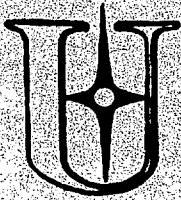


SU 7602446



Ордена Ленина

ИАЭ-2370
Институт атомной энергии

им. И. В. Курчатова

Л. А. Арцимович

Установки токамак

A14

Теория, конструкция, диагностика

Часть I

Москва 1974

ОРДЕНА ЛЕНИНА
ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ им. И. В. КУРЧАТОВА

Л. А. Арцимович

У С Т А Н О В К И Т О К А М А К

Теория, конструкция, диагностика

Ч а с т ь 1

М о с к в а

1974

Ключевые слова: токамак, теория, конструкция, диагностика.

Под редакцией С.Е.Лысенко

Обзор посвящен работам по исследованию плазмы в тороидальных системах с сильным продольным полем (установки токамак). Рассмотрено движение отдельных частиц в таких системах, дается обзор теоретических работ по равновесию, коэффициентам переноса и устойчивости плазмы. Описываются конструкции установок токамак и применяющиеся на них методы диагностики плазмы.

СОДЕРЖАНИЕ

§ 1. Введение	5
§ 2. Движение заряженных частиц в плазменном витке	7
§ 3. Законы равновесной плазмы	11
§ 4. Диффузия и теплопроводность в системах токамак согласно классической теории	16
§ 5. Устойчивость плазменного витка	22
§ 6. Конструкция установок токамак	26
§ 7. Диагностика плазмы в токамаках	29
Литература	43

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

Название "Токамак" присвоено аксиально-симметричным тороидальным системам, в которых горячая плазма удерживается с помощью магнитного поля циркулирующего в ней тока, а для подавления главных магнитогидродинамических неустойчивостей используется очень сильное продольное магнитное поле, параллельное току. Напряженность продольного поля H_0 должна во много раз превышать напряженность H_φ азимутального поля, создаваемого током. В этом состоит принципиальное отличие установок токамак от систем с относительно слабым продольным полем, типа известной английской установки "Зета".

Результирующее магнитное поле в кольцевом плазменном шнура и вблизи его поверхности обладает, в идеальном случае, простой винтовой структурой (рис. 1)

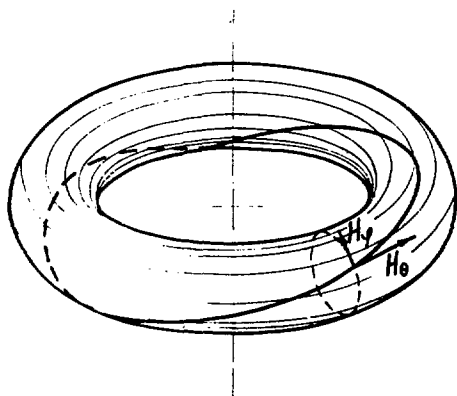


Рис. 1. Винтовая структура магнитного поля в токамаке (масштаб H_φ увеличен).

В первом приближении сечения магнитных поверхностей плоскостью, проходящей через главную ось системы, в установках токамак можно считать круговыми (рис. 2).

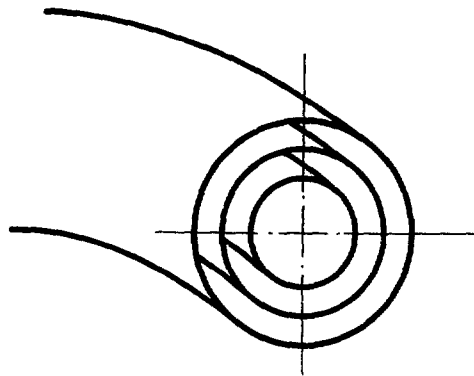


Рис. 2. Магнитные поверхности в токамаке.

В действительности, из анализа условий равновесия плазменного витка следует, что при достаточно большой величине $B_{\varphi} = \frac{2\pi R}{H_{\varphi}^2}$, где P - газокINETическое давление плазмы, происходит заметное изменение формы магнитных поверхностей. Необходимо также отметить, что магнитное поле в реальных установках токамак фактически не обладает совершенно строгой аксиальной симметрией. Это поле создается с помощью катушек, расположенных на внешней поверхности тороидальной камеры, в которой образуется плазменный виток. Зазоры между соседними катушками не могут быть сделаны очень узкими, так как в этих зазорах располагается диагностическая аппаратура и через них проходят патрубки для откачки камеры. Однако при большом числе катушек магнитная система все же сохраняет хорошую аксиальную симметрию. Относительная величина амплитуды колебаний H_{θ} на кольцевой магнитной оси плазменного витка для эксплуатируемых в настоящее время установок составляет от 0,5 до 1%. Вследствие малости отношения H_{θ}/H_0 (в обычных условиях опыта эта величина меньше 0,1), углы вращательного преобразования силовых линий магнитного поля в установках токамак не велики и линии поля сильно вытянуты вдоль плазменного витка. Такая магнитная структура должна обладать высокой устойчивостью по отношению к крупномасштабным резонансным возмущениям поля, которые могут вызывать нежелательное расщепление магнитных поверхностей. Кроме того - и в этом состоит ее главное достоинство - она обеспечивает устойчивость плазменного витка по отношению к магнитогидродинамическим деформациям.

Вплоть до настоящего времени во всех экспериментальных исследованиях, выполненных на установках токамак, нагревание плазменного витка происходило только за счет джоулева тепла, выделяемого током, текущим в плазме. Однако нельзя счи-

тать исключенным применение в дальнейшем других методов нагрева плазмы, например, с помощью высокочастотных электромагнитных полей. При высокой температуре плазмы они могут оказаться значительно более эффективными, чем джоулев нагрев.

Изучение свойств плазмы в системах токамак образует важное направление в общей программе исследований по физике высокотемпературной плазмы и управляемому ядерному синтезу в СССР. Работы по этому направлению ведутся в течение многих лет при непрерывном взаимодействии между теоретическими расчетами и экспериментами.

Мы изложим сначала главные результаты теоретического анализа поведения плазмы в системах токамак.

§ 2. ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕННОМ ВИТКЕ

Рассмотрим кинематику движения заряженных частиц в винтовом тороидальном поле. В такой магнитной системе движение центра ларморовской окружности частицы складывается из перемещения вдоль силовой линии и магнитного дрейфа, обусловленного неоднородностью магнитного поля. Следует различать два разных класса траекторий. К первому из них принадлежат траектории так называемых "пролетных" (или "свободных") частиц, у которых вектор скорости составляет достаточно малый угол с вектором \vec{H} , вследствие чего они свободно перемещаются вдоль силовых линий, не испытывая отражений в областях усиленного поля (заметим, что $H_0 \sim \frac{1}{R}$, где R — расстояние от данной точки до главной оси тороида). Ко второму классу относятся траектории так называемых "запертых" частиц. У таких частиц угол наклона скорости к направлению магнитного поля относительно велик и поэтому они колеблются вдоль ограниченных участков винтовой силовой линии между областями усиленного поля. Для описания траекторий пролетных и запертых частиц в винтовом поле введем систему координат x, y, θ (рис. 3).

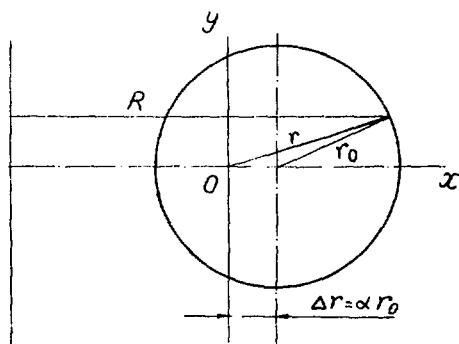


Рис. 3. Смещение траекторий пролетных частиц.

Будем считать, что радиус сечения плазменного витка a мал по сравнению с радиусом R_0 (предположение о "слабой тороидальности"). Осевая линия плазменного тока пересекается с плоскостью чертежа в точке O . В этой точке $x=0$ и $y=0$. Предполагается, что напряженность поля тока зависит только от $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ и очень мала по сравнению с H_0 . В величину H_0 можно приближенно принять равной $H_0(1 - x/R_0)$. Движение центра ларморовской окружности в таком поле складывается из перемещения вдоль винтовой силовой линии со скоростью $V_{||}$ и дрейфового движения со скоростью U_d . Если предположить, что выполняется условие $H_\varphi \ll H_0 \cdot r/R$, то влиянием поля тока на магнитный дрейф можно пренебречь, и картина движения центра ларморовской окружности значительно упрощается. В этом случае дрейфовая скорость U_d в любой точке траектории направлена по оси y и равна $(V_{||}^2 + \frac{1}{2}V_{\perp}^2)\omega_H R$, где V_{\perp} - ларморовская скорость и ω_H - ларморовская частота в поле H_0 .

Пусть $V_{||} \gg V_{\perp}$. Для такой пролетной частицы величина $V_{||}$ практически постоянна вдоль траектории. Уравнение, определяющее проекцию траектории в этом случае, должно иметь вид:

$$\frac{dz}{dx} = -\frac{U_d}{V_{||}} \times \frac{H_0}{H_\varphi} \equiv -\alpha_0 \quad (2.1)$$

(при этом предполагается, что плоскость xy вращается вокруг главной оси тороида с угловой скоростью $V_{||}/R$). Если α_0 значительно меньше единицы (в условиях опыта это всегда соблюдается), то проекция траектории на плоскость xy будет представлять собой замкнутую кривую, лишь незначительно смещенную относительно окружности, изображающей проекцию магнитной поверхности. Уравнение траектории в первом приближении можно записать в виде:

$$(x - \alpha_0 z_0)^2 + y^2 = z_0^2 \quad (2.2)$$

Это окружность, центр которой смещен по оси x на расстояние $\alpha_0 z_0$ относительно точки O . В типичных условиях опытов на установках токамак смещение $\alpha_0 z_0$ составляет для ионов водорода или дейтерия несколько процентов от z_0 . Это показывает, что пролетные частицы хорошо удерживаются в установке.

Выясним теперь, как движутся запертые частицы, ограничившись простейшим случаем, когда $V_{||}^2 \ll V_{\perp}^2$. При движении вдоль силовой линии запертая частица будет отражаться от областей усиленного поля и совершать колебания вдоль силовой линии между точками M_1 и M_2 (рис. 4).

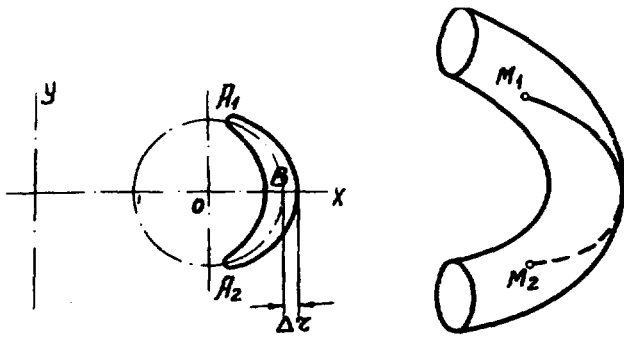


Рис. 4. Траектория запертой частицы.

В плоскости xy в отсутствие дрейфа проекция ее траектории должна была бы представлять дугу окружности. Если учесть дрейф, то мы опять приходим к уравнению (2.1), но теперь $v_{||}$ уже нельзя считать постоянной величиной. Из адиабатической инвариантности величины $v_{||}^2/H$ следует, что $v_{||} = \pm v_0 \sqrt{x - x_m/R}$, где x_m - абсцисса точек отражения. Дрейфовую скорость U_d при $v_{||}^2 < v_L^2$ также можно считать практически постоянной. Уравнение проекции траектории получается интегрированием (2.1) с учетом зависимости $v_{||}$ от x . Если при $y = 0$ абсолютная величина α_0 превосходит единицу, то эта проекция имеет вид петли, примыкающей к дуге A_1BA_2 . Такие траектории в литературе часто называются "банановыми". Максимальное смещение равно

$$\Delta z_m = \frac{2U_d}{v_0} \frac{H_0}{H_\varphi} \sqrt{z_0 R_0 (1 - \cos \varphi_m)}, \quad (2.3)$$

где φ_m - азимутальный угол точки отражения А. Практически тороидальный дрейф можно считать подавленным, если $\frac{\Delta z_m}{z_0} \ll 1$. Для ионов, принадлежащих к основной части максвелловского распределения на установках токамак, $\Delta z_m/z_0$ не превышает 0,1. Таким образом, можно считать, что запертые частицы также достаточно хорошо удерживаются магнитным полем плазменного тока (при не слишком малой величине отношения $v_{||}/v_L$).

Следует отметить, что компенсация дрейфа при движении запертых частиц происходит благодаря тому, что точки поворота траектории M_1 и M_2 расположены симметрично относительно экваториальной плоскости плазменного витка.

Величина смещения Δz_m для запертых частиц значительно превосходит смещение пролетных частиц (отношения величин Δz_m для двух крайних случаев $\sim \sqrt{R_0/z_0}$).

Все сказанное выше о законах движения заряженных частиц в установках токамак справедливо при условии, что поле обладает строгой аксиальной симметрией. В действительности, из-за наличия зазоров между катушками напряженность продольного поля периодически изменяется по углу θ с периодом, равным $2\pi/N$, где N - число катушек. Поскольку амплитуда этих изменений очень мала, то они практически не влияют на движение пролетных частиц, а также на движение запертых частиц с большим размахом колебаний вдоль силовой линии. Однако если рассмотреть поведение частицы, у которой отношение $v_{||}/v_{\perp}$ очень мало вдоль всей траектории, то не трудно убедиться, что из-за периодической структуры тороидального поля форма траектории такой частицы может полностью измениться. Размах колебаний вдоль силовой линии сократится, так как точки поворота изменяют свое положение (они будут располагаться симметрично относительно середины зазора между соседними катушками). Для частиц, принадлежащих к этой группе, в общем случае дрейфовое движение по оси Y не будет скомпенсировано, а их траектории должны быть незамкнутыми (см. схематическое изображение такой траектории на рис. 5).

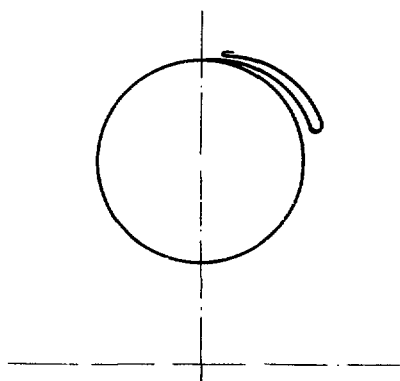


Рис. 5. Траектория запертой частицы при отсутствии аксиальной симметрии продольного магнитного поля.

Наличие частиц этой группы должно приводить к дополнительным диффузионным и тепловым потерям из плазмы, так как их радиальная скорость порядка дрейфовой. Однако оценка роли, которую эти потери могут играть в материальном и энергетическом балансе плазмы, показывает, что при обычных условиях опытов на установках токамак их вклад пренебрежимо мал. Как мы увидим ниже (§ 7), присутствие частиц, движущихся по незамкнутым дрейфовым траекториям, может проявляться в некоторых экспериментально наблюдаемых эффектах (в частности, в асимметричной зависимости энергетического распределения ионов от Y).

§ 3. ЗАКОНЫ РАВНОВЕСИЯ ПЛАЗМЫ

Перейдем теперь к описанию законов равновесия плазменного витка. Хотя суперпозиция полей, создаваемых тороидальной катушкой и плазменным током, может служить идеальной ловушкой для отдельных заряженных частиц, однако сама по себе такая магнитная система недостаточна для того, чтобы удерживать в состоянии макроскопического равновесия плазменный виток. Под действием электродинамических сил виток с током стремится растянуться. Наличие силы растяжения в этом случае следует из общих законов электродинамики, согласно которым пондеромоторная сила, действующая в проводнике с током, всегда направлена так, что она стремится увеличить индуктивность проводника. В кольцевом проводнике это означает увеличение его радиуса R_0 . Газокинетическое давление плазмы еще увеличивает силу растяжения. Для того, чтобы обеспечить равновесие, необходимо ввести дополнительное магнитное поле, направленное параллельно главной оси тороида (см. рис. 6).

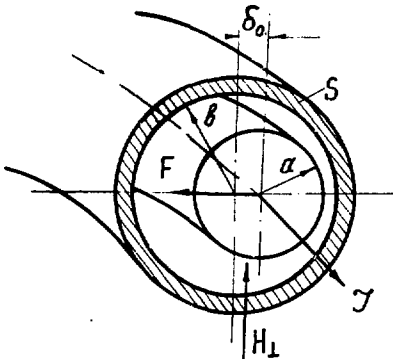


Рис. 6. Плазменный шнур в камере с проводящей оболочкой.

Взаимодействуя с током J , поле H_1 будет создавать радиальное усилие, равное $2\pi R \frac{JH_1}{c}$ (в расчете на всю длину кольца). При правильном выборе знака сила взаимодействия дополнительного вертикального поля с током будет направлена внутрь и может скомпенсировать растягивающее усилие.

В установках токамак для компенсации внутренних сил, растягивающих плазменный виток, используется тороидальная медная оболочка (S на рис. 6). Компенсация сил растяжения происходит благодаря тому, что при движении витка наружу в оболочке возникают токи Фуко, взаимодействие которых с плазменным током создает силу, отталкивающую плазму внутрь (в сторону уменьшения R). Предположим, что оболочка S обладает идеальной электропроводностью и приведем результаты анализа условий равновесия.

Для этого случая в меридианальном сечении граница плазменного витка изображается окружностью радиуса a . Сечение оболочки есть окружность радиуса b . Для компенсации сил, действующих на плазменный виток, необходимо, чтобы центры поперечных сечений поверхности плазмы и медной оболочки были смещены на некоторое расстояние δ_0 . Нормальная слагающая магнитного поля обращается в нуль на внешней границе плазмы и на внутренней поверхности оболочки. Теоретический анализ позволяет найти уравнения равновесия, установить расположение магнитных поверхностей внутри плазменного витка и определить слагающие напряженности магнитного поля в пространстве между плазмой и оболочкой (см. [1, 2]).

Плазменный виток, рассматриваемый как одно целое, обладает двумя степенями свободы, которым соответствуют геометрические параметры a и δ_0 . Уравнения равновесия по этим двум параметрам имеют следующий вид:

$$2\pi a^2 P = \frac{J^2}{c^2} + \frac{H_{0a}^2 - H_{0i}^2}{4} a^2, \quad (3.1)$$

$$\delta_0 = \frac{b^2}{2R} \left\{ \ln \frac{b}{a} + \left(1 - \frac{a^2}{b^2}\right) \left[\frac{8\pi P}{H_\varphi^2(a)} + \frac{\ell_i - 1}{2} \right] \right\} + \delta_H. \quad (3.2)$$

В этих формулах P - усредненное по сечению плазмы газокINETическое давление, относительно которого предполагается, что оно является изотропным, H_{0a} - напряженность продольного поля на границе плазмы при азимуте $\varphi = \frac{\pi}{2}$, H_{0i}^2 - усредненное значение квадрата напряженности продольного поля внутри плазмы, $H_\varphi^2(a)$ - напряженность поля тока на границе плазмы в точке, где $\varphi = \frac{\pi}{2}$ (величина $H_\varphi(a)$ равна $2J/a$). Константа ℓ_i обозначает внутреннюю индуктивность плазменного витка на единицу длины. Она зависит от распределения тока по сечению плазмы. Дополнительный член δ_H появляется, если для управления положением витка в камере вводится добавочное поле H_\perp , не связанное с токами Фуко. Величина δ_H равна $b \frac{H_\perp}{H_\varphi(b)}$. Слагающие напряженности магнитного поля тока по азимуту φ и по радиусу r в пространстве между поверхностью плазмы и оболочкой S с точностью до членов порядка $(a/R)^2$ и выше определяются формулами:

$$H_\varphi = H_\varphi(a) \frac{a}{r} + H_\varphi(a) \frac{a}{2R} \left\{ \left(1 - \frac{a^2}{r^2}\right) \left[\frac{8\pi P}{H_\varphi^2(a)} + \frac{\ell_i - 1}{2} \right] + \ln \frac{r}{a} - 1 \right\} \cos \varphi, \quad (3.3)$$

$$H_z = H_\varphi(a) \frac{a}{2R} \left\{ \left(1 - \frac{a^2}{c^2}\right) \left[\frac{8\pi P}{H_\varphi^2(a)} + \frac{l_i - 1}{2} \right] + \ln \frac{z}{a} \right\} \sin \varphi. \quad (3.4)$$

Уравнения (3.1) - (3.4) используются при обработке основных результатов магнитных измерений. В частности, уравнение (3.1) является теоретической основой измерения P по диамагнитному эффекту, а формулы (3.2) - (3.4) служат для анализа экспериментальных данных, получаемых с помощью магнитных зондов. Следует иметь в виду, что изложенные результаты теоретического анализа получены в предположении об идеальной проводимости оболочки S . В частности, выражение (3.2) для величины смещения справедливо только в том случае, если время существования плазменного витка мало по сравнению со скин-временем для проводящей оболочки. Это означает, что должно выполняться условие

$$t \ll \frac{4\pi\sigma_s d^2}{c^2}, \quad (3.5)$$

где t - время от начала процесса, d - толщина оболочки и σ_s - электропроводность материала, из которого она сделана. В противоположном случае, когда t значительно превосходит время просачивания магнитного поля через стенку оболочки, последняя перестает играть роль в обеспечении равновесия плазменного витка. При этом равновесие может поддерживаться, если создано внешнее поперечное поле, напряженность которого равна

$$H_{10} = \frac{J}{cR} \left(\ln \frac{8R}{a} + \beta_\varphi + \frac{l_i - 3}{2} \right), \quad (3.6)$$

где

$$\beta_\varphi = \frac{8\pi P}{H_\varphi^2(a)}.$$

Указанное условие должно соблюдаться, если $t > \frac{2\pi\sigma_s R d}{c^2}$. Практически, в экспериментах на самой большой из установок токамак (Т-3), проводившихся при длительности разрядного импульса от 20 до 70 мсек, мы встречались с промежуточным случаем, в котором

$$\frac{2\pi\sigma_s R d}{c^2} > t > \frac{4\pi\sigma_s d^2}{c^2}. \quad (3.7)$$

В указанном интервале значений t величина смещения определяется уравнением [3]:

$$\frac{d}{dt} \gamma[\delta(t) - \delta_0] = \frac{1}{\tau_k} \frac{c v^2}{2} [H_{10} - H_2(t)]. \quad (3.8)$$

В этой формуле δ_0 обозначает смещение, вычисляемое по (3.2) для идеально проводящей оболочки, $H_2(t)$ - напряженность дополнительного поперечного магнитного поля, действующего на плазменный виток в момент времени t . Константа τ_k равна $\frac{2\pi \delta_0 A d}{c^2}$. Уравнение (3.8) удобно для обработки экспериментальных данных, так как входящие в него величины δ_0 , H_{10} и τ_k могут быть вычислены, а напряженность поперечного поля $H_2(t)$ может быть измерена непосредственно без зажигания разряда в камере.

В условиях эксперимента влияние проводящей оболочки на растяжение плазменного витка может быть значительно ослаблено из-за наличия продольных и поперечных разрезов, которые приходится делать в оболочке вследствие конструктивных и технологических соображений (в частности для того, чтобы избежать короткого замыкания напряжения, питающего разряд). Влияние этих разрезов (а также рассеянных полей железного трансформатора установки) на величину δ должно выясняться индивидуально для каждого нового экспериментального устройства.

Рассмотрение условий равновесия будет неполным, если не коснуться вопроса о расположении магнитных поверхностей в плазме [1]. При тороидальной геометрии поперечные сечения магнитных поверхностей, вообще говоря, не должны изображаться концентрическими окружностями. Нарушение концентричности происходит вследствие того, что плазма с продольным током, заключенная внутри любой из внутренних магнитных поверхностей, находится по отношению к охватывающим ее внешним слоям плазменного витка в условиях, до некоторой степени аналогичных тем, которые определяют равновесие всего витка по отношению к проводящей оболочке S . Поэтому центры семейства окружностей, изображающих сечения магнитных поверхностей в меридианальной плоскости, должны быть сдвинуты в сторону увеличения R тем сильнее, чем меньше их радиусы. Максимальное смещение относительно центра сечения проводящей оболочки соответствует положению магнитной оси плазменного витка. Расчет дает следующую формулу для определения расстояния $\delta_i(\rho)$, на которое центр сечения магнитной поверхности радиуса ρ смещен относительно магнитной оси:

$$\delta_i(\rho) = \int_0^{\rho} \tau/R \cdot \lambda(\tau) d\tau, \quad (3.9)$$

где

$$\lambda(\tau) = \frac{8\pi}{H_\varphi^2(a)} [\bar{p}(\tau) - p(\tau)] + \frac{L_i(\tau)}{2}. \quad (3.10)$$

В формуле для $\lambda(\tau)$ величина $\bar{p}(\tau)$ обозначает среднее давление внутри круга радиуса τ , $p(\tau)$ - давление на периферии этого круга и $L_i(\tau)$ - внутреннюю индуктивность для плазмы с радиусом сечения τ , рассчитанную на единицу длины плазменного витка. Расстояние от магнитной оси до осевой линии оболочки S , очевидно, равно $S_0 + S_1(a)$ где S_0 вычисляется по формуле (3.2), или в более общем случае, по формуле (3.8).

Для иллюстрации приведем два конкретных примера:

а) пусть давление плазмы изменяется по закону $p = p_0 (1 - \tau^2/a^2)$, а плотность тока по сечению плазмы везде одинакова. Для относительного смещения внутренних магнитных поверхностей в этом случае получается выражение:

$$S_1(p) = \frac{\rho^2}{2R} \left[\beta_\varphi + \frac{1}{4} \right]; \quad (3.11)$$

б) принимая тот же закон зависимости p от τ , допустим, что аналогичная зависимость справедлива также для распределения плотности тока по сечению, т.е. $j = j_0(1 - \tau^2/a^2)$. При этом выражение для $S_1(p)$ приобретает более громоздкий характер. Мы приведем только формулу для $S_1(p)$ при $p = 0$

$$S_1(a) = \frac{a^2}{2R} \left[\frac{\beta_\varphi}{2} + 0,32 \right]. \quad (3.12)$$

Исследование условий равновесия тороидального плазменного витка в установках Токамак показывает, что величина β_φ не должна превышать некоторое предельное значение, существование которого обусловлено тем, что с ростом β_φ происходит все более сильное искажение формы магнитных поверхностей в плазменном витке. Согласно работам [4][5], предельное значение β_φ составляет $\sim R/a$. При большей величине β_φ магнитные поверхности будут расщепляться (рис. 7), что должно привести к резкому увеличению скорости диффузии и энергетических потерь. Предельное значение отношения газокINETического давления плазмы к давлению продольного магнитного поля равно

$$\beta_{\theta} = \frac{8\pi R}{H_{\theta}^2} = \frac{R}{a} \frac{H_p^2(a)}{H_{\theta}^2} = \frac{a}{Rq^2(a)}, \quad (3.13)$$

где $q(a) = (H_{\theta}/H_p(a))(a/R)$ - так называемый "запас магнитогидродинамической устойчивости".

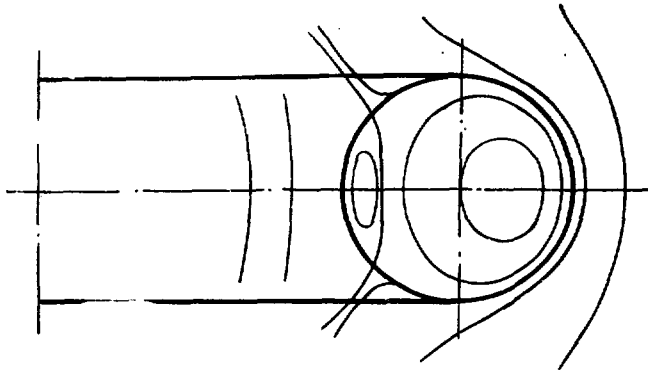


Рис. 7. Расщепление магнитных поверхностей.

§ 4. ДИФфуЗИЯ И ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ В СИСТЕМАХ "ТОКАМАК" СОГЛАСНО КЛАССИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ

За последние годы большое число теоретических исследований было посвящено анализу процессов диффузии и теплопроводности плазмы в тороидальных системах. В результате работ Пфирша и Шлютера [6], Кадомцева и Шафранова [7, 8] были внесены значительные поправки в формулы классической теории переноса для случая плазмы высокой плотности. Вслед за тем появились работы Сагдеева и Галева [9], в которых была предложена "неоклассическая" теория явлений переноса в плазме с относительно редкими столкновениями. В этих работах было впервые обнаружено, что определяющую роль в диффузии и теплопередаче в системах типа Токамак могут играть запертые частицы (вследствие того, что при продольных колебаниях запертых частиц их траектории могут заметно отклоняться от линий магнитного поля). Дальнейшее развитие эта теория получила в работе Коврижных [10]. Следует иметь в виду, что в токамаке из-за продольного электрического поля E_{θ} , поддерживающего ток, одновременно с процессом диффузии плазмы идет и противоположный процесс "пинчевания", или самосжатия плазмы в результате дрейфа заряженных частиц в скрещенных полях E_{θ} и

H_φ . Выражение для результирующей скорости расширения плазменного шнура в случае плотной плазмы получено в работе [8]. Галеев [11] рассчитал скорость самосжатия также и для практически более важного случая плазмы с редкими столкновениями, когда в игру вступают запертые частицы. Этот вопрос рассматривался также в работах [12][12a]. Мы дадим ниже краткую сводку результатов упомянутых теоретических исследований.

Если не учитывать эффект "самосжатия", то величина коэффициента поперечной диффузии D_\perp в функции от частоты электронно-ионных столкновений ν_{ei} должна вести себя так, как это показано (схематически) на рис. 8.

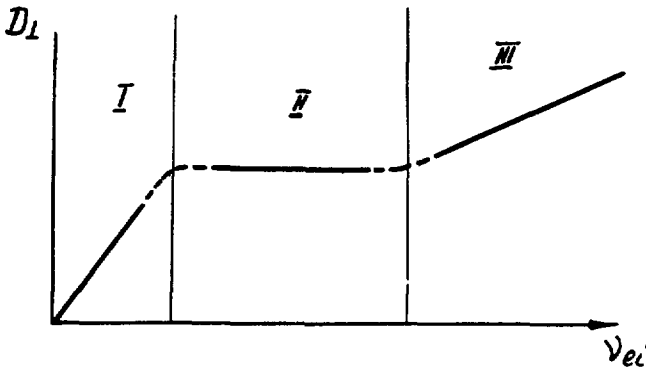


Рис. 8. Зависимость коэффициента диффузии от частоты столкновений.

Можно выделить три разных области значений ν_{ei} , которым соответствует различный характер функции $D_\perp(\nu_{ei})$. Ход коэффициента диффузии в этих областях изображен сплошными линиями. В области I (очень редкие столкновения) величина D_\perp определяется выражением

$$D_\perp(\nu_{ei}) \approx 1,1(1 + \eta) \nu_{ei} \rho_{\varphi e}^2 \sqrt{\tau/R}. \quad (4.1)$$

Здесь $\rho_{\varphi e}$ - средняя величина ларморовского радиуса электрона в поле тока H_φ . Величина H_φ берется для данной точки плазмы, отстоящей на расстояние τ от кольцевой осевой линии. Коэффициент η равен T_i/T_e . Формула (4.1) выведена для случая, когда средняя длина свободного пробега электрона λ_e значительно превосходит величину $\tau \frac{H_\varphi}{H_p} \left(\frac{R}{\tau}\right)^{3/2}$. Смысл этого условия заключается в том, что при его выполнении запертая частица не успевает за счет кулоновских соударений настолько изменить свой импульс, чтобы иметь шанс превратиться в пролетную частицу в течение одного колебания.

В области П (не очень редкие, но и не очень частые столкновения) коэффициент диффузии можно вычислять по формуле*

$$D_{\perp}(v_{ei}) \cong A \frac{\tau}{R^2} \frac{T_e^{3/2}}{H_0 H_{\varphi}(\tau)}, \quad (4.2)$$

где

$$A = \sqrt{\frac{\pi}{2}} (1 + \eta) m_e^{1/2} k^{3/2} c^2 e^{-2} = 230 (1 + \eta).$$

Указанная формула справедлива, если средняя длина свободного пробега заключена в пределах:

$$\tau \frac{H_0}{H_{\varphi}} < \lambda_e \ll \tau \frac{H_0}{H_{\varphi}} \left(\frac{R}{\tau}\right)^{3/2}. \quad (4.3)$$

К этому интервалу значений λ_e относятся, в большинстве случаев, условия опытов на установках Токамак.

Влиянием запертых частиц на процессы переноса можно пренебречь только при $\lambda_e \ll \tau H_0/H_{\varphi}$. В этом случае (область Ш) правильное применение классической теории приводит к следующему выражению для D_{\perp} :

$$D_{\perp}(v_{ei}) = D_0 [1 + q^2(\tau)], \quad (4.4)$$

где D_0 - значение коэффициента диффузии для прямолинейного плазменного цилиндра в однородном магнитном поле H_0 и

$$q(\tau) = \frac{H_0}{H_{\varphi}(\tau)} \frac{\tau}{R}.$$

Границы между областями 1, П и Ш на рис. 8 показаны пунктиром. Значения функции $D_{\perp}(v_{ei})$ в пограничных интервалах в настоящее время могут быть найдены только с помощью довольно произвольной интерполяции. Самый простой способ такой интерполяции состоит в том, что мы заменяем плавный ход зависимости $D_{\perp}(v_{ei})$ ломаной линией, продолжая прямолинейные участки до их пересечения друг с другом.

* Здесь и в дальнейшем T_e и T_i обозначают температуру электронов и ионов в градусах. Температура в электрон-вольтах обозначается через T_{ev} и T_{iv} .

Поток частиц из плазмы может быть вызван не только градиентом концентрации, но также градиентом температуры (термодиффузия). Общее выражение для потока частиц при наличии $\text{grad } n_e$ и $\text{grad } T_e$, которым можно пользоваться применительно к обычным условиям опытов на установках Токамак, имеет вид:

$$\overline{n_e v_z} = -D_{\perp} n_e \left[\frac{d}{dz} \ln n_e + \frac{1.5}{1+\eta} \left(\frac{d}{dz} \ln T_e + \eta \frac{d \ln T_i}{dz} \right) \right], \quad (4.5)$$

где D_{\perp} - коэффициент диффузии, определяемый выражением (4.2). В (4.5) коэффициент η равен T_i/T_e . При грубых оценках величину η можно считать постоянной по сечению плазмы. Если, кроме того, допустить, что распределения температуры и плотности по радиусу имеют близкую форму, то (4.5) можно привести к виду:

$$\overline{n_e v_z} = -2.5 D_{\perp} (v_{ei}) \frac{dn_e}{dz}. \quad (4.6)$$

Таким образом, учет термодиффузии приводит в первом приближении к увеличению скорости диффузионного потока в 2,5 раза.

Влияние самосжатия должно проявляться при малых давлениях плазмы. В случае плотной плазмы, когда коэффициент диффузии определяется выражением (4.4), отношение скорости диффузии к скорости сжатия равно $C(dP/dz)(1+\varphi^2(r))/\rho_0 n_p$. Диффузия может быть полностью скомпенсирована и расширение плазменного шнура должно смениться его сжатием при $\beta_p \leq 1/(1+\varphi^2)$. Эффект самосжатия становится особенно существенным в случае разреженной плазмы с относительно редкими столкновениями. Согласно Галееву [11] для условий, которые обычно реализуются в экспериментах, учет самосжатия приводит к появлению дополнительного члена в выражении (4.5) для $\overline{n_e v_z}$, в результате чего оно принимает следующий вид (отношение T_i/T_e считается постоянным по сечению плазмы):

$$\overline{n_e v_z} = -D_{\perp} n_e \left(\frac{d \ln n_e}{dz} + 1.5 \frac{d \ln T_e}{dz} + \frac{4.6}{z \beta_p(r)} \right). \quad (4.7)$$

Для того чтобы выяснить роль поправочного члена, рассмотрим два конкретных примера.

1. Концентрация плазмы зависит от z по параболическому закону, т.е.

$n_e = n_0(1 - r^2/a^2)$, а температура плазмы и плотность тока постоянны по всему сечению.

Тогда

$$\overline{n_e v_z} = \frac{2\tau}{\alpha^2} n_e(0) D_{\perp} \left(1 - \frac{1,15}{\beta_{\varphi}}\right). \quad (4.8)$$

Величина, стоящая в скобках, не зависит от τ . При $\beta_{\varphi} < 1,15$ она отрицательна, т.е. плазма сжимается по всему сечению. Заметим, что в установках Токамак в течение большей части разрядного импульса $\beta_{\varphi} < 1$.

2. Концентрация плазмы и ее температура изменяются одинаково по параболическому закону, а плотность тока постоянна по сечению. В указанных условиях

$$\overline{n_e v_z} = \frac{5\tau}{\alpha^2} n_e(0) D_{\perp} (v_{ei}) \left(1 - \frac{0,3}{\beta_{\varphi}} \cdot \frac{1}{1 - \tau^2/\alpha^2}\right). \quad (4.9)$$

Пусть $\beta_{\varphi} \approx 0,5$ (как это обычно имеет место в опытах на установке Т-3 в той фазе процесса, когда температура максимальна). Тогда обычный диффузионный поток должен преобладать при $\tau/a < 0,6$. На более далеких расстояниях от осевой линии плазма должна сжиматься. Очевидно, что в этом случае форма распределения концентрации должна изменяться с течением времени.

Поперечная теплопроводность плазменного шнура согласно классической теории — как в ее старом варианте, так и в современной форме, вызывается ион-ионными столкновениями и поэтому коэффициент теплопроводности κ_{\perp} должен быть функцией от частоты ионных столкновений ν_{ii} . Эта зависимость аналогична той, которая изображена на рис. 8. В областях I, II, III для вычисления κ_{\perp} нужно пользоваться различными выражениями. В области I формула для κ_{\perp} имеет вид:

$$\kappa_{\perp} \cong n_e K \nu_{ii} \rho_{\varphi i}^2 \sqrt{\tau/R}, \quad (4.10)$$

где $\rho_{\varphi i}$ — средняя величина ларморовского радиуса ионов в поле тока. В промежуточной области II, положение которой определяется неравенствами (4.3), величина κ_{\perp} равна

$$\kappa_{\perp} \cong 3 n_e K B \frac{\tau T_i^{3/2}}{R^2 H_0 H_{\varphi}(\tau)}, \quad (4.11)$$

где

$$B = \sqrt{\pi/2} m_i^{1/2} K^{3/2} c^2 e^{-2} \cong 1 \times 10^4 \sqrt{A_i}$$

(A_i - атомный вес вещества).

В областях I и II основной вклад в теплопроводность дают запертые частицы. В области III (плотная плазма) коэффициент поперечной теплопроводности вычисляется по формуле:

$$\chi_{\perp} \cong \chi_{\perp}(0) [1 + 1,6 q^2(\tau)], \quad (4.12)$$

где $\chi_{\perp}(0)$ - коэффициент поперечной теплопроводности в прямом плазменном столбе, помещенном в поле H_0 . Величина $\chi_{\perp}(0)$ равна $g n_e^2 (H_0^2 \sqrt{T_i})$. В этом выражении g - численный коэффициент, который для водородной плазмы в условиях опытов на установках Токамак можно принять равным $\cong 2 \cdot 10^{-16}$. Для дейтерия $g \cong 3 \cdot 10^{-16}$. Необходимо подчеркнуть, что все приведенные выше формулы для D_{\perp} и χ_{\perp} получены в предположении того, что основную роль в механизме диффузии и теплопроводности играют парные кулоновские столкновения. Однако не исключено, что эти формулы могут быть обобщены для случая, когда заряженные частицы испытывают столкновения с флуктуациями электрического поля, возникающими вследствие развития различных видов неустойчивостей. В этом случае величины ν_{ei} и ν_{ii} должны представлять некоторые эффективные частоты столкновений, включающие некулоновские ("коллективные") взаимодействия.

В заключение следует упомянуть еще об одном важном следствии неоклассической теории переноса. Оказывается, столкновения между запертыми и пролетными частицами так меняют вид функции распределения электронов по скоростям, что появляется дополнительный продольный электрический ток. Направление этого тока совпадает с током разряда, а величина дается формулой [12а, 13]:

$$j = -2,3 \sqrt{\frac{2}{R}} \frac{c n_e K}{H \nu} (T_e + T_i) \left(\frac{d}{dz} \ln n_e + \frac{0,27 d}{(1+\eta) dz} \ln T_e - \frac{0,17 d}{(1+\eta) dz} \ln T_i \right) \quad (4.13)$$

В более плотной плазме дополнительный ток мал. В принципе возможен такой случай, когда дополнительный ток превышает ток разряда, плотность которого равна $\partial_E E$. В этом случае нельзя игнорировать влияния дополнительного тока на магнитогидродина-

мическую устойчивость плазменного витка. Согласно Галееву и Сагдееву [14] этот эффект должен приводить к уменьшению максимально допустимого значения B_0 в отношении $\sqrt{R/a}$ по сравнению с величиной, определяемой формулой (3.13).

Благодаря градиенту плотности возможно поддерживать ток в плазме. Это позволяет надеяться, что стационарный реактор-токамак с инжекцией на магнитную ось будет в конце концов осуществим [14а, 14б].

§ 5. УСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМЕННОГО ВИТКА

Сохранение тепловой энергии в кольцевом плазменном витке зависит от устойчивости плазмы по отношению к различным видам возмущений, которые могут в ней развиваться. Разные механизмы возникновения неустойчивостей можно классифицировать по скоростям развития связанных с ним возмущений, т.е. отклонений от равновесного состояния. Наиболее опасны для сохранения магнитной термоизоляции возмущения магнитогидродинамического типа. В системах Токамак можно различить два вида таких возмущений.

К первому из них относятся крупномасштабные винтовые деформации границы плазменного шнура, развивающиеся в том случае, когда между плазмой и проводящей оболочкой имеется область с низкой электропроводностью. Возникновение винтовых деформаций связано с тем запасом избыточной энергии в плазме, который обусловлен наличием магнитного поля продольного тока.

Второй вид образуют желобковые возмущения плазмы, локализованные в окрестности замкнутых силовых линий. Причина развития желобковых деформаций заключается в диамагнитных свойствах плазмы. Теоретический анализ условий возникновения и методов подавления винтовой неустойчивости в токамаках содержится в работах, выполненных Шафрановым [15, 16]. Основные выводы из этих работ можно сформулировать следующим образом.

Устойчивость плазменного шнура зависит от параметра

$$q(\alpha) = \frac{H_0}{H_p(\alpha)} \cdot \frac{r}{R} \quad (5.1)$$

Для стабилизации винтовых деформаций, имеющих m периодов по малому обходу тора, достаточно выполнения условия $q(\alpha) > m$.

Максимальное значение m , которое нужно подставлять в это неравенство, зависит от закона распределения плотности тока по радиусу. При нарастающей к пери-

ферии плотности тока (точнее при спадающем $q(r)$) теоретически номер m моды возмущений, которые необходимо стабилизировать, неограничен и, следовательно, плазменный шнур неустойчив при любом конечном q . При спадающей же плотности тока максимальное значение m ограничено и оказывается тем меньше, чем быстрее спадает ток, и, следовательно, больше область проводящей плазмы с низкой плотностью тока в наружной части плазменного шнура. Это заключение не распространяется на моду возмущения $m = 1$. Эта мода не чувствительна к закону распределения тока. Поэтому условие $q(a) > 1$ всегда является необходимым для обеспечения устойчивости по отношению к винтовому изгибу плазменного шнура.

Что касается локальных желобковых возмущений, то для их стабилизации согласно критерию Сайлема достаточно иметь сравнительно небольшой шир

$$\theta_s \geq 2 \sqrt{\beta_p} N_p^2 / N_0^2 \quad *.$$

Мерсье [17] показал, что для тока, равномерно распределенного по сечению плазмы, эти возмущения стабилизируются, если $q(0) > 1$. Это происходит благодаря тому, что в токамаке автоматически осуществляется конфигурация с минимумом среднего H на оси плазменного шнура.

Условие стабилизации за счет минимума среднего H при произвольном распределении тока имеет вид [18] $q(r) > 1$. При спадающей по радиусу плотности тока условие $q(r) > 1$ является более жестким, чем $q(0) > 1$, так как в этом случае $q(a) > q(0)$. Например, при параболическом распределении тока $q(a)/q(0) = 2$.

Итак, один из основных результатов теоретических исследований состоит в том, что магнитогидродинамические возмущения перестают быть опасными при достаточно большой величине запаса устойчивости $q(a)$. Следует добавить, что если граница плазменного шнура совпадает с поверхностью проводящей оболочки, то крупномасштабные винтовые деформации не должны развиваться. В этом случае плазмы с "неподвижной границей" при уменьшении параметра q неустойчивости должны проявляться иначе, чем при наличии "свободной" границы плазмы. Этот вывод, возможно, удастся проверить на установке Токамак-6, где созданы условия приближения границы плазмы к поверхности проводящей оболочки.

Кроме быстрых деформаций магнитогидродинамического типа, по отношению к которым плазма ведет себя как идеально проводящая жидкость с вмороженными силовы-

* Величина шира, определяемая выражением $\theta_s = r^2/a^2 \cdot \frac{N_p}{2N_0}$, зависит от вида функции $j(r)$. В предположении того, что распределение плотности тока имеет форму колокола, величина шира возрастает от нуля на осевой линии до значения порядка N_p/N_0 при приближении к границе плазмы. В частности, при параболическом распределении тока $\theta_s = r^2/a^2 \cdot 2 N_p(a)/N_0$.

ми линиями поля, в тороидальном плазменном шнуре возможно также возникновение более медленных возмущений, в развитии которых существенную роль играет конечная величина электропроводности. В этом случае крупномасштабные винтовые возмущения проявляются в форме *tearing* моды, которая имеет критерий устойчивости, близкий к критерию для обычных винтовых мод [16, 16a].

Если по плазме течет ток и при этом существует градиент температуры в направлении, перпендикулярном к \vec{H} (это имеет место в системах Токамак), то налицо условия для развития токово-конвективной неустойчивости, исследованной в работе [19]. Этот вид неустойчивости заключается в раскачке косых деформаций в плазме, причем главную роль играют возмущения температуры и проводимости (связанные между собой), а не возмущения плотности. Поэтому токово-конвективная неустойчивость может приводить к повышению теплопередачи из плазмы, но не должна оказывать сильное влияние на процесс диффузии. Инкремент нарастания возмущений, возникающих вследствие токово-конвективной неустойчивости, равен

$$\gamma = -\chi_{||} K_{\theta} + \frac{c E_{\theta}}{H_{\theta}} \cdot \frac{K_{\varphi}}{K_{\theta}} \cdot \frac{1}{\sigma_E} \cdot \frac{d\sigma_E}{dr} \quad (5.2)$$

Здесь $\chi_{||}$ — продольная теплопроводность плазмы, K_{φ} и K_{θ} — слагающие волнового вектора возмущения по азимутальному направлению и направлению продольного поля и σ_E — продольная электропроводность плазмы. Из этого выражения следует, что в плазме, имеющей низкую температуру и соответственно низкую электропроводность, могут нарастать возмущения в довольно широком интервале изменения отношения K_{φ}/K_{θ} . В высокотемпературной плазме продольная теплопроводность при не слишком малых значениях K_{θ} выравняет возмущения температуры и поэтому γ может иметь положительную величину только при $K_{\theta} \rightarrow 0$. Однако при наличии широких возмущения с малыми K_{θ} оказывают локализованными в очень узких областях по радиусу r . Поэтому их влияние на теплопередачу резко ослабляется. Согласно [19] в системах Токамак токово-конвективная неустойчивость не должна играть существенной роли в энергетическом балансе при обычных условиях экспериментов.

На основании теоретических соображений следует предположить, что значительное влияние на теплопередачу может оказывать одна из разновидностей универсальной дрейфовой неустойчивости неоднородной плазмы, а именно так называемая температурно-дрейфовая неустойчивость, исследованная Кадомцевым и Погуце [19]. Указанная неустойчивость вызывается радиальным градиентом ионной температуры. Она развивается в том случае, если выполняется условие $|d \ln T_e / d \ln n_e| > 1$. Коэффициент "аномальной" теплопроводности, обусловленной раскачкой температурно-дрейфовых колебаний

в плазме, можно оценить только по порядку величины. Для очень грубых прикидок можно пользоваться выражением:

$$\bar{\alpha}_\perp^i \sim 10^{-12} \sqrt{A_i} \frac{n_e \bar{T}_i^{3/2}}{\alpha H_0 H_\varphi(\alpha)}. \quad (5.3)$$

Здесь $\bar{\alpha}_\perp^i$ - усредненное по сечению плазмы (водородной, дейтериевой или тритиевой) значение коэффициента аномальной теплопроводности и \bar{T}_i - средняя величина ионной температуры. Коэффициент теплопроводности, вычисленный по этой формуле применительно к обычным условиям опытов на установках Токамак, превышает в несколько раз величину, которую дает классический расчет с использованием формулы (4.11). Однако упомянутое выше условие развития температурно-дрейфовой неустойчивости для горячей внутренней зоны плазменного витка, по-видимому, не выполняется (см. ниже § П. 5).

На установках Токамак может проявляться еще один механизм неустойчивости, связанный с присутствием запертых частиц. В ансамбле запертых частиц можно выделить группу, в которую входят частицы, движущиеся по внешней стороне магнитных поверхностей, где напряженность магнитного поля убывает с ростом ζ . Эта группа неустойчива по отношению к желобковым деформациям. Неустойчивость на запертых частицах была исследована теоретически в работах Кадомцева и Погуце [19, 20]. По грубым подсчетам она может сильно повлиять на энергетический баланс только для плазмы с очень низкой концентрацией, а поэтому не представляет серьезной опасности в нормальных условиях опыта.

Наконец, необходимо отметить, что в плазменном витке при некоторых условиях могут возникать также пучковые неустойчивости, вызываемые разгоном электронов в продольном электрическом поле. Если плотность тока $j_\parallel = n_e \bar{v}_{ne}$ превышает значение, при котором средняя величина направленной скорости электронов \bar{v}_{ne} равна скорости звука в плазме, то может происходить раскачка ионно-звуковых колебаний за счет энергии продольного движения электронов. Необходимым условием для этого является выполнение двух неравенств: $\bar{v}_{ne} > \bar{v}_e \sqrt{m_e/m_i}$ и $T_e \gg T_i$. Если T_e и T_i близки друг к другу, то раскачка ионных колебаний затруднена из-за затухания Ландау на ионах. Вопрос о том, какую роль может играть возбуждение указанной неустойчивости, изучался в работах [21, 22]. С этим явлением может быть связано аномальное увеличение электрического сопротивления плазмы, наблюдаемое на опыте. Тем не менее генерация ионного звука не должна приводить к значительному увеличению скорости процессов переноса в плазме.

§ 6. КОНСТРУКЦИЯ УСТАНОВОК ТОКАМАК

Эксперименты на установках Токамак ведутся уже в течение многих лет, причем конструкция установок постепенно видоизменяется с целью их усовершенствования. В самой начальной стадии для экспериментов применялись керамические, стеклянные или кварцевые разрядные камеры. При этом загрязнение плазмы различными примесями приводило к сильному снижению ее температуры. Положение изменилось после того, как впервые были введены в действие установки с тонкими металлическими камерами, которые можно обезгаживать предварительным прогревом и тренировкой в электрических разрядах. Дальнейший важный шаг был сделан после того, как было обращено надлежащее внимание на необходимость тщательной коррекции магнитных полей для устранения слагающих внешнего поля, которые могут вызвать неконтролируемые смещения плазменного витка в камере.

Схематическое изображение конструкции типичной установки Токамак дано на рис. 9.

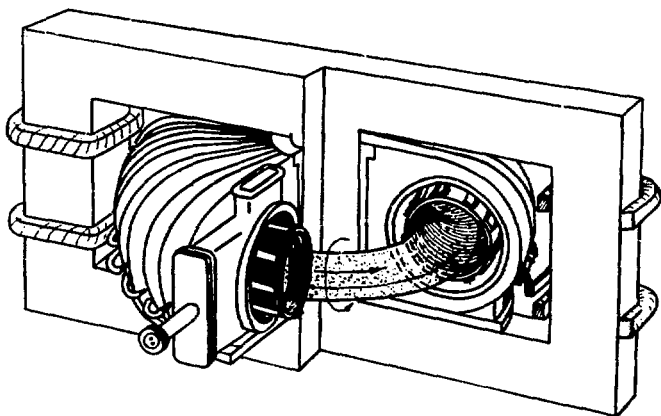


Рис. 9. Схематический чертеж установки Токамак.

Торoidalная разрядная камера надета на железный сердечник трансформатора, с помощью которого создается напряжение, генерирующее индукционным путем продольный ток в плазме. Камера состоит из двух оболочек с отдельной откачкой. Материалом для внутренней оболочки (лайнера) служит нержавеющая сталь толщиной 0,2–0,3 мм. Лайнер сваривается из отдельных сильфонных цилиндров без изолирующих вставок. Перед началом каждой серии опытов лайнер обезгаживается длительным прогреванием при высоком вакууме и температуре около 400°C . За прогревом следует тренировка частыми разрядами в водороде при большой силе тока в слабом продольном магнитном поле. Внутри лайнера устанавливается диафрагма из вольфрама или молибдена, ограни-

чивающая поперечное сечение плазменного витка. Благодаря этому уменьшается взаимодействие между плазмой и стенкой лайнера, которое в противном случае приводит к прожиганию стенки. Диаметр отверстия в диафрагме на несколько сантиметров меньше внутреннего диаметра лайнера. Внешняя оболочка камеры изготавливается из толстой листовой меди. Ее основная функция – обеспечение равновесия плазменного витка за счет возникновения токов Фуко. Она имеет продольные и поперечные разрезы для того, чтобы избежать закорачивания напряжения, поддерживающего ток в плазме, и азимутального напряжения, возникающего при включении квазистационарного продольного магнитного поля. Медная оболочка изолирована от лайнера керамическими элементами, расположенными в зазоре между ними, и охлаждается водой. Лайнер и пространство между ним и медной оболочкой откачивается различными вакуумными насосами (при откачке лайнера полностью исключается применение масляных насосов как высоковакуумных, так и форвакуумных).

К внутренней стороне медной оболочки прикрепляются проводники, создающие в камере переменное во времени поле, управляющее положением плазменного витка в камере. Расположение этих проводников показано схематически на рис. 10.

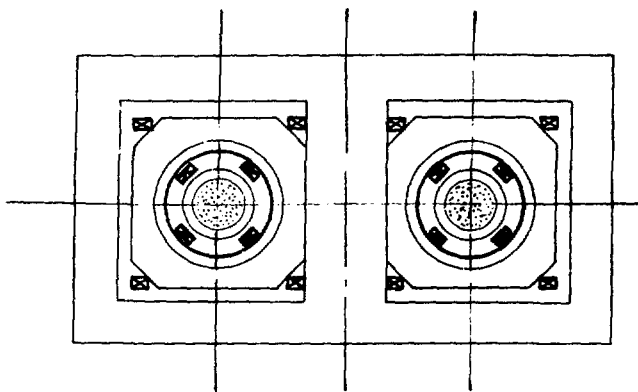


Рис. 10. Расположение управляющих проводников в токамаке.

Поскольку по конструктивным соображениям проводники приходится располагать вблизи поверхности медной оболочки, то создаваемое ими поле сильно ослабляется (приблизительно в отношении $1 - \frac{b^2}{R^2}$, где b – расстояние от проводника до центра сечения оболочки). Поэтому токи в управляющих проводниках довольно велики, что создает некоторые трудности из-за механических напряжений в местах их поворотов и выводов. Кроме проводников, входящих в медную оболочку, для управления положением витка используются также проводники, создающие квазистационарное поперечное поле. Они расположены вне камеры (см. рис. 10). Катушки, создающие продольное поле, размещаются на поверхности камеры. Их число и конструкция различны для раз-

личных установок Токамак. В настоящее время они обычно изготавливаются в виде блоков, залитых в эпоксидную смолу. В большинстве установок источником электрического питания катушек служат мощные конденсаторные батареи. Исключение представляла только установка Т-3, самая крупная в семействе токамаков. В этой установке продольное магнитное поле с напряженностью до 38 килоэрстед создавалось с помощью генератора, импульсная мощность которого может быть доведена до 75000 квт. Этот же генератор предназначается для питания новой установки Т-4.

Параметры установок, на которых за последние годы выполнялась основная программа экспериментов, приведены в таблице.

Таблица

Параметры установок Токамак

Модель	R (см)	b (см)	α_{max} (см)	H_0^{max} (кэ)	t_{max} (мсек)	J_{max} (ка)
Т-3 (Т-3а)	100	25	15	38	70	140
Т-5	62	25	15	12	6	50
ТМ-3	40	12	8	30	6	40

На месте установки Т-3 сейчас сооружена установка Т-4. В этом новом устройстве предполагается довести напряженность продольного магнитного поля до 50-55 кэ без существенного изменения геометрических параметров по сравнению с Т-3. Установка Т-5 демонтирована и заменена установкой Т-6 [28а], в конструкцию которой внесены значительные изменения. Основное из них состоит в том, что металлические оболочки двухслойной камеры поменялись местами. Толстая медная оболочка, покрытая изнутри слоем испаренного золота (для улучшения вакуумных свойств), находится в непосредственной близости к плазменному витку. Она состоит из четырех секций, отделенных друг от друга поперечными разрезами. Кроме того, каждая секция имеет продольные разрезы (см. рис. 11). Внешняя оболочка сварена из сильфонов из нержавеющей стали. Секции внутренней оболочки электрически изолированы от внешнего кожуха, но в вакуумном отношении они представляют единое целое. Описанная конструкция была выбрана на основании соображений об обеспечении наилучших условий для подавления магнитогидродинамических неустойчивостей плазменного витка. *Argioxi* можно предположить, что приближение проводящей оболочки к поверхности плазмы позволит лучше стабилизировать высокие моды магнитогидродинамических возмущений. Мы надеемся, что уже в ближайшее время опыт подтвердит или опровергнет эти предположения [28б].

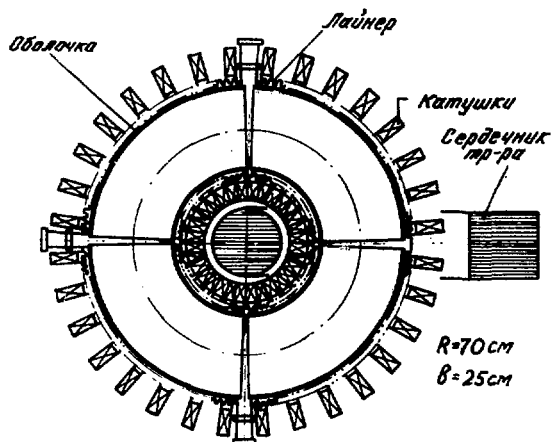


Рис. 11. Схема установки Т-6.

§ 7. ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКАХ

Основными физическими параметрами, характеризующими свойства плазмы, являются: n_e , T_e , T_i , радиус сечения витка a , плотность тока j_0 . Важное значение имеют такие характеристики как запас тепловой энергии в плазме W , среднее время сохранения тепловой энергии τ_E и среднее время жизни заряженных частиц τ_p . Кроме того, для понимания ряда физических процессов, происходящих в плазме, существенное значение имеет информация о концентрации нейтральных атомов водорода (или дейтерия) и концентрации ионов тяжелых примесей. По мере развития исследований по программе "Токамак" методы, используемые для определения указанных параметров, совершенствовались и число их постепенно возрастало. Поскольку в физике плазмы не всегда удается дать однозначную интерпретацию результатам отдельного измерения, то в принципе нужно располагать возможно большим числом независимых экспериментальных методов. Путем сравнения полученных с их помощью данных можно осуществлять перекрестную проверку и делать достаточно надежные выводы.

В этом направлении за последние годы достигнуты определенные успехи, но пока все же состояние диагностической методики в экспериментальной программе "Токамак" нельзя признать вполне удовлетворительным. Большая часть применяемых методов позволяет измерять интегральные характеристики плазменного витка, из которых нельзя получать информацию о локальных значениях таких параметров как ионная температура,

плотность тока, содержание примесей. Только недавно (1969 г.) на установке Т-3А были выполнены измерения электронной температуры по лазерному рассеянию, позволявшие определить T_e как функцию от r [23]. На других советских установках такие измерения еще не сделаны. Вследствие указанной причины при интерпретации экспериментальных данных обычно приходится довольствоваться величинами, усредненными (тем или иным способом) по сечению плазменного витка. Это часто вызывает некоторую неоднозначность в выводах из экспериментальных работ.

Перейдем к описанию экспериментальных методик, применяемых в исследованиях на установках Токамак. Для каждого импульса тока обычно снимается некоторая стандартная группа осциллограмм, а также показания датчиков, специально используемых в данном эксперименте. В стандартный комплект входят осциллограммы тока в плазме и вихревого напряжения на камере и показания радиоинтерферометра, измеряющего среднюю величину электронной концентрации в плазменном витке [24]. Фактически с помощью радиоинтерферометра измеряется $\int n_e dl$, где интегрирование производится вдоль вертикали вблизи диаметра плазменного витка. Поэтому для определения среднелинейной величины нужно знать диаметр сечения плазмы, т.е. величину $2a$. Радиоинтерферометрические измерения обычно ведутся на длине волны 2 мм. Поскольку положение узкого лучка радиоволн, пересекающего плазму, фиксировано, то при изменении смещения δ во время процесса показания радиоинтерферометра в разные моменты времени будут относиться к несколько различным участкам сечения плазмы. Однако это не вносит заметную неопределенность в интерпретацию результата измерений, так как обычно $s/a \ll 1$. Соотношение между величиной концентрации, найденной радиоинтерферометрически при усреднении n_e по диаметру сечения витка, и величиной, соответствующей усреднению n_e по всему объему плазмы, зависит от вида функции $n_e(r)$. Если принять, что n_e зависит от r по параболическому закону (такое предположение достаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными), то средняя электронная концентрация, найденная радиоинтерферометрически, должна быть равна $4/3 \bar{n}_e$, где \bar{n}_e — концентрация, усредненная по всему объему плазмы.

Для измерения профиля плотности плазмы, т.е. функции $n_e(r)$, применяются многоканальные радиоинтерферометры, с помощью которых плазма просвечивается в двух перпендикулярных направлениях [25] (рис. 12). На установке Т-3 в таких измерениях использовалось до 24 отдельных лучей (ввиду своей большой трудоемкости эти данные не входили в стандартный комплект). Обработка данных микроволнового зондирования позволяет определить значение n_e в функции координат и времени.

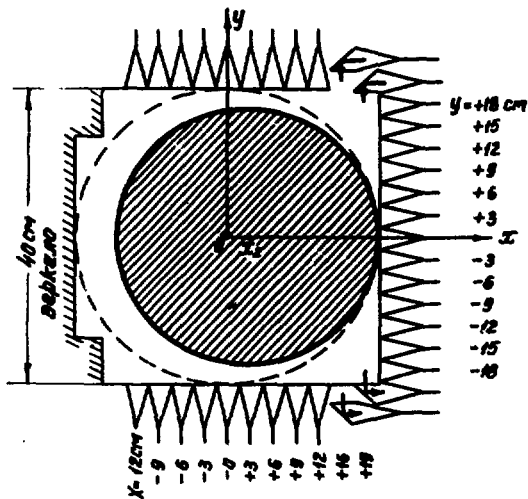


Рис. 12. Многоканальный микроволновый интерферометр.

Для измерения положения плазменного витка относительно стенок камеры применяются магнитные зонды [26]. Магнитный зонд представляет собой небольшую катушку, измеряющую азимутальную слагающую магнитного поля H_{φ} .

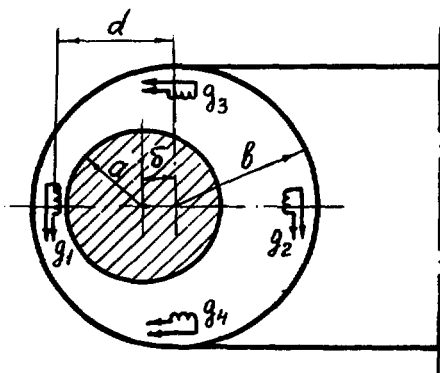


Рис. 13. Расположение магнитных зондов.

Два таких зонда (g_1 и g_2 на рис. 13) помещаются в одном и том же поперечном сечении в экваториальной плоскости камеры, на равных расстояниях от медной оболочки*. Во время разрядного импульса снимаются осциллограммы суммы сигналов обоих зондов U_1 и их разности U_2 . Пользуясь результатами теоретических расчетов, от-

* В тех случаях, когда надо проверить положение плазменного витка по вертикали, т.е. его смещение относительно экваториальной плоскости, используются зонды g_3 и g_4 .

носящихся к равновесию плазменного витка, можно установить соотношение между показаниями магнитных зондов и величиной смещения \mathcal{S} . Если предположить, что медная оболочка обладает идеальной проводимостью и пренебречь влиянием разрезов в ней на распределение токов Фуко, то будет иметь место равенство:

$$\mathcal{S} = \frac{d(b^2 - a^2)}{b^2 + a^2} \frac{u_2}{u_1} + \frac{a^2}{b^2} S_H + \frac{a^2}{2R} \ln \frac{b}{a} + \frac{d^2}{2R} \frac{b^2 - d^2}{b^2 + d^2} \left(1 + \ln \frac{b}{d}\right), \quad (7.1)$$

где d - половина расстояния между зондами. При выводе этой формулы предполагалось, что сигналы зондов, обусловленные вакуумным поперечным магнитным полем H_L , скомпенсированы в измерительной схеме.

Если подставить в эту формулу выражение (3.2) для \mathcal{S} , то получается уравнение, связывающее величину индуктивности плазменного шнура $\mathcal{L} = 4\pi R (\ln \frac{b}{a} + li)$ и параметр $\beta\gamma$ с величиной отношения $\frac{u_2}{u_1}$:

$$\frac{\mathcal{L}}{4\pi R} + \beta\gamma = \frac{1}{2} + \frac{2Rd}{b^2 + d^2} \frac{u_2}{u_1} + \frac{d^2}{b^2 + d^2} \left(1 + \ln \frac{b}{d}\right) - \frac{2R}{b^2} S_H. \quad (7.2)$$

Однако из-за конечной проводимости медной оболочки и наличия в ней разрезов применение формул (7.1), (7.2) может приводить к значительной ошибке в определении параметров плазменного витка. Формулы, в которых учитываются поправки на неидеальность оболочки, приведены в § П.2 при обсуждении результатов экспериментального исследования равновесия плазмы в установках Токамак.

Большое значение в экспериментах на установках Токамак имеют измерения так называемого диамагнитного эффекта, так как из этих измерений определяется полный запас тепловой энергии в плазме. Диамагнитный эффект состоит в том, что поток продольного магнитного поля Φ_0 через сечение плазменного витка уменьшается с увеличением давления плазмы при фиксированных значениях H_0 и J . Пусть $\delta\Phi_0$ обозначает изменение потока продольного поля в сечении плазменного витка, происходящее при разряде в камере. В установках Токамак $|\delta\Phi_0/\Phi_0| \ll 1$. При этом условии из уравнения (3.1) следует*

$$\delta\Phi_0 = \frac{2\pi}{c^2 H_0} (J^2 - 2\pi c^2 a^2 \rho). \quad (7.3)$$

* В предположении об изотропном распределении скоростей электронов и ионов.

Строго говоря, это уравнение справедливо только для цилиндрического плазменного столба. Однако, как было показано Шафрановым [27], поправка на тороидальность для обычных условий опыта незначительна.

Измерение $\delta\Phi_0$ позволяет найти величину $a^2\rho$, а следовательно, определить тепловую энергию плазмы, так как

$$a^2\rho = \frac{2}{3\pi} W, \quad (7.4)$$

где W – запас тепловой энергии на единицу длины плазменного витка.

В принципе $\delta\Phi_0$ можно найти, измеряя напряжение на кольцевом проводнике, охватывающем плазменный шнур. При этом необходимо учесть, что полный поток продольного поля, создаваемого внешними катушками, не должен изменяться при появлении $\delta\Phi_0$, так как импеданс источников питания очень мал. Главная трудность, возникающая в таких измерениях, заключается в том, что относительная величина изменения потока всего лишь порядка 10^{-3} . Поэтому даже очень небольшие колебания напряженности продольного поля H_0 во время разрядного импульса могут сильно отразиться на измеряемом эффекте. Рассматриваемый способ определения $\delta\Phi_0$ обладает еще одним специфическим недостатком: результаты измерений могут быть сильно искажены при небольших изменениях в ориентации плазменного витка по отношению к измерительному контуру. От этого недостатка практически свободен метод измерения $\delta\Phi_0$, основанный на том, что при изменении магнитного потока в плазме возникает электродвижущая сила, изменяющая величину тока, текущего через катушки продольного поля. Если катушка замкнута на источник тока, сопротивлением которого можно пренебречь, то должно иметь место равенство

$$N \cdot \delta\Phi_0 + L_k \cdot \delta J_k = 0, \quad (7.5)$$

где N – полное число витков в катушках, L_k – их суммарная индуктивность и J_k – текущий в них ток. На рис. 14 показана принципиальная схема измерения диамагнитного эффекта, применявшаяся на установке Т-3 [28]. Первичная обмотка измерительного трансформатора включена последовательно с катушками, создающими продольное поле. Выводы вторичной обмотки присоединены к двум каналам: I – опорному и II – измерительному. Выбор емкостей C_1 , C_2 , C_3 производится таким образом, чтобы опорный канал пропускал сигнал от медленно нарастающего поля в катушках (постоянная времени ~ 1 сек) и отфильтровывал диамагнитный сигнал (постоянная времени порядка нескольких десятков миллисекунд). Наибольшая трудность в этих

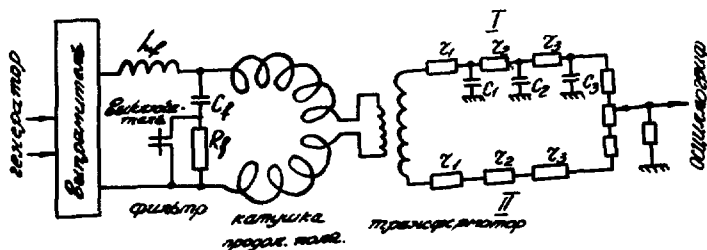


Рис. 14. Схема диамагнитных измерений на установке Т-3.

измерениях состояла в том, что первоначальные пульсации тока, возникающие при работе игнитронного выпрямителя (частота равна 600 гц) в обычных режимах разряда превосходили ожидаемое значение δJ_k на два порядка величины. Для ослабления этих пульсаций в цепь питания продольного магнитного поля был введен специальный LC фильтр, включающийся и выключающийся во время эксперимента с помощью импульсного выключателя (это диктовалось требованиями защиты цепей питания). Введение фильтра позволило уменьшить амплитуду пульсации тока в ~ 1000 раз.

В описываемой измерительной схеме на осциллограф поступает сигнал, пропорциональный производной δJ_k по времени. Этот сигнал можно предварительно проинтерпретировать введением дополнительного контура, однако практически оказывается более удобным получать осциллограммы производной δJ_k , так как при этом проще внести в данные необходимые поправки (например, поправку на влияние проводящего лайнера).

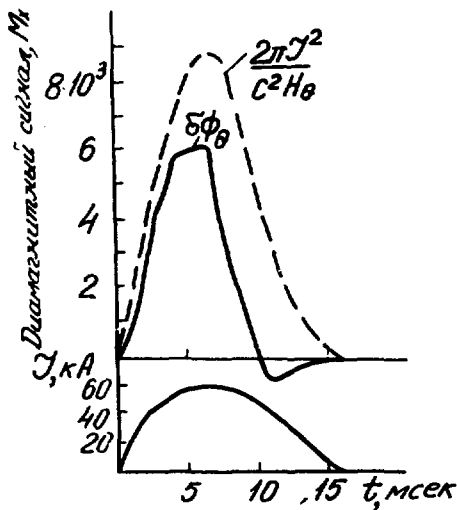


Рис. 15. Измерения диамагнитного эффекта.

На рис. 15 приведены для иллюстрации результаты измерений диамагнитного сигнала для разрядного импульса на установке Т-3. Разность кривых $2\pi J^2/c^2 H_0$ и $\delta\Phi_0$ дает величину W .

Зная запас энергии в плазме, можно вычислить величину B_p , входящую в формулу (3.2) для смещения плазменного витка ($B_p = \frac{4c^2 W}{3 J^2}$). Таким образом, в этой формуле остается два неизвестных параметра - радиус сечения плазмы a и внутренняя индуктивность плазмы li . Если сделать естественное предположение о том, что в фазе, когда распределение тока установилось, оно может быть изображено в виде кривой, имеющей форму колокола, то li должно быть близко к единице. При этом предположении из данных о величине смещения, полученных методом магнитных зондов, можно найти a . При этом, однако, следует считаться с необходимостью внесения поправок в расчетные формулы для учета влияния таких факторов, как неидеальность проводящей оболочки, наличие разрезов в ней и воздействие рассеянных полей железного трансформатора. Эти поправки зависят от особенностей конструкции каждой экспериментальной установки, а также от условий эксперимента (в частности, от длительности импульса тока в плазме). Неточность в определении указанных поправок может являться главным источником погрешности при вычислении радиуса сечения плазмы и связанной с этим неопределенности в оценке средних значений температуры и электропроводности плазмы (см. ниже § П.4).

Прямой метод определения T_e дают измерения рассеяния лазерного луча в плазме [23, 29]. На рис. 16 показана принципиальная схема измерительной аппаратуры.

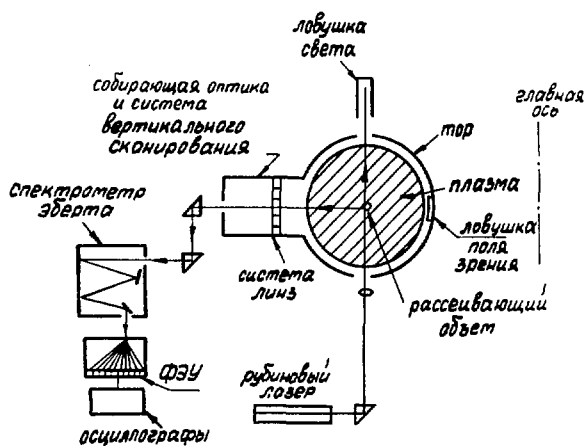


Рис. 16. Измерения лазерного рассеяния на установке Т-3А.

Световой пучок от рубинового лазера проходит через камеру Т-3А в вертикальном направлении. Свет, рассеянный некоторым малым элементом объема плазмы (порядка $0,1 \text{ см}^3$), под углами, близкими к 90° , с помощью оптической системы направляется на вход спектрометра Эберта с дифракционной решеткой. Спектр рассеянного излучения со стороны коротких волн разбивается на 10 каналов, каждому из которых соответствует интервал длин волн шириной 78 \AA . С помощью волоконистой оптики световой импульс от каждого канала передается на вход отдельного фотоумножителя. Ввиду большой величины фона, создаваемого собственным излучением плазмы, лазер используется в режиме гигантского импульса. Оптическая система позволяет при помощи призмленного перископа и линз, установленных на пути рассеянного пучка, сканировать рассеяние по вертикальному направлению, т.е. измерять спектр излучения, рассеянного элементами объема плазмы, расположенными вдоль первичного лазерного луча на разных расстояниях от экваториальной плоскости (лазерный луч направлен по диаметру сечения плазменного витка). Благодаря этому удается найти зависимость T_e от r .

Другой метод определения T_e базируется на измерениях диамагнитного эффекта. Эти измерения дают непосредственно величину интеграла $\int n_e(T_e + \gamma T_i) ds$, где γ - отношение концентрации ионов к концентрации электронов, а ds - элемент площади поперечного сечения плазмы. Для чистой водородной (или дейтериевой) плазмы $\gamma = 1$. Однако наличие в плазме многозарядных примесей приводит к снижению величины γ . По ряду оценок эта величина в реальных условиях опыта колеблется от 0,8 до 0,9. В большинстве опубликованных ранее исследований, выполненных на установках Токамак, вычисления среднего значения \bar{T}_e на основе измерений диамагнитного эффекта делались при следующих предположениях:

а) электронная температура зависит от r по параболическому закону:

$T_e(r) = T_e(0)(1 - r^2/a_T^2)$, где a_T - "температурный радиус" плазмы. В принципе он может быть вычислен путем сопоставления данных, получаемых с помощью магнитных зондов, с результатами измерений диамагнитного эффекта;

б) отношение T_i/T_e и коэффициент γ не зависят от r ;

в) электронная концентрация зависит от r по параболическому закону

$n_e = n(0)(1 - r^2/a_n^2)$, где a_n определяется с помощью многолучевого зондирования плазмы пучками радиоволн. Экспериментальные данные, полученные ме-

* Произвол в выборе значения γ слабо отражается на величине \bar{T}_e , так как ионная температура всегда значительно (обычно в несколько раз) ниже электронной.

тодом многолучевого зондирования, не очень сильно расходятся с принятым предположением о виде функции $N_e(z)$. Однако радиус плазменного витка, измеренный по электронной концентрации, немного отличается от "температурного" радиуса a_T , причем $a_n > a_T$. Различие между a_n и a_T нетрудно объяснить. Величина a_n дает предельный размер области, занятой плазмой, тогда как a_T указывает радиус горячей зоны, в пределах которой протекает ток. Горячая зона уже, чем все сечение плазмы, из-за наличия диафрагмы. Плазма, находящаяся в области, где z выходит за границы отверстия диафрагмы, имеет очень низкую температуру вследствие интенсивного охлаждения, хотя величина $N_e(z)$ в этой области может быть не очень мала. Взаимодействие плазмы с краями диафрагмы приводит к тому, что большая часть теплового потока, обусловленного теплопроводностью и диффузией (т.е. связанного с заряженными частицами), выделяется на диафрагме в пределах узкой кольцевой области. Поэтому, если не использовать для определения a_T данные, получаемые с помощью магнитных зондов (интерпретация которых затруднена необходимостью внесения поправок), то можно принять, что температурный радиус приблизительно равен расстоянию от осевой линии плазменного витка до края диафрагмы. При сделанных выше предположениях

$$\int N_e (T_e + \gamma T_i) ds = \frac{3}{2} \pi a^2 \left(1 - \frac{a^2}{3a_n^2}\right) N_e(\text{rad}) (\bar{T}_e + \gamma \bar{T}_i), \quad (7.6)$$

где $N_e(\text{rad})$ - обозначает среднее значение электронной концентрации, измеряемое с помощью однолучевого зондирования:

$$N_e(\text{rad}) = \frac{1}{2a_n} \int N_e dl = \frac{2}{3} N_e(0). \quad (7.7)$$

Пользуясь формулой (7.6), можно найти среднее значение $\bar{T}_e + \gamma \bar{T}_i$. Наибольшая погрешность в указанной процедуре связана с произволом в выборе величины a . Влияние этого произвола можно значительно ослабить, если перейти от вычисления средней температуры по сечению к вычислению среднего значения температуры в расчете на 1 электрон плазмы. В этом случае вычисления становятся независимыми от выбора функций $T_e(z)$ и $T_i(z)$. При таком способе подсчета

$$\overline{T_e + \gamma T_i} = \frac{1}{N_e} \int N_e (T_e + \gamma T_i) ds. \quad (7.8)$$

Здесь для N_e можно взять либо полное число электронов на 1 см длины плазменного витка, либо число электронов на 1 см длины в пределах внутреннего сечения диафрагмы. Происходящая отсюда неточность в вычислении среднего значения $T_e + \gamma T_i$ составляет не более 15%. Обычно в условиях опытов $\gamma T_i < T_e$ и поэтому некоторая неопределенность в выборе среднего значения γT_i (экспериментально измеряется максимальная величина $T_i(0)$) не вносит существенной ошибки в величину \bar{T}_e , определяемую с помощью формулы (7.6) или (7.8). Среднее значение \bar{T}_e в расчете на 1 электрон плазмы превышает величину T_e , усредненную по объему плазменного витка. Отношение этих двух средних составляет 1,35–1,45. В дальнейшем мы обычно будем указывать электронную температуру, усредненную по частицам (а не по объему).

Метод вычисления \bar{T}_e по диамагнитному эффекту применяется уже в течение многих лет. По точности и объему получаемой информации он значительно уступает прямому методу, в котором используется томсоновское рассеяние лазерного луча. Однако в методическом отношении он более прост и поэтому, вероятно, будет применяться для приближенной оценки и в дальнейшем.

Для измерения ионной температуры на установках Токамак применяется метод, разработанный Афросимовым и др. [30]. В этом методе измеряется энергетический спектр быстрых нейтральных атомов водорода или дейтерия, возникающих при перезарядке протонов (или дейтронов) плазмы на медленных атомах, которые проникают в плазменный виток из окружающего пространства (главным образом благодаря десорбции газа со стенок лайнера). Поток быстрых атомов через коллиматор с узкими щелями попадает в измерительное устройство, присоединяемое к патрубку разрядной камеры. Коллиматор выделяет атомы, летящие вдоль узкого канала вблизи горизонтального диаметра сечения плазменного витка. В измерительном устройстве пучок атомов сначала проходит участок, в котором создается поперечное электрическое поле, благодаря чему заряженные частицы отсеиваются. Затем пучок попадает в камеру, наполненную азотом при давлении $10^{-3} - 10^{-4}$ торр. В этой камере часть быстрых атомов ионизируется при столкновении с молекулами азота (так называемый процесс "обдирки"). Восстановленные ионы анализируются по массе и энергии путем отклонения в электрическом и магнитном поле. Они регистрируются либо с помощью открытого электронного умножителя, либо при помощи сцинтилляционного счетчика, в который попадают вторичные электроны, выбитые ионами из мишени и ускоренные электрическим полем. В обоих случаях производится счет импульсов, вызываемых попаданием отдельных частиц.

Температура ионов определяется по энергетическому спектру атомов перезарядки. Это представляется законным, если в ионной компоненте успевает устанавливаться

локальное максвелловское распределение, характеризующееся одинаковой температурой для пролетных и запертых частиц с любым направлением скорости. Дело в том, что фактически с помощью описываемого метода измеряется энергетический спектр ионов, у которых скорости составляют очень малые углы с плоскостью поперечного сечения плазменного витка. Это запертые частицы особого рода, у которых величина

$$d_0 = \frac{U_d}{v_{II}} \frac{H_0}{H_p}$$

может значительно превышать единицу и поэтому их траектории по форме отличаются от обычных "балановых" траекторий. На эти траектории, в частности, должны оказывать очень существенное влияние даже относительно небольшие отклонения от симметрии продольного поля (см. § 2).

Большие вертикальные смещения, вызванные дрейфом, могут привести к тому, что распределение частиц, принадлежащих к этой группе, по объему плазмы будет асимметричным. При этом асимметрия должна быть выражена тем сильнее, чем выше энергия частиц, так как с ростом энергии увеличивается скорость дрейфа и возрастает вызванное им смещение по оси y . Некоторые указания на наличие такого эффекта были получены в отдельных экспериментах [31]. Однако полученные до сих пор данные об эффекте асимметрии носят отрывочный характер, и мы поэтому воздерживаемся от их интерпретации. Из сказанного можно сделать вывод, что к результатам измерений ионной температуры следовало бы относиться с некоторой осторожностью. Однако эксперименты на установке Т-6 [28a] подтвердили правильность вышеизложенного метода определения T_i . Величина $T_i(0)$ оказалась одинаковой для свободных и для запертых частиц.

В экспериментах с дейтериевой плазмой, в условиях, когда осуществляется достаточно эффективный нагрев ионов, максимальная величина T_i в плазменном шнуре может быть измерена по интенсивности потока нейтронов. Нейтронное излучение впервые было зарегистрировано в опытах на установке Т-3А [32]. С достаточной уверенностью можно считать, что оно обусловлено только термоядерным эффектом. В энергетическом спектре дейтронов доля очень быстрых частиц слишком мала для того, чтобы они могли вызвать заметное нейтронное излучение за счет "мишенного" эффекта, т.е. при столкновениях с медленными дейтронами плазмы или же с атомами дейтерия, адсорбированными на стенках лайнера и краях диафрагмы. Простые оценки показывают, что "мишенный" эффект в условиях выполнявшихся до сих пор опытов на несколько порядков величины ниже порога регистрации. Для регистрации нейтронов использовались борные счетчики в парафиновом блоке. Контрольные опыты позволяли легко отделять нейтронное излучение от фона, создаваемого жесткими рентгеновскими лучами.

Для того чтобы по величине нейтронного потока найти максимальную температуру плазмы $T_i(0)$, нужно, вообще говоря, знать вид функции $T_i(z)$ и радиальное распределение концентрации (последнее известно из радиоинтерферометрических данных).

Однако вследствие экспоненциальной зависимости скорости реакций от температуры ионов некоторый произвол в выборе закона распределения температуры по сечению витка слабо сказывается на вычисленных значениях $T_i(0)$ в области тех относительно невысоких значений ионной температуры, которые характерны для опытов, проведенных на установке Т-3А.

Величины $T_i(0)$, вычисленные по интенсивности нейтронного излучения, оказались в очень хорошем согласии с данными анализа энергетического спектра атомов перезарядки.

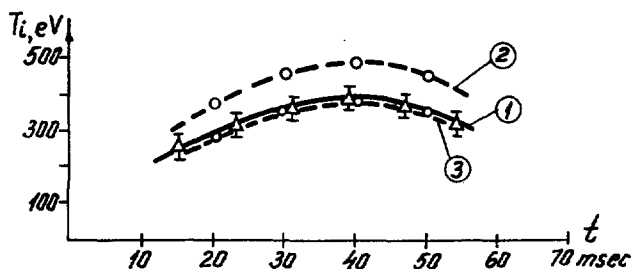


Рис. 17. Изменение ионной температуры в течение разряда: 1 - по спектру атомов перезарядки; 2 - по нейтронному выводу в предположении параболического распределения $T_i(z)$; 3 - по нейтронному выводу для $T_i(z) = const$, $a = 12$ см.

На рис. 17 приведены для сравнения кривые изменения $T_i(0)$ во время разряда, построенные по данным анализа энергий атомов перезарядки и на основании измерений выхода нейтронов, при двух различных предположениях о виде функции $T_i(z)$. Согласие между данными, полученными с помощью двух описанных методов, повышает нашу уверенность в законности использования каждого из них и ослабляет те сомнения, которые были высказаны выше в отношении метода, основанного на анализе энергетического спектра быстрых атомов.

Для грубой оценки среднего значения T_i в объеме плазмы можно воспользоваться также результатами измерений доплеровского расширения спектральных линий водорода и дейтерия. Опыты, поставленные с этой целью, описаны Мирновым и Семеновым [33]. В определенный момент времени в дейтериевую плазму с помощью импульсного клапана впрыскивается струя водорода. Она проникает в плазменный

шнур сверху. При перезарядке медленных атомов водорода на ионах дейтерия в поверхностном слое плазменного шнура образуются атомы дейтерия, обладающие достаточной скоростью для того, чтобы проникнуть в глубь плазмы. Появление дополнительного потока нейтральных атомов в горячей зоне дейтериевой плазмы вызывает резкое увеличение интенсивности линий Бальмеровской серии дейтерия, уширенных вследствие доплер-эффекта. Наблюдается излучение из области, расположенной на несколько сантиметров ниже экваториальной плоскости плазменного витка, для того чтобы уменьшить вклад от процессов, происходящих в районе, где струя водорода бомбардирует поверхность плазмы (в этой области возбужденные атомы дейтерия и водорода должны иметь низкую температуру).

Следует предположить, что если измерять ширину спектральных линий для дейтерия и водорода через достаточно малый промежуток времени после открывания импульсного клапана, то линии дейтерия будут уширены значительно больше, чем линии водорода (так как атомы водорода в основном будут сосредоточены вблизи периферии плазменного витка и медленно проникают внутрь). Измеряя распределение интенсивностей по профилю наблюдаемой линии D_{α} или D_{β} , можно попытаться оценить среднюю температуру ионов. Недостатком указанного способа определения среднего значения \bar{T}_i является некоторая неопределенность в интерпретации получаемых результатов. Измеряемый спектральный профиль представляет собой результат наложения линий, возникающих в различных элементах плазменного объема. Вклад отдельных элементов объема в профиль регистрируемой линии зависит от неизвестного распределения нейтральных атомов по сечению плазмы. Поэтому измеренное доплеровское уширение дает значение \bar{T}_i , которое отвечает некоторому, не очень точно определенному усреднению по различным участкам объема плазмы. Тем не менее, данные таких измерений могут оказаться весьма полезными, так как они служат индикатором эффективности ионного нагрева при сравнении различных режимов опыта. До настоящего времени указанным способом были получены только отрывочные результаты. Поэтому пока еще трудно провести количественное сравнение этих результатов с теми, которые дает широко применяемый метод анализа энергетического спектра атомов перезарядки. С качественной стороны между обеими группами данных нет противоречия (средняя величина \bar{T}_i , измеренная по доплеровскому уширению, составляет около 1/2 от величины $T_i(0)$, измеренной обычным методом). Кроме перечисленных экспериментальных методик, которые дают основной вклад в информацию о поведении плазмы в установках Токамак, используются также следующие диагностические методы:

а) измерения интенсивности спектральных линий водорода и ионов многозарядных примесей [34, 35];

б) болометрический метод измерения потерь энергии из плазмы, обусловленных электромагнитным излучением и потоком атомов перезарядки. Для этих измерений применяются малоинерционные полупроводниковые болометры [36];

в) измерения возмущений магнитного поля вблизи поверхности плазменного витка с помощью системы из большого числа магнитных зондов, расположенных в точках с различными значениями θ и φ [37];

г) измерения интенсивности мягкого рентгеновского излучения, возникающего вследствие радиационного торможения электронов и при процессах радиационной рекомбинации [38].

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В.Д.Шафранов. В кн. "Вопросы теории плазмы", 2, Госатомиздат, М., 1963.
2. V.S.Muchovatov, V.D.Schafraanov, Nucl. Fusion, 11, 605 (1971).
3. А.К.Бажанова, В.С.Стрелков, В.Д.Шафранов. "Атомная энергия", 20, 146 (1966).
4. В.Д.Шафранов. ЖЭТФ, 37, 1088 (1959).
5. Э.И.Курченко. ЖТФ, 37, 1456 (1967).
6. D.Pfirsich, A.Schlüter. Rep. Max Planck Inst., Munich, MPI-PA7-62, 1962.
7. Б.Б.Кадоццев, В.Д.Шафранов. ДАН СССР, 167, 1273 (1966).
8. В.Д.Шафранов. "Атомная энергия", 19, 120 (1956).
9. А.А.Галеев, Р.З.Сагдеев. ЖЭТФ, 53, 348 (1967).
10. Л.М.Коврижных. ЖЭТФ, 56, 877 (1969).
11. А.А.Галеев. ЖЭТФ, 59, 1378 (1970).
12. A.A.Ware. Phys. Rev. Letts., 25, 916, 1970.
- 13а. M.N.Rosenbluth, R.Haseltine, F.L.Hinton. Phys. Fluids, 15, 116 (1972).
13. А.А.Галеев, Р.З.Сагдеев. ДАН СССР, 189, 1204 (1969).
14. А.А.Галеев, Р.З.Сагдеев. Письма ЖЭТФ, 13, 162 (1971).
- 14а. Б.Б.Кадоццев, В.Д.Шафранов. In Plasma Phys and Contr. Nucl. Fusion Res. (Proc. 4 Int Conf., Madison, 1971), 2, 479, IAEA, Vienna.
- 14б. R.I.Bickerton et al. Nature, 229, 4, 110 (1971).
15. В.Д.Шафранов. "Атомная энергия", 5; 38 (1956).
16. В.Д.Шафранов. ЖТФ, 40, 741 (1970).
- 16а. P.H.Rutherford, H.P.Furth, M.N.Rosenbluth. In Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res. (Proc. 4 Int. Conf. Madison, 1971).
17. C.Mercier. Nucl. Fusion Suppl., 2, 801 (1962).
18. В.Д.Шафранов, Э.И.Курченко. ЖЭТФ, 53, 1157 (1967).
19. Б.Б.Кадоццев, О.И.Погуце. В кн. "Вопросы теории плазмы", 5, 276, Атомиздат, 1967.
20. Б.Б.Кадоццев, О.И.Погуце. Nucl. Fusion, 11, 67 (1971).
21. Л.И.Рудаков, Е.К.Завойский. "Атомная энергия", 23, 417 (1967).
22. Л.И.Рудаков, В.Н.Цытович. Plasma Physics, 13, 213, 1971.
23. N.J.Peacock et al. Nature, 224, 448 (1969).

24. Е.П.Горбунов. В кн. "Диагностика плазмы", 1, 68, Госатомиздат, 1963.
25. Е.П.Горбунов и др. В кн. "Диагностика плазмы", 2, 188 (1968).
26. С.В.Мирнов. "Атомная энергия", 17, 209 (1964).
27. В.Д.Шафранов. "Атомная энергия", 19, 175 (1965).
28. С.В.Мирнов. "Атомная энергия", 26, 458 (1969).
- 28а. Н.Д.Виноградова и др. In Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res. (Proc. 4 Int. Conf. Madison), 2, 471, 1971, IAEA, Vienna.
- 28б. V.S.Vlasenkov et al. Proc. Conf. on Toroidal Systems, Munich, 11610, 1973.
29. А.М.Анашин и др. ЖЭТФ, 60, 2095 (1970).
30. В.В.Афросимов, М.П.Петров. ЖТФ, 37, 1995 (1967).
31. М.П.Петров. ЖТФ, 38, 938 (1968).
32. Л.А.Арцимович и др. Письма ЖЭТФ, 10, 130 (1969).
33. С.В.Мирнов, И.Б.Семенов. "Атомная энергия", 28, 128 (1970).
34. Д.А.Щеглов. В кн. "Диагностика плазмы", 3, 284 (1971).
35. Э.И.Кузнецов, Н.Д.Виноградова. Письма ЖЭТФ, 8, 59 (1971).
36. Л.Л.Горелик, К.А.Разумова, В.В.Синицын. In Plasma Phys. and Contr. Nucl. Phys. Res. (Proc. 2 Int. Conf. Culham, 1965), 2, 647, 1966, IAEA, Vienna.
37. С.В.Мирнов, И.Б.Семенов. "Атомная энергия", 30, 21 (1971).
38. Д.А.Щеглов. Письма ЖЭТФ, 6, 949 (1967).

Технический редактор Е. Д. Маркова

Т - 05223. 11. 03. 74 г. Формат 60 x 90/8. Уч. - изд. л. 3,22.
Тираж 200. Заказ 354. Цена 32 коп. ОНТИ. ИАЭ

