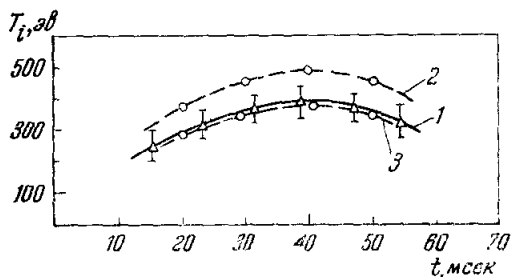


Л. А. Арцимович. О нагреве ионов в установке «Токамак»

Изложены результаты экспериментов по нагреванию ионов в тороидальном плазменном шнуре на установке «Токамак». Ранее было показано, что, подбирая необходимые соотношения продольного и поперечного магнитных полей, можно получить стабилизированный плазменный шнур, существующий в течение времени порядка $5 \cdot 10^{-2}$ сек. Нагревание электронов происходит за счет джоулевых потерь тока в плазме. Показано, что нагревание ионов в плазме при сравнительно высоких концентрациях ($\sim 3 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$) происходит в основном за счет кулоновских столкновений с горячими электронами, тогда как при меньшей плотности плазмы для нагревания ионов необходимо протекание специфических плазменных процессов, связанных с развитием неустойчивостей.

Одним из наиболее важных вопросов эксперимента на «Токамаке» является определение ионной температуры T_i . В течение ряда лет T_i определялась по энергетическому спектру нейтральных атомов, выходящих из плазменного шнура. Такие атомы



возникают в результате перезарядки ионов плазмы на атомах нейтрального газа и несут информацию об энергии ионов плазмы. Этот метод был разработан в Физико-техническом институте АН СССР (Ленинград). Для независимой оценки T_i при ионной температуре, превышающей 300 эв, использовалась также регистрация нейтронного излучения, возникающего в объеме тороидальной камеры за счет D — D-реакции. Хотя интенсивность нейтронного излучения мала ($\sim 10^6$

нейтронов на импульс), чувствительность аппаратуры позволяет измерять T_i в течение ~ 30 — 40 мсек. Кривые $T_i(t)$, полученные из анализа спектра нейтральных атомов (кривая 1) и интенсивности нейтронного излучения (кривые 2 и 3 в предположении различной формы распределения $T_i(t)$ внутри плазменного шнура), представлены на рисунке, откуда видно, что измерения $T_i(t)$ двумя независимыми методами дают удовлетворительное совпадение. Ионная температура оказывается в пределах 300—400 эв в течение всего интервала измерений.

А. А. Галеев, Р. З. Сагдеев. Парадоксы классической диффузии плазмы в тороидальных магнитных ловушках^{1,2}

Рассматриваются эффекты увеличения классической диффузии плазмы, обусловленные наличием частиц, запертых в области слабого тороидального магнитного поля. Считается, что повышенная (по сравнению с прямыми системами) классическая диффузия¹ уже обнаружена в простейших ловушках, обладающих аксиальной симметрией («Токамак»). Поэтому основное внимание уделяется отличительным особенностям проявления данного эффекта в ловушках, не обладающих аксиальной симметрией. В качестве конкретного примера рассматривается модель трехзаконного стелларатора с малым тороидальным отношением. Магнитное поле вблизи магнитной оси z (она идет вдоль малой оси тора) имеет вид

$$B_z = B_0 \{1 - \varepsilon_h \cos [3(\vartheta - \alpha z)] - \varepsilon_t \cos \vartheta\} \quad (\varepsilon_t \ll \varepsilon_h \ll 1). \quad (1)$$

Отмечается, что в аксиально-симметричном магнитном поле ($\varepsilon_h \equiv 0$) траектории «запертых» и пролетных частиц отличаются по топологии, но непрерывно переходят друг в друга (рис. 1). Следовательно, малое изменение скорости частицы вдоль поля может перевести частицу из «запертой» в пролетную, но изменит отклонение частицы от магнитной поверхности также на малую величину.

С другой стороны, частицы, «запертые» в области слабого винтового поля в стеллараторе, — «бананы» способны смещаться под действием тороидального дрейфа на конечную величину, а пролетные строго следуют магнитной поверхности (на рис. 2 изображена траектория «запертой» частицы, переходящей в области слабого тороидального

поля в пролетную; рисунок заимствован из численных расчетов А. Комина и др. («Атомная энергия»). Поэтому перевод едва «запертой» частицы в пролетную изменяет ее положение по отношению к магнитной поверхности на конечную величину.

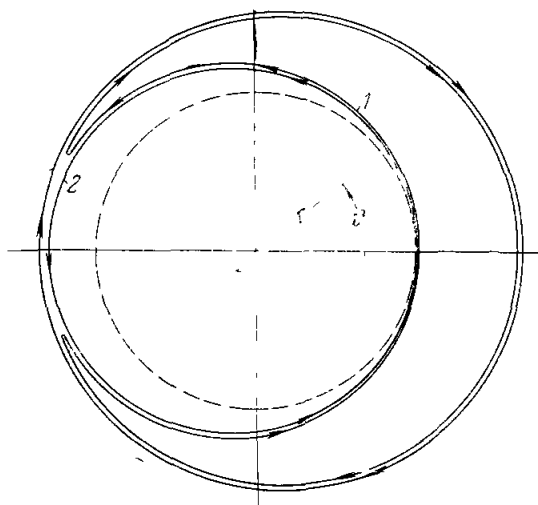


Рис. 1. Траектории «запертых» (1) и пролетных (2, 2') частиц в магнитном поле с аксиальной симметрией.

При учете соударений между «запертыми» и пролетными частицами в фазовом пространстве образуется переходный слой. В самом переходном слое эффективная

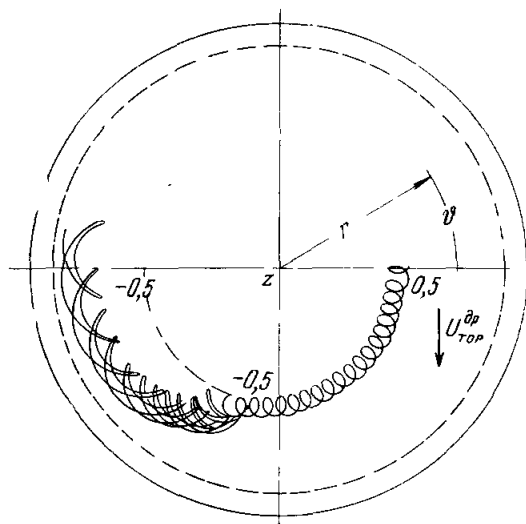


Рис. 2. Траектория частицы, превращающейся в пролетную из «запертой» на неоднородностях винтового поля.

частота соударений оказывается порядка частоты оборота «банана» в поперечной плоскости тороидальной трубы ω_B , а диффузия, подсчитанная в приближении конечного случайного шага, в качестве масштаба имеет боровский коэффициент. Однако, поскольку число частиц в переходном слое уменьшается с уменьшением частоты соударений,

уменьшается и полный коэффициент диффузии ²:

$$\left. \begin{aligned} D &\sim \left(\frac{\nu \Lambda}{\varepsilon_h \omega_E} \right)^{1/2} \varepsilon_h^{1/2} \varepsilon_t^2 \frac{cT}{eB_0} \left(\frac{\omega_*}{\omega_E} - 1 \right), \\ \varepsilon_t / \varepsilon_h &< (\nu / \varepsilon_h \Lambda \omega_E)^{1/2} < 1, \\ \omega_* &= \frac{cT}{eB_0 r} \frac{d(\ln n)}{dr}, \quad \Lambda = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\omega_E \varepsilon_h}{\nu} \right), \quad \omega_E = \frac{c}{rB_0} \frac{d\Phi}{dr}; \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

здесь ν — частота соударений, $\Phi(r)$ — потенциал электрического поля, $n(r)$ и T — плотность и температура частиц.

При более редких соударениях следует учесть, что существует промежуточный класс бананообразных траекторий, переходящих в пролетные (см. рис. 2). Для таких частиц отклонение от магнитной поверхности тем меньше, чем меньшую часть траектории они «заперты» в области слабого винтового поля. Малое изменение скорости из-за соударений для них приводит к малому изменению отклонения. Вследствие этого коэффициент диффузии, как и в аксиально-симметричных системах, оказывается пропорциональным частоте соударений:

$$D \sim \frac{\nu}{\omega_E \varepsilon_t} \varepsilon_h^{1/2} \varepsilon_t^2 \frac{cT}{eB_0} \left(\frac{\omega_*}{\omega_E} - 1 \right), \quad (3)$$

где толщина пограничного слоя предполагается меньшей, чем ширина области промежуточных траекторий:

$$(\nu / \omega_E \varepsilon_h \Lambda_*)^{1/2} < \varepsilon_t / \varepsilon_h, \quad \Lambda_* = \ln(\varepsilon_h / \varepsilon_t).$$

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Галеев, Р. З. Сагдеев, ЖЭТФ 53, 348 (1967).
2. A. A. Galeev, R. Z. Sagdeev, H. P. Furth, M. N. Rosenbluth, Phys. Rev. Lett. 22, 511 (1969).

М. С. Рабинович, И. С. Шлигель. Удержание плазмы в стеллараторе «Ливень-1» ФИАН

В свете современных представлений наиболее перспективными магнитными ловушками, в которых может быть осуществлено длительное удержание плазмы, являются замкнутые, тороидальные. В их число входят токамаки, стеллараторы и ряд других систем.

В отличие от открытых систем с уходящими наружу силовыми линиями магнитного поля, в тороидальных системах силовая линия представляет собой спираль, обвивающую магнитную ось системы, образуя так называемую магнитную поверхность. При этом при одном обороте силовой линии вокруг главной оси тора она поворачивается относительно магнитной оси на некоторый угол i , называемый углом преобразования поворота. В стеллараторах преобразование поворота и магнитные поверхности создаются с помощью внешних токов, в то время как в токамаках — токами, текущими в плазменном шнуре. Перекрещенность силовых линий, т. е. зависимость угла преобразования i от малого радиуса тора, называется «широм» θ . Если $\theta \neq 0$, то можно, в принципе, получить почти устойчивую плазму, причем стабилизация различных неустойчивостей существенно зависит как от параметров самой плазмы (большая или малая длина свободного пробега частиц), так и от вида развивающихся в ней неустойчивостей.

В ФИАН в течение ряда лет изучается удержание плазмы в стеллараторах. Исследования проводятся на специально созданном строго круговом стеллараторе «Ливень-1» (Л-1) с двухзаходной винтовой обмоткой. Такая схема позволила избежать ряда возмущений, присущих другим стеллараторам, использующим прямолинейные участки однородного поля, и тем самым существенно повысить качество магнитного поля нашей установки.

С помощью оригинальной методики было впервые экспериментально показано существование магнитных поверхностей и их разрушение при резонансных значениях угла прокручивания ($i/2\pi = l/m$, где l и m — целые числа) под действием соответствующих гармоник возмущений.

Заполнение вакуумной камеры плазмой осуществлялось путем инъекции. При этом величины температуры плазмы ($T_e \approx 5-10$ эв, $T_i \approx 20-30$ эв) и ее плотности ($n \approx 10^{10}-10^{11}$) обеспечивали условия малости частот соударений и соответственно — больших длин свободного пробега $\lambda > L = 2\pi R$ (где R — радиус тора). Как известно, подобное условие ($\lambda > L$) должно быть реализовано при удержании плазмы термоядер-

ных параметров ($n \approx 10^{15}$, $T_e \approx T_i \approx 10^4$ эв) в гипотетическом реакторе ($R \sim 10^3$ см). В этом смысле наши эксперименты являлись определенным приближением в моделировании термоядерной плазмы.

Изучение удержания плазмы, проводившееся на стеллараторах Принстонского университета (США), показало, что в условиях высоких частот соударений и малости длины свободного пробега частиц ($\lambda < L$) диффузия описывается эмпирической формулой, предложенной Бомом: $D \approx cT_e/16eH$. Наши эксперименты показали, что в условиях большой длины свободного пробега частиц ($\lambda > L$) коэффициент диффузии падает и время удержания плазмы превышает бомовское примерно на порядок величины. Однако и это время удержания оказалось достаточно малым, и до последнего времени не было предложено теоретической модели, описывающей такое поведение плазмы. В 1968 г. появились работы Галеева, Сагдеева и Фюрта и работа Коврижных, в которых было обращено внимание на существенную роль особой группы частиц, присутствие которых обусловлено тороидальностью и удовлетворяющих условию $v_{||}/v_{\perp} < (r/R)^{1/2}$ (где r — малый радиус тора, а $v_{||}$ и v_{\perp} — продольная и поперечная относительно направления магнитного поля скорости частиц). Эти частицы «заперты» между областями большей напряженности удерживающего поля, обусловленной тороидальностью. В стеллараторах имеется еще одна группа частиц, «запертых» между «пробками», создаваемыми винтовым полем. Смещение «запертых» частиц относительно магнитных поверхностей значительно больше, чем пролетных частиц, что при слабосоударительной плазме приводит к существенному повышению диффузии.

В теории соударительной диффузии, учитывающей тороидальность, скорость ухода частиц разного вида (ионов или электронов) различна, что в силу амбиполярного характера потерь приводит к появлению равновесного электрического поля, уравнивающего диффузионный уход ионов и электронов.

Приведенное сравнение характеристик удержания плазмы в стеллараторе «Ливень-1» с работой Коврижных показало, что величина электрического поля и функциональные зависимости поля и времени удержания от напряженности магнитного поля достаточно хорошо совпадают. Отличие расчетного времени удержания от экспериментально наблюдаемого находит свое объяснение, в частности, в том, что теория используется на грани ее применимости.

Другим механизмом, могущим определять время удержания плазмы, являются турбулентные потери, вызываемые низкочастотными колебаниями. Как показали измерения, в плазме стелларатора Л-1 в области градиента плотности существуют колебания с частотами 20—100 кГц. Область их локализации ~ 1 см, азимутальная длина волны $\sim 3-5$ см, а ее мода определяется углом преобразования. Так, при угле преобразования поворота $i = \pi/2$ наблюдаются 2-я и 4-я моды, при $i = 4\pi/3 - 3$ -я и т. д.

Для оценки роли этих колебаний в наблюдаемом времени удержания были проведены измерения потока $\Gamma = cH^{-1} \langle \tilde{E} \tilde{n} \rangle$, где \tilde{E} и \tilde{n} — колебания электрического поля и плотности плазмы, а $\langle \dots \rangle$ означают усреднение по времени. Предварительные результаты показывают, что несмотря на то, что имеющийся в установке «шпир» ($\theta \sim 10^{-2}$) недостаточен для стабилизации дрейфовых колебаний, поток частиц составляет $\sim 0,1$ полного диффузионного потока, т. е. уход частиц не определяется наблюдаемыми колебаниями.

Таким образом, в результате экспериментального исследования удержания плазмы с большой длиной свободного пробега в стеллараторе «Ливень-1» можно предположить, что одним из основных механизмов потерь является диффузия на парных соударениях. Вклад турбулентной диффузии в потери плазмы невелик.

Конечно, трудно предположить, что сделанные выше выводы позволяют экстраполировать наши результаты на режимы удержания существенно более плотной и горячей плазмы. В настоящее время эти выводы могут являться только рабочей гипотезой. Действительно, моделирование удержания термоядерной плазмы сводилось только к выполнению условия $\lambda > L$, т. е. являлось очень ограниченным. Для проверки гипотезы о классическом характере диффузии необходимо проведение экспериментов с более плотной и горячей плазмой на ряде других установок подобного типа.

В экспериментах на стеллараторе Л-1 принимали участие Д. К. Акулина, М. С. Береженский, С. Е. Гребенщиков, И. А. Косский, Ю. И. Нечаев, А. П. Попрядухин, И. С. Сбитникова и авторы настоящего доклада.