьшения диапазона энергии зондирующих частиц рассмотрена возможность инъекции нейтральных атомов и регистрации вылетающих из плазмы однозарядных ионов. На рис. 9,а,б приведены примеры реализации такой схемы частиц энергией 1,5 и 1 МэВ. Здесь детекторной линией является единственная первичная траектория, положения на ней различаются по координатам точек детектирования. Недостатком такой схемы зондирования является отсутствие фокусировки вторичных частиц, а следовательно, необходимость использования большого числа детекторов. Указанный недостаток преодолевается в схеме, представленной на рис. 10. Здесь инжектируются вдоль вертикальной оси частицы различных энергий, вторичные ионы фокусируются в одной точке. Геометрические ограничения не позволяют довести детекторную линию до центра плазмы. Предложенная схема позволяет решить такую актуальную задачу, как исследование пристеночной плазмы при минимальных (до 350 кэВ) значениях энергии зондирующих частиц.

Рассмотрим еще одну постановку задачи, связанную с ограниченными возможностями ускорительной аппаратуры. Пусть известно максимальное значение энергии зондирующих частиц – предел возможностей

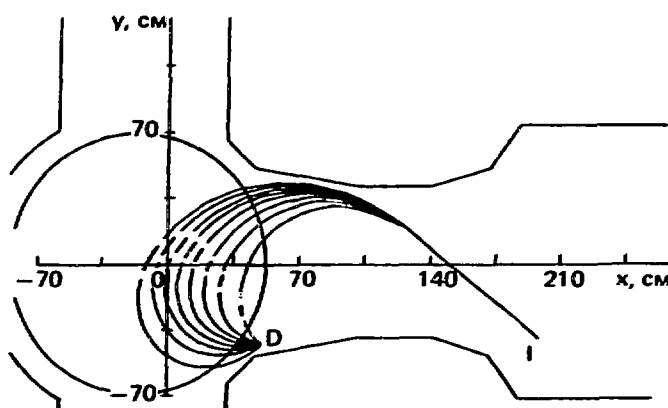


Рис. 8. Траектории и детекторная линия для схемы зондирования с расположением точек инъекции I и детектирования D в горизонтальном диагностическом патрубке. $E = 0,75 \div 2,5$ МэВ

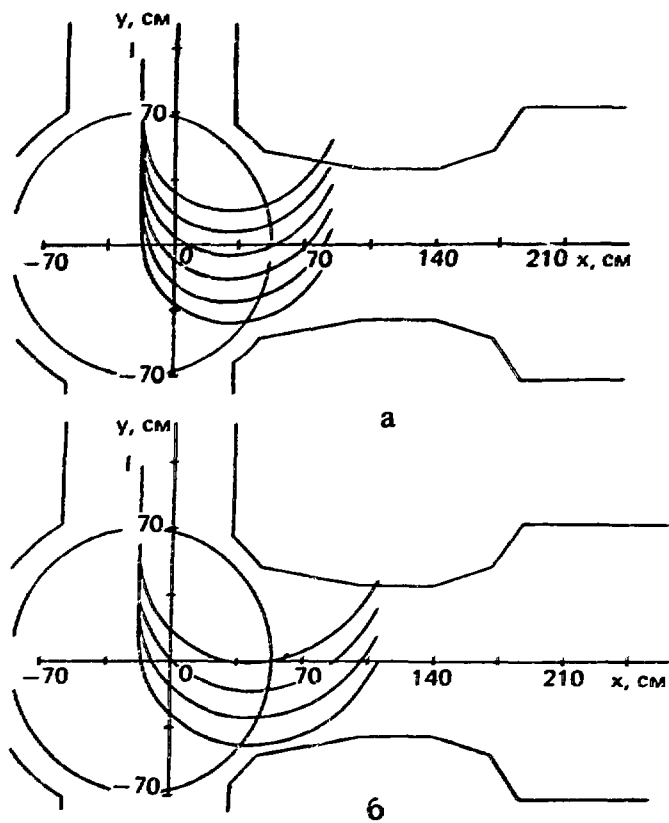


Рис. 9. Траектории зондирующих нейтральных частиц, ионизирующихся в плазме в однозарядное состояние: а -- $E = 1,5$ МэВ, б -- $E = 1$ МэВ

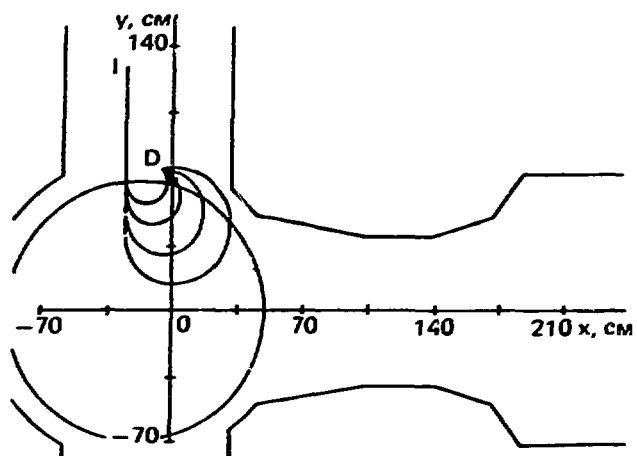


Рис. 10. Траектории зондирующих нейтральных частиц. Схема с регистрацией вторичных однозарядных ионов в вертикальном патрубке ($E = 0,06 \div 0,35$ МэВ)

данной аппаратуры. Требуется найти такую схему эксперимента, при которой достигается максимальное покрытие сечения плазмы детекторной сеткой.

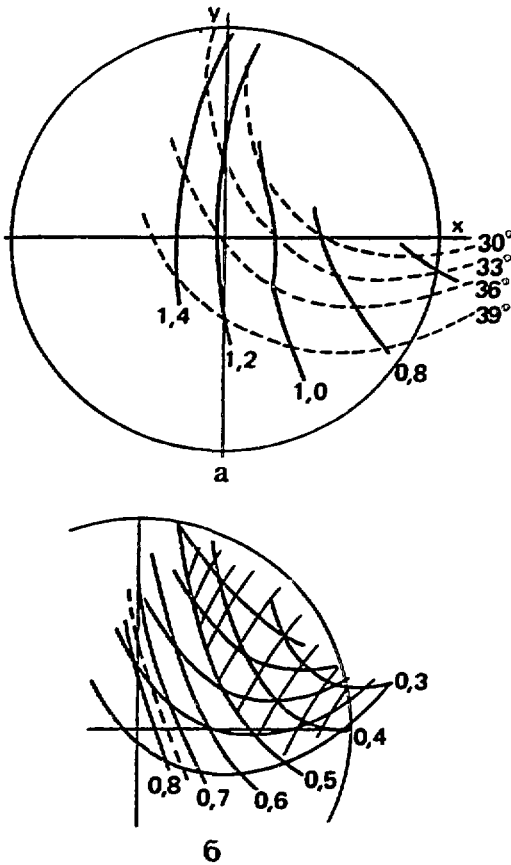


Рис. 11. Детекторная сетка для токамака Т-10: а — детектор расположен в горизонтальном патрубке вакуумной камеры токамака (цифрами обозначены значения энергии для $H_0 = 35$ кЭ и угол инжекции); б — детектор расположен в новом специально изготовленном патрубке вакуумной камеры (цифрами обозначена энергия пучка Cs^+ для $H_0 = 35$ кЭ. Заштрихована зона доступности для Cs с энергией 0,5 МэВ, --- — граница доступности для Ti^+ с энергией 0,5 МэВ)

Приведем пример решения такой задачи для установки Т-10. Конструкция этого токамака позволяет проводить зондирование только через верхний вертикальный патрубков и использовать для регистрации вторичных частиц горизонтальный или наклонный патрубки вакуумной камеры. На рис. 11, а приведена детекторная сетка, соответствующая точке детектирования, расположенной в горизонтальном патрубке вакуумной камеры установки. Первичные частицы — ионы Cs^+ , вторичные — Cs^{2+} . Максимальная энергия ускорителя 500 кэВ. Рисунок показывает, что энергии ускорителя недостаточно даже для зондирования периферийных областей плазмы. На рис. 6, б приведена детекторная сетка, для которой точка детектирования находится в наклонном патрубке. Исследуемые области, соответствующие доступной энергии ускорителя, находятся на самой периферии плазмы.

Кроме горизонтального и наклонного патрубков в существующей вакуумной камере установки Т-10 нет патрубков, пригодных для приема вторичных частиц. Детекторные сетки, полученные с использованием этих патрубков, неудовлетворительны. Поэтому было определено место для нового

патрубка, найдены его размеры, рассчитана детекторная сетка (рис. 11,б). Доступная часть детекторной сетки приблизилась до половины радиуса, что дает возможность исследовать периферийные области плазменного шнура. Поскольку мерой средней энергии является средняя кривизна веера зондирующих частиц, дальнейшее приближение доступной области детекторной сетки к центру может быть связано только с дальнейшим сближением точек инжекции и детектирования. Расположение элементов конструкции установки не позволяют это сделать, поэтому полученная детекторная сетка является оптимальной.

Изменив сорт частиц зондирующего пучка на Tl ($m = 204$), можно расширить доступную часть детекторной сетки почти до центра плазменного шнура. На рис. 11,б граница доступности для Tl^+ будет проходить по линии 750 кэВ (штриховая линия). Дальнейшее расширение зоны доступности невозможно, так как получение достаточно интенсивных пучков однозарядных ионов большего атомного веса связано с большими техническими трудностями. Таким образом, представленная на рис. 11,б зона доступности детекторной сетки является предельно достижимой (оптимальной) для частиц Tl^+ с энергией до 500 кэВ.

2.5. Расчеты формы и размеров исследуемой области

Исследуемая область для метода ЗПТИ схематично изображена на рис. 2. Измеряемые параметры плазмы являются усредненными по исследуемой области, поэтому стремление получить локальную диагностику вызывает необходимость уменьшения ее размеров. В то же время проведение измерений возможно лишь при достаточной для регистрации интенсивности сигнала тока вторичных ионов на фоне помех, создаваемых плазмой. Поскольку сила тока вторичных ионов пропорциональна длине области ионизации $i_2 \sim \rho \omega l_1$, то ее величина ограничена снизу. Для большинства современных токамаков величина λ имеет размер от 0,5 см до нескольких сантиметров.

В табл. 2 приведены расчеты величин λ (см) для различных значений апертуры детектора d , полученные для детекторной сетки установки Т-10 (см. рис. 11,б).

На рис. 12 изображен пучок траекторий зондирующих частиц в детекторе для всевозможных допустимых значений энергии и угла инжекции. Здесь $d = 2$ см.

Поведение траекторий вторичных частиц для угла $\alpha = 30$ в проекции на координатные плоскости представлено на рис. 13,а,б. Появле-

Таблица 2

α , град	E, кэВ	d, см			
		1	2	3	4
24	300	0,66	1,48	2,30	2,96
	400	1,33	2,66	3,99	5,32
27	300	0,49	1,15	1,81	2,4
	400	0,76	1,52	2,47	3,61
	500	1,70	3,61	6,79	8,91
30	300	0,33	1,15	1,81	2,47
	400	0,57	1,33	2,09	2,47
	500	0,64	1,70	2,55	3,61
	600	1,86	3,95	6,05	8,37
33	400	0,38	0,96	1,71	2,28
	500	0,42	1,27	1,91	2,55
	600	0,698	1,63	2,56	3,49
	700	1,51	3,27	5,28	7,03
36	400	0,38	0,76	1,52	1,9
	500	0,42	0,85	1,27	2,12
	600	0,46	0,93	1,86	2,33
	700	0,50	1,51	2,01	3,02
	800	1,07	2,15	3,49	4,84
39	400	0,19	0,95	1,33	1,9
	500	0,21	0,85	1,27	1,7
	600	0,23	0,93	1,40	1,86
	700	0,50	1,01	1,51	2,01
	800	0,54	1,07	1,61	2,42
	900	0,57	1,42	2,28	3,42
	1000	1,20	2,70	3,90	6,00

ние проекции траектории на плоскость (x,z) вызвано действием собственного магнитного поля плазмы. Расчет получен для случая, когда полный ток $I = 300$ кА. Подробно расчеты трехмерных траекторий будут обсуждены в следующем разделе.

В ряде случаев удобно пользоваться естественной приближенной формулой $\lambda = fd$, где $f = f(E, \alpha)$ – медленно меняющаяся функция своих аргументов. Величина λ определяется размерами апертуры детек-

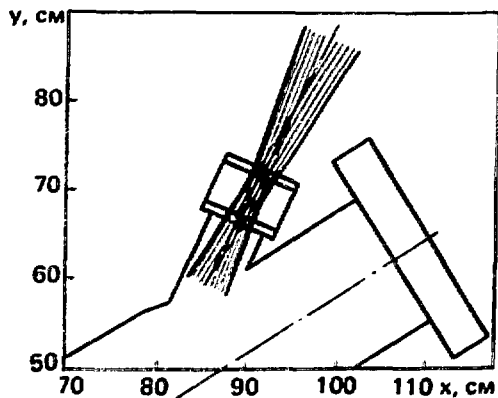


Рис. 12. Пучок вторичных траекторий в детекторе установки Т-10 для детекторной сетки, изображенной на рис. 11,б

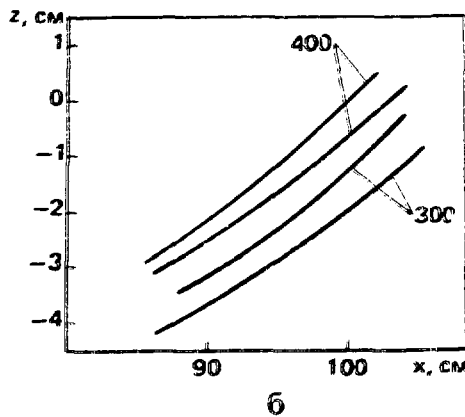
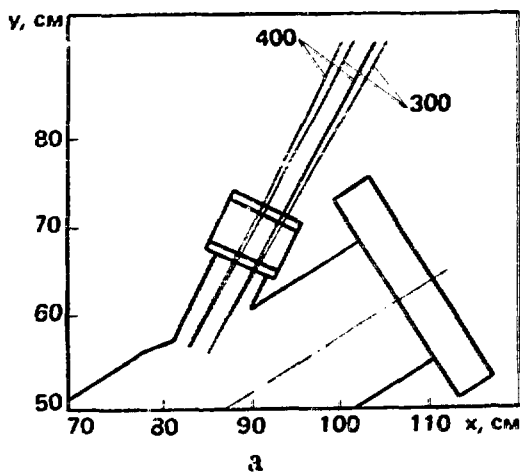


Рис. 13. Проекция траекторий вторичных частиц в детекторе Т-10: а – на плоскость (x, y) ; б – на плоскость (x, z)

тора и гарантирует достаточный для регистрации уровень сигнала тока вторичных ионов. Она же определяет величину пространственного разрешения эксперимента.

До сих пор мы считали первичный пучок бесконечно тонким. Реальный пучок имеет конечную ширину (см. рис. 2), которая моделируется путем сдвига точки инжекции в меридиональной плоскости. На ошибку в определении точки локализации влияет максимальный размер исследуемой области γ . Поэтому целью оптимизации формы и размеров исследуемой области является минимизация величины γ при фиксированном значении λ . При этом, естественно, должны выполняться геометрические и физические ограничения.

Расчеты, проведенные для различных установок, показывают, что, как правило, исследуемая область имеет форму сильно вытянутого кри-

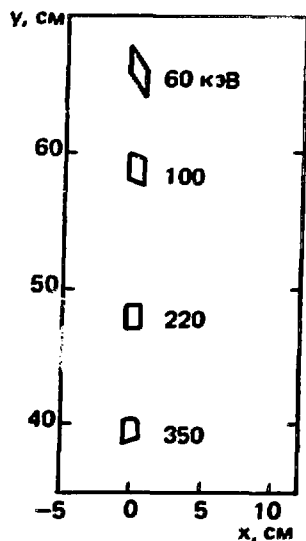


Рис. 14. Исследуемые области плазмы для токамака T-15

волинейного параллелограмма (с большим отношением диагоналей). Вытянутость уменьшается в низкоэнергетичном крыле детекторной линии (см. рис. 5). Поэтому при определении одномерных распределений исследуемых параметров по радиусу ошибка в определении точки локализации на низкоэнергетичном крыле детекторной линии будет наименьшей.

Возможно и полное решение задачи оптимизации формы исследуемой области — достижение прямоугольной формы. Оно может реализоваться, например, в случае зондирования плазмы нейтральным пучком с ионизацией его в плазме в однозарядное состояние. Пример подобной схемы эксперимента на установке T-15 приведен на рис. 10. Исследуемые области изображены на рис. 14. Здесь апертура детектора $d = 2$ см, диаметр пучка 1 см.

2.6. Оптимизация условий эксперимента для трехмерных траекторий

В условиях стелларатора или при наличии большого тока в плазме токамака магнитное поле имеет значительную полоидальную компоненту. Ее влияние приводит к тому, что траектории зондирующих частиц выходят из меридиональной плоскости и становятся пространственными кривыми. При этом появляются дополнительные параметры, влияющие на положение исследуемой области в плазме.

Геометрические параметры: z_1 — координата точки инжекции; z_D — координата точки детектирования; β — угол между направлением инжекции и меридиональной плоскостью.

Физические параметры: \vec{H}_p — полоидальные компоненты напряженности магнитного поля.

По координате z траектории должны удовлетворять геометрическим ограничениям (разместиться в диагностических патрубках вакуумной камеры). Определение необходимых значений дополнительных параметров осуществлялось методом подбора. По остальным координатам ставятся задачи оптимизации условий эксперимента из разд. 2.1 — 2.5.

На рис. 15 приведена проекция траекторий зондирующих частиц в установке Т-10 для детекторной сетки, изображенной на рис. 11,б. Пучки траекторий соответствуют детекторным линиям равного угла α . Горизонтальной штриховой обозначены проекции исследуемых областей. Полученные траектории размещаются в диагностических патрубках вакуумной при нулевых значениях z_1 и β . Полученное значение z_D удовлетворяет геометрическим ограничениям. Сила тока плазмы I и напряженность магнитного поля H_p для данного режима лежит в допустимом диапазоне.

Рассмотрим схему зондирования плазмы для установки "Туман-3", в которой большое отношение полоидального и торсионного полей $H_p/H_t \sim 0,1$ накладывает более жесткие ограничения на геометрические и физические параметры.

На рис. 16,а,б приведены проекции траекторий зондирующих частиц на экваториальную плоскость в установке "Туман-3" для различных значений угла β и полного тока в плазме 110 кА. Рис. 16,в,г соответствуют величине полного тока 70 кА.

Приведенные рисунки показывают, что с помощью изменения угла можно эффективно управлять положением траекторий в плазме в достаточно широких пределах.

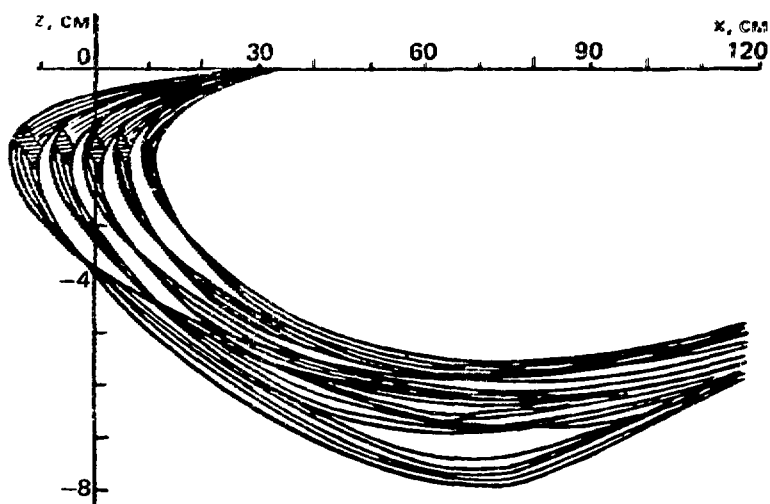


Рис. 15. Проекция траекторий зондирующих частиц в установке Т-10 для детекторной сетки, изображенной на рис. 11,б ($H_0 = 15$ кЭ, $I = 200$ кА, $\beta = 0$)

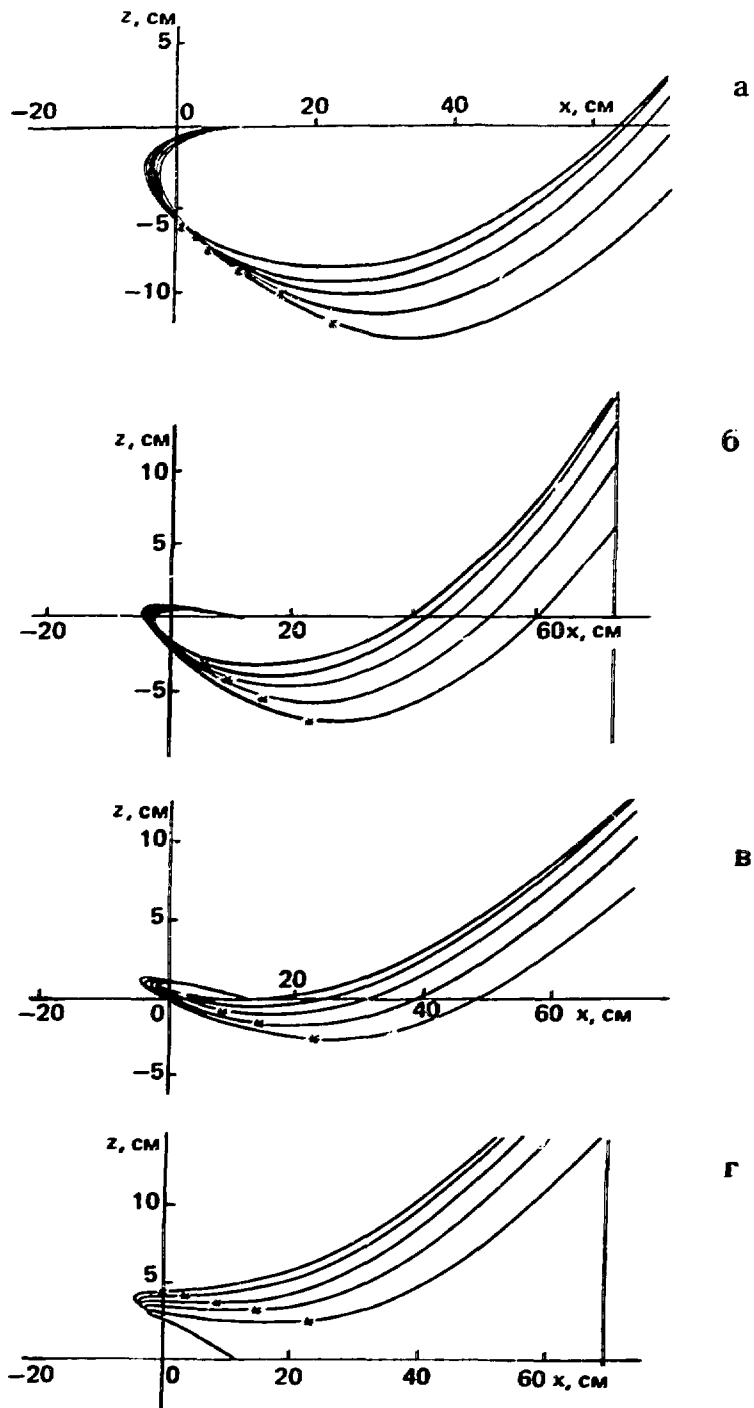


Рис. 16. Траектории зондирующих частиц в токамаке "Туман-3": а - проекция на экваториальную плоскость токамака (x, z); $\beta = 0^\circ$, $I = 110$ кА; б - $\beta = 4^\circ$, $I = 110$ кА; в - $\beta = 4^\circ$, $I = 70$ кА; г - $\beta = 8^\circ$, $I = 70$ кА

Наиболее сложный характер траектории зондирующих частиц имеют в стеллараторах. Рассмотрим их на примере стелларатора "Ураган-3". Магнитное поле в стеллараторах создается с помощью винтовых проводников, уложенных на тороидальной поверхности, и системы кольцевых проводников для компенсации значительной вертикальной компоненты магнитного поля, необходимых для получения замкнутых магнитных поверхностей (рис. 17). Расчеты проводились для режима, когда напряженность магнитного поля на оси тороидальной камеры $H_0 = 10$ кЭ. На рис. 17,а приведены две детекторные линии для угла инжекции $\alpha = 40$ и 20° в проекции на плоскость (x, y) .

На рис. 17,б эти же линии приведены в проекции на плоскость (x, z) . Отмечены характерные точки фокусировки траекторий А и Б в плоскостях (x, y) и (x, z) соответственно. Топография удерживающего магнитного поля стелларатора достаточно сложна. На рис. 18 приведена зависимость трех компонент магнитного поля от вертикальной координаты y при $x = z = 0$. Напряженность магнитного поля каждого проводника H_i определялась расчетным путем по закону Био – Савара. Результирующее поле было получено путем векторного сложения полей отдельных проводников $\vec{H} = \sum_{i=1}^m \vec{H}_i$, где m – число проводников.

При расчете компонент поля в областях, находящихся на достаточном расстоянии от проводника (порядка нескольких поперечных размеров), использовалось приближение бесконечно тонкого проводника:

$$\vec{H}_i = \frac{I}{c} \int \frac{[\vec{d} \wedge \vec{d}s]}{s^3},$$

где I – полный ток в проводнике; $d\vec{l}$ – элементарная длина проводника; $\vec{s} = \vec{r}_0 - \vec{r}$ – расстояние от точки наблюдения r_0 до элемента длины проводника r . При приближении точки наблюдения к проводнику необходимо учитывать его поперечные размеры. Для расчета компонент поля использовался прием представления реального проводника в виде нескольких отдельных точечных проводников:

$$\vec{H}_i = \frac{1}{c} \sum_{j=1}^k I_j \int \frac{[\vec{d} \wedge \vec{d}s]}{s^3},$$

где $\sum_{j=1}^k I_j = I$, k – число тонких проводников; j – номер тонкого проводника; I_j – сила тока в нем.

Расчет компонент магнитного поля вблизи одного из винтовых про-

Точка	Е, кэВ	α , град.	β , град.
1	185	20	25
2	160	20	25
3	120	20	25
4	200	40	50
5	150	40	50
6	100	40	50

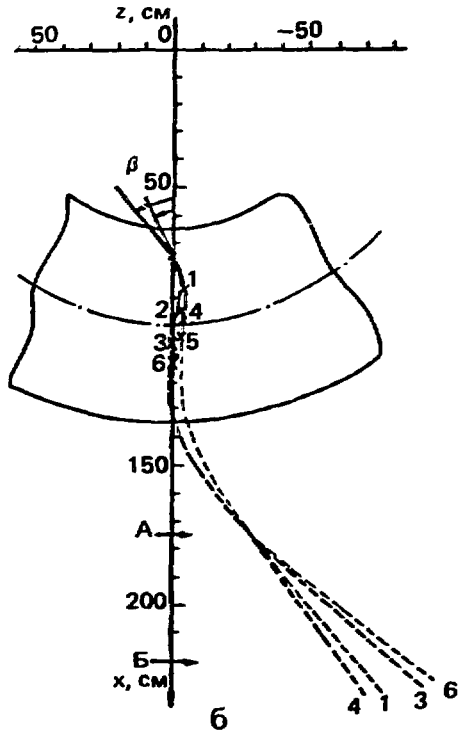
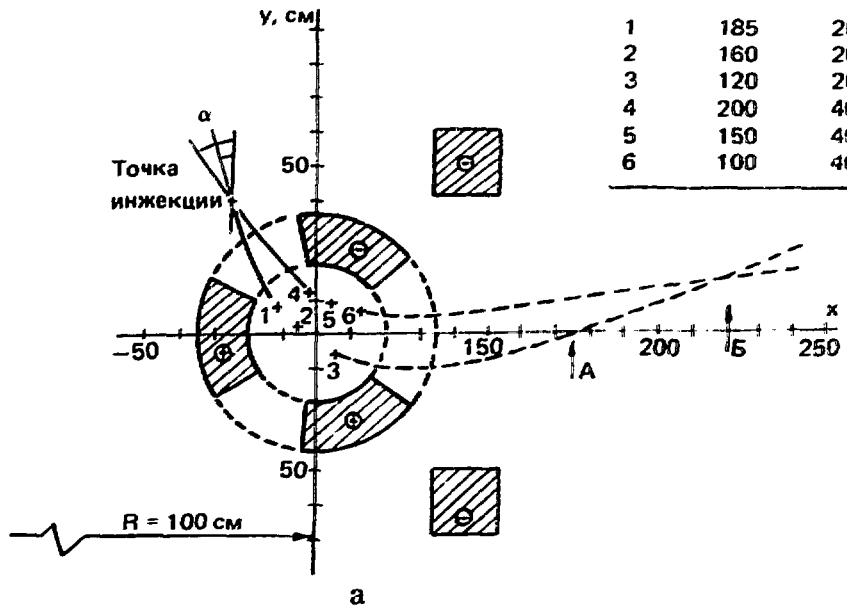


Рис. 17. Детекторные сетки для стелларатора "Ураган-3": а - проекции на плоскость (x,y); б - на плоскость (x,z). — — — первичные траектории; - - - - вторичные траектории; х - исследуемые области с порядковыми номерами

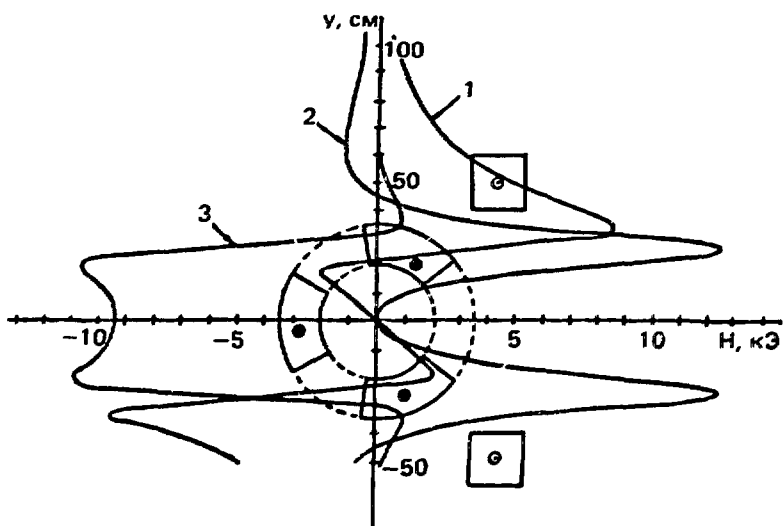


Рис. 18. Изменение магнитного поля стелларатора "Ураган-3" вдоль вертикальной оси диагностического сечения: 1 - H_x ; 2 - H_y ; 3 - H_z . Указано направление тока в винтовых и компенсационных проводниках

водников, образующих область удержания плазмы в стеллараторе "Ураган-3", в зависимости от вертикальной координаты y при $x = 0$, $z = 100$ см приведен на рис. 19. Представлены результаты расчетов для различных способов разбиения реальных проводников на тонкие. При удалении точки наблюдения от поверхности проводника на расстояние, равное его поперечному размеру, величины компонент поля, рассчитанные для различных способов разбиения, совпадают между собой с точностью до десятков эрстед, или до 1%.

Поскольку траектории зондирующих частиц не приближались непосредственно к полюсам, при расчетах практически всегда использовалось приближение одного тонкого проводника.

Отметим основные моменты, осложняющие проведение пучков зондирующих частиц в стеллараторах.

Выбор оптимальных значений геометрических и физических параметров осложняется наличием для них очень жестких ограничений. Винтовые обмотки, создающие область удержания плазмы и находящиеся в непосредственной близости от плазменного шнура, существенно ограничивают область возможного расположения траекторий частиц, а также точек инъекции и детектирования (геометрические ограничения). Удерживающее магнитное поле стелларатора имеет значительную поперечную компоненту $H_p = (H_x, H_y, 0)$, сравнимую по величине с тороидальной компонентой H_z .

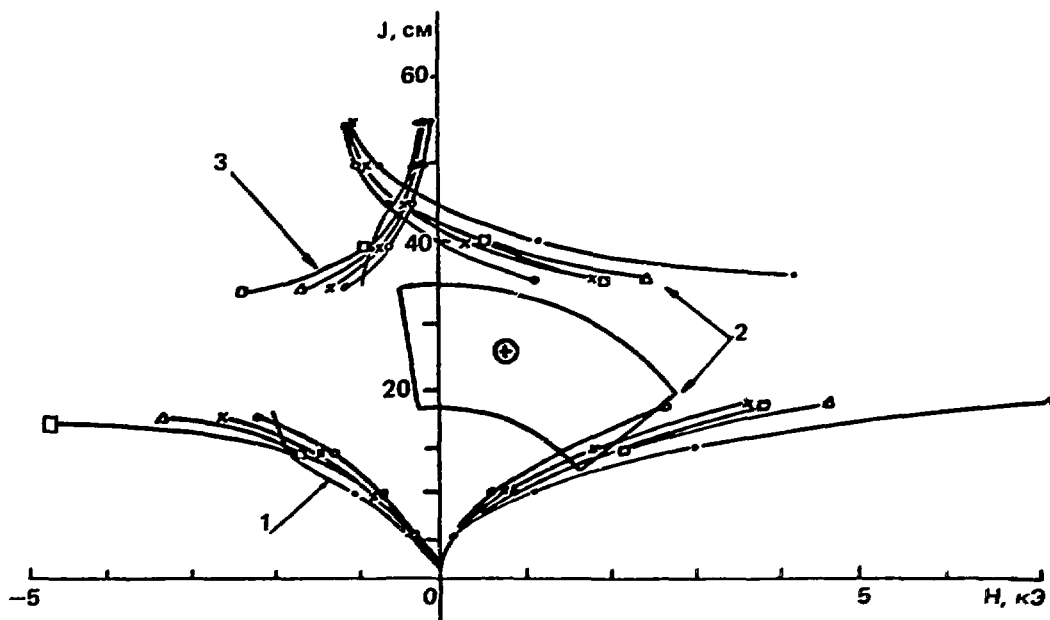


Рис. 19. Изменение магнитного поля стелларатора "Ураган-3" вблизи поверхности винтового проводника в зависимости от количества тонких проводников с током, которыми аппроксимируются реальные проводники: 1 - N_x ; 2 - N_y ; 3 - N_z (для наглядности изменен знак).

Обозначение кривой распределения магнитного поля	Количество проводников	Расположение тонких проводников с током по сечению полюса
—●—	1	
—x—	3	
—○—	7	
—□—	9	
—△—	21	

дальной компонентой N_z (см. рис. 18). Это приводит к сильному продольному смещению зондирующей частицы. Чтобы разместить траектории зондирующих частиц в диагностических патрубках вакуумной камеры, необходимо увеличивать энергию частиц (физические ограничения). Таким образом, в условиях стелларатора, в отличие от токамака, вели-

чина необходимой энергии частиц определяется не столько тороидальными, сколько полоидальными компонентами удерживающего поля.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Диагностика термоядерной плазмы по методу ЗПТИ является инструментом комплексного исследования плазмы (позволяет одновременно регистрировать четыре параметра) и обладает уникальной возможностью измерять электрический потенциал и плотность тока в плазме.

2. Наряду с измерительной аппаратурой неотъемлемой частью диагностического комплекса ЗПТИ является математическое обеспечение диагностики, которое дает возможность определить положение и размеры исследуемой области, провести оптимизацию условий эксперимента.

3. Создана программа для расчета траекторий и определения пространственного разрешения эксперимента.

4. Проведены расчеты по решению задач оптимизации условий эксперимента. Результаты расчетов использованы при проектировании установок УТС и обработке реальных экспериментов по определению параметров плазмы.

Список литературы

1. Диагностика термоядерной плазмы/Под ред. С.Ю. Лукьянова. — М.: Энергоиздат, 1985. — 165 с.
2. Кисляков З.И., Крупник Л.И. Активная корпускулярная диагностика горячей плазмы. — Физика плазмы, 1981, т. 7, вып. 4, с. 866 — 906.
3. Cano R., Fidone L., Hosea J.C. Poloidal field measurements in the ST tokamak by harmonic generation at the upper hybrid layer. — Phys. Fluids, 1975, vol. 18, № 9, p. 1183 — 1186.
4. McCormick K., Kick M., Olivain J. Measurement of the poloidal field in the Pulsator tokamak using on Li beam in conjunction with the Zeeman effect. — In: Proc. 8th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Phys. — Prague, 1977, p. 140.
5. Soltwich H. Measurement of electron and current density profiles in Textor by means of a far-infrared laser interferometer/polarimeter. — In: Proc. 11 Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Phys. — Aachen, 1983, p. 1, 123 — 126.
6. Jobes F.C., Hickok R.L. A direct measurements of plasma space potential. — Nucl. Fus., 1970, vol. 10, № 2, p. 195 — 197.

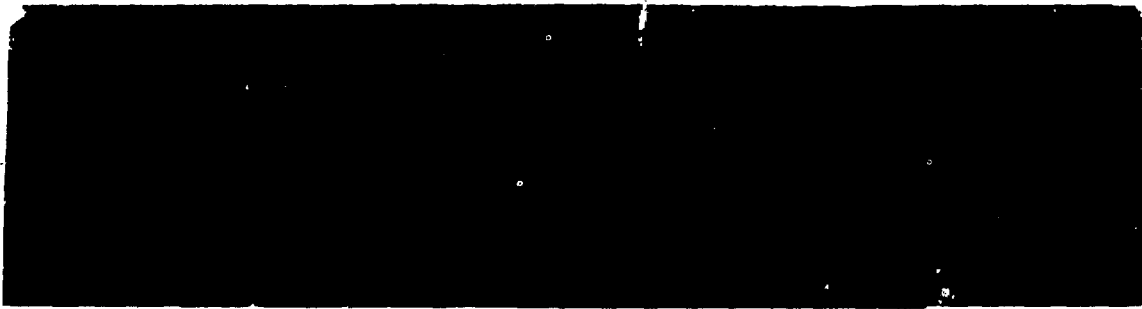
7. Bieniosek F.M., Colestok P.L., Connor K.A. et al. Elmo Bumpy Torus heavy ion probe. — *Rev. Sci. Ins.*, 1980, vol. 51, № 2, p. 206.
8. Hallock G.A. Radial space potential measurements in the central cell of TMX with a heavy ion beam probe: Ph. D dissertation, Rensselaer Polytechnic Institute. — N.Y., 1982. — 150 p.
9. Takagushi K., Igushi H., Fujiware M., Ikegami H. Heavy ion beam probe for the study of plasma confinement in Nagoya Bumpy Torus: Preprint IPPJ-669, 1984. — 36 p.
10. Ishii K., Kawabe T., Miyoshi S. Plasma diagnostics for GAMMA-6 experiment. — In: *Proc. of USSR – Japan joint seminar on plasma diagnostics: Preprint IPPJ-438, 1980, p. 179 – 189.*
11. Бондаренко И.С., Крупник Л.И., Недзельский И.С. и др. Измерения локальных значений параметров плазмы на токамаке ТМ-4 методом зондирования пучками тяжелых ионов. — *Письма в ЖТФ*, 1981, т. 7, вып. 24, с. 1516 – 1520.
12. Днестровский Ю.Н., Мельников А.В. Обработка экспериментов по определению плотности плазмы с помощью пучка тяжелых ионов. Препринт ИАЭ-3778/7. — М., 1983. — 23 с.
13. Wootton A.J., Bell J.D. et al. Balanced beam injection on ISX-B. — In: *Proc. IVth Conf. on Heating in Toroidal Plasmas. – Rome, 1984, p. 69.*
14. Schock P.M., Foster J.C., Jennings W.C., Hickok R.L. TEXT heavy ion beam probe system — *Rev. Sci. Instrum.* 1986, vol. 57(8), p. 1825 – 1827
15. Luon J.E., Lutch V.E., Rome J.A. Particles and field lines outside the ATF plasma. — *J. of Nucl. Materials*, 1984, vol. 121, p. 415 – 421.
16. Крупник Л.И., Мельников А.В., Недзельский И.С. Метод зондирования плазмы пучками тяжелых ионов для удерживки Токамак-15: Препринт ИАЭ-4297/7. — М., 1986. — 25 с.
17. Бугаря В.И., Горшков А.В., Грашин С.А. и др. Электрический потенциал и скорости тороидального и полоидального вращений плазмы в токамаке. — *Письма в ЖЭТФ*, 1983, т. 38, вып. 7, с. 337 – 339.
18. Быков В.Е., Георгиевский А.В., Корявко В.И., Литвиненко Ю.А. "Бессилловые" тороидальные магнитные системы: Препринт ХФТИ-76-39. — Харьков, 1976. — 51 с.
19. Днестровский Ю.Н., Крупник Л.И., Мельников А.В., Недзельский И.С. Определение плотности плазмы методом зондирования пучками тяжелых ионов. — *Физика плазмы*, 1986, т. 12, вып. 2, с. 223 – 231.
20. Рустерхольц А. *Электронная оптика.* — М.: Изд-во иностранной литературы, 1952. — 263 с.

21. Арцимович Л.А., Лукьянов С.Ю. Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях. – М.: Наука, 1978. – 224 с.
22. Демченко П.А., Крупник Л.И. Пучки тяжелых ионов для исследования плотной плазмы. – В кн.: Диагностика плазмы, вып. 4(1)/Под ред. М.И. Пергамент. – М.: Энергоиздат, 1981, с. 214 – 218.
23. Батвинов Л.П., Вергунов А.Д., Глазунов Л.С. и др. Малогабаритный электростатический ускоритель на 2 МэВ горизонтального типа. – Вопросы атомной науки и техники: ХФТИ, вып. 1(22), 1985, с. 25 – 30.

Редактор О.В. Базанова
Технический редактор Н.И. Мазаева
Корректор Л.В. Пономарева

Подписано в печать 25.08.87. Т-17627. Формат 60x90/16
Печать офсетная. Усл. печ. л. 2,0. Уч.-изд. л. 2,2
Тираж 155. Цена 30 коп. Заказ 371. Индекс 3624

Подготовлено к изданию и отпечатано
в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова
123182, Москва, пл. Академика Курчатова



Препринт ИАЭ-4517/7. М., 1987

