

зывается движением ларморовских кружков, а $\mathbf{j}_m = \text{rot } \mathbf{M} = -\text{rot}(p_{\perp} \mathbf{B}/B^2)$ — неоднородностью их расположения (ток намагничивания). Выраженная через p_{\perp} и p_{\parallel} плотность тока вместе с ур-нием баланса сил $N < F_1 >$ и гидростатич. давления, действующих на единицу объёма газа ларморовских кружков, составляют совместно с ур-ниями Максвелла систему ур-ний равновесия. В М. л. с длительностью удержания частиц, превышающей ср. время между столкновениями частиц, ф-ция распределения по скоростям и соответственно давление плазмы изотропны ($p_{\parallel} = p_{\perp} = p$). В этом случае система ур-ний равновесия принимает сугубо гидродинамич. вид:

$$\nabla p = [j\mathbf{B}]; \quad \text{rot } \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}; \quad \text{div } \mathbf{B} = 0.$$

Из первого ур-ния этой системы следует, что магн. силовые линии и линии плотности тока лежат на поверхностях пост. давления ($\mathbf{B}\nabla p = 0$, $\mathbf{j}\nabla p = 0$), совпадающих с магн. поверхностями. Ввиду непрерывности магн. силовых линий (условие $\text{div } \mathbf{B} = 0$) они могут быть только тороидальными (в топологич. смысле), вложенными друг в друга (при монопотном профиле давления).

Ур-ния равновесия определяют «первичный» диамагн. ток $\mathbf{j}_{\perp} = [B\nabla p]/B^2$, связанный с градиентом давления плазмы. Его дивергенция $\text{div } \mathbf{j}_{\perp} = [B\nabla p]\nabla(1/B^2)$ служит источником продольного знакаперем. «вторичного» тока, наз. в тороидальных М. л. током Пфирша — Шлютера, а в открытых ловушках — током Ступакова. Вторичные токи вызывают искажение магн. системы и приводят к ограничению равновесного давления плазмы, а также к ухудшению её термоизоляции.

Любой диссипативный процесс в плазме приводит к её диффузии поперёк магн. поля. Усиление диффузии по сравнению с классической, скорость u к-рой определяется условием поддержания равновесного тока \mathbf{j}_{\perp} за счёт движения в магн. поле среды (плазмы) с проводимостью σ : $[B\nabla p]/B^2 = \sigma[u\mathbf{B}]$, происходит как за счёт необходимости поддержания вторичных токов, так и (в случае редких столкновений) за счёт большого отклонения дрейфовых орбит запертых частиц от магн. поверхностей (неоклассич. диффузия). Сильно аномальная диффузия объясняется обычно дрейфом частиц в эл.-магн. поле, флуктуирующем из-за микронеустойчивостей плазмы.

Тороидальные М. л. представляют собой наиб. обширный и важный класс систем для магн. удержания плазмы. Важнейшая их характеристика — вращательное преобразование — определяется как предел отношения числа обходов n магнитной силовой линии по азимуту к числу обходов m вдоль тора: $\chi = \lim_{n, m \rightarrow \infty} (n/m)$. Характерной особенностью тороидальных М. л. является топологич. неустойчивость «рациональных» магн. поверхностей, у к-рых χ выражается рациональным числом $\chi = n_0/m_0$ и силовые линии замкнуты. Под влиянием винтовых «резонансных» возмущений магн. поля с m_0 и n_0 числами периодов в полоидальном и тороидальном направлениях рациональная магн. поверхность как бы расщепляется, образуя «островную» структуру магн. поверхностей в сечении тора (рис. 6). Динамика магн. островов при наличии плазмы, их взаимодействие при изменении параметров системы, сопровождающееся процессом *пересоединения* магн. силовых линий в высокопроводящей среде, — наиб. сложный и интересный физ. процесс в тороидальных М. л. При определ. условиях он может приводить к полному разрушению равновесной конфигурации в токамаке.

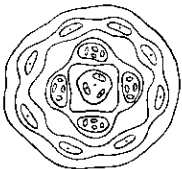


Рис. 6. Островная структура тороидальных магнитных поверхностей.

Качество М. л. характеризуют предельным значением параметра $\beta = 2\mu_0 \bar{p}/B^2$, при к-ром возможно макроскопически устойчивое удержание плазмы. Для термоядерного реактора необходимы значения $\beta \sim 5 \div 10\%$.

Равновесное состояние в тороидальной М. л. «по малому радиусу» описывается ур-нием баланса давлений (интегр. следствие ур-ний равновесия), к-рое для плазменного цилиндра радиуса a имеет вид

$$\bar{p} \cdot \bar{B}_t^2/2\mu_0 = B_t^2(a)/2\mu_0 + B_p^2(a)/2\mu_0,$$

где B_t — продольное (тороидальное), а B_p — полоидальное магн. поле, $B_p(a) = \mu_0/2\pi r$, черта означает усреднение по сечению. Кроме равновесия по малому радиусу в тороидальных М. л. должно выполняться условие равновесия по большому радиусу. В системах с током баллонное растяжение тороидального плазменного шнура уравновешивают силой взаимодействия тороидального тока с внешним, поперечным к плоскости тора магн. полем. В стеллараторах удерживающим является эффективное полоидальное поле от винтовых обмоток, взаимодействующее с токами Пфирша — Шлютера. И в том, и в другом случае давление плазмы приводит к смещению по большому радиусу внутр. магн. поверхностей относительно наружных.

Макроскопич. устойчивость плазмы в тороидальных М. л. зависит от профиля $\chi(V)$ или обратной величины $q(V)$, от величины и знака т. н. шира магн. силовых линий $s = Vq'(V)/q$ и относительной глубины «средней магн. ямы» $w = VW'(V)/W$, где $W = 2p + \langle B^2 \rangle/\mu_0$. Здесь V — объём, ограниченный данной магн. поверхностью, играющий роль малого радиуса в системах со сложной формой сечения плазмы. В тороидальных М. л. средняя магн. яма, согласно преобразованному уравнению равновесия $\nabla_{\perp}(2p + B^2/\mu_0) = 2B^2 k/\mu_0$, связана с кривизной $k = (B/B)\nabla(B/B)$ магн. силовой линии. В цилиндре, где магн. поверхности выпуклые, $k_r = -B_p^2/rB^2 < 0$ и магн. ямы нет. В тороидальной геометрии при $B_t \gg B_p$ (рис. 7, а) б. ч. магн. силовой линии может находиться

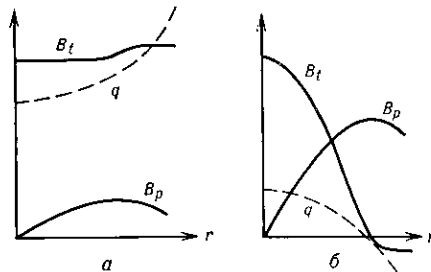


Рис. 7. Распределение магнитного поля по радиусу: а) в токамаке; б) в пинче с обращённым магнитным полем.

на вогнутой внутр. части поверхности тора и привести к благоприятному для устойчивости условию $W > 0$. К этому эффекту приводит создание *D*-образной или «бобообразной» формы сечения магн. поверхностей.

В М. л., образуемых с помощью тока, возбуждаемого в плазме, плазма может быть устойчива в двух случаях: 1) при достаточно сильном тороидальном магн. поле $B_t \gg B_p$ и монотонно растущей от оси ф-ции $q(V)$ (система токамак); 2) при умеренном тороидальном поле $B_t \sim B_p$, и монотонном убывании $q(V)$ от $q(0) \sim a/R$ на оси плазменного шнура до перехода его на краю через нуль, чтобы всюду удовлетворялось важное для устойчивости условие $s \neq 0$ (система пинч с обращённым полем, рис. 7, б). Как токамак, так и пинч с обращённым полем представляют пример самоорганизующихся систем. Необходимые для устойчивости профили устанавливаются и поддерживаются при определ. внеш. условиях автоматически за счёт внутр. неконтро-